BERNARD DIU

TRAITÉ DE PHYSIQUE À L'USAGE DES PROFANES

Odile Jacob

SCIENCES

TRAITÉ DE PHYSIQUE
À L'USAGE
DES PROFANES

BERNARD DIU

TRAITÉ DE PHYSIQUE À L'USAGE DES PROFANES

EDITIONS
ODILE JACOB

15, rue Soufflot, 75005 Paris

www.odilejacob.fr

ISBN : 2-7381-0873-3

LIVRE I

En théorie...

À l'écoute du langage articulé de la Nature

A Mamita

Et aussi, évidemment,
pour Charles, Laure et
Olivier.

Le vent se lève !... Il faut tenter de vivre !
L'air immense ouvre et referme mon livre,
La vague en poudre ose jaillir des rocs !
Envolez-vous, pages tout éblouies !

Paul VALERY,
Le Cimetière marin (*Charmes*).

PROLOGUE EN MANIÈRE DE DÉDICACE

Voici un livre de *physique*, véritablement, volontairement, passionnément, de *vraie* physique, sans faux-fuyants ni faux-semblants. Sa spécificité, toutefois, qui est en même temps sa raison d'être, réside en ceci qu'il tente de présenter les sujets abordés — voilà sans doute une gageure — à un niveau accessible aux profanes.

La dédicace, au sens restreint, de mon livre va à une dame — titre qu'elle récuserait avec humilité et humour — analphabète, qui m'est proche depuis plus de quarante ans.

Certain jour de Noël, il y a de cela une dizaine d'années, nous offrîmes à Mamita un globe terrestre, de ceux que les écoliers posent parfois sur leur table de travail, qui s'illuminent de l'intérieur. Elle accepta ce cadeau insolite avec joie mais gravité. Elle attendit d'être seule pour entreprendre, enthousiaste et patiente, ses Grandes Découvertes. Elle déchiffra ainsi, avec l'application têtue qu'y mettent les illettrés, Rio de Janeiro, Caracas, ... où son défunt mari avait envisagé de chercher refuge à la victoire franquiste qui s'esquissait, à la chute imminente de leur Barcelone, la Ville aimée et emblématique. Puis, les premières surprises passées, les premières émotions, les premiers repérages ponctuels, elle décida de cingler vers le grand large : elle se lança dans la recherche de la Méditerranée, *sa* Méditerranée, qui l'avait bercée dans son enfance misérable comme elle avait fait Socrate et Aristote, matrice originelle de sa culture fruste et primitive après avoir enfanté la civilisation du Monde. Elle chercha dans le bleu, évidemment, dans le grand bleu. Elle s'acharna, ânonnant ici ou là des mots étrangers et étranges qui restaient inconnus, qui ne composaient pas les syllabes tellement espérées, fût-ce dans une langue ignorée et barbare : la Méditerranée est reconnaissable dans tous les idiomes de la

Terre, elle le savait obscurément. Elle chercha longtemps, elle chercha plusieurs jours, penchée sur cette boule énigmatique et fascinante qui refusait de révéler son secret de Polichinelle. Après une longue quête — de ses racines tranchées net par le fascisme espagnol —, désordonnée et impulsive, il lui vint une idée : chercher d'abord l'Espagne, dont elle connaissait la forme simple mais caractéristique, chercher Barcelone, nécessairement l'alpha et l'oméga de cette recherche éperdue et toujours recommencée. Et alors — enfin ! — elle reconnut le mot magique, mais imprimé en lettres minuscules sur une plage jusque-là passée inaperçue ! La désillusion l'attendait, indissociable de la découverte : comme elle était donc petite, aux dimensions du globe, cette Méditerranée tant appelée et tant invoquée, à travers tant et tant de noms différents mais proches, inconnus mais déjà vaguement perçus ! comme elle se faisait soudain dérisoire, à celle qui la croyait la plus vaste mer de la Terre !...

Un autre analphabète — disparu, quant à lui — me fut plus proche encore, car il l'était par le sang et par le nom. Trop longtemps à la peine, il sera bientôt, ici même, à l'honneur, et ce ne sera que justice.

Peut-être, à travers ces deux personnages hauts en couleur, que j'ai côtoyés familièrement et familialement, et dont je me sens profondément solidaire, peut-être cette dédicace tente-t-elle — on l'aura compris — et par-delà elle le livre — on le verra — de renouer des liens, que je pensais à jamais perdus, entre le monde des humbles et des miséreux, dont je suis irrémédiablement issu, et celui des Lumières et des Arts, auquel appartient la physique et dont je participe, *volens nolens*, depuis de longues années.

Je dédie donc ce livre à tous les analphabètes du monde et des temps : il parle de merveilles et de magnificences qui leur sont à jamais inaccessibles, dont l'existence même et la nature leur sont à jamais celées, dont ils ne peuvent pas seulement soupçonner les inépuisables trésors enfouis.

Et pourtant il en est qui réussissent, par le travail et la patience, par la chance aussi mais d'abord la persévérance, à s'approprier une parcelle scintillante, une pépite à l'éclat subit et éblouissant de cet Eldorado inouï, entraperçu à peine dans l'incertain et dans l'éloignement flou :

> *Ils allaient conquérir le fabuleux métal*
> *Que Cipango mûrit dans ses mines lointaines* [1].
>
> HÉRÉDIA

C'est eux, à l'évidence, qui sont pour moi le sel de la terre, et c'est à eux que va, en premier, la présente dédicace.

Première Partie

L'ŒUVRE DE CRÉATION

Et Utanapištî
S'adressa à lui :
« Gilgameš, tu es venu jusqu'ici
A grand-peine et fatigue :
Que vais-je t'accorder
Au moment où tu rentres au pays ?
Je vais te révéler
Un mystère
Et te communiquer
Un secret des dieux :
Il s'agit d'une plante
A la racine pareille à celle du Faux-jasmin,
Et dont les épines
Sont comme celles de la Ronce [...].
Si tu arrives à t'en emparer
Tu auras trouvé la vie-prolongée ! »
L'ayant entendu, Gilgameš
Creusa un trou
Pour déterrer
De grosses pierres,
Lesquelles l'entraînèrent au fond de la mer,
Où il trouva la plante [...]
Puis, ayant libéré ses pieds
Des lourdes pierres,
La mer
Le rejeta au rivage.
Et Gilgameš s'adressa à lui,
Ur Šanabi-le-Nocher :
« Ur Šanabi, voici la plante
Spécifique de la peur-de-la-mort. »

L'Epopée de Gilgameš,
le grand homme qui ne voulait pas mourir[1].

CHAPITRE PREMIER

QU'EST-CE QUE LA PHYSIQUE ? QU'EST-CE QU'UNE THÉORIE ?

Il libro della natura è scritto nella lingua matematica[1].

GALILÉE

(Le livre de la nature est écrit en langage mathématique.)

Das ewig Unbegreifliche an der Welt ist ihre Begreiflichkeit[2].

EINSTEIN

(La chose éternellement incompréhensible, dans le monde, est qu'il soit compréhensible.)

Entre ces deux aphorismes célèbres de savants illustres, trois siècles, au cours desquels un ensemble impressionnant de phénomènes naturels ont été *compris* — c'est-à-dire expliqués dans le cadre de théories mathématiquement cohérentes — par une pléiade de physiciens, grands ou moins grands, connus ou inconnus : depuis le mouvement des planètes jusqu'aux hypothétiques trous noirs, depuis le fonctionnement des machines à vapeur jusqu'à la structure des atomes... Née avec Galilée, la physique a pris son essor vers l'azur de la connaissance, s'élevant, plus haut, toujours plus haut... « *Quo non ascendam*[3] ? »

Le mouvement, on le sait, se prouve en marchant : c'est en avançant dans ce livre que, probablement, nous percevrons plus clairement et précisément ce que peut être une théorie physique. Autant, du reste, l'annoncer aussitôt : la première théorie véritable que nous évoquerons, celle qui fut aussi première dans l'Histoire à mériter ce nom, traite des principes du mouvement. Ce n'est point là, à l'évidence, un effet du hasard : le monde extérieur se manifeste d'abord à nos sens par le déplacement des objets qui le composent : course, vent, agitation, progression, recul, chute, vague, balistique, projection, lancement, flux, cours des astres. N'était-il pas naturel que ce fût d'abord le mouvement qui dévoilât — sans pourtant se dénuder totalement — les principes théoriques qui le régissent ?

La physique, j'aime à le dire ainsi, est une science théorique qui s'applique au réel. C'est effectivement Galilée qui perçut clairement, le premier, cette double nature de la physique, sorte de *Janus bifrons* dont les deux visages, théorie et expérience, se conjuguent et se complètent : à de certains moments, l'un prime sur l'autre, et puis soudain l'autre reprend l'avantage. Ce n'est pas ici le lieu de commenter les démêlés de Galilée avec l'Eglise. A travers cette lutte inégale et ardente se fit jour une nouvelle conception de la connaissance. Au cours du Moyen Age chrétien, régnait en effet sans partage la révélation divine de la Vérité, connue par le Livre et par la Tradition. C'est sur l'observation et sur l'expérimentation — observation active et systématique s'exerçant dans des conditions soigneusement choisies, planifiées et disposées par avance — que Galilée entendait désormais asseoir la science. Il étudiait ainsi la chute des corps depuis le sommet de la tour penchée de Pise, les oscillations d'un pendule, le mouvement d'une bille le long d'un plan incliné — c'est en passant à la limite du plan horizontal, d'inclinaison nulle, qu'il découvrit, dit-on, son célèbre « principe d'inertie »... Il scruta le ciel aussi[4], à l'aide de la lunette qui porte toujours son nom, bien qu'elle ait vraisemblablement été inventée par des opticiens néerlandais. Il fut ainsi le premier humain à connaître que la Voie Lactée, jusque-là décrite comme une traînée continue, un gigantesque nuage, est en réalité composée d'une myriade d'étoiles, séparées les unes des autres bien que très proches dans leur projection sur la voûte du ciel. Il put aussi constater que la planète Jupiter est accompagnée de plusieurs satellites. Cette découverte ainsi que les arguments qu'il tira du simple aspect de la Lune[5] l'amenèrent à la conclusion iconoclaste que les objets appartenant à la « sphère céleste » — domaine où devait régner la perfection divine — sont tout aussi imparfaits que ceux de notre « sphère terrestre », ici-bas. Mais — n'y a-t-il pas là un authentique miracle ? —, Galilée décela dans les phénomènes qu'il analysait une autre transcendance, une autre perfection. La citation qui ouvre ce chapitre affirme, peut-on dire, une nouvelle forme de la foi, un nouveau credo : « Le livre [...], constate-t-il, est *écrit*... » Les mathématiques — faut-il seulement le rappeler — sont un pur produit de l'esprit humain ; peut-être — d'aucuns le pensent — est-il inspiré par Dieu, à tout le moins dans ses entreprises les plus hardies. Quoi qu'il en soit, les théories physiques, qui parlent ce « langage », sont donc transcendantes et immanentes à la fois. D'où l'étonnement manifesté par Einstein dans l'aphorisme qui fait écho à celui de Galilée, un Einstein qui fut pourtant, quant à lui, grand théoricien devant l'Eternel.

Théorie et expérience, donc, intimement imbriquées. Et théorie s'exprimant en mathématiques. Précisons quelque peu, avant de poursuivre.

Un domaine, en physique, est considéré comme compris si, et il l'est seulement si, l'on y dispose d'une *théorie* qui l'explique et le systématise de façon compacte et simple. La présence du dernier qualificatif peut prêter à sourire : ceux qui ont consacré des années de leur vie à poursuivre telle notion, pour l'assimiler, ou tel raisonnement, pour le comprendre, ceux surtout qui, à un moment, ont baissé les bras devant les difficultés, se sentiront peut-être insultés. A tort ! Il n'est pas question de peindre sous des couleurs amènes et factices ce qui est profondément, irrémédiablement difficile, mais de rechercher et d'atteindre quelque chose de plus basal, de plus intrinsèque. La qualité dont il s'agit s'apparenterait davantage à la simplicité biblique : elle ne se juge pas dans l'abstrait, elle se jauge à l'aune de la technique et de la mathématique sur lesquelles s'est construit le domaine.

Une théorie se présente sous forme hypothético-déductive, comme disent nos amis philosophes. Cela signifie qu'elle procède d'un système de *postulats*, dits aussi « principes » ou « hypothèses fondamentales », en nombre restreint (combien au juste varie suivant les théories ; disons qu'ils se comptent sur les doigts d'une seule main). Aspect souvent méconnu, et pourtant essentiel : les concepts et notions qu'introduisent les postulats pour les relier et les agencer ne peuvent pas se concevoir indépendamment de la théorie ; celle-ci les utilise et les définit d'un seul et même mouvement. Ils ne sont rien sans elle, elle ne pourrait exister sans eux ; elle leur donne vie, ils lui permettent de parler un langage intelligible et universel. Prenons pour exemple le champ électrique et le champ magnétique, dont nous parlerons bientôt plus à loisir[6]. Ce sont les entités fondamentales sur lesquelles s'appuie la théorie de l'électromagnétisme, dont les postulats seront les quatre équations de Maxwell (1873). Elles expriment sous forme mathématique concise les propriétés constitutives de ces champs eux-mêmes. Ceux-ci ne font donc pas de sens en dehors de la théorie ; en son sein, de surcroît, ils n'existent et ne signifient qu'à partir des équations de Maxwell elles-mêmes, qui spécifient leurs propriétés et par là leur être.

Seule dans l'Océan, seule toujours ! — Perdue
Comme un point invisible en un mouvant désert,
L'aventurière passe errant dans l'étendue,
Et voit tel cap secret qui n'est pas découvert.
[...]
Puis, recueillant le fruit tel que de l'âme il sort,
Tout empreint du parfum des saintes solitudes,
Jetons l'œuvre à la mer, la mer des multitudes :
— Dieu la prendra du doigt pour la conduire au port[7].

VIGNY

Des postulats, par application des règles universelles de la logique et du calcul, découlent des prédictions : elles annoncent que, dans telles circonstances qui n'ont pas encore été explorées, va se produire tel effet ou tel phénomène, ou que telle mesure va donner tel résultat. Certaines d'entre elles s'appliquent à des situations qu'offre la Nature, ou à d'autres que peuvent artificiellement créer les moyens techniques du moment ; il est alors *indispensable* que ces prédictions, conséquences de la théorie (c'est-à-dire des postulats qui la fondent), soient *toutes* conformes à la réalité : il y va de la survie du château de cartes théorique. Cette conformité est questionnée par des expériences — ou des observations — et le plus souvent par des mesures quantitatives. Cela va sans dire : tous les faits observationnels ou expérimentaux connus et avérés à l'avènement de la théorie doivent y trouver place, englobés dans la nouvelle vision du monde qu'elle porte. Mais il y a plus : toute théorie, dès sa naissance, annonce des effets nouveaux, le plus souvent inattendus ou même inouïs. Il en est de trop subtils pour que les procédés expérimentaux disponibles puissent les mettre en évidence ; ils s'amassent alors dans la mémoire collective de la république des physiciens jusqu'à ce que la technique, ayant évolué et s'étant affinée — ou bien ayant progressé par un de ces bonds brusques dont elle est coutumière — permette d'y atteindre. Car les physiciens expérimentateurs sont ingénieux et compétents ! Ils n'ont de cesse, en tout cas, qu'ils n'aient mis à l'épreuve *toutes* les implications de la théorie. En schématisant quelque peu, on peut dire que la théorie y joue sa tête à chaque fois, comme dans la roulette russe chacun des partenaires tour à tour : aucun droit à l'erreur, qui serait fatale ou tout au moins sérieusement invalidante. Mais ce n'est plus là de la schématisation ; c'est déjà de l'idéalisation : vous pensez bien que, avant qu'on ne lui torde son cou, la théorie se défend bec et ongles.

Mais, si l'on peut schématiser encore, on affirmera que tout ce qu'annonce la théorie doit nécessairement s'avérer, et que, en retour, tout ce que prouve l'expérience doit y figurer par avance. Voilà une contrainte redoutable. Aussi la tâche de la nouvelle théorie est parfois rude, dès ses premiers pas : il lui faut souvent résister à des attaques perfides[8] ; il lui faut dans le même temps explorer puis déchiffrer des domaines vierges et prodigieux.

Mais la physique est une activité humaine, et partant finie dans ses entreprises comme dans ses réalisations. La finitude que voilà s'appelle en physique « *approximation* ». Le résultat d'une mesure ne peut pas, par nature, être exact ; il comporte toujours ce que l'on nomme, dans le jargon spécialisé, une « *incertitude* ». Prenons un exemple. Je cherche dans mes tablettes — les plus récentes (juillet 1996) — combien vaut la masse d'un électron (tout le monde a entendu parler de l'électron, je suppose ?). Mes tablettes me disent, textuellement :

$$9{,}109\,389\,7\ (54) \times 10^{-31} \text{ kilogrammes.}$$

Le 54 entre parenthèses m'apprend que les deux derniers chiffres de ce nombre, savoir 9 et 7, sont sujets à caution : disons, en simplifiant, que le 97 pourrait devenir 97 + 54 ou 97 – 54 sans que l'expérimentateur qui a réalisé la mesure puisse s'en offusquer[9]. Mais... ne partez pas si vite ! La théorie aussi a ses approximations, les théoriciens le savent bien ! Par exemple, nous allons tout à l'heure considérer, « en première approximation », la Terre comme sphérique. Il est de notoriété publique qu'elle est aplatie aux pôles[10] ; mais on ne peut en tenir compte que par des formules approximatives, même si la théorie pure et dure est simple et limpide.

C'est dans l'expérience que la théorie cherche donc à fonder sa légitimité. Est-ce à dire que l'expérience prime, en dernier ressort ? Point du tout. Il n'est pas de résultat expérimental, pas même de dispositif expérimental — fût-il offert tel quel par la Nature dans son multiple et permanent spectacle — qui ne doive être perçu ou conçu dans le cadre de la théorie. Imaginons par exemple Heinrich Hertz, en 1887, tentant de mettre en évidence les ondes électromagnétiques, prédiction stupéfiante de la théorie de Maxwell. Il s'agissait d'établir expérimentalement que les champs électrique et magnétique se propagent dans l'espace dès lors qu'ils varient dans le temps. Mais comment produire, puis détecter, ces champs, sinon grâce aux propriétés que lui confèrent ces mêmes équations de Maxwell ? Et qu'on ne s'en aille pas disant que ces propriétés sont fondées par l'observation expérimentale : l'expérience n'aurait jamais pu être seulement envisagée si la théorie n'avait été là pour poser la question, pour la formuler de façon explicite et intelligible, et pour tenir l'expérimentateur par la main au cours de ses investigations.

Ainsi — c'est par là que nous avions commencé, vous en souvient-il ?, et nous y voici retournés — théorie et expérience forment un entrelacs à jamais indissoluble.

CHAPITRE II

DU MYTHE À LA CONNAISSANCE (THÈME ET VARIATIONS)

Certain penseur[1], me dit-on — de l'époque moderne —, proposa, dans une *Philosophie des formes symboliques*, de distinguer soigneusement la *pensée mythique* d'avec la *connaissance* du monde. C'est le passage du mythe à la connaissance — elle sera ici scientifique — que le présent chapitre tente d'illustrer, à propos d'un thème qui semble particulièrement approprié et significatif, puisqu'il ressortit à l'astronomie : il peut ainsi, par nature, susciter tout autant l'imagination mythique que la soif de connaissance objective. Le (court) essai que voici se présente comme une œuvre pianistique qui développerait en plusieurs variations un même thème central, celui de la Voie Lactée céleste.

Comme de coutume dans les salles de concert, le pianiste ne sera pas interrompu : il faudra attendre la fin de la cinquième et dernière variation pour commenter l'ensemble. « *La verdad no está en un sueño, sino en varios sueños* » (La vérité ne réside pas dans un rêve, mais bien dans plusieurs rêves)[2].

Thème — Andante molto cantabile ed espressivo

> *La* Voie Lactée *est une vaste nébuleuse qui se présente à nos yeux, dans les nuits sereines, comme un immense anneau, tantôt large, tantôt rétréci, qui se détache en gris cendré sur le fond noir du ciel*[3].

Première variation — Allegretto, con sentimento

Plus loin sont ces lueurs que prirent nos aïeux
Pour les gouttes du lait qui nourrissaient les dieux ;
Ils ne se trompaient pas : ces perles de lumière
Qui de la nuit lointaine ont blanchi la carrière
Sont des astres futurs, des germes enflammés
Que la main toujours pleine a pour les temps semés[4].

LAMARTINE

Héraclès (Hercule, en latin) naquit des amours morganatiques de Zeus avec une mortelle, Alcmène. Pour la séduire, le roi des dieux revêtit l'apparence même de son conjoint, Amphitryon. L'épouse de Zeus, Héra, en conçut une jalousie inextinguible et vengeresse : elle guida vers le berceau d'Héraclès nouveau-né deux serpents particulièrement dangereux. Héraclès les étouffa de ses mains d'enfant.

Pour vigoureux qu'il fût, Héraclès n'était pas immortel : il héritait de sa mère cette fâcheuse disposition d'avoir à passer quelque jour, sans espoir de retour, le Fleuve des Enfers. Hermès, le rusé Hermès, se chargea de faire téter à Héraclès un lait divin qui lui apportât la contrepartie maternelle de l'immortalité paternelle. Profitant du sommeil de Héra, il pendit à son sein endormi le nourrisson assoiffé et avide d'immortalité. Quand Héra s'éveilla, elle repoussa, horrifiée, cet enfant haï. Il était néanmoins trop tard : Héraclès avait bu ce breuvage enchanteur mais interdit qu'il avait fait monter au sein de sa pire ennemie. Lorsque Héra l'arracha enfin à son téton pris par surprise, elle ne put empêcher qu'une giclée de lait ne se répandît alentour, visible à jamais dans le ciel nocturne.

Deuxième variation — Allegro risoluto e con brio

Cette majestueuse traînée blanchâtre qui enjambe le ciel nocturne de part en part se nomme, pour les Espagnols, « *le Chemin de Saint-Jacques* » :

Esta noche ha pasado Santiago	(Cette nuit Saint-Jacques a parcouru
su camino de luz en el cielo. [...]	son chemin de lumière dans le ciel. [...]
¿ Donde va el peregrino celeste	Où va le pélerin céleste
por el claro infinito sendero[5] *?*	le long du clair sentier infini ?)

GARCÍA LORCA

On ne sera point surpris, dès lors, que *La Voie Lactée*, film de Luis Buñuel (1969), conduise acteurs et spectateurs, par un chemin picaresque et baroque, vers Saint-Jacques de Compostelle.

Jacques le Majeur, apôtre de Jésus, frère de Jean l'Evangéliste, est le saint patron de l'Espagne — « *¡ Santiago, y cierra España !* [6] » — depuis ce jour de l'an 844 où l'offensive du roi catholique Ramiro, à Clavijo (en Castille la Vieille), remporta la première victoire significative sur l'armée des envahisseurs musulmans, menée par Abderrahman, calife de Cordoue. Cette bataille marqua le début emblématique de la Reconquête de la péninsule ibérique. Et chacun put y reconnaître, au plus fort de la mêlée, surmonté d'un cimier étincelant et montant un fier étalon d'une blancheur éblouissante, un magnifique cavalier chrétien qui décapitait les mécréants avec une force et une dextérité surhumaines, faisant ainsi pencher vers son camp la fortune hésitante des armes.

Depuis lors, au cours des « nuits sereines », aujourd'hui encore, par les hauts plateaux castillans ou aragonais, ou bien le long des rives riantes du Guadalquivir andalou, ou encore dans les solitudes désolées de la Manche hantée de fantômes démesurés ou grotesques, chacun — pourvu qu'il contemple la voûte céleste avec la foi du charbonnier — chacun donc pourra y voir le divin spectacle du splendide cavalier blanc chevauchant à bride courte son chemin triomphal que prend en sautoir l'épaule vaste et mystérieuse du ciel nocturne :

El día se va despacio,
la tarde colgada a un hombro,
[...] mientras el cielo reluce
como la grupa de un potro [7].

(Le jour s'en va lentement,
le soir pendu à une épaule,
[...] tandis que le ciel brille
comme la croupe d'un poulain.)

García Lorca

Troisième variation — Adagio

Imaginez seulement — « *Imagine* », chantait John Lennon...

Nous voilà en 1609, par une belle nuit transparente, à Venise. Galilée explore le ciel à l'aide du tout dernier instrument qui lui vient des opticiens néerlandais : une association de deux lentilles, convergente l'une (l'objectif), divergente l'autre (l'oculaire), montées sur un même tube rigide — qui permet toutefois, par un coulissement, de régler leur distance. Le connaît-il, ce ciel de la Vénétie, qu'il a tant et tant de fois observé, durant tant et tant de nuits comme celle-ci ! C'est d'abord la Lune qu'il a scrutée, si offerte et si fascinante, si pudique aussi et si mystérieuse, sur quoi il sait et a dit déjà tant de choses, sur quoi la lunette lui livrera d'autres secrets. Il s'apprête, avide, à tourner ensuite l'instrument magique vers chacune des planètes, successivement, vers celles surtout où l'œil nu déjà soupçonne quelque étendue.

Mais il se permet auparavant une promenade panoramique, juste pour le plaisir. Personne ne l'en blâmera : le spectacle est si beau !... Le sourire léger qui flotte doucement sur son visage se fige soudain ; derrière l'oculaire, son œil se fait scrutateur tout à coup, presque dur. Qu'a-t-il aperçu qui justifie cette brusque tension de tout son être, telle d'un chasseur devant l'envol lourd et subit d'un faisan ? Il vient de voir — mais c'est peut-être un artefact de l'optique ; il règle à nouveau la lunette avec soin —, il vient de voir des centaines, des milliers de minuscules points lumineux, où tous les observateurs, jusque-là, situaient un continuum pâle, une sorte de vapeur laiteuse, comme d'une brume traînant nonchalante au-dessus d'un marécage ou le long d'une rivière.

> *Une humidité lourde traînait au ras du sol, couvrant les moellons d'un drapé de mousse qui feutrait les bruits, laissant tinter seulement le son très clair de l'eau qui filtrait partout en ruisselets rapides sur les pierres, dans l'égouttement nonchalant qui suinte d'une fin de bombardement ou d'incendie*[8].
>
> GRACQ

Quel saisissement ! Quel choc ! Quelle jubilation, aussi ! Quelle terreur, peut-être ! car cette découverte enfreint sans doute un interdit farouche, d'avoir été cachée, depuis le fond des âges, à tant de mortels, scrutateurs anxieux et émerveillés de la voûte céleste. Qui était-il donc, lui, pour braver ainsi les Docteurs de l'Eglise et jusqu'à Dieu Lui-même, qui sait ?

Quatrième variation — Da capo al tema

> *La Voie Lactée est une vaste nébuleuse... sur le fond noir du ciel. D'après Herschel*[9]*, la Voie Lactée aurait la forme d'une lentille un peu aplatie, notre soleil se trouvant vers le milieu, enfoncé dans le sens de l'épaisseur. C'est dans la Voie Lactée que se trouvent le plus grand nombre d'étoiles ; certaines nébuleuses qu'elle renferme sont résolubles*[10]*, d'autres n'ont pu se résoudre ; ces dernières sont, d'après Herschel, deux mille fois plus éloignées de nous que α-Centaure, l'étoile la plus rapprochée*[11].

Cinquième variation — Vivace

Nous savons maintenant (fin du xxe siècle) que la Voie Lactée est la Galaxie à laquelle appartient notre Soleil, et avec lui son cortège de planètes, dont l'une est notre minuscule Terre. La Galaxie — on connaît aujourd'hui des millions d'autres galaxies, entre lesquelles on distingue la nôtre par une dérisoire majuscule — est du type spiral : elle se présente comme un disque aplati, formé d'un bulbe central entouré de bras incurvés qui évoquent irrésistiblement une rotation (autour d'un axe perpendiculaire au plan du disque). Telles ces figures de feu d'artifice où un anneau tourne éperdument sur lui-même en crachant derrière lui, tout autour, des gerbes d'étincelles.

Nous savons que la Galaxie — très ordinaire, somme toute — regroupe cent milliards d'étoiles semblables au Soleil. C'est Elle qui, nous apparaissant par sa tranche puisque nous évoluons sur un des bras du disque, fait dans le ciel des nuits claires cette traînée blanchâtre et bifide. Le diamètre de la Galaxie avoisine les cent mille années-lumière. Le Soleil prend place plus près du bord que du centre, dans un rapport de deux à trois environ. Il se meut à deux cents kilomètres par seconde par rapport à la Galaxie (dans la direction du Lion). Celle-ci fait partie d'un « amas », qui regroupe vingt-trois autres galaxies, et qu'on appelle le Groupe Local. Il est à son tour plongé dans un « superamas ». Les quelques millions de galaxies qu'ont identifiées les astronomes se répartissent ainsi en amas, puis superamas. Dans un amas, la distance entre les galaxies qui le composent est, en moyenne, trente fois supérieure au diamètre de chacune d'elles.

Finale : maestoso

- Voie Lactée
- Milky Way
- Milchstrasse
- Via Lactea
- Camino de Santiago
- Galaxie.

Après ces puissants accords finals — et après les applaudissements de rigueur —, risquons un commentaire.

Le thème proprement dit — il fallait s'y attendre — hésite entre une exposition factuelle et une présentation poétique : c'est bien la Voie Lactée réelle qu'on nous décrit là, mais les termes choisis et l'ampleur de la phrase donnent à entendre que s'y cache peut-être quelque secret. Et ce mystère même qui nous est suggéré n'est pas de ceux qui excitent la curiosité ni le désir de savoir, mais qui portent bien plutôt à la rêverie et à la contemplation.

Venant après la saisissante troisième variation, le « *da capo* » de la quatrième ne pouvait pas manquer de glisser vers le versant objectif. Il ne le fait pourtant qu'en s'abritant derrière un parrainage illustre : W. Herschel est notamment connu pour s'être attaqué à l'entreprise surhumaine de dénombrer les étoiles de la Voie Lactée.

Les deux premières variations brodent de façon délibérée, et même effrénée, autour de l'aspect mythique. Sur des registres distincts, quoique se référant toutes deux au divin, elles emportent tout aussitôt l'adhésion, par la fureur sacrée et la majesté ou par cet humour grandiose qui permet à une déesse-femme d'éclabousser le firmament.

C'est la variation trois, à l'évidence, qui marque — sa sonorité déjà l'annonce — le tournant capital, le point de non-retour qui change nécessairement notre vision de la réalité : il n'est plus loisible à quiconque, divin pas plus qu'humain, de rêver la Voie Lactée comme un tout continu sans structure — trace pérenne de lait divin ou chemin resplendissant d'un apôtre — : il est devenu *évident* à tous qu'elle est formée d'un gigantesque semis de myriades d'étoiles. Cette évidence a été apportée par un progrès technique fabuleux et soudain : la lunette de Galilée permet de grossir par un facteur trois ou quatre les images des astres. A partir de cette invention — patiemment ensuite étudiée et perfectionnée —, l'observation des astres devint une science.

La dernière variation prend son essor en s'appuyant sur les progrès accomplis en quatre siècles dans la connaissance de l'Univers. Elle laisse entrevoir aussi certaines des questions qui restent aujourd'hui sans réponse : comment se sont formées et agencées, dans l'évolution d'ensemble de l'Univers, les galaxies, leurs amas et superamas ?... Existe-t-il ailleurs, dans ce vaste, dans cet immense espace, perdue peut-être quelque part dans l'une de ces millions de galaxies dont chacune comprend des centaines de milliards de soleils, une autre minuscule terre comme la nôtre, où l'oxygène et l'eau, où l'amplitude réduite des variations de température, où tant et tant d'autres conditions miraculeusement réunies permettent l'éclosion de la Vie ?...

CHAPITRE III

DE LA CONNAISSANCE À LA THÉORIE (PROPOS DE GRANDS HOMMES)

Las palabras no caen en el vacío [1].
DE LEÓN

(Les paroles ne tombent pas dans le vide.)

Avènement de la théorie : Galileo Galilei

Galilée publie en 1632 une œuvre maîtresse, que l'on désigne comme son « Dialogue » *(Dialogo sopra i due massimi sistemi del mondo, toleamico e copernicano* [2]*)*. Il y développe ses vues scientifiques sur des sujets très divers mais tous fondamentaux. La forme choisie est celle d'une conversation entre trois personnages : Salviati est sans conteste le porte-parole de Galilée ; Simplicio, conformément à son nom, est le tenant des idées anciennes ; Sagredo, quant à lui, prend le rôle du modérateur — dirions-nous aujourd'hui — et celui d'un interlocuteur intelligent, sans *a priori* dogmatique.

Galilée renoue ainsi avec la longue tradition qui, depuis Socrate et sa maïeutique — l'art de faire accoucher [3] — repose l'essentiel de l'enseignement, de la conviction et de la découverte personnelle sur l'échange verbal. Salviati se targue même, explicitement, de ses talents de « bon accoucheur des cerveaux ». Mais la tournure, déjà, est baroque. Galilée agence sa mise en scène avec un sens aigu de la théâtralité ; il va jusqu'à recourir à des procédés qui relèvent de la farce : Salviati expose par exemple, avec sa fougue et son autorité habituelles, tel argument qui paraît convaincant, et qui convainc d'ailleurs ses interlocuteurs, pour avouer ensuite que « c'était pour rire », autrement dit que le raisonnement était intentionnellement erroné.

Certaines des idées exposées par Galilée dans son *Dialogue* — clarté et précision, style alerte — sont reprises ici et commentées[4, 5]. La plupart de ces idées sont éminemment *théoriques* : Galilée n'est-il pas universellement reconnu comme le premier théoricien de la physique, premier en tout cas dans le temps ? Même ses ennemis de l'Inquisition ne s'y trompèrent pas, qui érigèrent le *Dialogue* en écueil fatal sur quoi Galilée achoppa puis naufragea : vingt jours de procès suffirent, l'année suivante, pour le forcer à ployer les genoux et à abjurer sa doctrine. Eût-il été combattu avec tant d'opiniâtreté s'il s'était contenté de discourir savamment, mais obscurément, sur les mystères du monde ?...

L'enjeu était capital, en effet, au sens premier du terme. Il s'agissait de départager « les deux plus grands systèmes du monde » : celui de Claude Ptolémée (deuxième siècle de l'ère chrétienne), qui plaçait au Centre de l'Univers la Terre ; celui, plus récent (1543) de Nicolas Copernic, qui assignait cette place prestigieuse au Soleil, autour de quoi tournait la Terre. Le premier modèle — celui de Ptolémée — avait été adopté de longtemps par les docteurs de l'Eglise. Non pas — que l'on sache, tout au moins — que Ptolémée eût jamais embrassé la religion du Christ ; mais une Terre centrale et immobile, comme la supposait son *Almageste*, convenait en tout point à l'enseignement de la Bible tel que le délivraient les exégètes orthodoxes d'alors : l'Homme, aboutissement ultime et raffinement suprême de la Création, fait à l'image de Dieu, n'était-il pas fondé à revendiquer pour son séjour terrestre la place première et unique qui marquait le Centre du Grand Tout ? Copernic, en revanche — chanoine pourtant et formé en Italie — proposait que fût au centre le Soleil, entouré par les planètes qui « révolutionnaient » alentour, dont la Terre était seulement l'une. Comment donc était-elle privilégiée ? Qu'est-ce qui la distinguait fondamentalement de Mercure, Vénus ou Jupiter, dieux païens s'il en fut ?

Mais Copernic, malgré ses fonctions ecclésiastiques, resta trop obscur pour « révolutionner » les esprits après avoir fait les planètes. Il fut longtemps maintenu, de son vivant, dans cet espace intermédiaire et mal défini, aux contours flous et circonstanciels, purgatoire vague où errent dans la pénombre les âmes aberrantes mais point condamnées pour autant. Sa doctrine, qu'il se décida seulement à publier *in extremis* — quelques mois à peine avant sa mort (1543) —, fut explicitement rejetée par l'Eglise en 1616. Entretemps pourtant, Filippo Bruno — devenu Giordano à dix-sept ans, en entrant au couvent — avait été brûlé à Rome, en place publique (sur le « Champ des Fleurs »), principalement pour avoir repris et développé les idées de Copernic, jusqu'à cet extrême inadmissible où le monde matériel devenait infini à l'égal de Dieu.

Et voilà que Galilée s'apprêtait à rouvrir le débat, avec quelle impétuosité et quel prestige ! Il ne s'agissait plus maintenant de s'interroger doctement et poliment sur le sexe des anges, en des joutes oratoires à fleuret moucheté, mais tout uniment de trancher une question primordiale, d'abord pour ce qui concernait l'enseignement de l'Eglise, et par voie de conséquence pour la chose publique et pour le maintien de la paix sociale.

PRÉCAUTIONS ORATOIRES : « AU LECTEUR AVISÉ »

Avant de disserter à loisir sur la mécanique, la physique et la philosophie, Galilée tente — il y échouera, nous le savons — d'exorciser les démons, travestis en anges bien-pensants, déjà flairant sa trace dans l'obscurité, dans l'obscurantisme. Il se livre pour cela, en introduction, à un pur exercice de style, funambulesque, scabreux, périlleux même.

— Il fait mine de se réjouir au vu d'un édit pontifical, récemment paru — il va jusqu'à le qualifier de « salutaire » — qui impose silence aux partisans de la mobilité de la Terre, et qui réaffirme sans appel sa fixité au centre du monde (sans doute s'agit-il du décret même qui mit à l'Index le livre de Copernic [1616]). Il s'offusque ostensiblement devant l'audace de « certains » qui vont laissant entendre qu'un tel décret a été inspiré par des conseillers peu au fait de l'observation astronomique. Ces « téméraires lamentations » ont suscité chez Galilée, prétend-il, un zèle vengeur. Pour confondre ces censeurs outrecuidants, il se propose de prendre délibérément le parti de Copernic — celui de la mobilité de la Terre autour du Soleil —, mais il le fera comme en une hypothèse mathématique ; il s'efforcera de la présenter, « par les voies les plus artificieuses », comme supérieure à l'hypothèse de l'immobilité de la Terre que recommandent la piété et la connaissance de la toute-puissance divine. Ainsi, espère Galilée, le monde saura que si « nous » affirmons la stabilité de la Terre et voyons dans le contraire une curiosité mathématique, ce n'est pas par ignorance, mais par les raisons que conseillent la religion et la conscience de la faiblesse humaine.

Enjeu capital, avons-nous dit : la Terre est-elle éternellement fixe, au centre du monde, ou bien en mouvement permanent par de vastes espaces ignorés ?

MOUVEMENT DE L'UNIVERS OU MOUVEMENT DE LA TERRE ?

Salviati, l'interlocuteur subtil, propose une remarque préliminaire aux discussions. Elle s'avérera capitale pour la suite du dialogue, auquel elle imposera son empreinte inflexible ; cette « remarque » n'est en réalité rien d'autre qu'une option *théorique*.

— Quel que soit le mouvement — éventuel — de la Terre, il nous restera totalement imperceptible, à nous humains qui habitons cette Terre et participons donc à son mouvement — éventuel —, tant que nous observons seulement les phénomènes terrestres. Mais si, inversement, nous regardons les corps et objets qui ne participent pas au mouvement de la Terre parce qu'ils en sont visiblement séparés, alors ce mouvement — éventuel — de la Terre nous apparaîtra commun à tous ces corps et objets. Il s'ensuit que la véritable méthode pour mettre en évidence un mouvement — éventuel — de la Terre est d'examiner si les astres paraissent en avoir un, qui soit le même pour tous.

— Or un tel mouvement général des astres existe, et on ne peut manquer de le constater, car il est manifeste : tout l'Univers, à la seule exception de la Terre, nous paraît se mouvoir d'est en ouest en vingt-quatre heures. « Rien ne s'oppose », selon Salviati, à ce que ce mouvement appartienne à la Terre seule, plutôt qu'à l'ensemble de l'Univers, la Terre exceptée. C'est pourquoi, rappelle innocemment Salviati, Aristote et Ptolémée, voulant démontrer l'immobilité de la Terre, s'en prenaient uniquement au mouvement diurne.

Après ces préliminaires éminemment, uniquement même, *théoriques*, Salviati-Galilée frappe un grand coup *théorique*[6].

— S'il est vrai qu'un mouvement de la Terre seule, le reste du monde étant immobile, suffit pour parvenir au même résultat qu'un mouvement commun à l'ensemble de l'Univers, la Terre étant immobile, « qui voudra croire » que la Nature ait choisi la seconde possibilité, qui amènerait un nombre immense de corps gigantesques à se mouvoir à des vitesses vertigineuses, alors que dans la première il suffit d'un seul corps tournant sur lui-même à une allure modérée ?

Voilà : le problème est posé, mais il l'est — prudence ou rhétorique ? — à travers un long exposé détaillé des arguments de l'adversaire. Toutefois, c'est sur un terrain résolument nouveau qu'est placée d'emblée la discussion, où cet adversaire manœuvrera malaisément. A dire le vrai, cela procède d'un bouleversement radical des perspectives sur les fondements de la connaissance : les docteurs de l'Eglise qui instruisaient le cas Galilée étaient profondément, constitutivement, de par leur formation et leur statut, convaincus que la place de la Terre dans le Monde est par avance consignée dans les Saintes Ecritures ; c'est elles, et elles seules, qu'il convenait d'interroger sur quelque question que ce fût qui eût pu surgir ; et la plupart de ces interrogations, sinon toutes, avaient déjà reçu réponse dans la Tradition. Pour la physique en revanche, dont Galilée se faisait le champion conscient et convaincu, le mouvement — éventuel — de la Terre ne se distinguait en rien, au plan fondamental, de celui de n'importe quel autre mobile : les lois de la mécanique, inflexibles et universelles, s'appliquaient à la Terre aussi. Celle-ci n'était pas — pour la physique, tout au moins — une exception singulière et privilégiée ; Galilée la faisait rentrer dans le rang, avec tant d'autres corps anonymes et vulgaires (pierre, navire,...) que nous aurons à côtoyer.

VERS L'HYPOTHÈSE RELATIVISTE

Salviati analyse en effet longuement les « expériences » qui semblent démontrer l'immobilité de la Terre.

— Première « expérience » : on laisse tomber un corps lourd du haut d'une tour — celle de Pise, peut-être, dont l'obliquité est propice aux observations. Si la Terre tournait, la tour serait emportée dans ce mouvement. Pendant le temps que dure la chute du corps, elle aurait parcouru « plusieurs centaines de coudées » vers l'est, et c'est à cette même distance, en arrière, que l'objet percuterait le sol.

— Deuxième « expérience » : on lâche cette fois dans un navire, du haut du mât, une boule de plomb. Le navire étant immobile, la boule touche le pont au pied même du mât. Mais si maintenant le navire est en mouvement, l'endroit où tombe la boule sera situé en arrière, à une distance égale à celle qu'a franchie le navire durant la chute.

— Troisième « expérience » : on tire un boulet de canon vers le zénith. Son mouvement, ascendant d'abord puis descendant, dure assez longtemps pour que le canon, et nous avec lui ayons avancé de plusieurs milles dans la direction de l'est. Le boulet devrait donc atterrir vers l'ouest, à bonne distance de la pièce d'artillerie.

L'avantage de ces exemples, banals en apparence, était double : d'une part, aucun présupposé religieux ou métaphysique ne les obérait, ce qui favorisait une analyse plus sereine ; d'autre part, les conditions de l'expérience pouvaient être ajustées et variées, ce qui permettait une exploration plus complète du jeu des causes et des effets (voilà l'essence même de l'expérimentation).

La seconde expérience citée par Salviati ci-dessus — celle de la boule de plomb lâchée du haut d'un mât — propose, dans ce cadre général, une manière de métaphore : on cherche à cerner l'état de la Terre, fixe ou mobile ; on envisage à cet effet une *autre situation* — celle d'un navire — que l'on décrète analogue. On invoque implicitement, ce faisant, l'*universalité* de la physique : l'expérience qui sera construite autour du vaisseau sera considérée comme *signifiante* quant à ses implications concernant la question initiale du mouvement de la Terre, comme elle le serait pour n'importe quel autre objet. L'interrogation est d'importance, et ne peut être tranchée, dans un sens comme dans l'autre, que par un authentique acte de foi : d'où vient que le navire, dans sa réalité terrestre — et maritime ! — obéit à des lois qui le transcendent ? D'où vient que la Terre, indéniablement privilégiée dans l'immense Univers, doit néanmoins se plier aux injonctions de la science ? En un mot, d'où vient à celle-ci son universalité ?

Il semble que, pour la Terre, on se heurte de plein fouet à un dilemme crucial : fixe ou mouvante ? Pour le navire, en revanche, le repos n'est qu'un cas limite du mouvement : la vitesse s'y annule simplement. Le bâtiment peut être à quai (il est alors immobile), ou en course si l'on hisse les voiles et qu'on largue les amarres. Il n'est pourtant pas dénué d'intérêt de remarquer que le navire au port n'est pas, en toute rigueur, parfaitement immobile : quiconque est sujet au mal de mer saura faire la différence ! Il y a déjà, dans cette métaphore scientifique, certaine idéalisation : sans être niés, sans déroger aux lois omnipotentes de la physique, les mouvements propres du vaisseau, ceux qu'il effectue autour de son centre — quelles que soient par ailleurs ses pérégrinations —, le roulis et le tangage, sont ignorés comme sans importance pour l'argument, comme des épiphénomènes. Le déplacement par rapport au quai, voilà l'essence du phénomène ! Notons à ce sujet — il ne s'agit pas de semer la confusion, mais de rendre manifeste la complexité intrinsèque d'un problème de physique — que l'embarcadère est considéré ici comme stable et immuable, alors que c'est précisément le mouvement de l'ensemble de la Terre, et donc en particulier celui du quai, que cette métaphore veut rendre plausible. On touche là du doigt la difficulté, en même temps que la simplicité, de la description physique de la réalité : universalité des concepts, des règles qui régissent leur agencement et des conséquences qui en découlent ; variété, en revanche, inépuisable des situations rencontrées ; doigté, indispensable, dans le tri des phénomènes pris en compte ; interconnection intime de la théorie et de l'expérimentation.

Venons-en maintenant à la conclusion, qui se présente sous la forme incisive d'une brève passe d'armes, à propos de la figure de rhétorique centrée sur le navire.

— Salviati pose, comme incidemment, par simple acquit de conscience, la question à son adversaire Simplicio : a-t-il jamais assisté à l'expérience du navire ? Non, évidemment, reconnaît Simplicio, mais il fait confiance aux auteurs qui la décrivent ; en outre, le cas du navire en mouvement est si clairement distinct de l'autre, où il est immobile, que le résultat ne fait aucun doute.

Salviati s'engouffre aussitôt dans l'énorme brèche.

— Puisque Simplicio tient le résultat pour certain, sans l'avoir lui-même constaté, il est possible — il est nécessaire, à vrai dire — que les autres auteurs se soient eux aussi remis de l'observation et de la conclusion qui s'ensuit à leurs prédécesseurs supposés plus scrupuleux, sans qu'on puisse jamais trouver quelqu'un qui ait réalisé l'expérience.

— Salviati affirme ensuite, péremptoire, que quiconque fera l'expérience trouvera qu'elle montre le contraire de ce qui est énoncé ci-dessus : la pierre frappe le pont au *même endroit*, que le navire soit à l'arrêt ou qu'il avance de manière uniforme à quelque vitesse que ce soit.

— Or, argumente Salviati-Galilée, le même raisonnement vaut pour la Terre que pour le navire. Si donc la pierre tombe toujours au pied de la tour et que le boulet tiré vers le zénith revient à son point de départ, *on ne peut rien en conclure* en ce qui concerne la fixité ou le mouvement de la Terre.

Recours à l'expérience, donc, pour discriminer entre deux théories (les « deux grands systèmes du monde », évidemment). Toutefois, on n'est pas seulement invité à « observer », à « remarquer », à « voir » avec attention mais de façon passive, en quelque sorte. C'est ici d'*expérimentation* véritable qu'il s'agit : on observe, certes, aussi attentivement, mais dans une situation dont on a aménagé les prémisses selon un plan précis, défini par avance (la pierre est lâchée, et non point lancée, en un endroit bien particulier du bateau).

Un détail piquant, par parenthèse. Galilée se garde bien d'expliquer où, quand, comment il a mené l'expérience en litige — celle du navire — ni même s'il l'a vraiment effectuée. Il se contente d'affirmer que « quiconque la fera... ». Moi-même, qui taquine ainsi les mânes du grand Galilée, je n'ai jamais, à proprement parler, assisté à l'expérience du navire. Mais tout un chacun peut en mener d'analogues, qui mettent en jeu les mêmes principes et aboutissent aux mêmes conclusions fondamentales.

ET POURTANT... (REMARQUE FINALE EN GUISE D'AVERTISSEMENT)

Le mouvement de la Terre — vous et moi savons qu'elle se meut, en quelque manière — n'est *pas* rectiligne et uniforme. Par conséquent, les conclusions que tire Galilée, correctes dans le cas du navire voguant de façon bien régulière, ne le sont plus exactement pour ce qui concerne la Terre, à cause de son tournoiement de toupie autour de l'axe des pôles. Ainsi, l'affirmation : « quel que soit le mouvement qu'on attribue à la Terre,... il doit rester totalement imperceptible » n'est pas strictement valable. Certains phénomènes, perçus sur la Terre elle-même par nous qui l'habitons, prouvent par leur existence même la réalité de son mouvement. Soyons plus précis : le référentiel lié à la Terre n'est *pas galiléen*[7] ; s'y manifestent des effets spécifiques engendrés par sa rotation diurne, effets observables par les Terriens eux-mêmes en regardant — attentivement — autour d'eux. Citons en vrac : tourbillons de feuilles mortes, cyclones tropicaux et tornades, déviation des alizés[8], pendule de Foucault (1851)[9], dissymétrie entre les deux rives des fleuves dans leurs méandres, et même, dit-on, sens dans lequel tourne[10] l'eau qui s'écoule dans un évier... Il serait malvenu de reprocher à Galilée de n'avoir pas pris en compte ces phénomènes, somme toute assez subtils (adjectif peu adapté aux ouragans, mais tout de même...). Songeons qu'il ignorait tout du « Principe Fondamental de la Dynamique » qu'allait énoncer Newton cinquante-cinq ans plus tard !...

La théorie dans les temps modernes : Richard P. Feynman

Il libro della natura è scritto nella lingua matematica[11].

GALILÉE

(Le livre de la nature est écrit en langage mathématique.)

Si, ma deve essere letto nella lingua fisica[12].

GOODSTEIN

(Oui, mais on doit le lire dans le langage de la physique.)

Pour tenter de mieux cerner les contours de la physique, serrée — de près — par la mathématique d'un côté, et de l'autre par la manipulation sans âme, nous allons donner ici la parole à un physicien théorique contemporain.

Richard P. Feynman (1918-1988), prix Nobel en 1965, a marqué d'une empreinte profonde et peu commune les physiciens de son époque — dont je suis. Pas seulement par la fulguration de ses découvertes théoriques : d'autres — peu nombreux, mais tout de même — rivalisaient avec lui en imagination et en perspicacité. Non ! Ce n'est pas cela seulement : quelque pénétrantes qu'eussent été ses intuitions novatrices, ce fut malgré tout par l'enseignement qu'il dispensa aux étudiants débutants de l'Université Caltech [13], par la vision de la physique et du monde qui sous-tendait et animait ces cours élémentaires, par l'originalité aussi, étonnante, du style comme des sujets choisis, que Feynman nous a enthousiasmés.

Certes, sur le plan humain, Feynman n'était pas un personnage très attachant. Mais c'était un grand physicien, et nous lui devons beaucoup, tout particulièrement en France.

Il nous a libérés, en quelque sorte, de carcans quasi séculaires qui nous cantonnaient dans des réflexes acquis et des idées préconçues. Cet assujettissement procédait par commandements et interdictions catégoriques : tel sujet ne peut pas être abordé avant que tel et tel autre n'aient été par avance traités de manière approfondie et exhaustive ; l'exposé en procède nécessairement ainsi ; il est impossible de le comprendre si on ne le fait précéder de rappels mathématiques substantiels.

A l'après-guerre, la physique théorique française était exsangue, et avec elle sans doute la physique française dans son ensemble. La guerre, évidemment, et le lourd tribut payé par l'intelligentsia à l'Holocauste. Mais la guerre n'explique pas tout. Les théoriciens en tout cas, ceux qui survécurent [14], se replièrent sur une attitude essentiellement stérilisante : les préoccupaient alors principalement — après l'explosion des idées quantiques dans les années 1930 — des questions sans réponse et sans avenir — l'avenir cruel et impitoyable s'est lui-même chargé de le montrer. Ils laissèrent les mathématiques « pures » envahir et coloniser la physique, dont des pans entiers s'épuisèrent et s'asséchèrent en une quête toujours plus formelle [15] et jamais aboutie, dans des cercles élitistes où l'expérimentation était dédaignée comme une activité roturière, vile et méprisable. Ils ne surent pas — ou ne purent — découvrir et promouvoir les jeunes talents prometteurs. Ces talents, jeunes dans les années 1950, durent s'expatrier d'abord pour apprendre avant de se rapatrier pour enseigner et fonder à nouveau une école française de physique dont nous sommes nombreux à être, directement le plus souvent, issus.

C'est évidemment par le *livre* que nous parvint le message de Feynman, empreint de fraîcheur et de profondeur tout à la fois : deux collègues se joignirent à lui pour publier un célèbre ouvrage en trois tomes. Le titre, un rien ostentatoire, s'étale en lettres énormes sur la couverture sanglante : « *The Feynman lectures on physics* » (Les cours de physique de Feynman). Le format aussi est particulier (22 × 28,5 cm), de sorte que ces livres rouge vif, qui dépassent tous les autres en hauteur et en largeur, tirent l'œil aussitôt sur les étagères d'une bibliothèque. Mais quand vous ouvrez l'un de ses livres et que vous le parcourez, l'aspect kitsch de l'extérieur s'efface devant l'émerveillement qui vous attend à l'intérieur : le ton lui aussi du discours est particulier, très américain et très personnel à la fois ; et le contenu physique est souvent éblouissant de justesse et de pureté.

Ainsi, alors que, en France, nos enfants étaient emportés, sans préparation et sans repère, toutes amarres larguées, dans le cataclysme ultra-cartésien des « mathématiques modernes », voilà que soufflait du Nouveau Monde, vers nous leurs parents, une brise vivifiante et tonique — savante, malgré tout, mais qui portait aussi des plaisanteries inhabituelles, voire provocatrices, et des métaphores toutes neuves.

Les cours de Feynman ont été traduits en français [16]. Ils sont à cette occasion rentrés dans le rang, quant au format et à la couleur, devenus plus sages. Ils sont desservis, aussi, par une traduction plate et douteuse. Mais leur contenu a quand même conservé l'essentiel de sa vigueur révolutionnaire.

Les chapitres premier et second du livre de Feynman (tome I) s'ouvrent chacun sur un paragraphe benoîtement intitulé, par (fausse) modestie sans doute, « *Introduction* ». En voici une analyse succincte.

Comme ci-dessus, les paragraphes signalés d'un tiret rapportent des idées du « grand théoricien moderne » qu'était Feynman, alors que ceux qui débutent normalement se contentent d'en proposer quelque commentaire.

DÈS L'INTRODUCTION, LA NOTION DE LOI PHYSIQUE

D'emblée, Feynman le provocateur interpelle le lecteur-étudiant.

— Ce cours qui commence se fondera sur l'hypothèse que l'auditeur veut devenir physicien lui-même. Ce n'est certainement pas vrai, mais comment bâtir un cours à moins qu'il ne s'appuie sur ce présupposé indispensable ?

— La physique a connu, au cours des deux derniers siècles, une évolution et un développement impressionnants. Il est assez surprenant, enchaîne aussitôt Feynman, qu'il ait été possible de condenser cette quantité étonnante de résultats en un petit nombre de *lois*, qui résument tout notre savoir.

N'est-il pas en tout point *remarquable* que le concept de loi physique, qui renvoie inévitablement à la théorie, soit mis aussitôt en avant, dès après un court exorde ? Il n'est pas question, pour l'instant du moins, dans cette formulation première et provisoire — brute de coulée, pourrait-on dire —, de transcendance de la loi : elle se contente ici de « résumer » le savoir.

— Toutefois, reprend Feynman aussitôt, les lois physiques sont si difficiles à saisir, dans leur forme comme dans leur portée, qu'il faudra faire précéder leur formulation par une espèce de plan d'ensemble, esquissé à grands traits, montrant les relations qu'elles entretiennent les unes avec les autres, d'une partie à l'autre de la science. Pour Feynman, chaque loi est toujours, au mieux, une *approximation* à la vérité globale. Les physiciens savent qu'ils ne savent pas encore toutes les lois. En conséquence, ce qu'il leur faut apprendre dans un premier temps, à la sueur de leur front, ils auront à le désapprendre plus tard, ou, plus vraisemblablement, à le rectifier.

Allusion au « je sais que je ne sais rien » socratique, pour introduire la notion — capitale — d'approximation. Lorsque nous avons évoqué naguère cette notion, nous l'avons fait en sens inverse : nous avons commencé par son versant expérimental, plus accessible à l'intuition, avant de l'élargir à la théorie. C'est ici, directement, au niveau supérieur et fondamental de la *connaissance* même qu'elle est affirmée : toute vision du monde est nécessairement incomplète, irrémédiablement tronquée dès ses racines.

QU'EST-CE QUE LA SCIENCE ? THÉORIE ET EXPÉRIENCE

— La science, dans son principe — dans sa définition même —, obéit à ce critère absolu : *la pierre de touche de toute connaissance est l'expérience*. Elle est l'*unique juge* de la vérité scientifique. Mais quelle est, dès lors, la source de la connaissance ? D'où proviennent les lois qu'il faut soumettre aux sentences de l'expérience ? L'expérience elle-même oriente les recherches en suggérant des pistes. Mais il y faut aussi et surtout de l'*imagination*, pour deviner [17] les structures merveilleuses, étranges et pourtant simples, qui sous-tendent l'ensemble des résultats connus. Et, de toute façon, il faudra en référer, en dernier ressort, au tribunal suprême de l'expérience, qui seul peut nous dire « si nous avons deviné juste ».

Voilà un hymne à la connaissance scientifique, avant tout à la théorie — c'est là que Feynman s'ose à un peu de lyrisme —, même si l'expérience est au début et à la fin, alpha et oméga de la science. A noter que Feynman, comme nombre de physiciens et de philosophes aussi, identifie la science à la seule physique ; d'aucuns voudront y adjoindre sans doute la chimie, qui flirte certes avec la théorie, mais sans qu'on sache vraiment à quoi s'en tenir, entre les précipités jaunes ou rouges de la chimie pratique et les orbitales moléculaires de la chimie quantique ; d'autres revendiqueront une place pour la biologie, qui a connu ces derniers temps un développement quasiment explosif. Pourtant, la *seule* discipline où la théorie, comme représentation transcendante et fidèle de la réalité, prend vraiment et pleinement sa signification étymologique de *contemplation*[18], où elle satisfait le Platon du *Timée* et son mythe fondateur, comme le « sens interne » en même temps que le « sens externe » de Kant dans la *Critique de la Raison pure*, cette discipline *unique* est la physique. On aura, je suppose, identifié *a contrario* une exclue de marque : la mathématique ne répond pas à la *définition* posée en principe ; aurait-elle satisfait, dans ses avatars actuels, aux critères de Platon et de Kant ?...

L'IDÉE GÉNÉRALE DU MONDE

— Feynman en vient ensuite à cette esquisse d'un plan général de la science, qu'il a naguère annoncée : quelle est donc notre image d'ensemble du monde ?

— S'il fallait que, dans quelque abominable bouleversement cataclysmique, soit à jamais perdu tout le savoir scientifique, et qu'une phrase unique pût être transmise aux générations futures, quelle serait l'affirmation qui renfermerait le plus d'informations, et valables, et en le moins de mots ? *I believe* (je pense), dit Feynman, que ce serait l'énoncé de l'*hypothèse atomique*.

Voici que Feynman s'avance à découvert, en franc-tireur de la science, qui se confond pour lui avec la physique, à quelques satellites près (il l'énonce ici explicitement, mais dans une parenthèse, comme on ferait d'une évidence). Grâce à cette fiction d'un jeu de (bonne) société — « Au cours d'un naufrage sur une île déserte, vous ne pouvez sauvegarder qu'un livre, un seul... » —, il dévoile son sentiment personnel (« *I believe* ») : c'est l'hypothèse atomique, quant à lui, qu'il choisirait de transmettre aux générations futures. Vous l'aurez relevé au passage : pour Feynman, il ne s'agit pas de réclusion dans une île déserte, mais de transmission du flambeau. Au reste, la métaphore n'est-elle pas prémonitoire ? Par-delà sa mort (il y a dix ans), « par-delà bien et mal[19] », Feynman tend son *livre* à bout de bras, à bout d'idées fulgurantes, d'arguments lumineux, de paris audacieux...

LA GRANDE MÉTAPHORE[20] DU JEU D'ÉCHECS

Qu'entendons-nous par « comprendre » ?

— Imaginons le monde comme un vaste échiquier sur quoi jouent les dieux. Nous, humains, sommes seulement spectateurs ; interdit de poser quelque question que ce soit — sous peine d'être renvoyés à nos dérisoires études —, mais il nous est loisible de *regarder* la partie en cours. Nous ne connaissons pas les règles du jeu, mais nous pouvons tenter de les deviner[21]. Les *règles du jeu,* voilà ce que nous entendons par *physique fondamentale*.

— Cependant, il ne suffit pas de connaître les lois, ni même de les connaître toutes, pour tout comprendre, pour comprendre pourquoi tel coup particulier a été joué dans la partie réelle dont nous sommes témoins. Aux échecs, à vrai dire, il n'est pas difficile d'apprendre l'ensemble des règles ; mais il est en revanche très difficile de savoir, dans telle situation, quel coup est le meilleur, ou d'expliquer pourquoi tel joueur — tel dieu — avance ses pièces et ses pions comme il le fait. Si c'est difficile aux échecs, ce l'est bien plus encore dans la Nature. Il n'est pas interdit de penser que, quelque jour prochain, nous aurons découvert tous les principes de la physique. En réalité pourtant, même dans les domaines que nous pensons connaître à fond, il nous arrive des surprises : se produit de temps à autre une espèce de grand roque[22], qui nous laisse d'abord pantois. Il n'empêche : ce sont les règles du jeu qui sont fondamentales. Lorsque nous les connaissons, nous considérons que nous « comprenons » le monde.

Voilà une métaphore délibérément, résolument païenne : les joueurs sont *des* dieux, et non pas Dieu Lui-même. Qui oserait, d'ailleurs, L'affronter ? Peut-être Lucifer, mais alors en un combat cosmique et redoutable. Elle n'en est pas moins *méta*-physique : se déroulent dans la Nature des événements complexes ; nous en sommes spectateurs, mais nous n'en connaissons pas la signification profonde ; elle existe pourtant bel et bien, cette signification semi-divine, indépendamment et au-dessus de nous, puisqu'il nous est donné d'accéder à certaines des lois fondamentales qui les régissent. Les dieux, en une sorte de tentation perpétuelle, nous laissent entrevoir des étincelles du brasier olympien sans nous en dévoiler les véritables secrets. Le physicien, pour Feynman, est celui qui — tel Prométhée — relève le défi inégal mais inéluctable du Feu[23]. C'est porter la *théorie* aussi haut que possible, jusqu'à ces sphères ineffables où évoluent les catégories philosophiques quasiment désincarnées, sans toutefois parvenir pour autant au domaine véritablement divin.

En su grave rincón, los jugadores	(Dans leur grave recoin, les joueurs
Rigen las lentas piezas. El tablero	Gouvernent les pièces lentes. L'échiquier
Los demora hasta el alba en su severo	Les retient jusqu'à l'aube dans son sévère

Ámbito en que se odian dos colores.	Territoire où se haïssent deux couleurs.
Adentro irradian mágicos rigores	A l'intérieur irradient de magiques rigueurs
Las formas : torre homérica, ligero	Les formes : tour homérique, léger
Caballo, armada reina, rey postrero,	Cavalier, redoutable reine, roi ultime,
Oblicuo alfil y peones agresores.	Oblique fou et pions querelleurs.
Cuando los jugadores se hayan ido,	Quand s'en seront allés les joueurs,
Cuando el tiempo los haya consumido,	Quand le temps les aura consumés,
Ciertamente no habrá cesado el rito.	Assurément le rite n'aura pas cessé.
En el oriente se encendió esta guerra	Dans l'Orient s'alluma cette guerre
Cuyo anfiteatro es hoy toda la tierra.	Dont le théâtre est aujourd'hui toute la terre.
Como el otro este juego es infinito[24].	Comme l'autre ce jeu est infini.)

BORGES

LA MÉTAPHORE FILÉE ET APPROFONDIE :
COMMENT VÉRIFIER LES LOIS PHYSIQUES ?

— Comment pouvons-nous savoir si les règles que nous avons devinées sont réellement valables, alors même que nous sommes incapables d'analyser une véritable partie d'échecs ? Il y a, selon Feynman, trois manières de le faire, principalement.

— En premier lieu, il est des situations particulièrement simples, que la nature nous propose spontanément ou que nous lui suggérons de nous proposer, en en choisissant soigneusement les conditions (c'est d'*expérimentation* qu'il s'agit). Il peut ainsi arriver que, dans un coin de l'échiquier, quelques pièces seulement et quelques pions soient à l'œuvre, assez peu pour que nous puissions traiter le problème exactement.

— Deuxième manière de vérifier si les règles que nous avons imaginées sont correctes. Elle consiste à déduire de ces règles des lois moins spécifiques, plus globales, qualitatives souvent, plus aisées à manier et à prendre en compte. Leur violation, si elle était constatée, invaliderait aussitôt les règles primitives ; mais elles permettent inversement de savoir que tout va bien. Sur l'échiquier, par exemple, l'une des règles (simples) est qu'un fou se déplace seulement en diagonale. Il s'ensuit que tel fou se trouve toujours, quel que soit le nombre de coups joués — qu'ils l'aient ou non sollicité — sur une case blanche. Ainsi, même incapables de suivre toutes les pièces et pions en détail, nous pouvons nous assurer de temps à autre que le fou en question occupe bien une case blanche. Ce sera le cas pendant longtemps. Jusqu'à ce que, tout à coup, alors que nous l'avions perdu de vue, notre fou réapparaît, mais sur une case noire !

— Aux échecs, où l'on connaît toutes les règles, on peut reconstituer ce qui s'est passé entre-temps : ce fou a été capturé par l'adversaire, mais un pion de son camp a pu aller à dame et l'a délivré ; toutefois, c'est sur une case noire que le pion a terminé sa course victorieuse, et c'est là qu'il cède la place au fou renaissant.

— Ainsi vont les choses, en physique aussi. Nous avons des règles qui s'appliquent avec succès, pendant longtemps. Et puis l'une d'elles, un beau jour — souvent une sur qui nous comptions le plus fermement — cesse tout à coup d'être valable. Il nous faut alors reprendre notre quête jusqu'à ce que nous découvrions une *nouvelle règle*. Elle devra, bien sûr, englober l'ancienne et s'y réduire dans les endroits où celle-ci décrivait correctement les phénomènes. Le physicien, quant à lui — Richard Feynman, en tout cas —, trouvera particulièrement intéressants les domaines où *les règles connues sont déficientes*. C'est là, et ainsi, que progresse la physique fondamentale.

— La troisième voie qui s'offre à nous pour contrôler nos idées est relativement grossière. C'est pourtant, sans doute, la plus puissante. Elle procède par évaluation *approximative*. Nous ne serons toujours pas capables de prédire que c'est telle pièce, plutôt que telle autre, que va déplacer Alekhine[25], mais peut-être pourrons-nous comprendre que sa stratégie d'ensemble consiste à regrouper ses troupes autour du roi, pour le protéger, et que c'est effectivement ce qu'il a de mieux à faire, étant donné la situation.

Certes, comparaison n'est pas raison. Pourtant les idées de Feynman, notamment celles qui, à travers le jeu d'échecs, ont trait à notre compréhension *théorique* du monde, méritent d'être méditées...

Il n'est probablement pas utile d'ajouter un ultime commentaire. Peut-être celui-ci, tout de même : bien que — il fallait choisir — ces passages commentés ne s'en fassent guère l'écho, les deux « introductions » de Feynman illustrent, jusqu'à l'obsession, l'imbrication indissoluble, en physique tout au moins — en science ? — entre les questions théoriques fondamentales et les interrogations, toujours renouvelées et lancinantes, que suscite la transmission du savoir par l'enseignement.

CHAPITRE IV

PREMIERS PRINCIPES

Une pensée et sa réflexion.
Une branche et son reflet, cette branche particulière avec ses feuilles au milieu des autres feuilles.
Et tantôt le vent l'agite au-dessus de l'eau en extase, patiente, et toujours recommençant le même signe, étudiant lentement la réponse.
Et tantôt c'est elle qui reste immobile et c'est l'eau paresseusement qui s'émeut et désagrège le reflet.
Répondant à ce choc inconnu ailleurs là-bas[1].

CLAUDEL

Einstein ni même Galilée n'ont pourtant conçu ni inventé la théorie. Elle courait depuis longtemps déjà, eau vive sous la mousse, riant sous cape de son beau rire cristallin (un peu moqueur parfois), aguichant, espiègle, hommes et dieux — allez savoir si divine ou humaine —, apparaissant ici ou là en un éclat soudain, comme les yeux d'un chat dans la nuit ou du cimier éblouissant d'Athéna, pour disparaître aussitôt, chuintant dans ses retraites ombreuses et vertes, des gazouillis riches d'abord de promesses mais tout traversés d'énigmes entrecroisées. Elle jaillissait tout à coup, de place en place, inattendue et pure et merveilleuse, en des sources discrètes et isolées où pouvait se mirer Narcisse et s'étancher un peu de cette soif brûlante et inextinguible, de cette quête ardente et insatiable du Savoir. Ce n'étaient pas — pas encore — les cascades, les cataractes, les Niagara qui allaient progressivement fertiliser les terres de la physique en les inondant puis les découvrant, flux après reflux, vague après vague, en un ressac inlassable et obstiné, chaque lame s'appuyant sur la précédente pour la dépasser dans son déferlement. Non, pas encore...

Le principe d'Archimède

Dans son *Traité des corps flottants*, Archimède (287-212 av. J.-C.) exposait le principe qui porte toujours son nom, et que l'on énonce aujourd'hui comme suit :

« Tout corps immergé dans un fluide subit de sa part une force verticale, dirigée de bas en haut, égale au poids du fluide déplacé » (on regroupe sous le terme « fluide » les liquides et les gaz).

La formulation, d'entrée de jeu, est délibérément théorique, dans son universalité : « tout corps », « un fluide » — quelconque, sous-entendu. Le concept de « fluide déplacé » est déjà abstrait : un objet est plongé dans un fluide — de l'eau, disons ; on *imagine* que l'on retire cet objet, et qu'on le remplace — c'est plus exactement sa partie immergée que l'on remplace — par du fluide de même nature que celui qui l'entoure — ici, de l'eau ; c'est ce fluide ainsi ajouté par la pensée, virtuel donc, que l'on qualifie de « déplacé » — par le corps, s'entend, qui occupe la place réellement, lui, enfoncé dans le liquide ou le gaz. Le poids de ce fluide déplacé — le poids qu'il aurait s'il existait —, changé de sens — un poids s'exerce habituellement de haut en bas —, donne la force, dite « poussée d'Archimède », que ressent le corps, quelle que soit sa nature (bois, ou métal, ou organisme vivant,...), quelle que soit sa forme : universalité du concept et de la théorie. La *théorie*, déjà reconnaissable, incontestable, au IIIe siècle avant Jésus-Christ !...

« EURÊKA ! »

Qu'avait-il donc trouvé, au juste, pour courir ainsi les rues de Syracuse dans le plus simple appareil — dit-on —, en poussant son cri de victoire ?

La légende, qui se transmet de génération en génération, du moins dans son aspect le plus pittoresque *(« Eurêka ! »)*, conte à peu près ceci. Hiéron le Second (306-215 av. J.-C.), roi de Syracuse, soupçonnait les orfèvres qui avaient façonné sa couronne d'avoir détourné une partie de l'or qu'il leur avait confié. Le poids, pourtant, de l'ornement royal égalait celui du métal fin qui avait été fourni à l'état brut ; mais le monarque — les artisans s'étaient-ils trahis par quelque munificence imprudente ? — persistait dans sa suspicion. Il exposa ses doutes à Archimède, dont il était parent, et le chargea de trouver le moyen de confondre les faussaires — sans détruire la couronne, cela va sans dire ! L'or, on le savait déjà, est presque deux fois plus dense que l'argent [2] qui l'avait peut-être remplacé. La supercherie eût vite été démasquée si la substitution avait porté sur une part importante du métal noble ; d'ailleurs, la couleur et l'éclat y auraient sans doute suffi. Mais ces orfèvres-là étaient astucieux — peut-on être orfèvre et obtus ? —, et l'amour de l'or était chez eux parfaitement maîtrisé : la manipulation frauduleuse, à supposer qu'elle eût eu lieu, ne pouvait avoir porté que sur une faible proportion de la matière première.

Constatant, dans sa baignoire, que son poids était considérablement allégé, Archimède comprit en un éclair (« J'ai trouvé ! ») qu'il était soumis à une poussée de bas en haut, et que cette poussée était indépendante de la nature du corps immergé — appréhension théorique de la réalité sensible — : elle serait donc la même pour de l'argent ou pour de l'or, pourvu que le volume — dirions-nous aujourd'hui — des deux objets fût le même. Il avait trouvé, en vérité : il lui suffit de peser la couronne plongée dans l'eau pour démontrer qu'il y avait eu tricherie ; son poids apparent — poids véritable moins poussée de l'eau — était plus faible que celui de la quantité équivalente d'or pur. Précisons. On veut comparer les poids apparents de la couronne et d'un lingot d'or pur de même poids réel. On suspend pour cela les deux objets sous les plateaux d'une balance symétrique ; le fléau est d'abord horizontal, puisque les poids véritables s'équilibrent. Abaissant alors la balance on plonge, sans les toucher, les deux corps dans un bassin plein d'eau qui a été préparé au-dessous ; la différence des deux poids apparents se manifeste par un déséquilibre : le fléau penche du côté du lingot, décelant par là une tromperie dans la composition de la couronne. C'est que les volumes de liquide déplacé ne sont pas les mêmes : l'objet qui — pour un même poids — occupe un plus grand volume — ce qui est le cas s'il est moins dense — subit une poussée supérieure et apparaît donc plus léger lorsqu'il est immergé dans l'eau[3].

QUELQUES SITUATIONS CONCRÈTES OÙ ARCHIMÈDE EST À L'ŒUVRE

Nous avons introduit la notion de « poids apparent », différence entre le poids réel et la poussée d'Archimède. Ainsi, une pierre de cinq kilogrammes — la densité de la pierre est de 2,5 environ — ne « pèse » plus, apparemment, que trois kilogrammes lorsqu'elle est plongée dans l'eau.

Certains centres de kinésithérapie et rééducation motrice sont équipés d'une petite piscine : les mouvements des membres y sont facilités, car les muscles fragiles doivent seulement contrebalancer le poids apparent. En réalité, lorsque le membre à rééduquer est totalement immergé, la poussée d'Archimède l'emporte sur son poids. Mais de peu : les nageurs, expérimentés ou non, le savent — et les noyés, sans doute —, qui flottent lorsqu'ils s'abandonnent sans mouvement, une petite partie du corps émergeant seulement. Ils savent également qu'il est plus facile de se maintenir à flot dans la mer (eau salée) que dans une piscine d'eau douce. C'est évidemment dû au fait que l'eau salée est plus dense : le liquide déplacé par le corps humain pèse davantage dans la mer que dans la piscine ; en conséquence, la poussée d'Archimède est supérieure dans le premier que dans le second cas. Le métro parisien a accueilli récemment des affiches publicitaires israéliennes vantant le tourisme en mer Morte ; on y pouvait contempler la photographie d'un baigneur très digne, assis littéralement dans l'eau et occupé à lire sans effort son journal (la salinité de la mer Morte est considérablement plus forte que celle des mers et océans ordinaires, et corrélativement aussi la densité de ses eaux).

De façon générale, un objet flotte lorsque la poussée d'Archimède excède son poids : à l'équilibre, s'en maintient immergée une partie juste suffisante pour que le fluide qu'elle déplace ait un poids exactement égal à celui de l'objet dans son ensemble. Même ayant cela à l'esprit, on est toujours surpris à l'approche d'un grand vaisseau : comment cet énorme bloc de métal, avec la cargaison qu'on devine, peut-il voguer sans sombrer irrémédiablement par le fond ? et pourtant... elle est particulièrement émouvante, la cérémonie de lancement d'un paquebot : ce n'est pas tellement les discours, et la marraine, et le champagne..., que l'angoisse devant ce monstre colossal, dont on perçoit à l'œil la masse gigantesque, et qui va glisser tout à l'heure jusqu'à la mer toute proche...

Mais alors, pourquoi les bateaux coulent-ils, parfois ? C'est le plus souvent par une mer démontée, ou à cause d'une voie d'eau ouverte dans la coque. Quelle qu'en soit la raison, l'eau envahit le navire ; vient un moment — déjà des matelots ont été emportés ou noyés — où le poids de la coque, et du moteur, et des mâts, s'ajoutant à celui de l'eau qui submerge la cale et les ponts inférieurs, l'emporte sur celui du liquide — de l'eau — que déplace l'ensemble du bâtiment. Celui-ci s'enfonce alors peu à peu, irrémédiablement, le capitaine, au garde-à-vous sur la dunette, s'enfonçant, irrémédiablement, avec lui... Mais bravoure ni héroïsme ne valent contre ce fait simple et têtu, imparable, sans appel ni concession : empli par l'eau qu'embarque la lame ou qui sourd dans la soute, le fer pèse avec elle davantage que l'eau qu'ils déplacent conjointement.

Et les sous-marins ? Et les poissons, qui évoluent avec aisance et grâce ?...

Ma commère la carpe y faisait mille tours
Avec le brochet son compère[4].

LA FONTAINE

Vivants ou inanimés, tous sont tenus de se plier aux injonctions de la théorie. Bien que fluide elle aussi, l'eau, par rapport à l'air, présente une différence primordiale : elle est, comme d'ailleurs tous les liquides, pratiquement incompressible ; il s'ensuit que sa masse volumique (masse par unité de volume) est pratiquement la même de la surface jusqu'au fond. La poussée d'Archimède sur un objet complètement immergé est la même, pour un volume fixé, près du fond qu'au voisinage de la surface. Ce qui change du haut en bas, en revanche, c'est la pression : elle croît très rapidement avec la profondeur.

Les poissons sont remarquablement adaptés à cet environnement. Nés dans l'eau, il leur suffit, adultes, de garder un volume invariable pour que leur poids soit exactement compensé par la poussée d'Archimède, ce qui leur permet de flotter entre deux eaux. Leurs évolutions, tant de haut en bas — ou l'inverse — que de droite à gauche — ou l'inverse — sont affaire de quelques coups de queue ou de nageoire donnés à bon escient — mais les poissons connaissent l'hydrodynamique mieux que quiconque. Un problème cependant : lorsqu'il descend, un poisson subit une pression accrue qui, s'il n'y prend garde, diminuera son volume ; à le préserver sert la vessie natatoire : elle se gonfle d'un gaz — principalement de l'azote — que sécrète à partir du sang une « glande à gaz » spécifique ; la vessie adapte, à chaque niveau de profondeur, la pression intérieure du corps, qui s'exerce vers l'extérieur, à la pression environnante, qui tend à l'écraser, en sorte que le volume total du poisson — et donc la poussée d'Archimède — ne varie pas et continue à contrebalancer le poids. Bien trouvé, non ?

Les sous-marins, inanimés quant à eux — sauf peut-être le *Nautilus* du capitaine Nemo —, diffèrent peu, initialement, d'un navire ordinaire : ils sont certes pensés et étudiés pour la mission qui va leur être confiée, mais ils flottent d'abord comme tout un chacun, partie sous la surface de l'eau, partie au-dessus. Pour plonger, un sous-marin emplit d'eau des réservoirs spéciaux prévus à cet effet. Son poids augmentant de celui de l'eau dont il s'est ainsi lesté, le vaisseau s'enfonce peu à peu ; il se stabilise lorsque la poussée d'Archimède sur son volume d'ensemble, maintenant immergé, équilibre son poids total. A nouveau, hélices et gouvernails entrent en action pour modifier direction et profondeur. A nouveau, toute descente s'accompagne d'une augmentation importante de la pression ; et le sous-marin serait écrasé comme une noix s'il excédait en profondeur la limite que lui a assignée son constructeur.

> *Alors Naoh jeta un long regard sur la mêlée. Il vit celui dont la voix guidait les Nains Rouges, un homme trapu, au poil semé de neige, aux dents énormes. Il fallait l'atteindre ; quinze poitrines l'enveloppaient. [...] D'un effort suprême il renversa la barrière de torses et d'armes, il écrasa comme une noix la tête épaisse du chef*[5]*...*
>
> ROSNY AÎNÉ

ARCHIMÈDE DANS L'ATMOSPHÈRE

Mais qu'on n'aille pas croire ! La poussée d'Archimède se fait aussi sentir dans les gaz. Elle y est toutefois moins importante, très nettement : la densité de l'air est par exemple, dans les conditions habituelles, presque mille fois plus faible que celle de l'eau. En toute rigueur, une bascule pèse-personne ne mesure pas vraiment le poids réel ; mais celui-ci ne diffère du poids apparent que de un pour mille, et une précision de cet ordre est totalement hors de portée d'une bascule courante : elle ne peut pas être sensible à soixante-dix grammes, en plus ou en moins, lorsqu'elle pèse un individu de soixante-dix kilogrammes.

Pour s'élever en l'air, il faut s'accrocher à un énorme ballon empli d'un gaz moins dense que l'air, de sorte que la poussée d'Archimède (égale au poids de l'air déplacé) surpasse le poids de l'enveloppe et du gaz qu'elle contient, augmenté de celui de la nacelle emportant les éventuels passagers. La montgolfière, réalisée et essayée pour la première fois en public le 4 juin 1783 par Joseph et Etienne de Montgolfier, utilisait l'air chaud : les gaz qui montaient d'un grand foyer gonflaient une enveloppe souple, sphérique, de sept cent cinquante mètres cubes. Libérée de l'attache qui l'amarrait au sol, elle se montra capable d'emporter, dans une nacelle, plusieurs animaux, puis Joseph Montgolfier lui-même — grâce évidemment à la poussée d'Archimède. Pourquoi le ballon ne continuait-il pas de monter, pourquoi même redescendait-il au bout de quelques heures ? Les causes premières en étaient, dans le cas présent, les fuites à travers l'ouverture inférieure du globe, par où il avait été gonflé : l'air chaud s'en échappe au début, remplacé par de l'air froid venu de l'extérieur, puis cette entrée d'air ambiant s'accélère au fur et à mesure que diminue la température à l'intérieur de l'enveloppe. Tant et si bien que le gaz enfermé dans le ballon ressemble de plus en plus à celui qui l'entoure, en sorte que la poussée d'Archimède — égale au poids de l'air (froid) dont l'aérostat prend la place — suffit à soutenir l'air intérieur, encore tiède, mais plus à emporter l'équipement (enveloppe de grosse toile, cordages qui l'enserrent pour porter la nacelle, le plus souvent lestée) et l'équipage. La descente, inéluctable, s'amorce alors. On peut d'ailleurs la provoquer par avance : on dispose pour cela d'une soupape pratiquée au sommet de la sphère ; obstruée au départ, une commande simple, accessible depuis la cabine, permet de l'entrouvrir pour laisser échapper du gaz chaud. On peut à l'inverse la retarder, et même provoquer une remontée provisoire de l'engin en jetant par-dessus bord le lest qu'emportait d'abord la nacelle.

Encore aujourd'hui, on utilise des *ballons-sondes*, qui emportent dans la haute atmosphère, jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres d'altitude, des appareils scientifiques automatisés ou déclenchés et lus à distance. L'enveloppe, souple et plutôt piriforme, est gonflée à l'hélium — gaz léger qui était inconnu à l'époque des Montgolfier : c'est seulement dans les premières années du XXe siècle qu'on put en rassembler des échantillons maniables [6] —, et fermée aussi hermétiquement que possible. Si le mouvement ascensionnel est ici limité à une certaine altitude, c'est que la densité de l'air décroît sensiblement lorsqu'on s'élève dans l'atmosphère : le poids du « fluide déplacé » s'en amoindrit d'autant. Le ballon-sonde culmine lorsque le poids de cet air déplacé compense exactement celui de l'hélium, de l'enveloppe qui le contient, des appareils et de la nacelle qui les porte. Ce plafond atteint — les fuites étant faibles —, le ballon s'y maintient plusieurs mois, plus d'une année même dans les meilleurs cas.

Il est un gaz encore plus léger que l'hélium : l'hydrogène. *Mais* il est hautement *inflammable*, et peut même composer avec l'air des mélanges détonants. La conquête de l'air, amorcée au XVIIIe siècle par le succès spectaculaire des frères Montgolfier, se poursuivit aux XIXe et XXe siècles sur le principe du « plus léger que l'air » (que sont les ballons). Il s'écoula un siècle avant que le premier « plus lourd que l'air » (les avions) ne pût décoller et démontrer ainsi, expérimentalement, sa faisabilité.

LE PLUS LOURD QUE L'AIR

C'est sur une loi physique radicalement différente [7] que s'appuie le plus lourd que l'air.

Prenez une feuille de papier à lettres, que vous tiendrez verticalement en la pinçant avec délicatesse entre pouce et index, dans sa partie la plus haute ; pour que l'expérience soit plus convaincante, utilisez les deux mains, l'une tenant le coin supérieur gauche, l'autre le coin supérieur droit. Placez ensuite votre bouche d'aplomb au-dessus de la feuille, et soufflez, délicatement mais résolument, de sorte que l'air frôle tangentiellement *une des faces seulement*. Vous constaterez alors que le papier *se soulève* de ce côté. Un avion est ainsi porté par la différence de pression entre l'extrados de ses ailes (dépression, car vitesse de l'air supérieure) et leur intrados (surpression, car vitesse de l'air moindre).

On put faire voler ainsi, en 1871, un modèle réduit d'avion, pourvu d'une hélice qu'actionnait un ruban élastique préalablement torsadé. Cet essai, mené sous supervision officielle pour lui donner une incontestable solennité, marqua le point de départ de la course à mort, entre « le plus léger » et « le plus lourd », pour prendre, ou garder, le contrôle du domaine des applications commerciales et militaires : un ballon captif — retenu au sol par des câbles — avait été utilisé déjà à la bataille de Fleurus, le 26 juin 1794, pour observer les mouvements de troupes et repérer les points faibles des lignes ennemies ; le transport de passagers et de fret, à bord de grands ballons dirigeables, était assuré régulièrement, en 1930, par-dessus l'Atlantique Nord (plus de six mille kilomètres), et vers l'Amérique du Sud (dix mille kilomètres). Des événements dramatiques sonnèrent la victoire soudaine et définitive du « plus lourd que l'air » : l'incendie en vol — l'hydrogène ! — de trois dirigeables prestigieux (1933, 1935 et 1936), puis le début de la Seconde Guerre mondiale (1939), qui rendit manifeste la vulnérabilité de ces énormes pachydermes balourds face aux avions de chasse rapides, maniables, et beaucoup moins faciles à repérer.

OÙ LE PRINCIPE EST RAVALÉ AU RANG SUBALTERNE DE THÉORÈME

De nos jours, la loi que nous avons énoncée ci-dessus comme *principe* (d'Archimède) n'en est plus un : on la *déduit* de postulats plus fondamentaux, en l'occurrence ceux de la *Statique*, qui traite en général de l'équilibre mécanique des systèmes matériels, soit des conditions dans lesquelles des systèmes de la sorte peuvent être et rester *au repos* (dans tel référentiel spécifié à l'avance). Le *théorème d'Archimède* — c'est le titre ou grade, moins élevé que celui de principe, qu'on lui reconnaît aujourd'hui — ne perd pas son aura théorique : il garde sa formulation, sa portée et sa validité universelles. Mais ce n'est plus un postulat de la théorie : celle-ci se construit à partir d'autres axiomes fondamentaux, dont l'énoncé d'Archimède est seulement une *conséquence*, parmi d'autres.

Esquissons le raisonnement — il est simple, mais bien représentatif d'un argument théorique — qui mène de la Statique au théorème d'Archimède. Un objet baigne, partiellement ou totalement, dans un fluide. Pour fixer les idées, supposons qu'il s'agisse d'un liquide tel que l'eau et que l'objet y soit totalement immergé :

poisson ou sous-marin, ou plus généralement n'importe quel corps que l'on maintient en place, sous l'eau, de l'extérieur, en l'enfonçant s'il veut remonter à la surface, en le soutenant s'il a tendance à tomber au fond du récipient. Le « liquide déplacé » a dans ce cas exactement même volume, et même forme, que l'objet considéré. Remplaçons alors, *par la pensée*, cet objet par du liquide de même nature que le fluide environnant. Celui-ci, qui se trouvait et se trouve à l'extérieur du corps immergé (ou à l'extérieur du liquide qu'on lui a substitué), « ne s'aperçoit pas » du changement ; il continue donc à exercer, sur le liquide qui maintenant se trouve à la place de l'objet (virtuellement), la *même force* que celle que subissait l'objet de sa part. Or, dans la nouvelle situation (pas d'objet, seulement du liquide), l'ensemble est en équilibre, immobile, et en particulier cette portion où se trouvait auparavant le corps immergé ; elle est soumise à son poids, évidemment ; il s'ensuit que le reste du fluide doit nécessairement, pour la maintenir en position, appliquer sur elle une force directement opposée à ce poids. C'est là l'une des exigences de la Statique théorique : la somme des forces qui agissent sur un système ou un sous-système au repos doit être nulle. On conclut de là que l'environnement exerce, sur l'objet immergé comme sur le fluide ajouté en ses lieu et place, une force exactement opposée au poids du fluide qu'on a substitué à l'objet.

Un trait remarquable de ce raisonnement est qu'il nous entraîne à discourir séparément de la poussée d'Archimède : elle *ne dépend pas des forces d'origine différente* qui agissent sur l'objet considéré, son poids ou telle autre qu'exerce sur lui l'opérateur pour le maintenir immergé. Etait-ce évident par avance ? Pensons, par comparaison, à un support solide au lieu de fluide — une table y suffira — sur lequel est posé un corps quelconque — par exemple un livre. La réaction du support, force qu'il applique à l'objet considéré, dépend ici explicitement, puisqu'elle lui est exactement opposée, du poids de l'objet : la table fournit un effort bien supérieur pour porter un gros dictionnaire que pour soutenir une plaquette de cinquante pages. En outre, cette réaction du support doit s'ajuster — augmenter ou diminuer — si l'on presse contre lui l'objet ou si au contraire on le soulève, par une action extérieure.

Une autre caractéristique de l'argument, plus essentielle encore, encore plus foncièrement *théorique*, concerne le statut du « fluide déplacé » : il *n'existe pas réellement*. « Pourtant, si l'on retire le corps flottant... » Point du tout ! Le fluide qui va aussitôt venir le remplacer *provient d'ailleurs*, où va donc se faire sentir le manque. Pour mieux comprendre sans effort, prenons pour fluide un liquide contenu dans un récipient. Sa surface libre, lorsque l'objet est immergé, touche à tel repère que l'on trace sur l'une des parois.

Quand, ensuite, on retire l'objet, *le niveau baisse* incontestablement, ce qu'atteste le repère, que n'atteint plus le liquide. La démonstration théorique suppose qu'on rétablisse le volume total du système, jusqu'au repère, *en ajoutant du liquide*. Elle nous propose de rapprocher, pour les comparer, ces deux situations si clairement distinctes, que différencient la quantité de liquide tout comme la présence, ou l'absence, du corps flottant en son sein. Elle nous propose d'inférer ce que la première a d'essentiel en nous appuyant sur la description que donne, dans la deuxième, la Statique de l'équilibre du fluide — description qu'il faut au demeurant particulariser à un sous-système délimité « par la pensée » !

La pression atmosphérique, ou de l'air (comme élément) à l'atmosphère (comme environnement)

L'existence — la réalité physique — de l'*air* que nous respirons était sans doute connue depuis des générations et des millénaires lorsqu'on lui trouva soudainement des attributs totalement insoupçonnés.

COMMENT L'AIR CESSA D'ÊTRE ÉLÉMENTAIRE

Les Anciens y voyaient l'un des quatre éléments fondamentaux qui composaient le Monde. Il fallut pourtant attendre le XVII^e siècle (John Mayow — 1668) pour qu'on découvrît qu'il était apte à entretenir les combustions tout comme il était nécessaire à la vie, et même le XVIII^e pour qu'on y décelât enfin l'oxygène (Joseph Priestley — 1774), puis qu'on le séparât de l'azote.

Ce fut au cours d'une de ces expériences qui ont marqué de leur sceau indélébile le développement de la Science. Antoine-Laurent de Lavoisier, en 1777, chauffa du mercure, douze jours durant, dans un ballon clos dont l'air ne pouvait se renouveler.

« Pourquoi le mercure ? » entends-je demander. C'est que ce corps, avant d'être — à juste titre, sans doute — accusé très récemment de toxicité perverse et banni partant de la plupart des laboratoires, fut au long des âges un précieux auxiliaire, souple et zélé, du physicien et du chimiste, après l'avoir été des métallurgistes de l'Antiquité qui en tiraient des alliages métalliques aux propriétés étonnantes, puis des alchimistes du Moyen Age. Ceux-ci le connaissaient comme l'hydrargyre (argent liquide) ou le vif-argent (argent vivant) ; ils y voyaient une forme intermédiaire entre le monde de la vie — dont il semblait partager la mobilité et l'adaptabilité —, le monde minéral — auquel il appartenait sans doute par sa forte densité (près de quatorze fois celle de l'eau) — et le monde du rêve — que lui ouvraient son aspect et sa consistance si particuliers, et où l'ancrait une terminologie étrange d'origine incertaine : cinabre (le minerai sulfuré d'où il est tiré), amalgame (un alliage avec d'autres métaux), et son nom même de mercure qu'il partage avec le dieu-messager de la Rome antique.

Mais revenons à Lavoisier, que nous avons laissé — perplexe, peut-être — devant son ballon scellé, après douze jours de chauffage ininterrompu. Il constata que le volume du gaz emprisonné avait alors décru de son cinquième, et montra que l'air résiduel — de l'azote, essentiellement — n'était plus capable d'alimenter les combustions. Par ailleurs, de fines pellicules rouges, où il reconnut de l'oxyde de mercure, s'étaient formées à la surface du liquide argenté. Il put effectivement, en poussant les feux sous le récipient, décomposer à nouveau ces écailles rouges, régénérant ainsi et le mercure et l'air initial...

COMMENT FUT DÉCOUVERTE ET MESURÉE LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE

Nous, anxieux, dont les rêves hebdomadaires sont bercés ou contrariés par les anticyclones ou les dépressions que détecte et diffuse la Météorologie nationale, savons-nous bien qu'il fallut là aussi des siècles pour découvrir la pression atmosphérique, des décennies pour l'apprivoiser ?

Qui n'a entendu parler d'Evangelista Torricelli (1608-1647) ? A Florence où il résidait, des fontainiers s'étaient établis qui équipaient les maisons cossues en pompes aspirantes et foulantes propres à amener l'eau dans les étages. Un jour de l'an de grâce 1643, un jour comme tant d'autres pourtant, l'appareil qu'ils venaient d'installer refusa de faire son office. Certes, ils demandaient à celui-ci un peu plus qu'aux précédents, mais à peine plus : trente-deux pieds, soit moins de dix mètres et demi. Ils s'en furent consulter les hommes de science. Galilée « sécha » sur le problème, rapporte-t-on, mais Torricelli, l'un de ses élèves, en comprit l'origine. Il choisit un tube de verre d'environ un mètre de long et un centimètre de diamètre, l'emplit de mercure à ras bord, le boucha avec son pouce puis le retourna sur une cuve contenant elle aussi du mercure[8]. Ayant enfoncé l'orifice, toujours obstrué par son doigt, dans le mercure de la cuve, il le libéra progressivement. Il fut alors témoin d'un phénomène inattendu et spectaculaire : le mercure ne s'écoula pas totalement dans le vase inférieur par la bouche ouverte du tube renversé ; une haute colonne du liquide métallique (soixante-seize centimètres) persista dans le tube, surmontée de quelque chose qui ressemblait à de l'air, par sa transparence totale — on ne voyait pas, au demeurant, par où ni comment il aurait pu pénétrer en ce lieu clos. Bien entendu, si l'on cherchait à recueillir cet « air » en perforant le tube dans sa partie supérieure, le mercure descendait aussitôt dans la cuve, laissant l'intérieur du tube à l'air qui n'avait cessé d'en baigner l'extérieur. Torricelli comprit ainsi que l'atmosphère et sa pression pouvaient, pourvu qu'on s'y prît avec adresse, faire monter le mercure jusqu'à soixante-seize centimètres au-dessus de son niveau de base, mais qu'elles ne permettraient pas d'atteindre des altitudes supérieures ; pour l'eau, beaucoup moins dense, la limite est plus élevée (environ dix mètres) mais tout aussi infranchissable[9].

Blaise Pascal répéta l'expérience de Torricelli et affirma que la partie supérieure du tube, abandonnée par le mercure, était occupée par le *vide*. Cette conclusion fut vivement controversée : la Nature n'a-t-elle pas horreur du vide ? Pascal renouvela plusieurs fois l'expérience ; ayant remarqué, de l'une à l'autre, de légères fluctuations dans le dénivellement du mercure, ayant constaté en particulier qu'il paraissait moindre au sommet de la tour de Saint-Jacques-la-Boucherie[10] qu'au niveau du sol, il organisa, en 1648, une expédition au sommet du Puy-de-Dôme (mille quatre cent soixante-cinq mètres) ; conduite par Florin Périer (époux de Gilberte, sœur aînée de Blaise Pascal), elle mit en évidence une diminution significative de la hauteur de la colonne de mercure en altitude. Cette constatation parut décisive à Pascal : elle montrait que la pression atmosphérique était moindre en altitude qu'en plaine. Il rédigea un *Traité du vide* qui n'a, semble-t-il, jamais été publié, puis deux mémoires *Sur l'équilibre des liquides et la pesanteur de l'air*, parus seulement en 1663 après s'être frayé je ne sais quel chemin à travers la vie et la mort, à travers la nuit d'extase mystique (1654) et l'entrée à Port Royal, puis la guérison miraculeuse de sa nièce Marguerite par une épine de la Sainte Couronne (1656), enfin l'atroce et interminable souffrance s'apaisant seulement dans la mort, aux Incurables, « en la compagnie des pauvres » (1662).

Que l'air recèle de l'oxygène, que l'atmosphère de notre terre exerce autour de nous une pression, nous est devenu familier. Il est toutefois des aspects de cette réalité qui échappent encore à notre intuition et nous laissent médusés lorsqu'ils se manifestent.

LES HÉMISPHÈRES DE MAGDEBOURG

Par exemple, nous nous mouvons dans l'air sans difficulté notable, et nous en oublions que les forces mises en jeu par la pression atmosphérique peuvent être colossales. Il y a fort longtemps pourtant que ces forces ont été révélées. La première fois où « le bon peuple » put en voir les effets inouïs, ce fut à Magdebourg, en

1654. Le bourgmestre de cette ville, Otto von Guericke, se trouvait être aussi physicien. Ayant inventé et construit une machine pneumatique — nous dirions aujourd'hui une pompe à vide — il se livra sur la grand-place, devant ses administrés, à la démonstration que voici, connue depuis lors comme « *l'expérience des hémisphères de Magdebourg* ». Il disposait de deux calottes métalliques creuses, ayant chacune la forme d'une demi-sphère de quelques dizaines de centimètres de diamètre, et qui pouvaient s'appliquer exactement l'une contre l'autre pour reconstituer une sphère entière mais délimitant une cavité intérieure. Dans les circonstances habituelles, ces deux coquilles se disjoignent aussi aisément qu'elles se joignent, par une simple traction tendant à les séparer. Mais lorsque la sphère, reconstituée, est vidée de son air par la machine pneumatique, ses deux moitiés sont si fortement fixées l'une à l'autre que deux attelages, chacun de huit chevaux, tirant à hue et à dia ne purent, dit-on, les desceller. Quelques semaines après, chargé de mission auprès de la diète germanique de Ratisbonne, von Guericke renouvela son expérience devant les députés émerveillés et même incrédules : comment croire, en effet, que des phénomènes d'une telle intensité fussent à l'œuvre quasiment à portée de la main sans pour autant s'être manifestés ouvertement jusque-là ?

L'explication de ce prodige spectaculaire est relativement simple. Lorsque l'air emplit la sphère comme il en baigne l'extérieur, les forces gigantesques de la pression atmosphérique s'exercent aussi bien du dedans vers le dehors qu'en sens inverse, les unes compensant les autres, de telle sorte qu'aucune n'apparaît à visage découvert et n'est donc perçue pour ce qu'elle est. En évacuant l'air intérieur, la machine pneumatique rompt l'équilibre des forces pressantes : point d'air à l'intérieur pour pousser les hémisphères vers l'extérieur ; reste seulement l'action de l'air externe tendant à écraser la coquille sphérique. Et seize chevaux tirant vers l'extérieur en sens opposé ne suffisent pas à vaincre cette action.

Comme quoi, en physique, l'intuition primaire se révèle souvent trompeuse. Les avatars de l'air et de l'atmosphère, que nous venons d'évoquer, en témoignent déjà.

LA NOTION THÉORIQUE DE PRESSION

La pression, mais à tout prendre qu'est-ce ?
Un serment fait d'un peu plus près, une promesse
Plus précise, un aveu qui veut se confirmer[11].

ROSTAND

Voilà bien une étrange notion *théorique*. C'est une force en puissance qui ne se réalise comme telle que si on lui présente une surface sur laquelle se manifester : elle prend alors une orientation perpendiculaire à cette surface, et une intensité proportionnelle à son aire. Ainsi, elle est potentiellement force, mais dans une direction qu'elle ne choisit pas et avec une valeur qu'elle ne contrôle pas non plus totalement. Est-ce assez dire ? Est-on convaincu que la notion de pression est éminemment abstraite et théorique ?

Précisons maintenant comment la théorie manipule cette notion. Une surface d'aire S insérée dans une zone où règne la pression p y est soumise à une force F donnée par

$$F = p\,S$$

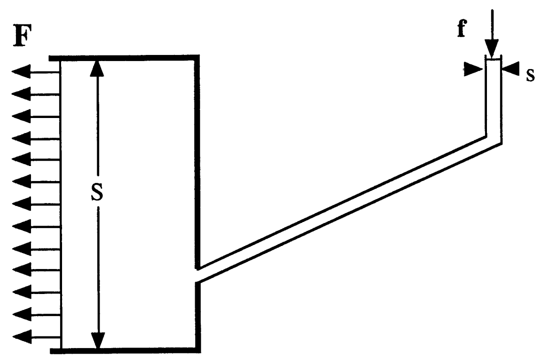
et dirigée selon la normale à la surface. La pression est donc une force — non exprimée[12] — par unité de surface ; elle se mesure en newton par mètre carré. Dans notre vie quotidienne, la pression de l'air où nous évoluons est la même en tout point de notre peau ; nous ne la ressentons pas, habitué qu'est notre corps à la contrebalancer pour ne pas se laisser broyer. Dans la cabine — pressurisée, pourtant — d'un avion de ligne, elle est moindre qu'avant le décollage, ce qui n'est pas sans causer quelque désagrément aux passagers, à leur oreille, principalement (différence de pression de part et d'autre du tympan). Les skis ou raquettes que l'on chausse pour se déplacer sur la neige ont pour effet de répartir le poids du promeneur ou de l'athlète sur une surface plus vaste que celle des semelles de chaussures habituelles, et de diminuer ainsi la pression exercée sur le sol : à force F égale (le poids), la pression p est plus faible quand l'aire S est plus grande. Et il se trouve que c'est la pression qui compte sur la neige... Elle compte aussi, à l'inverse, si l'on veut trouer une planche ou une feuille métallique : on choisit pour cela un objet pointu tel qu'un poinçon ; à force (musculaire) F égale, la pression p est d'autant plus grande que l'aire S sur laquelle appuie l'outil est plus petite.

Le principe de Pascal

« Un *liquide* en équilibre transmet intégralement les pressions. »

Du principe de Pascal découlent d'importantes conséquences, toutes vérifiées par l'expérience. C'est ainsi que, quand un conducteur de voiture automobile appuie sur la pédale de frein — les systèmes de freinage sont aujourd'hui à commande hydraulique —, ce n'est pas la force ainsi exercée que le liquide de freinage répercute sur les mâchoires équipant les roues — même poussé à fond, un pied serait bien incapable d'arrêter à lui tout seul un véhicule d'une tonne lancé à cent kilomètres à l'heure ! — mais bien la pression. Le principe est donc simple — c'est aussi celui de la *presse hydraulique* (figure) : en appliquant une force modérée sur une petite surface, on peut faire agir une force énorme sur une grande surface ; le rapport force sur aire reste en effet le même, pourvu que les deux pistons mis en jeu soient au contact direct d'un même *liquide*.

Il serait possible ici aussi de considérer le principe de Pascal comme un *théorème*, démontré lui-même à partir d'hypothèses plus générales et plus profondes, comme nous l'avons fait ci-dessus pour le principe d'Archimède.



Presse hydraulique : une force f modérée s'exerçant sur le liquide dans un tube de sections est magnifiée en une force F énorme dans le piston de section S.

Mais plutôt que d'expliciter ces arguments somme toute simples, nous garderons intactes notre agilité d'esprit et notre acuité intellectuelle pour les appliquer à des cas plus surprenants et donc plus délicats.

Le principe de l'hydrostatique

Nous avons constaté — Pascal l'avait fait avant nous — que la pression atmosphérique est plus faible en altitude qu'au niveau de la mer. Il s'agit là d'une manifestation entre cent du *principe de l'hydrostatique*, dû pour l'essentiel au même Blaise Pascal, et que nous énoncerons comme suit :

« Dans un fluide à l'équilibre,

i) la pression est la même en tous les points d'un même plan horizontal ;

ii) entre deux points d'altitude différente, la pression est la plus forte au point le plus bas ;

iii) d'un point à un autre, la différence de pression a même valeur que le poids d'une colonne cylindrique et verticale du fluide, qui aurait une section d'aire unité et dont la base et le sommet se situeraient aux altitudes respectives de ces deux points. »

De ce principe de l'hydrostatique on peut déduire maintes conséquences diverses et souvent surprenantes. Il implique par exemple que *la surface supérieure d'un liquide,* pourvu qu'elle soit laissée libre, *est horizontale.* Elle l'est aussi si le récipient est en forme de U, ou plus compliquée encore. Cette dernière propriété porte le nom de « *principe des vases communicants* ».

Encore un « principe » ?! On se perd d'abord dans ce labyrinthe, dans ce jeu de « principes » gigognes, où chacun amène son lot de conséquences — parfois inattendues — avant de s'emboîter à son tour dans un autre énoncé, plus vaste en étendue, en portée plus profond. C'est là, comprend-on ensuite, l'essence même de l'activité théorique : englober un domaine toujours plus ample de faits avérés dans des énoncés toujours plus synthétiques — et plus simples aussi — de postulats ou de principes.

Il ne serait pas difficile de faire à nouveau du « principe de l'hydrostatique » un *théorème*, conséquence logique d'un autre postulat, plus ample dans ses ambitions, plus fondamental dans son assise, et qui transcenderait le précédent : comme pour le principe d'Archimède, ce serait ici aussi le *principe de la Statique* qui jouerait ce rôle d'approfondissement. Et nous pourrions alors gloser, comme nous l'avons déjà fait, cette merveille, ce miracle *théorique* : une seule et unique hypothèse — peut-être pas, elle-même, le postulat ultime de l'unification suprême — conduit à deux implications aussi diverses que le « principe » d'Archimède (donnant la *force* s'exerçant sur un objet quelconque immergé dans un fluide quelconque) et le « principe » de l'hydrostatique (régissant le champ de *pression* à l'intérieur d'un fluide quelconque). Mais nous ne le ferons pas non plus, nous réservant pour quelques conséquences étonnantes du principe de l'hydrostatique.

EXPRESSION DU PRINCIPE DE L'HYDROSTATIQUE DANS UN LIQUIDE

Les liquides — nous y avons déjà fait allusion — sont pratiquement incompressibles : les pressions qu'on exerce sur eux — si du moins elles restent raisonnables — laissent leur volume pratiquement inchangé, ainsi donc que leur masse volumique.

Dans de telles conditions, le poids de la colonne qui a été envisagée ci-dessus [13] s'obtient facilement : on calcule d'abord sa *masse* en multipliant son volume par la masse volumique ρ, invariable, du liquide ; on multiplie encore le résultat par l'accélération de la pesanteur g pour aboutir à son *poids*. Si h désigne la différence d'altitude entre les deux points A et B (pris tous deux dans le même liquide), le volume de la colonne est encore mesuré par h, puisque l'aire de base vaut l'unité. On aboutit ainsi à la formule très simple :

$$p_A - p_B = \rho g h \text{ dans un liquide.}$$

La pression atmosphérique en plaine est de l'ordre de cent mille pascals, que l'on apprivoise et rend plus accessibles à l'intuition en les convertissant en mille hectopascals. Dans une expérience à la Torricelli, la hauteur h du liquide resté dans le tube est donc telle que le produit $\rho g h$ équilibre la pression atmosphérique qui s'exerce sur la surface libre du même liquide. On évalue sans peine[14] la hauteur h à dix mètres pour l'eau — et l'on comprend les difficultés des fontainiers de Florence ! — et à soixante-seize centimètres pour le mercure.

Où la théorie sidère et confond les mécréants

Envisageons quelques conséquences du principe de l'hydrostatique. Hâtons-nous de proclamer haut et fort qu'elles ont *toutes* été avérées par l'expérience, même celles qui paraissent au prime abord surprenantes, voire paradoxales.

Pour nous mettre en appétit, commençons par un amuse-gueule sans prétention — et vieux comme le principe lui-même.

LE CRÈVE-TONNEAU DE PASCAL

Envisageons un tonneau, entièrement plein d'eau — il serait regrettable qu'il le fût de vin. Il en contient de l'ordre d'un mètre cube, soit *mille litres*. Nous le supposerons couché sur le côté, immobilisé par une cale spéciale. Comme sa bonde se retrouve ainsi à un mètre, approximativement, au-dessus de la partie la plus basse du tonneau, les douves qui ferment cette partie sont soumises à une pression qui excède de 10 % environ la pression atmosphérique régnant à l'extérieur du tonneau et au niveau de la bonde[15]. On ferme celle-ci, maintenant, par un bouchon hermétique mais qui laisse passer en son centre un long tube de verre, d'un centimètre de rayon. On ajoute alors *un litre* d'eau, que l'on verse dans le tube. Le tonneau étant déjà plein à ras bord, l'eau supplémentaire monte dans le tube : elle s'y élève à un peu plus de trois mètres[16] au-dessus de la bonde. Ainsi le fond du tonneau doit supporter une *surpres-*

sion qui équivaut à plus de quatre mètres d'eau[17] ; elle est donc *quatre fois plus élevée* que précédemment. En versant *un seul* litre d'eau dans un récipient — le tonneau — qui en renferme pourtant *un millier*, on arrive à le percer à sa partie inférieure, les douves se disjoignant sous l'effort ainsi quadruplé qui leur est appliqué.

LE PRODIGE DU SIPHONNAGE

La physique participe parfois de rites païens et cabalistiques, qui sollicitent volontiers son enseignement dans ce qu'il a de paradoxal, voire d'inquiétant. Ainsi des miroirs qui multiplient les choses et les êtres, ou donnent à voir l'ombre au lieu de la proie. Ainsi du phénomène surprenant que je m'en vais conter maintenant.

Enfant, j'ai longtemps vécu dans un petit village au nom savoureux comme un raisin mûr, aux fermes trapues et grises de leurs ardoises, éparpillées par des coteaux pentus et ensoleillés, griffés de place en place par des alignements de vignes hautes et vigoureuses. Les chais, ombreux et vastes comme des églises, dans lesquels on ne parlait qu'à voix basse pour ne pas troubler les méditations bienveillantes d'un Bacchus qui entendait le patois et dont on croyait percevoir les ronflements rassurants, abritaient les panses rebondies et obscures d'énormes muids dont on devinait seulement, dans la pénombre, les formes énigmatiques de sphinx endormis. Les charpentes s'ornaient, comme de statues médiévales glorifiant des saints patrons barbus et puissants, de monstrueuses toiles d'araignée que la poussière accumulée au cours des ans alourdissait et teintait d'un jaune épais et sale, et qui laissaient s'échapper au crépuscule des chauves-souris silencieuses et sibyllines, frôlant au passage du seuil sacré, dans un frémissement bref et inattendu, la chevelure frissonnante des visiteurs que l'heure tardive rendait plus craintifs. Comme le serait celle d'un temple, l'entrée du chai était refusée, rigoureusement, au chien vacher qui pourtant furetait partout, dans la cour et dans la maison : conscient, obscurément, de cet interdit inviolable, il s'immobilisait de lui-même à la porte, raide, les narines frémissantes, une patte avant levée dans une attitude de chien d'arrêt, tout pénétré des effluves puissants et somptueux, comme d'un encens mystérieux, qui émanaient du sanctuaire.

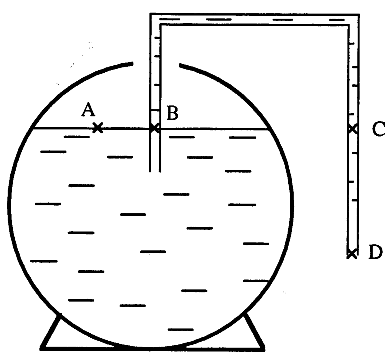
Tout au fond du chai, saint des saints, autel du sacrifice suprême et annuel, trônait silencieux mais redoutable le pressoir, surmonté, comme d'un minaret tors « d'où nul appel du soir encor n'a retenti », par sa vis majestueuse, figure de proue hardie, luisante et énigmatique, évoquant on ne sait quels voyages fabuleux ou quelles tortures abominables. Après avoir foulé aux pieds le raisin, encore à cette époque, consciencieusement, systématiquement, religieusement, on le transférait dans le pressoir pour en extraire tout le moût, qui coulait dans un fossé annulaire enserrant la cuve centrale, aux parois finement entaillées. Le mécanisme qui actionnait la presse me paraissait alors habile et mystérieux tout à la fois. Il comportait, outre la vis qui en était incontestablement le pivot et l'âme, une solide perche horizontale qui dépassait de deux ou trois mètres ; on la poussait latéralement — deux hommes solides s'y attelaient souvent ensemble —, dans un sens d'abord jusqu'à percevoir le déclic métallique d'un coin retombant dans une encoche, puis dans l'autre jusqu'au déclic symétrique, puis à nouveau dans le sens initial,... jusqu'à l'abrutissement, pendant des heures, des jours même : on allait, avant le coucher, actionner la barre sur deux ou trois allers et retours.

Après la fièvre vendémiaire, le chai retournait, pour de longs mois sombres où il se recroquevillait comme en hibernation, à sa torpeur accoutumée. Commençait alors un long, et lent, et patient cycle de rites millénaires et subtils qui devait amener le vin à maturité et à excellence. Le protagoniste de la pièce qui se jouait ainsi dans ce théâtre sans rampe et sans feux mais chaleureux et odorant, était sans conteste le *siphon*, prisé pour sa simplicité, sa souplesse d'emploi et la discrétion de ses interventions dans le moût en plein travail : il permettait d'y prélever, à des profondeurs variables, et de goûter, pour en diagnostiquer les éventuels défauts et en surveiller l'évolution, des échantillons du vin doux qui fermentait paresseusement, nonchalamment, dans les fûts. Le palais était lors le seul appareil scientifique qui permît de suivre la vinification, si l'on excepte l'aréomètre qui servait à « peser l'alcool ».

L'*aréomètre* est fondé sur le principe d'Archimède. Son poids est évidemment invariable ; la poussée qu'il subit, en revanche, dépend de la densité du liquide dans lequel on le plonge. Son équilibre (poids = poussée d'Archimède) exige qu'il s'enfonce davantage dans un liquide de densité inférieure. Il comporte une ampoule lestée, immergée dans tous les cas, et une tige supérieure que l'on peut graduer en pourcentage d'alcool : le titre d'un vin s'y lit donc aussitôt en repérant le trait qui affleure lorsque l'instrument est en équilibre.

Pour en revenir au siphon, le seul appareillage nécessaire à l'établir était un simple tube de caoutchouc souple, d'un demi-centimètre de diamètre à peine et d'environ un mètre et demi de longueur. On en plongeait une extrémité dans la barrique, jusqu'à la profondeur dont on souhaitait contrôler la teneur — entre fermentation et dépôts, le suc était loin d'être homogène dans l'ensemble du tonneau —, et on laissait l'autre bout pendre à l'extérieur du fût, en veillant à ce que son ouverture se situât au-dessous du niveau du jus à l'intérieur. On aspirait alors, les lèvres refermées sur cette extrémité libre — l'habitude permettant de ne pas se laisser étouffer par le liquide qui affluait à travers le tube. La pression atmosphérique, agissant dans le baril sur la surface libre du vin doux — la bonde, par où passait le siphon, était ouverte à l'air extérieur —, poussait celui-ci dans le tuyau, puisqu'une dépression s'y manifestait à l'autre bout ; elle n'aurait pas suffi à le faire monter si la crosse du tube courbé s'était élevée à plus de dix mètres de hauteur, mais elle y parvenait en se jouant puisqu'il s'agissait seulement d'une dizaine de centimètres !...

Et voici qu'entre en jeu, véritablement, le mécanisme du siphon. Si l'on cesse un moment d'aspirer et que l'orifice du tuyau à l'air libre est remonté jusqu'à dépasser en altitude le niveau de référence, à l'intérieur, tout le liquide — sauf celui que, gourmand au lieu de professionnel, on a avalé comme par mégarde — redescend simplement dans le tonneau ; rien d'autre qui mérite d'être noté. Si, en revanche, l'extrémité du tube que l'on retire de la bouche est fermement maintenue *au-dessous de la surface* du moût, celui-ci s'écoule à l'extérieur, fontaine fabuleuse, dans le verre ou la bouteille qu'on a disposé pour le recevoir. Il continuerait de le faire, si l'on n'y prenait garde, jusqu'à ce que l'extrémité initialement immergée fût découverte par le jusant — ou que la marée vînt à baisser au-dessous de l'orifice extérieur du tuyau.



Dessin schématique d'un siphon.

Le siphonnage est encore utilisé dans les fermes de mon village, non seulement pour tâter ainsi du palais le vin nouveau en train de se faire, mais aussi pour le transvaser, une fois fait, dans une barrique propre, en laissant la lie tout au fond de la première. Entends-je demander si le vin en est meilleur ?...

OÙ LA THÉORIE ATTEINT AU PRODIGE

Voici l'explication *théorique* de ce phénomène curieux bien que familier. Nous nous aiderons d'une figure, et partirons de la situation où, après vigoureuse aspiration, le tube-sonde est empli entièrement de liquide. L'équilibre exigerait que la pression fût, dans le tonneau, la même aux points *A* et *B*, appartenant à un même plan horizontal ; il voudrait pour une raison analogue qu'elle régnât aussi, égale, au point *C* : bien que de manière assez acrobatique, la continuité du liquide est assurée entre *B* et *C*. Cette valeur commune à *A*, *B* et *C* ne pourrait être que la pression atmosphérique, puisque le point *A* se situe sur la surface libre, en contact — à travers la bonde ouverte — avec l'air extérieur. Mais, à l'autre extrémité du siphon, c'est évidemment en *D* que se fait sentir la pression atmosphérique, puisque c'est *D* qui communique directement avec l'atmosphère libre. Le liquide qui occupe le tuyau — pour bon que soit le vin... — se trouve en déséquilibre : il ne lui est pas possible de soutenir la même pression en *A* qu'en *D* (points où s'impose pourtant la pression atmosphérique), dès lors que l'altitude de *D* est moindre que celle de *A*. Quel va donc être son comportement ? Pour le comprendre, répétons que la pression en *C* est inférieure à ce qu'elle est en *D* (puisque *C* se situe au-dessus de *D*), c'est-à-dire à ce qu'elle est en *A* (pression atmosphérique). Le moût ressent donc comme une succion qui s'exercerait à l'embouchure du tuyau et l'aspirerait vers l'extérieur ; comme son destin l'obsède d'être bu un jour, il s'y abandonne et s'écoule en un flot ininterrompu. En réalité, ce flot se tarirait si, ayant placé en *D* un récipient convenable, le niveau y pouvait monter jusqu'à atteindre celui de *C*, et donc ceux aussi de *A* et de *B*. L'équilibre alors serait retrouvé : le tuyau, émergé dans sa partie médiane mais plein là aussi, ferait entre l'intérieur et l'extérieur comme une arche de pont — d'aqueduc plutôt — qui suffirait pour asseoir les conditions où s'applique le principe des vases communicants.

ÉPILOGUE

Cette fresque à grands traits dessinée, qui se proposait d'illustrer l'apparition puis l'avènement de la Théorie en physique, nous a conduits depuis l'enthousiasme néophyte d'Archimède flottant dans sa baignoire jusqu'à l'assurance vertigineuse et faussement modeste de Feynman admis à regarder rien de moins que les dieux s'affrontant sur le grand échiquier du Monde. Cette fresque, à peine esquissée pourtant, laisse malgré tout entrevoir une composition fortement déséquilibrée. Ce qui d'abord frappe est la pléthore de théoriciens qui se pressent en foule dans les temps actuels contre seulement, de loin en loin, quelques rares personnalités, quasiment mythiques, dans l'Antiquité. Et les couleurs souvent vives dont se paraient parfois les savants anciens ne sauraient compenser le nombre des modernes. On constate en outre, si l'on y regarde d'un peu plus près, que cette dissymétrie — explicable, somme toute — entre le passé lointain et spéculatif d'une part et le présent scientifique et technologique d'autre part, s'accompagne d'un vide médian, béant depuis les premiers siècles de notre ère chrétienne jusqu'à la Renaissance, depuis Ptolémée jusqu'à Galilée. Que ce vide ait été peuplé, en réalité, d'esprits pénétrants, ne fait guère de doute. Pour en porter témoignage je voudrais, en guise de péroraison de ce discours préliminaire sur la théorie en général et dans son essence, reproduire l'un des plus beaux textes qui lui aient été dédiés — alors même qu'il l'est à Dieu de façon manifeste. Il nous vient, pur et rigoureux comme un limpide cristal de roche, des alentours de l'an mille que d'aucuns se plaisaient naguère à nous peindre des couleurs noires de l'ignorance et de l'obscurantisme. Voici.

Quant à la preuve de l'existence d'un Être nécessaire, elle n'est possible *que par une démonstration du fait, qui est [en l'occurrence] une inférence du contingent au nécessaire. Nous disons donc : tout ensemble, en tant que tel, fini ou infini, qui est composé d'êtres contingents, ne peut qu'être soit nécessaire par son essence soit contingent par son essence. S'il existe nécessairement par son essence et que chacun [de ses éléments] est un être contingent, alors il existe un être nécessaire constitué d'êtres contingents, c'est une contradiction. Et si cet ensemble est un être contingent par son essence, alors il a besoin pour exister de quelque chose qui lui dispense l'existence ; ce dispensateur lui est soit extérieur soit intérieur ; s'il lui est intérieur, l'un [des éléments de l'ensemble] est l'être nécessaire — mais chacun d'eux est [par hypothèse] un être contingent, c'est une contradiction. Il est donc clair que ce dispensateur est nécessairement extérieur à l'ensemble, ce qu'il fallait démontrer*[1].

AVICENNE

Deuxième Partie

DEUX THÉORIES PREMIÈRES ET COMPLÉMENTAIRES : NEWTON

Nature and Nature's laws lay hid in night :
God said « Let Newton be » and all was light[1].

POPE

(La Nature et ses lois restaient tapies dans la nuit :
Dieu dit « Que Newton soit » et tout fut lumière.)

Hypotheses non fingo[2].

NEWTON

(Je ne forge pas des hypothèses.)

La première théorie physique qui ait été pensée et exposée comme telle est due à Isaac Newton (1642-1727), qui la présenta en 1687 sous le titre « *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* » (Principes mathématiques de la philosophie naturelle), que nous traduirions, dans notre langage actuel, par « Postulats théoriques de la physique ». On aura noté l'adéquation de cette formulation avec les idées générales que nous tentions naguère de dégager sur la nature et la structure d'une théorie physique : les « principes » peuvent être identifiés à ce que nous préférons dénommer ici « postulats[3] » ; l'adjectif « mathématiques » renvoie évidemment à la profession de foi de Galilée, que nous avons citée en commençant ; l'expression « philosophie naturelle » désigne l'étude rationnelle de la Nature, c'est-à-dire la physique.

CHAPITRE PREMIER

LES TABLES DE LA LOI

Al principio del Mundo, Oloffin llamó a Odduá y le pidió que hiciera la vida. Odduá llamó a Obbatalá y le dijo : « Ya está hecho el Mundo. Esta hecho lo bueno y lo malo, lo bonito y lo feo, lo chiquito y lo grande ; ahora hay que hacer el Hombre y la Mujer. » Obbatalá hizo el Hombre y la Mujer y les dio la vida ; Obbatalá hizo la vida, pero se le olvidó hacer la muerte[1]...

GUTIÉRREZ ALEA

(Au commencement du Monde, Oloffin appela Oddua et lui demanda de faire la vie. Oddua appela Obbatala et lui dit : « Le Monde est fait, maintenant. Sont faits le bon et le mauvais, le joli et le vilain, le tout petit et le grand ; le moment est venu de faire l'Homme et la Femme. » Obbatala fit l'Homme et la Femme et leur donna la vie ; Obbatala fit la vie, mais il oublia de faire la mort...)

Newton proposa en fait, simultanément, *deux théories :* la première offre un cadre général, et pourtant contraignant, dans lequel doit nécessairement s'insérer toute mécanique, c'est-à-dire toute description des mouvements ; la seconde, plus spécifique, apporte en quelque sorte vie et substance à la première. Nous nous contenterons d'en brosser à grands traits un tableau sommaire, réservant pour plus tard telle ou telle analyse plus approfondie ou plus subtile.

Les postulats de la mécanique de Newton

La première de ces théories se fonde sur trois postulats, que l'on a coutume d'appeler « *lois de Newton* ».

Premier postulat. Tout corps qui n'est soumis à aucune action ni influence de la part d'autres corps est animé d'un mouvement rectiligne uniforme ou reste au repos.

Cette première loi de Newton remonte en fait à Galilée, qui l'a introduite dans son *Dialogue* (1632). On la nomme couramment « *Principe d'inertie* ». En clair, elle stipule qu'un objet abandonné à lui-même se meut le long d'une trajectoire rectiligne avec une vitesse constante (l'état de repos en est un cas particulier : la vitesse est alors constamment nulle). Insistons sur deux aspects importants qui feront mieux comprendre, sur ce cas simple, certains traits généraux de toute construction théorique. En premier lieu, le principe d'inertie est tout sauf évident ; en outre, sous une formulation simple, il est essentiellement abstrait.

Pour faire ressortir qu'il n'est pas aussitôt manifeste, sans doute sera-t-il suffisant de rappeler qu'Aristote (384-322 av. J.-C.), l'un des plus grands penseurs de l'humanité, était parvenu à des conclusions totalement différentes : « le mouvement cesse lorsque cesse la cause qui lui a donné naissance », professait-il.

Quant à la nature abstraite du principe d'inertie, elle apparaîtra au plein jour si nous nous posons concrètement la question, qui pourrait, qui devrait être simple : où placer, dans l'Univers, un objet dont on puisse être assuré qu'il n'y est soumis à « aucune action ni influence », mais dont le mouvement puisse quand même être observé et analysé ?

Sous des dehors d'évidence, voire de tautologie, l'énoncé que voilà recèle donc des abîmes de signifiance et cache des richesses insoupçonnées d'implications et de conséquences.

Deuxième postulat, dit « *Principe fondamental de la dynamique* ». L'accélération a qu'acquiert un mobile sous l'influence d'une force F lui est proportionnelle, le facteur de proportionnalité étant la masse m du mobile ; plus précisément, le produit ma de l'accélération par la masse est égal à la force F.

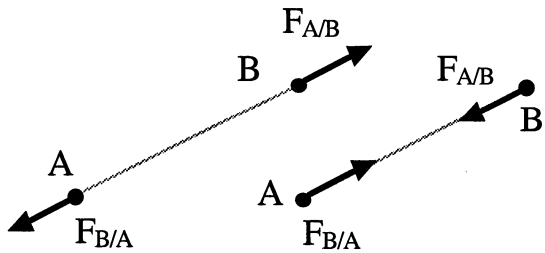
L'accélération est une notion d'ordre cinématique, et partant technique mais sans surprise : c'est le taux de variation, dans le temps, de la vitesse du mobile (elle est mesurée par le nombre de mètres par seconde dont s'accroît la vitesse en une seconde)[2] ; aucun problème de fond de ce côté-là.

Il en va tout autrement de la force. L'idée que les actions d'un objet sur un autre peuvent être représentées, et exprimées, par des forces est très élaborée en même temps que très restrictive : une force est un *vecteur* (l'accélération l'est aussi), c'est-à-dire un être mathématique doué d'une valeur, certes, mais aussi d'une direction et d'un sens. Le concept de force vectorielle est inhérent à la théorie de Newton : pas de mécanique newtonienne sans force vectorielle, mais pas de force vectorielle en dehors de la mécanique newtonienne[3]. Cette deuxième affirmation est d'ailleurs confirmée par l'expérience : lorsque nous parlons de « forces nucléaires[4] », ce ne sont pas des forces au sens de Newton ; elles ne peuvent pas être décrites par des vecteurs ; s'exerçant au niveau *microscopique*, il y faut le formalisme de la mécanique quantique.

La masse joue un rôle semblable. C'est pourtant ce qu'on nomme un « scalaire », et non pas un vecteur : sa valeur suffit à la déterminer. Pour la mécanique newtonienne chaque corps, chaque objet — chaque mobile en puissance — possède une caractéristique intrinsèque particulière que l'on appelle sa « masse ». Elle lui est propre : la masse du Soleil est trois cent trente-trois mille fois supérieure à celle de la Terre, qui excède elle-même celle de la Lune par un facteur quatre-vingts environ. La masse d'un mobile lui reste attachée, invariable, quel que soit son mouvement. Elle régit son comportement selon le Principe fondamental de la dynamique, qui postule égalité entre la force F et le produit de la masse m par l'accélération a. Elle est donc elle aussi liée à la théorie, indissolublement. La masse est une *grandeur additive*, du moins en mécanique newtonienne[5] : la masse d'un corps composé de deux ou plusieurs autres corps est la *somme* des masses des constituants.

Soumis à la même force, deux corps de masse différente réagiront de manière différente ; plus précisément, leurs accélérations seront différentes. Nous croyons avoir de la masse une connaissance intuitive, parce que nous avons inventé des instruments (balances, bascules) qui y sont sensibles, et que nous avons dans les bras ou sur nos épaules la sensation du plus ou moins lourd ; nous ne devons pourtant pas nous leurrer : voilà encore une notion abstraite. Pour s'en persuader, que l'on médite ces quelques remarques : la masse d'un objet est souvent proportionnelle à son volume, mais pas toujours (pas pour un objet creux, par exemple) ; même dans les cas où cette proportionnalité se vérifie, le coefficient par lequel il faut multiplier le volume pour obtenir la masse (*masse volumique*, ou *densité*) varie dans de larges proportions d'un objet à l'autre, en fait d'un matériau à l'autre.

Troisième postulat. La troisième loi de Newton est connue comme affirmant « l'*égalité de l'action et de la réaction* ». Elle s'énonce comme suit : si un corps A exerce sur un corps B une force $F_{A/B}$, alors B exerce nécessairement sur A une force $F_{B/A}$, et celle-ci est directement opposée à la première (figure).



Forces répulsives *Forces attractives*

Egalité de l'action et de la réaction.

Le décor est maintenant planté. Mais il est encore vide, « inhabité », pourrait-on dire. Pour prédire le mouvement d'un corps à partir du Principe fondamental de la dynamique, il faut connaître sa masse. Cela ne pose pas de problème majeur : chaque corps a une masse bien particulière et immuable ; lorsqu'on l'a déterminée — il existe plusieurs méthodes pour le faire —, elle accompagne fidèlement le corps dans toutes ses pérégrinations et tous ses avatars.

Plus difficile est la *question des forces*. Insistons, car il n'est pas toujours perçu clairement, sur le fait que l'expression de la force doit être donnée *par ailleurs*, à partir de *lois spécifiques*, différentes en tout cas du Principe fondamental de la dynamique lui-même. La relation qui traduit mathématiquement ce principe est présentée parfois comme la définition de la force. Non ! Il faut que l'expression de la force provienne d'ailleurs pour que le Principe fondamental de la dynamique puisse s'épanouir et montrer sa puissance prédictive. Il est plus juste de dire que les trois lois de Newton, que nous venons d'esquisser, fournissent une *théorie-cadre* : tous les mouvements doivent s'inscrire dans ce cadre ; mais chacun d'eux découle d'une *théorie spécifique* qui précise quelle force particulière il convient de faire intervenir dans chaque domaine ou chaque cas.

Théorie de la gravitation universelle

Le même Isaac Newton a proposé, outre la théorie-cadre dont nous venons de parler, et simultanément, une théorie spécifique appelée « *gravitation universelle* » : deux corps massifs quelconques s'attirent en raison inverse du carré de leur distance, et proportionnellement au produit de leurs masses.

La gravitation est une interaction prépondérante et omniprésente dans l'Univers, car les masses en jeu sont énormes à notre échelle : que « pèse » un humain de soixante-dix kilogrammes en comparaison des 6×10^{24} kilogrammes de la Terre [6] ? En découvrant ses lois, Newton ouvrait la voie à la compréhension de l'Univers, de son histoire et de son évolution : course récurrente des planètes et chute des corps sur Terre, tout d'abord, et plus tard formation des étoiles et des galaxies par *contraction gravitationnelle*.

CHAPITRE II

CONSÉCRATION DE LA THÉORIE

Adieu, Meuse endormeuse et douce à mon enfance,
Qui demeures aux prés, où tu coules tout bas
Meuse adieu : j'ai déjà commencé ma partance
En des pays nouveaux où tu ne coules pas.

Voici que je m'en vais en des pays nouveaux :
Je ferai la bataille et passerai les fleuves ;
Je m'en vais m'essayer à de nouveaux travaux,
Je m'en vais commencer là-bas les tâches neuves.

Et pendant ce temps-là, Meuse ignorante et douce,
Tu couleras toujours, passante accoutumée,
Dans la vallée heureuse où l'herbe vive pousse,
Ô Meuse inépuisable et que j'avais aimée[1].

PÉGUY

Pour un triomphe, ce fut un triomphe ! Ce qui tout d'abord frappa les esprits fut cette unification incroyable, inouïe, qu'opérait la théorie de Newton entre le mouvement des astres et la chute des corps sur Terre. La pesanteur terrestre, ressentie par tous et connue depuis des siècles et des millénaires, prit soudain son origine dans la loi universelle de l'attraction gravitationnelle : la Terre attire les objets qui l'entourent comme le Soleil attire les planètes, selon la même loi physique, suivant la même formule mathématique[2] !

L'histoire que je viens d'esquisser à grands traits est certes résumée, et sans doute embellie par l'enthousiasme, mais « l'Histoire m'absoudra[3] ». Dans la réalité, la double théorie de Newton eut grand-peine à s'imposer ; il y fallut des batailles et des empoignades, des argumentations et des pamphlets. Robert Hooke, grand rival de Newton, secrétaire de la Royal Society, était incisif (il revendiquait la paternité de la gravitation universelle), mais Voltaire ne l'était pas moins, qui s'engagea dans un newtonianisme militant ; peut-être y trouvait-il déjà l'occasion de s'insurger contre l'injustice de l'ordre établi ? On ne manqua pas en tout cas de le traiter de « mauvais patriote » pour vouloir introduire en France une « philosophie » d'origine étrangère.

Métaphore du caillou et de la Lune

La métaphore que voici permet d'appréhender cette unification théorique remarquable dans son essence : lançons un caillou en l'air. Si nous le projetons verticalement, il retombe à son point de départ. Si nous inclinons la vitesse initiale que nous lui communiquons, il touche le sol un peu plus loin, à une distance d'autant plus grande que la vitesse initiale est plus élevée. Imaginons alors que le lancement atteigne une vitesse telle que le caillou retombe hors de la vue du lanceur, c'est-à-dire *au-delà de l'horizon*. Quel va être son mouvement dans ce cas extrême ? Le caillou ne touche pas terre, puisque celle-ci, ronde, se dérobe sans arrêt devant sa chute et ne lui offre aucun terrain d'atterrissage. Le caillou continue donc à tomber, sans pouvoir jamais s'arrêter : son point d'impact virtuel se situe perpétuellement au-delà de l'horizon qui borne à chaque instant le domaine qui lui serait accessible ; sa chute devient une poursuite toujours frustrée d'un point d'arrêt qui se dérobe sans cesse. Le caillou de notre métaphore est devenu un satellite de la Terre. Ceci signifie que le mouvement de la Lune, par exemple, peut être vu comme cette chute indéfinie que nous venons de décrire : la vitesse initiale de la Lune — quel qu'ait pu être cet instant initial où une main divine ou bien cataclysmique l'a propulsée dans l'espace[4] — était sans nul doute supérieure au seuil fatidique qui sépare les mouvements terrestres des mouvements célestes, et que l'on nomme la *première vitesse cosmique* ; elle vaut 7,9 kilomètres par seconde ; aucun satellite artificiel ne peut être lancé si on ne lui communique une vitesse supérieure à ce seuil.

Nouvelles planètes

Les succès de la mécanique newtonienne ne se comptent pas. Pendant des années et des siècles, elle a été *la* théorie du monde, à laquelle tout, pensait-on, devait être ramené pour être compris, expliqué, justifié. En 1845, plus de cent cinquante ans après les *Principia* de Newton, l'astronome Urbain Le Verrier s'intéressa aux « perturbations » (entendez : les anomalies par rapport à ce qu'on est en droit d'attendre), jusqu'alors inexpliquées, que manifestait le mouvement de la planète Uranus, alors la plus lointaine connue. Se plaçant *strictement dans le cadre de la théorie* newtonienne, il fut amené à envisager que ces perturbations pouvaient être créées par l'action sur Uranus d'une nouvelle planète, ignorée de tous jusque-là. Il détermina, toujours à l'aide de la seule théorie de Newton, l'orbite de cette éventuelle planète, et calcula sa position, à ce moment-là, sur cette orbite et partant sur la voûte céleste. En effet, comme ses sœurs les autres planètes, celle-ci — elle venait au huitième rang et fut baptisée « Neptune » — vagabondait dans le ciel nocturne suivant les époques, se présentant tantôt ici, tantôt là. Mais le monde des spécialistes comme celui des profanes fût resté sceptique si Neptune n'avait pas été vue[5] à la lunette. Le Verrier (qui travaillait à Paris) sollicita le directeur de l'observatoire de Berlin, Johann Galle, lui demandant de scruter soigneusement le coin de ciel où ses calculs avaient situé Neptune. Déjà l'internationalisme scientifique, on l'aura remarqué : Le Verrier sut que Galle avait établi, au cours des mois précédents, une carte quasiment exhaustive de ce domaine où Neptune devait se trouver alors ; c'est donc à lui qu'il s'adressa, bien qu'à Berlin et que, on s'en doute, les astronomes ne fissent pas défaut à Paris. Le 23 septembre 1846, Galle observa que, dans cette région du ciel qu'il connaissait si bien, où il avait repéré, catalogué et décrit tous les objets visibles, se trouvait maintenant un nouvel astre, dans la direction annoncée par Le Verrier. S'il ne l'avait pas vu auparavant, lorsqu'il avait dressé sa carte, c'est que Neptune se trouvait alors ailleurs : le mot « planète » ne signifie-t-il pas « errant », en grec ?

Quel triomphe, en effet ! Quelle victoire ! Quelle apothéose ! L'entrée en scène de Neptune, huitième planète, est toujours considérée comme l'événement astronomique le plus important du XIXe siècle. Les contemporains ne s'y trompèrent pas : cette même année 1846, Le Verrier fut élu à l'Académie des Sciences.

Un scénario analogue, quoique moins sensationnel pour être venu en second et être apparu de façon moins tranchante et moins probante, se déroula pour la neuvième planète. En 1915, deux astronomes américains, Percival Lowell et William Pickering, se fondant sur des irrégularités qui persistaient dans le mouvement d'Uranus et qui se montraient aussi dans celui de Neptune, suggérèrent, indépendamment l'un de l'autre, l'existence d'une autre planète encore, jusque-là ignorée, évidemment. Toutefois, ni l'un ni l'autre ne parvint à la situer avec tant soit peu de précision. Il faut dire que la planète de Le Verrier et Galle, Neptune, évolue autour du Soleil dans le même plan que les sept précédentes, le plan de l'écliptique ; en outre, sa trajectoire est une ellipse à peine aplatie. Ces caractéristiques en font une planète pour ainsi dire « normale ». Pluton au contraire — c'est le nom de la neuvième planète, maintenant connue — suit une trajectoire elliptique de forte excentricité, dont le plan forme avec l'écliptique un angle appréciable. Une planète extraordinaire et surprenante, en somme. Les recherches menées depuis 1915, pourtant intensives, demeurèrent infructueuses jusqu'en 1930, où le hasard favorisa un jeune assistant, Clyde Tombaugh, de l'Observatoire Lowell, en Arizona. A partir de cette découverte chanceuse, on ne perdit plus de vue Pluton ; on l'étudie maintenant comme les autres planètes, avec pourtant une attention spéciale, puisque son comportement particulier décèle sans doute une origine différente.

L'histoire en vaut la peine, de sa prédiction et de sa découverte. Percival Lowell (1855-1916) s'était spécialisé dans l'étude de Mars, avec acharnement. En 1894 il fonda, à ses frais, un nouvel observatoire. Il choisit pour cela un plateau s'étendant, à deux mille deux cents mètres d'altitude, dans les envisons de Flagstaff, Arizona. C'est là — ces installations portent depuis son nom : Observatoire Lowell — qu'il s'intéressa aux irrégularités du mouvement d'Uranus et de Neptune. Reprenant, en l'affinant, cette même méthode qui avait conduit Le Verrier jusqu'à Neptune, il pressentit la présence d'une autre planète transuranienne. En 1915, un an donc avant sa mort, il révéla enfin — sentait-il, obscurément, que le temps lui était compté ? — l'orbite qu'il lui devinait. Ce n'est que quinze ans plus tard, le 13 mars 1930, que Clyde W. Tombaugh aperçut Pluton pour la première fois, à Flagstaff même, à l'occasion de la mise en service d'un nouveau téléscope. L'astre, à peine visible, se situait à six degrés — différence importante — de la position que prévoyait l'orbite de Lowell.

Entró de repente en el campo de mi vista, con lentitud de saurio mal herido. No podía dar crédito a mis ojos. Con la esplendente maravilla de San Petersburgo al fondo, el pobre carguero iba invadiendo el ámbito […]. Había, en este vagabundo despojo del mar, una especie de testimonio de nuestro destino sobre la tierra. Un pulvis eris *que resultaba más elocuente y cierto en estas aguas de pulido metal con la dorada y*

(Il entra soudain dans mon champ de vision, avec la lenteur d'un saurien blessé à mort. Je ne pouvais en croire mes yeux. Avec la resplendissante merveille de Saint-Pétersbourg dans le fond, le pauvre cargo envahissait progressivement l'espace […]. Il y avait, dans cette dépouille vagabonde de la mer, comme un témoignage de notre destin sur la terre. Un *pulvis eris*[7] qui se montrait plus éloquent et *blanca anunciación de la capital de los últimos zares al fondo*[6].

MUTIS

plus certain dans ces eaux de métal poli, avec l'annonciation blanche et dorée de la capitale des derniers tsars tout au fond[8].)

Ainsi s'échelonnèrent, tout au long de dizaines et de centaines d'années, les réussites et les succès de la mécanique de Newton, spectaculaires ou modestes, étonnants ou prévisibles, dans les cieux comme sur la terre, sans jamais se démentir ni faiblir. Comment ne pas penser que cette théorie, si simple dans sa formulation, si vaste dans son champ d'application, si variée dans ses prédictions en même temps que si précise et si élégante, comment ne pas penser qu'elle était une étincelle du Feu sacré ? N'est-ce pas découvrir, au sens premier du terme, une parcelle du mystère divin que de *prédire*, par le jeu seulement de l'esprit humain, l'existence, dans l'Univers vaste et obscur, d'un astre jusqu'alors inconnu ?

Un casse-tête chinois : masse inertielle et masse gravitationnelle

Nous abordons maintenant un bien étrange sujet : facile dans son essence, fondamental dans sa portée, il laisse pourtant chez le novice une indéfinissable impression de tautologie, de prestidigitation mentale, de traquenard en tout cas. Cela se présente comme une énigme du Sphinx de Thèbes. Il fallut attendre 1916 et Einstein-Œdipe pour que la question, posée dès l'origine de la théorie newtonienne et restée ainsi plus de deux siècles sans réponse, fût enfin résolue. Mais le Sphinx, toujours renaissant, continue de prélever sur chaque génération d'étudiants son contingent de victimes innocentes. C'est que la solution trouvée par Einstein, qui ouvre sa théorie de la Relativité générale par ce que l'on nomme le « Principe d'équivalence », est ardue et subtile. Nous ne pourrons donc compter que sur nos propres forces intellectuelles, et nous nous contenterons de *comprendre la question*, ce qui est somme toute très aisé, si l'on s'en donne la peine et qu'on ne se laisse pas aveugler par son abord paradoxal.

Voici, pour commencer, l'énigme :

(i) il existe *deux grandeurs physiques* qui portent toutes deux le nom de « masse » ;

(ii) ces deux grandeurs sont *fondamentalement différentes*, et ne devraient avoir *a priori* rien de commun entre elles ;

(iii) pourtant elles sont *égales* : les deux « masses » associées à un même objet matériel ont même valeur.

Pour tenter d'éviter l'irréparable — que vous soyez dévoré par le Sphinx — je vais m'employer à expliciter de mon mieux les trois points précédents.

La masse est, *en premier lieu*, celle que nous avons introduite dans et grâce à la *Relation fondamentale de la dynamique*, clef de voûte de la théorie newtonienne de la mécanique. On l'appelle « *masse inertielle* » : c'est elle en effet qui caractérise l'inertie d'un mobile, si l'on entend par là son aptitude à ignorer les forces par trop débiles. Plus précisément, supposons donnée une force F quelconque ; elle produit sur le mobile en question une accélération a — celle-ci induit à son tour sur lui une modification par rapport à son état de repos ou de mouvement rectiligne uniforme dont parle le Principe d'inertie —, accélération donnée par la relation :

$$F = m^{(i)}\, a.$$

Si l'on garde la même force F en passant d'un mobile à un autre, l'accélération est d'autant plus faible que la masse inertielle $m^{(i)}$ du mobile est plus grande. Notons, pour éviter de nous égarer, que la masse inertielle d'un corps figure dans le *membre de droite* de la Relation fondamentale de la dynamique ; elle y figure *toujours*, quelles que soient la nature, l'importance et le nombre des forces qu'il faudra prendre en compte.

Mais il se trouve que la masse intervient aussi d'*une tout autre part*, dans la description théorique de la *gravitation*, que le même Newton a initiée *par ailleurs* : de même que la *force électrique* entre deux corps chargés est *proportionnelle au produit de leurs charges*, de même l'attraction gravitationnelle universelle, qui s'exerce *toujours* entre deux objets matériels, donne lieu à une *force proportionnelle à leurs masses* ; nous noterons $m^{(g)}$ cette deuxième sorte de masse, et la qualifierons de « gravitationnelle », à bon escient. La masse gravitationnelle intervient *à gauche* de l'égalité fondamentale de la dynamique, où se trouvent les forces, et ce uniquement lorsqu'il s'agit d'une (ou plusieurs) force(s) *gravitationnelle(s)* : ni les forces électriques, ni les forces magnétiques, ni les forces de frottement, ni la force de rappel exercée par un ressort sur une masselotte, ni..., aucune d'elles n'a rien à voir avec la masse (gravitationnelle) $m^{(g)}$.

La Terre par exemple, dont la masse est énorme à notre échelle[9], attire jusqu'à la plus ténue plumule de duvet. Mais il est non moins certain qu'elle attire avec plus de vigueur un caillou qu'une plume, et plus un être humain qu'un petit caillou. Ceci est manifeste, évident et même tangible à travers le *poids* de ces divers objets matériels : celui d'un homme surpasse nettement celui d'un caillou, qui surpasse lui-même celui d'une plume. Mais sur la Lune, dont la masse est moindre [10], la pesanteur est, au niveau du sol, six fois plus faible que sur Terre : homme, caillou ou plume verra son poids divisé par six si on le propulse sur la Lune. Que dire alors — la gravitation est *universelle*, rappelons-le — de l'attraction qu'exercent l'un sur l'autre les divers corps qui nous entourent, de la force par exemple avec laquelle un chasseur de papillons attire ses proies ? Le poids d'un papillon est de l'ordre d'un dixième de newton [11]. C'est peu, très peu : le chasseur, quant à lui, pèse plusieurs centaines de newtons. C'est néanmoins gigantesque, incomparable, démesuré par rapport à la force *gravitationnelle* avec laquelle le chasseur attire ses victimes : elle atteint à peine, cette force — réelle mais quasiment fantomatique —, une intensité plusieurs milliards de fois plus faible que le poids lui-même du papillon [12]. Il n'est pas exagéré — on l'accordera sans barguigner — de dire qu'elle est *négligeable*. On entend par là que le déroulement de ce sain sport de plein air — la chasse aux papillons — est totalement insensible à l'attraction gravitationnelle mutuelle des deux protagonistes — le chasseur et le papillon [13]. Elle existe, en toute rigueur, cette attraction, mais tant et tant d'autres phénomènes que nous avons ignorés influent bien davantage : une brise légère, ou un pétale de fleur printanière se déposant sur les mailles du filet, ...

Voilà pour le premier point qu'énonce l'énigme. Passons au second, que les considérations précédentes, pour être assez précises et détaillées, éclairent déjà d'un certain jour. Plus exactement, dans l'espoir de voir apparaître la Vérité à la margelle de son puits, nous allons soumettre l'ensemble des deuxième et troisième points à un Tribunal — supposément objectif — devant lequel plaident les représentants des deux parties.

Le Procureur. « Votre Honneur [14], la Société est fondée à se poser, et donc à poser en ce lieu hautement symbolique, des questions fondamentales pour le moins troublantes. La Défense a, il y a peu, cru bon d'affirmer sans ambages : "Il se trouve que la masse intervient aussi..." Pourquoi le ferait-elle ? De quel droit ? Pour quelle raison ? "Que diable allait-[elle] faire dans cette galère [15] ?" La masse dans une force ! A-t-on jamais vu pareille incongruité ?... En revanche, dans la Relation fondamentale de la dynamique, là oui, à la bonne heure ! C'est où se situe le rôle théorique premier et unique de la masse. Mais dans l'expression d'une force, fût-elle gravitationnelle... »

L'avocat du (bon) diable de la physique : « Le Ministère public demande : "Pourquoi le ferait-elle ?" On peut rétorquer : "Pourquoi ne le ferait-elle point ?" Je ne sache pas que cela lui ait été interdit. Or, en bon droit, ce qui n'est pas explicitement interdit est permis.

En outre, le Peuple français apprend dans notre Ecole républicaine qu'il existe une seule espèce de masse, ce que reconnaît une jurisprudence déjà ancienne. Je propose donc que soit affirmée *l'égalité de la masse inertielle et de la masse gravitationnelle*, savoir :

$$m^{(i)} = m^{(g)}$$

pour tout corps matériel. »

Le Procureur. « Comment ? Que les deux sortes de masses soient égales ?... Mais pourquoi voudriez-vous donc qu'elles le fussent ? Viendrait-il à l'idée d'une personne sensée qu'une charge électrique — équivalent, pour les forces électriques, de la masse gravitationnelle $m^{(g)}$ — pût être égale à la masse inertielle $m^{(i)}$? Je dépose un recours en nullité contre cette égalité *a priori* invraisemblable. »

Le Président. « Devant cette contradiction irréductible entre les parties, le Tribunal décide de *faire appel à l'expérience*. Je me tourne vers nos experts : est-il possible de comparer les masses inertielle et gravitationnelle d'un même corps ? »

Un expert. « Certainement. Cela peut même se faire fort commodément en étudiant la *chute des corps*. Voici pourquoi et comment.

Le poids d'un corps, au voisinage du sol, n'est autre que la force attractive qu'exerce sur lui la Terre ; il est, en tant que tel, *proportionnel à la masse gravitationnelle* de ce corps et à celle de la Terre : on écrit

$$P = m^{(g)} g,$$

formule où P représente le poids de l'objet considéré et g, "accélération de la pesanteur", est la même pour tous parce que la Terre n'appartient en propre à personne. Lâchons maintenant ce corps d'une certaine hauteur — du sommet de la Tour penchée de Pise, par exemple. Pour connaître son mouvement, appliquons-lui la Relation fondamentale de la dynamique (deuxième postulat de la mécanique newtonienne). Ah ! mais attention ! C'est cette fois la *masse inertielle* $m^{(i)}$ qu'il convient de faire figurer : l'accélération a qui s'empare de l'objet est celle qui satisfait à la relation

$$P = m^{(i)} a \,;$$

au premier membre, le poids P puisque — nous le supposons — c'est la seule force à s'exercer sur l'objet. En comparant les deux égalités précédentes, nous en tirons aussitôt :

$$m^{(g)} g = m^{(i)} a.$$

Si donc la Défense a raison — si la masse inertielle est égale à la masse gravitationnelle —, alors

$$a = g,$$

et ceci *quel que soit le corps examiné* : la *chute des corps* se fait suivant la *même loi pour tous*, indépendamment de leur nature, de leur masse, de leur volume, de leur forme...

Il est en réalité des cas — plume, ou ballon de baudruche... — où cette universalité de comportement ne tient visiblement plus : la plume ou le ballon d'enfant descend beaucoup moins vite qu'un caillou. C'est que, dans de tels cas, le poids n'est plus seul en action : la résistance de l'air n'est plus négligeable, et le premier membre de la Relation fondamentale de la dynamique comprend maintenant deux termes, dont le nouveau n'est — évidemment — pas proportionnel à la masse gravitationnelle de l'objet ; et il dépend fortement, ce nouveau terme, du volume, de la forme,... du corps en question. »

Le Président. « L'audience est suspendue : le Tribunal se transporte à Pise. »

[...]

Le Président. « L'audience reprend.

Le Tribunal a pu constater que les observations du Sieur Galilée, qui lui ont été représentées, s'accordent parfaitement aux prévisions de notre expert : la chute des corps suit pour tous la même loi.

En conséquence, après en avoir délibéré, le Tribunal décide :

(i) Auront droit à l'appellation "masse" (d'origine contrôlée) les deux grandeurs ci-devant dites "masse inertielle" et "masse gravitationnelle".

(ii) Il est patent que ces deux grandeurs ont des rôles et des statuts fondamentalement différents, qui leur seront reconnus.

(iii) Elles seront néanmoins confondues dorénavant en une seule et même notion : les masses inerte et gravitationnelle d'un même corps sont déclarées égales.

Pour valoir ce que de droit. »

On ne discute pas une décision de Justice. Tout au plus peut-on la commenter brièvement.

Toutes les forces, quelle qu'en soit la nature, impriment aux mobiles une accélération en raison inverse de leur masse inerte $m^{(i)}$; seule la force d'attraction universelle fait appel à la masse gravitationnelle m(g). Il est d'autant plus remarquable — et c'est resté pendant plus de deux siècles *l'un des grands mystères* de la physique — que, pour un corps donné, *les valeurs numériques de ses masses inertielle et gravitationnelle coïncident toujours.* C'est leur mesure commune que nous avons jusqu'ici appelée *la* masse de l'objet dont il s'agit, désignée simplement par m. Mais, ce faisant, nous avons confondu — nous ne sommes pas les seuls ! — deux réalités fondamentalement différentes en un seul nom et une seule entité, cette confusion n'étant possible que par l'égalité de $m^{(i)}$ et $m^{(g)}$.

Cette égalité surprenante a survécu à toutes les épreuves expérimentales, si sophistiquées et précises qu'elles fussent, auxquelles on l'a soumise sans ménagement depuis qu'elle est apparue, mystérieuse mais flagrante, dans la duale théorie de Newton. Il fallut attendre Einstein et sa *Relativité générale* (1916) pour que la coïncidence des deux types de masse cesse d'être fortuite pour s'intégrer — magistralement — dans une nouvelle théorie, relativiste celle-là, de la gravitation universelle.

CHAPITRE III

COMÈTE ENTRE LES COMÈTES : HALLEY

Du Berg, der blieb da die Gebirge kamen, —	(Toi mont qui demeuras quand les massifs surgirent, —
Hang ohne Hütten, Gipfel ohne Namen,	pente sans abris, sommet sans noms,
ewiger Schnee, in dem die Sterne lahmen,	neige éternelle où les astres s'engourdissent,
und Träger jener Tale der Cyclamen	socle des vallées de cyclamens
aus denen aller Duft der Erde geht ;	d'où monte tout le parfum de la terre,
du, aller Berge Mund und Minaret	toi, de tous les monts bouche et minaret
(vom dem noch nie der Abendruf erschallte) [1].	(où jamais encore ne retentit l'appel du soir).)
RILKE	

Mauvais présage pour un futur astronome : personne ne sait quand, exactement, est né Edmond Halley ; la date qu'il avança lui-même, plus tard, est le 29 octobre 1656.

Il débuta en 1675 comme assistant à l'observatoire d'Oxford, mais quitta son poste l'année suivante, qui était sa vingtième : il ressentait comme dérisoire l'effort investi pour affiner les pointages dans l'hémisphère Nord — où vivaient évidemment tous les astronomes, et se situaient tous les observatoires —, alors que le versant austral de la voûte céleste restait largement méconnu. Il s'embarqua pour l'île de Sainte-Hélène, sise à la latitude de seize degrés au sud de l'équateur, île qui délaissa plus tard la mémoire d'Edmond Halley pour en accueillir une plus prestigieuse[2]. Il y dressa un catalogue précis des étoiles de l'hémisphère Sud, puis le reporta avec soin sur un planisphère qu'il offrit à son roi Charles II [3].

Sa découverte la plus marquante, en astronomie stellaire, concerna le *mouvement des étoiles*.

Depuis l'origine des âges, le ciel nocturne — comme aussi le soleil diurne — danse chaque jour une farandole lente et majestueuse mais obstinée et implacable autour de l'étoile polaire — ou, par-delà l'équateur, autour de l'énigmatique Croix du Sud. Or Galilée — malgré l'Inquisition — avait donné à voir, illustrant l'hypothèse inouïe et iconoclaste de Copernic, que cette sarabande quotidiennement et inlassablement renouvelée n'était que le reflet illusoire du carrousel — réel celui-là — que menait la Terre elle-même, lancée autour du Soleil à des vitesses qui passaient l'imagination, en tournoyant sur soi telle une toupie folle. Cette fantastique culbute dans la représentation du monde, où les amarres étaient larguées de notre Terre maternelle, eut en retour pour effet d'accréditer l'idée rassurante que les étoiles étaient, quant à elles, des points de repère immuables, par opposition aux planètes — dont notre Terre —, étymologiquement « errantes ». Nous avons invoqué naguère, en une ultime tentative d'ancrer la mécanique dans quelque réalité pérenne qui la justifiât en l'englobant, un hypothétique « référentiel des étoiles fixes ». Et voici que, une vingtaine d'années à peine après l'éclosion de la théorie de Newton, déjà quelqu'un qui pourtant lui était très proche ébranlait à son tour le mythe des étoiles fixes.

En 1710 Halley, passionné de paléo-astronomie, étudia avec attention les écrits de Ptolémée (vers 100-170), notamment le catalogue des étoiles — septentrionales, cette fois — qu'il avait établi mille cinq cents ans auparavant. Des différences irréductibles apparurent bientôt, qui passaient les erreurs observationnelles. Ces discordances étaient particulièrement manifestes et incontestables pour trois étoiles majeures, Arcturus, Procyon et Sirius, dont le repérage était aisé et l'identification inéquivoque, fût-ce à quinze cents ans d'intervalle. Halley les voyait briller et les pointait, chacune d'elles, à un azimut clairement distinct de celui qu'avait constaté et rapporté Ptolémée. La seule explication rationnelle et convaincante se fondait sur des déplacements individuels des objets célestes incriminés.

Mais c'est pour « sa » comète, et la prédiction saisissante dont elle lui fournit l'occasion, que Halley est avant tout, et à juste titre, célèbre. Il la découvrit en 1682. En réalité, il s'intéressait depuis quelque temps déjà aux comètes, et en avait suivi une première, deux ans auparavant. La principale difficulté, dans l'étude observationnelle de ces objets impressionnants — sans doute maléfiques —

et fugaces, est de préciser leur trajectoire. Une comète ne se montre que durant un intervalle temporel relativement court — court en tout cas eu égard au temps qu'elle met à parcourir l'ensemble de sa trajectoire. Nanti de cette série trop brève de localisations qu'a déterminées l'observation, on voudrait reconstituer la courbe dont elles participent obscurément. Mais l'arc qu'elles dessinent, trop court et trop peu allusif, ne permet pas d'identifier la trajectoire qui les englobe. On s'y essaie pourtant, en tentant de deviner sa forme puis en l'ajustant au mieux sur les seuls points connus. On découvre alors, impuissant et découragé, que ceux-ci acceptent indifféremment de se distribuer, de façon également harmonieuse, selon plusieurs courbes très dissemblables que l'on cherche ainsi à leur imposer : c'est sous une docilité apparente, mais exagérée et multiforme, qu'ils cachent jalousement leur secret à peine entrevu. Pendant longtemps, de guerre lasse, on se contenta d'envisager des trajectoires rectilignes : pourquoi pas, en effet ?

La théorie de Newton allait radicalement changer les perspectives. Lors de son élaboration — qu'il suivait de près — puis de sa publication (1687), Halley comprit que la trajectoire d'une comète pouvait seulement avoir pour forme l'une des trois courbes magiques que révélait la loi de force de la gravitation universelle, inversement proportionnelle au carré de la distance : ellipse, hyperbole ou parabole. Newton lui-même, le grand Newton, en tenait pour la parabole, en ce qui concerne les comètes ; Halley décida pourtant d'explorer à fond la possibilité que ce fût une ellipse.

Il n'est pas sans intérêt de noter que Halley avait par ailleurs joué un rôle actif dans la parution des *Principia* de Newton : il avait pris parti pour lui lors d'une controverse féroce avec Robert Hooke, il l'avait encouragé à persévérer, il l'avait aidé dans les tâches d'édition, minutieuses et ingrates, et il avait apporté à la publication une contribution financière plus que conséquente.

Quoi qu'il en soit, voici Halley avec l'hypothèse que les comètes, tout particulièrement celle qu'il avait observée en 1682, parcourent chacune une ellipse, et que leur mouvement est par conséquent *périodique* : l'ellipse est une courbe fermée, de sorte qu'un mobile à trajectoire elliptique est destiné à revenir nécessairement, après un temps qu'on appelle sa « période », en n'importe quel point de sa trajectoire où on l'a d'abord vu. C'est ce que font les planètes : Mercure se retouve à son point de départ au bout de quatre-vingt-huit jours, Jupiter au bout de douze ans, quasiment, Uranus après quatre-vingt-quatre ans... Quant à la Terre — le saviez-vous ? — elle accomplit une révolution en un an, soit 365,2425 jours, approximativement[4].

Armé de son hypothèse d'ellipticité[5], donc de périodicité, Halley se lança dès 1695 dans d'interminables calculs fébriles, d'où il ressortit que les comètes éclatantes qui étaient apparues en 1531 et en 1607 étaient en réalité l'objet même dont il avait observé, lui, le retour en 1682. Ces repères suggéraient une période de soixante-quinze ans environ. Il constata effectivement, en compulsant les archives, que des comètes brillantes avaient été vues en 1456, en 1378 et en 1301. Halley alors tourna ses calculs vers l'avenir : quand la Comète reparaîtrait-elle ? Il fallait tenir compte de la perturbation que Jupiter — la plus massive des planètes et partant la plus influente — apporterait à la trajectoire et à la chronologie. Tout compte fait, Halley annonça en 1705 le retour de la Comète pour l'ultime mois de 1758. Elle se montra effectivement, le 25 décembre 1758, ponctuelle — avec seulement quelques jours de retard sur les prévisions de Halley —, et à l'endroit du ciel qu'il avait désigné. Il était mort depuis plus de quinze ans, et sa prédiction — comme lui — oubliée. Mais la réapparition inopinée du météore lui valut aussitôt une brillante gloire posthume : son nom fut attribué à cet objet fugace que l'on croyait, avant lui, fantasque.

Ce fut un événement mémorable, considérable. Le « siècle des Lumières », le monde intellectuel de toute l'Europe, par-delà les antagonismes nationalistes et même militaires (la Guerre de Sept Ans faisait rage), se passionna pour l'apparition soudaine de cet astre inouï, dont la venue pourtant avait été prédite, avec sûreté et exactitude, cinquante ans auparavant ! Conscient lui-même, à l'époque, de l'importance prodigieuse de sa prophétie, Halley avait espéré, dans un écrit, que la postérité reconnaîtrait la sagacité d'un « sujet de Sa Gracieuse Majesté ». Dans les cercles scientifiques, cette annonce avérée agit comme une confirmation éclatante et indépendante de la théorie newtonienne de la gravitation, et plus généralement de la mécanique où elle s'insérait harmonieusement.

Mais le bon peuple, et avec lui sans doute certains scientifiques à part soi, revécut le même effroi superstitieux et ancestral, panique et proprement cosmique, qui le saisissait à chaque fois, devant chaque épiphanie inopinée d'une comète.

« Quand M. de Lalande[6] lut à l'Académie des sciences un mémoire sur les comètes, et qu'on crut qu'il admettait la possibilité d'un globe venant heurter notre planète et la réduisant en poudre ; comme une comète traversait alors notre tourbillon, le bruit de la fin du monde se répandit dans tout Paris et plus loin encore ; car il pénétra jusque dans les montagnes de la Suisse. L'alarme fut universelle ; et l'astronome, sans y penser, fit plus avec ses rêveries que tous les prédicateurs ensemble. On se précipita dans les églises avec tremblement et frayeur. On vit les confessionnaux des paroisses environnés d'une foule de personnes qui voulaient se munir d'une absolution ; c'était à qui entrerait dans le sacré tribunal. Le grand pénitencier de Notre-Dame, à qui seul est remis le droit d'entendre les *cas réservés*[7], fut plus assailli que les autres. Autour de sa chapelle erraient des figures telles qu'on n'en avait jamais vu ; des physionomies pâles et mélancoliques, des hommes qui semblaient sortir du sein des forêts. Leur confession était comme empreinte sur leurs fronts ; la crainte et le repentir commencé n'en pouvaient adoucir encore la férocité. Le jour marqué pour le désastre universel fut écoulé sans que la terre eût été choquée. Alors tous ces visages effrayants et effrayés disparurent ; la foule devint plus rare autour des confessionnaux ; les mains qui ne pouvaient suffire à marquer du signe de la réconciliation tant de têtes tremblantes ou coupables, rentrèrent dans une oisiveté absolue[8]. »

Quoi qu'il en soit, la théorie de Newton s'était montrée là capable de décrire et de prévoir correctement le mouvement d'un corps céleste d'aspect et de nature radicalement différents de ceux des planètes : la Comète, et sa chevelure emmêlée et brillante, ne partageaient avec elles que le statut *universel* de mobile, auquel s'appliquaient les trois lois *universelles* de Newton, et la faculté de participer, de par sa masse, à la gravitation *universelle*.

Signalons pour être impartial que Halley se trompa sur un autre cas. Il avait observé en 1680 une première comète, parfaitement visible à l'œil nu. Se fondant ici encore sur l'hypothèse d'une trajectoire elliptique et de la périodicité qui s'en ensuivait obligatoirement, il calcula pour cet objet une période de cinq cent soixante-quinze ans. Le précédent passage, qui se serait produit en 1105, n'éveilla aucun écho dans les grimoires de l'époque. Quant à l'éventuel retour, sa date — 2255 — n'avait pas de quoi enthousiasmer les générations proches. Aussi Halley n'insista-t-il pas, préférant concentrer ses efforts sur la Comète de 1682. Bien lui en prit, car celle de 1780 avait sans doute une trajectoire hyperbolique : venue une fois, elle était repartie sans espoir de retour[9].

A Paris, dans ce qui est devenu le VII^{e} arrondissement, une rue de la Comète courte et calme joint la rue Saint-Dominique à la rue de Grenelle. Son ouverture fut décidée par Louis XV le « bien-aimé », en 1769, soit onze ans après le retour triomphal de la comète de Halley. Onze ans sont peu de chose pour la mémoire d'un peuple et d'un monarque. Fallait-il qu'elle eût été belle, cette Comète, pour que le roi de France s'en souvînt, malgré la position précaire de ses armes !...

Un engouement comparable, mais plus populaire, saisit l'Europe en 1910 : on « tira des plans sur la Comète », des artistes fameux la prirent pour modèle — Marc Chagall, notamment —, on pressa une « cuvée de la Comète », dont certains collectionneurs obstinés gardent encore des bouteilles inappréciables...

La Comète de Halley est remarquable à plus d'un titre. Spectaculaire dans ses apparitions — la dernière en date (1986) fut plus que discrète pour le profane, mais quatre sondes spatiales, feu d'artifice inouï, furent lancées à sa rencontre [10] —, sa période (à peine plus de soixante-quinze ans) la rend presque familière : chacun l'a vue, ou connaît quelqu'un qui l'a vue, ou connaît quelqu'un qui connaît quelqu'un... Elle s'est coulée, un peu plus à chacun de ses passages, dans la mémoire collective des humains.

Elle guida jadis les chrétiens espagnols anxieux de Reconquête vers le tombeau oublié et perdu de leur saint patron (837), elle annonça, à celui qui se croyait l'héritier légitime d'Edouard le Confesseur, que son règne s'ouvrait sous de funestes auspices et serait bref (1066), elle inspira à Giotto — qui put la voir à son passage de 1301 — une émouvante adoration des Mages. Cette évocation picturale répète, quasiment trait pour trait, le dessin — ainsi que d'un enfant appliqué — que la reine Mathilde avait brodé, avec une patience inépuisable, deux cent cinquante ans plus tôt, sur la tapisserie de Bayeux. Qu'il est donc attendrissant, ce redoublement de l'image, semblable au redoublement inlassable de la Comète ! On pourrait dire qu'elle rythme les siècles, comme les saisons font les années, pour que nous sachions l'éternel retour [11].

Mais la question se pose, et a suscité mainte controverse : l'étoile qui conduisit les Mages vers la Sainte Crèche est-elle la même que Halley allait découvrir dix-sept siècles plus tard ? Il est malaisé, sans doute impossible, de trancher : « Halley » passe près de la Terre en l'an 11 avant notre ère, puis en l'an 66 après son avènement. Ce dernier passage est clairement exclu [12], mais le premier est un « bon candidat », comme disent les physiciens des particules. La date de la Naissance du Christ n'est en effet pas connue, scientifiquement, avec précision : les Evangiles attestent seulement que Jésus est venu au monde « au temps du roi Hérode », dont on sait par ailleurs qu'il est mort en l'an quatre *avant* l'ère chrétienne. L'interrogation reste entière, quant à la nature de l'étoile des trois Rois. D'autres hypothèses ont été avancées : des astronomes ont calculé par exemple qu'il s'est produit, en ces temps-là, une conjonction [13] de trois planètes (Mars, Jupiter et Uranus) ; certains allèguent même que Mars se serait désolidarisé du groupe au moment où Gaspard, Melchior et Balthazar parvenaient à Jérusalem, leur indiquant par là que leur but était proche.

Remontant le temps dans les récits, les chroniques et les légendes, interpolant par le calcul à travers les zones d'ombre, on est parvenu à retrouver trace de la grande Comète jusqu'à l'an 239 avant Jésus-Christ, soit trente révolutions.

Certains, avec quelque hésitation pourtant, ont tenté d'aller au-delà, dans le passé, de cette date (239 av. J.-C.) qui apparaît comme fatidique et magique. Or c'est depuis le commencement des temps [14] que « Halley » tourne, inlassable, tel un papillon de nuit autour d'une lanterne. Un ouvrage intitulé *Histoire de l'astronomie* [15], écrit par Ferdinand Hoefer et imprimé en 1873 dans le format « in-18 jésus », se hasarde à quelques conjectures pour le moins hardies : « La comète de Halley, la première des comètes périodiques connues, aurait coïncidé, suivant W'histon, avec le déluge de Noé, et aurait, par son trop grand rapprochement de la Terre, déterminé la catastrophe dont parle la Genèse. » Heureusement, l'auteur se reprend : « C'est là une pure hypothèse »...

CHAPITRE IV

DIGRESSION : LE CALENDRIER

Tenían los Mejicanos dispuesto y regulado su calendario con notable observación. Gobernábanse por el movimiento del sol, y midiendo sus alturas y declinaciones, daban al año trescientos sesenta y cinco días como nosotros ; pero lo dividían en diez y ocho meses, señalando a cada mes veinte días, de cuyo número se componían los trescientos sesenta, y los cinco restantes eran como días intercalares, que se añadían al fin del año para igualar el curso del sol. Mientras duraban estos cinco días, se daban a la ociosidad y trataban de perder como podían aquellas sobras del tiempo. Dejaban el trabajo los oficiales, cerrábanse las tiendas, cesaba el despacho de los tribunales y hasta los sacrificios en los templos[1].

DE SOLÍS

(Les Mexicains avaient disposé et réglé leur calendrier à partir d'une faculté d'observation remarquable. Ils se référaient au mouvement du soleil ; mesurant ses diverses hauteurs et déclinaisons, ils attribuaient à l'an trois cent soixante-cinq jours comme nous ; mais ils le divisaient en dix-huit mois, attribuant à chaque mois vingt jours, nombres qui composaient trois cent soixante ; les cinq qui restaient étaient comme des jours intercalaires, qu'on ajoutait à la fin de l'année pour s'accorder avec le soleil. Tant que duraient ces cinq jours, le peuple s'adonnait à l'oisiveté, essayant de perdre comme il pouvait ces résidus du temps. Les ouvriers abandonnaient leur travail, les boutiques fermaient, l'activité cessait dans les tribunaux, et jusqu'aux sacrifices dans les temples[2].)

Dans le précédent chapitre j'ai écrit, par manière de plaisanterie, que la période de révolution de la Terre sur son orbite circumsolaire est d'un an ; j'ai ajouté : soit approximativement 365,2425 jours. Et là, j'ai eu une hésitation : tout le monde, de nos jours, sait ce qu'est une année bissextile, pour en avoir vécu plusieurs depuis son âge tendre ; mais sait-on ce que c'est *vraiment* ? Tenez ! Je vous pose la question (j'y répondrai ensuite, ne vous effarouchez pas !) : là, entre nous, l'an 2000 sera-t-il bissextil ou pas ?... Que votre réponse soit affirmative ou négative, je ne suis pas sûr que ce soit pour les bons motifs, car 2000 a des raisons d'être bissextil et des raisons de ne l'être pas. Aussi vais-je vous expliquer. Mais sans doute bon nombre d'entre vous les connaissent déjà, ces motifs et raisons ; qu'ils sautent dans ce cas le présent chapitre-digression. Pour les autres, voici.

Lorsque les années comportaient uniformément 365 jours, les décimales de ce nombre énigmatique, sibyllin, 365,2425 eurent pour effet de décaler le calendrier officiel par rapport à l'évolution réelle de la Terre. C'est par ce même effet que le ramadan de l'Islam dérive, lentement mais perceptiblement[3], sur la palette des saisons : hivernal à de certaines époques, il glisse progressivement jusqu'à devenir estival à d'autres.

C'est pourquoi le pape Grégoire XIII demanda à une commission d'astronomes, où brillaient particulièrement les frères Luigi et Antonio Lilio et le jésuite allemand Clavius, de lui faire des propositions claires et concrètes : le problème traînait depuis des siècles et même des millénaires. Il s'agissait initialement, bien entendu, de fixer les fêtes religieuses majeures dans le déroulement des saisons, pour que les Pâques — c'est d'elles essentiellement qu'il était question — n'aillent pas se retrouver en hiver ou en été (comme il arrive au ramadan), et soient fermement ancrées dans le printemps : les agneaux refuseraient de naître en ces autres périodes néfastes.

Le calendrier grégorien

Grégoire XIII édicta en 1582 les règles du calendrier qui porte son nom, et sur lequel nous vivons encore aujourd'hui, tous — ou presque tous — les habitants de la planète. Voici en peu de mots comment il fonctionne.

Dìu que-ns e goàrde de l'an bisès,	(Que Dieu nous garde de l'année bissextile,
De l'an d'abàn e de l'an d'après[4].	De celle qui la précède et de celle qui la suit.)

Proverbe

Une année sur quatre — celle dont le millésime est divisible par quatre (1992, 1996) — est *bissextile,* c'est-à-dire compte 366 jours. On rattrape ainsi un jour tous les quatre ans, soit un quart de jour par an. On pourrait s'en tenir là si une révolution de la Terre autour du Soleil (an) durait exactement 365,25 fois le temps que prend une de ses rotations autour de l'axe des pôles (jour). Mais le nombre que nous avons annoncé ci-dessus — les astronomes sont gens précis — avait 24 pour décimale, et non pas 25. Cette première procédure, fondée sur des groupes de quatre années consécutives, aboutit donc à *surcorriger* l'adéquation calendaire : on obtient 0,25 là où l'on voulait 0,24. Pour remédier à ce défaut déjà plus fin, on exclut de la liste des bissextiles *une année par siècle,* celle qui le termine : ainsi 1900, bien que son millésime fût divisible par quatre, ne compta que 365 jours. Mais cette correction « du second ordre » — comme on dit couramment en physique — va trop loin, dans l'autre sens : elle s'ajuste à 0,24 alors que c'est plus exactement 0,2425 que l'on espère. Qu'à cela ne tienne ! On rétablit comme bissextiles *les années séculaires dont le rang est divisible par quatre :* c'est ainsi que l'an 2000 — dont on nous rebat les oreilles depuis quelque temps déjà — sera *bissextil,* comme l'a été 1600 et le sera 2400, alors que 1900 ne le fut pas : 19 n'était pas divisible par quatre, 20 le sera (comme 16 et 24).

Il faut aussi, cela va sans dire, une *origine des temps* : une date à partir de laquelle compter les années : 1, 2, 3,... , 10,... , 100,... Pour le pape Grégoire, successeur de Pierre, il était indiscutable que l'origine des temps avait été signalée par la naissance du Messie. Mais pour d'autres, les musulmans par exemple, le choix — sur des bases tout aussi irréfutables — est différent de la date symbolique. Pour ce qui est du calendrier, cela reste secondaire : il suffit de savoir que c'est l'an 622 de « notre » ère chrétienne qui vit l'hégire du Prophète de l'Islam, pour pouvoir traduire, après une simple soustraction, ou une addition, n'importe quelle date exprimée dans l'un des calendriers comme date de l'autre [5]. *A condition*, bien évidemment, que le *déroulement* de l'un et l'autre calendrier se conforme au mouvement de la Terre autour du Soleil.

Le calendrier julien

Avant 1582 avait cours le *calendrier julien*. Il comportait déjà des années bissextiles : le jour que l'on rajoutait tous les quatre ans, sans exception, portait le nom de *bis sextus dies ante calendas Martii* (double sixième jour avant les calendes de Mars).

C'est Jules César qui, sur les conseils d'un astronome grec, Sosigène, qu'il fit venir tout exprès d'Alexandrie, imposa cette réforme, en 46 avant Jésus-Christ, année 708 de la fondation de Rome (voilà une autre origine des temps).

En ces temps-là régnait à Rome un indescriptible désordre dans le compte des jours. Les Pontifes avaient le droit d'intervenir dans la durée de certaines périodes qui pouvaient être cruciales dans la vie économique, juridique et politique de la Cité. Si tel magistrat n'était pas assez docile à leur goût, ils abrégeaient son mandat ; ou bien ils retardaient ou avançaient quelques échéances, par exemple fiscales, pour combattre ou favoriser tel financier de leurs ennemis ou de leurs amis... On en arriva à célébrer les fêtes de l'automne (*autumnalia*) au printemps, et celles de la moisson au cœur de l'hiver. C'est pourquoi César, en dictateur éclairé, décida d'imposer une règle stricte, valable pour tous, pontifes ou pas.

Sosigène préconisa l'abandon des lunaisons comme base du calendrier, et proposa l'année solaire. Il savait déjà que celle-ci comptait 365 jours et quart. On soupçonne même qu'il savait que ce nombre n'était pas exact : Hipparque, qui avait vécu un siècle avant lui, avait découvert la précession des équinoxes et attribué à l'année la valeur de 365 jours 5 heures 55 minutes — ce qui est proche des 365,2425 d'aujourd'hui (365 jours 5 heures 49 minutes). Mais Sosigène pensa sans doute — avec raison — qu'il fallait parer au plus pressé, que l'avenir prendrait en compte ces six minutes de différence avec un quart de jour.

La mise à jour

Ecoutez maintenant une chose inouïe, incroyable ! Grégoire XIII décida de saisir l'occasion du changement qu'il introduisait, et qui était somme toute mineur — il concernait uniquement la bissextilité des années séculaires — pour recaler l'année officielle sur les saisons. Le point de repère qu'il choisit fut l'an 325, où s'était tenu à Nicée, en Anatolie, un concile qui avait notamment fixé les règles du comput ecclésiastique (méthode de calcul des dates auxquelles doivent se tenir les fêtes religieuses majeures). Depuis Nicée s'étaient écoulés mille deux cent cinquante-sept ans ; les frères Lilio et Clavius calculèrent que le décalage par rapport au Soleil était de *dix jours*. Le pape décréta donc que, dans la Ville Eternelle, le lendemain du jeudi *4* octobre 1582 serait le vendredi *15* octobre !

Quel cataclysme ! Quel bouleversement ! Les pauvres diables ne savaient plus quel jour ils vivaient. Ils se demandaient avec angoisse s'ils avaient vieilli de dix jours d'un coup en une seule nuit, si ce temps virtuel leur serait compté au Ciel, s'ils avaient commis durant cette période obscure quelque péché si abominable qu'ils n'en avaient même pas souvenir, si ces jours sacrifiés étaient à jamais rayés de l'almanach ou si, telle quelque pléiade de divinités barbares, ils renaîtraient de leurs cendres l'année suivante. Ceux dont l'anniversaire tombait dans la période maudite, rayée comme d'un trait de plume — parmi eux des saints martyrs ! — ne savaient plus dire leur âge, ni si cette coïncidence funeste et diabolique ne les avait pas marqués pour l'éternité comme damnés [6].

L'Espagne et le Portugal s'alignèrent sur le Vatican. La France, fille aînée de l'Eglise, mais aussi terre des sciences et des arts, emboîta le pas aussitôt : le 9 décembre de cette même année 1582 fut immédiatement suivi du 20 décembre. Aux Pays-Bas, le lendemain du 14 décembre 1582 fut Noël : quel blasphème que d'oser ainsi abréger de dix jours, par décret humain — fût-il pontifical — la Sainte Attente de la Vierge Marie ! D'ailleurs les provinces protestantes, farouchement opposées aux décrets papaux, refusèrent de se plier à cette injonction d'une orthodoxie douteuse : « les protestants, disait Johannes Kepler, aiment mieux être en désaccord avec le Soleil qu'en accord avec le pape ». Les Etats catholiques d'Allemagne et de Suisse se laissèrent convaincre deux ans après. En Pologne, catholique et romaine, déjà à cette époque lointaine, il fallut réprimer une véritable sédition (à Riga, notamment) pour pouvoir installer le nouveau calendrier (1586). La Grande-Bretagne traîna les pieds pendant plus d'un siècle et demi ; le Parlement finit par adopter le calendrier grégorien en 1752 ; comme le calendrier julien, sur lequel on était resté outre-Manche, avait gagné un jour de plus depuis 1582 [7], les Britanniques durent sauter onze jours d'un coup. Comment ? J'entends dire que c'est bien fait pour eux... Je vous laisse l'entière responsabilité — y compris diplomatique — de vos propos... Quant aux Russes, ils accomplirent leur Grande Révolution socialiste d'Octobre à un moment où le mois de novembre était déjà entamé dans tout le reste de l'Europe.

CHAPITRE V

LA PESANTEUR : THÉORIE ET EXPÉRIMENTATION

Ces vieux airs du pays, au doux rythme obsesseur,
Dont chaque note est comme une petite sœur,
Dans lesquels restent pris des sons de voix aimées,
Ces airs dont la lenteur est celle des fumées
Que le hameau natal exhale de ses toits,
Ces airs dont la musique a l'air d'être en patois[1] *!...*

ROSTAND

Deux corps massifs quelconques s'attirent mutuellement par une force dirigée selon la droite qui les joint, proportionnelle au produit de leurs masses et inversement proportionnelle au carré de leur distance. Voilà en substance la loi de la gravitation universelle énoncée par Newton.

Commentons de quelques phrases. « Deux corps *quelconques* » assoit l'*universalité* du postulat : il vaut pour *tous* les corps, quelles que soient leur nature et leurs caractéristiques. Ainsi du Soleil attirant les planètes, mais aussi les comètes[2] et les astéroïdes[3], selon cette loi stricte et unique. Ainsi des planètes attirant à leur tour leurs propres satellites par la même interaction : Io, Ganymède *et cœtera* pour Jupiter, pour Saturne ses anneaux si caractéristiques et si curieux, pour notre Terre la Lune et aussi, depuis quelques dizaines d'années, des satellites artificiels.

Mais la question est légitime : l'attraction gravitationnelle se fait-elle aussi sentir entre des objets de taille plus raisonnable, tels qu'un seau d'eau et une boule de cuivre ? Il faut qu'elle le fasse, à n'en pas douter ! Ils paraissent pourtant s'ignorer superbement, le seau et la boule. C'est que leur interaction est tellement, tellement faible, dans son intensité, qu'elle nous est insensible, sauf peut-être dans des conditions extraordinairement raffinées et rigoureuses[4]. Pourquoi donc est-elle si faible ? entends-je demander. Pour ce que les masses de ces objets sont incomparablement plus petites que celle du Soleil, ou de la Terre, ou de la Lune même. Peut-être faut-il, pour convaincre, avancer quelques chiffres ? Qu'on le sache donc : là où le seau d'eau et la boule métallique ont des masses d'une dizaine de kilogrammes, celle de la Terre est 6×10^{24} kilogrammes, soit un million de milliards de milliards de fois supérieure ! La gravitation, qui se manifeste ouvertement entre les astres, devient négligeable à notre échelle humaine. Sauf que...

Gravitation universelle et poids d'un objet

Ce qui vient d'être écrit est en réalité inexact, ambigu à tout le moins. Certes l'interaction entre seaux d'eau ou entre blocs métalliques est infime et imperceptible dans la vie courante, mais que dire de l'*attraction de la Terre* sur ces seaux ou blocs ? Elle est parfaitement appréciable, puisqu'elle est à l'origine de leur *poids*, que nous percevons sans effort particulier, sauf s'il nous faut les soulever ou les transporter.

Soyons plus explicite. Notons M la masse de la Terre, m celle de l'objet auquel nous consacrons notre étude ; ce sera maintenant une pomme, puisque la légende veut que la chute des pommes sous l'influence de leur poids ait attiré en premier l'attention de Newton. La première question — difficile — qui se pose à nous est d'identifier la *distance* entre la pomme et la Terre, celle qui figurera dans l'expression de la force gravitationnelle. L'énoncé que nous avons rappelé en commençant suppose implicitement que les deux corps en interaction sont *ponctuels* (l'intervalle qui les sépare dans l'espace est alors déterminé uniquement). C'est le cas, à une bonne approximation, pour la pomme : ses quelques centimètres de diamètre ne sont pratiquement rien comparés aux six mille quatre cents kilomètres de rayon de la Terre ; lorsqu'on examine, pour évaluer la force gravitationnelle qui s'y exerce, le système Terre-pomme, les dimensions propres de la seconde y apparaissent aussitôt infimes, jaugées à celles de la première. Mais la Terre ?...

Newton se lança dans un calcul colossal en même temps qu'extraordinairement subtil, fondé sur une technique mathématique toute neuve, qu'il venait lui-même d'inventer, sous le nom de « méthode des fluxions » — nous disons aujourd'hui « calcul infinitésimal ». Il divisait par la pensée l'espace occupé par la Terre en petits morceaux, suffisamment petits pour qu'on pût les traiter, eux, comme ponctuels. Il utilisait, pour l'action de chacune de ces parcelles sur la pomme, la formule donnant la force de gravitation, valable pour des points matériels. Il sommait enfin l'ensemble de ces minuscules forces que faisaient subir à la pomme les petits blocs découpés dans la Terre. Il ne doit pas être difficile de saisir que la distance qui intervient dans l'expression de la force peut changer radicalement de l'un des petits volumes à l'autre : de quelques mètres pour ceux qui s'entremêlent aux racines du pommier, elle atteint plusieurs milliers de kilomètres pour leurs équivalents néo-zélandais. On comprendra en outre — ceci est plus redoutable — que la direction des forces élémentaires change elle aussi de l'une à l'autre : les droites qui joignent la pomme aux divers volumes infinitésimaux découpés dans la Terre forment un cône largement ouvert.

Ayant mené à bien ce long calcul pénible, Newton aboutit à un résultat incroyablement simple : la pomme, située à l'extérieur de la Terre, voit celle-ci comme un *point matériel unique ;* plus précisément, la pomme est attirée par la Terre comme elle le serait par un corps ponctuel qui se trouverait au centre de la Terre et qui concentrerait en lui la masse totale M de la planète.

Ô merveille de la mathématique ! Ô limpidité du simple émergeant tout à coup de l'obscurité du complexe ! Ô mystère de la théorie physique !... Car c'est elle qui est à l'œuvre : ce résultat remarquable ne vaut que si les forces varient en raison inverse du carré de la distance. Friedrich Gauss (1777-1855) en donna plus tard une démonstration magistrale par sa clarté et sa puissance. Le *théorème de Gauss* vaut aussi pour les forces s'exerçant entre charges électriques : elles décroissent, comme les précédentes, en $1/r^2$ (si r désigne la longueur du segment de droite qui rejoint les deux charges). Il est aujourd'hui enseigné en première ou deuxième année d'Université ; il fait partie du viatique minimal de qui s'engage dans la traversée mouvementée et hasardeuse de la physique vers on ne sait quel Eldorado fabuleux et magique.

Revenons-en à notre pomme, encore accrochée à la branche natale, mais près de s'en détacher. Elle « voit » donc la Terre comme si celle-ci se réduisait à une masse M ponctuelle et centrale. Sa distance à ce point matériel est de six mille quatre cents kilomètres (le rayon de la Terre), à quoi s'ajoutent environ deux mètres — les pommiers sont arbres peu élevés. Ecrivons en chiffres le résultat obtenu : 6 400 002 mètres. Vous admettrez, je pense, que ce deux perdu tout au bout d'une suite de sept chiffres ne fait pas grand-chose à l'affaire ; ce pourrait d'ailleurs être un mètre et demi au lieu de deux, ou même zéro si la pomme s'est entre-temps détachée. Disons-le tout de go et de façon générale : pour quelque objet que ce soit se situant dans notre environnement terrestre, la distance qu'il faut faire figurer dans la loi de la gravitation universelle est, tout simplement, le rayon R de la Terre. Et les avions ? se demande-t-on peut-être. Cela dépend de la précision que peuvent atteindre vos instruments de mesure : pour un appareil volant à dix mille mètres d'altitude, sa véritable distance au centre de la Terre — qui reste le point de référence, d'après le théorème de Gauss ci-dessus évoqué — diffère du rayon R par quelques pour mille seulement ; mais cette distance serait sept fois R s'il s'agissait d'un satellite de télécommunications usuel.

Où l'on entre dans le vif du sujet

Nous voici à pied d'œuvre : la Terre, de masse totale M, exerce sur un objet de masse m se trouvant dans les environs immédiats de sa surface une force d'attraction F, dirigée vers le centre de la Terre, et qui a pour expression

$$F = G\frac{Mm}{R^2}.$$

Y apparaît G, appelée « *constante de gravitation universelle* » : « constante » signifie qu'elle reste immuable quels que soient les deux corps — ici la Terre et l'objet de masse m —, quelle que soit leur distance — ici le rayon R de la Terre —, et quelles que soient leurs propriétés autres que la masse. Nous préciserons plus tard la valeur numérique de la constante de gravitation G.

On voit aussitôt sur cette formule — vertu de la simplicité — que la force F est *proportionnelle à la masse m de l'objet*, les autres facteurs étant totalement *indépendants de sa nature* et de ses autres caractéristiques. La force F d'attraction de la Terre n'est autre que le *poids* de l'objet : nous le noterons désormais P. L'expression que nous en avons écrite prend la forme aisée

$$P = m\,g$$

(le poids P est proportionnel à la masse m du corps étudié), où g, champ de gravitation à la surface de la Terre — on dit aussi (voir ci-dessous) *accélération de la pesanteur* —, est relié à la gravitation universelle par l'égalité

$$g = G\frac{M}{R^2}$$

(M est la masse de la Terre, rappelons-le, R son rayon).

La chute des corps

Comment va se comporter un corps de masse m cantonné à l'environnement immédiat de la surface de la Terre — par exemple cette pomme suspendue à une branche ? Nous écrivons, pour l'apprendre, une autre relation, mise en avant par la *théorie générale de la mécanique*, que le même Newton a proposée par ailleurs (deuxième loi) : lorsqu'il subit une force F, un corps de masse m acquiert une accélération a telle que

$$F = m\,a.$$

La force est ici le poids P, et la forme simple que nous en avons donnée naguère transforme la relation fondamentale de la dynamique, que nous venons de poser, en

$$m\,g = m\,a.$$

En divisant par la masse m de part et d'autre du signe d'égalité, on fait apparaître un lien d'une simplicité biblique :

$$a = g.$$

Ainsi l'accélération a d'un mobile *quelconque* soumis à son poids est égale, sur Terre, au champ de pesanteur g qui règne au voisinage du sol ; tous les corps, quels qu'en puissent être les caractères propres, *quelle qu'en soit la masse* aussi, sont dotés de la *même accélération* g, que l'on nomme couramment, pour cette raison, « accélération de la pesanteur ».

Ce fait remarquable, étonnant, mais somme toute banal — voir ci-après — a de multiples conséquences frappantes.

Nous expliciterons ici seulement celle qui est inscrite dans notre vie de tous les jours, dont Galilée avait en son temps établi expérimentalement les principales caractéristiques, et qui a trait à la *chute des corps*. Ce phénomène, telle de façon générale la loi de la gravitation dont il dérive, se présenta d'emblée comme *universel :* lâchée au sommet de la tour penchée de Pise, une bille de plomb met à toucher la terre le même temps qu'une bille de bois ou une pierre. Galilée mesurait ces temps courts à l'aune de son pouls. Ne voilà-t-il pas une « coïncidence[5] » inattendue, et par là surprenante ? Ne doit-on pas créditer la théorie de Newton d'un nouveau succès éclatant que d'expliquer — ou de prédire, c'est selon — ce comportement en effet observé dans le champ de pesanteur qui nous baigne depuis toujours ?

Sans en rien retirer quant à la signification profonde, nous noterons néanmoins que l'égalité magique cesse d'être valable si une autre force — la résistance de l'air, en l'occurrence — agit sur le mobile en même temps que son poids : un ballon d'enfant — de ces ballons qu'on vend dans les foires —, ou une plume, ou une feuille, met à descendre un temps incomparablement plus long que les objets précédents ; ils sont même, vous l'aurez remarqué, ballottés au gré des vents, ce qui décèle leur sensibilité aux actions de l'air.

Et je m'en vais
Au vent mauvais
Qui m'emporte
Deçà, delà,
Pareil à la
Feuille morte[6].

VERLAINE

Descente à vitesse contrôlée : parachutisme

Que dire alors du parachutiste ? Sa masse est à peine augmentée par celle du champignon de toile et des harnais, par celle d'une arme peut-être en temps de guerre. Mais il est soumis à une force de freinage qu'exerce l'air sur le parachute, et que celui-ci lui transmet par l'intermédiaire des courroies de suspension. Il se trouve — mais ceci ne résulte d'aucune loi fondamentale qui puisse être comparée à celle de la gravitation ; il s'agit plutôt d'une constatation empirique, à validité limitée — que la résistance de l'air sur le parachute est sensiblement proportionnelle à la vitesse[7]. Après le saut dans le vide — ou plutôt dans l'air —, le parachutiste est soumis à deux forces verticales, mais de sens opposé : le poids mg et la résistance de l'air, de la forme kv : v est la vitesse de chute et k un coefficient de proportionnalité que l'on a déterminé à l'avance en renouvelant les expériences et, corrélativement, les mesures, dans de vastes souffleries, éventuellement.

Voici encore une (petite) merveille théorique. Le Principe fondamental de la dynamique affirme l'égalité du produit ma à la force résultante, qui est ici la différence — à cause des sens différents — entre le poids et la force de frottement sur l'air :

$$mg - kv = ma.$$

Au tout début du saut — geste qui demande certaine maîtrise de soi ! —, la vitesse verticale v est quasiment nulle, de sorte que l'égalité précédente se réduit à celle que nous avons commentée ci-dessus : $a = g$. Qui dit accélération dit augmentation de la vitesse, vers le bas, dans le cas présent. Mais, en même temps que la vitesse v, croît la résistance de l'air kv. Arrive un moment — un temps de l'ordre de la seconde à peine après l'ouverture du parachute — où les deux termes du membre de gauche se compensent : kv atteint la valeur de mg — qui reste quant à elle invariable ; la force de frottement du parachute sur l'air équilibre le poids. *L'accélération a devient alors nulle.* En conséquence, plus de variation de la vitesse v : le parachutiste ne tombe pas comme une pierre ; contrôlée par le parachute, sa vitesse de descente reste constante — et raisonnable [8].

Pesée des âmes et de la Terre [9]

Le paramètre que nous notons g — comme tout le monde — est aisément accessible à la mesure : il suffit d'analyser la chute d'un corps quelconque (sur lequel l'air soit pratiquement sans prise). Voici quelques ordres de grandeur qui donneront une idée concrète de telles mesures : lâché à vingt mètres de hauteur, disons, un objet en chute libre met deux secondes, à très peu près, pour atteindre le sol. Sa vitesse, nulle au départ, est à l'arrivée de vingt mètres par seconde, soit soixante-douze kilomètres par heure — ce qui n'est pas rien ! De ces études on tire la valeur numérique de g, c'est-à-dire de l'accélération de la pesanteur sur Terre ; on trouve ainsi que g vaut, à peu de chose près, dix mètres par seconde au carré [10].

Mais la constante de gravitation, celle que nous avons désignée par G jusqu'ici, celle qui règle le ballet des astres, celle qui règne sur la terre comme aux cieux, gardait jalousement le secret de sa valeur. On la savait très faible : n'avons-nous pas dit il y a peu que l'attraction gravitationnelle entre deux objets de taille courante est imperceptible ? Un authentique représentant de la haute aristocratie anglaise [11], qui consacra son immense fortune à mener tout au long de sa vie des recherches scientifiques, décida pourtant de relever le gant. Tel Prométhée ramenant de l'Olympe une étincelle dérobée au feu des dieux, ainsi Henry Cavendish annonça, dès 1798, la valeur de la *constante gravitationnelle G*, qu'il avait tirée d'une expérience à juste titre mémorable.

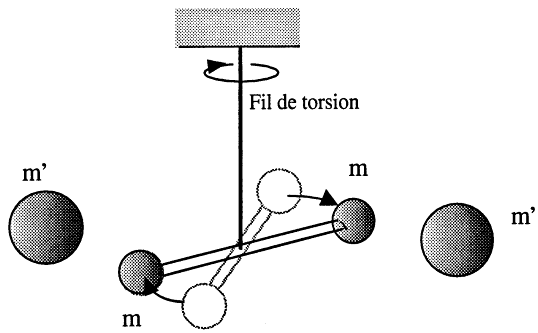
Le principe est simple de cette mesure — comme l'est celui de la pesée des âmes — : deux masses connues m_1 et m_2 sont disposées à une distance r également connue ; on détermine expérimentalement la force qu'elles exercent l'une sur l'autre. La constante G en découle directement, par simples multiplications et divisions, à partir de la formule de Newton :

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

J'entends qu'on se demande comment accéder aux masses m_1 et m_2. Mais en les pesant, tout simplement ! Nous avons vu qu'on sait par ailleurs l'accélération de la pesanteur g. Si donc on mesure le *poids* P_1 du premier objet, sa masse est donnée par la relation

$$P_1 = m_1 g,$$

et de même pour m_2 à partir du poids P_2 du deuxième objet. Et les poids sont — chacun le sait — donnés par une balance ou une bascule. On pèse donc les deux objets, séparément ; on divise leurs poids respectifs P_1 et P_2 par g pour obtenir m_1 et m_2[12].



Balance de torsion de Cavendish : les boules fixes m' attirent les boules mobiles m ; la torsion du fil qui en résulte est mesurée grâce à un petit miroir solidaire du fil, dont on mesure la rotation par un dispositif optique.

Mais si son principe est aisé à énoncer et à comprendre, la pesée des âmes s'annonce malaisée à mettre en œuvre effectivement, lors du Jugement dernier — pour ce que nous en pouvons imaginer, tout au moins. L'expérience de Cavendish se présente de manière analogue. Le plus difficile, ici, le plus délicat, ce qui conditionne en tout premier lieu la faisabilité même de l'expérience, sa précision ensuite, est d'atteindre la *force gravitationnelle* qui s'exerce entre les deux objets, et de pouvoir la mesurer. Nous le savons : cette force est infime entre corps dont la masse ne dépasse pas quelques kilogrammes, voire quelques dizaines de kilogrammes. Henry Cavendish utilisa pour cela un *fil de torsion* : c'était un fin fil de quartz, fixé à son extrémité supérieure et muni à la partie inférieure d'une sorte de fléau de balance — tel celui que tient, sur le tympan d'Autun, la même main de Dieu — qui se maintenait horizontal au repos ; si l'on applique deux forces égales et opposées — cela s'appelle un « *couple* » — aux extrémités de la tige — comme l'on fait à un tire-bouchon pour l'enfoncer —, l'angle dont elle tourne est directement proportionnel à la valeur de ces forces. Une étude préliminaire, menée avec des couples de forces dont on connaît par ailleurs l'intensité, permet d'étalonner le fil de torsion, c'est-à-dire de déterminer le coefficient de proportionnalité entre l'angle de rotation et la force appliquée. Cela fait, on détermine la force gravitationnelle inconnue en mesurant l'angle qu'elle cause.

Il n'est pas difficile de provoquer l'apparition d'un couple gravitationnel en procédant selon le schéma de la balance utilisée par Cavendish dans le but de vérifier expérimentalement la loi de la gravitation universelle de Newton. Les petites masses m sont suspendues à l'aide d'une fibre. Les grosses masses M peuvent pivoter sur un support stationnaire. Un miroir fixé à la fibre réfléchit l'image du filament de la lampe sur une échelle graduée, de sorte que l'on peut mettre en évidence et mesurer une rotation infime des petites masses.

Chiffrons l'extrême faiblesse de l'effet que l'on cherche à mettre en évidence et à mesurer : la force qu'exercent l'une sur l'autre deux masses de un kilogramme distantes de un millimètre est environ un cent-millième de celle qu'exerce la Terre sur chacune des masses — de leur poids, en d'autres termes. Cela permet d'entrevoir, sinon d'imaginer, l'incroyable habileté, l'ingéniosité aussi, l'extraordinaire patience, et le soin, et la minutie que dut déployer Cavendish pour mettre au point son appareillage, puis pour en tirer parti afin d'atteindre la constante G. Les phénomènes parasites, ceux qui simulaient les effets de la gravitation sans y être partie prenante, étaient légion. C'est toujours à quoi l'on s'expose lorsqu'on se propose de mesurer une grandeur aussi minuscule, ce qui est *souvent* le cas en physique expérimentale[13]. Il fallait ici s'affranchir de toute charge électrique, se prémunir contre le champ magnétique terrestre, détecter les minisecousses telluriques, et même se garder de tout courant de convection dans l'air... De l'imagination, des moyens (notamment financiers), des développements technologiques et de la patience — beaucoup de patience — et de la persévérance — encore de la persévérance...

Ce faisant, Cavendish — c'est ainsi qu'il aimait à le dire, par boutade — « *pesait* » *la Terre.* En effet : l'accélération g de la pesanteur étant connue par ailleurs, le rayon R de la Terre aussi[14], Cavendish déduisit de son expérience la *masse de la Terre*. Le résultat, pour ce qui concerne la constante de gravitation G, fut vertigineusement petit :

$$G \simeq 7 \times 10^{-11}$$

si les longueurs sont en mètres, et les masses en kilogrammes. La masse de la Terre qu'on sut en extraire — nous avons ci-dessus écrit la formule reliant G à g, M et R — était vertigineusement grande :

$$M \simeq 6 \times 10^{24} \text{ kilogrammes.}$$

A cela on s'attendait, bien évidemment, mais on ignorait — et c'était là l'important — combien précisément elle était grande. Il est certainement plus expressif de calculer la *densité moyenne* de la Terre, en divisant sa masse par son volume (dans les unités appropriées). On trouve ainsi 5,5. Le globe terrestre, nous le savons, n'est pas homogène : la densité de l'eau des mers et océans vaut un (par définition), alors que celle du mercure — pour prendre ce seul exemple — atteint 13,6. Dans l'ensemble — on dit « en moyenne » —, la Terre est donc constituée de matériaux nettement plus denses que l'eau.

LA PAROLE EST À RICHARD FEYNMAN POUR LE DISCOURS DE CLÔTURE

Ce succès retentissant de la théorie gravitationnelle eut en histoire des sciences un impact considérable. Aux temps antérieurs régnaient confusion, doute, connaissances fragmentaires, paradoxes et débats interminables ; quelle clarté en comparaison, quelle simplicité dans cette loi qui régit lunes, planètes, étoiles ! Si simple en vérité que l'homme peut la *comprendre*, jusqu'à savoir *prédire* à partir d'elle, par le calcul, comment doivent se mouvoir les astres ! Là réside la raison de la réussite inouïe des sciences au cours des périodes qui suivirent : ce premier succès suscita l'espoir que les autres phénomènes naturels pourraient se conformer eux aussi à des lois limpides et belles comme celle-ci.

Mais, au fait ! Est-elle véritablement si simple, cette loi de la gravitation que nous prenons pour archétype ? Si l'on y regarde de plus près, elle se contente de décrire *comment* la Terre tourne autour du Soleil, mais elle reste muette quant à *ce qui la fait tourner*. Ne se cache-t-il pas là-dessous quelque mécanisme plus profond et plus subtil, sur quoi s'appuie en dernier ressort cette loi que nous avons découverte et dont la beauté et la limpidité ne sauraient être l'effet d'un hasard aveugle et effréné ? Personne n'a, depuis, jamais proposé aucun mécanisme qui puisse « expliquer » la loi de la gravitation. Pourtant si, en vérité — et l'on s'étonne de n'en pas trouver ici, chez Feynman, le moindre écho — : Einstein, dans sa « théorie de la Relativité générale » (1916), fait découler la gravitation d'un « principe d'équivalence » encore plus simple et plus harmonieux

— et efficace bien qu'abstrait, puisque la Relativité générale fonde toute l'analyse actuelle des propriétés et de l'évolution de l'Univers.

Quoi qu'il en soit, poursuit Feynman, c'est l'un des traits essentiels des lois physiques que de se présenter comme des abstractions qui n'appellent d'abord aucune explication supplémentaire. Il faut les prendre comme elles sont, pour ce qu'elles sont, et accepter par avance que des interrogations — posées notamment au nom de l'intuition, voire du « bon sens » —, légitimes au demeurant, ne puissent recevoir aucun écho, aucune réponse satisfaisante. Jusqu'à ce que, peut-être, nous parvenions quelque jour à une loi plus générale et plus merveilleuse qui englobe toutes celles que nous connaissons aujourd'hui, et qui leur donne sens au-delà de ce qu'elles sont, ou plutôt en deçà, dans ces contrées ineffables et énigmatiques où se décide le destin du Monde. Mais, alors, ne pas poser de question à propos de cette loi nouvelle — elles seraient plus fondamentales, de s'adresser à un énoncé plus universel et plus pénétrant — : elle devra être acceptée telle quelle — comme elle sera, pour ce qu'elle sera — sans qu'on en recherche je ne sais quelle explication ultime et finale.

CHAPITRE VI

MESURES DE LA CIRCONFÉRENCE TERRESTRE (Supplément historico-scientifique)

Pour déduire des mesures de Cavendish la masse de la Terre — pour « peser la Terre » —, il fallait connaître l'accélération g de la pesanteur et le rayon terrestre R.

L'accélération de la pesanteur était directement accessible dans la chute des corps, dont Galilée avait initié l'analyse scientifique — dirions-nous aujourd'hui. Le rayon de la Terre — sa circonférence, plutôt, mais c'est égal — avait lui aussi été évalué, quoique de façon plus malaisée et plus indirecte.

Eratosthène, précurseur ingénieux et habile

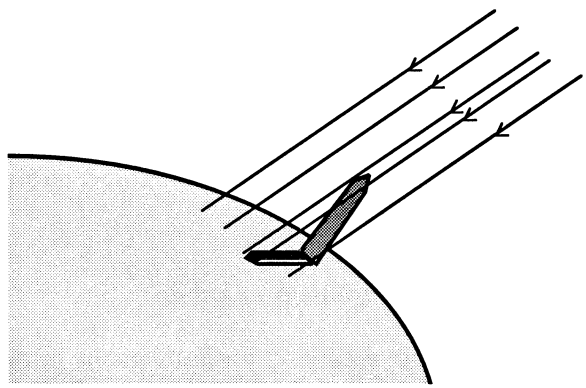
Le premier à avoir estimé quantitativement la circonférence terrestre était grec — qui s'en étonnera ? Il avait nom Eratosthène, et vivait au IIIe siècle avant Jésus-Christ (vers 284-192 av. J.-C.). Le roi qui régnait alors en Egypte, Ptolémée dit « le Bienfaiteur », le convia à séjourner dans Alexandrie la florissante, Cité parmi les cités, fameuse tout autour de la mer et bien au-delà pour son phare, et pour sa bibliothèque fabuleuse qu'Eratosthène était appelé à diriger.

TROPIQUE, MÉRIDIENS ET SOLSTICES

Installé donc à Alexandrie, Eratosthène eut vent qu'à Syène [1], en Haute-Egypte, le Soleil pénétrait, le jour du solstice d'été [2], dans les puits les plus profonds. Traduit en langage moderne, le Soleil atteignait le zénith ; ses rayons parvenaient alors verticalement sur Syène et ses puits. Mais cela se produisait seulement une fois l'an, au solstice d'été. *Ergo*, Syène se situait sur le Tropique du Cancer.

Une parenthèse est peut-être nécessaire.

En un jour quelconque, en un point quelconque de la Terre, le Soleil est au plus haut dans le ciel à midi [3] : on dit qu'il franchit alors le *méridien* de l'endroit [4]. Ce maximum méridien du Soleil varie, en chaque lieu particulier, suivant les saisons ; il culmine au jour du solstice d'été (21 juin). Dans nos régions tempérées (49° de latitude Nord à Paris), l'astre n'atteint jamais le zénith : même au jour du solstice d'été, à midi — maximum des maxima, pourtant — il se situe vers le sud, et ses rayons font un angle appréciable avec la verticale. Il monte toutefois dans le ciel si l'on descend vers l'équateur. Au cours de ce voyage vers le Grand Sud — réel ou imaginaire mais lent sans doute, puisque la Saint-Jean [5] seule et ses brasiers ardents et prophétiques nous tirent de notre langueur [6] —, à chaque étape le point solsticiel s'élève vers la verticale. Lorsqu'il y touche enfin, au zénith, c'est que nous avons abouti au Tropique [7].



Ombre portée d'un obélisque, à Alexandrie, le jour du solstice d'été.

Eratosthène, donc, comprit que Syène se situait sur le Tropique. Alexandrie en revanche, bien plus au nord, recevait toujours du Soleil des rayons inclinés sur la verticale, venant d'une direction orientée au sud. Mais, le jour du solstice d'été, à midi, on pouvait mesurer l'angle qui séparait ces rayons de la verticale, en comparant l'ombre d'un objet à sa hauteur véritable. On ne sera pas surpris — soit qu'on ait quelque idée de la civilisation égyptienne, soit qu'on ait lu telle bande dessinée bien française — qu'Eratosthène choisît un obélisque, objet le plus haut auquel il pût valablement accéder : le rapport des deux longueurs — celle de l'ombre et celle de la colonne-gnomon — en serait évalué au mieux, à meilleure précision. Cette mesure montra que l'arc de cercle séparant Alexandrie de Syène était la cinquantième partie de la circonférence entière de la Terre : l'angle avec la verticale des rayons du Soleil à Alexandrie, le même jour[8] où cet angle était nul à Syène (zénith), valait 1/50 de l'angle embrassant un cercle entier — soit 360°/50 en termes actuels. Il suffisait dès lors de chiffrer la longueur de cet arc Syène-Alexandrie, soit la distance, sur le sol — point de montagne susceptible de fausser la mesure —, entre ces deux villes pour que, multipliée par cinquante, elle fît apparaître enfin la circonférence terrestre.

LE CHAMEAU ARPENTEUR

Mais *comment* mesurer une telle distance avec précision ? Pas de satellites géodésiques, en ces temps reculés, point de cartes géographiques non plus, autres que qualitatives et incertaines, aucune notion de triangulation...

Eratosthène se montra, devant ce problème, aussi bon praticien qu'il était théoricien. Son pays d'adoption, l'Egypte, hébergeait un animal que ne connaissait point la Grèce, mais qui convenait tout particulièrement à son dessein : le chameau — pour l'appeler par son nom — marchait d'un pas régulier, mesuré — pourrait-on dire —, sans précipitation ni halte intempestive ; son endurance et sa sobriété étaient déjà proverbiales.

Eratosthène entreprit d'abord d'*étalonner* son instrument de mesure quadrupède et bossu, qui allait imperturbablement l'amble : il s'avéra que le chameau franchissait un *stade* (le « stade » était l'unité de longueur qui servait pour les grandes distances) en *six cents pas*. Mais l'étendue à mesurer se montait visiblement à plusieurs milliers de stades ; Eratosthène dut s'y prendre en deux fois. Il compta d'abord — la régularité de la bête y était essentielle — qu'*une journée de marche*, lente et ininterrompue, du chameau équivalait à *soixante mille pas* ; en d'autres termes, l'animal franchissait *cent stades par jour.* C'est là, dans ce décompte ardu et délicat, dans cette opération laborieuse et malaisée, pivot central de l'entreprise, que tout se jouait, que tout se nouait ou se dénouait : il y fallait dénombrer une multitude d'enjambées de cette démarche monotone et obstinée. La mesure ensuite devenait, en comparaison, aisée et commode : il ne s'agissait plus, tout au long du long et patient trajet, que de garder trace, étape après étape — dans les caravansérails grouillant de voyageurs pressés et de bêtes fourbues —, des alternances inéluctables et répétitives du jour et de la nuit[9]. La fiabilité, pourtant, de cette mesure finale se fondait sur l'endurance quasiment illimitée de l'animal, et de sa sobriété quasiment sans bornes, elle aussi, qui le prêtaient à des journées de marche sans trêve et sans à-coups, régulières et uniformes. Le chameau mit cinquante jours pour rallier Syène depuis Alexandrie ; cinquante journées harassantes dans leur monotonie, et leur lenteur, et leur obstination, dans leur persévérance tenace à reprendre à l'aube, où s'éveillait aussi le Fleuve sacré, la marche interrompue au crépuscule, où s'allongeaient des ombres démesurées de chameliers s'accroupissant et de méharis baraquant.

CALCULS GÉOMÉTRIQUES

Eratosthène déduisit de ces données brutes que Syène et Alexandrie étaient séparées par cinquante fois cent stades, soit cinq mille stades. Comme nous l'avons suggéré naguère, il multiplia cette distance par cinquante pour obtenir la circonférence terrestre en entier : deux cent cinquante mille stades au total.

On aimerait, cela va sans dire, comparer ce résultat à celui que nous connaissons maintenant (quarante mille kilomètres, à très peu près[10]). Mais il y a quelque incertitude, évidemment, dans la conversion du stade en mètres ; les historiens semblent pourtant s'accorder — « meilleure estimation », me dit l'un d'eux — sur cent quatre-vingts mètres par stade. Multiplions donc ce dernier nombre par deux cent cinquante mille stades ; nous aboutissons ainsi à quarante-cinq mille kilomètres. La longueur de la circonférence terrestre est donc surévaluée, mais seulement d'un peu plus de dix pour cent, ce qui constitue de toute façon une prouesse scientifique et technique, étant donné les circonstances de la mesure et les moyens mis en œuvre.

ANALYSE MÉTHODOLOGIQUE

On peut sans doute pousser plus loin l'analyse, pour tenter de cerner les causes d'erreurs — on dit plutôt « incertitudes », de nos jours. Ce ne sont probablement pas les six cents enjambées par stade qui sont en cause. Il existait sans doute, à cette époque humaniste et érudite, en ce haut lieu cultivé et prestigieux, des étalons précis de l'unité de longueur : on peut imaginer par exemple que telle enceinte sacrée avait été construite de façon qu'un stade exactement séparât son entrée de la porte du temple[11]. Le nombre de six cents pas pour un stade devait être fiable à quelques unités près, c'est-à-dire à moins du pour-cent. C'est clairement la journée de marche qui était le plus difficile à évaluer. Comment marquer son début, comment décider de sa fin ? A l'aide du Soleil, certes, mais son lever et son coucher varient très sensiblement en cinquante jours ! Ces cinquante journées pouvaient difficilement être égales en durée... A moins d'imaginer que, outre ses nombreuses qualités que nous avons déjà louées, le chameau antique était muni d'une horloge interne qui le faisait se dresser et se mettre en marche, puis s'arrêter plus tard et baraquer, à heures fixes. Il fallait aussi pouvoir compter sans relâche jusqu'à soixante mille, les yeux rivés une journée entière sur les pattes de l'animal. Eratosthène le fit-il lui-même, ou bien trouva-t-il dans sa tête inventive et pleine de ressources une autre méthode ingénieuse ? Car ils ne devaient pas être légion, même à Alexandrie-la-Grande, ceux qui seraient capables d'un tel exploit arithmétique !...

On peut se demander — les chameaux sont certes frères de race, mais leurs mensurations n'en varient pas moins selon les individus — si une unique bête, sélectionnée pour la perfection de ses dons et de ses attributs, avait servi du début à la fin, tout au long des préparatifs puis de la grande traversée, ou bien si les chiffres avancés se rapportent à quelque sorte de moyenne entre les chameaux divers d'une même caravane, certains pouvant même être remplacés au caravansérail des étapes.

Le lecteur, aussi, sera peut-être surpris à remarquer que tous les nombres cités sont « ronds », comme on le dit couramment. Je pense qu'il n'y faut voir ni laisser-aller, ni négligence, ni maladresse. Ce serait plutôt, à mon sens, une façon déjà de prendre en compte — inconsciemment, certes, mais intuitivement — les incertitudes qui affectent toute mesure physique : pour dresser une carte routière, point n'est besoin de connaître au centimètre près la distance entre deux villes ; quelques enjambées de plus ou de moins sur une journée de voyage ne fait rien à l'affaire. On aura pourtant remarqué combien de fois le chiffre zéro intervient dans la transcription moderne de ces nombres. On se souviendra à ce sujet que ce symbole, indien d'origine, nous a été apporté par l'invasion arabe au VIIIe siècle de notre ère. Il était donc inconnu à l'époque où nous situons notre récit (IIIe siècle avant Jésus-Christ). Multiplier cinquante par cinq mille relevait alors d'une très haute science.

Le système métrique, révolution scientifique dans la Révolution

PRÉMISSES ÉCONOMIQUES ET IDÉOLOGIQUES

Le 27 mars 1790, Talleyrand (Charles Maurice de Talleyrand-Périgord, évêque d'Autun — encore Autun ! —, député du clergé aux Etats généraux) propose à l'Assemblée nationale constituante d'élaborer un « *système unifié de poids et mesures* ». Cette réforme doit répondre, selon lui, à trois objectifs principaux : en premier lieu, le nouveau système doit être uniformément et universellement *décimal* ; ensuite, l'unité de longueur doit déterminer toutes les autres [12], à l'exception pourtant de celle de temps ; enfin — dernier point, mais non le moindre —, l'unité de longueur doit être prise dans la Nature, afin de pouvoir être acceptée par tous : « A tous les temps, tous les peuples » était la devise. Cette *universalité*, affirmée par principe dans le politique (« Déclaration *Universelle* des Droits de l'Homme ») rejoignait celle, constitutive, de la science. Est-ce pour cela que les savants s'engagèrent résolument dans la Révolution, de façon enthousiaste et déterminante pour beaucoup ?

La réforme des poids et mesures n'était pas nécessaire au plan rationnel et universel seulement ; elle l'était, aussi et surtout, au plan économique et même quotidien. Les cahiers de doléances apportés aux Etats généraux par les députés de nombreux bailliages faisaient souvent mention des entraves au commerce, des disputes interminables et des escroqueries dont étaient cause les mesures de l'Ancien Régime, compliquées et multiples, régionales pour beaucoup et donc tout sauf universelles et naturelles. Il existait par exemple plus d'une dizaine de mesures des longueurs, la « lieue commune » différant sensiblement de la « lieue moyenne », de la « petite lieue » et de la « lieue de vingt au degré » ; les mesures de surface et de volume n'étaient pas directement liées aux mesures de longueur ; la toise se subdivisait en six pieds, le pouce en douze lignes... Le changement était donc souhaitable et souhaité, indispensable même. Les députés du tiers état étaient nombreux à réclamer qu'« il n'y eût qu'une mesure pour tout le royaume et que les grains de toutes espèces se mesurassent dans la même mesure ». La conjoncture était particulièrement grave, en effet, pour les grains (blé, orge, avoine, millet, maïs aussi, farine). Ils étaient jaugés en boisseaux. Mais des édits et décrets successifs avaient été pris qui visaient à éviter des famines ou à en atténuer les effets désastreux. Souvent contradictoires, ces arrêtés aboutissaient à ce que le boisseau différât d'une province à une autre voisine, mais aussi, dans une même province, d'une espèce de grains à une autre. Il est aisé d'imaginer les disputes, les tromperies, les escroqueries même qu'engendrait et entretenait ce manque de rigueur. Mais il y fallait une *révolution* : l'*Encyclopédie* de Diderot et d'Alembert avait intitulé « Décimal » l'une de ses entrées (1754), où étaient exposés les multiples avantages de ce système, mais en revanche Montesquieu, dans son *Esprit des lois* (1748), envisageant « certaines idées d'uniformité », se demandait, hésitant : « Le mal de changer est-il toujours moins grand que le mal de souffrir ? »

DÉCISIONS POLITICO-SCIENTIFIQUES

Le 30 mars 1791, l'Assemblée — sur proposition de l'Académie des sciences — définit le *mètre* (néologisme forgé à partir du *métron* grec) comme *la dix millionième partie du quart du méridien terrestre.* Deux astronomes, membres de l'Académie des sciences, sont officiellement chargés de la mesure : Jean-Baptiste Delambre (1749-1822) et Pierre Méchain (1744-1804). Le premier partit de Dunkerque, le second de Barcelone ; ils devaient se rejoindre à Rodez. Ces trois villes se placent le long du même méridien, quasiment [13], — qui est aussi, à très peu près, celui de Paris. En latitude, Rodez est proche des quarante-cinq degrés, Barcelone et Dunkerque se situant évidemment de part et d'autre. Ce choix de Rodez comme pivot de l'arpentage était mûrement réfléchi. Pour atteindre en effet la précision souhaitée, il fallait impérativement tenir compte de ce que la Terre n'est pas une sphère parfaite, mais bien un ellipsoïde, aplati aux pôles. Adrien Legendre (1752-1833) avait mené à bien des calculs détaillés, fondés sur la forme réelle du globe ; ils indiquaient clairement que la mesure serait optimale — minimale l'incertitude sur la valeur du mètre — si elle portait sur un arc de méridien chevauchant le quarante-cinquième parallèle.

Armés de ces formules mathématiques sophistiquées et d'un instrument perfectionné de mesure des angles (le « cercle à réflexion » inventé une quinzaine d'années auparavant par le chevalier de Borda), Delambre et Méchain — aidés de plusieurs collaborateurs — entreprirent, chacun de leur côté, un travail patient et opiniâtre de fourmi, fait de minutieuses mesures de triangulation, qui les rapprochait peu à peu l'un de l'autre et de leur but commun, Rodez. Leurs travaux furent suspendus durant la Terreur — ils furent révoqués — mais reprirent après le neuf thermidor.

« L'ŒIL ÉTAIT DANS LA TOMBE ET REGARDAIT CAÏN [14] »

Alors que ce long travail — huit ans ! — touchait presque à son terme, Pierre Méchain découvrit soudain qu'il avait sans doute commis une erreur de trois secondes d'arc dans sa détermination de la latitude de Barcelone. Plutôt que de confesser cette faute — qui ne se dévoila qu'après sa mort — il préféra refuser de communiquer ses résultats dans leurs détails. Mais bien que nommé, aussitôt après l'achèvement de ses mesures géodésiques avec Delambre (1798), directeur du Bureau des longitudes, il ne tint plus en place. Avec l'espoir de pallier — elle était irrémédiable — cette maladresse impardonnable qui ne le laissait plus en repos, il regagna Barcelone. Les mesures qu'il reprit alors confirmèrent son errement antérieur. Il songea alors à prolonger la méridienne [15] au-delà, vers les îles Baléares, ce qui gommerait des tablettes la latitude de Barcelone.

> *Toujours avec l'espoir de rencontrer la mer,*
> *Ils voyageaient sans pain, sans bâtons et sans urnes,*
> *Mordant au citron d'or de l'idéal amer* [16].
>
> MALLARMÉ

Les îles Baléares ne se situent pas exactement, ni l'une ni l'autre, sur le méridien que Delambre et lui arpentaient (Dunkerque, Rodez, Barcelone), mais c'est tout comme. Seulement — vous l'aurez deviné — pas de triangulation possible sur mer. Méchain mesura donc le trajet de Barcelone à Castellón de la Plana, sur la terre ferme, et il s'apprêtait à l'utiliser comme base pour le grand saut : il voulait viser, depuis Barcelone et depuis Castellón ensuite, un phare marin qui brillait, intermittent, sur la côte de Majorque. Il rencontra sur son chemin, à Castellón de la Plana, la fièvre jaune et la mort.

C'est son alter ego Delambre qui décela la supercherie, quelques années plus tard, en publiant sa « Base du système métrique décimal ou Mesure de l'arc du méridien compris entre Dunkerque et Barcelone » (1806-1810).

LE SYSTÈME MÉTRIQUE PRÉSENTÉ AU MONDE

Il n'était plus temps de recommencer les mesures — l'eût-on fait, d'ailleurs ? — : le 4 messidor an VII (22 juin 1799), le mètre étalon — règle plate (deux centimètres et demi de large sur quatre millimètres d'épaisseur), en platine iridié — fut présenté solennellement au Corps législatif [17]. Le Directoire invita alors les nations civilisées à prendre part à l'établissement définitif du système métrique. L'Angleterre et l'Allemagne firent la sourde oreille, évidemment — émigrés obligent, et les rivalités séculaires —, mais ce fut néanmoins le *premier congrès international de l'histoire des sciences :* il accueillit des délégués venus de la France, bien sûr, mais aussi de l'Espagne, du Danemark, de la Sardaigne, de la Toscane, de la Savoie, et des républiques batave, cisalpine, ligurienne, romaine et helvétique (1799). Enfin, un décret daté du 2 novembre 1801 institua le *système métrique décimal* comme ensemble d'unités de mesures légal en France.

CHAPITRE VII

LA RELATIVITÉ SELON GALILÉE

Car j'installe, par la science,
L'hymne des cœurs spirituels
En l'œuvre de ma patience,
Atlas, herbiers et rituels.
[...]
Gloire du long désir, Idées
Tout en moi s'exaltait de voir
La famille des iridées
Surgir à ce nouveau devoir,

Mais cette sœur sensée et tendre
Ne porta son regard plus loin
Que sourire et, comme à l'entendre
J'occupe mon antique soin[1]*...*

MALLARMÉ

Contrairement à ce que pourraient accréditer de trompeuses apparences, ce n'est pas Albert Einstein qui a inventé la Relativité : « Nos prêtres ne sont point ce qu'un vain peuple pense[2]. » Elle figure déjà en bonne place — la première — dans les *Principes* d'Isaac Newton (1687)[3]. Et l'on peut en remonter la trace jusqu'à Galileo Galilei, qui l'a clairement perçue et exprimée dans son *Dialogue* (1632)[4]. Si le terme « Relativité » est néanmoins associé au nom d'Einstein, c'est que celui-ci a proposé, en 1905, une « théorie de la Relativité » dont cette notion est le pivot central, envers et contre tout.

Pour présenter la théorie de la Relativité d'Einstein, ce qui nous occupera quelque jour, nous ne pourrons mieux faire que d'expliquer en premier lieu ce qu'est la *Relativité galiléenne* ; ensuite seulement pourrons-nous apprécier ce qu'y ajoute la *Relativité einsteinienne,* et comprendre en quoi, ce faisant, elle fut radicalement révolutionnaire.

Embarquement pour la Relativité

Nous avons déjà fait ample référence au *Dialogue* de Galilée. Nous allons le solliciter à nouveau, tant est claire et imagée la formulation qu'il propose de ce qui s'appelle maintenant le « Principe de Relativité galiléen ». Galilée choisit de l'exposer, notamment, grâce à la métaphore du bateau [5].

Il vous propose de vous enfermer — avec un ami : la physique est activité conviviale — dans une vaste cabine, située sous le pont d'un grand bateau. Il vous conseille d'y embarquer avec vous des mouches, papillons et autres petites bêtes volantes, mais aussi des poissons dans leur aquarium. Même — subtil raffinement — il envisage de suspendre au plafond un seau plein d'eau dont le fond est percé d'un trou. Son contenu s'égoutte peu à peu dans un autre récipient, posé sur le plancher, dont le couvercle est lui aussi perforé, l'ensemble étant disposé de façon que les orifices se situent à l'aplomb l'un de l'autre.

L'expérience — Galilée l'a-t-il vraiment réalisée ? — comporte deux volets. Dans le premier, on observe soigneusement le comportement de ces animaux ou objets lorsque le navire est *immobile* à quai. Les insectes ailés vont à même vitesse dans toutes les directions, les poissons nagent indifféremment en tous sens, les gouttes aboutissent toutes dans le récipient inférieur à travers son ouverture. Galilée vous invite même à des activités ludiques instructives : si vous lancez une balle à votre ami, point ne sera besoin d'y mettre plus de vigueur d'un côté que de l'autre (pourvu, évidemment, que l'écart reste le même entre les deux joueurs) ; si vous sautez à pieds joints, la distance franchie sera la même dans toutes les orientations. Ces observations n'étonneront personne dans le cas où le navire est à l'ancre.

Mais voici le second volet de l'expérience proposée. Le vaisseau est maintenant mis *en marche*, de façon uniforme. Quelle que soit la vitesse qu'il atteint — pourvu qu'elle reste constante — les phénomènes précédemment décrits ne sont pas affectés. Aucun d'eux ne permet de déceler si le navire est en mouvement ou à quai. Et Galilée de reprendre minutieusement chacun de ces phénomènes pour affirmer leur pérennité, non sans souligner l'aspect paradoxal qu'ils acquièrent dans les nouvelles conditions (déplacement du bateau). Les gouttelettes, pour ne prendre que cet exemple, continuent à tomber, ainsi qu'elles le faisaient auparavant, dans le récipient du dessous, par son ouverture étroite, sans être déviées vers la poupe, comme on s'y attendait peut-être ; pourtant, pendant que la goutte est en l'air, le plancher du navire avance de plusieurs dizaines de centimètres !

Le texte de Galilée est riche et bigarré, vif mais calme, prenant son temps pour présenter avec précision et minutie des exemples très divers et pourtant concourants. Qui ne serait convaincu ?

Nous nous proposons, dans ce qui suit, de reprendre et de développer les idées générales que Galilée vient d'introduire si magistralement et qui composent le principe de *Relativité*.

La notion primordiale de référentiel

Il est une notion, essentielle, sans laquelle il serait vain de tenter de décrire un quelconque mouvement. Elle est présente très tôt, dès le début des préoccupations cinématiques, dans l'Antiquité grecque, parfois implicite, mais souvent explicite. Elle est en tout cas pleinement exprimée et assumée chez Galilée, et par conséquent aussi chez Newton, plus tard. On lui associe parfois le mot « repère » (Einstein le faisait, entre autres), mais nous sommes nombreux à lui préférer « référentiel ».

L'idée générale se comprend aisément. Si je veux observer et analyser les évolutions d'un mobile, je suis obligé de me *référer* à des points de *repère* : voilà lâchés aussitôt les deux mots cités il y a un instant. Précisons sur des exemples simples. Une voiture est immobile, ou se meut, *par rapport* aux trottoirs de la rue ou aux bas-côtés de la route. Un oiseau est posé sur un arbre ou se déplace *par rapport* aux arbres ; dans ce dernier exemple, il est essentiel de spécifier si les arbres eux-mêmes, ou plutôt leurs branches, s'agitent *par rapport* au sol : si c'est le cas, en effet, un oiseau immobile par rapport aux branches d'arbre ne le sera pas par rapport au sol ; et, même s'il est en vol, un oiseau n'aura pas par rapport au sol le même mouvement que par rapport aux branches. Le fait, notons-le bien aussi, que l'oiseau immobile est solidaire de l'arbre — puisqu'il y est perché — n'est pas indispensable : les goélands qui escortent un navire — sur des milles et des milles, paraît-il — restent longtemps à la même place par rapport au pont du bateau, alors qu'ils volent évidemment dans l'air, au-dessus de la mer.

Va la gaviota esquemática,
Con ala breve sintética,
Volando apática...
Blanca la garza esquelética.
Y el boga, boga[6].

(La mouette va schématique,
De son aile brève synthétique,
Volant apathique...
Blanche l'aigrette squelettique.
Et le rameur rame.)

GUILLÉN

Il nous faut donc, avant tout, un référentiel. Il s'appuiera sur un ensemble de points qui sont *au repos* (c'est-à-dire immobiles) *les uns par rapport aux autres*. Il en suffirait à vrai dire de quatre, pourvu qu'ils ne soient pas tous dans un même plan, on le verra tout à l'heure. En pratique, toutefois, le référentiel est caractérisé par un corps ou un objet rigide : on évoquera le référentiel lié à la Terre, le référentiel lié au bateau ou au train, ou à la voiture, ou aux arbres... Mais les corps cités — presque au hasard — sont-ils *vraiment rigides* ? Pour ce qui nous intéresse ici, il paraît essentiel qu'ils le soient, c'est-à-dire que leurs divers points restent constamment solidaires dans leur mouvement ou leur immobilité.

À LA RECHERCHE D'UN OBJET DE RÉFÉRENCE RIGIDE

Dans le cas de l'arbre, on voit aussitôt qu'il faudra se montrer circonspect : par temps de vent, ses branches ne gardent pas une disposition relative immuable ; elles cessent alors de proposer un référentiel fiable. En revanche la voiture, le train ou le bateau ne présentent pas de tels défauts. Mais sommes-nous si sûrs ? Sans parler d'accident — ce qui nous chagrinerait —, les vibrations, grincements ou craquements que laisse entendre la structure de ces véhicules donne à penser que leur rigidité n'est pas parfaite.

Prenons la Terre, alors !... Eh bien ! Savez-vous que, récemment, le défaut de rigidité de la croûte terrestre a été constaté expérimentalement, pourrait-on dire ? C'était au laboratoire international du CERN, à Genève. Les physiciens s'y aperçurent, à leur étonnement, que les caractéristiques de leurs faisceaux de particules, pourtant dessinés et profilés avec soin, s'altéraient régulièrement et incompréhensiblement, toutes les douze heures, environ. C'était un effet de *marées*, mais, en l'occurrence, de marées *terrestres*. Le phénomène était en réalité connu, par ailleurs, depuis des dizaines d'années : les points de l'écorce terrestre se déplacent les uns par rapport aux autres, par suite des attractions différentielles de la Lune et du Soleil ! Pas beaucoup, évidemment : ces déboîtements sont le plus souvent de l'ordre de dix micromètres (soit dix millièmes de millimètres), mais ils peuvent, dans certaines situations, atteindre dix centimètres !

RETOUR AUX RÉFÉRENTIELS

Mais qu'en est-il des référentiels, notre propos initial dans cette section ? Une fois encore — méthode dont la physique est coutumière et friande — c'est l'abstraction qui vient à notre secours : pour définir un référentiel, on invoque un objet particulier, qui pourrait être rigide ; il ne l'est jamais, à proprement parler ; on invoque donc l'objet en question *dans la mesure* où il pourrait être parfaitement rigide, ou plutôt dans la *situation idéale* où il le serait. En pratique la Terre, et même les bateaux, avions, trains ou voitures peuvent caractériser chacun un référentiel sans présenter de difficulté majeure, pourvu que les réserves formulées ci-dessus ne soient pas oubliées.

Signalons dès maintenant — nous y reviendrons à loisir — que se pose inéluctablement un double problème : celui du *choix du référentiel,* qui paraît crucial ; celui du *changement de référentiel*, que l'on devra maîtriser. Il appert en effet qu'un même mobile, dans une même évolution, ne décrira pas le même mouvement par rapport à deux référentiels différents, si ceux-ci se meuvent l'un par rapport à l'autre.

Pour le comprendre simplement (comme en se jouant), on peut s'amuser à analyser, de ce point de vue très sérieux, certaines situations concrètes et courantes de notre vie moderne, bien connues de tous.

Le premier exemple sera celui d'un voyageur qui marche dans le couloir d'un train. Disons, pour fixer les idées, que le convoi roule de Paris vers Lyon, et que l'usager se déplace, dans le wagon, d'avant en arrière. Dans le référentiel lié au train, le voyageur est en mouvement du sud vers le nord (approximativement), à petite vitesse (quelques kilomètres par heure). Dans le référentiel lié au sol — à la voie, c'est-à-dire —, où les vaches sont au repos, il avance *en sens inverse*, du nord vers le sud, et à grande vitesse (surtout s'il s'agit d'un TGV — mais les vaches regardent-elles passer le TGV ?).

Prenons un autre exemple, lui aussi très connu. Nous voici dans une voiture automobile, qui circule — à vitesse modérée ! — sur une route de campagne ou dans une rue citadine. Voilà que la pluie se met à tomber.

> *Voilà la plui' qui tombe en pesant bien ses gouttes,*
> *Comme pour empêcher la noc', coûte que coûte*[7].
>
> BRASSENS

Nous constatons, avec regret peut-être mais sans surprise, que le pare-brise est aussitôt étoilé par des impacts de gouttes ; cependant il s'avère — à notre étonnement, si nous y pensons un peu — que la lunette arrière ne se mouille pas, elle. Nous devons actionner l'essuie-glace avant, si nous voulons rouler « coûte que coûte », alors que son pendant de l'arrière n'a pas à être sollicité. Pourtant, si la voiture s'arrête à un feu rouge, alors la lunette arrière reçoit tout autant d'eau, proportions gardées, que la glace avant. La conclusion s'impose, sans échappatoire possible : une pluie qui tombe verticalement sur le sol est reçue obliquement sur la voiture en marche ; je veux dire qu'*elle tombe obliquement* dans le référentiel lié à la voiture. Cette observation toute simple, qui nous apparaissait d'abord naturelle, parce que usuelle, prend dans la dernière formulation que nous lui avons donnée un je-ne-sais-quoi de déroutant. Point n'est besoin pourtant de voiture, de vitres et d'essuie-glace : si, surpris par une averse, vous courez vous mettre à l'abri, vous remarquerez que vos vêtements, trempés devant, sont presque secs à l'arrière. Cet effet est particulièrement gênant pour les porteurs de lunettes ; c'est pourquoi un humoriste leur conseillait de chausser leurs besicles à l'envers, sur l'arrière du crâne, ou alors de courir à reculons.

Mais la pluie n'est pas seule à présenter ce phénomène, connu sous le nom d'« *aberration* ». La lumière aussi, celle qui nous vient des astres, « s'égare et s'écarte » ainsi [8] parce que nous, observateurs terrestres, ne restons pas immobiles dans l'espace, emportés que nous sommes par notre planète vagabonde : la rotation de la Terre sur elle-même donne lieu à une aberration diurne, et son mouvement autour du Soleil à une aberration annuelle des étoiles ; celles-ci apparaissent, suivant l'heure ou suivant le jour, dans une direction légèrement différente de celle où on les attendait. L'aberration annuelle est la plus marquée, parce que la vitesse de la Terre sur son orbite est une centaine de fois supérieure à celle d'un point de sa surface par rapport à l'axe des pôles. C'est un astronome anglais, James Bradley (1693-1762), qui découvrit l'aberration de la lumière, en 1727. Cette découverte fut considérée à juste titre, par Bradley lui-même en premier lieu, comme une *preuve* observationnelle du mouvement annuel de la Terre. Mais elle posa en même temps, sur un autre registre, des questions fondamentales quant à la nature de la lumière, ou plutôt quant à la nature du milieu capable de la transmettre ; nous aurons bientôt l'occasion de considérer plus en détail ce milieu hypothétique, nommé « *éther luminifère* ».

Peut-être en est-il certains qui ont éprouvé quelque difficulté à appréhender qu'une pluie tombant verticalement sur le sol puisse prendre une direction oblique pour quelqu'un se déplaçant par rapport au sol. Ceux-là seront rassurés à ce qui suit : même manifeste, il fallut presque deux siècles pour que l'aberration de la lumière fût enfin expliquée de façon convaincante ! C'est la théorie einsteinienne de la Relativité qui apporta cette explication.

Des référentiels en mécanique newtonienne

Reprenons, à la lumière de ce qui précède, la première loi de Newton, alias « Principe d'inertie de Galilée ». Nous l'énoncerons maintenant sous une forme plus précise : « *Il existe au moins un référentiel dans lequel tout corps qui n'est soumis à aucune action ni influence de la part d'autres corps est animé d'un mouvement rectiligne uniforme, ou reste au repos.* »

LE RÉFÉRENTIEL ABSOLU

Lorsqu'on prend connaissance de cet énoncé, la première idée qui vient à l'esprit — elle vint en effet à ceux qui l'avancèrent initialement — est qu'il existe un *référentiel absolu* dans lequel il faut se placer, en dernier ressort, pour formuler et appliquer les postulats de la mécanique (les lois de Newton, en l'occurrence). A l'époque de Newton, le géocentrisme avait vécu. Ce n'est donc pas à la Terre qu'on pouvait envisager d'attacher le référentiel absolu. On le voyait plutôt matérialisé par les *étoiles fixes* : celles-ci seraient *absolument fixes* ; c'est donc par rapport à elles que serait apprécié l'état de repos (absolu) ou de mouvement (absolu) d'un corps quelconque.

Cela présupposait que les étoiles, ainsi privilégiées, fussent bien « fixes », c'est-à-dire immobiles les unes par rapport aux autres. C'est ce qu'il semble, à première vue : l'observation astronomique montre évidemment — il y suffit du candide œil nu — que toutes les étoiles tournent dans le ciel au cours de la nuit ; mais il s'agit là d'un mouvement apparent, simple reflet de celui qu'effectue la Terre autour de l'axe des pôles. Si pourtant l'on y regarde de plus près, ou plutôt si l'on affine les pointages, on met en évidence des déplacements plus subtils : certains affectent de même façon toutes les étoiles — c'est le cas du phénomène d'aberration[9] —, d'autres sont plus spécifiques. Ceci n'empêche pas que l'on puisse faire appel au référentiel des étoiles fixes : d'une part, leurs mouvements éventuels sont peut-être explicables par ailleurs, comme l'est leur aberration ; d'autre part, elles sont myriade. Pourquoi dès lors ne s'en trouverait-il pas certaines — il en suffit d'un tout petit nombre — qui soient *vraiment* fixes ? Peut-être d'ailleurs suffit-il d'*imaginer* qu'elles le sont : les considérations que nous avons développées pour qualifier la définition des référentiels en général peuvent sans doute être transposées ici.

De surcroît, des questions de cette sorte se sont souvent présentées, en des termes très semblables, tout au long de l'histoire de la physique. Et les réponses qu'y ont apportées les développements ultérieurs de l'expérimentation et de la théorie furent tellement dissemblables ! Nous nous contenterons donc, pour le moment, de formuler le problème qui nous occupe de la façon qui nous paraît la plus générale : est-il possible de découvrir, ou d'inventer, le référentiel absolu ?

Cette fois encore, la théorie va nous prendre à contre-pied : nous cherchons le référentiel absolu, dont elle-même a suggéré l'existence ; elle va maintenant nous interdire de le trouver ! Rien d'extérieur, pourtant, pas même un résultat expérimental tant soit peu inattendu, ne va induire cette volte-face apparente ; tous les ingrédients en sont contenus, en germe tout au moins, dans les trois lois de Newton, et dans elles seules. C'est de ce germe, de cette chrysalide cachée, que va prendre son essor l'éclat multicolore de la Relativité, celle de Galilée en premier lieu, mais aussi, plus de deux siècles après, celle d'Einstein.

Mais redescendons, pour le moment, de ces hauteurs grisantes pour examiner, sans idée préconçue ni précipitation, la question visiblement fondamentale du référentiel absolu. Supposons qu'il en existe un : c'est ce que nous pouvons faire de mieux, au point où nous en sommes. Nous imaginerons qu'il existe un point, dans les vastes cieux — une étoile —, qui est *vraiment immobile* et que nous pouvons prendre pour centre, pour origine du repère auquel *tout* sera rapporté ; il y faudrait aussi *trois directions fixes*, qui pourraient être déterminées, à leur tour, par trois autres points immobiles — des étoiles, encore. Nous aurions ainsi — origine, trois directions — lié le référentiel absolu à *quatre étoiles fixes*.

Comment, dès lors, analyser un mouvement si l'on se trouve dans un *autre* référentiel, en mouvement par rapport au référentiel absolu ? On habitera par exemple la Terre — c'est le cas de bon nombre d'entre nous —, dont il est amplement démontré qu'elle n'est pas fixe : des hommes courageux ont même été martyrisés pour en avoir témoigné, gardons-nous de l'oublier.

A cette interrogation, la réponse est simple. On étudie le mouvement dans le référentiel absolu, où les lois de Newton sont par hypothèse applicables ; on traduit ensuite les résultats ainsi obtenus dans le langage du second référentiel. Cette interprétation ne présente pas de difficulté insurmontable ; elle se fonde sur les *formules de changement de référentiel*, que l'on connaît bien, dans le cas général (nous en donnerons sous peu un aperçu). Mais on peut aussi s'essayer à la traduction simultanée : tandis que se développe, sur la grande scène centrale, le discours officiel qui fonde en droit le mouvement, les écouteurs et les écrans des salles latérales le perçoivent et le reconstruisent selon la grammaire et la syntaxe propres à chacune d'elles. Il faut pour cela adapter, en les modifiant, les rectifiant et les complétant, les lois originelles de Newton à chaque référentiel pris à part, en tenant compte de son idiosyncrasie. Les lois de la mécanique ne peuvent évidemment qu'y perdre en simplicité et en généralité, puisqu'elles sont alors contraintes de se plier aux circonstances, détails et bizarreries d'un contexte très particulier.

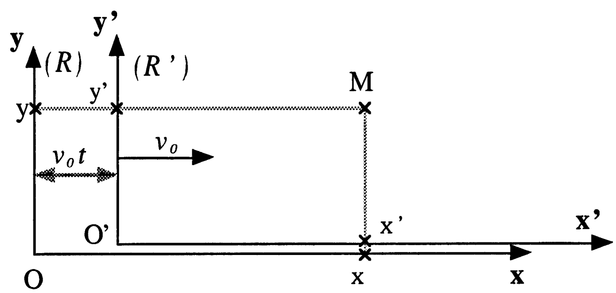
LES RÉFÉRENTIELS D'INERTIE, OU GALILÉENS

Il est pourtant une classe spéciale de référentiels où cette dernière traduction — celle des lois de Newton elles-mêmes — est facile, et son résultat simple : ce sont les référentiels qui sont animés, par rapport au référentiel absolu, d'un *mouvement de translation uniforme*. Nous allons préciser dans un instant ce que recouvre cette expression. Mais voyons tout de suite la conclusion : *les trois lois de Newton sont valables* aussi bien dans le référentiel en mouvement (s'il s'agit bien d'une translation uniforme) que dans le référentiel absolu ! C'est là que s'amorce le contre-pied...

Avant de l'analyser, voici les précisions dues. Dans le cas particulier qui nous occupe, les formules de changement de référentiel constituent ce que l'on appelle « *la transformation de Galilée* ».

Deux référentiels, donc, le premier étant celui que nous avons qualifié d'absolu. Dans chacun d'eux, nous choisissons un repère : trois axes, perpendiculaires deux à deux, qui nous permettent de situer de façon univoque un point quelconque, dans l'espace, par la donnée de ses trois coordonnées sur ces axes.

Nous appellerons, selon la tradition, Ox, Oy et Oz ceux du premier référentiel et $O'x'$, $O'y'$, $O'z'$ ceux du second. Pour simplifier les formules — sans nuire à la généralité de l'argument —, nous allons nous arranger pour que ces deux systèmes d'axes soient, lorsque nous les choisissons, parallèles l'un à l'autre : $O'x'$ parallèle à Ox, $O'y'$ à Oy et $O'z'$ à Oz. On dit alors que l'un de ces référentiels se déplace par rapport à l'autre en un mouvement de « *translation* » si ce parallélisme originel persiste au cours du temps. Ce ne serait évidemment pas le cas si le mouvement relatif comportait une composante de rotation : même parallèles initialement, les deux repères se désolidariseraient, en direction, par la suite. Nous avons aussi appelé « *uniforme* » le mouvement du second référentiel par rapport au premier : nous entendons par là que la *vitesse* à laquelle le second repère se décale par rapport au premier est *constante*, tant en direction qu'en grandeur. La figure que voici schématise un mouvement de translation uniforme du deuxième référentiel par rapport au premier : pour alléger le dessin, nous avons omis les axes *Oz* et *O'z'* (ils sont tous deux perpendiculaires au plan de la figure et dirigés vers nous). Nous avons choisi, pour des raisons analogues, la configuration simple où la vitesse relative, notée v_0, est colinéaire aux axes *Ox* et *O'x'*; ainsi, *O'x'* glisse le long de *Ox*, à vitesse v_0 constante. Imaginez un train roulant à vitesse constante sur une voie rectiligne ; les axes *O'x'*, *O'y'* et *O'z'* pourront être choisis au coin inférieur situé à l'arrière, du côté droit, d'un wagon, ou d'un compartiment. De façon analogue, le repère *Ox, Oy, Oz* peut se placer au coin correspondant d'une gare, fixe sur le sol, elle. C'est une situation de ce genre qui est représentée ci-dessous, réduite à ses éléments essentiels.



Le référentiel R' est en mouvement de translation uniforme, de vitesse v_0, par rapport au référentiel R. Un point M de l'espace a des coordonnées différentes dans les deux référentiels : x dans R, x' dans R'.

Nous avons connaissance, dans ce cas de figure, d'un mobile dont la position est repérée, *à un instant déterminé t*, par les valeurs *x, y, z* de ses trois coordonnées spatiales dans le premier référentiel (absolu). Les coordonnées *x', y', z'* de ce *même mobile*, au *même instant*, mais mesurées cette fois dans le référentiel en mouvement ont pour valeur

$$x' = x - v_0 t\,; \qquad y' = y\,; \qquad z' = z.$$

C'est la *transformation de Galilée*.

Quelques remarques de bon sens. L'humilité biblique des deux dernières égalités provient du choix des repères qui matérialisent, en quelque sorte, les deux référentiels. C'est la première, évidemment, qui renferme toute la physique du changement de référentiel, et voyez comme elle est aisée et limpide ! Notons pourtant qu'y figure le temps *t*, de sorte qu'un objet immobile par rapport au premier référentiel (ses coordonnées x, y et z sont invariables) est en mouvement par rapport au second (x' évolue au cours du temps). Rien de surprenant à cela : pour un voyageur emporté par le train, le chef de gare, planté là, debout sur son quai [10], file à grande vitesse (celle du train, v_0) vers l'arrière (c'est ce qu'indique le signe moins, dans la formule).

ESSAI SUR LE CÔTÉ FERMÉ

Voici maintenant la phase de jeu annoncée, où un contre-pied magistral est exécuté. Nous la projetons au ralenti, pour que chacun puisse apprécier la beauté et l'efficacité du geste.

Le joueur au maillot blanc va introduire le ballon dans la mêlée. Il croit au référentiel absolu, et il pense même l'avoir identifié : c'est celui où évolue son équipe tout de blanc vêtue. Mais comment s'en convaincre, et le prouver aux autres, surtout ? Il fonde son argumentation, qu'il s'applique à développer au grand jour devant l'arbitre de la rencontre, sur la certitude que l'évolution du « quinze » blanc découle des trois lois de Newton, et d'elles seules.

C'est alors qu'entre en action le demi de mêlée adverse, au maillot rouge. La poussée de son paquet d'avants a conquis le ballon. Quand il le ramasse dans les pieds de sa troisième ligne, sa décision est prise en une fraction de seconde : sur le côté fermé, entre la mêlée et la ligne de touche, le couloir est étroit ; sur le côté ouvert, la défense adverse paraît intraitable. Le joueur rouge fait mine de partir du côté ouvert : *il est certain que dans le référentiel absolu, ce sont les lois de Newton qui régissent tous les mouvements ; c'est la définition même du référentiel absolu.* Mais, après une feinte du corps, il s'engouffre de toute sa vitesse dans le couloir côté fermé : *dans mon équipe aussi, la mécanique découle des trois lois de Newton, et d'elles seules ; ce n'est pas pour autant que nous nous prenons pour les champions absolus !...*

Alors ? Où en sommes-nous ?... De même que, dans un match de rugby, se pose un problème de préséance entre deux équipes dont les chances sont *a priori* égales, de même en mécanique nos deux référentiels possèdent *a priori* des atouts équivalents : si les *mêmes lois fondamentales* s'appliquent de la *même façon* dans l'un et dans l'autre, pourquoi le référentiel blanc serait-il absolu et le rouge secondaire ? Pourquoi ne serait-ce pas l'inverse ? Poser ces questions équivaut à déclarer qu'*il n'existe pas* a priori *de référentiel absolu* identifiable comme tel à partir des lois de la mécanique.

Il va nous falloir pourtant nuancer cette affirmation. Explicitons d'abord la mission de la mécanique proprement dite, qui s'accommode aisément d'un référentiel absolu, mais n'en exige nullement l'existence. Elle ne se prête même pas à sa véritable définition, qu'on voudrait claire et sans ambiguïté. A dire le vrai, elle est incapable de le distinguer d'entre une infinité de référentiels possédant tous les mêmes caractéristiques fondamentales — savoir, que les lois de Newton y sont applicables sans altération — et qui se meuvent les uns par rapport aux autres selon des translations uniformes. La société que composent ces référentiels suit sans défaillance les lois de la mécanique et n'éprouve donc nul besoin de distinguer, par élection ou droit divin, l'un de ses membres pour le couronner absolu. Point de référentiel absolu, donc, pour ce qui concerne la mécanique ; mais des « *référentiels d'inertie* », dits aussi « *référentiels galiléens* », dans lesquels l'étude du mouvement procède de principes identiques, savoir les trois lois de Newton.

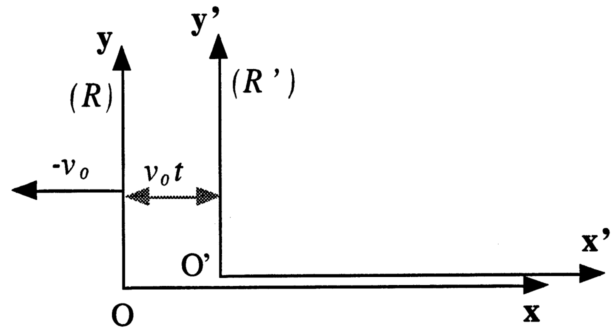
On peut tout de même se poser la question : existe-t-il un référentiel absolu ? La physique a parfois connu des avancées spectaculaires dans des situations de ce genre ; il suffit qu'un individu — pas n'importe qui, cela va de soi — se pose inlassablement la même question, apparemment indifférent aux réponses qui lui sont proposées... Nous avons jusqu'ici expliqué que la mécanique elle-même ne peut pas trancher. Mais il pourrait se faire que des phénomènes extérieurs à la stricte mécanique, sans lui être toutefois contradictoires, établissent la réalité physique d'un référentiel absolu. Nous aurons bientôt l'occasion de revenir sur cet aspect du problème.

LA RELATIVITÉ COMME THÉORÈME

Quoi qu'il en soit, nous adopterons, dans le cadre de la mécanique, un énoncé symétrique du résultat — c'est un véritable théorème — qui nous occupe depuis un moment : *les lois de la mécanique sont les mêmes dans deux référentiels animés l'un par rapport à l'autre d'un mouvement de translation uniforme*[11].

Glosons. La formulation large (« les lois de la mécanique ») se justifie par cette raison que l'ensemble de la mécanique découle des trois lois de Newton posées comme postulats, et que celles-ci gardent même forme et même validité dans les deux référentiels envisagés. On aura remarqué aussi — c'est la principale innovation — que les deux référentiels sont traités sur le même plan : plus de référentiel absolu, et partant plus de référentiel secondaire. Mais faut-il alors reprendre l'ensemble du problème ? Le référentiel qui portait les axes *Ox, Oy, Oz* était *immobile*, et celui qu'accompagnait le repère *O'x', O'y', O'z'* était *en mouvement* ; c'est ce qu'indique sans ambiguïté la figure que nous avons tracée naguère. Oui, mais...

Souvenez-vous du chef de gare : le train se déplaçait sans conteste par rapport à lui, à la vitesse v_0. N'avons-nous pas souligné pourtant que le voyageur du train — ce pourrait être un employé de grade égal, après tout — voyait le chef de gare *en mouvement* par rapport à lui, avec pour vitesse, précisément, l'opposée de v_0 ? Nous pouvons donc dessiner une autre figure dans laquelle le repère primé apparaît comme immobile, et le repère *Ox, Oy, Oz* se déplace par rapport à lui à la vitesse – v_0. L'intéressant, l'incroyable, est que cette figure et la précédente, de même que les énoncés qu'elles sont chargées de concrétiser, sont *toutes deux*, simultanément et sans contradiction ni dispute, des représentations valables d'une *même* réalité mécanique.



Le référentiel R est à son tour en mouvement par rapport à R',
avec la vitesse $-v_0$.

L'énoncé (dit « symétrique ») de ce trait essentiel de la mécanique newtonienne explicite un *théorème,* c'est-à-dire une propriété des postulats de la mécanique, qui découle d'eux sans ajout ni heurt. Comment ! Nous aurions dilapidé tant de temps et d'efforts pour tirer seulement une *conséquence* des lois-postulats ? Eh oui ! C'est cela la physique : lorsqu'on dispose de « bons » postulats, *tout* le reste s'en déduit ; mais dans cette moisson de déductions apparaît maint résultat qui laisse tout le monde pantois, physiciens compris. Ce n'est pas là toutefois, dois-je l'avouer en terminant ce paragraphe, la véritable raison qui m'a fait insister sur cette propriété remarquable des référentiels en mouvement de translation uniforme : c'est aussi parce qu'on la nomme « *relativité* des lois de la mécanique ».

LA RELATIVITÉ EST-ELLE ÉVIDENTE ? ANALYSE D'UN EXEMPLE

Ce résultat pourtant, quoi qu'il puisse y paraître, est tout sauf intuitif. Imaginez qu'on vous pose, ou que vous vous posiez — pourquoi ne seriez-vous pas curieux ? — la question que voici. Dans un couloir de métro, vous vous tenez immobile sur un trottoir roulant qui avance à vitesse constante. Vous tenez dans la main une pièce de monnaie, que vous lancez en l'air, assez haut, pour jongler avec elle ; vous faites cela *exactement* comme vous pourriez le faire si vous étiez debout et immobile dans le couloir que longe le tapis roulant : vous projetez la pièce bien verticalement. Question, donc : va-t-elle retomber dans vos mains, en avant de vous, ou derrière vos épaules ?

Réponse. Le tapis roulant progresse à vitesse constante. Le référentiel qui avance avec lui est animé, par rapport au référentiel lié au couloir, d'un mouvement de translation uniforme. Par conséquent, *les lois de la mécanique sont les mêmes* sur le trottoir roulant que sur le quai. Donc, si vous êtes capable de jongler avec une pièce, debout dans le couloir — vous m'accorderez bien cette hypothèse supplémentaire ? —, vous êtes tout aussi capable de le faire, et *de la même manière*, sur le trottoir roulant.

Il est instructif d'analyser cet exemple plus en détail. Menons en premier lieu cette analyse dans le référentiel matérialisé par le tapis roulant, sur lequel vous vous tenez debout et immobile. A l'instant initial — appelons-le t_0 par commodité —, la pièce est au contact de votre main, qui lui imprime une vitesse verticale ascendante ; plus précisément, convenons que t_0 est l'instant où la piécette quitte votre paume. La seule force s'exerçant sur elle à partir de t_0 est son poids, vertical descendant [12]. On montre sans difficulté que le mouvement de la pièce est alors rectiligne, selon la verticale du point de départ. Attention : sur le trottoir roulant, une verticale est une droite perpendiculaire au tapis, qui est, lui, horizontal [13]. D'abord la pièce monte ; elle atteint un point culminant, d'autant plus élevé qu'était plus grande la vitesse initiale qui lui a été communiquée à l'instant t_0 ; elle retombe ensuite, et sa chute se termine dans votre main, si vous ne l'avez pas bougée.

Voyons maintenant quelle analyse fait, de ce *même* mouvement, un observateur — vous n'avez pas le don d'ubiquité, même pour vous livrer à des exercices de mécanique appliquée ; ce doit donc être quelqu'un d'autre — immobile dans le couloir. Il jongle lui aussi avec une pièce de monnaie, dont le mouvement se décrit, *mutatis mutandis*, de la même manière que le précédent ; rien de bien nouveau. Mais voilà qu'il range sa pièce et qu'il s'intéresse à vous. C'est qu'il est intéressant, en effet, de voir comment il va rendre compte de *votre jonglerie*. Voici sa description, brute de coffrage : « Un voyageur passe devant moi sur le trottoir roulant ; il est animé de la vitesse, horizontale et dirigée de gauche à droite, du tapis lui-même. Il tient dans sa main une piécette qui, étant au repos par rapport à lui, avance elle aussi à la vitesse du tapis. A l'instant t_0, il imprime à la pièce une vitesse radicalement différente : à la vitesse horizontale du tapis, il ajoute une composante verticale. En sorte que, à l'instant t_0, la pièce qui nous intéresse est au contact de sa paume, à deux mètres environ sur ma gauche, et sa vitesse initiale, résultante des deux vitesses de directions perpendiculaires que je viens d'expliciter, est oblique par rapport à l'horizontale comme par rapport à la verticale. On me l'a appris à l'école, en tout cas en terminale : cette pièce, soumise à son seul poids — admirez au passage : la force est *la même* dans les deux référentiels —, mais douée au départ d'une vitesse oblique par rapport à la direction de la force, décrit une parabole qui démarre selon la vitesse initiale. Plus précisément, si j'en crois encore l'enseignement que j'ai reçu — faut-il qu'il ait été efficace ! —, le mouvement de la pièce peut être considéré comme composé de deux mouvements élémentaires. Celui qu'elle exécute selon la verticale est identique à celui qu'effectuait ma propre pièce il y a un instant ; en particulier, elle atteint la même altitude, si sa vitesse initiale verticale est la même. Selon l'horizontale, le mouvement est uniforme (vitesse constante, égale à celle du trottoir roulant).

« Toutefois, en observant les événements qui se succèdent sur le tapis, j'inclinerais à penser que le voyageur qui passe devant moi est un jongleur d'une habileté prodigieuse : la trajectoire parabolique de la pièce qu'il a lancée lorsqu'il se trouvait à deux mètres sur ma gauche se termine précisément dans sa main, à deux mètres sur ma droite ! Voilà bien un fait extraordinaire : sans bouger le petit doigt, il rattrape sa pièce à quatre mètres de l'endroit où il l'a jetée en l'air ! Frappé par cette adresse hors du commun, ou par cette coïncidence incroyable, j'ai repassé mon cours de mécanique, et j'y ai compris que mon voyageur n'avait nul besoin d'être plus adroit que je ne le suis. Dans la direction horizontale, en effet, la vitesse initiale de la pièce est celle du trottoir roulant ; d'autre part, aucune force ne s'exerce dans cette direction, à aucun moment, ni sur la pièce ni sur le voyageur (la seule force à prendre en compte pour la pièce est son poids ; elle est verticale, et n'a par conséquent pas de composante horizontale) ; il en résulte que le mouvement, suivant l'horizontale, de la pièce, même lorsqu'elle n'a plus aucun contact avec le voyageur, reste imperturbablement identique à celui du trottoir, et donc à celui du voyageur lui-même, qui n'a pas bougé de sa place sur le tapis. Pas étonnant dès lors que la pièce parcoure, dans la direction horizontale, exactement la même distance, durant le même temps, que la main qui l'a lancée ! »

Cette dissertation interminable — celle qui viendrait aux lèvres de l'observateur placé dans le référentiel du couloir — contraste singulièrement, par sa longueur mais aussi par la complexité des arguments qu'elle doit fournir, avec l'explication brève que vous — dans le référentiel du trottoir roulant — avez donnée de votre expérience, vécue comme très simple. Pourtant, insistons à nouveau : il s'agit dans les deux cas de la *même évolution du même objet*, votre pièce de monnaie.

Encore une remarque pour exploiter plus avant cet exemple concret (et simple, somme toute...). Elle nous permettra peut-être de mieux comprendre ce que pourrait être un référentiel absolu. Les deux référentiels que nous avons considérés (celui du trottoir roulant et celui du couloir) ne sont, en réalité, *pas vraiment* équivalents. Leur différence était sans importance pour les pièces de monnaie, elle pourrait être essentielle dans d'autres cas. Elle provient de ce qu'ils baignent dans l'air, évidemment ; or l'atmosphère qui emplit les galeries du métro est — sauf courant d'air — au repos dans le référentiel du couloir, alors que le trottoir roulant se déplace par rapport à elle. Si le mouvement du tapis était plus rapide, comme l'est celui d'une automobile ou d'un train, vous percevriez le vent de la course, dû à la circulation de l'air, *d'avant en arrière*, par rapport à votre référentiel ; c'est assez dire qu'il ne s'agit pas là d'une invention sortie du cerveau bouillonnant d'un théoricien irresponsable, mais bien d'un phénomène directement perceptible.

Or si, au lieu de jongler avec une pièce de monnaie (pratiquement insensible à la résistance de l'air), on tente de le faire avec un de ces ballons gonflés que l'on vend dans les foires, on mettra aussitôt en évidence la dissymétrie de nos deux référentiels. L'air est immobile par rapport au trottoir ; dans le référentiel qui lui est lié, la jonglerie verticale avec un ballon de baudruche reste donc possible ; elle se fera toutefois comme au ralenti, car le jouet est freiné dans sa montée comme dans sa descente. Par rapport au tapis roulant, en revanche, l'air est en mouvement d'avant en arrière ; une tentative de jongler verticalement avec un ballon d'enfant sera vouée à l'échec : il sera entraîné par l'air vers l'arrière en même temps qu'il sera ralenti dans ses mouvements verticaux ; concrètement, la grosse balle, si elle est lancée d'aplomb par le voyageur, retombera, mollement, derrière lui. Ainsi, les lois de la mécanique ne sont visiblement plus les mêmes dans les deux référentiels, bien que leur mouvement relatif soit toujours une translation uniforme. Spontanément, il paraît dès lors naturel que le référentiel du couloir soit considéré, en quelque façon, comme plus fondamental que celui du trottoir roulant. Si une situation de ce genre se présentait dans l'Univers, nous aurions là une raison d'identifier le référentiel absolu comme étant celui où l'équivalent cosmique de l'atmosphère des galeries du métro est au repos. Toutefois, ce n'est pas nécessairement aussi simple qu'il y paraît : les différences de température entre l'intérieur du tunnel et l'atmosphère libre, le passage des rames, les ventilateurs qui équipent certaines installations, mettent l'air en mouvement aussi par rapport au référentiel du couloir, ce qui le disqualifie comme référentiel « fondamental » ou « absolu ».

LA RELATIVITÉ COMME PRINCIPE

La Relativité nous est apparue jusqu'ici comme un théorème, aux conséquences parfois surprenantes certes, et inattendues, mais toujours déductibles des lois fondamentales de Newton. Celles-ci régissent pourtant la seule *mécanique*. Nous avons pour cette raison envisagé que le référentiel absolu pût être imposé par d'*autres phénomènes*, connus ou à découvrir.

Galilée, le premier, prit le pari : de tels phénomènes n'existent pas. Il le fit avant même que Newton n'énonçât ses lois. Celles-ci, lorsqu'elles apparurent, avaient pour conséquence un *théorème* de relativité, valable évidemment dans le seul cadre de la mécanique que ces lois régissaient seul. Mais Galilée avait voulu en faire un *principe* très général, débordant tel domaine particulier : *les lois de la physique sont les mêmes dans deux référentiels se mouvant l'un par rapport à l'autre en une translation uniforme.* Soulignons le changement : partis d'un énoncé où l'on prend acte que les lois de la mécanique ont même forme dans deux tels référentiels, nous en avons généralisé la formulation en engageant le présent mais aussi l'avenir de la physique, puisque *toutes ses lois*, pas seulement celles de la mécanique, sont tenues par principe de préserver l'équivalence des référentiels d'inertie.

Mais... comment Galilée a-t-il pu poser le principe de Relativité, alors qu'il ne connaissait pas les lois de Newton (il s'en fallait d'un demi-siècle pour que ce fût possible) ? C'est probablement en renversant cette question qu'on en obtiendra la réponse : Galilée eut le pressentiment, l'intuition, la révélation, le trait de génie (rayer les mentions inutiles) que la physique devait être relativiste ; il vérifia, par quelques expériences bien choisies — celle du bateau [14], par exemple —, certaines conséquences, *a priori* surprenantes, de cette hypothèse ; ces épreuves le confortèrent dans son idée, sans pour autant être suffisantes pour la démontrer véritablement, au sens de la pure logique. La Relativité garda donc son statut de principe — nous dirions aussi volontiers « de postulat » — mais elle sortit évidemment grandie et assurée de ces premières confrontations avec l'expérimentation. Et lorsque vinrent les lois de Newton, beaucoup plus tard, on put constater, en s'émerveillant, qu'elles vérifient le principe galiléen de Relativité.

Il faut bien dire, d'ailleurs, que la physique s'identifiait pratiquement, en ces temps, à la mécanique. Galilée et après lui Newton s'intéressaient certes — leurs écrits le prouvent — à des phénomènes très divers. Il n'en reste pas moins que le problème majeur, qui éclipsait momentanément tous les autres, était alors celui du *mouvement* : mouvement dans les cieux, mouvement sur la Terre, et mouvement — ou immobilité — de la Terre. C'est donc presque exclusivement à la mécanique, théorie du mouvement, que Galilée appliquait son principe de Relativité, bien qu'il fût plus général.

Peut-être nous arrêterons-nous quelques instants pour évaluer la signification et la portée d'un « principe » tel que celui de Relativité. Il n'a pas — pas encore, à la présente étape — le statut de ce que nous avons appelé naguère un « postulat ». Avec Newton, la Relativité est pleinement valable à l'intérieur de la mécanique, promue au rang de véritable théorie autonome et confirmée. Mais le principe de Relativité ne figure pas pour autant parmi les postulats de cette théorie ; il en est une conséquence inéluctable, et doit se satisfaire d'un rôle de second rang. Mais il ne s'en contente pas longtemps : l'efficacité et la simplicité de son énoncé, sa beauté aussi suggèrent d'élargir son champ d'action et le promettent à un sort plus glorieux. C'est alors qu'il devient principe, à proprement parler, plus général et plus audacieux que le simple théorème qu'il était en mécanique newtonienne : *théorème* pour autant qu'il se déduit des postulats de la mécanique, mais *principe* lorsqu'on se propose de lui faire outrepasser les limites de cette théorie. C'est Einstein, plus tard, qui endossera cette proposition audacieuse — *audaces fortuna juvat* — : il fera de la Relativité *le* postulat par excellence, qui se rit des frontières étriquées et mesquines pour atteindre à la griserie de l'Universalité.

CHAPITRE VIII

LES RÉFÉRENTIELS ACCÉLÉRÉS ET LEUR APANAGE : LES PSEUDOFORCES

Nous voici au seuil d'un chapitre qui traite d'un sujet particulièrement captivant : étonnant, voire paradoxal dans certains de ses développements ; important, voire crucial pour la théorie de Newton, dans ses fondements mêmes mais aussi dans les conséquences concrètes qui s'en ensuivirent. Les conclusions pourtant que nous tirerons, certains des arguments même que nous avancerons, nous sont devenus familiers pour nous côtoyer depuis longtemps dans notre vie terrestre ou pour se répéter dans les chroniques, de plus en plus fréquentes, qui nous viennent du cosmos.

Prologue au sonnet

Jusqu'ici, les changements de référentiel que nous avons analysés sont restés bien particuliers : les deux référentiels dont il s'agissait décrivaient l'un par rapport à l'autre un mouvement de translation uniforme ; il nous suffisait dès lors d'une vitesse relative pour caractériser cette transposition de l'un à l'autre. Le principe de Relativité enseigne que les lois de la physique ont même forme dans l'un comme dans l'autre, et que l'autre est galiléen si l'un l'était déjà.

Entreprenons maintenant l'exploration de terres et de routes nouvelles, comme le faisaient les Grands Navigateurs du temps jadis. Nous consignerons soigneusement sur notre cahier de bord les événements étranges mais aussi les événements communs, les surprenants mais aussi les plus banals.

Au seul souci de voyager
Outre une Inde splendide et trouble
— Ce salut soit le messager
Du temps, cap que ta poupe double

Comme sur quelque vergue bas
Plongeante avec la caravelle
Ecumait toujours en ébats
Un oiseau d'annonce nouvelle

Qui criait monotonement
Sans que la barre ne varie
Un inutile gisement
Nuit, désespoir et pierrerie

Par son chant reflété jusqu'au
Sourire du pâle Vasco[1].

MALLARMÉ

Cinématique du changement de référentiel

Le changement de référentiel est initialement un problème *purement cinématique* : il ignore les interactions et les forces pour s'intéresser seulement aux mobiles en tant que tels, à leur mouvement en soi. Etant donné un mobile (ponctuel) dont on connaît la position, la vitesse et l'accélération dans un premier référentiel $\mathscr{R}$, quelle est sa position, sa vitesse et son accélération par rapport à un autre référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$? La difficulté réside, bien sûr, dans cette circonstance que *$\tilde{\mathscr{R}}$ est en mouvement par rapport à $\mathscr{R}$* ; inversement, d'ailleurs : si on le regarde depuis $\tilde{\mathscr{R}}$, on constatera que $\mathscr{R}$ est à son tour en mouvement.

Pour simplifier l'exposé, pour éviter au lecteur cette gymnastique harassante et schizophrène — au repos dans $\mathscr{R}$, donc en mouvement par rapport à $\tilde{\mathscr{R}}$, ou bien au repos dans $\tilde{\mathscr{R}}$, donc en mouvement par rapport à $\mathscr{R}$, ou bien encore en mouvement dans $\mathscr{R}$ et dans $\tilde{\mathscr{R}}$, mais de manière différente —, nous allons systématiquement prendre $\mathscr{R}$ pour référence : $\mathscr{R}$ sera le sage, $\tilde{\mathscr{R}}$ le fantasque. Tenez ! Pour prévenir toute confusion, nous ferons comme si $\mathscr{R}$ était le roi des sages, je veux dire le référentiel *absolu*. Nous savons depuis le chapitre VII que c'est là une chimère, mais pourquoi le physicien ne s'aiderait-il pas de chimères ?

Pour les besoins de l'actuelle cause, donc, $\mathscr{R}$ sera le référentiel absolu dans lequel, par excellence, s'appliqueront les trois lois de Newton, telles quelles, dans toute leur majesté et leur simplicité. Le référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$, quant à lui, sera en mouvement, *a priori* quelconque, par rapport à $\mathscr{R}$. Nous envisagerons ici, tout particulièrement, les circonstances où $\tilde{\mathscr{R}}$ est *accéléré* vis-à-vis de $\mathscr{R}$: accélération — pour un référentiel comme pour un mobile — signifie *changement de la vitesse au cours du temps*, en valeur souvent, mais très fréquemment aussi en direction[2].

La question surgit alors : les lois de Newton peuvent-elles être appliquées dans un référentiel accéléré ? La réponse est non, évidemment non, décidément non : les lois de Newton appartiennent en privilège aux seuls référentiels d'inertie. Nouvelle question, dans ces conditions : peut-on étudier, directement, le mouvement d'un mobile dans un référentiel accéléré, que l'on qualifie par antithèse de « *non-galiléen* » ?

Les raisonnements qui suivent sont fondés sur l'hypothèse, implicite d'Aristote à Newton (jusqu'à ce qu'Einstein la fît voler en éclats), que *le temps est le même* dans les deux référentiels. Autrement dit, et en termes plus généraux, nous postulons l'existence d'un *temps absolu*, s'imposant comme une donnée première à tous les observateurs, quel que soit par ailleurs le référentiel qu'ils ont choisi de privilégier. La seule liberté qui soit laissée est celle de l'origine des temps. Mais elle est déjà là, cette liberté, à l'intérieur d'un seul et même référentiel — sur Terre, par exemple, il n'est pas midi au même moment à New York et à Paris — et elle est sans importance quant à la mesure des intervalles de temps — Hégire ou Jésus, la vie de chaque humain durera autant, ni plus ni moins. Or s'il s'agit de mesurer une vitesse ou une accélération, seuls comptent les intervalles de temps : le Train à Grande Vitesse relie Paris à Lyon (quatre cent soixante kilomètres) en deux heures, quel que soit son instant de départ ; il roule donc, en moyenne, à deux cent trente kilomètres heure.

Composition des vitesses et composition des accélérations

Une mathématique un peu subtile mais sans traquenard conduit aux formules de composition des vitesses, puis des accélérations. Il n'est pas utile que j'en décortique les rouages, mais les résultats nous seront indispensables par la suite. Un peu de patience et d'attention sont donc requises, dont l'intérêt se dévoilera bientôt.

Nous considérons un mobile *a priori* quelconque (quoique ponctuel), et supposons qu'il se déplace, dans $\tilde{\mathscr{R}}$, avec une vitesse que nous noterons V — sans nous préoccuper pour l'instant des causes dynamiques qui l'ont amenée à cette valeur. Vu depuis $\mathscr{R}$, le même mobile, au cours de cette même évolution et au même instant, montre une vitesse v. La loi de composition des vitesses assure que v (dans le référentiel absolu $\mathscr{R}$) est égale à la somme de V (dans le référentiel nomade $\tilde{\mathscr{R}}$) et de v_e, que l'on appelle la *vitesse d'entraînement* :

$$v = V + v_e.$$

La vitesse d'entraînement v_e est, comme son nom l'indique, due au mouvement de $\tilde{\mathscr{R}}$ par rapport à $\mathscr{R}$, mouvement qui « entraîne », d'une certaine façon, le mobile, puisque — dans $\mathscr{R}$ — à V s'ajoute v_e.

Sans faire appel à l'expression mathématique de v_e, qui est en tout état de cause déjà difficile à interpréter par elle-même, je me propose de tenter de vous expliquer ce qu'est la vitesse d'entraînement. Les âmes sensibles, au demeurant, sont engagées à enjamber le paragraphe qui suit pour attaquer directement l'exemple du train.

En premier lieu — voilà qui surprend, n'est-ce pas ? — v_e *dépend de la position* du mobile ; je veux dire par là que, en règle générale, elle change d'un mobile à l'autre qui peuvent « se promener » dans $\mathscr{R}$ et dans $\tilde{\mathscr{R}}$, et plus spécialement de l'endroit où l'un ou l'autre se trouve à l'instant considéré. Nous verrons pourtant des cas particuliers où elle est partout la même ; mais ce n'est pas là généralité. Voici, en une phrase, ce qu'est la vitesse d'entraînement ; qu'on n'aille pas s'effrayer si cet énoncé paraît compliqué ou tarabiscoté à première lecture : quelques exemples simples préciseront ensuite ce que les mots abstraits auront par avance annoncé. La vitesse d'entraînement v_e est la vitesse, *par rapport à* $\mathscr{R}$, du point de $\tilde{\mathscr{R}}$ qui *coïncide* avec le mobile à l'instant considéré. Bien entendu, si le mobile est au repos dans $\tilde{\mathscr{R}}$, sa vitesse V par rapport à $\tilde{\mathscr{R}}$ est nulle, et il coïncide constamment avec le même point de $\tilde{\mathscr{R}}$; dans ce cas, v se réduit à v_e.

Si, par exemple, $\mathscr{R}$ est le référentiel lié au sol et $\tilde{\mathscr{R}}$ le référentiel lié à un train, le conducteur de la locomotive est immobile par rapport au train ($V = 0$) ; sa vitesse v par rapport au sol est celle de la cabine qui l'enferme, et c'est bien une vitesse d'entraînement v_e. Notons que la vitesse de la cabine n'est pas nécessairement la même que celle d'autres points du train : elle l'est si la voie est rectiligne ; mais si le train aborde une courbe, la vitesse de la cabine acquiert une *direction différente* de celle des wagons qui n'ont pas encore quitté la ligne droite.

Avançons d'un cran. Un voyageur circule dans les couloirs. Sa vitesse V par rapport au train ($\tilde{\mathscr{R}}$) a maintenant cessé d'être nulle. A chaque instant, sa vitesse d'entraînement v_e est celle qui anime, par rapport au sol ($\mathscr{R}$), la place, sur le plancher du wagon, qu'il foule à ce moment-là. Tenez ! Changeons légèrement les conditions du problème : imaginons que le voyageur marche sur une plate-forme à ciel ouvert, et qu'il ait neigé. Le point coïncidant que nous cherchons à préciser sera matérialisé, en quelque sorte, par l'empreinte qu'est en train de former le pas du voyageur. La vitesse v du voyageur, par rapport au sol ($\mathscr{R}$), est la somme (vectorielle) de sa vitesse V par rapport à la plate-forme ($\tilde{\mathscr{R}}$) et de la vitesse, par rapport au sol, de l'empreinte qu'il laisse derrière lui. La même métaphore pourrait aussi servir si, $\mathscr{R}$ étant toujours associé au sol, $\tilde{\mathscr{R}}$ était lié à un manège (chevaux de bois) tournant autour de son axe vertical : le plateau du manège pourrait lui aussi se couvrir de neige et recueillir ensuite les empreintes de pas. Cette image a le mérite, au moins, de faire comprendre que — si le voyageur ne reste pas immobile dans $\tilde{\mathscr{R}}$, bien sûr ! — le point coïncidant change à chaque instant : c'est l'empreinte que le pied est *en train* d'apposer sur la couche encore vierge, qui signale le point coïncidant ; les précédentes l'ont signalé à leur heure, mais cette heure est maintenant passée.

Voilà donc la loi de composition des vitesses, qu'ont suivie quelques explications concernant le point coïncidant, à un instant donné, avec le mobile en cause. Aux accélérations, maintenant ! Nous notons A celle du mobile par rapport à $\tilde{\mathscr{R}}$, a celle qui se mesure dans $\mathscr{R}$. La *loi de composition des accélérations* comporte une contribution de plus que celle des vitesses :

$$a = A + a_e + a_c.$$

Le second terme a_e est bien l'accélération, par rapport à $\mathscr{R}$, du point coïncidant — défini comme ci-dessus, mais c'est maintenant son accélération qui nous occupe. Le troisième terme est appelé « *accélération de Coriolis*[3] », ou « *complémentaire* ». (C'est une chance : « complémentaire » et « Coriolis » commencent par la même lettre ; l'indice est donc tout trouvé).

Le pseudo-principe fondamental de la dynamique et les pseudoforces

Souvenons-nous. Nous étions convenus que le référentiel $\mathscr{R}$ serait galiléen — que les trois lois de Newton s'y appliqueraient telles quelles ; nous l'avons même sacré « *absolu* », pour le cas où des interrogations insidieuses et perverses se perdraient dans les bois. Le référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$, en revanche, n'est *pas galiléen* si — ce que nous supposerons — son mouvement par rapport à $\mathscr{R}$ est accéléré.

Comment, dans de telles conditions, doit se comporter un gentleman-physicien ? Il se gardera, comme de la peste, d'appliquer au référentiel accéléré $\tilde{\mathscr{R}}$ le Principe fondamental de la dynamique — centre névralgique des lois de Newton. S'il veut appliquer ce Principe, c'est à $\mathscr{R}$ qu'il le fera, référentiel galiléen « *como Dios manda*[4] ». Il se retirera donc dans ses terres et refusera, *a priori*, d'étudier quelque mouvement que ce soit si ce doit être dans $\tilde{\mathscr{R}}$. Mais il devra en rabattre : malheureusement — ou heureusement, allez donc savoir — nous nous trouvons le plus souvent, sinon systématiquement, immergés dans des référentiels non galiléens (sans chercher plus loin, c'est le cas pour le référentiel lié à la Terre), et il serait néanmoins plus commode d'utiliser ces référentiels : repérer une voiture, un obus ou même une fusée à partir des étoiles fixes — si tant est qu'il en existe — est sans conteste beaucoup plus compliqué que le rapporter à la Terre. Alors ?... Le gentleman-physicien prend la parole : « J'ai choisi un référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$ dont je sais qu'il est en mouvement accéléré par rapport à un référentiel $\mathscr{R}$ dont je pense qu'il est galiléen. Je veux étudier le mouvement, par rapport à $\tilde{\mathscr{R}}$, d'un mobile ponctuel de masse m. J'aimerais, pour cela, savoir calculer son accélération A à partir des forces qui s'exercent sur lui et des données concernant le mouvement (accéléré) de $\tilde{\mathscr{R}}$ par rapport à $\mathscr{R}$. » Le gentleman-physicien va, consciencieux, écrire la Relation fondamentale de la dynamique dans $\mathscr{R}$ et chercher ensuite à en *déduire* les lois, forcément différentes, qui seront éventuellement valables dans $\tilde{\mathscr{R}}$. Une surprise (agréable) l'attend alors, comme nous l'allons expliciter tout à l'heure.

Voici un mobile ponctuel. Il est soumis à un ensemble de forces qui se somment[5] à F. Etant donné qu'elles résultent de l'action d'autres corps, ici non spécifiés mais bien réels malgré tout, les forces et leur somme F sont les mêmes de quelque référentiel qu'on veuille les considérer. Plaçons-nous donc — *como Dios manda* — dans $\mathscr{R}$; la Relation fondamentale de la dynamique s'y lit

$$F = ma :$$

m est la masse du mobile et a son accélération — dans $\mathscr{R}$, cela va sans dire. Nous aimerions bien — le gentleman-physicien nous suit en cela — qu'une relation de même forme fût valable aussi dans $\tilde{\mathscr{R}}$; nous savons qu'elle sera moins simple et lumineuse, mais nous voudrions qu'elle permît de calculer directement l'accélération A du mobile par rapport à $\tilde{\mathscr{R}}$. Qu'à cela ne tienne ! Partant de la relation que nous venons d'écrire, nous y remplaçons a par l'expression qu'en donne la loi de composition des accélérations (voilà pourquoi elle nous était indispensable !) :

$$a = A + a_e + a_c.$$

Le produit $m\,a$ s'obtient évidemment en multipliant par m les deux membres de cette égalité. Nous voyons alors apparaître mA, comme nous le souhaitions. Mais deux termes supplémentaires s'imposent dans le jeu, produits de la masse m par les accélérations d'entraînement et de Coriolis. Pour les amadouer, nous allons nous y prendre de la façon suivante : nous isolons $m\,A$ au second membre de la relation, et amenons $m\,a_e$ et $m\,a_c$ dans le premier, aux côtés de $m\,a$ dont nous savons, par le raisonnement dans $\mathscr{R}$, qu'il est égal à la force F. Ainsi, par des opérations d'algèbre élémentaire, nous aboutissons à :

$$F - m\,a_e - m\,a_c = m\,A.$$

Voilà la surprise annoncée ! La relation valable dans $\tilde{\mathscr{R}}$ a en effet *même forme* que dans $\mathscr{R}$: un premier membre permet d'avoir accès au produit $m\,A$, vu dans $\tilde{\mathscr{R}}$. Mais à la force (réelle) F s'ajoutent ici deux *pseudoforces*, dites évidemment « pseudoforce *d'entraînement* » et « pseudoforce *de Coriolis* ». Soulignons dès maintenant — nous verrons plus clairement de quoi il retourne sur des exemples concrets — que les pseudoforces n'existent, et ne sont à prendre en compte, *que dans les référentiels accélérés*. Répétons que la *vraie force F* est due à la présence et *l'action d'autres corps réels*. Au contraire, les pseudoforces n'ont *pas* pour origine les actions exercées sur le mobile par d'autres objets existant réellement, mais bien *l'inadaptation du référentiel* $\tilde{\mathscr{R}}$ choisi à la Relation fondamentale de la dynamique ; leur présence sert, en quelque sorte, à compenser le caractère non galiléen de $\tilde{\mathscr{R}}$.

Désignons par Φ_e et Φ_c les pseudoforces d'entraînement et de Coriolis :

$$\Phi_e = -\,m\,a_e\,; \qquad\qquad \Phi_c = -\,m\,a_c.$$

Le préfixe « pseudo » est là pour signifier que, bien qu'ayant les mêmes dimensions physiques et le même rôle fonctionnel que les forces véritables (F), *ce ne sont pas de vraies forces :* à preuve qu'elles apparaissent *seulement dans les référentiels non galiléens*. Faut-il encore enfoncer le clou, en résumant ? *Dans un référentiel non galiléen*, la Relation fondamentale de la dynamique garde la *forme habituelle, à condition d'ajouter* au premier membre, à la vraie force F s'exerçant sur le mobile, *les pseudoforces d'entraînement* Φ_e *et de Coriolis* Φ_c. Par commodité, nous appellerons « *pseudo-Principe fondamental de la dynamique* » cette forme modifiée applicable dans les référentiels non galiléens. Soulignons deux points cruciaux :

(i) la définition des pseudoforces comporte un *signe moins*, de sorte que Φ_e s'exerce *en sens inverse* de a_e, et Φ_c en sens inverse de a_c ;

(ii) les pseudoforces sont toujours *proportionnelles à la masse*[6] *m du mobile* considéré.

Pseudoforces dans un train

OÙ L'ON DÉCRIT LA SITUATION

Un voyageur dans un train ; disons, pour préciser, qu'il se tient debout sur la plate-forme où s'ouvrent les portières du wagon, à son extrémité avant. Tout naturellement, le voyageur se repérera par rapport au *référentiel du train,* que nous notons comme ci-dessus $\tilde{\mathscr{R}}$. Le référentiel lié au sol, sur lequel sont posées les voies, sera $\mathscr{R}$; pour ce qui nous intéresse, $\mathscr{R}$ est, à une excellente approximation, galiléen.

Commençons — comme un sportif qui s'échauffe progressivement — par analyser la situation dans laquelle le train roule *à vitesse constante sur une voie rectiligne.* Le mouvement de $\tilde{\mathscr{R}}$ par rapport à $\mathscr{R}$ est dans ce cas une translation uniforme (vitesse constante en valeur et en direction). Par conséquent, $\tilde{\mathscr{R}}$ est alors lui aussi *galiléen*. Le voyageur peut, effectivement, vérifier dans le train le Principe fondamental de la dynamique sous sa forme canonique. Il est soumis à deux forces qui se compensent exactement : son poids, vertical, dirigé de haut en bas (attraction de la Terre) ; la réaction qu'exerce sur ses pieds, de bas en haut, le plancher du wagon (nous supposons que le plancher résiste à la force qu'exerce sur lui le voyageur, par son poids ; sinon, la Société des Chemins de Fer serait gravement en faute). Mais pourquoi, demandez-vous, le plancher ne pousserait-il pas les pieds du voyageur, vers le haut, avec une force supérieure au poids ? Il le pourrait en effet, si un ressort comprimé avait été caché en dessous, par exemple, et qu'on le libérât soudainement. Mais il ne pourrait s'agir alors que d'une traîtrise des constructeurs, voire d'un attentat. Non ! Notre passager est confortablement installé, et ce n'est que pour se dégourdir les jambes qu'il s'est établi provisoirement sur la plate-forme avant de la voiture. La force résultante qu'il subit étant nulle, l'est aussi son accélération, ce qui lui permet de stationner, immobile (par rapport au train), sans avoir à se tenir à aucune poignée ni à s'appuyer sur aucune paroi, en conservant la position verticale qu'adopte pareillement, le plus naturellement du monde, le chef de gare d'une station secondaire regardant passer devant lui le train, depuis le référentiel galiléen $\mathscr{R}$.

Comme nous l'avons déjà expliqué, le voyageur peut aussi jongler avec son trousseau de clefs, exactement comme le fait éventuellement le cheminot resté dans $\mathscr{R}$.

Mais voici que, brutalement, *le train freine*. Le chef de gare, lié à $\mathscr{R}$, n'en a cure. Mais *le passager est tout aussitôt projeté vers l'avant* du train ; il heurte la paroi du wagon qui limite la plate-forme dans cette direction. Que s'est-il passé ? Comment le voyageur d'une part, puis d'autre part l'employé de la Compagnie lié au sol décrivent-ils les phénomènes ? Avant d'expliciter ces analyses, remarquons — on nous croira sans peine — que des phénomènes très analogues, quoique de sens contraire, se manifestent lors du démarrage du train, que nous ne commenterons pas pour éviter des répétitions inutiles.

OÙ ON L'ANALYSE, DANS LE RÉFÉRENTIEL DU TRAIN

Commençons par nous mettre à la place du voyageur, c'est-à-dire choisissons le référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$ du train.

Pendant le freinage, le mouvement du train est accéléré — « décéléré » conviendrait peut-être mieux — en sorte que *$\tilde{\mathscr{R}}$ n'est plus un référentiel galiléen*. Nous choisirons, pour préciser, le cas le plus simple possible. La voie est toujours rectiligne ; le train est toujours en translation par rapport au sol, mais ce n'est plus uniformément : sa vitesse décroît, de sorte que son accélération par rapport à $\mathscr{R}$ n'est plus nulle ; elle est dirigée de l'avant vers l'arrière.

Dans le référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$ du train — non galiléen, avons-nous dit — apparaît une *pseudoforce,* qui s'ajoute, dans le premier membre de la pseudo-Relation fondamentale de la dynamique — appliquée au voyageur, à nouveau — aux vraies forces que nous avons précédemment recensées : poids du personnage, réaction du plancher. Cette pseudoforce d'entraînement — la pseudoforce de Coriolis est ici nulle — est égale au produit de la masse m du quidam par l'accélération d'entraînement a_e. Elle est dirigée — *signe moins !* — de l'arrière du train vers l'avant ; elle rompt brusquement l'équilibre — confortable pour le voyageur puisqu'il lui permettait de rester debout — entre son poids et la réaction du plancher. Plus exactement, les deux vraies forces continuent à se compenser, mais le personnage est sollicité, *dans le référentiel accéléré $\tilde{\mathscr{R}}$*, par la pseudoforce d'entraînement, qui le projette vers l'avant : son accélération A dans $\tilde{\mathscr{R}}$ est de même sens que la pseudoforce, dirigée vers l'avant. Il suffit d'ailleurs d'écrire l'expression du pseudo-Principe fondamental de la dynamique pour trouver que A est tout simplement l'opposée de l'accélération d'entraînement a_e — mesurée, elle, dans $\mathscr{R}$[7]. Etant accéléré par rapport à $\tilde{\mathscr{R}}$, le voyageur s'y met obligatoirement en mouvement : entraîné vers l'avant, il titube et ne peut se ressaisir qu'en se plaquant sur la paroi avant de la plate-forme. Si cette nouvelle position — appuyé sur le mur antérieur du wagon — lui permet de se redresser, c'est qu'une nouvelle (vraie) force y entre en jeu : celle que la cloison avant, verticale, exerce horizontalement sur ses épaules ou sur ses reins. Il faut évidemment, pour que l'immobilité — par rapport à $\tilde{\mathscr{R}}$ — soit recouvrée, que cette nouvelle (*vraie*) force compense exactement la *pseudo*force d'entraînement, ramenant à zéro la somme totale des forces et pseudoforces, et donc l'accélération A.

On voit bien sur cet exemple que la pseudoforce est à la fois *fictive* (non vraie) et bien *réelle* (effectivement agissante). Bien réelle parce que le voyageur est effectivement projeté vers l'avant. Fictive parce que rien ni personne ne l'a tiré ni poussé : la pseudoforce n'a pas pour origine l'action ou l'influence d'un autre objet, mais le simple fait que le référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$ du train cesse tout à coup d'être galiléen. A noter que la « nouvelle force » introduite ci-dessus est *vraie*, quant à elle : elle ne se fait sentir que si l'on s'appuie sur la paroi, mais c'est alors celle-ci, bien matérielle, qui exerce son action.

Une remarque simple mais capitale : *le principe d'inertie n'est plus vérifié dans le train* dès que celui-ci freine (référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$ accéléré) : au tout début, quand le freinage s'amorce, les vraies forces (poids et réaction du plancher) s'équilibrent encore ; pourtant le voyageur ne reste pas au repos et n'est pas non plus en mouvement rectiligne uniforme.

OÙ L'ON REVIENT AU RÉFÉRENTIEL DU SOL

Il est intéressant d'examiner comment le chef de gare, debout sur son quai et raisonnant donc tout naturellement dans le cadre du référentiel $\mathscr{R}$ lié au sol, va décrire les *mêmes phénomènes*. *Attention :* $\mathscr{R}$ étant galiléen, l'employé des chemins de fer n'a *pas droit aux pseudoforces ;* seulement, et exclusivement, aux vraies forces et à la Relation fondamentale de la dynamique.

Avant le freinage, rien d'étrange à signaler. L'observateur ancré sur le sol voit passer devant lui le voyageur, animé du même mouvement rectiligne uniforme que n'importe quel autre point du train. Cela lui paraît tout à fait normal, puisque compatible avec le Principe fondamental de la dynamique : la somme des forces s'exerçant sur le passager (poids et réaction du plancher) est nulle, et donc aussi son accélération — par rapport à $\mathscr{R}$.

Lorsque commence le *freinage*, le chef de gare constate que le train ralentit. Si l'on analysait les forces, on trouverait évidemment que le wagon subit une force horizontale dirigée vers l'arrière et égale à $M a_e$, expression où M désigne la masse totale du wagon, m comprise ; c'est ce qui, tout naturellement, explique a_e et donne éventuellement sa valeur. Mais, à ce moment initial, le voyageur est encore soumis seulement à une force résultante nulle : les forces de freinage s'exercent sur le train, pas sur ses occupants. En conséquence, *il poursuit son mouvement rectiligne uniforme.* Mais voici que, sa vitesse restant inchangée, celle du train avant freinage, il rattrape la paroi avant du wagon, dont la vitesse est en train de décroître.

Lorsque le personnage a été *plaqué sur la paroi avant,* celle-ci exerce sur lui une force (vraie), dirigée vers l'arrière, et qui lui communique la *même accélération* a_e que celle que connaît l'*ensemble du wagon*. Il suffit pour cela que la réaction du mur antérieur soit égale à $m a_e$. Or, souvenez-vous : dans le référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$, la pseudoforce $- m a_e$ devait être compensée par cette même réaction horizontale. La boucle est donc bouclée : la description donnée dans $\mathscr{R}$, à partir du Principe fondamental de la dynamique, c'est-à-dire des seules vraies forces, coïncide, *mutatis mutandis*, avec celle que fournit, dans $\tilde{\mathscr{R}}$, le pseudo-Principe fondamental de la dynamique, où intervient la pseudoforce d'entraînement.

VÉHICULE NÉGOCIANT UN VIRAGE : PSEUDOFORCE CENTRIFUGE

Remontons dans notre train et supposons que, sans changer la valeur de sa vitesse le long des rails — qui matérialisent sa trajectoire dans $\mathscr{R}$ —, il s'engage maintenant dans une courbe. Notre voyageur[8] est alors irrésistiblement entraîné vers l'extérieur du virage. On pourrait reprendre à cet égard, en les transposant, les raisonnements qui ont été détaillés ci-dessus. Dans $\mathscr{R}$, lié au sol, le mouvement du train est accéléré : pour que la *direction* de sa vitesse change, ce qu'elle fait dans le tournant (même si le nombre de kilomètres par heure reste le même), il y faut une *accélération*, perpendiculaire aux rails et centripète — dirigée vers le centre de l'arc de cercle que parcourt le train. La force nécessaire à produire cette accélération s'exerce *sur le train, pas sur ses occupants.* Ceux-ci, et parmi eux la malheureuse victime expiatoire dont nous scrutons les réactions, continuent leur mouvement rectiligne uniforme[9] qui les conduit droit à la paroi latérale du wagon, celle qui négocie l'extérieur du virage. Lorsqu'il pourra enfin s'y appuyer, notre cobaye en recevra une vraie force, juste celle qui est nécessaire à lui communiquer la même accélération, centripète, qu'a l'ensemble du train, pour qu'il puisse « suivre la musique ». Dans le référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$ du train, maintenant, intervient une *pseudoforce* *centrifuge* (« fuge » à cause du *signe moins*, encore une fois !). Dans le train, donc, notre ami le voyageur est poussé vers l'extérieur du virage, ce qui lui donne une accélération A et le met donc en mouvement dans le sens de la pseudoforce (il était initialement immobile, dans $\tilde{\mathscr{R}}$). Répétons, peut-être, qu'il ressent parfaitement cette pseudoforce mais que pourtant elle n'a aucune origine matérielle : ce n'est *pas* quelqu'un de ses co-voyageurs qui l'a bousculé, ni les tôles du wagon qui l'attirent ou le repoussent. Ce mouvement, relatif à $\tilde{\mathscr{R}}$, ne peut cesser que lorsqu'une autre force, vraie celle-là, vient contrebalancer la pseudoforce centrifuge ; cette nouvelle force s'exerce au contact de la paroi, et elle tend à ramener la pauvre marionnette dans le « droit chemin » du train qui, nous le savons, est en réalité courbe par rapport au « plancher des vaches » (celles qui regardent passer le train).

Impesanteur dans un satellite artificiel

Autour de la Terre, sur une orbite que nous supposerons circulaire pour simplifier, tourne, inlassable, un satellite artificiel, peut-être habité, si cela facilite notre compréhension ou fouette notre intérêt. Penchons-nous plus précisément sur un objet de masse m situé dans ce satellite, ou d'ailleurs dans son environnement immédiat. Cet objet est soumis à l'attraction de la Terre [10], centripète : la force qui la représente est dirigée selon la ligne droite qui joint l'objet au centre de la Terre, dans ce sens.

Plaçons-nous d'abord dans le référentiel dit « *géocentrique* » : il est lié — comme son nom l'indique — au centre de la Terre, *mais* les axes de référence qui le caractérisent ne la suivent pas dans la rotation qu'elle effectue sur elle-même (telle une toupie) ; admettons que les directions des axes du référentiel géocentrique sont données par des étoiles fixes. Nous traiterons ici ce référentiel comme *galiléen* [11]. L'accélération de l'objet est, comme la force, centripète ; elle se contente de modifier constamment la *direction* de la vitesse, sans en changer la valeur : on montre qu'un mobile soumis à une seule force, centrale comme celle-ci, décrit un *mouvement circulaire uniforme* ; sa vitesse v — tangente à la trajectoire circulaire, en chacun de ses points — est liée au rayon R_s de cette trajectoire par la relation

$$F_{\text{centr}} = m\frac{v^2}{R_s}$$

(nous avons noté F_{centr} la force (centripète) et m la masse de l'objet). Mais la seule force en jeu ici est l'attraction de la Terre ; or elle se trouve être, elle aussi, proportionnelle à la masse m de l'objet (et à celle M de la Terre) :

$$F_{\text{centr}} = G\frac{Mm}{R_s^2}.$$

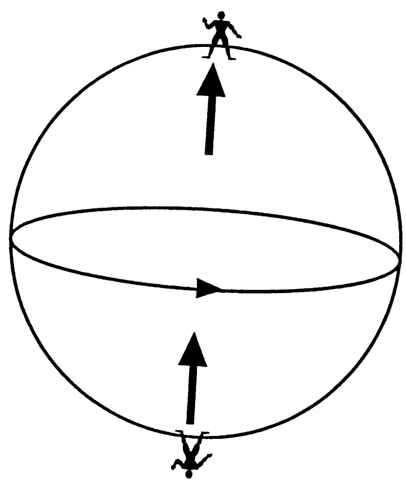
En combinant ces deux égalités, on trouve sans difficulté que la vitesse v de l'objet est *indépendante de sa masse* [12] ; elle ne dépend que du rayon R_s de la trajectoire — hormis, bien sûr, les caractéristiques de la Terre (M) et de la gravitation (G). Cette circonstance remarquable, que nous avons déjà rencontrée à propos de la pesanteur [13], a ici aussi de remarquables conséquences : toutes choses qui ont été satellisées ensemble, depuis la plus petite goutte d'eau jusqu'au vaisseau spatial lui-même, en passant par les humains qui éventuellement l'habitent, *toutes*, dis-je, exécutent un vol scrupuleusement groupé, se suivant — ou se précédant — à la *même vitesse*, sur la *même orbite* (quasiment) de rayon R_s. Aucune ne s'éloigne ni ne s'approche d'une autre, sauf si les spationautes les déplacent volontairement. En particulier, rien ne tombe vers le plancher du vaisseau : tout « flotte », comme le fait le vaisseau lui-même dans son ensemble. Si vous vous posez cette question, sachez que la masse du satellite (quelques tonnes) est beaucoup trop faible pour que l'attraction gravitationnelle qu'elle exerce sur les corps avoisinants soit appréciable ; la Lune, en revanche, beaucoup plus massive (cent fois moins que la Terre, mais quand même !), donne lieu à une véritable pesanteur (environ six fois moindre que celle de la Terre), mais le vaisseau est si loin d'elle !

Revenons au satellite artificiel. On peut lui attacher un référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$; il ne sera *pas galiléen*, puisque accéléré par rapport à $\mathscr{R}$ (géocentrique). *Dans ce référentiel* $\tilde{\mathscr{R}}$, le mouvement du vaisseau lui-même, comme celui de chacun des objets qu'il contient ou comporte, se décrit ainsi : *l'attraction de la Terre* (vraie force) *est exactement compensée par la pseudoforce centrifuge* d'entraînement. Ainsi, l'accélération A d'un objet *quelconque* est, dans le reférentiel $\tilde{\mathscr{R}}$ du satellite, *nulle*, de sorte que tout y est au repos ou bien en mouvement rectiligne uniforme : un verre abandonné sans vitesse initiale reste où il est, en l'air ; si on lui en communique une en voulant par exemple l'écarter, il persiste avec cette vitesse, en grandeur et direction, jusqu'à ce qu'il rencontre une paroi, où il peut s'écraser ou rebondir, c'est selon. En tout cas, les gouttes et gouttelettes qui se forment à l'occasion de cette collision ne retombent pas dans le verre — s'il est resté intact — ni d'ailleurs en dehors : elles demeurent en place, ou se meuvent rectilignement à leur tour.

Pseudoforces de Coriolis sur la Terre

L'accélération de Coriolis ne se fait sentir que si le référentiel $\tilde{\mathscr{R}}$ est en *rotation* par rapport à $\mathscr{R}$; il y faut aussi que la vitesse V du mobile par rapport au référentiel tournant $\tilde{\mathscr{R}}$ ne soit pas nulle, c'est-à-dire que ledit mobile soit *en mouvement* aussi *par rapport à* $\tilde{\mathscr{R}}$. Si ces deux conditions sont réunies, alors l'accélération de Coriolis a_c est de direction *perpendiculaire* à V ; elle est de même façon perpendiculaire à l'axe autour duquel tourne $\tilde{\mathscr{R}}$ par rapport à $\mathscr{R}$.

Or la Terre pivote sur elle-même, autour de l'axe qui joint ses pôles et qui la traverse de part en part comme une broche (comme une broche, cet axe a une pointe, au nord ; voir ci-dessous) : le *référentiel terrestre* — celui qui est solidairement attaché à la Terre — n'est donc *pas galiléen*, puisqu'il effectue une rotation — un tour par vingt-quatre heures — dans le référentiel géocentrique dont nous parlions il y a peu. On peut donc s'attendre que tout corps, à condition qu'il se déplace vraiment par rapport à elle, soit soumis sur Terre à une *pseudoforce de Coriolis*. Tout est bien sûr, comme toujours en physique, question d'ordre de grandeur ; la pseudoforce est évidemment d'autant plus importante que la vitesse V du mobile par rapport à la Terre est plus grande.



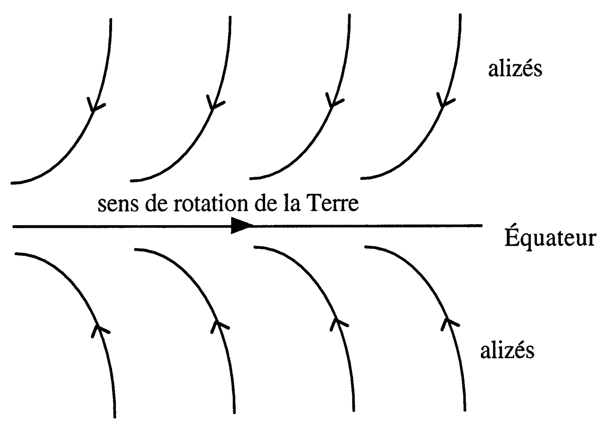
Au pôle Nord, l'axe de rotation de la Terre est dirigé de bas en haut ; il va de haut en bas au pôle Sud.

Il est un aspect qui peut surprendre, au prime abord : dans l'*hémisphère Nord*, la pseudoforce de Coriolis est *toujours dirigée vers la droite*, pour quelqu'un qui regarde fuir le mobile ; le surprenant, peut-être, c'est qu'elle est, dans l'*hémisphère Sud, toujours dirigée vers la gauche*. Comment cela est-il possible ? demandez-vous. Je pourrais me retrancher derrière l'expression mathématique de l'accélération a_c ; mais je pense que vous serez sensible à l'argument suivant : un bonhomme qui se tiendrait debout au pôle Nord « verrait » l'axe de rotation de la Terre — la broche de tout à l'heure — lui entrer par les pieds et lui sortir par la tête ; un autre bonhomme, situé quant à lui symétriquement, au pôle Sud, « verrait » ce *même* axe-broche lui entrer par la tête et le quitter par les pieds pour pénétrer dans le globe ; le mouvement giratoire de la Terre fait exécuter des pirouettes continuelles à ces bonshommes : celui du grand Nord pivote de sa droite vers sa gauche, celui du grand Sud de sa gauche vers sa droite, tout au contraire.

Des exemples ? En voici [14].

LES ALIZÉS

Pour des raisons météorologiques faciles à comprendre dans leur principe — l'air chaud de l'équateur s'élève au-dessus de l'air plus froid, par simple convection due à la différence de densité —, la pression atmosphérique est, de façon quasiment continuelle, plus élevée sous les tropiques qu'à l'équateur. Il s'en ensuit des vents réguliers et doux (vingt kilomètres par heure en moyenne), bien connus des navigateurs depuis Christophe Colomb, soufflant des trentièmes parallèles, vers le sud depuis le trentième nord, vers le



Comment s'inclinent les vents alizés au voisinage de l'équateur.

nord depuis le trentième Sud. Le déplacement d'air auquel ils donnent lieu est sujet à l'influence de la pseudoforce de Coriolis, qui les courbe : vers leur droite dans l'hémisphère septentrional, vers leur gauche dans l'hémisphère austral. D'où le schéma ci-joint.

LES GRANDS COURANTS MARINS

Il est fort surprenant que Montréal (Canada), dont les hivers sont mondialement réputés pour leur rigueur, se situe pratiquement sur le quarante-cinquième parallèle, qui passe aussi tout près de Bordeaux, au climat pourtant beaucoup plus doux. Cette différence marquée, étonnante, est due encore, en fin de compte, à la pseudoforce de Coriolis.

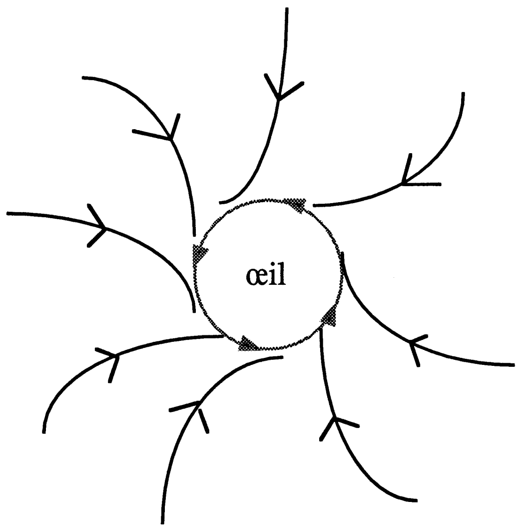
L'Atlantique Nord est le siège de deux grands courants marins. L'un provient de la mer du Labrador — entre les côtes septentrionales du Canada et le Groenland, non loin du cercle polaire — et il charrie en direction du sud des eaux froides (trois ou quatre degrés à peine). L'autre prend naissance dans le golfe du Mexique, aux alentours du tropique du Cancer ; il s'engouffre entre Miami et Cuba puis longe la côte est de la Floride, en direction du nord-est ; ses eaux sont chaudes (vingt à vingt-cinq degrés). Le Courant du Golfe (Gulf Stream) est dévié par Coriolis vers sa droite et vient gentiment caresser nos côtes européennes de l'Atlantique, où il maintient un climat tempéré agréable. Le Courant du Labrador subit un effet du même genre ; mais, comme il s'écoule de haut en bas — sur la carte —, sa droite est dirigée vers l'ouest, de sorte que Coriolis le plaque, lui et ses eaux glaciales, sur les côtes américaines.

LES CYCLONES TROPICAUX

En tal época del año, el Ciclón — designado así, en singular, porque nunca se producía sino uno que fuese asolador — era algo esperado por todos los habitantes de la urbe. [...] Fue poco después de la medianoche cuando entró el grueso del huracán en la ciudad. Sonó un bramido inmenso, arrastrando derrumbes y fragores. Rodaban cosas por las calles. Volaban otras por encima de los campanarios [...]. Las puertas todas eran golpeadas por inimaginables aldabas.

(Vers cette époque de l'année, le Cyclone — ainsi désigné, au singulier, parce qu'il ne s'en produisait jamais qu'un seul qui fût dévastateur — était chose attendue par tous les habitants de la cité. [...]. Ce fut peu après la minuit qu'entra dans la ville le gros de l'ouragan. Un immense mugissement retentit, traînant derrière lui des écroulements et des fracas. Il roulait des choses par les rues. D'autres volaient au-dessus des clochers [...]. Les portes, toutes, étaient frappées

Tiritaban las ventanas entre embate y embate[15]... CARPENTIER	par d'inimaginables heurtoirs. Les fenêtres grelottaient sous les assauts redoublés...)



Les vents tourbillonnent autour de l'œil d'un cyclone.

Il se creuse parfois, dans l'atmosphère des régions tropicales, un profond puits de pression, sur une aire d'une centaine de kilomètres de rayon à peine. L'air avoisinant se précipite vers cette zone dépressionnaire — pour tenter de la combler —, ce qui donne lieu à des vents de vitesse considérable (deux à trois cents kilomètres par heure). Mais Coriolis veille. Lancées initialement vers l'œil du cyclone selon le trajet le plus court, ces masses d'air manquent leur but, courbées qu'elles sont vers leur droite (dans l'hémisphère Nord), comme le suggère la figure. Elles se mettent alors à tourbillonner furieusement autour de l'œil, sans parvenir à le colmater par les pressions plus fortes qu'elles apportent. C'est ce mécanisme de frustration continuelle qui entretient la tornade. L'intervention de Coriolis est attestée par le fait, ne souffrant *aucune exception*, que l'ouragan tournoie en sens inverse des aiguilles d'une montre, ou bien dans leur sens, suivant qu'il habite l'un (Nord) ou l'autre (Sud) hémisphère. Je répète la question que j'entends bruire dans l'assistance : que se passe-t-il donc sous l'équateur ? La réponse est : rien ; il n'y a pas d'exemple de cyclone étant né dans cette région ou l'ayant traversée (la limite est à peu près de cinq degrés de latitude de part et d'autre).

Mais sous nos latitudes, aussi, se déroulent couramment sous nos yeux en automne, inoffensifs et émouvants de la saison et de sa nostalgie, des minicyclones : ils emportent les feuilles mortes, qui jonchent le sol, en de légers et subtils ballets giratoires et mutins, brusquement lancés et soudain arrêtés, animant de façon éphémère, comme dans *Le Bal des vampires* [16], les fantômes ombreux de ce qui fut la parure estivale des arbres. Là, Coriolis se fait tendre, délicat et fugitif.

BERGES DES FLEUVES

L'eau qui s'écoule dans un fleuve est poussée, dans l'hémisphère Nord, vers sa rive droite, qui en a été, à la longue, entamée, alors que l'autre, la gauche, a recueilli les alluvions en dépôt. Il n'est pas rare que l'on voie s'élever la berge droite en escarpement marqué, et faire face, sur l'autre berge, à une plaine montant en pente douce [17]. C'est ce que l'on observe par exemple au petit village de Beynac, sur la Dordogne (non loin de Sarlat) ; la différence entre les deux rives est saisissante de contraste — et de beauté — : à droite, les maisons s'accrochent à une falaise que surmonte un château médiéval impressionnant ; à gauche, des prés et des peupleraies doux et avenants. Lorsque, au XIIe siècle, Aliénor d'Aquitaine fut répudiée par le roi de France Louis VII, elle épousa aussitôt Henri Plantagenêt, qui allait devenir roi d'Angleterre sous le nom d'Henri II. L'Anglais s'empara alors du duché d'Aquitaine, dot d'Aliénor, que Louis VII fut contraint de restituer. La frontière longeait en ces temps les contours de la Dordogne ; Beynac profita alors de l'avantage militaire que lui avait offert Coriolis — par anticipation — pour défendre efficacement cette limite fluviale contre les menées ennemies et aussi, accessoirement, pour prélever un péage sur les bateaux qui naviguaient dans ses eaux.

Mais dans l'hémisphère austral, à l'inverse, on doit observer que les rives *gauches* des fleuves sont escarpées et les droites en faible pente. Je m'en suis enquis auprès d'un jeune collègue argentin, originaire — cela tombait bien ! — de la province de *Entre Ríos* (Entre Fleuves), et plus précisément de la ville de Paraná, portant le même nom qu'un grand fleuve — qui la baigne, évidemment. Il m'a assuré que, dans sa ville natale, la berge est du fleuve Paraná, qui coule du nord au sud, est effectivement bordée d'à-pic, alors que la berge Ouest est lisse et plane.

LÉON FOUCAULT, DU DAGUERRÉOTYPE AU PENDULE

Dans les années 1840, deux tout jeunes gens — à peine majeurs, l'un et l'autre — se rencontrèrent par hasard, ou plutôt non : ils étaient réunis par leur passion commune pour les daguerréotypes, qui venaient d'être inventés (1838)[18]. Chacun d'eux avait apporté un perfectionnement significatif à cette technique d'avant-garde. Ils devinrent amis, et l'avenir leur en paraissait moins menaçant, moins difficile. Ils firent des projets (scientifiques), concernant notamment la mesure de la vitesse de la lumière. L'un d'eux proposa pour cela la maison de son père, à Suresnes (faubourg parisien) : on y avait vue directe sur Montmartre, dont quelque fenêtre pourrait faire office de miroir. Leur collaboration fut d'emblée féconde : l'année de leurs vingt-six ans (1845), à l'un comme à l'autre, ils purent obtenir et exhiber les *premières images photographiques du Soleil*. Ils avaient nom Armand Fizeau et Léon Foucault.

Deux ans après malheureusement, pour des raisons qui n'ont pu être élucidées — « Cherchez la femme[19] » —, Fizeau et Foucault se querellèrent, intensément et irrévocablement, et se séparèrent à jamais.

Foucault s'en retourna, seul désormais, aux daguerréotypes qu'ils avaient rêvé de réaliser ensemble, lorsqu'ils conjuguaient leurs efforts. Pour étendre aux étoiles, beaucoup moins lumineuses, la technique qu'ils avaient mise au point pour le Soleil, il faudrait augmenter considérablement les temps de pose. Mais surgit aussitôt une difficulté de taille. Imaginons que l'on pointe une lunette sur une étoile dont on veut capter l'image photographique. Le ciel nocturne tourne, au fur et à mesure que la nuit s'avance, autour de l'étoile polaire — à moins que ce ne soit la Terre qui tourne autour de l'axe des pôles. Le résultat est le même : l'astre ne tarde pas à s'échapper du champ du télescope, et la plaque sensible du daguerréotype a été longuement exposée en pure perte. Il faut que la lunette suive l'étoile visée dans sa rotation apparente. Christiaan Huygens[20], au XVII^e siècle déjà, avait senti le besoin d'accompagner les astres avec la lunette, pour les observer à loisir. Il avait même esquissé une solution, fondée sur une horloge à pendule (conique) ; mais il n'était pas parvenu à mettre au point concrètement l'appareil qu'il avait conçu.

Foucault reprit le projet pour ses daguerréotypes. Il fut ainsi amené à étudier de près horloges et pendules. Au cours de ses manipulations variées, son attention fut attirée par le comportement inattendu de certains organes : telle tige d'acier, par exemple — destinée à soutenir le poids d'un pendule — vibrait aisément lorsque l'une de ses extrémités était serrée dans un mandrin ; mais, curieusement, elle maintenait son plan de vibration lorsqu'on tournait le mandrin à la main. Il pensa alors qu'il pourrait en être de même pour un pendule dont une extrémité serait solidaire de la Terre : le plan dans lequel oscillerait ce pendule resterait immuable (par rapport aux étoiles) pendant que la Terre tournerait sous lui ; comme nous avons tous les deux pieds sur terre, nous observerions un mouvement de rotation du plan d'oscillation du pendule, tout comme nous voyons les étoiles tourner sur la sphère céleste alors que c'est la Terre qui pivote, en sens inverse.

Léon Foucault monta alors, dans sa cave de la rue d'Assas, un pendule formé par une boule métallique de cinq kilogrammes suspendue à la voûte par un fil d'acier long de deux mètres ; il fallait évidemment s'assurer avec soin que la fixation permettait une oscillation également facile dans toutes les directions. Il écarta alors le pendule de sa position verticale et attacha la boule à l'un des murs, à l'aide d'une corde. Il attendit longtemps, pour s'assurer que l'ensemble était bien immobile dans la cave. Puis il escamota la corde en la brûlant : nouvelle précaution pour que le pendule fût sollicité par la seule force de pesanteur, et ne fût pas entraîné latéralement par un départ biaisé. Il était deux heures du matin, ce mercredi 8 janvier 1851. Foucault put effectivement observer que le plan d'oscillation du pendule ne restait pas fixe dans la cave : il tournait « dans le sens du mouvement diurne de la sphère céleste ». Quelle émotion sans doute ! Quelle joie aussi ! L'expérience fut reprise à plus grande échelle, à l'Observatoire de Paris, et enfin — couronnement spectaculaire et gloire solennelle — sous le grand dôme du Panthéon,

Cette couronne de colonnes
Que le soleil levant redore tous les jours[21] *! :*

HUGO

un câble de soixante-sept mètres, une boule de vingt-huit kilogrammes !

L'expérience n'eût été parfaite qu'au Pôle, seul et unique lieu où le point de suspension se trouve sur le prolongement de l'axe de rotation de la terre, et où le Pendule réaliserait son cycle apparent en vingt-quatre heures. Mais ce n'était pas cette déviation hors de la Loi, que d'ailleurs la Loi prévoyait, ce n'était pas cette violation d'une mesure d'or qui rendait moins admirable le prodige[22]. »

ECO

C'est, ici aussi — plus techniquement —, la pseudoforce de Coriolis qui brouille le parcours, dans le référentiel non galiléen lié à la Terre. Imaginons le pendule partant, comme celui de Foucault dans sa cave, d'un point où son écart est maximal — par rapport à la position, verticale, qu'il adopterait si on lui en laissait le loisir.

La corde brûlée — tels les vaisseaux de Hernán Cortés dans la baie de Vera Cruz —, la boule du pendule se précipite vers cette position de repos dont elle a été frustrée. Mais Coriolis l'attrape au vol et la dévie vers la droite de sa descente, puis toujours dans le même sens lors de sa remontée — car elle dépasse son but, pour s'être trop empressée de s'y diriger. Lorsqu'elle rebrousse chemin pour descendre puis remonter à nouveau, dans l'autre sens maintenant, elle est encore et toujours déportée sur la droite de son mouvement, de sorte qu'elle ne revient pas à son point de départ. Sa trajectoire n'est donc pas véritablement un arc de cercle dont le plan tournerait peu à peu, mais une courbe plus compliquée.

Dans le VI^e^ arrondissement de Paris, là où la rue d'Assas — en son numéro 28 — croise la rue de Vaugirard, le promeneur averti peut lire l'inscription commémorative que voici, gravée dans la pierre[23] :

« Ici s'élevait un hôtel où mourut, le 11 février 1868, Jean Bernard Léon Foucault, membre de l'Institut, né à Paris le 19 septembre 1819.

« C'est dans cet hôtel qu'il réalisa en 1851 la célèbre expérience qui démontre la rotation de la Terre par l'observation du pendule. »

CHAPITRE IX

RECHERCHE RÉFÉRENTIEL GALILÉEN, DÉSESPÉRÉMENT [1]

Je ne veulx point fouiller au sein de la nature,
Je ne veulx point chercher l'esprit de l'univers,
Je ne veulx point sonder les abysmes couvers,
Ny desseigner du ciel la belle architecture [2].

DU BELLAY

Dans le précédent chapitre — sans doute l'avez-vous remarqué —, nous avons traité le référentiel terrestre de façon fort cavalière : galiléen dans l'exemple du train [3], il s'est montré non galiléen lorsque Foucault y a fait osciller son pendule. A quoi donc s'en tenir ?

Galiléen, ou non-galiléen ?

La réponse, à strictement parler, est simple dans son principe : tout référentiel où se manifestent des *pseudoforces* est à coup sûr *non galiléen.* On se demandera peut-être comment se fait le départ entre vraies forces et pseudoforces. Il se peut que je l'aie déjà dit cent fois, mais, si on aime à l'entendre, voici venir la cent unième fois. Les forces véritables sont dues aux actions des objets les uns sur les autres, reconnues comme telles et répertoriées, ou bien encore à découvrir : par exemple les forces gravitationnelles, par exemple les forces électriques par lesquelles s'attirent ou se repoussent les charges électriques, par exemple les forces de contact et de frottement... « Et tout le reste est littérature [4] », ou bien plutôt pseudoforces. Force ou pseudoforce, la pesanteur ? *Force*, due à l'attraction de la Terre. Force ou pseudoforce, celle qui fait pivoter lentement le plan d'oscillation du pendule ? *Pseudoforce*, car aucune action réelle et concrète, proche ou lointaine, ne s'exerce sur la boule, qui pourrait la dévier de son chemin primitivement entrepris.

Le référentiel terrestre

Si, au référentiel lié à la Terre, nous appliquons de façon stricte le critère que nous venons d'énoncer, nous conclurons aussitôt : « Non récupérable [5] ». Les effets que nous avons décrits — cyclones ou tourbillons de feuilles mortes — attestent que le référentiel terrestre n'est *pas galiléen*.

Et pourtant... Dans de nombreuses situations, les contrecoups des pseudoforces dues au mouvement de la Terre restent *négligeables*. Le référentiel terrestre peut dans de tels cas être traité, à une bonne *approximation*, comme s'il était galiléen — ce qu'il n'est pas à proprement parler, puisque des pseudoforces s'y manifestent indubitablement, fussent-elles faibles dans les conditions les plus usuelles. Ces questions, qui paraissent à l'abord délicates, voire inextricables, par le nombre des effets à prendre en compte *a priori*, se règlent en physique par des évaluations d'*ordres de grandeur*. Pour concrétiser cette affirmation générale, précisons-la numériquement en ce qui concerne le référentiel terrestre.

Un objet posé à la surface de la Terre — ou situé dans ses environs — ressent une *pseudoforce centrifuge* qui lui communique une accélération [6] — par rapport à la Terre — d'environ trois centimètres par seconde au carré [7]. L'accélération associée à la *pseudoforce de Coriolis* qui s'exerce sur un mobile se déplaçant à cent kilomètres par heure vaut dix fois moins : 0,4 cm/s^2. Tout le monde s'accordera pour dire que voilà de bien petits nombres. Sans doute, mais « petit » ne signifie rien en soi : il s'agit de savoir *à quoi comparer* ces valeurs, pour juger de leur importance ou de leur insignifiance ; il s'agit de savoir ce qui, dans le problème envisagé, fixe les canons du grand et du petit, pour ces grandeurs particulières que l'on examine — les accélérations, en l'occurrence. Quelles sont donc les accélérations remarquées, caractéristiques, sur Terre ? A tout seigneur tout honneur : c'est l'accélération de la pesanteur qui vient tout d'abord à l'esprit. Elle procède d'une vraie force (attraction de la Terre) ; elle équivaut à dix mètres par seconde au carré [8]. Et alors, effectivement, trois centimètres par seconde au carré et *a fortiori* 0,4 cm/s^2 sont négligeables devant ces dix *mètres* par seconde au carré. Mais voyons autre chose, pour savoir dans quel domaine nos conclusions sont valables. Calculons par exemple l'accélération que développe le moteur d'une automobile qui atteint cent kilomètres par heure, départ arrêté, en une minute : si l'on songe à une entrée sur l'autoroute à partir d'une bretelle d'accès, ce sont des chiffres de cet ordre qui viennent à l'esprit. L'accélération (taux temporel d'accroissement de la vitesse) égale la variation de vitesse divisée par l'intervalle de temps qui l'a accompagnée. Ici, cent kilomètres par heure — la vitesse initiale a été supposée nulle — divisés par une minute, sauf qu'il faut évidemment choisir une seule et même unité de temps. Un calcul numérique très simple[9] fournit 0,5 m/s^2, dix à vingt fois plus, à nouveau, que l'accélération centrifuge — et encore n'avons-nous pas pris les nombres qui conviendraient pour une voiture de course !

Les référentiels héliocentrique et géocentrique

On nomme « *héliocentrique* » un référentiel — on le dit aussi « *de Copernic* » — dont l'origine est fixée au centre du Soleil et dont les axes sont définis, en direction, par des étoiles fixes — à supposer qu'il en existe. Bien qu'on ait des raisons de penser (voir ci-dessous) qu'il n'est pas rigoureusement galiléen, ce référentiel l'est en pratique pour tous les problèmes que l'on peut avoir à traiter sur la Terre ou dans son environnement, y compris ceux que posent les satellites artificiels ou les sondes spatiales.

Entre ce référentiel héliocentrique et le terrestre se glisse commodément un intermédiaire, le « *référentiel géocentrique* » : son origine est cette fois, à nouveau, le *centre de la Terre*, mais ses axes restent parallèles à ceux de l'héliocentrique, déterminés par les étoiles fixes. Le référentiel géocentrique exécute donc, par rapport au référentiel héliocentrique, un mouvement de *translation non uniforme :* translation parce que ses axes gardent chacun une direction fixe ; non uniforme parce que son origine décrit une orbite autour du Soleil (elliptique), ce qui nécessite une *accélération*, comme pour le cercle. Le référentiel géocentrique n'est donc *pas galiléen*. L'ordre de grandeur de l'accélération associée à son mouvement se calcule sans difficulté, si l'on connaît la distance Terre-Soleil, rayon de l'orbite[10]. On trouve ainsi six millimètres par seconde au carré. Ce résultat est nettement plus petit — cinq fois plus — que l'accélération due au pivotement de la Terre sur elle-même, mais point dérisoire non plus.

LES MARÉES

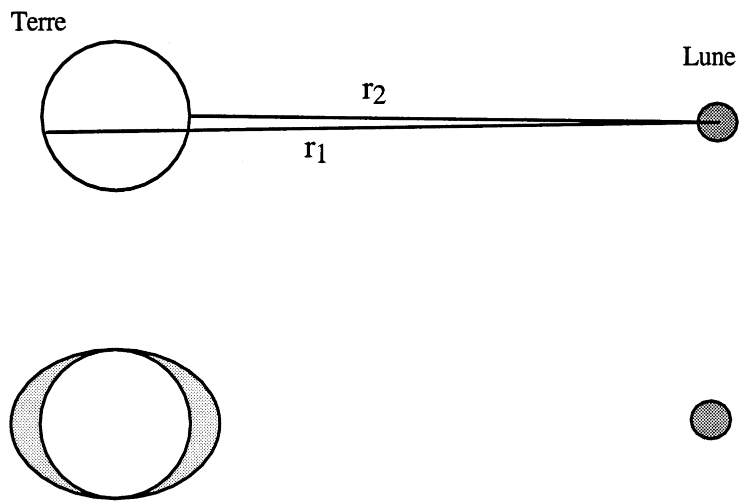
La Terre occupe, vis-à-vis du Soleil, une situation analogue à celle d'un satellite artificiel vis-à-vis de la Terre. Une *différence essentielle* se présente toutefois.

Les quelques mètres, voire dizaines de mètres, de rayon d'un satellite sont peu de chose devant sa distance au centre de la Terre (quelques milliers ou dizaines de milliers de kilomètres) ; on traitera donc, sans scrupule ni état d'âme, le satellite comme un point matériel. Le rayon de la Terre, en revanche (six mille quatre cents kilomètres), s'il est certes petit comparé à la distance au Soleil (cent cinquante millions de kilomètres) —, leur rapport vaut seulement 1/23 400 — n'est *pas vraiment négligeable* lorsqu'il s'agit d'expliquer certains phénomènes particulièrement sensibles que sont par exemple les *marées océaniques* [11]. Phénomène délicat, les marées ? Bien plutôt spectaculaire, au Mont-Saint-Michel particulièrement, mais aussi sur toutes les côtes atlantiques — sans parler du lointain et colossal Pacifique. Je le concède, mais on m'accordera en retour qu'une dizaine de mètres d'amplitude (le record est, paraît-il, d'environ vingt mètres) s'ajoutant — ou se retranchant — aux six mille quatre cents kilomètres du rayon terrestre donnent bien peu de chose : 1/640 000 — ordre de grandeur, vous dis-je, toujours les ordres de grandeur !

Si le rayon de la Terre n'est pas simplement négligeable, certains points de la Terre, ceux où sonne midi, ceux qui font face au Soleil, sont plus proches de lui que leurs antipodes, ceux où il est minuit, dans la nuit noire. L'attraction du Soleil est plus forte sur les premiers que sur les seconds, puisqu'elle varie comme l'inverse du carré de la distance. C'est là l'origine des marées, essentiellement — nous aurons plus loin à nuancer cette affirmation.

Mais reprenons notre proposition initiale : la Terre se meut autour du Soleil de même manière — selon les mêmes lois — qu'un satellite artificiel autour de la Terre. Dans ce dernier cas, un spationaute transporté dans le vaisseau — ni un objet, bien sûr — ne ressent plus l'attraction de la Terre, compensée qu'elle est par la pseudoforce centrifuge, dans ce référentiel non galiléen que définit le satellite. Oublions un temps que la Terre, contrairement au satellite trop léger, fait sentir sa propre attraction. On comprendra alors, par analogie, que l'attraction du Soleil est elle aussi compensée, pour nous autres Terriens, par la pseudoforce centrifuge qui agit dans le référentiel géocentrique [12]. Jusque-là, rien de nouveau sous le Soleil. Mais il y a cette très légère différence dans l'attraction solaire — dont nous venons de parler — entre les divers points de la Terre, ceux qui sont en pleine lumière et ceux qui sont dans la nuit. La pseudoforce centrifuge n'équilibre donc pas exactement, partout, l'attraction du centre de force, parfois inférieure et parfois la surpassant. Les masses d'eau, beaucoup plus mobiles que les roches, se gonflent *des deux côtés* : face au Soleil, son attraction l'emporte sur la pseudoforce centrifuge, tirant les eaux vers le haut ; du côté nocturne, c'est la pseudoforce qui l'emporte, poussant les océans vers l'extérieur, c'est-à-dire vers le haut, ici aussi.

A cela plusieurs commentaires, essentiellement restrictifs. En premier lieu, ce n'est pas le Soleil qui est le moteur prépondérant des marées, mais bien plutôt la Lune : moins massive mais combien plus proche, son action est deux fois plus efficace (figure). Entendons-nous : la Terre évolue autour du Soleil, et c'est ce mouvement qui crée, dans le référentiel géocentrique, la pseudoforce centrifuge dont il a été question ; mais, pour ce qui est de l'attraction différentielle sur deux points antipodaux, c'est plutôt la Lune qui l'emporte. Le Soleil intervient quand même, mais par un effet secondaire qui vient renforcer (marées de vive-eau) ou contrarier (marées de morte-eau) celui de la Lune.



Modélisation simple du phénomène des marées.

Par ailleurs, la Terre pivote sur elle-même pendant que se déroule le mécanisme que nous avons décrit. Elle le fait rapidement, si l'on compare avec son mouvement sur l'écliptique. On peut donc considérer, à une bonne approximation, que les deux renflements auxquels a conduit notre raisonnement simple gardent leur position par rapport à la Lune et au Soleil, tandis que les points de la Terre défilent au-dessous d'eux au gré du mouvement diurne. On comprend ainsi — qualitativement, s'entend — pourquoi la période des marées, en un point de la côte, est de douze heures, approximativement : ce lieu particulier, sur le littoral, solidaire de la Terre dans son tournoiement, passe successivement sous les deux bourrelets, pendant que le globe accomplit un tour.

Enfin, il faut bien dire que le flux et le reflux des marées sont beaucoup plus complexes dans leurs détails : de nombreux effets différents s'y font sentir, auxquels participent le relief sous-marin et la topographie de la côte, la profondeur et la forme des baies, des promontoires ou des estuaires ; on ne s'en étonnera pas, cherchant à atteindre un phénomène dont l'importance relative est si faible.

A la recherche d'un référentiel vraiment galiléen

Le référentiel terrestre n'est, à coup sûr, point galiléen : le pendule de Foucault le démontre, indubitablement. Le référentiel que nous avons appelé « géocentrique » ne l'est pas non plus : son mouvement est accéléré par rapport au référentiel héliocentrique, puisque le centre de la Terre décrit autour du Soleil une orbite elliptique.

Peut-être alors le référentiel héliocentrique de Copernic ? Vous n'y êtes pas : la Galaxie — la Voie Lactée [13] — effectue dans son ensemble un mouvement giratoire ; le Soleil n'est pas en son centre, mais plutôt vers la périphérie : on peut évaluer à deux cents kilomètres par seconde sa *vitesse de rotation* autour du centre de la Galaxie. C'est considérable — j'ai bien dit « *par seconde* » — mais l'important n'est pas la vitesse en soi ; c'est bien plutôt sa variation dans le temps, en valeur bien sûr, mais ici surtout en direction (trajectoire courbe).

Essayons donc un référentiel lié à la Galaxie. Pas vraiment lié : nous ferons abstraction de sa giration, comme nous l'avons fait pour le référentiel géocentrique. On prendrait alors une origine au centre même de la Voie Lactée, mais les axes de référence pointeraient vers des étoiles qui lui soient extérieures, choisies pour leur fixité. Là encore, déception : notre Voie Lactée fait partie d'un « *amas* » de galaxies [14] — il en compte vingt-quatre — que l'on nomme le « *Groupe Local* ». Et bien sûr — vous l'aviez deviné ? — notre Galaxie gravite autour du cœur de l'amas. Nouvel échec, donc. Mais nous ne sommes pas au bout de nos peines : les amas de galaxies participent à des *superamas*...

Arrêtons-nous là, voulez-vous ? Ne vaut-il pas mieux, dès lors, revenir sur Terre, et s'en remettre à des référentiels *approximativement galiléens* ? Seront alors réhabilités, par ordre de mérite, le référentiel héliocentrique, puis le géocentrique, enfin le terrestre. On *sait* qu'aucun d'eux n'est rigoureusement galiléen, mais on peut assez facilement évaluer l'ordre de grandeur des effets de pseudoforces, et s'en prémunir à l'avance en se reportant, dans les cas où cela s'avère nécessaire, au référentiel immédiatement supérieur dans la hiérarchie que nous avons proposée. Les pseudoforces d'entraînement et de Coriolis sont le plus souvent négligeables sur Terre, qu'il s'agisse de trains, de voitures ou d'avions, sans parler de balles ou de ballons sportifs, ni de flèches ou même de projectiles lancés par des armes à feu. Lorsqu'elles ne le sont pas (pendule de Foucault, cyclones[15]...), le référentiel géocentrique y suffit le plus souvent. Quant aux marées — qui font la différence entre le référentiel géocentrique et celui de Copernic —, pour dramatiques que puissent en être parfois les conséquences, elles n'en sont pas moins pour la physique un phénomène de faible amplitude.

Troisième Partie

UNE NOUVELLE THÉORIE ÉBLOUISSANTE : L'ÉLECTROMAGNÉTISME SELON MAXWELL

Could beauty, my lord, have better commerce than with honesty[1] ?

SHAKESPEARE

(La beauté, Monseigneur, pourrait-elle avoir meilleur commerce qu'avec l'honnêteté ?)

INTRODUCTION

Avant de poursuivre, avant de nous émerveiller devant l'extraordinaire vitalité de la mécanique newtonienne, qui lui a permis de survivre à de cruels coups du destin, inouïs et multiples, venus de toutes parts, ouvrons dans cette troisième partie une large parenthèse sereine. Il serait impensable, en effet, de parler de théories sans évoquer celle de l'électromagnétisme, si riche et si brillante ! si vaste et si assurée, aussi !

Dans notre vie quotidienne, ici-bas, la pesanteur joue, à l'évidence, un rôle central : il n'est, pour en mesurer l'importance, que d'écouter ou de lire les anecdotes contées par les astronautes, ou autres cosmonautes, qui ont vécu quelque temps sans ce pilier, cette plaque tournante inéluctable de notre existence de Terriens. Mais nous connaissons de la pesanteur et la nature théorique (attraction gravitationnelle universelle) et les effets pratiques : tu ne t'assoiras pas à côté de ta chaise, tu ne lâcheras pas un vase en porcelaine, tu ne te pencheras pas par-dessus une rambarde (encore que...), etc. Voilà une mosaïque de commandements, dont je n'ai explicité, pour les exhiber, que quelques exemples très simples (encore que...) mais qui sont dans leur quasi-totalité intégrés dans notre cerveau et nos réflexes.

Mais bien d'autres phénomènes nous environnent, qui ne ressortissent pas à la pesanteur. Ceux-là, tous ceux-là qui tissent et construisent notre vie ordinaire, et aussi, d'ailleurs, ses aspects extraordinaires, tous ces événements et phénomènes que n'explique pas la pesanteur, autour de nous et en nous, sont fondamentalement d'origine *électromagnétique* ; je cite au hasard : le bleu du ciel, les vagues de la mer, la lumière du jour, le scintillement des étoiles nocturnes,

Les soleils mouillés
De ces ciels brouillés [1],

BAUDELAIRE

la structure des liquides et des gaz, celle des solides aussi, et aussi celle des atomes et des molécules, les réactions chimiques et les processus biologiques, et donc finalement la vie elle-même... tout cela relève de l'*électromagnétisme* !

Ce n'est pourtant pas immédiatement apparent. Il a fallu des siècles, des millénaires plutôt, pour que l'humanité en prenne conscience et le révèle. Les premières manifestations, en effet, de l'électricité et du magnétisme apparurent d'emblée comme des curiosités exotiques, incompréhensibles, voire magiques. Elles datent néanmoins de la plus haute Antiquité. L'ambre (« électron », en grec) acquérait, frotté, des propriétés extraordinaires, qui lui permettaient notamment d'attirer les corpuscules légers. Or, Thalès de Milet avait décrit ces phénomènes, pour le moins curieux, dès le VIIe siècle avant Jésus-Christ ! Le poisson-torpille, Aristote (384-322 av. J.-C.) en fait foi, assenait tout à coup une décharge brutale et inattendue. Et la foudre ! La foudre inspirait une terreur sacrée, qu'alimentait la mythologie mais qu'entretenaient concrètement sa soudaineté, sa violence et les effets visuels fantasmagoriques mais féeriques de ses éclairs éblouissants mais fugaces. Par ailleurs, deux villes qui portaient toutes deux, pour la même raison, le même nom, Magnésie — celle du Méandre et celle du Sipyle, en Asie Mineure — recelaient de la pierre d'aimant (*magnes lapis*) qu'elles gardaient jalousement ; quelques rares étrangers pourtant, privilégiés ou habiles, en découvrirent le secret, qui a nom *magnétisme*. C'est lui, plus encore que l'électricité, qui frappait les esprits d'étonnement. Personne, à mes yeux, n'a mieux fait revivre cette terreur sacrée que Gabriel García Márquez, dans l'admirable première page de son roman fétiche *Cien años de soledad* (Cent ans de solitude).

Nous ne suivrons pas tous les méandres depuis les études expérimentales jusqu'aux découvertes (partielles), aux controverses, aux échecs (révélateurs), aux découragements, aux espoirs... qui ont conduit à la compréhension des phénomènes électriques et magnétiques. Un livre entier n'y suffirait pas. Nous nous satisferons de proclamer James Clerk Maxwell (1831-1879) *inventeur de la théorie électromagnétique moderne*, qu'il exposa en 1873 dans deux tomes ardus intitulés *Treatise on Electricity and Magnetism*. Encore cette version finale de ses idées ne vint-elle qu'après de longues années de réflexion et d'élaboration, tant expérimentale que théorique. Il est curieux de constater que J.C. Maxwell a été pendant longtemps connu et apprécié pour ses travaux — au demeurant remarquables

— dans d'autres domaines de la physique : thermodynamique (où un ensemble de relations porte son nom, ainsi qu'un très célèbre et astucieux « démon »), théorie cinétique des gaz (distribution de Maxwell-Boltzmann), etc. La pertinence et la profondeur des idées proposées finalement dans le *Treatise* n'ont pas été reconnues aussitôt. Sans doute les dimensions de l'ouvrage semblaient-elles rebutantes. Il apparut néanmoins, dès avant la fin du XIXe siècle, que la substantifique moelle de ce traité monumental tenait en quatre équations fondamentales. Pourtant, au milieu du XXe siècle encore, les études universitaires ne les abordaient qu'en fin de programme, les présentant comme un aboutissement ultime et comme ésotérique de l'électromagnétisme, ce qu'elles sont sans nul doute du point de vue historique. Mais un vaste mouvement s'est fait jour depuis dans les milieux physiciens, qui a fait reconnaître dans les équations de Maxwell les fondements de la théorie électromagnétique. Et c'est bien ainsi.

CHAPITRE PREMIER

FAMILIÈRE ET MYSTÉRIEUSE : LA CHARGE ÉLECTRIQUE

Sevilla es una torre
llena de arqueros finos.

Sevilla para herir,
Córdoba para morir.

Una ciudad que acecha
Largos ritmos,
y los enrosca
como laberintos.
Como tallos de parra
encendidos.

¡ Sevilla para herir !

Bajo el arco del cielo,
sobre su llano limpio,
dispara la constante
saeta de su río.

¡ Córdoba para morir !

Y loca de horizonte,
mezcla en su vino
lo amargo de Don Juan
y lo perfecto de Dionisio.

Sevilla para herir.
¡ Siempre Sevilla para herir[1] !

(Séville est une tour
pleine de fins archers.

Séville pour blesser,
Cordoue pour mourir.

Une cité qui guette
de longs rythmes,
et les enroule
comme des labyrinthes.
Comme des tiges de treille
enflammées.

Séville pour blesser !

Sous l'arche du ciel,
sur sa plaine nette,
elle décoche la permanente
flèche de son fleuve.

Cordoue pour mourir !

Et folle d'horizon,
elle mêle en son vin
l'amertume de Don Juan
et la perfection de Dionysos.

Séville pour blesser.
Toujours Séville pour blesser !)

GARCÍA LORCA

Avant de présenter les équations de Maxwell, postulats fondamentaux de la théorie électromagnétique, dans leur puissance et dans leur gloire, il nous faut introduire la notion de *charge électrique* (nous dirons souvent, plus simplement, « charge »). Sa nature, son origine profonde nous restent encore inconnues. L'électromagnétisme la prend telle qu'elle est, pour ce qu'elle est, sans s'embarrasser de questions qui tenteraient d'aller au-delà de ses apparences. Et voici ce que sont ces apparences.

La charge bifide et la masse monomaniaque

Il existe clairement, sans ambiguïté, deux espèces de charges. On les qualifie « positives » et « négatives », respectivement, car elles se comportent véritablement comme telles . elles peuvent s'ajouter algébriquement. Explicitons quelques situations courantes. Si deux charges positives viennent sur un même objet, sa charge globale est aussi positive et égale à la somme des deux premières ; résultat analogue, au signe près, si les deux charges sont négatives. Lorsque les deux charges qui s'accumulent sont de signe contraire, c'est la plus grande des deux (en valeur absolue) qui fait prévaloir son signe, et la valeur (absolue) de la charge finale est la différence des deux composantes. Soulignons une circonstance qui peut paraître très particulière et qui, pourtant, se réalise souvent, nous en verrons maint exemple : si les deux charges qui s'assemblent sont exactement opposées (c'est-à-dire égales en valeur absolue mais de signe contraire), elles se *neutralisent* ; l'objet sur lequel elles se portent ensemble a pour charge totale zéro ; il est *neutre*.

Notons pourtant que nous avons ici caractérisé la charge totale, globale, du corps sur lequel nous apportions deux (ou plusieurs) charges composantes. Mais une même charge résultante peut recouvrir des situations physiques très différentes : les charges composantes peuvent rester individualisées, se tenant à certaine distance l'une de l'autre, dans ou sur le même corps, comme elles peuvent aussi s'ajouter ou se neutraliser — partiellement ou totalement suivant leur valeur — de façon concrète, physique, en se superposant effectivement au même endroit.

Un parallèle avec la masse peut être tenté à ce stade. En physique classique — je veux dire ici « en physique non relativiste » —, la masse est, comme la charge, une grandeur additive : la masse d'un objet est la somme des masses des éléments qui le composent. Mais l'analogie va bien au-delà.

SIMILITUDES PROMETTEUSES

Pour le comprendre, opérons, comme dans certains films de la grande époque, un retour en arrière : l'écran est un court moment obscurci d'un brouillard ; quand celui-ci se dissipe, nous sommes revenus à la fin du XVIIIe siècle, quelques années avant la Révolution française. Charles de Coulomb (1736-1806) entreprend sous nos yeux l'étude expérimentale des interactions entre charges électriques immobiles.

Les résultats qu'il obtint, pour empiriques qu'ils fussent, parurent d'emblée saisissants. D'une part, les actions et réactions qu'exerçaient les unes sur les autres les charges pouvaient, elles aussi, être décrites par des vecteurs-forces, comme l'étaient les actions et réactions entre masses dans la théorie newtonienne de la gravitation universelle. Mieux : ces forces étaient proportionnelles aux deux charges agissantes, comme elles l'étaient aux deux masses précédemment. En outre — voici sans doute le trait le plus frappant —, les forces électrostatiques décroissaient elles aussi proportionnellement à l'inverse du carré de la distance, comme les forces gravitationnelles ! Les masses, bien sûr, sont toutes positives, alors que les charges électriques peuvent, quant à elles, prendre l'un ou l'autre signe ; corrélativement, elles s'attirent si elles sont de signes contraires mais se repoussent lorsqu'elles ont même signe. Ainsi, « la tradition anglaise [...] que l'on pouvait faire remonter au saint patron de la science anglaise, Sir Isaac Newton[2] », avait franchi la Manche. Et Gowin Knight pouvait exulter, qui avait publié dès 1748 un mémoire intitulé « Une Tentative pour Démontrer que Tous les Phénomènes Naturels Peuvent Être Expliqués par Deux Principes Actifs Simples, l'Attraction et la Répulsion ».

DIFFÉRENCES RÉDHIBITOIRES

Puisqu'elles sont comparables, forces gravitationnelles et forces électriques — même dépendance par rapport à la distance —, comparons-les donc. Nous attend alors plus qu'une surprise : un ébahissement. La gravitationnelle, en effet, que nous côtoyons quotidiennement, qui règle notre vie terrestre et qui régit l'Univers dans son immensité, est infiniment, ridiculement faible devant l'électrique, que l'homme a mis si longtemps à déchiffrer car, bien qu'omniprésente, elle ne s'avance que masquée de ses propres atours. Prenons par exemple l'électron, constituant universel de la matière, qui porte la *charge la plus petite* qui soit ; calculons le rapport de l'attraction gravitationnelle entre deux électrons à leur répulsion électrique. Le résultat est incroyable[3] :

$$\frac{\text{attraction gravitationnelle}}{\text{répulsion électrostatique}} \simeq 0{,}2 \times 10^{-42}.$$

Ainsi, le nom de Gowin Knight n'est pas passé à la postérité. La similitude entre charges et masses, entre forces coulombiennes et force newtonienne, qui paraissait si saisissante et si prometteuse, s'est depuis lors estompée, les avatars successifs de la théorie cherchant — et trouvant — ailleurs les principes unificateurs. De sorte que masse et charge sont aujourd'hui traitées de façon fondamentalement différente l'une de l'autre. D'ailleurs, même au bon vieux temps des forces d'interaction inversement proportionnelles au carré de la distance, l'imperturbable positivité des masses tranchait sur la souplesse que donnait aux charges la possibilité de choisir leur signe.

Que les forces gravitationnelles soient *partout et toujours attractives* est la cause, dans l'Univers, de cataclysmes épouvantables et souvent éclatants : formation des astres et des galaxies, allumage des réactions nucléaires qui font briller les étoiles, explosion de supernovæ gigantesques, tassement inimaginable de la matière dans les pulsars (où la masse volumique atteint couramment cent millions de tonnes par centimètre cube !), hypothétiques mais fascinants « trous noirs »... Les forces électriques, quant à elles, si elles attirent aussi les charges de signes contraires, repoussent par contre celles qui ont même signe. Le comportement typique qui en résulte peut être schématisé comme suit : une charge positive — raisonnons sur l'un des signes — attire les charges négatives qui l'environnent ; elle s'en entoure autant qu'elle le peut, en un essaim qui forme autour d'elle une sorte de nuage chargé négativement. Ce faisant, elle « *s'écrante* », selon l'expression consacrée. C'est-à-dire que des charges extérieures au nuage, quel que soit leur signe, perçoivent en première approximation la charge totale de l'ensemble, qui est nulle par compensation entre la charge initiale, centrale, et le nuage opposé. D'ailleurs, si elle n'était pas nulle, cette charge globale, elle s'empresserait de faire sentir ses effets sur toute autre charge qui passerait à portée d'arquebuse ; et, si cette passante était du signe contraire, elle serait aussitôt retenue afin de parfaire l'écrantage. On entrevoit par là l'immense richesse que donne à l'électricité — et, par voie de conséquence, au monde — le double signe des charges.

CHAPITRE II

QUELQUES IDÉES SIMPLES SUR LES ATOMES

Ella se demoró apenas el tiempo necesario para decir el nombre. Lo buscó en las tinieblas, lo encontró a primera vista entre los tantos y tantos nombres confundibles de este mundo y del otro, y lo dejó clavado en la pared con su dardo certero, como una mariposa sin albedrío cuya sentencia estaba escrita desde siempre[1].

GARCÍA MARQUEZ

(A peine tarda-t-elle le temps nécessaire à prononcer le nom. Elle le chercha dans les ténèbres, le trouva à première vue parmi tant et tant de noms que l'on pouvait confondre avec lui dans ce monde et dans l'autre, et le cloua au mur de son dard infaillible, tel un papillon prédestiné dont la sentence était écrite depuis toujours.)

Le mécanisme d'écrantage, que nous venons d'esquisser, dissimule aux yeux extérieurs les charges électriques nues. Il crée le plus souvent des systèmes composites stables, fortement structurés par les forces d'attraction électrique, mais longtemps mystérieux, car les élucider exige la révélation des charges constitutives, par leur séparation. Nous allons dire ici quelques phrases du plus petit d'entre eux, du plus élémentaire par sa composition et son agencement comme par son rôle et sa fonction : de l'atome, en un mot.

Que le lecteur s'agrippe au bastingage d'une main ferme, et qu'il s'aide des bouées — balises temporelles — que nous signalerons de-ci de-là, au passage : nous allons sillonner sans relâche la vaste mer du temps, dans l'un et l'autre sens, virant de bord ici, là poussant les feux. Il y faudra le pied marin.

L'électron

Dans un atome, des électrons gravitent autour d'un noyau de charge positive.

Leur nombre, que l'on appelle *« le numéro atomique »*, donne une interprétation concrète du rang que cet atome occupe dans la *classification des éléments chimiques* proposée par Dmitri Ivanovitch Mendeleïev en 1869, et qui reste depuis le fondement même de la chimie : elle trône sur les murs de la plupart des amphithéâtres et salles de classe où s'enseigne cette science ; étudiant, on me pressait de l'apprendre par cœur (première ligne : hydrogène, hélium ; deuxième ligne : lithium, béryllium, bore, carbone, azote, oxygène, fluor, néon...). L'hydrogène comporte donc un seul électron, le lithium trois,... , l'azote sept et le néon dix. Voyez comme c'est simple ! *A posteriori,* toutefois, car c'est sur des considérations purement empiriques, combinant la masse molaire des éléments chimiques — c'est-à-dire la masse qu'associe la chimie quantitative au symbole de chaque élément figurant dans les formules — et leurs propriétés, que Mendeleïev édifia sa « classification périodique ».

Plus d'un quart de siècle s'écoula encore avant que ne fût découvert l'*électron*, par le physicien anglais Joseph John Thomson, à qui cet exploit valut un titre de noblesse. C'est dans les « rayons cathodiques », dont le nom dit assez la perplexité des scientifiques de l'époque, que fut identifié l'électron. Les rayons cathodiques se montrèrent pour la première fois, en 1869, à Johann Hittorf. Ils apparaissent dans un tube à vide soumis à une forte tension électrique, issus de sa borne négative (cathode), qui est chauffée par un petit circuit auxiliaire. Ils rendent, en la frappant, fluorescente la paroi de verre qui fait face à la cathode. Ils se propagent en ligne droite, quelle que soit d'ailleurs la position de l'anode (borne positive). Ils sont l'âme même des récepteurs de télévision. Ce sont tout simplement — dirions-nous aujourd'hui, *a posteriori* — des « faisceaux d'électrons ».

J.J. Thomson soumit les rayons cathodiques, pour étudier leur comportement et analyser ainsi leur nature, à divers champs électriques et champs magnétiques, successivement ou simultanément. Le premier résultat de ces expériences fut qualitatif mais fondamental : les « rayons cathodiques » transportent des *charges électriques*, et celles-ci sont *négatives*. Ils s'avérèrent en outre composés d'un flux de *particules* individualisées — les « électrons » —, dont J.J. Thomson parvint même à mesurer le rapport q/m de la charge q à la masse m. La valeur exacte de q, prise isolé-ment — et donc aussi celle de m —, resta inconnue pendant une quinzaine d'années encore. Elle fut obtenue pour la première fois en 1911, par un physicien américain demeuré célèbre pour cet exploit, Robert Millikan. La charge q de l'électron est extrêmement faible, pour sûr, mais les instruments de Millikan se montrèrent suffisamment sensibles pour la percevoir et l'évaluer :

$$q = -1{,}6 \times 10^{-19} \text{ coulomb.}$$

Par comparaison, la charge électrique que peuvent porter des corps macroscopiques (c'est-à-dire de taille ordinaire) — tige de verre vigoureusement frottée d'un drap ou plus prosaïquement, de nos jours, fragments de pellicule plastique qui vous collent aux doigts — se situe plutôt dans le millionième ou le milliardième de coulomb. C'est encore bien peu, pensera-t-on peut-être. Pourtant, de telles charges macroscopiques — nous y reviendrons — mettent en jeu un nombre faramineux d'électrons, de l'ordre de 10^{10} ou 10^{12} au moins (entre dix et mille milliards, environ).

L'EXPÉRIENCE DE MILLIKAN

Parmi les grandes expériences de la physique, il en est certaines — peu nombreuses — qui restent gravées de façon durable dans la mémoire collective et la tradition légendaire, par leur caractère fondamental, par leur beauté aussi et leur simplicité foncière, par le tour de force néanmoins qu'elles représentaient à leur époque, par l'importance du résultat qu'elles atteignirent enfin. Ainsi en était-il de l'expérience de Cavendish, ainsi en est-il maintenant de l'expérience de Millikan.

Entre les deux plaques d'un condensateur, où règne un champ électrique, on lâche de fines gouttelettes d'huile ; elles tombent sous l'effet de la pesanteur, mais leur chute est freinée par frottement sur le gaz qui emplit l'espace où elles évoluent. Elles acquièrent une charge électrique sous l'influence d'un rayonnement ionisant (des rayons X) : leur mouvement l'atteste, qui est affecté par le champ électrique. Ce n'est pourtant pas la charge véritable des gouttes que s'efforçait de mesurer Millikan : elle était au moins, on s'en doute, d'une bonne dizaine ou même centaine de fois la charge q d'un électron unique ; obtenir q dans ces conditions, par différence entre les charges portées sur diverses gouttelettes, relevait de la gageure. C'est là que — trait de génie — Millikan eut une inspiration décisive. Il remarqua que, de temps à autre, telle goutte qu'il observait se déplaçant de manière uniforme et lente dans l'intervalle entre les armatures du condensateur subissait tout à coup une accélération, certes faible mais que sa brusquerie rendait décelable. Il y vit un indice flagrant : la charge totale du globule concerné s'était soudainement accrue, sans doute parce qu'il avait happé au passage un électron supplémentaire, arraché par le rayonnement ionisant à une molécule du gaz. Millikan s'attacha dès lors à repérer ces accidents caractéristiques parmi les gouttes qu'il examinait, et à mesurer l'accroissement de charge qui les provoquait. Il démontra ainsi que ces variations étaient toujours égales à la charge q, ou parfois à l'un de ses tout premiers multiples.

Le rôle universel de l'électron — sa présence dans tous les atomes, quelles que soient leur masse et leurs propriétés, aussi bien que son intervention dans tout courant électrique et dans toute charge statique — fut rapidement reconnu et compris.

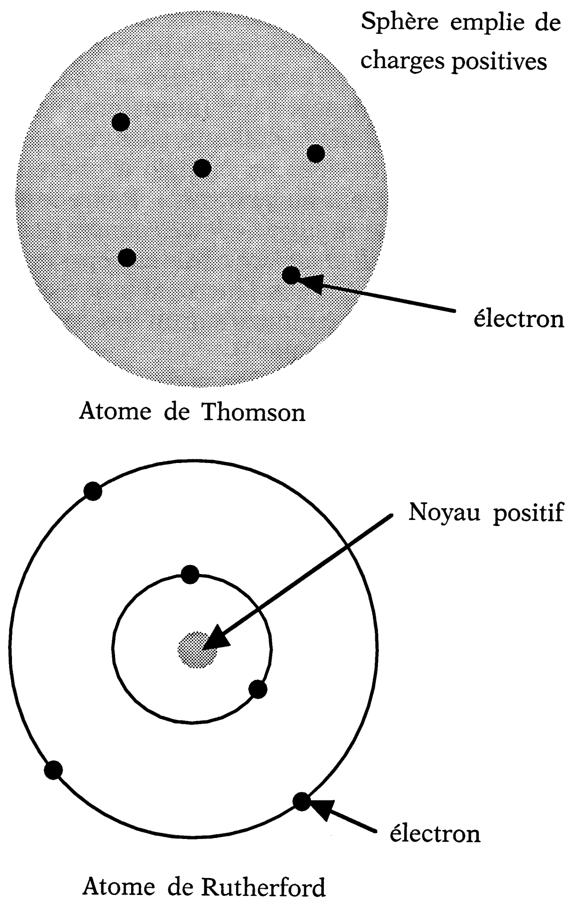
Le noyau

Le *noyau* atomique, autour duquel tournent les électrons, fut mis en évidence par un autre Britannique (né en Nouvelle-Zélande), Ernest Rutherford[2], en 1911. On raconte, à propos de la découverte du noyau, une anecdote, sans doute imaginaire mais qui n'en est pas moins révélatrice chez un expérimentateur de génie. Que je vous dise auparavant ! Rutherford s'était lancé dans l'étude expérimentale des collisions de particules α sur la matière. Les particules α incidentes étaient fournies par une source radioactive ; Rutherford savait fort bien qu'elles étaient chargées positivement ; il avait même démontré en 1906 que ce sont des noyaux d'hélium. Il dirigeait le faisceau qu'il en avait construit vers une feuille d'or — les feuilles d'or peuvent être particulièrement minces — et se proposait de mesurer la déflexion qu'elles y subiraient. Deux jeunes assistants, Ernest Marsden et Hans Geiger, furent chargés de mener à bien les expériences, dans leur déroulement concret. L'un d'eux — ils s'échangeaient de temps à autre, pour reposer leurs yeux — se tenait près de la source radioactive, convenablement « plombée », c'est-à-dire isolée. L'autre repérait sur un écran fluorescent, qu'il observait au microscope, les impacts des particules α après leur traversée de la lame d'or. Pour une raison évidente, l'assistant cachait sa tête sous un drap noir, un peu comme le faisaient ces photographes des temps jadis avant de vous « tirer le portrait ». L'anecdote court à peu près comme suit (mais allez avérer une anecdote !).

Par facétie, pour jouer un tour à son collègue, qui signalait à haute voix l'arrivée de chaque particule, sous son masque, celui qui était alors chargé de la source la déplaça en catimini de façon à la situer derrière le « photographe » ; pas directement dans l'axe, parce qu'on savait bien, déjà, que les sources radioactives peuvent être dangereuses, mais un peu en travers ; en tout cas, *de l'autre côté* de la feuille d'or. Et le jeune homme de continuer à compter sous cape ! L'autre crut d'abord à une plaisanterie en retour, une sorte d'arroseur arrosé — quoiqu'il fût extrêmement surprenant qu'ils aient pu connaître la « vue comique » de Louis Lumière —, mais point du tout ! Il y avait encore des particules α qui frappaient l'écran détecteur : parties du revers de la feuille métallique, elles revenaient de ce même côté après avoir été déviées en épingle à cheveux par la matière ! Ebahis, ils en référèrent au « patron ». Reprenons l'image que celui-ci allait employer par la suite : « *It was almost as incredible as if you fired a fifteen inch shell at a piece of tissue paper and it came back and hit you !* » (C'était presque aussi incroyable que si vous aviez tiré un obus de trois cent soixante-quinze sur un morceau de papier de soie et qu'il était revenu vous frapper !)

Je pense que cette image parle assez clair. Quoi qu'il en soit, Rutherford en conclut que les particules α, de charge positive avons-nous dit, étaient déviées par d'autres charges positives disséminées dans la feuille d'or, et que ces dernières étaient portées par des corpuscules *extraordinairement petits*. En d'autres termes, la charge positive contenue dans la matière, loin d'y être répartie uniformément dans l'ensemble de son volume, est concentrée en des points incroyablement fins. Nous donnerons dans un instant les ordres de grandeur, mais signalons que, après avoir découvert l'électron, Thomson (J.J.) avait imaginé l'atome comme une boule de charge positive dans laquelle les électrons, ponctuels, auraient évolué comme des poissons dans un aquarium. Les dimensions d'un atome sont de l'ordre d'un angström (un angström = 10^{-10} mètre, c'est-à-dire un dix-millionième de millimètre). C'est déjà fort petit, mais il faut s'y faire : toute la matière est constituée de tels atomes, nous-mêmes en sommes entièrement faits, et voilà leur taille. Celle-ci était connue, en ordre de grandeur s'entend : dix-huit grammes d'eau [3] comprennent 6×10^{23} (nombre d'Avogadro) [4] molécules, et leur volume est dix-huit centimètres cubes (la masse volumique de l'eau est très voisine d'un gramme par centimètre cube). Une division toute simple accorde à chaque molécule — en moyenne — un espace de 3×10^{-23} cm^3, soit à peu près le volume d'un cube de trois angströms d'arête. C'est une taille de cet ordre qu'attribuait Thomson à ses boules de charge positive (voir figure suivante).

Oui, mais ce n'est pas du tout ça ! Pour expliquer les déflexions vertigineuses observées par Rutherford sur les particules α, *il faut admettre* que la charge positive d'un atome est ramassée dans une bille environ cent mille fois plus petite : le « *noyau* » a un rayon de quelques fermis (un fermi = 10^{-15} mètre, soit 10^{-5} angström). Cela



Modèles atomiques proposés par J. J. Thomson puis par E. Rutherford.

rend toute représentation graphique problématique ; nous nous y essayons pourtant dans la figure ci-dessus, que les physiciens quantiques — dont je suis, ardemment — trouveront sans doute osée et même iconoclaste. On donne souvent la métaphore suivante : si un électron tournant à la périphérie de l'atome se trouvait sous l'Arc-de-Triomphe de l'Etoile, le noyau se réduirait à une balle de ping-pong fichée près de l'obélisque de la Concorde.

Quantification de la charge électrique

Le noyau atomique n'est pas si petit qu'il ne soit à son tour composé de particules plus fondamentales : les protons et les neutrons. Le proton est chargé positivement ; le neutron, comme son nom l'indique, est électriquement neutre.

Se manifeste là une coïncidence inouïe, incroyable, incompréhensible : la charge du proton et celle de l'électron sont *exactement opposées* l'une à l'autre jusque dans les expériences les plus précises ! Comment ?... On n'est pas impressionné ?... Peut-être le sera-t-on, ébranlé tout au moins, si je précise que les masses du proton et de l'électron sont dans le rapport de 1800, environ, et que le proton interagit fortement avec le neutron (pour former des noyaux, par exemple), alors que l'électron ne le fait que faiblement (avec une intensité cent mille fois plus faible que le proton !). Une énigme digne du Sphinx...

Certains l'avaient déjà pressentie, dès avant la découverte de l'électron (sans parler du proton). Ainsi Hermann von Helmholtz, l'un des grands savants du XIX^{e} siècle, affirmait-il la nécessité d'attribuer à l'électricité, comme à la matière, une structure granulaire : « Si nous admettons l'hypothèse que les substances élémentaires sont composées d'atomes, nous ne pouvons éviter de conclure que l'électricité, aussi bien positive que négative, est divisée en particules élémentaires définies qui se comportent comme des atomes d'électricité » (1881).

Effectivement, toutes les charges connues sont des multiples entiers, positifs ou négatifs, d'une *charge élémentaire*. Celle-ci, qui vaut

$$e = 1{,}6 \times 10^{-19} \text{ coulomb},$$

est la charge du proton mais aussi, selon ce que nous avons dit à l'instant, l'opposée de celle de l'électron. Cette propriété remarquable est connue sous le nom de « *quantification de la charge* ». Helmholtz la prévoyait, ses propos le montrent sans ambiguïté. Ce qu'il ne pouvait imaginer, c'est l'énorme dissymétrie que nous constatons entre le proton et l'électron, porteurs privilégiés des charges élémentaires positive et négative, respectivement.

Depuis l'époque bénie des seuls proton et électron comme particules chargées (à l'opposé l'un de l'autre), on a découvert une constellation, un foisonnement de particules, dites d'abord, péremptoirement, « élémentaires », puis bientôt, devant leur nombre croissant sans cesse, « particules » tout simplement, ou bien « particules subnucléaires ». Certaines ont une charge égale à celle du proton — *exactement* égale —, d'autres ont celle de l'électron, d'autres encore sont neutres. Il en est même qui portent une double charge : deux fois celle du proton ou deux fois celle de l'électron. Pourtant, leurs autres propriétés (autres que leur charge) apparaissent très diverses ; leurs masses, pour ne prendre que cet exemple facile, varient dans des proportions énormes.

Voici le premier cas de ce genre qui s'est présenté dans l'Histoire. C'était au début de la Seconde Guerre mondiale. En cherchant autre chose[5], on découvrit le *muon* dans les rayons cosmiques[6]. Il a même charge que l'électron, il en a même toutes les propriétés, *sauf la masse :* le muon est deux cent sept fois plus lourd que son modèle ! Pourquoi ? Personne ne peut actuellement répondre à cette question. Un professeur à la Faculté des sciences de Paris affirmait sans ambages, dans les années 1960, que « le muon a sans doute une double vie » ; mais il n'a toujours pas été démasqué.

La quantification de la charge passe totalement inaperçue lorsqu'il s'agit de corps macroscopiques, dont les dimensions sont à notre mesure quotidienne. C'est qu'un tel corps, chargé, met en jeu un nombre faramineux d'électrons : au moins 10^{10} ou 10^{12} (10^{12} s'écrirait, *in extenso*, avec le chiffre un suivi de douze zéros) ! *Un* électron de plus ou de moins dans une telle marée électronique, la différence est parfaitement imperceptible : le grain d'électricité est trop petit devant le tas de sable d'une charge macroscopique. C'est pourquoi la quantification ne transparaît pas à cette échelle ; elle est toujours là, bel et bien, mais impossible à déceler.

Mais pourquoi avoir dit « électrons », et non pas « protons » ? Du point de vue de la charge électrique, ils sont équivalents les uns aux autres. Ce sont pourtant les premiers que l'on mobilise le plus aisément : les objets qui portent une charge positive ont perdu des électrons par rapport à leur état habituel, neutre ; ceux qui portent une charge négative en ont gagné. Mais voyez leur nombre, lorsqu'il s'agit d'objets macroscopiques !

Nous voilà revenus à l'énigme du monstre sanguinaire de Thèbes, à cette coïncidence inouïe, incroyable, qui fait de la charge de l'électron l'exacte opposée de celle du proton.

« *Lasciate ogne speranza, voi ch'intrate* » (Laissez toute espérance, vous qui entrez)[7] : ne pensez pas que je vais vous en donner la clef, car elle est encore, de nos jours — un siècle après la découverte de l'électron —, incertaine. Certaines idées théoriques modernes, dites « *de grande unification* », proposent pourtant une réponse. Mais personne ne sait à cette heure qui, du voyageur physicien ou du Sphinx lui-même, survivra à cette réponse : les théories de grande unification ne sont toujours pas parvenues à démontrer leur validité en s'incarnant de façon efficace, de sorte qu'on ne saurait, sur l'une de leurs affirmations — fût-elle attendue depuis un siècle —, mettre sa main au feu ou se jeter dans la mer pour y subir l'épreuve de l'eau.

Mais il faut, en attendant, vivre avec cette constatation de l'égalité parfaite, en valeur absolue, des charges de l'électron et du proton. Elle permet de comprendre, si on l'admet, ce qui fait qu'un atome est *rigoureusement neutre :* le nombre des protons de son noyau est égal au nombre des électrons qui évoluent autour de lui. Ce nombre, nous l'avons signalé il y a peu, est le *numéro atomique* de l'élément considéré : 1 pour l'hydrogène, 2 pour l'hélium,... , 7 pour l'azote,... , 10 pour le néon,... et 79 pour l'or (puisqu'il en a été question). Répétons que ce numéro atomique est le nombre d'électrons de l'atome et, en même temps, le nombre de protons que contient son noyau. Rappelons-nous : le noyau atomique est constitué de *neutrons* et de *protons*. La masse du neutron étant, à très peu près (à peine plus d'un pour mille), égale à celle du proton, et celle de l'électron étant environ mille huit cents fois plus faible, la quasi-totalité de la masse de l'atome dans son ensemble est concentrée dans le noyau. On utilise le terme générique de « *nucléons* » pour les constituants du noyau, tant neutrons que protons. La masse d'un noyau — celle de l'atome, par conséquent, dont il est le pivot et la clef de voûte — vaut, à une bonne approximation, la masse du proton — ou celle du neutron — multipliée par le nombre total de nucléons.

Isotopes

Signalons — puisque cela vient sous la plume à cet endroit — qu'un même numéro atomique (nombre d'électrons fixé, et nombre de protons égal) est presque toujours observé dans plusieurs *isotopes* : le nombre de neutrons n'est pas le même de l'un à l'autre isotope. Prenons le premier élément, par exemple, le plus léger, le plus simple : l'hydrogène. Il possède donc un seul électron. Vous le trouverez la plupart du temps se satisfaisant d'un proton unique, comme noyau. Mais il peut aussi se présenter sous les traits d'un autre isotope, stable, que l'on appelle le *deutérium* : un seul électron, bien sûr (donc mêmes propriétés chimiques que le précédent) ; un seul proton, bien sûr, pour assurer la neutralité électrique ; mais un neutron avec lui. On connaît aussi un troisième isotope, le *tritium*, instable celui-là, dont le noyau comporte deux neutrons en sus du proton obligatoire. Dans ce cas du premier élément chimique, les différences de masse entre isotopes sont énormes : le deutérium est deux fois plus lourd que l'hydrogène ordinaire, le tritium trois fois. Ces disparités s'atténuent lorsqu'on avance dans la classification de Mendeleïev. Elles sont moins fortement perçues dès le carbone, par exemple, qui n'est pourtant encore que le sixième élément : dans le carbone dit « ordinaire », le noyau est constitué de douze nucléons, les six protons de rigueur accompagnés de six neutrons ; quant au « *carbone 14* », il abrite deux neutrons supplémentaires ; mais le rapport des masses de ces deux isotopes, très voisin de 14/12, est déjà proche de un (1,17).

L'a-t-on remarqué ? Nous avons rencontré le deutérium ou « hydrogène lourd » ; c'est de lui qu'est faite la célèbre *eau lourde*[8]. Nous avons aussi croisé le carbone 14, l'une des vedettes de la *datation* des objets anciens. Et l'uranium 235, matériau fissile des centrales nucléaires, en a-t-on assez entendu parler !...

Conservation de la charge électrique

La charge électrique possède une autre caractéristique étonnante, prodigieuse : elle est *conservée*.

La loi de conservation de la charge est *absolue* : elle ne souffre *aucune exception*. Cette clause qui, étant donné sa perfection et sa pérennité, ne saurait être autre chose qu'une Loi fondamentale, peut s'exprimer, dans sa généralité, comme suit : *la charge totale d'un système isolé reste constante* dans le temps. Un système est *isolé* si l'on réussit à le préserver de tout échange avec le reste du monde. Sa *charge totale* est la somme (algébrique) de toutes les charges individuelles qu'il contient. Celles-ci peuvent, chacune pour soi, varier, et très souvent elles le font : les constituants du système isolé peuvent échanger entre eux de l'électricité, et très souvent ils le font, l'un perdant de sa charge et l'autre en gagnant. Pour compliquées, ou même catastrophiques, que soient ces *variations particulières*, la *somme totale*, lorsqu'on en fait le bilan à quelque moment que ce soit, des charges qu'enferme le système reste imperturbablement, obstinément, « miraculeusement » peut-on dire, *la même qu'au début*, qu'à la formation initiale du système isolé.

En physique des particules, par exemple — tout spécialement chère à mon cœur — on étudie leurs interactions en provoquant des collisions de haute énergie : des objets *incidents* (ce peut être des électrons, ou des protons,...), dont on a formé un faisceau, sont dirigés vers une *cible* et heurtent ses constituants. Se produisent alors des chocs titanesques, dont sortent des dizaines, jusqu'à des centaines d'autres particules ! Malgré ces véritables cataclysmes, que permettent de provoquer et d'étudier les grands accélérateurs modernes, la charge électrique, modeste dans la foule bigarrée issue de l'explosion finale, n'en impose pas moins sa Loi immuable et inflexible : les charges portées singulièrement par les particules de la cohue finale se somment, *toujours*, à la valeur que fixent, avant la collision, la particule incidente et la particule-cible en ajoutant leurs deux — deux seulement — charges électriques, que l'on connaît d'après leur nature.

Mais dès avant — il s'en fallait d'un siècle — que ne fussent connues ces particules subnucléaires fascinantes, dès le début en fait de l'électromagnétisme comme entité opérant l'unification inouïe de l'électricité et du magnétisme, la conservation de la charge remplit une mission irremplaçable, une mission indubitablement, foncièrement *théorique* : dans le berceau de l'électromagnétisme naissant elle déposa, fée bienveillante, le présent chatoyant et fabuleux de la Lumière !

CHAPITRE III

OÙ LES CHARGES ÉLECTRIQUES COURENT LA PRÉTENTAINE

J'ai traversé les ponts de Cé
C'est là que tout a commencé

Une chanson des temps passés
Parle d'un chevalier blessé

D'une rose sur la chaussée
Et d'un corsage délacé

Du château d'un duc insensé
Et des cygnes dans les fossés

De la prairie où vient danser
Une éternelle fiancée

Et j'ai bu comme un lait glacé
Le long lai des gloires faussées

La Loire emporte mes pensées
Avec les voitures versées

Et les armes désamorcées
Et les larmes mal effacées

Ô ma France ô ma délaissée
J'ai traversé les ponts de Cé[1].

ARAGON

Des charges en mouvement donnent lieu à un courant électrique. Cela nous semble évident et naturel, de nos jours. Et toutefois...

Pendant fort longtemps, depuis Thalès de Milet (VIIe siècle av. J.-C.) jusqu'à la fin du XVIIIe siècle, les phénomènes électriques restèrent purement statiques. On analysait les forces qu'exerçaient les uns sur les autres des corps immobiles que l'on avait pu charger, et tout autre effet qu'ils pouvaient produire. Les méthodes étaient le plus souvent artisanales : le XXe siècle avait amplement la moitié de son âge qu'encore, dans les cours d'électrostatique de nos lycées, les élèves assistaient à des démonstrations où des peaux de chat frottaient vigoureusement des bâtons d'ébonite, ou bien des morceaux de drap s'acharnaient sur des tiges de verre. Mais soyons honnêtes : depuis le XVIIe siècle existaient aussi des « *machines électrostatiques* » : en séparant la production des charges d'une part, et leur accumulation d'autre part, dans des sites distincts que reliait un agencement de transporteur et de collecteur, elles étaient capables de produire des étincelles de décharge déjà impressionnantes. Le physicien allemand Otto von Guericke (1602-1686)[2] fut le premier à imaginer puis à réaliser une machine électrostatique, dont un jour il tira une étincelle ! Sa surprise passée, il comprit tout à coup — en un éclair ! — que la foudre et l'orage mettaient en jeu des phénomènes électriques. Pour donner une idée des ordres de grandeur, les dimensions d'une telle machine électrostatique — il se trouve que cela joua par la suite un rôle important quoique inattendu — étaient d'un mètre de haut, par cinquante centimètres de large et trente centimètres de profondeur, environ.

Les expérimentateurs constatèrent d'emblée que les matériaux se divisaient en deux catégories qui semblaient radicalement opposées. Les corps de la première s'électrisaient sans difficulté, alors que les autres paraissaient refuser catégoriquement toute charge, de quelque manière qu'on s'y prît. De quelque manière, vraiment ?... Donnons tout de suite la terminologie moderne (dont nous verrons sous peu la signification) : les matériaux de la première classe sont appelés *isolants*, ceux de la deuxième *conducteurs*. Et puis, on découvrit un jour (Stephen Gray, en 1727) que, si l'on munissait un corps conducteur d'un pied — ou d'un manche — isolant, le conducteur lui-même pouvait tout à coup être électrisé, aussi facilement que n'importe quel isolant. L'explication de ce paradoxe ? Elle est simple : les charges qu'on apporte sur un isolant restent attachées à l'endroit où on les a déposées ; elles sont en revanche extrêmement mobiles dans un conducteur, de sorte que si celui-ci est posé sur la table, ou même si vous le tenez à la main, les charges que vous tentez d'y fixer s'écoulent quasi instantanément dans le sol, où elles se diluent au point de n'être plus perceptibles. Oui, la table et votre peau sont des conducteurs, bien moins bons que le cuivre, certes, mais suffisants pour permettre à d'autres conducteurs de se décharger à travers eux. En fin de compte, cette différence entre isolants et conducteurs, qui semblait si fondamentale, se réduit à la fixité ou la mobilité de leurs charges. Mais, même ainsi comprise, elle va s'avérer cruciale.

L'électrostatique donna lieu à des expériences spectaculaires, dont était tout particulièrement friand l'Abbé Nollet (1700-1770). En voici un exemple. Il apprit en 1745 que Petrus van Musschenbroek avait inventé un appareil, qu'on nomma la « bouteille de Leyde », et qui permettait de condenser des charges beaucoup plus importantes que celles dont on avait pu disposer jusque-là. Il parvint quelque temps après à perfectionner l'instrument de façon significative. Il réquisitionna alors une compagnie de cent quatre-vingts gardes françaises et leur ordonna de se tenir par la main comme en une sorte de ronde enfantine ; il brancha les deux bornes de sa bouteille de Leyde améliorée sur deux mains voisines préalablement désunies, et on rapporte que toute la troupe sauta allègrement !

Et puis voilà que quelqu'un, « dont je ne veux pas me rappeler le nom[3] », attacha à un conducteur isolé et chargé une corde humide dont l'autre extrémité traînait sur le sol. Il put alors constater que le conducteur se déchargeait progressivement à travers la corde ; en d'autres termes, *les charges s'écoulaient* dans le sol, mais cette fuite n'était pas si rapide qu'on ne pût la percevoir, en observant une diminution graduelle de la charge totale du conducteur. C'était le premier *courant électrique* de l'Histoire...

Mais il y manquait de ces appareils que l'on nomme aujourd'hui « *générateurs* » électriques, ou « générateurs de courant ». Ce fut le hasard, un hasard particulièrement capricieux, qui se chargea d'y pourvoir...

Alessandro Volta et le fluide galvanique

Alors vint Alessandro Volta qui, au tournant du siècle (1800), inventa la *pile électrique*. C'était, comme son nom l'indique, un véritable empilement : elle se composait d'une série de disques d'argent alternant avec autant de disques de zinc ; ils étaient séparés, et reliés en même temps, par des cales faites de carton imbibé d'eau acidulée. Un fil métallique, mis en contact d'un côté avec le premier disque de cuivre, de l'autre avec le dernier disque de zinc, était parcouru par un courant.

Alessandro Volta, grand voyageur — c'est lui qui amena dans la péninsule italienne la pomme de terre qu'il avait découverte en France —, revint dans notre pays en 1801, appelé semble-t-il par Bonaparte pour présenter ses travaux à la communauté scientifique, ce qu'il fit avec brio. S'étant d'abord arrêté à Genève où il avait des amis et où il fit une première démonstration, il parcourut Paris en une tournée triomphale qui fut couronnée par trois séances à l'Académie des sciences, auxquelles le Premier Consul assista en personne. Celui-ci aurait même demandé au savant : « Mais à quoi cela peut-il bien servir ? » Et Volta de répliquer, dit-on : « A quoi sert un enfant qui vient de naître ? » Il faut croire que Napoléon fut convaincu, puisqu'il lui accorda une pension, l'éleva au rang de comte et le nomma sénateur du royaume d'Italie !

RETOUR EN ARRIÈRE : GALVANISME ET ÉLECTRICITÉ ANIMALE

La genèse de la découverte de Volta est assez singulière et amusante pour être contée brièvement. Remontons à 1786. Cette année-là Luigi Galvani, médecin et professeur d'anatomie à l'université de Bologne, fut par pur hasard mis en présence d'un phénomène curieux, dont il allait se hâter de tirer parti. Une des machines électrostatiques — l'électricité était son violon d'Ingres —, que nous avons évoquées déjà, était posée sur une table de son laboratoire. Sans doute à cause de son encombrement et de son poids, cette machine ne fut pas déménagée lorsque des expériences d'un autre ordre, physiologiques celles-là, furent menées sur cette même table : on y disposa plusieurs grenouilles écorchées (et mortes, rassurez-vous). De façon tout à fait fortuite, un assistant de Galvani toucha, avec une pointe de scalpel, la cuisse de l'un de ces batraciens alors qu'il était par ailleurs en contact avec la machine ; l'animal fut aussitôt secoué de contractions et de convulsions. En bon expérimentateur et observateur, Galvani répéta cette manipulation, en variant les conditions pour mieux cerner les faits. Tout naturellement, puisqu'il étudiait par ailleurs l'électricité, c'est à elle qu'il en attribua la cause. Mais il était aussi médecin, et il savait la prodigieuse richesse de potentialités des organismes vivants. Dans une publication (1791) très remarquée par suite de l'originalité des faits rapportés — l'excitation artificielle des cuisses de grenouille —, il se crut fondé à émettre l'hypothèse qu'il existait une forme d'électricité animale : le « fluide nervo-électrique », accumulé dans le muscle de la cuisse comme il le serait dans une bouteille de Leyde, se déchargeait lorsqu'on fermait le circuit grâce à un objet métallique ; au même instant, une étincelle électrique jaillissait de la machine électrostatique voisine. Pas très clair, peut-être ? Pourtant, l'analogie proposée avec la bouteille de Leyde traitait l'aspect électrique du phénomène, et son aspect physiologique pouvait faire appel au poisson torpille, ou au gymnote (anguille électrique) qui est doué de vertus semblables. Et la machine électrostatique, là-dedans ?...

Lorsque Volta eut connaissance des résultats de Galvani, il crut à une supercherie, au mieux à un artefact : « incroyable », « miraculeux », furent ses qualificatifs les plus doux[4] ; de façon générale, il ne faisait pas confiance à des médecins « qui ignoraient tout des lois connues de l'électricité ». Pourtant, certains de ses collègues de Pavie, anatomistes ou pathologistes, le pressèrent de reprendre, au moins, les protocoles expérimentaux que décrivait Galvani. Il se laissa convaincre, « avec peu d'espoir de succès », et entreprit ces vérifications tout à la fin du mois de mars 1792, alors que son esprit était occupé par des recherches sur la météorologie et la dilatation des gaz. Dès le 1er avril de cette même année, pourtant, les expériences ayant réussi, il bouleversa son plan de travail et se lança dans le galvanisme et la controverse.

CONTROVERSES AUX CONFINS DU BIOLOGIQUE ET DU PHYSIQUE

Le phénomène annoncé par Galvani était donc avéré : les cuisses de grenouille — pourtant mortes — dansaient la gigue lorsqu'elles étaient de quelque façon mises en contact avec une machine électrostatique. Mais voilà que déjà cette façon de présenter les choses prend parti dans la controverse, dont pourtant les thèses antagonistes n'ont pas été exposées ! Tenons-nous-en à l'essentiel : il s'agissait tout uniment de décider si l'électricité qui — tout le monde s'accordait sur ce point — était visiblement à l'œuvre dans ces expériences, était d'origine *animale*, propriété biologique que conserveraient les muscles de la grenouille, ou bien « *artificielle* », produite hors de l'organisme vivant par quelque machine ou quelque machination inanimée.

Il serait savoureux sans doute, mais il y faudrait un historien professionnel, de décrire par le menu les aléas, les retournements et les rebondissements de cette controverse entre Volta et les galvanistes. « Les », doit-on dire, car il y eut coalition autour des idées de Galvani : d'abord son propre neveu, Giovanni Aldini, qui était un véritable professeur de physique, lui, puis un autre médecin plein d'astuce et d'à-propos, Eusebio Valli. La lutte fut rude et longtemps indécise, car Volta dut se battre à découvert sur le terrain des adversaires, à savoir la biologie. Il le fit certes avec ses propres armes. Sa première préoccupation fut de *mesurer* la tension[5] minimale d'électricité « artificielle » (par opposition à « animale ») qui pouvait mettre en mouvement une cuisse de grenouille : « Comment peut-on trouver les causes si on ne détermine la quantité aussi bien que la qualité des effets ? » demandait-il à la cantonade. Or les cuisses de grenouille, préparées selon la recette de Galvani lui-même, s'avérèrent l'électroscope le plus sensible, et de loin, qui eût été inventé jusque-là. Avant que n'éclate l'affaire qui nous occupe, Volta avait mis au point un « électromètre à paille », qu'il avait gradué pour pouvoir repérer les unes par rapport aux autres les différences de potentiel qu'il rencontrait. Eh bien ! une cuisse de grenouille réagissait à une tension de cinq centièmes de degré ! Encore fallait-il, pour réussir à la mesurer, avoir recours à une manipulation spéciale, utilisant un condensateur, manipulation que Volta maîtrisait depuis longtemps. Puisqu'il avait posé le pied dans le champ de bataille zoologique, il se mit en devoir de l'explorer de façon systématique, avec une ardeur et une insensibilité de néophyte : il sonda les possibilités électriques des insectes — « Il est très amusant de faire chanter une sauterelle [décapitée] » avouait-il ingénument — et même des mammifères ; mais les grenouilles maintinrent leur avantage, et par là leur monopole.

Volta entreprit bientôt l'étude des contacts dissymétriques entre conducteurs. Ce furent d'abord des arcs composés de deux métaux différents, qu'il utilisait pour exciter les cuisses de grenouille, et qu'il alla jusqu'à expérimenter sur lui-même : il enfonçait dans sa bouche une cuillère d'argent, puis posait un petit morceau d'étain sur la pointe de sa langue ; une sensation gustative très désagréable s'ensuivait. Les galvanistes, partisans de l'électricité animale, se gaussaient de ces tentatives : « Comment serait-il possible qu'une seule pièce de monnaie renferme assez d'électricité pour mettre en mouvement une patte de cheval ? » Il dut ensuite passer aux « conducteurs de seconde espèce » — ainsi appelait-il les substances humides[6] —, car ses rivaux, Valli en l'occurrence, avaient réussi à induire des contractions dans des cuisses de grenouille simplement en les touchant à mains nues, à des emplacements bien choisis ! Ce fut un coup de maître. Pour beaucoup d'observateurs, il signifiait la victoire définitive de la notion d'électricité animale. Mais Volta retourna aussitôt la situation : il montra qu'une succession de « conducteurs de deuxième classe » différents pouvait aussi engendrer un courant. Or Valli avait eu recours, dans ses expériences, à du sang de grenouille ou simplement de la salive, pour humecter les nerfs et les muscles qu'il touchait du doigt.

C'est dans cette voie des contacts dissymétriques entre conducteurs que Volta progressa. Il s'aperçut bientôt qu'un empilement de disques d'argent et de zinc alternés avait pour « force électromotrice » — c'est lui qui inventa ce terme, pas très adapté, il faut bien le dire, mais que nous utilisons depuis — celle d'un seul couple de disques, l'un d'argent et l'autre de zinc, au contact. Les piles paraissaient donc ne rien apporter. Il eut néanmoins l'idée — comment ? — d'intercaler des conducteurs de seconde espèce entre les disques métalliques ; et la pile se mit soudain à exister par elle-même, pourrait-on dire ! En effet, une tour d'une cinquantaine de couples de disques séparés par du papier ou des chiffons mouillés — il savait en fabriquer de plus hautes — pouvait rivaliser, du point de vue des sensations (désagréables) produites, avec un poisson électrique. En outre, la pile paraissait conserver ses propriétés intactes après qu'on l'eut utilisée pour fournir soit des décharges comme un poisson torpille, soit du courant[7]. Volta lui-même prit conscience de ce que cette imperturbable immutabilité pouvait avoir d'étonnant : « Ce mouvement perpétuel peut sembler paradoxal, inexplicable peut-être ; il n'en est pas moins véritable et réel, et il peut être touché, c'est le cas de le dire, avec les mains. »

Les prodiges du courant électrique

Avec la possibilité d'utiliser et d'étudier les courants, les recherches en électricité prirent un tour nouveau, en même temps qu'un essor vigoureux.

PREMIÈRES MERVEILLES

C'est l'*électrochimie* qui ouvrit le bal. Avant même que l'article de Volta décrivant sa pile n'eût paru, deux chercheurs (Nicholson et Carlisle) annoncèrent qu'ils l'avaient utilisée pour décomposer l'eau en oxygène et hydrogène. Humphry Davy (1778-1829), chimiste et physicien anglais, se précipita dans cette voie nouvelle. Il tenait que la « théorie du contact » — à savoir, l'idée que l'électricité était engendrée par le seul contact de deux conducteurs différents — était inopérante ; pour lui, il y fallait aussi une réaction chimique[8]. Il publia, cette même année 1800, plusieurs articles sur ce sujet. Mais il dut interrompre ses recherches pendant cinq ans, pour faire face à ses obligations de conférencier à la toute nouvelle Institution royale d'Angleterre. Personne d'autre, d'ailleurs, n'avança de façon significative au cours de cette période. Il est curieux de constater, par exemple, que Volta ne participait plus aux efforts, alors que c'était indéniablement sa découverte qui leur avait permis de se déployer ; revenu à sa querelle avec les galvanistes, il ne s'intéressa qu'épisodiquement, et de façon lointaine, aux découvertes que sa pile avait rendues possibles.

Mais Davy reprit ses travaux en 1806. Il confirma la décomposition de l'eau. Puis il constata que les solutions d'alcali[9] dans l'eau conduisaient bien le courant, mais que c'était l'eau, et non pas l'alcali, qui en était décomposée. D'où l'idée de tenter l'expérience avec de la potasse fondue, et non plus en solution aqueuse. Il lança alors une souscription pour construire une énorme pile : elle devait avoir, et eut effectivement, deux mille éléments, c'est-à-dire deux mille disques d'argent alternant avec deux mille disques de zinc. Comme ses conférences à l'Institution royale attiraient les foules — elles rassemblaient couramment un millier de personnes —, sa souscription fut bientôt couverte. L'électrolyse de la potasse fondue fit apparaître, au pôle négatif de la cuve, des parcelles d'un matériau argenté, qui s'enflammait spontanément à l'air, mais dont il put recueillir quelques échantillons. C'était du potassium — que, maladroitement, il épela d'abord avec un seul s (mais c'était en anglais...) —, un métal totalement inconnu jusqu'alors. D'ailleurs, comme la potasse qu'il traitait n'était pas pure, il découvrit aussi, en prime, le sodium ! Il en dansait la gigue, dit-on, dans son laboratoire ! Et, l'année suivante, ce fut le tour des alcalinoterreux, baryum, strontium et calcium. Quelle moisson !...

Après l'électrochimie, le *magnétisme*. En 1820, le Danois Hans Christian Oersted dévoila, dans une expérience fameuse, des milliers de fois répétée, par la suite, dans les laboratoires et les salles de classe, les effets magnétiques des courants électriques : une aiguille aimantée, placée au voisinage d'un fil conducteur, est déviée lorsqu'on établit un courant dans ce fil ; qui plus est, la déviation change de sens si l'on inverse le courant. Une passerelle était ainsi jetée entre électricité et magnétisme ! Cette découverte inattendue eut aussitôt l'écho qu'elle méritait : en Allemagne (Johann Christian Poggendorf), en Grande-Bretagne (Michael Faraday, élève de Davy), en France (François Arago, André Marie Ampère)..., les physiciens rivalisèrent de zèle et d'ingéniosité pour consolider et élargir la fragile passerelle. Le dernier nommé fut particulièrement inventif et efficace. La même année 1820 qui vit l'expérience fondatrice d'Oersted, Arago la reproduisit dans une séance de l'Académie des sciences à laquelle assistait André Marie Ampère. Quelques jours suffirent à celui-ci pour en échafauder la théorie — l'électricité en mouvement engendre ses actions magnétiques selon des lois rigoureuses —, et quelques années pour fonder l'électromagnétisme moderne : *Sur la théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques uniquement déduite de l'expérience* (1827). Nous avons hérité d'Ampère un petit *bonhomme* complaisant, qui accepte docilement, après s'être couché le long du fil — le courant lui entrant par les pieds et lui sortant par la tête —, de lever la main gauche pour nous indiquer, tel un oracle familier, le sens des effets magnétiques.

C'est un Américain, Henry Augustus Rowland, qui administrera en 1876 la *preuve expérimentale de l'identité entre les électricités statique et dynamique*. Il électrisa pour cela un disque isolant (charges statiques), qu'il pouvait faire tourner à grande vitesse autour de son axe. Le matériau étant isolant, les charges qu'il portait étaient entraînées dans son mouvement. Rowland montra alors que cette circulation de charges initialement statiques produisait les mêmes effets magnétiques que ceux qui étaient attribués aux courants.

La connaissance du courant et de l'électricité allait ainsi s'approfondissant. En 1827, Georg Simon Ohm formula la loi empirique célèbre qui porte son nom, et qui relie l'intensité du courant circulant dans un conducteur à la différence de potentiel que l'on a imposée à ses bornes. En 1841, James Prescott Joule étudia le troisième effet fondamental que produit le courant, à savoir le dégagement de chaleur qui accompagne son passage, et que l'on désigne depuis comme « l'*effet Joule* ».

La conduction du courant électrique

CONDUCTION IONIQUE

On se souvient sans doute que Volta distinguait deux espèces de conducteurs. La deuxième regroupait divers matériaux (carton, drap, etc.) *humides*. Nous savons maintenant[10] que l'eau qui les imbibait était conductrice parce qu'elle n'était pas pure : elle contenait, dissous, un — plusieurs, en général — électrolyte, par exemple du chlorure de sodium (sel marin). Un tel électrolyte est, en solution dans l'eau, *spontanément dissocié*, dès avant qu'on ne branche une pile, en *ions* : les ions sodium portent une charge positive, et les ions chlore sont, en contrepartie, chargés négativement. Comment cela vient-il à se produire ? Le plus simplement du monde, si toutefois l'on veut bien admettre que les *molécules* de chlorure de sodium — dans lesquelles *chaque atome* de sodium serait intimement lié à *un atome* de chlore et un seul — préfèrent, pour ainsi dire, se présenter en deux entités séparées : le chlore ici, le sodium là. Mais la disjonction s'opère de façon très spécifique : le sodium abandonne au chlore, qui en est avide, un électron que lui, sodium, ne retient pas avec la dernière énergie. Ainsi se forment d'un côté un *ion chlore*, affublé d'un électron supplémentaire, dont il porte la charge — puisqu'il était initialement neutre, dans son ensemble — ; de l'autre côté un *ion sodium*, apparaissant avec une charge positive, exactement égale, en grandeur, à celle de l'électron qui l'a quitté — puisque ce dernier assurait initialement la neutralité de l'atome de sodium. C'est donc le *transfert d'un électron* — rien de plus — qui change en ions l'atome de sodium et l'atome de chlore.

Lorsqu'on applique ensuite une différence de potentiel à un système de cette sorte, les ions positifs sont poussés dans un sens, les ions négatifs tirés dans l'autre, et c'est ainsi que, les charges courant, le courant passe.

CONDUCTION ÉLECTRONIQUE

Les conducteurs de première espèce, c'est-à-dire essentiellement les *métaux*, sont d'une autre nature, bien que des ions y apparaissent également. Et comment, au demeurant, des charges circuleraient-elles à moins qu'elles n'aient été, de quelque façon, arrachées aux entrailles des atomes ? Ce sont, à quelques exceptions près (le mercure), des solides, et des *solides cristallins*. De façon générale, un *cristal* d'une substance quelconque est formé par un *ensemble de motifs atomiques identiques disposés régulièrement dans l'espace :* ils se placent, par exemple, aux sommets d'un cube — virtuel, s'entend — qui se superpose à lui-même et se répète inlassablement, quasiment à l'infini, dans les trois directions, tel un gigantesque papier peint tridimensionnel dont les dessins seraient minuscules — de taille atomique ou moléculaire — mais l'étendue colossale — un cristal peut mesurer des millimètres ou des centimètres (soit dix ou cent millions de fois la taille d'un motif). Dans le cas d'un *métal*, le motif élémentaire est très simple : c'est un *ion positif*, créé à partir d'un atome neutre — le cuivre, par exemple, ou l'argent — qui laisse échapper son électron le plus périphérique. Celui-ci n'est *pas*, dans le cas présent, capté par un autre atome ; *il peut se déplacer quasi librement* dans tout le métal. Les électrons qui se sont ainsi affranchis de leur tutelle originelle baignent l'ensemble du conducteur[11], formant une sorte de nuage d'électricité négative très mobile. L'image suivante se dégage ainsi, qui est assez fidèle, d'un métal : une série d'ions positifs, répartis très régulièrement dans l'espace, constituent la charpente du cristal ; ils sont neutralisés — le métal est globalement neutre électriquement — par une distribution quasi uniforme de charge négative, portée par un gaz d'électrons libres et disponibles.

Ceux-ci sont tout aussitôt sollicités par une différence de potentiel que l'on appliquerait entre deux points distincts du métal. C'est donc eux — et eux seuls : les ions positifs ne sont pas entraînés — qui sont responsables du transport de l'électricité dans ces matériaux ; on les appelle « *électrons de conduction* ».

CHAPITRE IV

À CHAMPS FONDAMENTAUX, ÉQUATIONS FONDAMENTALES

Nous avons pensé des choses pures
Côte à côte, le long des chemins,
Nous nous sommes tenus par les mains
Sans dire... parmi les fleurs obscures ;

Nous marchions comme des fiancés
Seuls, dans la nuit verte des prairies ;
Nous partagions ce fruit de féeries
La lune amicale aux insensés.

Et puis, nous sommes morts sur la mousse,
Très loin, tout seuls parmi l'ombre douce
De ce bois intime et murmurant ;

Et là-haut, dans la lumière immense,
Nous nous sommes trouvés en pleurant
Ô mon cher compagnon de silence[1] *!*

VALÉRY

La théorie électromagnétique se construisait peu à peu, se nourrissant des constatations expérimentales concernant le comportement des charges et des courants et leurs actions et propriétés magnétiques, en un processus hélicoïdal quasi continu qui commençait par induire, retournait aussitôt à l'observation pour repartir dans une nouvelle induction. André Marie Ampère et Michael Faraday, premiers parmi les premiers, y excellaient notamment. A cette théorie naissante manquaient pourtant, dans la première moitié du XIX^e siècle, les objets physiques constitutifs qui lui permissent de s'épanouir et de s'approfondir en se développant : les champs.

Le concept de champ

Etant acquises l'existence et les principales propriétés de la charge et du courant électriques, voici les entités fondamentales de la théorie électromagnétique : *le champ électrique et le champ magnétique*.

LES CONTRAIRES S'ATTIRENT : FARADAY ET MAXWELL

L'idée initiale, celle de champ, est due à Michael Faraday (1791-1867). Elle fut poursuivie et menée à son terme par James Clerk Maxwell. Mais voyez comme les voies de la physique sont impénétrables ! Le premier, Faraday, était fils d'un forgeron que la faim avait fait fuir ses enclumes pour le mirage attractif mais incertain de la ville, où il n'avait trouvé que la misère et la mort. Michael savait à peine lire, écrire et compter lorsque, à quatorze ans, il fut mis en contact avec les livres, avec toutes sortes de livres, d'ailleurs : il entra comme apprenti chez un artisan relieur. Pourquoi, dans ces conditions, se passionna-t-il pour les ouvrages de physique et de chimie, plutôt que pour les romans d'aventure ou d'amour ? Comment, par une série de ces hasards rocambolesques qui se succèdent parfois, se retrouva-t-il, à vingt et un ans, assistant dans le laboratoire qu'il n'allait plus quitter de sa carrière entière ? La dernière péripétie, décisive, fut le licenciement, brusque et sans appel, d'un jeune assistant — il avait été mêlé à une rixe — du laboratoire de l'Institution royale, que dirigeait Humphry Davy (mais oui ! celui-là même dont il a été question plus haut[2]). Pris de court devant cette péripétie imprévue, Davy proposa le poste à Faraday. Il faut dire que trois ou quatre mois auparavant le chimiste, au cours d'une manipulation, avait été aveuglé — provisoirement — par une explosion inopinée ; c'est Faraday qu'on lui avait envoyé alors pour lui faire la lecture...

Le second personnage que nous avons évoqué, Maxwell, de quarante ans le cadet du précédent, descendait quant à lui d'une illustre famille écossaise qui tenait le haut du pavé à Edimbourg depuis le XVII^e^ siècle. Il en hérita une propriété rurale de six cents hectares, dans laquelle il aimait à se retirer pour écrire ses articles et ses livres scientifiques, et pour réfléchir plus à loisir aux sujets qui l'intéressaient. On ne sera pas étonné d'apprendre que le travail intellectuel était pratique courante, bien avant sa naissance, chez ses parents et ses ancêtres... Comment expliquer, comment *comprendre* que deux hommes aussi dissemblables par leur milieu et leur formation aient pu contribuer de façon si décisive, l'un et l'autre, à l'avancement de la connaissance ? Pourquoi l'ont-ils fait tous deux dans la même science — la physique — et le même domaine : l'électromagnétisme ? Pourquoi leurs apports se sont-ils si étroitement complétés, le second s'appuyant sur les idées du premier pour aboutir à une théorie cohérente et foisonnante de l'électromagnétisme ?

L'OBJET THÉORIQUE QUE L'ON NOMME « CHAMP »

Revenons à cette notion théorique de *champ*, si décisive en électromagnétisme, que Faraday le roturier avait forgée et que Maxwell l'aristocrate allait faire briller de feux éclatants et inextinguibles. Pour en mieux percevoir la signification première, examinons le cas électrique, plus simple et plus parlant que le magnétique. Prenons une charge de valeur q et plaçons-la, immobile, en un point de l'espace. Les charges qui se situent — éventuellement — à l'entour, et que nous supposerons immobiles de même (pour simplifier), exercent sur la nôtre, ensemble, une certaine force résultante. Il se trouve que cette force est proportionnelle à la « charge d'essai » q : elle serait par exemple doublée si celle-ci valait 2 q, triplée si c'était 3 q,... De cette situation somme toute concrète — nous avons tant côtoyé les forces, depuis Newton, qu'elles nous sont devenues familières et quasiment palpables —, nous extrayons une abstraction première : nous décrétons qu'il existe, au point de l'espace considéré, une entité physique appelée « *champ électrique* », qui subsiste *même si aucune charge d'essai n'est là* pour le ressentir. Pour sûr, *si* une telle charge q est placée à cet endroit, *alors* elle sera soumise à une force, égale au produit du champ par q. Mais au début était le champ.

Entendons-nous avant de poursuivre. Le champ qui règne en un point est créé par une certaine distribution de charges — autres que q — que l'on nomme ses « sources ». Pour mettre ce champ en évidence et le mesurer on peut, sans toucher aux sources, poster au point en question une autre charge, de valeur q connue, que l'on distingue des précédentes en l'appelant d'« essai » : la charge d'essai q perçoit aussitôt une force qui, divisée par q, donne par définition le champ en ce point.

Faisons un pas de plus. En général, on le comprendra, les charges environnantes et agissantes créent des champs différents en des points différents de l'espace ; en conséquence, un champ est une *fonction de point*, c'est-à-dire une fonction des trois coordonnées qui repèrent ce point dans l'espace : abscisse x, ordonnée y, et cote z (par exemple). Encore un effort ! Nous avons soigneusement choisi, pour l'instant, une situation où le champ est « statique », comme on dit, c'est-à-dire immuable dans le temps[3]. On admettra pourtant sans peine que le champ qui règne en un endroit déterminé peut *varier au cours du temps* si la distribution de charges qui le crée est elle-même variable de la sorte.

Pour finir, notre champ électrique est une fonction des points de l'espace et du temps. Il faut tout de même ajouter que *le champ électrique est un vecteur* : il comporte un « module », qui indique sa valeur, mais inclut aussi une direction et un sens dans l'espace.

Le *champ magnétique* est, de façon semblable, une fonction vectorielle des coordonnées d'espace et du temps. La traque en fut plus malaisée et plus longue, aussi plus décevante d'abord, car il s'agit d'un être (théorique) torve, qui ne regarde pas les charges en face, et qui ne les voit qu'en mouvement. La section qui suit immédiatement précisera les caractéristiques et propriétés qu'on lui a finalement trouvées.

La force de Lorentz, ou l'arrimage des champs à la mécanique

Ainsi, un champ électromagnétique sera caractérisé par la donnée de deux vecteurs, fonctions des trois coordonnées x, y, z et du temps t (signalons le glissement sémantique : *le* champ électromagnétique se compose de *deux* champs). On note traditionnellement $E\ (x, y, z\ ; t)$ le champ électrique et $B\ (x, y, z\ ; t)$ le champ magnétique : la parenthèse qui suit les symboles E et B énumère les variables dont dépendent ces grandeurs ; E et B sont des *vecteurs* de l'espace à trois dimensions.

Avant d'affirmer et d'expliciter les propriétés constitutives du champ — des champs électrique et magnétique —, la théorie va nous dire comment ils s'incarnent dans la réalité, comment ils seront perçus expérimentalement et comment ils pourront être *mesurés* ; elle va pour ce faire les amarrer à l'une des grandeurs fondamentales de la mécanique de Newton, la *force*.

Une *charge d'essai* q — ainsi qualifiée parce qu'elle sert à explorer, à « essayer » le champ — est placée, à l'instant t, au point de l'espace de coordonnées x, y, z et elle se déplace, là et alors, avec la vitesse v. Elle subit de la part du champ électromagnétique $\{E, B\}$ une force F dont l'expression

$$F = q\,E + q\,v \times B$$

porte le nom emblématique, et universellement reconnu, de Lorentz[4]. Les champs, tant électrique E que magnétique B, qui y figurent sont précisément ceux qui, à cet instant t, règnent au point (x, y, z) où se trouve la charge q.

La *force de Lorentz* comporte deux termes. Le premier s'obtient simplement en multipliant le champ électrique E par la charge q ; c'est celui qui nous a servi naguère pour introduire la notion de champ, qui est dans ce cas électrique. Ce premier terme est effectivement seul à donner la force F si la charge q est immobile (vitesse v nulle). Si au contraire la vitesse v de la charge d'essai n'est pas nulle, un second terme s'introduit dans la force de Lorentz, proportionnel au champ magnétique B : celui-ci ne « voit » pour ainsi dire que les charges en mouvement. Mais le second terme de la force de Lorentz se présente bizarrement : tordu, gauchi, pourrait-on dire. Y figure en effet ce qu'on appelle le « produit vectoriel » des deux vecteurs que sont la vitesse v de la charge d'essai et le champ magnétique B. Comme son nom le laisse supposer, le produit vectoriel est lui-même un vecteur ; il est, en tant que tel, perpendiculaire à la fois à v et à B, soit perpendiculaire au plan qu'ils définissent à eux deux. Mais sa valeur (son module) dépend en outre de l'angle qui les sépare dans ce plan : elle est maximale, et égale au produit des valeurs de v et B, lorsque ces derniers sont perpendiculaires ; elle est minimale, et en fait nulle, lorsque v et B sont colinéaires, c'est-à-dire lorsque leur angle est nul [5].

Cela peut paraître tarabiscoté ; ça l'est sans doute. Il faut pourtant prendre en compte deux faits, d'ailleurs liés. D'une part, l'analyse vectorielle était un passage obligé car la théorie de Newton — qui, vieille de deux siècles, s'imposait maintenant à tous — exprimait son formalisme dans ce langage technique ; en d'autres termes, un physicien se devait, à cette époque (fin du XIXe), de connaître le produit vectoriel et d'en être familier. D'autre part, la seconde contribution à la force de Lorentz est issue d'une relation, de forme analogue, que Laplace [6] avait découverte — au début du XIXe siècle, déjà — dans l'action du champ magnétique sur une portion de circuit électrique ; or l'on sait que le courant est un déplacement de charges [7]. En tout état de cause la force de Lorentz, l'un des *postulats* de la théorie électromagnétique, présente à tout physicien un aspect familier : on l'enseigne, de nos jours, dès la première année des études universitaires.

Les équations de Maxwell, propriétés axiomatiques et constitutives des champs

Il nous faut maintenant tenter d'écrire, et surtout de décrire, les quatre équations de Maxwell : jointes à la formule de Lorentz, que nous venons d'introduire, elles composent le jeu de *postulats* qui fonde la théorie électromagnétique. Le rôle des équations de Maxwell est d'établir et d'affirmer les propriétés constitutives des champs électrique E et magnétique B, que l'on regroupe sous l'appellation de *champ électromagnétique*. Voilà bien un trait remarquable de l'électromagnétisme : ses lois fondamentales — tant la formule de Lorentz que les équations de Maxwell — s'expriment en termes de *champs*.

Dans les premiers temps des recherches sur l'électricité — et il en fut de même pour l'étude des aimants (magnétisme) — les physiciens s'évertuaient à caractériser les forces — c'était le langage quasiment imposé par la mécanique de Newton — qui s'exerçaient entre les charges. Nous avons mentionné plus haut le résultat obtenu dans cette ligne par Coulomb, en 1785 : deux charges appliquent l'une sur l'autre une force proportionnelle à leur produit et inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare. On semblait donc rester dans un cadre connu ; on était même conforté par la similitude frappante qui apparaissait entre les forces électrique et gravitationnelle. Mais le magnétisme, par son aspect « torve », « tordu et gauchi » — pour reprendre ces qualificatifs qui nous ont déjà servi — vint troubler cette harmonie : l'aiguille aimantée d'Oersted, parallèle au fil électrique dans sa position initiale, n'était pas attirée ou repoussée lorsqu'on établissait le courant, mais déviée transversalement. On fut donc amené à séparer les forces électromagnétiques en deux éléments constitutifs, dont chacun avait son existence et sa logique propres : d'une part, des charges et courants créent dans l'espace un champ électromagnétique, régi par les équations de Maxwell ; d'autre part, l'action de ce champ sur des charges se fait selon la formule de Lorentz.

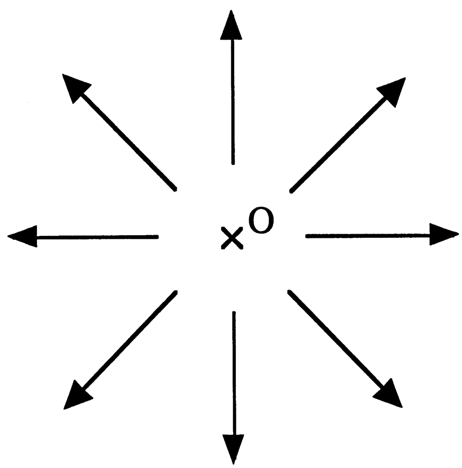
L'ARSENAL TECHNICO-MATHÉMATIQUE

Le physicien du XIXᵉ siècle était lourdement et efficacement armé sur le plan des techniques mathématiques, et son arsenal ne cessait de s'accroître et de se diversifier. Nous avons fait allusion il y a peu au *calcul vectoriel*. Les vecteurs étaient déjà — vitesse, force, accélération,... — le langage naturel de la mécanique de Newton, vieille alors de plus de deux siècles. Toutefois l'analyse vectorielle moderne, telle qu'elle est aujourd'hui mise à l'œuvre pour l'écriture et le maniement des équations de Maxwell, fut développée *a posteriori*, dans les années qui suivirent la publication du *Treatise* : c'est Oliver Heaviside (1850-1925) qui traduisit en termes vectoriels compacts la théorie électromagnétique de Maxwell.

Mais celle-ci fait en outre appel au *calcul différentiel*, inventé par Newton lui-même sous le nom de « méthode des fluxions », et, indépendamment, par Leibniz qui l'appelait « calcul des différences ». Voilà bien un outil de précision, remarquable, forgé puis perfectionné avec amour par des artisans de génie ! Encore de nos jours, le physicien-*infans* le tète avec son lait nourricier, et il est inséparable de son hormone de croissance, sans laquelle tout effort demeurerait vain.

La notion de base du calcul différentiel est la *dérivée*. Pour le dire avec des mots, la dérivée d'une grandeur u par rapport à une grandeur v mesure la rapidité avec laquelle les variations de v font varier u : c'est le taux de variation de u sous l'influence de v.

Les équations de Maxwell atteignirent à ces sommets vertigineux où s'allient, tels la terre et le ciel, les deux éléments primitifs qui viennent d'être évoqués, pour parvenir à cet aboutissement des *opérateurs différentiels vectoriels*, dont les plus beaux fleurons ont nom « *divergence* » et « *rotationnel* ».



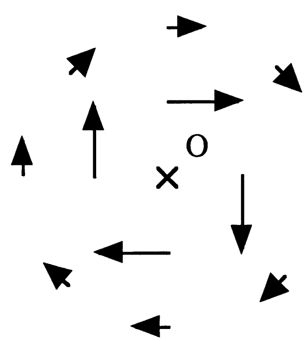
Champ de vecteurs dont la divergence est différente de zéro.

Imaginons un champ vectoriel A, qui pourrait être — qui sera dans la suite — soit le champ électrique E, soit le champ magnétique B. Le vecteur A prend *a priori* des valeurs et des directions différentes en des points différents de l'*espace*. En chaque point, en outre, valeur et direction dépendent en général du *temps*.

La *divergence* du champ de vecteurs A, notée « div A », est un scalaire, c'est-à-dire une grandeur possédant une valeur seulement en chacun des points de l'espace. La divergence se construit à partir des dérivées du champ A, ou plus précisément à partir des dérivées des composantes[8] de A par rapport aux coordonnées d'espace. La combinaison que l'on en prend se comporte comme un scalaire ; la divergence ainsi définie est encore, en toute généralité, fonction du point où l'on se place — des coordonnées de ce point — et du temps.

Le *rotationnel* est, comme la divergence, un opérateur différentiel. Il s'exprime comme elle — « se définit », devrions-nous dire — à l'aide des dérivées du champ vectoriel A auquel il s'applique, par rapport aux coordonnées x, y, z du point de l'espace dont il dépend ; plus exactement, ce sont ici aussi les composantes du champ vectoriel A qui sont sollicitées. Toutefois, à la différence de la divergence qui est un scalaire, le rotationnel reconstruit un *vecteur* à partir des dérivées du champ, en les combinant d'autre façon : le rotationnel de A est caractérisé, comme l'est A lui-même, par trois composantes définies à l'aide des dérivées de celles de A par rapport aux coordonnées d'espace.

Les termes de « divergence » et de « rotationnel », qui désignent les opérateurs que nous venons de décrire, n'ont évidemment pas été choisis au hasard. On n'aura aucune peine à se représenter (cf. les figures ci-jointes) un champ de vecteurs qui diverge à partir d'un point ou qui tourne autour de lui — comme dans un mouvement de rotation. Mais il faut être prudent avec ce genre d'image : un champ de vecteurs a, en général, à la fois une divergence et un rotationnel, que l'on calcule à partir de leur *définition*, et non pas en évaluant telles propriétés qualitatives qui paraissent leur être reliées.



Champ de vecteurs dont le rotationnel est différent de zéro.

ÉQUATIONS AUX DIVERGENCES

Venons-en maintenant aux équations de Maxwell elles-mêmes. Les deux premières[9] concernent la divergence du champ électrique E pour l'une d'elles, et la divergence du champ magnétique B pour l'autre.

La *divergence du champ électrique* est d'abord déclarée égale (à un facteur près[10]) à la charge électrique, plus précisément à la densité volumique de charge[11] ρ :

$$\operatorname{div} E = \rho/\varepsilon_0.$$

Comme div E, la charge ρ est une grandeur scalaire ; elle dépend, comme div E, du point de l'espace et du temps, de sorte que leur égalité est *locale* et *instantanée* : il faut les prendre toutes deux au *même point* et au *même temps*. Cette relation s'inspire — sans s'y réduire — d'un théorème remarquable démontré par Gauss[12] sur le champ *électrostatique*, c'est-à-dire le champ électrique lorsqu'il est indépendant du temps parce que créé par des charges immobiles. Mais l'équation qu'a posée Maxwell généralise ce théorème aux régimes variables dans le temps ; c'est donc bien un postulat, et non plus un théorème. Notons que, dans toute région de l'espace dépourvue de charges, la divergence du champ électrique est nulle.

La *divergence du champ magnétique* est, quant à elle, *toujours et partout* égale à *zéro* :

$$\operatorname{div} B = 0.$$

Si l'on compare cette affirmation à la précédente, qui concernait la divergence du champ électrique, on est conduit à interpréter la seconde en disant que la *charge magnétique* est partout et toujours *nulle*.

EXISTE-T-IL DES MONOPÔLES MAGNÉTIQUES ?

Voilà un *problème* qui se pose à la physique depuis très longtemps, et qui réapparaît de temps à autre, lancinant et irrésolu, au détour inattendu d'un résultat expérimental ou de développements théoriques nouveaux qui ne s'adressaient pas nécessairement à lui. L'étude des *aimants*, commencée très tôt (XIIIe siècle), identifia en premier lieu leurs *deux pôles* : Pierre Pélerin de Maricourt écrivit en 1269 une « lettre sur l'aimant » ; elle ne sera publiée que trois siècles plus tard, mais n'en jetait pas moins les bases du magnétisme. Charles de Coulomb, sur la lancée de son analyse expérimentale des forces entre charges électriques, examina aussi, grâce à la « balance de torsion » qu'il avait construite, les actions mutuelles entre pôles magnétiques, et les trouva parfaitement conformes aux forces électriques (décroissance en raison inverse du carré de la distance).

L'analyse des propriétés des aimants paraissait alors devoir suivre le chemin que montrait l'électrostatique : de même que celle-ci découlait de la « force de Coulomb » — ainsi l'appelle-t-on encore — qu'exerçaient les unes sur les autres les charges électriques, de même les interactions entre aimants étaient décrites par des forces semblables entre les pôles magnétiques. Autant dire qu'un aimant portait deux *charges magnétiques*, qui s'identifiaient à ses pôles : le Nord pouvait être considéré comme une charge magnétique positive, le Sud comme une charge négative. Le parallélisme entre charges électriques et charges magnétiques semblait aller de soi.

Toutefois, les dernières apparaissaient toujours en couples : une charge positive à une extrémité de l'aimant (pôle Nord), une charge négative à l'autre (pôle Sud). Est-il possible d'observer des charges magnétiques isolées, ou encore peut-on envisager un pôle Nord sans pôle Sud, et *vice versa* ? C'est là qu'intervient la célèbre *expérience de l'aimant brisé*, que réalisa le premier Pèlerin de Maricourt, semble-t-il. Un aimant allongé est clairement doté de deux pôles distincts, Nord et Sud, ou positif et négatif ; pour tenter de séparer ces deux pôles, pour tenter de les isoler, sectionnons l'aimant en son milieu. Apparaissent alors sur les deux moitiés deux nouveaux pôles, de sorte que chacune d'elles présente encore un pôle Nord et un pôle Sud : sur la première, celle qui comportait déjà un pôle Nord, se manifeste un nouveau pôle Sud, à l'extrémité récemment créée par la brisure et la séparation ; celle qui avait auparavant un pôle Sud se dote d'un pôle Nord à la coupure fraîche. Impossible de détacher les charges magnétiques qui composent un aimant.

On sait aujourd'hui qu'un aimant n'est effectivement pas composé de charges Nord et Sud. Sans entrer dans les détails, voici les *deux faits principaux* qui permettent à un aimant d'exister et de se manifester comme tel. En premier lieu, il faut que les atomes qui le composent — il faut toujours en revenir à la structure atomique — possèdent chacun un *moment magnétique*, c'est-à-dire une sorte de petit aimant à leur échelle minuscule ; ce moment magnétique, commun parmi les divers matériaux, est créé par la rotation des électrons dans l'atome. La deuxième condition est beaucoup plus restrictive, et n'est vérifiée que par un très petit nombre de corps, dits « *ferromagnétiques* » : essentiellement le fer, le cobalt et le nickel. Cette condition exige que les moments magnétiques individuels des constituants microscopiques (atomes) s'alignent — les pôles Nord pointent dans la même direction, les pôles Sud dans la direction opposée — pour qu'ils s'ajoutent les uns aux autres et forment ainsi un aimant macroscopique, à l'échelle ordinaire, c'est-à-dire.

Il n'est pas assuré pour autant qu'aucune charge magnétique isolée — on l'appellerait un *monopôle magnétique* — pourra jamais se manifester. La tentative la plus intéressante, peut-être parce que la plus simple, pour incorporer des monopôles dans la théorie moderne est due à Paul A.M. Dirac (1931), un théoricien anglais qui a joué un rôle très important dans l'édification de la mécanique quantique (prix Nobel 1933). Une conséquence passionnante, bien que découlant facilement du modèle[13] de Dirac, est que l'existence des monopôles magnétiques entraîne la *quantification de la charge électrique*, et nous avons dit plus haut combien sa prédiction ou son explication est attendue et espérée. D'autres modèles, plus récents, qui tentaient d'unifier les interactions fondamentales, ont en quelque sorte fait le chemin inverse : la quantification de la charge électrique s'y incorporait de façon toute naturelle, mais ils demandaient, comme conséquence indissoluble, l'existence de monopôles magnétiques.

Et puis un jour, sur ces entrefaites, un jour de l'an de grâce 1982, explosa une bombe de fabrication artisanale. Un expérimentateur, Blas Cabrera, un Espagnol travaillant en Californie, annonça qu'il avait « vu » un monopôle : venu d'on ne sait où, imprévisible, il était passé comme cela, *incognito*, et il avait déclenché l'appareil de détection qu'on lui tendait depuis des mois, tel un piège aveugle et obstiné. B. Cabrera n'est pas un débutant, encore moins un farceur ou un tricheur. C'est au contraire un spécialiste : il traquait les monopôles, et d'autres « bêtes » exotiques — comme disent les Américains —, depuis de longues années. Et pourtant *personne* n'a plus *jamais* enregistré un événement de cet ordre, pas plus Cabrera lui-même, d'ailleurs. Un consensus s'est dégagé peu à peu, depuis 1982, autour de l'idée négative que voici : ce n'était probablement pas un monopôle, bien qu'il y ressemblât comme un frère, et bien qu'aucune autre explication plausible n'eût pu être avancée pour ce résultat, unique mais indéniable. Pour l'instant, donc, pas de monopôle magnétique dans la théorie de l'électromagnétisme.

ÉQUATION AU ROTATIONNEL DU CHAMP ÉLECTRIQUE — L'INDUCTION

Nous avons écrit et commenté les deux équations de Maxwell qui portent sur la *divergence* du champ électrique, puis sur celle du champ magnétique. Les deux autres équations, que nous nous proposons maintenant d'écrire et de commenter, portent sur le *rotationnel* de ces deux champs. Elles sont *vectorielles*, en ce sens qu'elles égalent un vecteur à un autre vecteur.

Le *rotationnel du champ électrique* est égal, au signe près, à la dérivée du champ magnétique par rapport au temps[14] :

$$\text{rot}\, E = -\frac{\partial B}{\partial t}.$$

Cette troisième équation de Maxwell est l'énoncé local de la *loi de l'induction*, découverte (en 1831) par Faraday. Le voilà encore ! Et pour une nouvelle découverte capitale !...

Les physiciens du XIXᵉ siècle se sont pendant longtemps heurtés à une manière de paradoxe. Oersted venait de montrer (1820) qu'un courant électrique s'accompagne d'effets magnétiques : le passage du courant dans un fil rectiligne fait dévier l'aiguille de la boussole. On pouvait dès lors s'attendre à observer l'effet réciproque : un aimant devrait provoquer des effets électriques ; il devrait créer un courant — on dit « l'induire » — dans un circuit électrique fermé mais dépourvu de pile. Et de chercher à induire un courant électrique à l'aide d'un aimant...

Dans les mois qui suivirent la communication d'Oersted, dans la seconde moitié de l'année 1820 et le début de 1821, les revues scientifiques furent submergées sous un flot d'articles traitant de cet effet, qui en proposaient une théorie ou s'interrogeaient sur sa réalité. La confusion, perfide et multiple, s'installa rapidement[15]. En désespoir de cause, le comité de rédaction de l'un de ces journaux, le prestigieux *Philosophical Magazine*, connaissant la rigueur et l'impartialité de Faraday, s'adressa à lui pour tenter de mettre de l'ordre dans ces contributions disparates et contradictoires, de séparer le bon grain de l'ivraie. Faraday n'accepta pas de gaieté de cœur : c'était la chimie, plutôt, qui l'occupait et le préoccupait à cette époque. Mais, bon gré mal gré, il consentit à cette tâche difficile et ingrate. Et que pensez-vous qu'il arriva ? En septembre 1821, déjà, il comprit, en répétant l'expérience d'Oersted, que la force magnétique pouvait faire *tourner* un circuit parcouru par un courant sous l'action d'aimants permanents. Il monta alors un appareil simple où cette « rotation électromagnétique » était mise en évidence. Ce fut le *premier moteur électrique*, qui transformait de l'énergie électrique en énergie mécanique, éventuellement utilisable pour effectuer du travail sur un système extérieur.

Mais ce n'était toujours pas « l'induction » que l'on cherchait. Les efforts restèrent improductifs pendant dix ans encore, ceux de Faraday comme ceux de tous les autres. Il faut dire, pour ce qui est de Faraday, qu'il était accaparé par d'autres sujets (lumière polarisée, électrolyse, chimie,...). François Arago[16] décrivit, en 1825, un effet curieux qu'on nomma « magnétisme par rotation » : si l'on fait tourner un échantillon de *métal non magnétique*, tel que le cuivre, il s'ensuit des actions magnétiques, décelables par l'aiguille aimantée. Cette découverte, certes inattendue et importante, ne résolvait toujours pas le problème posé. En 1831 pourtant, Faraday eut connaissance des réalisations du physicien américain Joseph Henry, qui avait construit de puissants électro-aimants. Il comprit aussitôt le parti qu'il pouvait en tirer. Le 29 août de cette même année 1831, enfin, il put constater qu'un courant était « induit » dans un circuit sans pile (dit « secondaire ») lorsque le courant était établi dans un circuit *totalement distinct*, que l'on nomme « primaire ». Voilà déjà, effectivement, ce que nous appelons aujourd'hui de l'induction, mais elle n'est toujours pas provoquée par un simple et véritable aimant. Il fallut toutefois moins de deux mois à Faraday pour parvenir à induire un courant à l'aide d'un aimant *stricto sensu*.

A posteriori, on pourrait dire aujourd'hui qu'il s'agissait de la découverte de l'Amérique... ou plutôt de l'œuf de Colomb : pour que l'aimant induise un courant dans le circuit (sans pile), il suffit, mais il faut, qu'aimant et circuit se déplacent l'un par rapport à l'autre, disons pour simplifier qu'il faut approcher l'aimant du circuit, ou l'en éloigner. Aussi simple que cela ! Mais le courant ne se manifeste *que durant le mouvement* ; il s'annule dès que l'aimant s'immobilise par rapport au circuit. Ce trait inattendu, qui avait déjoué pendant dix ans la découverte du phénomène de l'induction électromagnétique, a pour origine, dans la théorie, une simple dérivation par rapport au temps : le rotationnel du champ électrique est nul — on peut montrer que ceci entraîne la nullité du courant dans tout circuit fermé sans générateur — tant que l'est la dérivée du champ magnétique par rapport au temps, c'est-à-dire tant que le champ magnétique reste constant au cours du temps.

Qu'on ne me demande pourtant pas d'expliquer comment les lois de l'induction, établies empiriquement par Faraday dès 1831 — année de naissance de Maxwell, par parenthèse —, conduisirent celui-ci à cette troisième équation que nous étudions. J'en serais bien incapable. Pas seulement parce qu'il y faudrait des outils techniques (circulation et flux d'un champ de vecteurs) un peu élaborés. Mais, fondamentalement, essentiellement, parce qu'une telle démarche est impossible sur le plan des principes : si les équations de Maxwell pouvaient être *démontrées* à partir d'un autre ensemble de lois, c'est ce dernier qu'il conviendrait d'instituer comme système de postulats (à condition que leur nombre et leur complexité soient raisonnables) ; les équations de Maxwell passeraient alors au rang de *conséquences* des postulats fondamentaux ; elles seraient très utiles sans doute mais de seconde importance. C'est le contraire qui est vrai : en l'occurrence, *les lois de l'induction découlent des équations de Maxwell,* principalement de celle que nous commentons maintenant. On peut dire cela de façon plus radicale et plus percutante : l'équation écrite il y a un moment renferme un contenu physique plus étendu et plus profond que les lois (antérieures) de Faraday, qu'elle permet par ailleurs de retrouver.

C'est donc en elle — bien que ce soit Faraday qui ait inventé et construit le premier de ces appareils — que réside le principe de la dynamo. Cette machine fonctionne selon l'effet exactement inverse de la « rotation électromagnétique » que le même Faraday avait mise en évidence quelque dix ans auparavant : un circuit fermé (sans pile) tournant dans le champ magnétique d'un aimant est parcouru par un courant ; du travail mécanique (nécessaire à la mise en rotation du circuit) se transforme ainsi en énergie électrique.

ÉQUATION AU ROTATIONNEL DU CHAMP MAGNÉTIQUE

La quatrième et dernière[17] équation de Maxwell est la plus compliquée de la famille, mais on m'accordera que, jusqu'ici, nous n'avons pas à nous plaindre de complexité abusive. Le *rotationnel du champ magnétique B* (à un facteur près, nous y reviendrons avec *grand* intérêt) est ici déclaré égal *à la somme de deux termes*[18] :

$$c^2 \operatorname{rot} B = \frac{j}{\varepsilon_0} + \frac{\partial E}{\partial t}.$$

L'un est proportionnel à la *densité de courant j*. Celle-ci est une fonction vectorielle des coordonnées d'espace et du temps. Elle représente une intensité de courant électrique par unité de surface, sa direction et son sens — en tant que vecteur — indiquant ceux de l'écoulement du courant. De même que la présence de ρ dans la première équation était liée au théorème de Gauss, de même ici celle de j est liée à un autre théorème, qui porte le nom d'Ampère[19]. On pourrait reprendre à ce sujet, quasiment mot pour mot, les considérations que nous avons développées à propos des lois de Faraday sur l'induction : l'équation de Maxwell que voilà est plus fondamentale que le théorème d'Ampère, qui en découle mais n'en épuise pas le contenu physique.

Profitons-en pour expliciter un point quelque peu délicat, mais de première importance. Les densités de charge ρ et de courant j sont souvent appelées les *sources* du champ électromagnétique. Cette terminologie est claire : si ρ et j sont données, si elles sont connues par ailleurs, *alors* les équations de Maxwell permettent de calculer le champ électromagnétique $\{E, B\}$ qui en résulte.

Mais on ne peut évidemment pas se fixer *a priori* n'importe quelle distribution de charge et de courant : la structure même des équations de Maxwell lui impose des restrictions. En combinant l'équation où apparaît ρ (la première que nous avons écrite) avec celle qui fait intervenir j (la dernière), on trouve assez facilement — il y faut bien sûr quelque familiarité avec certaines propriétés simples de la divergence et du rotationnel — que ρ et j vérifient nécessairement une relation que l'on appelle l'« équation de continuité », et que voici :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0.$$

Mais à quoi correspond-elle physiquement, cette relation ? Elle n'est rien de moins que *l'expression locale de la conservation de la charge*.

« *Expression locale* », disons-nous ; nous entendons par là que, ρ et j étant des fonctions des coordonnées x, y, z du point de l'espace que l'on considère et du temps t, l'équation de continuité doit être vérifiée en chaque endroit et à chaque instant. « *Conservation de la charge* », maintenant. Délimitons un volume quelconque dans l'espace. La charge totale qu'il contient est la somme (algébrique) de celles que portent les divers points en son intérieur ; techniquement, cette somme est ce qu'on nomme une « intégrale » de la densité volumique ρ dans la portion de l'espace choisie. Si les parois de ce volume étaient imperméables à toute charge, la conservation s'en exprimerait très simplement : la charge totale comprise dans notre volume serait invariable ; techniquement, sa dérivée par rapport au temps serait constamment nulle. Mais, le plus souvent, des charges franchissent, dans l'un ou l'autre sens, la surface limitant le volume choisi. Dans ce cas (général), la conservation de la charge est un peu plus délicate à formuler, mais on la reconnaîtra sans peine : la variation dans le temps de la charge totale d'une région de l'espace (sa dérivée par rapport au temps) *ne* peut être due *qu'*à des charges qui en sortent ou y entrent ; et des charges qui traversent une surface donnent lieu à un courant électrique ; d'où l'apparition de la densité de courant j[20].

Du courant de déplacement surgissent les ondes électromagnétiques

Mais nous n'avons encore rien dit, explicitement tout au moins, du deuxième terme que comporte, au second membre, cette « dernière » équation de Maxwell que nous examinons (l'équation au rotationnel du champ magnétique). C'est Maxwell lui-même qui, de son propre chef, a ajouté ce terme à ce qui était pourtant, sans lui, la forme locale du théorème d'Ampère. Il a appelé *« courant de déplacement »* la contribution de la dérivée temporelle du champ électrique E ; elle complète en quelque sorte le courant ordinaire j[21].

Mais pourquoi modifier cette équation, celle-là précisément, et pourquoi cette modification-là plutôt que n'importe quelle autre ? La raison fut *théorique*, et *fondamentale*. Elle nous ramène à la *conservation de la charge* que nous venons d'évoquer : celle-ci n'était *pas assurée* dans le système des quatre équations, tant que n'y figurait pas le courant de déplacement ; et il y fallait ce terme, et nul autre, pour la rétablir ! On appréciera, je pense, la rigueur du raisonnement de Maxwell ; on remarquera pourtant que le principe de conservation de la charge électrique, qui en est la cheville ouvrière, provient, en quelque sorte, d'ailleurs. Elle était à l'époque une hypothèse, dont les fondements expérimentaux étaient solides certes, mais qui ne s'était pas hissée « jusqu'à ce haut degré de stoïque fierté[22] » que seule peut conférer la théorie. Et voilà que Maxwell, constatant que les équations qu'il avait jusque-là ébauchées n'y satisfaisaient pas, entreprit de les amender pour les y soumettre. Il aurait pu tenter sa chance — celle de sa théorie — sans le courant de déplacement, espérant que la conservation de la charge n'était pas rigoureusement exacte, en tout cas pas locale ; il aurait pu essayer de flanquer ses quatre équations d'une cinquième imposant la conservation de la charge (l'équation de continuité que nous avons écrite ci-dessus). Mais non ! Il choisit de plier directement ses équations à cette exigence, et ce choix le conduisit quasi obligatoirement au courant de déplacement. Il est probable qu'il envisagea aussi les solutions alternatives que nous avons mentionnées, et sans doute d'autres encore (la maturation de ses idées prit au moins dix ans si ce n'est quinze, avant d'aboutir à la publication de son monumental *Treatise*). Elles conduisent vraisemblablement, toutes les autres, à une impasse, de façon plus ou moins immédiate, à une impasse logique avant qu'expérimentale. Mais imaginez « la solitude du coureur de fond[23] » qu'est celle du théoricien en transe : ajouter un nouveau terme, *ex nihilo*, à une équation qui semble solide (théorème d'Ampère), n'est-ce pas « tenter Dieu[24] » ? Nous parlons ici de physique : ce nouveau terme va se heurter à coup sûr, sans parler des objections et gloses des théoriciens concurrents, à la réalité implacable que déchiffre et interprète la Pythie expérimentatrice. En tout cas, fallait-il que Maxwell eût foi dans la conservation de la charge pour forcer ses équations à les respecter !

Mais ce courant de déplacement, dont vous nous rebattez les oreilles, est-ce qu'il apporte quelque chose de nouveau ? Ce qu'il apporte de nouveau ? Oyez, braves gens, tout mécréants que vous êtes ! Soudain, grâce à ce terme, les équations de Maxwell — dans un espace libre de toute charge et de tout courant ($\rho = 0, j = 0$) — ont pour conséquence inéluctable que le champ électrique et le champ magnétique vérifient, chacun de son côté, une *équation de propagation*. Qu'il me suffise de dire qu'une telle équation indique avec certitude l'existence d'*ondes*, en même temps qu'elle donne la vitesse de propagation de ces ondes. Maxwell venait donc de *prédire*, en s'appuyant sur un principe aussi général que la conservation de la charge, qu'il doit exister des *ondes électromagnétiques*, propageant de conserve un champ électrique et un champ magnétique. La *vitesse de propagation* ? Elle est notée c, et elle intervient directement dans les équations de Maxwell[25].

Des mesures électriques et magnétiques, sur des structures et des phénomènes n'ayant *a priori* rien à voir avec de quelconques ondes, permettent d'accéder à la valeur numérique de cette constante c — fondamentale puisque le sont les équations de Maxwell —, dont les « dimensions physiques », comme on dit, sont celles d'une vitesse : des kilomètres par heure, ou des mètres par seconde, mais en tout cas une longueur divisée par un intervalle de temps. Maxwell entreprit lui-même de telles mesures, anxieux qu'il était de révéler une caractéristique au moins de ces ondes mystérieuses, totalement inattendues et pourtant indubitables, qu'il avait ramassées comme au détour du chemin — de ce long chemin laborieux mais exaltant qui menait à la théorie de l'électromagnétisme —, trouvaille inespérée mais peut-être — qui sait ? — encombrante. Il prit néanmoins son temps — aristocrate, il ne lui était pas compté —, il y revint à plusieurs reprises, tant la valeur numérique qui émergeait peu à peu, à chaque fois plus précise et d'autant plus étonnante à chaque fois, était elle aussi inattendue. La Pythie des expériences, suggestive mais énigmatique, persistait dans ses oracles : la constante c, celle qui apparaît tout naturellement dans les équations de Maxwell pour coupler le champ magnétique (son rotationnel) au champ électrique (sa dérivée temporelle), celle qui régit la propagation des ondes électromagnétiques — prédites mais encore inconnues — dont elle est la vitesse, vaut environ trois cent mille kilomètres par seconde. Quelle stupéfaction ! Quelle coïncidence !... Maxwell était perplexe...

Eût-il été possible, en de telles circonstances, qu'il s'agît d'une concordance fortuite ? Le chiffre qui vient d'être annoncé, si extraordinairement grand, s'accordait pourtant — mais était-ce vraiment possible ? — avec celui qui mesure la *vitesse de la lumière* (dans le vide)[26] !... Et alors, tout soudain, en une illumination quasiment aveuglante, sa découverte apparut à Maxwell dans son ampleur inouïe et prodigieuse, dans sa portée immense et ardente : elle ne révélait pas seulement l'existence certaine d'ondes nouvelles, de nature électromagnétique, dont personne n'avait jamais, jusque-là, eu ne serait-ce que le pressentiment, l'idée, le rêve ; elle prédisait en outre que la lumière, celle qui fait la substance du jour comme celle qui nous vient la nuit des étoiles lointaines et de la lune familière, celle, humble, qui palpitait aux croisées des chaumières comme celle, éclatante, qui déchirait les cieux orageux, participait — il en était sûr maintenant — de cette même réalité prodigieuse que la puissance seule de la Théorie avait pu arracher aux ténèbres primordiales où elle attendait cette Rencontre depuis le commencement des Temps.

Moins de quinze années après, ces affirmations incroyables connurent l'apothéose, que seule pouvait décréter la confirmation expérimentale. C'est Heinrich Hertz qui, en 1887 (après la mort de Maxwell, « mais son âme continue sa marche[27] »), réussit à produire puis à détecter des ondes électromagnétiques non lumineuses, c'est-à-dire invisibles à l'œil ; il démontra magistralement qu'elles possédaient bien les propriétés qu'on connaissait à la lumière. C'est pour cela qu'on nomme encore « *ondes hertziennes* » celles qui véhiculent actuellement les émissions de radio et de télévision.

Les postulats de l'électromagnétisme moderne

Les quatre équations de Maxwell forment, avec la force de Lorentz, le système de postulats sur quoi se fonde tout l'électromagnétisme classique et toute l'optique. On reste médusé devant l'immensité du domaine que couvrent ces postulats, et devant la prodigieuse unification qu'ils réalisent : l'électrostatique et le courant électrique (y compris les applications extrêmement riches de l'électrotechnique), les aimants et le magnétisme des courants, les effets de l'induction de Faraday (qui ouvrent à eux seuls un vaste champ d'investigations et de conséquences), les phénomènes lumineux (propagation de la lumière, réflexion, réfraction, polarisation, interférences, diffraction)... Cette palette infinie dans son étendue et sa variété, dans sa profondeur et sa minutie, apparaît comme rassemblant des manifestations multiformes et souvent inouïes de la *même théorie*, qui tient en cinq lignes ! Quel coup de maître ! Quelle réussite exceptionnelle ! De surcroît, les équations de Maxwell ont franchi la tête haute les deux révolutions scientifiques majeures qui ont profondément marqué et bouleversé le début du xxe siècle et dont il sera question, quelque jour, entre nous[28]. La théorie électromagnétique fit beaucoup mieux que se défendre, que survivre à ces deux révolutions. Elle suggéra, « dicta » même, pourrait-on dire, la première d'entre elles, celle qui aboutit à la théorie de la Relativité ; elle conduisit ses premiers pas, et la suivit ensuite — la suit encore — dans ses principaux développements. Quant à la révolution quantique, les équations de Maxwell l'inspirèrent aussi, en lui fournissant un archétype clair et rigoureux du concept d'onde.

Es ist der Wurf des Säemanns, wenn er fasst
Mit der Schaufel den Weizen,
Und wirft, dem Klaren zu, ihn schwingend über die Tenne.
Ihm fällt die Schale vor den Füssen, aber
Ans Ende kommet das Korn.
Und nicht Übel ists, wenn einiges

Verloren gehet und von der Rede
Verhallet der lebendige Laut :
Denn göttliches Werk auch gleichet dem unsern[29].

HÖLDERLIN

(C'est le geste du semeur, quand il puise
Avec la pelle le froment
Et le lance et l'épure au battement du van sur l'aire.
La balle en pluie à ses pieds tombe, mais au terme
De sa peine, voici le grain.
Et ce n'est point chose grave, si quelque part
S'en perd et si de la Parole expire
Peu à peu le vivant écho.
Car l'œuvre divine est à la semblance de la nôtre.)

Quatrième Partie

JEUX DE LUMIÈRE
LUMIÈRE ET RELATIVITÉ

Les artistes venus vivre et travailler sur la Côte-d'Azur ont tous été impressionnés par l'exceptionnelle qualité de la lumière qui baigne le paysage. [...]. Mais la lumière n'est pas seulement, chez les créateurs de la modernité, une donnée physique dont il convient d'enregistrer les inépuisables variations ; elle est, au sens fort, l'épreuve à laquelle ils vont soumettre leur regard sur les choses, les êtres, l'existence elle-même [...]. L'exaltation que les peintres [...] ressentent à son contact est tout naturellement à l'origine de nombreuses œuvres où le bonheur de vivre, la plénitude et l'équilibre serein sont magistralement exprimés. [...]. Mais la lumière que les peintres retiennent n'est pas que source limpide et pure dont l'éclat a longtemps enivré. [...]. La transparence cristalline de la lumière peut subitement acquérir une blancheur laiteuse qui atténue les reliefs et emprisonne les formes dans un halo instable et incertain. Les ondes diaphanes sont alors susceptibles de se transmuer en véritable « tombeau solaire [1] » où certaines œuvres [...] trouvent leur brutale conclusion [2].

FRÉCHURET

Sous la simplicité désinvolte de son énoncé, le *principe de Relativité* recouvre une réalité étonnamment riche et complexe. La deuxième partie (chapitre VII) nous l'a déjà montré pour ce qui est de la mécanique. Encore la Relativité n'est-elle dans ce cas qu'un théorème, conséquence des lois fondamentales de Newton. Quelles difficultés, mais aussi quels triomphes vont dès lors s'ensuivre de l'avènement de la Relativité comme *principe* ? Quels démons, quelles merveilles nous attendent au-delà du grand saut qui va nous projeter dans l'inconnu ?...

C'est de *lumière* qu'il va s'agir à présent. La tâche ne sera pas aisée. La lumière est connue de l'homme depuis l'aube des temps, pourrait-on dire ; pourtant son essence, son entité profonde sont difficiles à élucider : elle a motivé d'innombrables travaux et soulevé des controverses passionnées. La fin du XIXe siècle — nous l'avons commenté dans la troisième partie (chapitre IV) — assista, sur ce sujet, à un coup de théâtre magistral, mis en scène par J.C. Maxwell : ses quatre équations fondamentales prédisent l'existence d'*ondes électromagnétiques*, se propageant à une vitesse très proche de trois cent mille kilomètres par seconde, dont la lumière visible est seulement une réalisation particulière.

Mais revenons quelque temps en arrière pour mettre mieux l'ensemble en perspective et pour en dégager les interrogations essentielles.

CHAPITRE PREMIER

THÉORIE DE LA LUMIÈRE : PREMIÈRES TENTATIVES

¡ Oh luz sobre el monte, densa	(Ô lumière sur le mont, dense
Del espacio sólo espacio,	De l'espace uniquement espace,
Desierto, raso : reacio	Désert, uni : rétif
Mundo a la suave defensa	Monde à la douce défense
De la sombra ! La luz piensa	De l'ombre ! La lumière pense
Colores con un afán	Des couleurs avec un zèle
Fino y cruel. Allí van	Fin et cruel. Elle trouve là
Sus unidades felices,	Ses unités heureuses,
Inmolación de matices	Immolation de nuances
De un paraíso galán [1].	D'un élégant paradis.)

GUILLÉN

Les mystères de la lumière ont de tout temps fasciné les grands esprits scientifiques. Pour nous en tenir à des exemples proches, pris parmi les plus prestigieux, nous avons déjà rencontré Maxwell dans ces parages, et nous y rencontrerons bientôt Einstein. Il y eut encore Newton, dont nous avons chanté les louanges à propos de la mécanique ; il découvrit, entre autres, que la lumière blanche qui nous vient du Soleil est formée par la superposition de couleurs élémentaires (celles de l'arc-en-ciel) ; il rassembla ses résultats et ses conceptions théoriques dans un traité d'*Optique*, paru en 1704 mais composé bien avant, semble-t-il. Un des contemporains de Newton, le Danois Christian Huygens[2], publia à son tour un *Traité de la lumière* (1678). Ils avaient été précédés dans ces recherches par d'autres savants illustres. Nous n'aurons garde d'oublier René Descartes (1596-1650) : après avoir écrit, lui aussi, un *Traité de la lumière* qui devait faire partie d'un vaste ensemble (*Le Monde*), il renonça à le publier en apprenant la condamnation de

Galilée par le Saint-Office (1633). Encore auparavant, vers l'an mille, un mathématicien, physicien et astronome arabe, Ibn al-Haytham, rédigea des *Trésors de l'optique* ; c'est lui qui le premier comprit clairement le processus fondamental de la vision : les objets émettent de la lumière, qui est ensuite recueillie par l'œil. On croyait jusque-là — les jeunes enfants le font encore — que l'œil émettait une radiation dont il recevait ensuite les échos [3].

Corpusculaire ou ondulatoire ?

Les théories de la lumière qui, à la fin du XVIIIe siècle, avaient été envisagées et proposées — qui s'étaient le plus souvent affrontées — se répartissaient en deux grandes catégories, antinomiques et irréductibles : les théories *corpusculaires* faisaient de la lumière, pour l'essentiel, un jet de particules ; les théories *ondulatoires* y voyaient en revanche un « mouvement successif » de vibrations se propageant de proche en proche, sur le modèle des ondes sonores. Chacune de ces deux options avait ses avantages et ses inconvénients. La propagation rectiligne de la lumière, par exemple — une autre découverte d'Ibn al-Haytham —, paraissait favoriser fortement les idées corpusculaires : s'il semblait naturel pour des billes de se déplacer en ligne droite, cela semblait improbable, sinon impossible, pour des ondes. A l'inverse, il était difficile d'imaginer que des corpuscules pussent atteindre d'emblée une vitesse de croisière — celle qu'on connaissait déjà à la lumière — sans devoir être progressivement accélérés après leur émission ; l'onde, quant à elle, acquérait sa vitesse de propagation dès qu'elle quittait la source pour s'engager dans le milieu qui la portait. Les partisans de l'ondulatoire envisageaient à ce sujet que, tout comme le son se propageait dans l'atmosphère, de même la lumière était vibration d'une substance hypothétique, qu'ils nommaient *« éther luminifère »*. Nous reviendrons plus loin, en détail, sur cette analogie supposée entre le son et la lumière, et entre l'air et l'éther [4].

C'est sans hésitation sous la bannière ondulatoire que Maxwell rangea la théorie électromagnétique de la lumière qu'il déduisit de ses quatre équations fondamentales [5]. Celles-ci lui fournirent en effet une *équation de propagation d'ondes*, dont elles donnaient en outre, par avance, la vitesse de propagation : « On ne peut guère éviter d'en inférer que la lumière consiste en ondulations transversales du même milieu qui cause les phénomènes électriques et magnétiques. »

Vitesse de la lumière

Corpusculaires ou ondulatoires, tous s'accordaient à penser que la lumière se propageait, à une vitesse élevée certes, mais appréciable : des particules ni des ondes ne pouvaient se transmettre instantanément de la source à l'œil récepteur ; il y fallait un certain retard. Tous, avons-nous dit ? Que non pas ! D'aucuns professaient, à l'époque, que cette vitesse ne pouvait être qu'infinie, hors de portée en tout cas d'une évaluation humaine. Ni corpusculaires ni ondulatoires, ceux-là tenaient la lumière pour immanente et omniprésente dès qu'elle paraissait, lien immédiat et quasiment ineffable entre le Soleil et l'Homme, ou la Lune, ou les étoiles...

PREMIÈRE MESURE (ASTRONOMIQUE)

La première tentative pour mesurer la vitesse de la lumière utilisa, tout naturellement, l'observation des astres. Cette première mesure fut menée à bien en 1676 par un jeune astronome danois, Olaus Römer, qui travaillait alors à l'Observatoire de Paris. Celui-ci venait d'être fondé par Louis XIV, qui en avait confié la direction au célèbre Jean Dominique Cassini (1672). Depuis cette nuit à jamais mémorable où Galilée redécouvrit le ciel en le contemplant à travers la première lunette astronomique, les instruments d'optique, et avec eux la connaissance des astres, avaient progressé à pas de géant. Römer observa minutieusement les entrées (« immersions ») et les sorties (« émersions ») des satellites de Jupiter — ceux-là mêmes que Galilée avait été le premier à connaître — dans le cône d'ombre de l'énorme planète, les pointant d'abord à un moment où Jupiter était relativement proche de la Terre, puis quelques mois plus tard quand la distance avait augmenté de façon appréciable.

« Monsieur Cassini, et les Astronomes de l'Académie, étoient attentifs, depuis plusieurs années, à observer les éclipses des satellites de Jupiter [...]. Ces observations firent reconnoître une nouvelle inégalité dans le mouvement du premier satellite. On remarqua que depuis l'opposition jusque vers la conjonction de Jupiter et du Soleil, les émersions de ce satellite hors de l'ombre [...] retardoient continuellement sur le calcul, de sorte que la différence étoit vers la conjonction d'environ quatorze minutes[6]. »

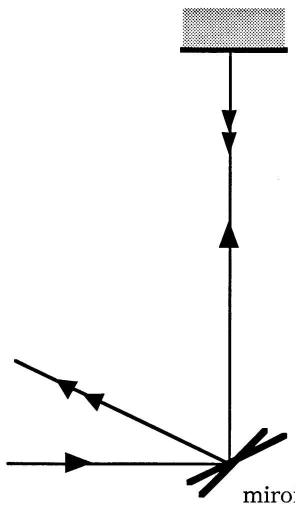
Les orbites de la Terre et de Jupiter autour du Soleil se trouvent pratiquement dans le même plan (écliptique), en sorte que la différence entre les temps de parcours de la lumière à partir des deux positions — éloignée et proche — de Jupiter est égale à très peu près au temps mis par la lumière pour traverser l'orbite de la Terre ; cette différence est appréciable, puisqu'elle dépasse seize minutes. Römer en déduisit, pour la vitesse de la lumière, une valeur proche de deux cent dix mille kilomètres par seconde. Ce résultat apparaît certes, *a posteriori*, comme trop faible (les mesures actuelles donnent presque trois cent mille kilomètres par seconde), mais il est remarquable par sa nouveauté et par son ordre de grandeur, somme toute correct : l'incertitude provenait principalement de celle dont était encore affectée, alors, la valeur du diamètre de l'orbite terrestre.

PRINCIPE DES MESURES TERRESTRES : LE MIROIR TOURNANT D'ARAGO

Plus d'un siècle et demi s'écoula avant que les progrès techniques ne permissent des *mesures sur Terre*, plus difficiles bien sûr, mais aussi mieux contrôlables. Dans les années 1840, deux jeunes hommes se lancèrent de concert dans l'entreprise : Hippolyte Fizeau (1819-1896) et Léon Foucault (1819-1868). Ils avaient fait connaissance par hasard, quelques années auparavant, réunis par leur passion commune pour les daguerréotypes, qui venaient d'être inventés (1838) et auxquels ils avaient l'un et l'autre apporté des perfectionnements significatifs. Leur collaboration fut d'emblée féconde : ils purent obtenir et montrer les premières images photographiques du Soleil (1845).

Pour accéder à la vitesse de la lumière, il fallait en premier lieu, impérativement, disposer d'une base de deux points séparés par une distance considérable, entre lesquels on pût propager un rayon lumineux, dans un sens d'abord puis en sens inverse, après réflexion en bout de course sur un miroir fixe. Fizeau proposa la maison de son père, à Suresnes, d'où l'on avait vue directe sur Montmartre ; ces deux localités paraissaient suffisamment éloignées — plus de huit mille six cents mètres — pour permettre une bonne détermination de la vitesse de la lumière.

Le principe de l'expérience était ingénieux mais simple. C'est François Arago qui l'avait suggéré, dès 1838. Il avait tenté de le mettre lui-même en œuvre, mais avait dû y renoncer : sa vue défaillante ne lui permettait pas les longues séances de travail qui eussent été nécessaires pour vaincre les multiples difficultés techniques. Un fin pinceau lumineux (figure) est tout d'abord dirigé vers un petit miroir qui pivote, à grande vitesse, autour d'un axe situé dans son plan (Foucault parvint, vers 1850, à atteindre huit cents tours par seconde). A la sortie de ce dispositif initial, le rayon entreprend son aller et retour de grande longueur. Lorsqu'il revient frapper le



Dessin schématique du miroir tournant d'Arago.

miroir, celui-ci a tourné d'un petit angle et réfléchit donc la lumière dans une direction légèrement différente de celle qu'il lui avait donnée à son départ. La mesure de cette faible déflexion — d'autant plus marquée pourtant que le miroir tourne plus vite et que la distance de base est plus longue — permet de déduire la vitesse de la lumière le long de son parcours.

Les problèmes les plus ardus que rencontrèrent les deux associés, Hippolyte Fizeau et Léon Foucault, furent — il fallait s'y attendre ! — d'ordre technique. La principale difficulté résidait dans l'assemblage d'un système optique qui empêchât que le faisceau, étroit et intermittent, ne fût éparpillé et diffusé dans sa traversée de l'atmosphère parisienne. Après de longs efforts, ils trouvèrent une solution qui paraissait satisfaisante, en utilisant un miroir concave de distance focale convenable. La solution « paraissait satisfaisante », ai-je dit, car Fizeau et Foucault se querellèrent aussitôt après l'avoir trouvée, et se séparèrent sans esprit de retour en 1847. Ils continuèrent néanmoins leurs recherches, mais chacun de son côté.

ÉVALUATION RELATIVE : COMPARAISON DE DEUX MILIEUX TRANSPARENTS

Le 6 mai 1850, deux articles traitant du même sujet furent soumis à l'Académie des sciences ; l'un portait la signature de Léon Foucault, l'autre celles d'Hippolyte Fizeau et de Louis Bréguet[7]. Il ne s'agissait pas — pas encore — d'une véritable mesure absolue de la vitesse de la lumière dans l'air, mais d'une *mesure relative*, comparant les vitesses dans l'eau et dans l'air : on intercalait sur le trajet de la lumière des récipients qui pouvaient être remplis d'eau ou vidés, et l'on confrontait directement les résultats obtenus dans l'un et dans l'autre cas.

L'enjeu était de taille. Une controverse en effet, qui remontait au XVIIe siècle et avant même, sans doute, séparait encore [8] les physiciens et s'étendait à tous ceux qui, à un titre ou à un autre, pratiquaient la lumière (opticiens, médecins, biologistes,...) : celle-ci se propageait-elle plus ou moins vite dans un milieu transparent dense (eau, verre) que dans l'air ? Sur cette question les positions étaient abruptes et radicalement opposées.

Les partisans du *corpusculaire* — Descartes et Newton par exemple, pour en rester aux plus prestigieux — répondaient sans hésitation « *plus vite* ». Cette réponse, qui nous étonne aujourd'hui, peut être comprise à travers une comparaison concrète simple. Imaginez — jouons aux Galilée [9] — une surface plane et horizontale, une table par exemple, dont l'un des bords est ajusté aussi étroitement que possible à celui d'une autre surface plane en pente descendante. Faites rouler une bille sur la table, en direction de la ligne de raccordement ; vous remarquerez — sans surprise — que la bille roule plus vite sur le plan incliné que sur la table. Ayez soin, maintenant, de pousser la bille de telle sorte qu'elle aborde sous un angle aigu (mais appréciable) la droite où se rejoignent les deux plans. Vous constaterez alors que l'angle fait par la trajectoire avec cette frontière est supérieur sur le plan incliné à ce qu'il était à l'arrivée [10]. Or c'est ce comportement que constatent pour la lumière les *lois de la réfraction*, énoncées en 1620 par Snellius et que Descartes redécouvrit en les simplifiant et les systématisant : lorsqu'il passe de l'air, par exemple, à une substance plus réfringente telle que l'eau ou le verre, un rayon lumineux s'écarte de la surface de séparation. D'où la conclusion des corpusculaires : la vitesse de la lumière s'accroît lorsqu'elle aborde un milieu plus réfringent ; et il se trouve que les corps transparents denses (eau, verre) sont plus réfringents que les corps « subtils » tels que l'air ou l'éther.

Les tenants de l'*ondulatoire* avaient quant à eux répondu par avance, structurellement pourrait-on dire, à la question qui nous occupe : « *moins vite* ». Leur chef de file Huygens avait avancé un principe, repris au début du XIXe siècle par Fresnel. Le *principe de Huygens-Fresnel*, que nous aurons l'occasion d'utiliser bientôt dans un problème concret, conduit à une interprétation fondamentalement différente du phénomène de réfraction : si la lumière est une onde, sa vitesse doit être moindre dans un milieu plus réfringent.

En outre, Pierre de Fermat, contemporain de Descartes, était parvenu, à partir de prémisses différentes, beaucoup plus générales, à la même conclusion.

Pour comprendre, dans son essence, la nature de la prédiction de l'optique ondulatoire, examinons la figure ci-après : deux milieux transparents, que nous noterons (1) et (2) pour clarifier l'exposé, sont au contact de part et d'autre d'un « dioptre » (surface de séparation), que nous prendrons plan. Dans le milieu (1) se propage une onde (lumineuse), dont nous indiquons uniquement les crêtes (points où l'amplitude de l'onde est maximale), choisies parallèles pour simplifier l'argument. Lorsque l'onde aborde le dioptre, la distance entre crêtes change (ici, elle diminue dans (2)), et avec elle la direction de propagation : les vitesses v_1 et v_2, relatives aux milieux (1) et (2), sont perpendiculaires aux lignes de crêtes correspondantes.

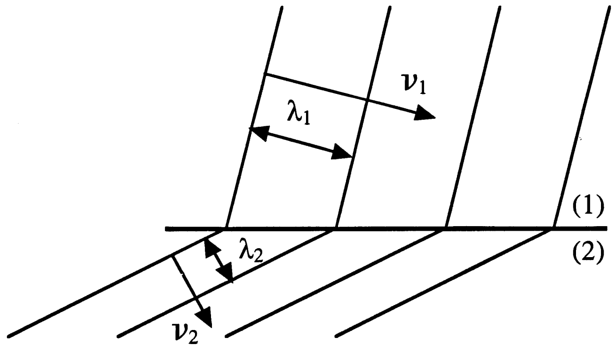
Or ce qui se transporte sans changement de (1) à (2) est la *fréquence* de l'onde (sa *couleur*, en lumière visible).

On peut montrer[11] que la distance entre deux crêtes successives, dans l'une des substances (1) ou (2) — on l'appelle la « *longueur d'onde* » associée à cette fréquence dans la substance considérée —, s'obtient en divisant la vitesse de propagation par la fréquence. La différence, que montre la figure, entre les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 dans les deux corps transparents implique par conséquent que *les vitesses sont différentes* dans (1) et dans (2) : dans le cas de la figure, v_1 est clairement supérieure à v_2, puisque λ_1 l'est à λ_2.

Mais les *directions* de v_1 et v_2 diffèrent elles aussi : il appert que υ_2 fait, sur la figure, un angle avec le dioptre[12] plus ouvert que υ_1. On en conclut que (2) est une substance plus réfringente que (1) : si (1) est l'air ou le vide, alors (2) peut être l'eau ou le verre...

C'est pourquoi la théorie ondulatoire prédit une vitesse de la lumière moindre dans un milieu transparent plus réfringent.

Cette question de la vitesse comparée des signaux lumineux dans des substances différentes ne pouvait dès lors être tranchée que par l'expérience. Fort heureusement, les deux articles du 6 mai 1850, qui présentaient des appareillages pratiquement identiques, rapportaient des résultats concordants : la lumière se meut plus rapidement dans l'air que dans l'eau. C'était ce que réclamait la théorie ondulatoire. Elle avait donc à son actif une touche[13] en ce duel — à mort ? — qui l'opposait à la théorie corpusculaire.



Réfraction de la lumière, dans la théorie ondulatoire,
à la surface de séparation de deux milieux transparents.

DÉTERMINATIONS ABSOLUES DE LA VITESSE DE LA LUMIÈRE DANS L'AIR

En ce juste milieu[14] du XIXe siècle, les deux associés devenus rivaux étaient en réalité, chacun pour soi, plus avancés qu'il n'y paraissait dans leur effort de *mesure absolue* de la vitesse de la lumière dans l'air. Sans doute avaient-ils l'un et l'autre voulu prendre date à la séance de l'Académie des sciences que nous avons évoquée. Mais Fizeau avait, quant à lui, déjà obtenu un résultat absolu, préliminaire certes, mais malgré tout significatif (trois cent quinze mille trois cents kilomètres par seconde), et Foucault allait atteindre le sien avant que ne s'achève l'année 1850.

Il est intéressant de comparer les démarches des deux frères devenus ennemis. Fizeau avait inventé une nouvelle technique, où le miroir tournant était remplacé par une roue dentée hachant le faisceau lumineux — Fizeau bouillonnait d'idées, nous l'avons déjà vu et le verrons encore. Il l'avait appliquée entre sa terrasse de Suresnes et une fenêtre de Montmartre, distantes de huit kilomètres environ et qu'aucun obstacle ne séparait à vol d'oiseau. Foucault, de son côté, avait perfectionné la méthode originelle d'Arago, qu'il n'avait pas abandonnée, en augmentant considérablement la vitesse de rotation du miroir. Tant et si bien qu'il put raccourcir dans des proportions remarquables le trajet qu'empruntait la lumière, réduit finalement à une dizaine de mètres ! (C'est qu'il n'avait pas vue sur Montmartre, lui : il habitait rue d'Assas, au coin de la rue de Vaugirard.) Foucault pourtant n'avança un chiffre, officiellement, que bien plus tard (1862) : ayant été devancé par Fizeau dans ce qui avait pris l'allure d'une course, il choisit de prendre son temps pour bien maîtriser ses mesures ; effectivement, la valeur qui en résulta était significativement inférieure à celle de Fizeau, et sa précision atteignait le pour cent.

ALFRED CORNU, LE DISCIPLE FERVENT

Le procédé de Fizeau — la roue dentée — fut repris et patiemment amélioré par l'un de ses élèves, Alfred Cornu (1841-1902). Des doutes s'étaient fait jour, en effet — soulevés d'abord par Fizeau lui-même — sur la fiabilité de la méthode du miroir tournant exploitée par Foucault dans ses mesures de 1862. Le processus de réflexion de la lumière est-il vraiment instantané, comme Foucault — et avant lui Arago — l'admettait sans discussion ? Ses lois mêmes, établies sans conteste pour les miroirs fixes, continuent-elles à valoir pour un miroir tournant (à des vitesses quasiment infernales) ? Cette rotation folle, qui perturbe sans doute l'air environnant, n'affecte-t-elle pas la mesure même de la déviation, et par là celle de la vitesse de la lumière ? « La question est trop importante pour qu'on ne cherche pas à contrôler cette valeur de la vitesse de la lumière par une autre méthode, d'autant que le résultat de Foucault (deux cent quatre-vingt-dix-huit mille kilomètres par seconde) et celui qu'on déduit des éclipses des satellites de Jupiter (trois cent douze mille kilomètres par seconde) diffèrent d'une quantité notable[15]. » L'appareil qui avait servi à Fizeau dans sa maison de Suresnes, en 1849, était maintenant installé — en une réplique fidèle — dans une mansarde de l'Ecole polytechnique, sur la Montagne Sainte-Geneviève de Paris. Cornu y établit son quartier général d'opérations. C'est d'abord au sommet d'une tour de télégraphe désaffectée qu'il plaça le miroir destiné à lui renvoyer les rayons. Mais la distance qu'elle lui offrait (deux mille cinq cents mètres) était par trop faible pour la précision qu'il visait. Heureusement, le statut militaire de l'Ecole polytechnique — dont il avait en outre été lui-même élève, en son temps — facilita des négociations qui lui permirent d'installer son réflecteur dans une chambre de la caserne du Mont-Valérien ; il disposait ainsi d'une base de dix mille trois cent dix mètres, qu'il mesura lui-même par triangulation. Ayant accumulé plus d'un millier d'observations, il annonça son résultat : deux cent quatre-vingt-dix-huit mille cinq cents kilomètres par seconde, avec une précision relative estimée à un trois-centième. Sa coïncidence, qui ne laisse pas de l'étonner, avec le chiffre de Foucault « dissipe en grande partie les doutes » qui obéraient auparavant ce dernier.

Mais Cornu n'était pas satisfait : l'atmosphère parisienne, que son trajet traversait sur une grande partie, était déjà contaminée ; ne lui avait-il pas fallu attendre les vacances scolaires pour que les cheminées du lycée Louis-le-Grand tout proche fussent éteintes ?... Il parcourut alors les provinces, il négocia, il supputa, il arpenta, il hésita... Mais tous les chemins, en France, ceux-là mêmes qui pensaient s'en écarter à jamais, mènent à Paris. Découragé, il passa sous les fourches caudines : ce serait donc à Paris. Mais alors, pensa-t-il dans un sursaut d'orgueil, c'est sur le parcours audacieux — ensorcelé, peut-être —, celui que Fresnel n'avait pu dompter cinquante ans auparavant, qu'il allait tenter sa chance : le grand parcours magique de vingt-cinq kilomètres, entre la coupole de l'Observatoire de Paris et la tour médiévale de Montlhéry !... Il ne put là expérimenter que la nuit, et « dans des conditions de pureté et de calme exceptionnels ». A force de patience, à force de persévérance et de ténacité, il réussit à accumuler cinq cents mesures ; elles le conduisirent à une valeur moyenne de trois cent mille quatre cents kilomètres par seconde, qu'il estimait connaître à un millième près [16].

ALBERT MICHELSON : RIGUEUR ET PRÉCISION

C'est pour l'invention — et l'utilisation qu'il en fit — d'un merveilleux instrument qu'est universellement connu Albert Michelson (1852-1931). Cet instrument, toujours en usage aujourd'hui, porte son nom : Michelson. Ce nom d'ailleurs, devenu commun, sert à désigner l'appareil lui-même : « le Michelson permet d'atteindre une précision prodigieuse » ; « c'est un Michelson qu'il vous faut pour cela ».

En décernant à Michelson, en 1907, le prix Nobel de physique (« pour ses instruments optiques de précision, et pour les recherches spectroscopiques et métrologiques qu'il a menées grâce à eux »), l'Académie de Stockholm consacrait pour la *première fois* l'excellence de la science américaine, qui allait devenir ce que l'on sait quelques dizaines d'années plus tard.

Albert Abraham Michelson vit le jour dans une de ces bourgades maudites qui s'endormirent un soir prussiennes pour se réveiller au petit jour polonaises, après une longue nuit peuplée d'épouvantables cauchemars et de violence féroce. C'était presque un siècle avant ces épisodes dramatiques, mais la tension régnait déjà, perceptible, et les revendications commençaient à s'afficher. Les Michelson, aux moyens très modestes, préférèrent s'expatrier. C'est aux Etats-Unis évidemment — pôle d'attraction alors pour les pauvres gens, les aventuriers, les opprimés, les damnés de la terre — qu'ils choisirent de tenter l'immigration. Ils touchèrent le Nouveau Monde à New York mais poursuivirent jusqu'à San Francisco, avec un long détour par Panamá.

Le père établit un petit commerce dont les clients se recrutaient principalement parmi les chercheurs d'or. Le directeur de l'école secondaire que fréquentait Albert encouragea son goût pour les sciences, et prit même en charge son avenir professionnel : il lui conseilla de se présenter à un concours qui s'était ouvert à l'Académie navale d'Annapolis [17]. La compétition fut rude et indécise : trois jeunes gens, dont Albert Michelson, se retrouvèrent à égalité pour la première place, mais c'est l'un des deux autres qui fut finalement déclaré vainqueur et recruté.

Albert ne renonça pas : il décida de faire appel et présenta son recours directement à la Maison-Blanche. C'est ainsi que — il n'avait pas encore dix-sept ans — il fit le long voyage de Washington. Il y fut reçu par le président Grant (1869), et obtint de lui d'être nommé à l'Académie d'Annapolis. Il en sortit avec la promotion de 1873, avant d'y être affecté à nouveau comme enseignant en sciences physiques.

C'est là, revenu à Annapolis, que Michelson conçut un grand dessein qu'il n'allait plus cesser de poursuivre sa vie durant : *mesurer la vitesse de la lumière, avec la meilleure précision possible.* Il se fixa sur les méthodes terrestres, devenues avec Cornu, incontestablement, plus fiables que les mesures astronomiques. Il reprit pour cela l'idée initiale d'Arago : le miroir tournant.

Michelson s'attaqua à la tâche dès 1878, et il devait revenir à la charge plusieurs fois dans les cinquante années qui suivirent. C'est dans la période 1924-1926 qu'il obtint sa meilleure évaluation, sur une distance de vingt deux miles (trente-cinq kilomètres) séparant deux sommets choisis dans les montagnes de Caroline du Sud : 299 796 kilomètres par seconde, à quatre kilomètres par seconde près. Ce chiffre, donné avec une incertitude mille fois inférieure à celle qu'avait annoncée Foucault en 1862 (un pour cent), matérialisait une amélioration considérable des mesures terrestres de la célérité de la lumière. Il est effectivement compatible avec la valeur qu'on connaît actuellement (299 792,458 kilomètres par seconde). Michelson n'en poursuivit pas moins ses tentatives pour surpasser sa propre réussite. C'est d'ailleurs au cours de nouveaux essais, à Irvine (Californie) — il s'agissait de propager la lumière sur un trajet d'un kilomètre et demi de long partiellement vidé de son air — qu'Albert Michelson mourut à la tâche, d'une attaque d'apoplexie (9 mai 1931).

Mais il allait auparavant jouer le rôle protagoniste dans une aventure singulière, qui marqua profondément l'avenir de la physique : les expériences et mesures qu'il mena grâce à l'appareil de son invention — il l'avait baptisé « réfractomètre interférentiel » — fournirent l'assise expérimentale sur laquelle put prendre appui la

Théorie de la Relativité einsteinienne. Nous reviendrons bientôt sur cet aspect essentiel de l'activité débordante d'Albert Michelson.

Les interférences lumineuses et le triomphe de l'ondulatoire

L'expérience mit au jour, au début du XIXe siècle, un phénomène curieux, spectaculaire et tout d'abord mystérieux : les « *interférences lumineuses* ». Elles dessinaient des motifs réguliers spécifiques — les « *franges* » — que seule put comprendre la théorie ondulatoire, gagnant ainsi la bataille.

THOMAS YOUNG, PROPHÈTE

Thomas Young (1773-1829) est un personnage hors du commun. On rapporte qu'il savait lire à deux ans, et qu'à six il commença l'apprentissage du latin. En 1786 (à treize ans, donc), il comprenait — outre son anglais maternel — le latin, le grec, le français et l'italien ; c'est alors qu'il entreprit l'étude des langues du Moyen-Orient : hébreu, chaldéen, syrien, samaritain, arabe, persan, turc et éthiopien !... En 1792 (dix-neuf ans), ses compétences en latin et en grec étaient reconnues dans les milieux spécialisés ; il était en même temps devenu un expert en calcul différentiel (une discipline qu'avaient inventée un siècle auparavant Newton et Leibniz), et il pouvait commenter à bon escient les *Principia* et l'*Optique* de Newton.

Avant d'aborder la physique — plus précisément la théorie de la lumière —, et pour montrer que les dons multiples et variés de Thomas Young ne restèrent pas stériles, mentionnons en passant deux découvertes majeures auxquelles ils le menèrent, dans des domaines très différents. Il fut d'abord parmi les premiers à déchiffrer les *hiéroglyphes* égyptiens (la pierre de Rosette et le succès de Jean-François Champollion datent de 1822). En physiologie de la vision, ensuite, il établit le mécanisme qui permet à l'œil d'*accommoder* suivant la distance de l'objet regardé. C'est assez dire l'universalité de son esprit.

En physique, Thomas Young démarra en fanfare : il publia d'entrée de jeu, en 1800, un article péremptoire qui sonnait comme un manifeste de la théorie ondulatoire de la lumière. Cette prise de position à l'emporte-pièce fut accueillie sans trop d'enthousiasme par les ondulatoires ni trop de réprobation chez les corpusculaires : il y reprenait pour l'essentiel des arguments qui avaient déjà servi maintes fois. Il innovait pourtant, quoique sans preuve tangible, dans sa façon de réfuter les objections à l'ondulatoire : « Dans un milieu aussi parfaitement élastique qu'est par hypothèse l'éther lumineux, la tendance [de la lumière] à diverger [du chemin rectiligne] doit être infiniment petite, de sorte que l'objection majeure au système de vibrations disparaîtra. » Il avait aussi des intuitions fulgurantes, des prémonitions prodigieuses : « Les couleurs de la lumière correspondent aux différentes fréquences de vibration de l'éther lumineux. »

En mai 1801, Young découvrit le *principe d'interférence*, qui allait devenir le fer de lance victorieux de l'ondulatoire. L'expression qu'il en donna était pourtant de nature purement spéculative et ne s'appuyait sur aucune démonstration : « Quand deux ondulations, d'origine différente, coïncident [...] en direction, leur effet conjugué est une combinaison des mouvements appartenant à chacun d'eux. » En juillet 1802 l'énoncé gagna en précision : « Chaque fois que deux parties de la même lumière arrivent à l'œil par des chemins différents, [...] la lumière devient le plus intense lorsque la différence des chemins est un multiple quelconque d'une certaine longueur, et le moins intense dans les états intermédiaires des parties qui interfèrent ; et cette longueur est différente pour des lumières de couleur différente. »

On est stupéfait par l'acuité et la justesse de ces affirmations, alors même que leur base théorique restait floue et leur vérification expérimentale inexistante ou très imprécise. Par exemple, il était connu à l'époque que des franges d'interférence lumineuses, alternativement sombres et brillantes, pouvaient s'obtenir en éclairant un dispositif formé d'une série de minces fibres de verre parallèles et rapprochées. Quelle audace, lorsque Young affirma sans ambages que les franges ainsi produites résultaient de l'interférence entre une partie de la lumière réfléchie par un des filaments et une autre partie qui le « contournait de l'autre côté » ! Il tenta quelques mesures grossières sur cet agencement de fibres, qu'il éclairait en lumière rouge ; le résultat approchait, à 11 % près, la valeur qu'il attendait. Il se hâta d'en conclure que « cette coïncidence, avec une erreur de un neuvième seulement sur une quantité aussi petite, [était] suffisamment parfaite pour justifier complètement l'explication du phénomène, et même pour rendre superflue toute répétition de l'expérience » (sic !). Quel aplomb !... Mais l'avenir et l'Histoire allaient l'absoudre de cette affirmation comme d'un péché véniel, au nom de son efficacité et de son intuition.

Sur des bases théoriques et expérimentales indécises mais des convictions inébranlables, Thomas Young présenta dès 1807 un appareillage très simple pour produire des interférences lumineuses. Ce dispositif à deux fentes fines et rapprochées est encore, de nos jours, utilisé expérimentalement et surtout abondamment décrit dans son principe car il reste l'un des plus facilement compréhensibles. A l'époque, s'il démontrait de façon parfaitement convaincante l'existence du phénomène d'interférences lumineuses, il ne prouvait en rien que, comme l'affirmait catégoriquement Young, la lumière fût une ondulation mécanique d'un éther luminifère.

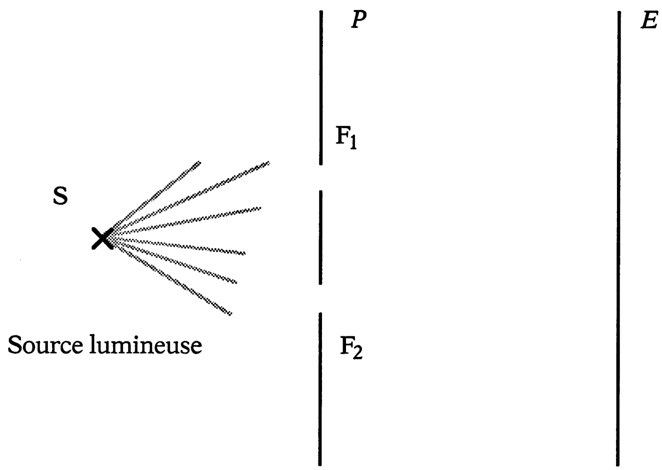
AUGUSTIN FRESNEL, EXÉGÈTE

Si Thomas Young fut le prophète de la théorie ondulatoire, son premier pape fut Augustin Fresnel (1788-1827). Il se manifesta avec autorité en 1819 (douze ans, donc, après « les fentes de Young »), par un mémoire que l'Académie des sciences allait couronner. Il y décrivait d'abord un agencement expérimental — connu depuis comme « *les miroirs de Fresnel* » — qui, bien qu'un peu plus complexe que celui de Young, mettait lui aussi en évidence des franges d'interférence lumineuses. Il y démontrait ensuite que *la théorie ondulatoire seule était capable d'expliquer de tels phénomènes*.

Pour mieux comprendre ce que sont ces interférences lumineuses qui nous occupent depuis un certain temps déjà et dont l'existence s'avère cruciale pour la théorie de la lumière, nous allons nous appuyer sur les *arguments de Fresnel*, mais nous les appliquerons au *dispositif de Young*, accordant ainsi l'enseignement du pape aux révélations du prophète.

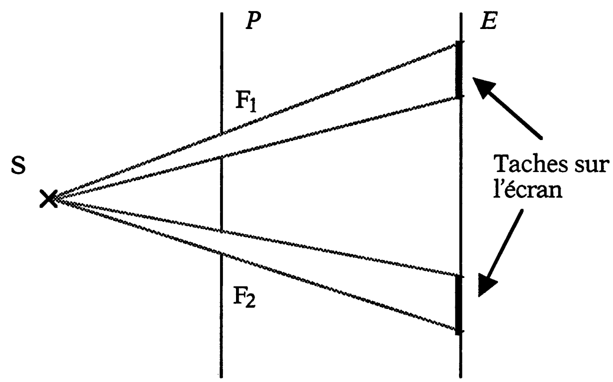
Or donc voici l'appareillage de Young ! Une source lumineuse que nous supposerons ponctuelle éclaire un premier écran, percé de deux trous fins et rapprochés (voir la figure). La lumière est ensuite recueillie sur un deuxième écran, qui la diffuse vers l'œil de l'observateur. Ce sont deux *fentes*, et non deux trous, que Young ménageait originellement au travers du premier écran ; les phénomènes observés sur le second sont pratiquement identiques, et l'explication en est ici plus simple de ne faire intervenir que des points lumineux. La différence tient à l'intensité seulement de la figure observée, les fentes l'emportant évidemment sur les trous.

Que prévoit dans une telle situation une théorie *corpusculaire* ? Si la lumière se propageait strictement en ligne droite, comme l'affirme une telle théorie, point n'est besoin d'être grand clerc pour comprendre que l'écran d'observation recevrait deux points lumineux, se situant dans le prolongement des droites qui joignent la source à chacune des deux perforations du premier écran (figure). L'extraordinaire et le stupéfiant, la preuve irréfutable que la lumière est un phénomène fondamentalement *ondulatoire*, et non pas corpusculaire, c'est qu'*on n'observe pas les deux impacts localisés* ainsi prévus, que confirme pourtant le plus élémentaire bon sens,



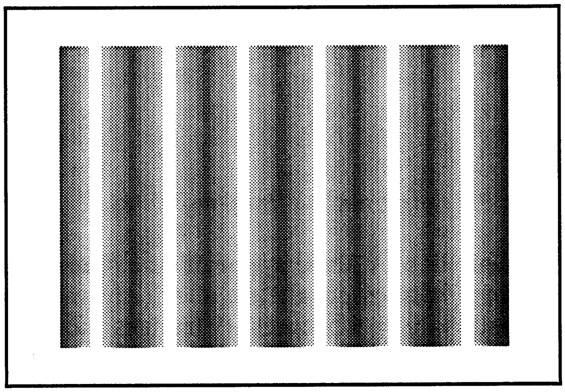
Le dispositif des fentes de Young.

semble-t-il. En leur lieu et place apparaît une *figure d'interférence*, succession de fines bandes parallèles, alternativement lumineuses (« franges brillantes ») et obscures (« franges noires ») (voir la figure suivante).



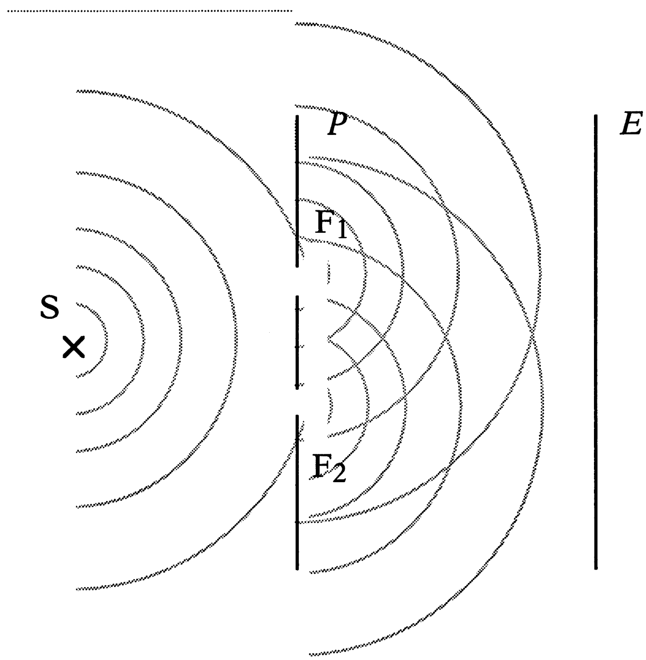
Les fentes de Young en théorie corpusculaire.

La source lumineuse ne darde donc pas des rayons rectilignes, comme le supposait la théorie corpusculaire — et comme cela semblait tomber sous le sens depuis Ibn al-Haytham : l'éclairement de l'écran d'observation *ne se répartit pas en deux taches* quasi ponctuelles, mais de façon totalement, fondamentalement autre. Voici maintenant comment la théorie ondulatoire, quant à elle, décrit et interprète correctement la figure d'interférence que nous avons dépeinte. Son succès, soulignons-le d'emblée, ne peut être le fruit du hasard : le phénomène observé présentait des caractéristiques bien spécifiques, dont ne sauraient rendre compte des arguments flous et approximatifs — bien que Young s'y fût essayé. Ce sont des raisonnements sonnants et trébuchants, clairs et imparables qu'avança en l'occurrence la théorie ondulatoire et dont voici l'essentiel.



Franges d'interférence lumineuses.

La source lumineuse émet autour d'elle des *ondes*. On peut les imaginer comme les vaguelettes (figure ci-après) qui courent à la superficie d'un étang tranquille[18]. Dans cette métaphore, la source serait une pointe perçant la surface de l'eau et vibrant verticalement. Elle se verrait entourée de ronds concentriques qui iraient tous s'élargissant, figurant ainsi la propagation des ondes lumineuses qui divergent après avoir été produites. Qu'adviendrait-il, dans ce modèle, si les rides issues de la pointe vibrante étaient arrêtées par une tôle tenue verticalement, et qui serait percée de deux trous affleurant la surface ? On constaterait — l'expérience n'est pas difficile à réaliser — que chacune des deux ouvertures se comporte comme si elle était elle-même une source d'ondes, source que l'on qualifie de *secondaire*. Cette constatation illustre, dans le cas particulier envisagé, un principe très général énoncé par Huygens en 1678 : « Un centre d'ébranlement émet une onde sphérique[19], et chaque point de cette onde est lui-même source d'un ébranlement d'effet semblable. » Reprise et précisée par Fresnel qui l'appliqua à l'explication des interférences lumineuses (1819), cette hypothèse est universellement connue comme le *principe de Huygens-Fresnel*. Pour ce qui nous concerne ici, il sera bon que nous prenions quelque précaution oratoire : la comparaison entre la lumière et un jeu de rides à la surface de l'eau, l'assimilation des deux perforations ménagées dans le premier écran à des sources lumineuses — fussent-elles « secondaires » — comportent quelque hardiesse, tout au moins quelque approximation. Elles n'en donnent pas moins une représentation assez fidèle de la réalité.



Les fentes de Young en théorie ondulatoire.

Le deuxième écran reçoit donc, en chacun de ses points, *deux ondes* distinctes, provenant l'une et l'autre de l'un et l'autre trou en tant que sources secondaires. Et voici le cœur du phénomène. En certains endroits de cet écran d'observation, les deux ondes qui y parviennent sont « en phase », comme on dit dans le jargon des physiciens. Cela signifie qu'une crête de l'une des ondes coïncide, à son arrivée en un tel point, avec une crête de l'autre ; et un creux de l'une correspond à un creux de l'autre. En sorte que la vibration — oscillation de surface ou ébranlement lumineux — est, en chacune de ces positions privilégiées, double de celle qu'y envoie séparément chacune des deux sources secondaires. L'ensemble de ces points dessine les franges brillantes, comme on peut le montrer aisément en théorie ondulatoire : cela découle par exemple du « principe d'interférence » déjà énoncé par Thomas Young (la « certaine longueur » à laquelle fait référence cet énoncé est aujourd'hui appelée « longueur d'onde »). Mais il est d'autres endroits, sur l'écran d'observation, où une crête de l'une des ondes coïncide toujours avec un creux de l'autre ; on dit dans ce cas que les ondes y sont « en opposition de phase [20] ». En ces points-là, les crêtes d'une des ondes sont toujours compensées par des creux de l'autre. Leur superposition donne alors un résultat constamment nul, car une onde apporte à chaque instant une contribution opposée à celle de l'autre. Ce sont les franges noires : « Dans les interférences, de la lumière plus de la lumière peut faire de l'obscurité [21]. »

Voilà donc, dans ses grandes lignes, l'explication théorique que donna Fresnel de la figure d'interférence observée par Young dans son dispositif simple. Aucun doute n'est plus permis, maintenant : l'observation de franges d'interférence impose à la théorie d'être ondulatoire. L'adversaire de toujours — la théorie corpusculaire — est terrassée, irrévocablement et à jamais :

Jamais, avez-vous dit, tandis qu'autour de nous
Résonnait de Schubert la plaintive musique ;
Jamais, avez-vous dit, tandis que, malgré vous,
Brillait de vos grands yeux l'azur mélancolique [22].

MUSSET

Irrévocablement et à jamais, avons-nous dit ?... Un demi-siècle plus tard Einstein, dans l'un de ses articles révolutionnaires de 1905, allait avoir l'audace de proposer *un retour à la théorie corpusculaire*, introduisant les *photons*, particules de lumière. La notion, ou hypothèse, des photons s'est pleinement avérée depuis.

Alors ?... Corpusculaire ou ondulatoire, en définitive ?... C'est la théorie quantique — autre révolution — qui a seule permis de résoudre le problème ; elle le fit — qui l'eût cru ? — en conciliant ces deux points de vue qui paraissaient radicalement antinomiques : la lumière quantique est *à la fois* onde et jet de particules, ces deux aspects devenant « *complémentaires* » — le mot est de Niels Bohr (1885-1962). Mais ceci est une autre histoire...

Digression : Arago, physicien et homme politique

Impossible de passer ainsi à côté de François Arago (1786-1853) sans en dire ne serait-ce que quelques mots, tant son destin fut remarquable. Au moment dont il s'est agi ci-dessus (1838), il était directeur de l'Observatoire de Paris, et les cours d'astronomie qu'il y professait sont restés célèbres. Quoi de plus naturel, dans ses fonctions, que de s'intéresser de près aux moyens de mesurer la vitesse de la lumière ?

Mais c'est qu'il était par ailleurs fervent républicain — c'était alors la monarchie de Juillet — et il allait jusqu'à militer ouvertement pour le suffrage universel et la souveraineté du peuple. Position extrémiste, à cette époque où le régime censitaire réduisait le nombre d'électeurs à moins de deux cent mille, dans un pays d'environ trente-cinq millions d'habitants ! Il n'en fut pas moins élu député par son département d'origine, les Pyrénées-Orientales.

La révolution de 1848 le projeta d'un coup au tout premier rang. Après les journées de février, les acclamations de la foule insurgée le portèrent au gouvernement provisoire, où il prit en charge le ministère de la Marine et celui de la Guerre. Soulignons en passant qu'il profita de ses pouvoirs pour faire abolir l'esclavage dans les colonies françaises. La Constituante élue le 23 avril, dont il était à nouveau membre, le maintint au pouvoir dans la Commission exécutive qui succéda le 10 mai au gouvernement provisoire. Puis il fut comme tant d'autres balayé par les journées de juin...

Il revint pourtant à la Législative, le 13 mai 1849, malgré la déroute des républicains. Son dernier acte politique fut de refuser de prêter serment au gouvernement issu du coup d'Etat du 2 décembre. Il mettait ainsi un point final résolu et obstiné à une carrière qui avait commencé sous de semblables auspices ; « A l'âge de dix-sept ans, il fut admis, après un examen des plus brillants, à l'Ecole polytechnique, où il fut le premier élève qui donna un vote négatif pour le consulat à vie[23]. »

CHAPITRE II

LUMIÈRE ET SON, AIR ET ÉTHER

De las generaciones de las rosas
que en el fondo del tiempo se han perdido
quiero que una se salve del olvido,
una sin marca o signo entre las cosas

que fueron. El destino me depara
este don de nombrar por vez primera
esa flor silenciosa, la postrera
rosa que Milton acercó a su cara,

sin verla. Oh tú bermeja o amarilla
o blanca rosa de un jardín borrado,
deja mágicamente tu pasado
inmemorial y en este verso brilla,
oro, sangre o marfil o tenebrosa
como en sus manos, invisible rosa[1].

BORGES

(Parmi les générations des roses
qui au fond du temps se sont perdues
je veux en sauver une de l'oubli,
une sans marque ni signe parmi les choses

qui furent. Le destin m'octroie
ce don de nommer pour fois première
cette fleur silencieuse, la dernière
rose que Milton approcha de son visage,

sans la voir. Ô toi vermeille ou jaune
ou blanche rose d'un jardin effacé,
abandonne magiquement ton passé
immémorial et brille dans ces vers,
or, sang ou ivoire ou ténébreuse
comme dans ses mains, rose invisible.)

Ainsi, après bien des études difficiles, bien des surprises, bien des controverses et des disputes aussi, il était fermement établi, vers 1825, que la lumière est une *onde* qui se propage. Il paraissait impensable — tout le monde s'accordait là-dessus — que cette onde pût se transmettre ainsi tout uniment sans support matériel. On lui en imagina donc un, que l'on nomma « *éther luminifère* » : de même que le son — en l'absence d'autre milieu — s'appuie sur l'air ambiant pour progresser, de même la lumière, pensait-on, est transmise par l'éther. A dire le vrai, dans cette théorie que l'existence des interférences avait établie de façon irréfutable, semble-t-il, le plus mystérieux et le plus évasif était ce qui en occupait les fondements mêmes : de quelle nature est cet éther, qui ne se manifeste jamais par lui-même mais toujours se dérobe, qui est seulement perçu par l'intermédiaire de la lumière qu'il transporte ?

Un élément de comparaison : le son dans l'air

On rechercha des analogies. On connaît — on connaissait alors aussi — d'autres phénomènes ondulatoires : rides s'élargissant à la surface de l'eau, sinuosité courant le long de la lanière d'un fouet qui claque,... On s'arrêta au son, vibration de l'air — ou de tout autre milieu matériel, lorsque cela se présente —, car la similitude avec la lumière ébranlant l'éther parut au prime abord incontestable. Il faudra préciser et concrétiser cette comparaison. Pour ce faire, demandons-nous en premier lieu quelles conséquences sonnantes et trébuchantes peuvent être tirées de ce que l'air soutient le son dans sa propagation.

LE SON NE FRANCHIT PAS LE VIDE

En premier lieu, le son ne sera plus transmis si l'air fait défaut. Pour établir ce point, on montrait aux lycéens, du temps que je l'étais — le fait-on encore ? — une expérience fort démonstrative. Une cloche de verre, d'environ cinquante centimètres de diamètre, bordée d'un fort joint de caoutchouc, est plaquée sur un plateau au travers duquel débouche un tuyau branché à son autre extrémité sur une pompe à vide. Sous la cloche, une sonnette électrique que l'on commande de l'extérieur. Lorsqu'on la déclenche (avant d'avoir mis en marche la pompe), on perçoit son tintement clair et l'on voit en même temps le marteau frapper la clochette à petits coups redoublés. On évacue alors, grâce à la pompe, l'air qui était emprisonné sous la cloche. Changement progressif mais incontestable : le spectacle reste imperturbablement le même (on continue à *voir* la sonnette vibrer), mais le son s'en affaiblit rapidement jusqu'à cesser quand l'air a pratiquement disparu de l'enceinte ; le timbre continue alors, visiblement, d'être sollicité par le marteau, mais on ne perçoit plus de sonnerie à l'extérieur, par manque d'air (sous la cloche de verre) pour la transmettre[2].

Dans le même ordre d'idées, il est remarquable qu'aucun bruit ne nous parvienne jamais des astres. Nous les voyons pourtant, mais ils se situent bien au-delà de l'atmosphère dans laquelle quelque décret divin nous a pour toujours immergés et confinés, et qui seule pourrait nous apporter leurs vibrations sonores. Sur terre, pourtant, que de bruits et de sons ! Quelle variété ! Fracas des torrents, crissement de la neige sous les pas, grondement des cascades, ressac obsédant de la mer, murmure de la pluie sur le toit, gazouillis des cours d'eau minuscules, babil des ruisseaux artificiels et temporaires qui courent dans les caniveaux de la ville, chanson de l'eau qui bout[3]... En comparaison, que de silence dans les cieux[4] ! La lune elle-même, si proche et si familière — si belle aussi ! — évolue autour de nous, bien visible — sauf si vient à s'interposer quelque obstacle brumeux ou nuageux —, changeant périodiquement d'aspect selon des rites multimillénaires, sans jamais nous interpeller par notre nom ni nous dire le sien, sans jamais solliciter notre attention par le moindre froissement d'ailes, sans jamais gratter à notre porte. Nous la découvrons soudain, nous ne savions pas qu'elle était là, nous n'avions pas perçu son approche ; c'est tout à coup le choc de sa présence, froide et chaleureuse à la fois, prévisible et pourtant surprenante, par-delà les aléas de ses phases, par-delà ceux du jour et de la nuit[5].

COMPOSITION DES VITESSES POUR LE SON

Que le son se propage dans l'air a plusieurs autres conséquences importantes. Celles-ci, que nous mentionnerons en second lieu, ont trait à la *vitesse* du son. C'est *par rapport à l'air* qu'il faut tout d'abord la compter lorsque c'est lui qui en fournit le support. La vitesse du son dans l'air, à la pression atmosphérique et au zéro Celsius, est de trois cent trente mètres par seconde, ce qui équivaut à mille deux cents kilomètres par heure, environ. Cette vitesse se manifeste bruyamment si un avion l'atteint et la dépasse ; on dit qu'il franchit le « mur du son ». L'onde de choc qui prend naissance dans ces conditions se fraie d'un claquement sec un chemin dans les couches de l'atmosphère. Les phénomènes dont l'air est alors le siège peuvent être rapprochés du sillage que creuse un bateau sur l'eau : si le bateau avance lentement (plus précisément tant que sa vitesse est inférieure à celle des ondes se propageant sur l'eau), pas de sillage mais des rides qui divergent ; la trace en forme de V apparaît seulement lorsque la vitesse du bateau atteint et dépasse celle des ondes. Pourtant, même dans ce siècle où tout s'accélère, les avions supersoniques restent l'exception — sauf dans l'armée, on en comprendra les raisons — alors que les bateaux sont tous « superondiques[6] » ; mais cette différence n'est pas essentielle : c'est seulement l'ordre de grandeur des vitesses de propagation qui en est la cause (une dizaine de centimètres par seconde pour les rides à la surface de l'eau, à comparer aux trois cent trente mètres par seconde du son dans l'air).

Intéressons-nous à nouveau au son lui-même. Dans un *référentiel en mouvement par rapport à l'air*, la vitesse du son résulte de la composition[7] de celles du son et du nouveau référentiel par rapport à l'air. Il peut par exemple se faire que ce soit l'air lui-même qui soit en mouvement par rapport au référentiel où se situe, immobile, l'oreille ou le récepteur qui capte les signaux sonores ; la règle de composition s'applique aussi dans ce cas, qui se présente, par temps de vent, pour tout observateur au repos par rapport à la Terre.

ALTÉRATION DU SON ÉMIS PAR UNE SOURCE EN MOUVEMENT

Mais voici un troisième type de phénomènes, plus subtils et plus curieux que les précédents, et que l'on connaît pourtant mieux qu'eux. Ils sont liés au *mouvement par rapport à l'air de la source* qui émet le son, *ou du capteur* qui le reçoit, ou de l'un et l'autre.

J'avais huit ans lorsque je découvris cet effet. Mes grands-parents habitaient une maisonnette[8] construite sur le bas-côté de la grand-route, dans une longue ligne droite. Le soir, dans la mansarde du haut, couché tôt et blotti sous l'édredon[9] — point de chauffage, si l'on excepte l'indispensable cheminée à bois, située d'ailleurs à l'autre coin de la maison —, j'entendais quelques rares voitures, de celles que nous appelions génériquement « tractions », passer à toute vitesse devant la maison. Je les percevais de loin : c'était tout d'abord une faible palpitation qui semblait seulement une des facettes du silence. Quelques instants après, le ronflement de leur moteur lancé à plein régime — « pied au plancher », disions-nous — acquérait son autonomie et son identité. Il s'amplifiait ensuite en un hurlement qui atteignait son paroxysme au moment où l'automobile franchissait, en l'effleurant, le seuil de la maison. Et alors, lorsque ainsi il éclatait avant de redécroître pour se perdre au loin, le grondement changeait tout à coup de ton : arrivé aigu, il repartait grave :

...é-é-é-é-é-é-è-è-è-è-è-è...

Il n'y avait pas de livres scientifiques, chez mes grands-parents ; point d'encyclopédie non plus, ni même de dictionnaire ; en vérité, pas de livres du tout : mon grand-père était analphabète[10].

Et c'est ainsi qu'un physicien de Prague, Christian Doppler (1803-1853), mieux introduit que moi dans les milieux scientifiques, put s'attribuer « ma » découverte, sous le prétexte futile qu'il avait un siècle d'avance !...

Voici en quoi consiste l'*effet Doppler* (il faut bien l'appeler par son nom !). Un ébranlement sonore se propage, dans l'air, entre une source qui l'émet et un récepteur qui le capte (une oreille, par exemple). Si la source se meut par rapport à l'air — comme le faisaient « mes » voitures —, la hauteur du son est modifiée : il est perçu plus aigu que ne l'émet la source si celle-ci le fait en se rapprochant du récepteur ; si elle s'en éloigne, au contraire, le son perçu est plus grave. Un décalage analogue se produit si c'est l'observateur-récepteur qui est en mouvement par rapport à l'air : son plus aigu si l'observateur se dirige vers la source, plus grave s'il est emporté loin d'elle.

On construit sur ce principe des vélocimètres permettant de mesurer, en un clin d'œil, la vitesse d'une automobile sur l'autoroute, par exemple. On se munit d'un émetteur et d'un récepteur d'ultrasons, c'est-à-dire de sons tellement aigus que notre oreille ne peut les percevoir (celle des chauves-souris, en revanche...). Pourquoi des ultrasons [11] ? Sans doute est-il préférable de ne pas faire hurler une sirène avant de savoir si la voiture a outrepassé la limitation de vitesse ! Mais ce n'est pas la seule raison. Quoi qu'il en soit, la hauteur des ultrasons réémis par le véhicule que l'on veut contrôler, après qu'il a reçu le faisceau incident, dépend de sa *vitesse*, que l'on déduit d'une simple comparaison, directe, entre les caractéristiques des deux ébranlements, celui qu'a produit initialement la source et celui que reçoit en retour le capteur placé à côté d'elle. Deux courtes remarques, peut-être. Si l'appareil vélocimètre est posté à une centaine de mètres de la portion de route à surveiller, il faut au faisceau une demi-seconde, environ, pour couvrir l'aller et le retour [12]. Il va sans dire que la puissance ultrasonore utilisée est très insuffisante pour être perçue, de quelque manière que ce soit, par le conducteur de la voiture.

En physique, la hauteur d'un son est caractérisée par sa *fréquence*, c'est-à-dire par le nombre de vibrations effectuées en une seconde. C'est ainsi que le *la* musical, celui qui sert de diapason, correspond à quatre cent quarante vibrations par seconde ; on dit quatre cent quarante *hertz*. L'oreille humaine perçoit les sons dont la fréquence est supérieure à quelques dizaines de hertz mais inférieure à dix ou quinze mille hertz (cela dépend en particulier de l'âge du sujet). Au-dessus de la limite supérieure se situent les ultrasons, en dessous de la limite inférieure les infrasons.

La lumière dans l'éther

Munis, pour viatique, de ces connaissances concernant la propagation du son dans l'atmosphère, nous nous embarquons maintenant avec les trois caravelles de la Lumière, cinglant vers l'inconnu sur une mer hypothétique. Nous savons qu'un jour ou l'autre, bientôt peut-être, nous perdrons de vue les repères côtiers des rivages du son. Mais nous allons psalmodiant la prophétie de

Thomas Young : « la lumière rayonnante consiste en des ondulations de l'éther luminifère » ; et nous portons sur notre poitrine, tel un talisman, la certitude d'Augustin Fresnel, qui sonne comme un dogme : « la lumière est une onde qui se transporte dans l'éther, fluide impondérable et parfaitement élastique ».

Emportez-moi dans une caravelle,
Dans une vieille et douce caravelle,
Dans l'étrave, ou si l'on veut, dans l'écume,
Et perdez-moi au loin, au loin[13].

MICHAUX

VIDE ET ÉTHER — QU'EST-CE QUE LE VIDE ? QU'EST-CE QUE L'ÉTHER ?

Certes — nous l'avons constaté lorsque nous avons décrit l'expérience de la sonnette emprisonnée sous sa cloche — l'air et l'éther hypothétique se comportent de façon radicalement différente sous l'effet d'une pompe à vide : l'air est entraîné hors de la cloche, ce qui fait taire la sonnerie ; l'éther au contraire — s'il existe — reste parfaitement insensible à l'aspiration de la pompe, puisque les vibrations du marteau frappant la clochette continuent d'être visibles, sans qu'on puisse en percevoir la moindre atténuation.

Nous nous sommes aussi émerveillés de recevoir de la lumière des astres — et quelle lumière ! — alors qu'aucun son ne peut nous en parvenir, puisque étoiles et galaxies, et la Lune même, se situent bien au-delà de notre mince atmosphère. Comme l'air se raréfie progressivement lorsqu'on monte en altitude, il n'est pas possible de donner un chiffre exact pour l'épaisseur de la couche atmosphérique. Les avions modernes évoluent couramment à dix mille mètres du sol ; il y reste donc suffisamment d'air pour les soutenir. En comparaison, le Soleil est distant de cent cinquante millions de kilomètres, et la Lune de quatre cent mille kilomètres environ. Et l'on peut considérer qu'il n'y a pratiquement plus d'air à trois ou quatre cents kilomètres de la Terre. Les distances astronomiques sont donc faramineuses, quasiment incommensurables avec celles que mesure le géomètre ou l'arpenteur sur notre pauvre — et chère ? — Terre. Et cette immensité, illimitée peut-être, paraît tout entière emplie d'éther[14], puisque de ses confins les plus reculés nous parviennent encore des signes lumineux non équivoques, émis par de lointains objets, astres reconnaissables ou apparitions énigmatiques, si lointains, à dire vrai, que nous en recevons aujourd'hui une lumière qui les a quittés il y a des milliers, des millions, peut-être des milliards d'années !...

Sont-ils vides, en revanche, ces vastes espaces désolés que peuplent seulement, çà et là, quelques lumignons opiniâtres mais dispersés ? Sans doute. Ou plutôt, non !... Il reste malgré tout quelques particules de matière dans le milieu interstellaire [15]. Mais en nombre sans commune mesure avec ce que nous connaissons sur Terre : elles sont une dizaine par centimètre cube, ou bien, selon les circonstances et les lieux, cent fois moins ou mille fois plus, alors que l'air — si ténu pourtant — que nous respirons en compte plus de 10^{19} ! Aucun laboratoire terrestre, si bien équipé soit-il, ne saurait reproduire *in vitro* les conditions draconiennes qui règnent dans les contrées intersidérales :

> *... Si tu peux, fais que ton âme arrive,*
> *A force de rester studieuse et pensive* [16]...
>
> VIGNY

On parle à la vérité, dans la recherche scientifique ou l'industrie, de « vide », voire de « vide poussé » ou même d'« ultravide ». Mais les situations auxquelles se réfèrent ces expressions n'approchent que de très loin celle de l'espace [17], sans parler évidemment du *vide* véritable, d'où aurait disparu toute parcelle de matière.

Dans la comparaison que nous tentons entre la lumière (ondulatoire) et le son (dans l'air), nous n'avancerons guère, pour le moment, sur le premier sujet que nous avons évoqué pour le son, savoir qu'on peut empêcher sa propagation en intercalant le vide sur son chemin : l'éther se montre désespérément insensible à toute contrainte matérielle ou immatérielle ; quant au « vide » dont on fait obstacle au son et que franchit la lumière, est-ce vraiment le vide ?...

ÉTHER ET RÉFÉRENTIEL ABSOLU

En revanche, l'analogie que nous avons engagée a déjà laissé une trace profonde. L'éther, avons-nous dit, baigne l'Univers entier. Il s'ensuit nécessairement que *la lumière ne respecte pas le principe de Relativité* : c'est dans un référentiel particulier, celui où l'éther est au repos, qu'il faut d'abord situer la lumière, pour étudier ses propriétés et compter sa vitesse ; son comportement sera différent dans un autre référentiel, forcément. L'éther immobile définit donc un *référentiel absolu* pour la lumière, et partant pour l'ensemble de la physique.

Explicitons, en comparant encore. Lorsque nous avons analysé l'expérience de jonglerie sur un tapis roulant du métro, nous avons signalé le rôle spécial qu'y peut jouer l'air emplissant les couloirs : nous avons fait remarquer qu'un ballon de baudruche se comporte dans ce jeu de façon différente suivant que le jongleur se trouve sur le quai, immobile par rapport à l'air, ou sur le trottoir qui avance, ainsi soumis au vent de la course.

Mais pourquoi donc cet examen d'un exemple concret nous a-t-il menés au principe de Relativité ?

On peut en donner deux raisons, très différentes par leur statut, mais complémentaires. L'une est d'ordre théorique *fondamental*. Elle constate que *les lois de la mécanique sont les mêmes dans les deux référentiels,* celui du quai et celui du tapis roulant. La seconde raison annoncée est plus *concrète*. Elle s'appuie sur des faits simples : il suffit de vent, ou d'un simple courant d'air dans le couloir du métro, pour que ce qui était immobile se mette en mouvement (par rapport à l'air), et que ce qui était en mouvement change sa course. Nous dirons plus généralement que la présence d'air, son immobilité ou son mouvement par rapport à l'un ou à l'autre des référentiels sont *contingents*. Si l'on va au fond des choses, l'existence même de l'atmosphère terrestre — notre seul réservoir d'air dans tout l'Univers — n'est pas la conséquence inéluctable de lois physiques fondamentales ; elle résulte plutôt d'un enchaînement de phénomènes fortuits et casuels. Cela n'empêche pas, cependant, que la propagation du son dans l'air obéisse à l'ensemble des lois physiques fondamentales.

Mais pourquoi, dès lors, ne pas invoquer les mêmes arguments pour l'éther ?

Reprenons-les donc dans ce cas, en commençant par le second. Le peu que nous savons de l'éther luminifère le fait apparaître tout sauf contingent. Savoir si l'on peut observer un « vent d'éther » comme on ressent dans l'air un « vent de la course », nous y viendrons bientôt. Mais une substance — on disait un « milieu subtil », eu égard à ses caractéristiques fugitives — omniprésente dans l'Univers, apparemment imperturbable à toute action mécanique, et gardant des propriétés sans doute immuables sur des millions et des dizaines de millions de kilomètres, une telle substance peut difficilement être taxée de fortuite. Voyons maintenant la première partie de l'argumentation. La théorie de la lumière est certes résolument ondulatoire, nous ne pouvons qu'en être convaincus, maintenant. Mais la théorie de Maxwell est plus précise et plus spécifique encore : la lumière est une onde électromagnétique, formée d'un champ électrique et d'un champ magnétique vibrant à l'unisson (en phase), l'un perpendiculaire à l'autre et perpendiculaires tous deux à la direction de propagation. La vitesse c de cette onde est une *constante fondamentale*, née au carrefour de l'électricité et du magnétisme. Si cette vitesse et les lois dont elle découle sont valables uniquement dans l'éther, alors voilà un référentiel absolu — celui où l'éther est au repos — qui s'impose partout dans l'Univers, pas seulement dans la minuscule atmosphère de notre Terre privilégiée.

ALTÉRATION DES COULEURS PAR MOUVEMENT DE LA SOURCE LUMINEUSE

Et l'effet Doppler ? Existe-t-il l'équivalent de l'effet Doppler pour la lumière ? C'est incontestable. D'ailleurs Christian Doppler lui-même l'avait prévu, en partisan convaincu des ondes lumineuses. Mais c'est le Français Hippolyte Fizeau qui publia en 1848 un article mémorable sur ce sujet. Il y redécouvrait, dans une première partie — six ans après Doppler —, l'effet du mouvement de la source, ou du récepteur, sur la hauteur des sons ; mais il comprit surtout les implications de ce même mécanisme en optique. Et cette découverte allait connaître un destin remarquable, d'ampleur inattendue. L'effet « Doppler-Fizeau » — c'est ainsi qu'on l'appelle volontiers lorsqu'il s'agit de la lumière — allait s'imposer dans un rôle de tout premier rang — rôle qu'il n'a cessé depuis de tenir — pour l'exploration de l'Univers.

Que je m'en explique.

Une lumière, comme un son — comme toute onde à vrai dire —, est caractérisée par une *fréquence*. En réalité, plusieurs fréquences se superposent en général dans une onde. Même en musique, on produit rarement des notes pures : le *la* du piano, celui du violon ou de la clarinette comportent, outre le quatre cent quarante hertz nominal, d'autres fréquences qui font leur timbre si spécifique et leur charme si singulier. En optique (ondulatoire), *fréquence équivaut à couleur* : couleurs différentes signifient fréquences différentes. Mais celles-ci sont incomparablement plus élevées pour la lumière qu'elles ne l'étaient pour le son : elles se situent ici vers les 10^{14} hertz ! La gamme de la lumière visible, qu'on nous faisait réciter comme les sept couleurs de l'arc-en-ciel — violet, indigo, bleu, vert, jaune, orangé, rouge — est, dans cet ordre, descendante : la fréquence associée au violet est à peu près deux fois supérieure à celle du rouge. L'arc-en-ciel résulte d'une décomposition de la lumière solaire en ses fréquences élémentaires. Mais celles-ci forment un « spectre continu [18] », c'est-à-dire qu'elles s'étalent continûment sur toute la plage visible. On ne sera pas surpris, d'ailleurs, d'apprendre que le domaine accessible à notre œil est prolongé de part et d'autre par des rayonnements invisibles mais de même nature : infrarouge en deçà du rouge (fréquences inférieures), ultraviolet au-delà du violet (fréquences supérieures).

EXPLICATION : LE SPECTRE

En latin, *spectrum* signifie « vision ». D'où le sens moderne du mot « spectre », dans la langue usuelle : « apparition, plus ou moins effrayante, d'un esprit, d'un mort [19] ».

Le terme a pris en physique une acception plus précise — science oblige ! — mais, curieusement, très différente. C'est à Newton qu'on doit ce tournant linguistique : ayant montré qu'un prisme de verre décompose la lumière blanche — comme elle l'est dans l'arc-en-ciel —, il appela « *spectre* » l'image colorée qu'il obtenait ainsi. On se perd en conjectures sur les motivations qui conduisirent Newton à introduire ce mot plutôt qu'un autre dans le vocabulaire scientifique. Certains n'hésitent pas à invoquer une tendance constante, chez lui, à écouter des voix irrationnelles. D'autres rétorquent que, après tout, l'arc-en-ciel produit par un prisme est une « vision », au sens concret et plus banal de « spectacle ».

Quoi qu'il en soit, les physiciens ont pris l'habitude, après Newton, d'appeler « spectre » d'un phénomène l'ensemble des fréquences qui lui sont associées, et leur répartition. On parle ainsi du spectre d'un atome, mais aussi du spectre de l'énergie, en mécanique quantique où fréquence et énergie sont proportionnelles.

Un spectroscope, ou un spectrographe, est un appareil qui permet de voir un spectre ou de l'enregistrer.

DÉCALAGE DES SPECTRES

Pour la lumière, l'effet Doppler-Fizeau se traduit par un *décalage vers le rouge* si la source s'éloigne du récepteur, par un *décalage vers le violet* si elle s'en rapproche : comme pour le son, en effet, la fréquence d'une source qui vient à notre rencontre est accrue (ééééé...), celle d'une source qui s'enfuit est diminuée (èèèèè...). Mais comment ceci va-t-il se manifester concrètement ? Doppler pensait que les étoiles qui s'avancent vers nous seraient bleues, celles qui reculent, rouges. C'était sans compter avec l'ultraviolet et l'infrarouge, dont Doppler ne pouvait pas connaître l'existence : si tout le spectre est décalé, dans un sens ou dans l'autre, chaque fréquence en remplace une autre, plus élevée ou plus basse, mais elle est à son tour remplacée ; celles qui quittent le domaine visible, par le haut ou par le bas, sont finalement renouvelées, de proche en proche, par d'autres qui entrent dans ce domaine par son autre extrémité (le bas ou le haut). Ainsi est rétabli l'ensemble initial de couleurs.

Mais intervient alors une *propriété surprenante* de l'atome, totalement inattendue mais indéniable, qui allait connaître des développements inouïs et aboutir même à une révolution radicale en physique théorique. Un atome d'une espèce donnée émet seulement un *spectre de raies*, *caractéristique* de son espèce. Précisons. Prenons un atome déterminé, l'hydrogène ou le plomb, ou n'importe quel autre. La lumière issue de cet atome, lorsqu'il a été convenablement excité, se répartit entre des raies, c'est-à-dire des fréquences isolées les unes des autres et bien individualisées. L'ensemble de ces raies séparées, qui constitue le spectre de l'atome considéré, lui est propre et exclusif, sorte de carte d'identité qui nous permet de le reconnaître où qu'il se trouve, pourvu que sa lumière nous parvienne. C'est ainsi par exemple que l'*hélium* fut découvert dans le Soleil — d'où son nom — grâce à son spectre de raies (en 1868), avant d'être trouvé sur Terre, et reconnu de la même manière, plus de vingt-cinq ans après.

Laissez tomber une goutte d'eau dans une flamme de gaz. Celle-ci se teinte aussitôt de jaune orangé. Vous venez de réaliser une expérience d'« analyse spectrale ». Si vous aviez pu disposer d'un spectroscope, vous auriez immédiatement reconnu la « raie D » du sodium, et vous auriez conclu que l'eau était légèrement salée[20]. Même sans spectroscope, vous pouvez jeter un grain de sel dans la flamme et constater que la *même couleur* en résulte.

Cet attribut fondamental de l'atome fut découvert à Heildelberg, en 1859, par deux amis : Robert Bunsen et Gustav Kirchhoff, tous deux professeurs dans la fameuse et vénérable université de cette ville. Le dernier nommé avait inventé et mis au point un « *spectroscope* ». C'était — c'est toujours — un appareil capable de décomposer une lumière complexe en ses fréquences constitutives et de permettre d'observer (« skopein ») le *spectre* résultant. A l'aide de cet instrument, les deux compères s'en donnèrent à cœur joie, démontrant d'abord, sur les atomes connus, que chacun d'eux possède un spectre de raies caractéristique, puis découvrant par cette méthode (l'analyse spectrale) deux nouveaux éléments, le césium et le rubidium.

LES COULEURS DE L'UNIVERS

Voilà qui allait rendre l'effet Doppler-Fizeau extrêmement intéressant dans l'étude de l'Univers ! Imaginons que, dans la galaxie lointaine que voici, nous identifiions le spectre de l'hydrogène — il y faut des connaissances et de l'habitude, bien entendu, mais l'hydrogène est très commun dans les astres ; supposons cependant que ce spectre apparaisse ici *décalé* : telle raie, qui se situe dans les conditions habituelles du laboratoire à telle fréquence, nous parvient de cette galaxie à une fréquence supérieure (décalage vers le violet) ou inférieure (décalage vers le rouge). Qu'il soit entendu que *toutes* les raies sont déplacées, dans le même sens évidemment, et d'intervalles liés les uns aux autres, puisque la cause est commune et unique : la galaxie se rapproche, ou s'éloigne, de nous ; le décalage est d'autant plus marqué que la vitesse d'avancée, ou de récession, est plus rapide.

L'astrophysicien américain Edwin Powell Hubble (1889-1953), après avoir établi l'existence de systèmes stellaires extérieurs à notre Voie Lactée, constata que ces galaxies étrangères à la nôtre étaient systématiquement « rougies ». Il formula à ce sujet une hypothèse qui porte son nom depuis : les galaxies de l'Univers s'éloignent sans trêve les unes des autres, à des vitesses proportionnelles à leur distance. Cette loi empirique, qui ne cesse de se confirmer au fur et à mesure que les observations progressent, est le fondement central de la *théorie de l'Univers en expansion*. C'est assez dire l'intérêt cosmologique capital de la mise en évidence et de la mesure du *décalage vers le rouge* des raies spectrales atomiques par effet Doppler-Fizeau.

Mais nous avons anticipé : au XIX[e] siècle, que nous avons planté là dans notre enthousiasme, point encore de galaxies extérieures, point de décalage universel vers le rouge, point de « constante de Hubble » pour fonder une théorie de l'Univers en expansion. C'est pourtant l'astronomie qui fournit la vérification attendue, et nécessaire, des arguments théoriques et analogiques de Fizeau. Un lord anglais, Sir William Huggins (1824-1910), fut semble-t-il le premier à obtenir cette confirmation observationnelle de façon convaincante, en 1868. Dans sa propre maison, située à Stoke Newington, dans la banlieue londonienne, il avait établi un véritable observatoire, où il travaillait en famille, avec son épouse. La découverte de Kirchhoff et Bunsen stimula ses recherches en leur donnant un objectif ambitieux : déterminer la composition chimique des astres par l'analyse en fréquences du rayonnement lumineux qui en provient. Il put ainsi, par exemple, établir que les comètes ne se contentent pas de diffuser la lumière du Soleil — comme le font la Lune et les planètes — mais qu'elles émettent aussi la leur propre, dans laquelle il identifia même la signature spectrale de molécules déjà complexes, des hydrocarbures semblait-il. Nous savons tous que les hydrocarbures terrestres — le pétrole — ont une origine biologique, quoique fossile. Leur présence éventuelle dans ces recoins éloignés du système solaire où évoluent les comètes n'est donc pas sans poser de fascinantes et bouleversantes questions.

Voilà bien une perspective inattendue qu'ouvre tout à coup la technique d'analyse spectrale inventée par Kirchhoff et Bunsen en 1859. Sa longue familiarité avec les spectres d'objets célestes permit à Huggins de corroborer, sans contestation possible, l'effet Doppler-Fizeau par des observations astronomiques.

C'est d'abord Sirius, l'étoile la plus brillante du ciel septentrional — et l'une des plus proches — qui lui en fournit l'occasion (en 1868) : il montra qu'elle s'écartait alors de nous, et mesura — assez grossièrement — sa vitesse d'éloignement. On en avait appris de belles, sur Sirius, en un quart de siècle ! Le mathématicien allemand Friedrich Bessel fit remarquer en 1844 que le mouvement propre de cette étoile présentait des irrégularités imprévues ; il les attribua à la présence proche d'un autre astre — on dit un « compagnon » —, trop peu éclatant pour avoir été observé, mais qui n'en dansait pas moins avec sa compagne resplendissante une valse[21] céleste et silencieuse, dont chaque tourbillon durait une cinquantaine d'années. Le compagnon, baptisé fort peu romantiquement Sirius B, fut même observé, finalement (1862), par un constructeur américain de lunettes et de télescopes — Alvan Clark — qui démontra ainsi l'excellence de ses instruments. Et voilà que l'analyse spectrale de Huggins démontrait, en outre, que le couple enlacé Sirius A–Sirius B, toujours virevoltant, s'éloignait de nous.

Succès complet, sur toute la ligne : en premier lieu, l'effet Doppler-Fizeau avait prouvé sa réalité ; en outre, il se montrait capable de mesurer des vitesses radiales d'approche ou de récession. Les spécialistes de la lumière reprenaient confiance : si la vitesse de la source influait sur la fréquence de la lumière émise — sur sa couleur, c'est-à-dire —, il fallait bien que cette vitesse fût comptée *par rapport à un référentiel* déterminé ; et lequel, sinon celui de l'éther ?...

Composition des vitesses pour la lumière

Mais l'éther ? le vent d'éther ? Pourrait-on jamais l'apercevoir ? le ressentir ?

Dans la comparaison que nous conduisons depuis quelque temps entre lumière et son, il nous reste un troisième phénomène à commenter ; nous verrons qu'il sera crucial. C'est celui qui a trait à l'*addition des vitesses* : si l'on se place dans un référentiel en mouvement relativement à l'air, la vitesse du son que l'on y mesure résulte de la composition de *deux vitesses d'origine différente* : celle du son dans l'air et celle du référentiel. Par exemple, elles se retranchent l'une de l'autre dans la situation simple où l'ébranlement sonore et le référentiel se déplacent dans la même direction et le même sens ; elles s'ajoutent si la direction est la même mais les sens opposés.

Si nous transposons ces constatations à la lumière, l'éther luminifère remplace l'air sonore. Mais avons-nous donc accès à un référentiel en mouvement relativement à l'éther ? Bien sûr : le référentiel terrestre, tout simplement ! Plus personne n'aurait osé, à cette époque, envisager que la Terre pût être immobile dans le référentiel absolu que déterminait l'éther. Il était donc naturel, en même temps que primordial et donc indispensable, de *mesurer la vitesse de la Terre par rapport à l'éther* : le déplacement de la Terre devait se traduire par une différence de la vitesse de la lumière constatée sur Terre avec celle qui règne dans l'éther, et que nous avons appelée *c* après Maxwell.

La tâche était redoutable. Les premières estimations de *c* donnaient *plusieurs centaines de milliers de kilomètres par seconde* ! En comparaison, quelle est cette vitesse de la Terre qu'on cherchait à mettre en évidence ? Un simple calcul d'ordre de grandeur montre que c'est le mouvement de notre planète autour du Soleil qui est prépondérant de ce point de vue : la rotation propre de la Terre autour de l'axe des pôles nous entraîne moins vite (presque cent fois moins). Mais la vitesse de la Terre sur son orbite ne dépasse pas trente kilomètres par seconde [22]. Il s'agissait d'une gageure : distinguer une aiguille de trente kilomètres par seconde dans un pailler dix mille fois plus vaste !...

CHAPITRE III

Digression

DU LANGAGE ET DU CHANT, ET DU SOUVENIR...

A force de mourir et de n'en dire rien
Vous aviez fait un jour jaillir, sans y songer,
Un grand pommier en fleurs, au milieu de l'hiver.
Et des oiseaux gardaient de leurs becs inconnus
L'arbre non saisonnier, comme en plein mois de mai,
Et des enfants joyeux de soleil et de brume
Faisaient la ronde autour, à vivre résolus[1].

SUPERVIELLE

Mon aïeul paternel, que j'ai toujours appelé « Bon Papa[2] », de qui j'ai reçu cet étrange patronyme, était illettré et ne parlait que le béarnais, branche du gascon qui appartient lui-même à la constellation des langues d'oc.

Je le vois encore comme d'hier, sur sa chaise basse favorite, au coin du feu, déchiffrant laborieusement, en tirant le parti qu'il pouvait de quelques rudiments de lecture glanés au hasard de sa vie d'adulte, les titres d'un journal le plus souvent périmé et de surcroît écrit — faut-il le préciser ? — en français ! Les syllabes rencontrées esquissaient leur forme, l'une après l'autre, sur ses lèvres édentées, en un remuement hésitant, muet et lent, sans souffle mais opiniâtre. De temps à autre pourtant il nous sollicitait, son monologue silencieux interrompu, lorsqu'il butait sur une combinaison de lettres particulièrement ardue, ou peu fréquente, qui le laissait bouche bée. Abaissant alors son menton ridé, d'un mouvement rapide et précis de la tête, il glissait son regard vif et clair — qui se teintait d'humour dans ces circonstances où sa culture littéraire était mise en défaut — par-dessus les lunettes de presbyte, cerclées de fer, qu'il tenait d'un voisin riche les jugeant périmées pour lui-même. Il demandait par là leur aide aux « savants » que nous étions pour lui. Lorsqu'un dialogue s'instaurait, il était toujours bilingue. Bon Papa s'exprimait exclusivement en béarnais — « en patois », disions-nous — et nous lui répondions en français :

— *Bernàt, qu'ey aco de*[3] *pé-néou-ma... ?*

— Ce sont les pneus, Bon Papa, ce qu'on met aux voitures.

— *Ah ! Que noû l'ey pas yamés bis*[4] *!*

Mais s'il s'essayait ainsi, assez volontiers, à lire, il ne sut jamais écrire. Pas même signer son nom : il apposait simplement une croix, tracée avec application, au bas des (rares) documents officiels qui le concernaient.

J'allais durant la dernière guerre, mon père étant prisonnier en Poméranie, passer quelques semaines d'été auprès de mes grands-parents d'Espoey. Nous dormions tous trois dans la chambre du haut : mon grand-père et moi occupions l'un des deux lits qui s'y trouvaient, celui du fond, et ma grand-mère l'autre, près de la fenêtre. Bon Papa se levait de fort bonne heure, d'un mouvement décidé qui me réveillait à tout coup. Je savais pourtant qu'il me fallait attendre sept heures avant de l'imiter. Je guettais la sonnerie claire de l'horloge à balancier qui se dressait, imposante, sur le palier de l'escalier, à mi-étage. Je me souviens d'angoisses métaphysiques sur le thème du temps : comment, après avoir entendu la demie de six heures — dont la vibration se prolongeait dans l'aigu, interminablement —, évaluer l'intervalle qui restait à parcourir avant les sept coups fatidiques ? Retentiraient-ils bientôt ou faudrait-il endurer encore une longue lassitude ?

Les meilleurs moments venaient pour moi l'après-midi. Invariablement, qu'il neige ou qu'il vente — mais il ne neigeait pas : c'était l'été ! —, nous allions garder les vaches à leur pâturage. Mon grand-père possédait deux vaches seulement ; dans l'étable, j'ai toujours vu la troisième place libre — celle qui pourtant, par sa position près de la porte, aurait dû logiquement être la première. Les vaches — j'ai oublié leur nom, mais je les distinguais l'une de l'autre au premier coup d'œil — nous tournaient le dos ; elles étaient attachées par des chaînes assez lâches qui leur laissaient une certaine liberté de mouvement, mais pas celle de se retourner complètement à notre arrivée. Nous avaient-elles entendus de loin, ou si l'horloge intérieure et cosmique à la fois, qui rythmait leur vie épaisse et lente, les avait par avance prévenues ? Leurs dodelinements de la tête, ponctués de feulements expressifs et même de mugissements à peine ébauchés, le fouettement nerveux de leur queue, leur piétinement pesant mais obstiné — qui préfigurait leur cheminement libre de tout à l'heure — manifestaient leur joie obtuse et leur impatience massive devant l'abondance illimitée d'herbe tendre qui les attendait.

La chienne patientait au-dehors. Elle savait que l'étable (que nous appelions communément « la grange ») lui était formellement interdite : sa présence eût affolé les vaches, qui la craignaient et lui présentaient toujours, pour autant qu'elles le pouvaient, leur large front buté et armé — ce qu'elles auraient été empêchées de faire par l'attache qui les maintenait devant le râtelier. La chienne s'appelait « Bergère ». Son poil, d'un roux foncé, mi-long et soyeux, dessinait sur ses flancs robustes des ondulations semblables à celles qu'on voit parfois sur le front des humains. Elle connaissait parfaitement son nom : lorsqu'on le prononçait doucement, tendrement pourrait-on dire, elle dressait ses oreilles d'un air alangui et vous coulait un regard humide et reconnaissant ; si on le criait au contraire sèchement, d'un ton autoritaire, elle arrêtait net le mouvement qu'elle avait entrepris, que ce fût à l'entrée d'une pièce où on ne souhaitait point l'accueillir, ou bien au seuil d'une manœuvre punitive qu'elle lançait contre une vache et qu'on jugeait imméritée.

Détachées, les vaches sortaient de l'étable à pas comptés et s'en allaient attendre — *festina lente* [5] — derrière le portail de la courette, non sans avoir menacé de leurs cornes Bergère qui les guettait, mais qui se rejetait en arrière pour éviter l'affrontement. Bon Papa ouvrait grand le portail et les vaches, sans qu'on eût à les solliciter, viraient de bord sur la gauche, tels des vaisseaux lourdement chargés, l'une derrière l'autre, sur le bas-côté de la grand-route. Mon grand-père possédait un unique champ, situé à un kilomètre environ de la maison et du même côté de la grand-route, de sorte que les vaches n'étaient jamais amenées à la traverser. Nous parcourions pour revenir le même bas-côté, du même pas lent et balancé, jamais accéléré — sauf en cas d'affolement, qu'il fallait à tout prix éviter sur la route —, parfois ralenti pour cueillir au passage une dernière bouchée d'herbe dans le fossé. Le trajet de retour paraissait l'image spéculaire de l'aller, avec un léger flou, pourtant, de satiété et de lassitude et d'agonie [6] au soleil couchant. Les vaches reconnaissaient aussitôt la maison comme elles avaient reconnu l'entrée du pré. Une différence capitale, pourtant, apparaissait sur la fin du parcours : sans que quiconque le leur eût suggéré, elles dépassaient sans s'arrêter le portail qui donnait sur l'étable, et que nous ouvrions pourtant tout grand comme au départ. Elles allaient du même pas régulier et paisible contourner le coin de la maison et la maçonnerie qui protégeait le puits ; elles se postaient, avec l'air obstiné de qui demande son droit, devant l'auge qui prolongeait le bâtiment et le terminait avant que le fossé ne reprenne aussitôt ses herbes folles et sa haie vive. Bon Papa faisait le tour de l'autre côté et puisait à plusieurs fois de l'eau fraîche qui, déversée dans un conduit traversant l'ultime mur, alimentait en bouillonnant l'auge aux bestiaux. Les deux vaches buvaient ensemble, sans heurt, à longues gorgées calmes et satisfaites ; l'auge eût été trop exiguë pour trois bovins, mais deux s'y abreuvaient sans gêne. La règle du jeu était connue de tous, de Bergère évidemment, et de moi, mais aussi des vaches elles-mêmes : elles pouvaient boire à satiété, « jusqu'à plus soif », comme on dit ; atteint ce stade de béatitude comblée, auquel elles ne parvenaient pas nécessairement ensemble, chacune d'elles regagnait seule l'étable et sa place, sans se tromper. Jamais aucune n'a fait mine de dédaigner le portail ouvert pour revenir au pré ou — qui sait ? — pour vagabonder à sa guise. Bergère évidemment ne l'eût pas permis, au cas où mon grand-père ne l'aurait pas remarqué de derrière son puits. Mais Bergère n'y veillait même pas : les vaches n'étaient plus sous sa garde ; elle en profitait pour courir elle-même et vagabonder. Moralité : « Chacun son métier, les vaches seront bien gardées[7]... »

Mais il faut faire son métier. Le champ de mon grand-père, déjà exigu, se divisait de surcroît en deux parties quasiment égales, par une ligne virtuelle, dirait-on en physique ; en clair, aucune clôture ne séparait les deux moitiés. L'une était plantée de maïs ; l'autre restait en pré pour le pacage des vaches. Or celles-ci sont particulièrement friandes des tiges de maïs, quand elles peuvent les faire craquer sous leurs dents. Il fallait donc être constamment sur le qui-vive, pour éviter que le champ de maïs ne fût saccagé ou simplement écorné. Les vaches ne menaient pas un assaut frontal et concerté. Non. Tantôt l'une, tantôt l'autre, paissant innocemment, s'approchait insensiblement de la ligne interdite. Bergère alors, qui avait fait mine auparavant de dormir, dressait tout à coup la tête, puis sur sa tête les oreilles, et lançait à son maître des signaux non équivoques, éventuellement appuyés de gémissements contenus. Il suffisait de dire : « Oui, va ! » Bergère bondissait, et l'affaire était réglée en deux aboiements brefs, proférés au bon moment, alors qu'elle avait déjà doublé le cap difficile des cornes et qu'elle attaquait sur l'arrière, prête à mordre en cas d'indiscipline ou de rébellion. Et la vache, bien gardée, revenait dans le droit chemin du pré.

Mon grand-père me conta qu'un jour, alors qu'il était seul au pré avec ses bêtes, il dut revenir à la maison en plein milieu de l'après-midi. Au lieu de ramener les vaches avec lui — ce qui les aurait gravement perturbées, et pour plusieurs jours —, il décida de les laisser à la garde de la chienne. Il lui expliqua la situation (en béarnais, évidemment) : « Bergère, je m'en vais ; toi, tu restes là à garder les vaches ; attends que je sois de retour. » Et Bergère comprit ! C'eût été un jeu pour elle de rentrer seule : elle connaissait par cœur le chemin, qui était d'ailleurs très simple. Elle resta pourtant à son poste, comme une brave bergère qu'elle était ! Et quand Bon Papa revint, une ou deux heures après, tout était en place : les vaches paissaient tranquillement, hors de portée des maïs, qui n'avaient pas été touchés ; Bergère l'avait attendu, assise sur son derrière, un peu plus raide que d'habitude, oreilles et yeux aux aguets.

Si j'ai dit, par manière de plaisanterie, qu'il ne neigeait jamais durant mes séjours estivaux à Espoey, il y pleuvait souvent[8]. Pour aller au pré, après déjeuner, mon grand-père s'armait alors d'un énorme parapluie de grosse toile bleu ciel, à manche et baleines de bois, qui attendait sans impatience son heure, ou plutôt son jour, derrière la porte de la grange. Il servait non seulement à nous abriter tous deux pendant le trajet — il aurait abrité un escadron de cavalerie — mais aussi à nous maintenir au sec tout au long de la longue après-midi inactive : nous gravissions au bord du pré un talus protégé par un bosquet de noisetiers ; Bon Papa disposait le parapluie bleu, grand ouvert, en appui d'un côté sur son manche et de l'autre sur deux extrémités de baleines ; nous nous installions ensuite sous cet auvent de toile, assis sur nos pèlerines soigneusement pliées. Bergère supportait stoïquement l'ondée : sa vision du monde lui interdisait de quémander une place ; elle restait dignement à la sienne, qu'elle connaissait.

C'est alors que Bon Papa, pour tromper l'ennui — mais qui s'ennuyait ? — se mettait à chanter. Il le faisait avec conviction, avec amour pourrais-je dire, amour pour moi sans doute puisqu'il n'y avait âme qui vive à cinq cents mètres à la ronde. La route elle-même était oubliée : nous l'avions laissée pour accéder au pré par un chemin de terre qui nous plongeait en pleine nature.

Le répertoire de Bon Papa était varié, pas assez tout de même pour m'empêcher de retenir par cœur, en les écoutant plusieurs fois, ces airs et ces couplets. Il y avait d'abord — à tout seigneur tout honneur — un choix de chansons béarnaises. Laissez-moi en dire une. Elle me transportait et, quoique je n'en comprisse pas vraiment le sens, elle m'aurait paru rassurante si son air plaintif (celui du refrain surtout) n'avait traîné derrière lui je ne sais quel malaise :

Dus pastous à l'oumbrette *Que hazen u bouquet.* *L'u coelhè la vrioulette,* *E l'auté lou muguet.*	(Deux bergers à l'ombrette Faisaient un bouquet. L'un cueillait la violette, Et l'autre le muguet.)

Refrain

You qu'aïmi l'immourtelle	(Moi j'aime l'immortelle
Mey que las aoutés floûs ;	Plus que les autres fleurs ;
Coum ey toustem fidèle,	Comme elle est toujours fidèle,
Ataou soun mas amoûs.	Ainsi sont mes amours.)

Il y avait aussi

Roussignoulet que cantes...	(Rossignolet qui chante)

et

Aqueras mountagnas	(Ces montagnes
Que ta haoutas soun...	Qui sont si hautes...)

et puis encore

E couneches ma beryère ?...	(Connais-tu ma bergère ?...)

Mais Bon Papa, qui ne parlait jamais français — ce qu'il n'aurait pas su faire —, avait pourtant assez de familiarité avec cette langue pour avoir appris et savoir répéter, à quelques fautes mineures près, des chansons en français. Et savez-vous ce qu'il chantait, entre la saine gaieté de *La Madelon* [9] et la tristesse insoutenable des chansons d'une guerre perdue [10] ?... Mignon [11] !...

Connais-tu le pays où fleurit l'oranger [12],
Le pays des fruits d'or et des roses vermeilles,
Où la brise est plus douce et l'oiseau plus léger,
Où dans toutes saisons butinent les abeilles,
Où rayonne et sourit comme un bienfait de Dieu
Un éternel printemps sous un ciel toujours bleu ?
Hélas ! Que ne puis-je te suivre
Vers ce rivage heureux d'où le sort m'exila !
C'est là, c'est là que je voudrais vivre,
Aimer, aimer et mourir...
C'est là que je voudrais vivre,
C'est là, oui, c'est là ! [13]

Connais-tu la maison où l'on m'attend là-bas,
La salle aux lambris d'or [14] *où des hommes de marbre*
M'appellent dans la nuit en me tendant les bras [15],
Et la cour où l'on danse à l'ombre d'un grand arbre,
Et le lac merveilleux où glissent sur les eaux
Mille bateaux légers pareils à des oiseaux ?
Hélas ! Que ne puis-je te suivre...

Puis il entonnait, sur une musique différente, ce qu'il présentait contre toute vraisemblance comme le refrain de la chanson précédente :

Hirondelle, emporte mon cœur
Vers les rives de ma patrie,
Que ta chanson dise à la fleur
Naissant au bord de la prairie
Que loin d'elle Mignon se meurt (bis).

Ô miracle ineffable de la culture ! Ô pouvoir illimité du verbe et de la musique ! Quels chemins détournés et mystérieux Goethe — dont mon grand-père ni moi ne connaissions seulement le nom — avait-il empruntés pour parvenir incognito à ce petit coin de verdure[16], à ce pâturage perdu[17] au plus profond du Béarn, où un vieil homme analphabète et édenté chantait ses vers à un jeune enfant, traduits dans une langue étrangère qui l'était aussi pour le chanteur ? Les croupes des vaches luisaient sous la pluie et les gouttes, sur la toile bleue du parapluie démesuré, tissaient inlassablement un autre silence.

L'histoire de Sylvain Diu devient triste, dans sa dernière partie, comme le deviennent toutes les histoires humaines, sans doute. Je n'aurai pas le cœur de poursuivre ma chronique jusqu'à la déchéance et l'oubli, jusqu'à la solitude et la détresse, jusqu'à la mort souhaitée et attendue comme une délivrance, jusqu'à la fin des fins.

Cette désespérance insondable et sans recours ne transparaissait-elle pas déjà, confusément, dans les complaintes d'alors, à travers leurs paroles mystérieuses et leur musique plaintive ?

Quant à moi, en tout cas, je sentais mon cœur chavirer. S'il m'avait été donné d'entendre ces chansons dans les limbes primordiaux, pensais-je obscurément, et que le choix me fût laissé ensuite, je ne serais pas né. « *No sé cómo puede vivir quien no lleve a flor de alma los recuerdos de su niñez*[18]. »

CHAPITRE IV

L'AIGUILLE ET LA PAILLE, LA PAILLE ET LE GRAIN

L'espoir luit comme un brin de paille dans l'étable.
Que crains-tu de la guêpe ivre de son vol fou ?
Vois, le soleil toujours poudroie à quelque trou.
Que ne t'endormais-tu, le coude sur la table ?
[...]
Midi sonne. J'ai fait arroser dans la chambre.
Va, dors ! L'espoir luit comme un caillou dans un creux.
Ah ! quand refleuriront les roses de septembre[1] *!*

VERLAINE

Une nouvelle idée fondatrice de Fizeau

Nous avons, il y a peu, décrit les interférences lumineuses dans leur principe : deux faisceaux, issus de la même source puis séparés, sont conduits à superposer leurs effets aux divers points d'un même écran ; il en résulte une figure d'interférence, succession de franges brillantes et de franges sombres alternées. Armand Fizeau était fin connaisseur, pour avoir acquis, par une longue pratique, une familiarité intime avec les dispositifs expérimentaux et leurs possibilités. Il avait pu montrer par exemple que, si l'on analyse préalablement la lumière en composantes monochromatiques — d'une seule couleur, d'une seule fréquence —, on peut multiplier quasiment sans limite le nombre de franges apparaissant sur l'écran d'observation : il parvint assez aisément à en produire plusieurs milliers, là où les premières tentatives de Thomas Young et de Fresnel, qui utilisaient la lumière blanche — superposition de la palette des couleurs de l'arc-en-ciel —, avaient dû se contenter d'une demidouzaine. Se révélait ainsi une sensibilité insoupçonnée de la figure d'interférences. Et Fizeau eut tout soudainement l'intuition, dès 1851, qu'on pouvait tirer parti de cette sensibilité pour mettre en évidence de menues modifications que subirait l'appareillage.

Soyons plus précis. Dans un dispositif d'interférences, tel celui que nous a légué Thomas Young, deux faisceaux lumineux, séparés spatialement mais se répétant trait pour trait, concourent sur l'écran où leur superposition engendre des franges ; tout particulièrement, leur accord est parfait dans la *frange centrale*, brillante de cet accord même. Supposons que s'introduise ensuite une légère différence entre les deux faisceaux jumeaux, par l'interposition peut-être, sur l'un d'eux, d'un infime embarras qui le perturbe sans l'arrêter, sans l'empêcher de participer tout de même aux interférences. Celles-ci persistent donc, mais la figure qu'elles dessinent s'est décalée en bloc : chaque frange — et avec les autres la frange centrale — est déplacée par le travers, en gardant sa direction, et ce déplacement est le même pour toutes. Mais ce sont les ordres de grandeur qui sont stupéfiants ! Les ayant évalués, Fizeau comprit qu'il serait possible de déceler entre les deux faisceaux des dissymétries étonnamment faibles : un expérimentateur soigneux serait capable de pointer sans grande difficulté un décalage du dixième de l'interfrange, ce qui équivaudrait, en termes de longueurs, à une différence de parcours de cinq millionièmes de centimètre entre les deux faisceaux !

Ce n'était toutefois pas les longueurs qui préoccupaient alors les physiciens, mais bien plutôt les *vitesses* : le but ultime était de rendre manifeste le mouvement de la Terre par rapport à l'éther luminifère. Fizeau s'attaqua donc au problème des différences de vitesse. Il le fit de façon très simple, somme toute, et très concrète. Il adapta un tube de verre replié en U à un dispositif de trous de Young, en sorte que chacun des deux faisceaux lumineux courût dans l'une des branches du tube (figure). Il y fit ensuite circuler un courant d'eau ; ainsi, l'un des pinceaux de lumière se propageait dans le même sens que l'eau qui le portait, tandis que l'autre remontait le courant. La différence de vitesse entre les deux faisceaux séparés était, on s'en doute, incomparablement plus petite que celle de chacun d'eux. Pourtant, l'appareil de Fizeau y fut sensible ; les mesures qu'il permit, de précision raisonnable, étaient en accord avec les prédictions qu'Augustin Fresnel lui-même — porte-drapeau, en son temps, des partisans de l'ondulatoire — avait formulées plus de quarante ans auparavant.

C'était l'acte de naissance de l'*interférométrie* (1859), méthode de mesure fondée sur les interférences lumineuses.

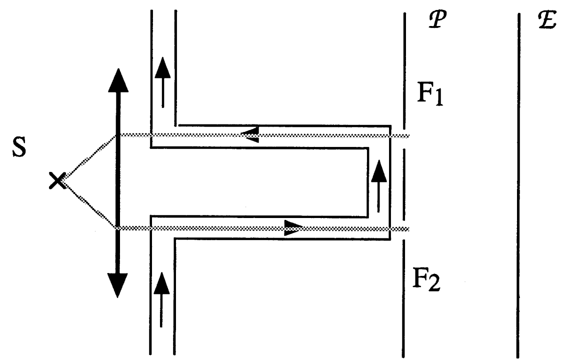


Schéma de l'expérience de Fizeau mettant en évidence la composition des vitesses de la lumière et du courant d'eau.

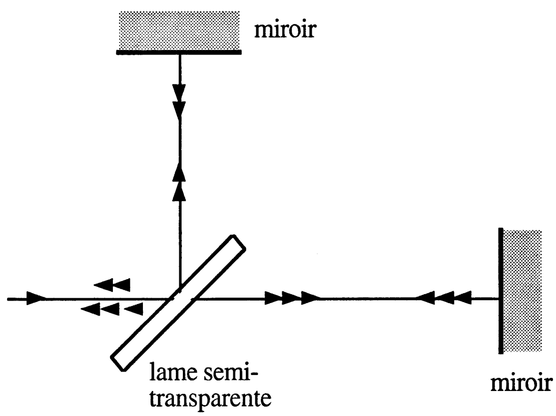
Entrée en scène de Michelson

Nous avons conté il y a peu les tentatives — et les réussites — d'Albert Michelson concernant la vitesse de la lumière. Nous allons le voir ici aux prises — c'est son plus grand titre de gloire — avec un problème proprement démoniaque.

Michelson, qui l'avait quittée tout jeune enfant, revint en Europe en 1880, ayant obtenu de l'Administration navale un congé de deux ans pour études à l'étranger : Berlin d'abord, chez le grand Helmholtz, puis Heidelberg, enfin Paris (où il étudia notamment avec Cornu). Michelson se passionna pour le problème de l'éther luminifère, prétendument partout présent et pourtant toujours évasif. Maxwell lui-même, dont la somme sur la théorie électromagnétique était parue depuis 1873, suggérait que l'on mît en évidence le déplacement de la Terre dans l'éther, par ce qu'on appelait le *vent d'éther*, comme on dit « le vent de la course » pour un véhicule en mouvement par rapport à l'air. Michelson abordait la question d'un strict point de vue expérimental : quels moyens pourrait-on mettre en œuvre qui fussent susceptibles de révéler la vitesse de la Terre par rapport au référentiel absolu où évolue la lumière ? On songeait aussitôt à l'interférométrie, seule capable d'atteindre la précision nécessaire. Mais un dispositif comme celui de Young, ou comme ceux qui avaient été réalisés plus tard (notamment par Fresnel), n'étaient d'aucune utilité : leurs deux faisceaux séparés suivaient des trajets presque parallèles et en tout cas accolés ; la Terre les emportait donc tous deux de même façon. Or il eût fallu que la course de la Terre affectât un seul d'entre eux, pour devenir décelable par différence.

Par le truchement d'un ami[2], Michelson bénéficia d'un financement de Schmidt et Haensch, gros fabricants berlinois d'appareils de physique. Il conçut un engin à qui il donna le nom de « *réfractomètre interférentiel* ». L'innovation consistait à y propager perpendiculairement l'un à l'autre les deux pinceaux lumineux d'un interféromètre. Leur disjonction était réalisée par une lame de verre semi-réfléchissante, dite « lame séparatrice » (figure).

Cette idée ingénieuse résolvait adroitement le problème que se posait Michelson depuis plusieurs mois : en orientant l'une des branches du « réfractomètre » — du « Michelson », dirions-nous aujourd'hui — dans la direction est-ouest et l'autre dans la direction nord-sud, on obtenait qu'elles fussent différemment affectées par le mouvement de la Terre sur son orbite circumsolaire. En réalité, la méthode envisagée était plus élaborée et ambitieuse : des mesures effectuées dans différentes dispositions des deux bras relativement aux points cardinaux permettraient de situer la direction de la vitesse cherchée (celle de la Terre par rapport à l'éther).



L'interféromètre (ou « réfractomètre interférentiel ») de Michelson.

A la recherche de l'éther luminifère

Albert Michelson se mit sans tarder à l'ouvrage, dès 1881. Sa première expérience en vue de mettre en évidence le vent d'éther se déroula à Berlin ; elle fut à nouveau montée, la même année, à l'Observatoire d'astrophysique de Potsdam.

Résultat nul !

Voyant que le mouvement relatif de la Terre et de l'éther serait difficile à faire apparaître, Michelson inaugura une tactique qui tirait le meilleur parti des possibilités de son instrument : il l'orientait suivant les axes est-ouest et nord-sud, et repérait avec soin l'une des franges[3] ; puis il faisait pivoter l'ensemble, en sorte que le bras qui était auparavant en est-ouest vînt en nord-sud, et *vice versa* ; un nouveau pointé aurait dû déceler un déplacement de la frange de référence, car la vitesse de la lumière par rapport à la Terre était censée être différente dans les directions est-ouest et nord-sud. Mais rien de tel n'apparut. La figure d'interférence semblait totalement indifférente à cette manipulation, qui éliminait pourtant les éventuelles erreurs systématiques, puisqu'elle se fondait sur la comparaison entre les positions successives d'une *même* frange. La mesure de la vitesse de la Terre par rapport à l'éther luminifère restait *désespérément inefficace* : ne se manifestait aucune indication, si infime fût-elle, qu'elle pût être autre chose que nulle, franchement, rigoureusement nulle.

Michelson en tira — fort logiquement, somme toute — la conclusion décevante, décourageante même, que son expérience était un échec. Pourtant son résultat — nul — diffusa assez rapidement dans les milieux scientifiques. Il ne laissait pas de surprendre, principalement les théoriciens, qui avaient eu fréquemment recours à l'éther, épisodiquement certes, mais fondamentalement : comment, par exemple, serait-il possible d'expliquer le phénomène d'aberration des corps célestes — maintes fois observé, et donc avéré, depuis sa découverte par Bradley en 1727 — si aucune vitesse relative ne disjoignait la Terre et l'éther qui transmet la lumière ?

De retour aux Etats-Unis, Michelson s'engagea en 1885 dans une collaboration avec Edward W. Morley, qui disposait d'un laboratoire bien équipé et bien financé, et qui était de surcroît un expérimentateur chevronné. Suivant les conseils de physiciens aussi honorablement connus et respectés que les Britanniques W. Thomson et John Rayleigh et l'Américain Josiah W. Gibbs, ils firent porter leurs premiers efforts sur une vérification des assertions de Fizeau après son expérience de 1859 : celui-ci affirmait avoir rendu manifeste la vitesse d'un courant d'eau dans lequel se propageait la lumière, bien que cette vitesse fût incomparablement plus faible que celle de la Terre sur son orbite, dont il était maintenant question. Ses mesures, pour médiocre que fût leur précision, étaient en accord avec la prédiction que Fresnel avait formulée — dans une célèbre lettre à Arago, en 1818 —, fondée sur un savant et subtil échafaudage d'hypothèses, plausibles au demeurant, quant au comportement de l'éther dans l'eau en mouvement. Autant dire que les résultats de Fizeau étaient considérés comme la preuve expérimentale éclatante, même si indirecte, de la réalité de l'éther luminifère. C'est pourquoi Michelson et Morley, poussés en cela par leurs collègues, s'attachèrent, avant toute autre tentative, à renouveler l'expérience de Fizeau pour en contrôler les conclusions. Ils y parvinrent sans peine : les vingt-cinq années écoulées depuis l'avènement de l'interférométrie avaient été riches en enseignements, et l'appareil inventé par Michelson puis perfectionné au cours des cinq dernières années était autrement performant que ses ancêtres. Michelson et Morley furent parfaitement satisfaits, et avec eux la communauté des physiciens : la réussite fut complète, sans nuage, peut-être même inespérée, en un sens. Les mesures confirmèrent pleinement — avec une précision accrue, cela va sans dire — celles de Fizeau, et vinrent donc corroborer l'existence de l'éther, ainsi que l'effet d'entraînement partiel qu'avait imaginé Fresnel, soixante-dix ans auparavant, sur des bases purement théoriques.

Succès et échecs en physique

Pour une réussite, ce fut une réussite. Ou je ne sais ce que parler veut dire...

C'est certain : de rigoureux censeurs de l'activité scientifique vous expliqueront fort doctement qu'une théorie physique est, à proprement parler, impossible à prouver ; elle peut seulement être « falsifiée », comme d'aucuns disent dans un langage néologique assez disgracieux.

Reprenons plus sereinement et expliquons sans passion la teneur de cette théorie épistémologique qui veut s'appliquer aux théories scientifiques, physiques tout particulièrement. C'est le philosophe britannique (d'origine autrichienne) Karl Popper qui l'a formulée dans les années 1930 [4]. Elle est devenue depuis le modèle, le « paradigme » pourrait-on dire, autour duquel gravite la réflexion méthodologique sur le devenir et l'évolution historique des sciences expérimentales.

Une théorie physique procède d'un postulat, parfois d'un système de postulats. A partir de lui, elle explique ou comprend — au sens profond de ces mots — tous les faits d'expérience ou d'observation qui sont manifestes au moment où nous la considérons, du moins ceux qui relèvent de sa compétence. Elle formule en outre, dès cet instant, fondées sur le même postulat, sans adjonction hétérogène, des *prédictions* nouvelles, c'est-à-dire des affirmations — que leur originalité rend le plus souvent surprenantes, voire paradoxales — concernant des aspects ou des situations radicalement différentes de ceux ou celles qui ont été jusque-là explorés : si vous « regardez » tel objet, dans telles circonstances ou conditions, de tel point de vue (jamais encore adopté), vous devez « voir » tel effet ou phénomène, et mesurer tel résultat quantitatif. Ou bien : la masse de telle particule doit surpasser la somme des masses de telles autres[5]. Certaines de ces prédictions peuvent être soumises au jugement de l'expérience, comme étaient jadis soumis au « jugement de Dieu » certains prévenus. Jamais toutes d'un coup, cependant : leur nombre est inépuisable, et inépuisable la richesse de la physique ; en outre, et plus concrètement, quelques-unes d'entre elles seulement sont accessibles aux moyens technologiques du moment. Prenons l'une de celles-ci. Pas n'importe laquelle, évidemment ! Nous la choisissons de telle manière qu'elle reflète bien la structure de cette théorie particulière qui nous intéresse : s'il s'agit seulement de vérifier que deux et deux font quatre, n'importe quel postulat (raisonnable) fera l'affaire. Maintenant, au contraire, nous disposons d'une authentique prophétie ; c'en est véritablement une : personne n'a jamais encore vu, de ses yeux vu, ce qu'elle décrit avec tant de précision. On la traduit alors devant le tribunal impartial et suprême des faits.

Le procès peut aboutir, idéalement, à l'une ou l'autre des deux occurrences que voici. Dans l'une, le résultat expérimental est conforme à la prédiction qui avait été énoncée par avance, fondée sur la théorie ; dans l'autre il la contredit. Ce dernier cas se comprend aussitôt : l'une de ses conséquences, patente et indiscutable, étant démentie dans la réalité des phénomènes, la théorie doit être rejetée dans son ensemble. On notera qu'il n'y a pas place en physique pour des théories qui seraient à moitié seulement, ou temporairement, vérifiées, qui vaudraient dans certains cas mais échoueraient dans d'autres. Non ! Une théorie physique est à prendre, ou à laisser, en bloc. C'est pourquoi un échec, un seul, suffit en logique pure à la ruiner. La première possibilité est plus délicate à analyser. L'expérience a, cette fois, abouti au résultat que le théoricien avait prévu par avance ; quelle conclusion tirer dans une telle situation ? Aucune en vérité, si l'on s'en tient à la logique stricte : comment ce seul résultat positif qui vient d'être enregistré pourrait-il engager l'issue de maintes et maintes autres épreuves qui n'ont pas pu encore être réalisées, qui n'ont peut-être même pas de nom encore. En clair, la théorie est à nouveau condamnée, quoique avec sursis cette fois : tant que l'inculpée ne pèche pas par prédiction incorrecte, elle pourra être maintenue en liberté conditionnelle ; mais, si elle était prise en flagrant délit de contradiction avec l'expérience... Or, le contenu d'une théorie n'est jamais épuisé par un nombre fini d'affirmations vérifiables. *Ergo*, s'il est possible de démontrer expérimentalement qu'une théorie est incorrecte, il n'est jamais possible de démontrer qu'elle est correcte.

Cette affirmation épistémologique, pourtant, qui prétend régir l'évolution des théories physiques et les preuves expérimentales qu'on en peut donner — ou plutôt qu'on ne peut *pas* en donner — est elle-même en contradiction avec l'expérience, avec l'*expérience historique* de cette évolution même de la physique. « Nous l'allons montrer tout à l'heure », sur un événement particulier certes, mais significatif et exemplaire[6] : la mort de l'éther luminifère comme notion théorique fondamentale, au tout début du XXᵉ siècle.

CHAPITRE V

L'INCROYABLE ET TRISTE HISTOIRE DU CANDIDE ÉTHER LUMINIFÈRE

Eréndira estaba bañando a la abuela cuando empezó el viento de su desgracia. La enorme mansión de argamasa lunar, extraviada en la soledad del desierto, se estremeció hasta los estribos con la primera embestida. Pero Eréndira y la abuela [...] apenas si notaron el calibre del viento en el baño adornado de pavorreales repetidos y mosaicos pueriles de termas romanas [1].

GARCÍA MÁRQUEZ

(Eréndira était occupée à baigner son aïeule quand se leva le vent de son malheur. L'énorme demeure de mortier lunaire, égarée dans la solitude du désert, frémit jusqu'en ses fondements lors du premier assaut. Mais Eréndira et son aïeule [...] s'aperçurent à peine des proportions du vent, dans la salle de bains ornée de paons répétés et de mosaïques puériles de thermes romains.)

On entend dire parfois, dans certains cours de physique actuels qui cherchent à persuader au plus vite et à peu de frais des étudiants supposés crédules, que l'hypothèse de l'éther luminifère était en tout état de cause insoutenable : comment un tel « milieu subtil » aurait-il pu exister, qui devait emplir tout l'espace dans son immensité encore à peine entrevue, être parfaitement élastique aux vibrations lumineuses — car leur intensité ne s'y affaiblit pas — et malgré cela si délicat qu'aucun sens ni appareillage ne pût le percevoir immédiatement ? Voilà certes des caractéristiques peu ordinaires. Mais la physique n'avait-elle pas déjà traversé victorieusement de semblables situations ?

D'ailleurs, un physicien connu et respecté n'avait-il pas rapporté avoir *vu* l'éther ? Ce fut au cours d'une longue et pénible expédition dans les monts Ibériques : des heures d'ascension par des sentiers mal tracés que les mulets seuls, qui avançaient régulièrement, à la queue leu leu, semblaient connaître — et la chaleur accablante du haut plateau de la Vieille Castille — pour observer du sommet du Moncayo[2], à l'aide des lunettes et télescopes qui avaient miraculeusement survécu à ce rude transport, l'éclipse totale de Soleil du 18 juillet 1860 : « Enfin, les derniers rayons vacillants s'éteignent, et la scène change brusquement. La Lune [...] apparaît tout entière d'un noir absolu et s'entoure d'une belle auréole d'un blanc pur dont la douce clarté trahit encore la présence d'un ardent foyer de lumière. » Au tout début du phénomène, et lors même de sa fin — trois minutes après seulement — Léon Foucault aperçoit une tache rose qui, selon lui, signale l'existence d'« un milieu qui trouble la transparence absolue de l'espace », et qui pourrait s'identifier à l'éther...

Nous allons nous pencher avec quelque attention sur le rôle et le devenir de l'éther luminifère, sur les raisons qui l'ont fait tenir à bout de bras — par les théoriciens, préférentiellement — pendant des années et même des siècles, pour être ensuite froidement assassiné au coin d'un bois, sans échappatoire possible, par l'inventeur génial d'une théorie nouvelle.

L'éther luminifère comme concept théorique

Replaçons-nous dans le contexte du XIXe siècle. Imaginez seulement...

Imaginez un concept théorique — l'éther luminifère — qui accompagne depuis des siècles les réflexions et les progrès scientifiques. Il est sorti grandi et renforcé du tournant décisif qui a établi la nature ondulatoire de la lumière, allant jusqu'à se présenter comme indispensable en s'établissant aux fondations même de la théorie : la lumière est une onde ; elle se propage dans un milieu spécifique. Pourrait-on envisager le premier membre de phrase sans qu'il soit suivi du second ? Le pourrait-on pour le son, pour les vagues, ou pour n'importe quelle onde ? Imaginez maintenant qu'un physicien réputé — qui allait le devenir, en tout cas —, que nous avons intitulé naguère le « pape » de l'ondulatoire, formule une prédiction précise, détaillée, fondée explicitement sur le concept qui nous occupe. Ce fut à un moment (1818) où la vérification expérimentale de cette prédiction ne pouvait pas, pour des raisons techniques, être mise en œuvre. Elle n'en est pas pour autant restée dans l'ombre : elle fut explicitée dans une lettre, qualifiée plus haut de célèbre, que Fresnel adressa à un autre physicien de premier rang, Arago ; la communauté entière des physiciens fut ainsi informée avec précision, et put à loisir examiner la proposition et la critiquer, éventuellement. Ni Arago ni aucun autre contradicteur éventuel ne se manifesta pour réfuter le raisonnement. Tout au contraire : un prix de l'Académie des sciences vint récompenser, l'année suivante, le rédacteur de la lettre ; le sujet était différent, certes (diffraction de la lumière), mais Augustin Fresnel n'en était pas moins reconnu et consacré comme expert dans le domaine de l'optique. Est-ce à dire que, en physique, la notoriété de son promoteur peut influer sur la crédibilité d'une idée ou d'une affirmation ? Sans doute, et il n'y a rien là que de normal, d'inévitable tout au moins : de telles incursions de l'humain, ou du sociologique, dans le scientifique ne peuvent pas ne pas faire partie du jeu. Quand nous avons, il y a peu, qualifié Fresnel en tant que physicien, nous avons eu recours à un adjectif, « réputé », qui ne signifie rien en soi. Nous voulions par là véhiculer un sentiment, une appréciation vague, qui n'est pas seulement scientifique : qu'un physicien médiocre eût formulé cette même prédiction, son importance pour la physique fût restée inchangée ; d'un physicien « réputé », pourtant, elle acquérait une signification plus acérée, corroborée en outre par la notoriété que lui conféra cette lettre échangée entre pairs.

Imaginons encore. Trente-trois ans plus tard (Fresnel était mort depuis un quart de siècle), un homme plein d'imagination et de talent (Armand Fizeau) fonde une nouvelle discipline, l'interférométrie, qui permet des mesures d'une précision jusque-là insoupçonnée. Or la première expérience à être tentée avec cette technique toute récente s'attaqua à l'effet qu'avait explicité Fresnel. Le résultat fut éclatant : l'effet existe bel et bien, et les mesures de Fizeau — dans leur marge d'incertitude — vérifient les formules de Fresnel !

Qui pourrait reprocher aux contemporains de ne pas avoir lu Popper — par anticipation — et de ne s'être pas dit, chacun de par soi et tous collectivement : attention ! une seule expérience ne fait pas le printemps théorique, un seul résultat favorable ne suffit pas à asseoir une idée ; une telle assise ne pourra jamais, en toute rigueur, être prouvée ? Et voilà que, trente-cinq années s'étant encore écoulées, de fins experts en mesures délicates, armés d'un instrument aux possibilités étonnantes et portés par la communauté scientifique dans son ensemble, reprennent l'expérience de Fizeau dans un contexte beaucoup plus rigoureux. Réussite, à nouveau, magistrale : confirmation que l'effet décrit est bien là ; vérification, avec une bien meilleure précision, qu'il suit effectivement la loi que Fresnel avait déduite de considérations purement théoriques, fondées sur l'hypothèse de l'éther. En toute logique froide, cependant, il est sans intérêt qu'une expérience admirable confirme en 1886 les résultats annoncés en 1859 par une précédente, moins précise mais tout aussi admirable par sa nouveauté : à tout prendre, y a-t-il là autre chose qu'un apurement de comptes techniques entre spécialistes ? « Nous savons maintenant faire mieux ; nous l'avons fait ; cela ne change rien, sur le fond, aux conclusions qu'avaient tirées nos prédécesseurs, il y a plus de trois décennies. » Comment ne pas percevoir, pourtant, l'importance de cette confirmation éblouissante qu'apportait l'expérience de Michelson et Morley à celle, nécessairement plus fruste, de Fizeau, et par là aux idées et arguments théoriques qui les avaient suscitées toutes deux ?

En somme, même après les recherches infructueuses de Michelson, en 1881, l'éther luminifère restait vivant, présent dans la pensée et dans les raisonnements des physiciens, aux fondements mêmes de leur compréhension du fait lumineux qui, s'il était pour eux, avant tout, énigme et objet de recherches, n'en demeurait pas moins l'une des plus brillantes et des plus fascinantes facettes du grand Mystère de la Vie des hommes, comme de celle des bêtes et des plantes.

Le vent d'éther ne souffle décidément pas

Après avoir soigneusement vérifié, pour se mettre en condition et en appétit, les conclusions de Fizeau sur « l'entraînement de l'éther par l'eau en mouvement », Michelson et Morley s'attaquèrent au plat de résistance : il s'agissait maintenant de mettre en évidence et de mesurer la vitesse de la Terre par rapport à l'éther.

Pour cela, ils améliorèrent considérablement l'appareillage qu'avait utilisé Michelson lors de ses premières tentatives, en 1881 : ils décuplèrent la longueur des trajets des deux faisceaux, ils montèrent le nouveau « réfractomètre » sur un support de grès qui flottait sur un bain de mercure (pour réduire autant qu'il était possible les erreurs que pouvaient causer les frottements lors du pivotement de l'interféromètre).

La série d'expériences qui devait décider, avant toute tentative de mesure, si la Terre était décidément en mouvement dans l'éther luminifère, eut lieu en juillet 1887, cinq jours durant. Les résultats furent à nouveau désespérément négatifs : pas le moindre commencement du plus petit indice susceptible de suggérer que la vitesse de la lumière pût tant soit peu différer entre la direction est-ouest — celle, plus précisément, du mouvement de la Terre par rapport au Soleil — et la direction perpendiculaire nord-sud. Dit autrement, et de façon plus dramatique sans doute, aucune indication, aucun signe qui donnât à penser que, éventuellement, peut-être, la vitesse de la Terre en relation avec l'éther luminifère fût autre chose que nulle, rigoureusement, incompréhensiblement nulle !

Certes, l'appareillage et par conséquent l'expérience ne pouvaient pas mesurer, ni même déceler, une vitesse relative Terre-éther qui eût été par trop faible : leur sensibilité n'était pas infinie.

Elle n'aurait pas pu l'être : l'infini n'existe pas en physique, à proprement parler. Lorsque les mathématiques nous apprennent que telle grandeur devient infinie dans telles circonstances, cela signifie seulement qu'elle est « très grande », *par rapport à une quantité caractéristique* (se mesurant dans les mêmes unités) qui se dégage d'une analyse physique des ordres de grandeur à l'œuvre dans le problème particulier que l'on veut étudier. Par exemple, le trajet Paris-Lyon par l'autoroute est infiniment long par rapport aux dimensions des organes — volant, poignées de porte, carburateur... — d'une voiture automobile.

Quant à la sensibilité de l'expérience de Michelson et Morley, elle était simplement fabuleuse, puisqu'elle pouvait atteindre le chiffre incroyable de un pour quatre milliards ! Ils se proposaient donc de détecter une vitesse de plusieurs dizaines de kilomètres par seconde (celle de la Terre sur son orbite circumsolaire) avec un appareillage capable de réagir à une fraction de centimètre par seconde ! Ne rien « voir » dans de telles circonstances... c'était à n'y rien comprendre ! Michelson et Morley renoncèrent, sans autre forme de procès, aux séances de prise de données qu'ils avaient projetées pour l'automne, pour l'hiver et pour le printemps suivants. Dépités, ils déclarèrent forfait, abandonnant cette course éperdue où ils avaient tant investi, cette folle entreprise dont ils étaient finalement les dupes[3]. Ils reprirent en quelque sorte leur indépendance : armés du merveilleux instrument qu'ils avaient fabriqué de leurs mains, de leur imagination et de leur cœur, ils se préoccupèrent d'en rechercher d'autres applications, d'autres emplois ; ils en connaissaient maintenant les possibilités extraordinaires aussi bien que les faiblesses, voire les lubies...

A leur image, la communauté des physiciens expérimentateurs s'en fut vaquer à d'autres tâches et oublia la mésaventure : aucun d'entre eux n'eût songé à soupçonner l'équipe Michelson-Morley de négligence ou d'erreur ; aucun d'eux n'envisageait, pas davantage, de relever le gant dans ce défi qui paraissait absurde, voire ensorcelé, comme si l'éther était espace de légende. C'était, à tout le moins, une de ces notions théoriques dont on ne sait jamais, lorsqu'on est expérimentateur, s'il faut les prendre vraiment au sérieux et au pied de la lettre ou s'il suffit d'ôter révérencieusement son bonnet à leur passage sans toutefois leur accorder trop d'attention. Michelson s'était forgé une doctrine, un peu incohérente à dire le vrai — mais peut-on exiger une réflexion parfaitement cohérente d'un papillon qui s'est brûlé les ailes ? : l'éther, nécessaire à la propagation de la lumière, il n'en doutait pas un instant, n'était pas « stationnaire » comme on l'avait supposé, puisqu'il accompagnait la Terre dans son mouvement ; quant à préciser la forme et la cause de son évolution supposée...

Idées hardies et hypothèses théoriques aventureuses

Les théoriciens, en revanche, se sentirent piqués au vif, et plus d'un y alla de son hypothèse — nécessairement déconcertante, étant donné la situation — ou de son paradoxe — les paradoxes, vrais ou supposés tels, ont joué un rôle important dans l'élaboration de la physique moderne, nous en verrons des exemples. Les physiciens théoriciens les plus en vue à cette époque furent les Irlandais George Fitzgerald et Joseph Larmor, le Néerlandais Hendrik Lorentz et le Français Henri Poincaré. Le second nommé publia, juste à la fin du siècle (1900), un important ouvrage dont le titre brûlait d'actualité : « Ether et Matière ». Celui que nous avons cité en premier proposa une idée audacieuse : un objet en mouvement subirait, de ce fait même, une *contraction des longueurs* dans la direction de la vitesse, alors que la dimension de ses arêtes dirigées perpendiculairement au mouvement resterait inchangée. Il pensait évidemment à l'appareil de Michelson et Morley : son bras parcouru d'est en ouest (et en sens inverse) pourrait paraître légèrement raccourci, alors que le bras nord-sud garderait sa longueur. Il montra qu'il était possible d'ajuster ce raccourcissement hypothétique du trajet est-ouest pour qu'il compensât la modification de vitesse de la lumière (due au mouvement par rapport à l'éther) le long de ce même trajet. Cet effet hypothétique de contraction, que Fitzgerald soumettait à ses collègues, permettait d'« expliquer » l'échec de l'expérience de Michelson et Morley à mettre en évidence quelque vitesse relative que ce fût. De façon évidente, il soulevait en soi plus de problèmes qu'il n'en résolvait, mais c'est ainsi que la physique progresse.

Lorentz eut la même idée révolutionnaire, de façon indépendante semble-t-il. Evidemment, il était conscient de ce qu'avait de saugrenu une telle proposition. Aussi chercha-t-il à en habiller l'absurdité de couleurs amènes : il n'était pas question que cette contraction fût un effet cinématique, c'est-à-dire une simple conséquence du changement de référentiel ; il la présentait au contraire comme *dynamique* dans sa nature et son origine, c'est-à-dire comme résultant d'une modification des « forces moléculaires » qui assuraient la cohésion et la forme de l'objet en mouvement. Mais il fit un pas de plus, un pas de géant. Pour des raisons de cohérence, la contraction des longueurs devait s'accompagner d'une « *dilatation des temps* » : le temps mesuré dans le référentiel où la Terre est au repos ne serait plus le même que celui qui est associé au référentiel absolu, lié à l'éther. Avez-vous jamais entendu pareille billevesée ? Comment ! Il suffirait de sauter d'un référentiel à l'autre pour vieillir plus ou moins vite ! « Vous n'y croyez pas vraiment, n'est-ce pas, Monsieur Lorentz ? » Non, il n'y croyait pas véritablement... Du fond de la salle — celle d'un congrès de physique — s'éleva, raconte-t-on, la voix de Henri Poincaré : « Pourquoi n'appliquez-vous pas aux équations de Maxwell les formules que vous avez obtenues ? »

Où la théorie électromagnétique sert de banc d'essai

Pourquoi pas, en effet ? Mais, somme toute, quel bénéfice pourrait-on en tirer ? Il s'agissait là de curiosités mathématiques plutôt que d'énoncés physiques. Si la contraction des longueurs était problématique, que dire de la dilatation des temps ? Lorentz en était lui-même effrayé. Aussi invoquait-il prudemment un « temps local » qui serait seul à subir la transformation qu'il avait exhibée, le temps véritable restant, bien entendu — il ne manquerait plus que cela ! —, invariable.

INVARIANCE DES ÉQUATIONS DE MAXWELL

Rentré chez lui, Poincaré s'y essaya lui-même. Les équations de Maxwell étaient — sont encore, malgré d'importantes simplifications dans les notations — compliquées et difficiles à manier. Mais Henri Poincaré était un mathématicien hors pair ; c'est ainsi qu'on le présente le plus souvent, bien que ses contributions à la physique aient elles aussi été de premier plan. En voici une : il établit *l'invariance*[4] *des équations de Maxwell dans les transformations de Lorentz.*

Quelques éclaircissements sont probablement nécessaires. Dans un premier référentiel, les lois de l'électromagnétisme découlent, par hypothèse, des quatre équations de Maxwell ; elles sont écrites grâce aux coordonnées cartésiennes x, y, z du point courant dans l'espace, et au temps t. Nous nous transportons maintenant — par la pensée — dans un nouveau référentiel, mû par rapport au précédent d'un mouvement de translation uniforme. Si nous nous en tenions à la mécanique newtonienne, les coordonnées x', y', z'

du point courant dans ce second référentiel, et le temps t' qui y prévaut, seraient reliés à x, y, z et t par la transformation de Galilée. Toutefois, lorsque nous remplaçons, dans les équations de Maxwell, les variables (x,y,z,t) en termes de (x',y',z',t'), selon les expressions qu'en donne la transformation de Galilée, *les équations de Maxwell ne gardent pas leur forme ;* c'est ce qui nous fait dire plus haut que la théorie de l'électromagnétisme ne vérifie pas le principe de Relativité de Galilée. Au contraire — Henri Poincaré en avait eu l'intuition et le démontra —, les relations entre (x,y,z,t) et (x',y',z',t') que proposait Lorentz possédaient l'extraordinaire vertu que voici. On part des équations de Maxwell exprimées à l'aide de (x,y,z,t) ; on y remplace (x,y,z,t) en termes de (x',y',z',t') selon les expressions qu'en donnait Lorentz. On imagine volontiers un résultat informe,

> *un horrible mélange*
> *D'os et de chair meurtris et traînés dans la fange*
> *Des lambeaux pleins de sang et des membres affreux* [5].
>
> RACINE

Pensez donc ! Les équations de Maxwell utilisent la dérivation par rapport au temps t ainsi que des opérateurs différentiels (la divergence, le rotationnel) soigneusement choisis, construits par des combinaisons spécifiques et bien particulières des dérivées relatives aux coordonnées d'espace x, y, z ; elles appliquent ces opérateurs aux champs, électrique et magnétique, qui sont des *fonctions vectorielles* de x, y, z, t. Pour passer au second référentiel, on élimine des formules les variables x, y, z, t en leur substituant l'expression, en termes de x', y', z' et t', qu'en donnent les relations de Lorentz. Opérateurs différentiels et champs sont bouleversés de fond en comble. Le résultat a toutes chances d'être désastreux [6]. C'était là, d'ailleurs, l'une des principales raisons qui militaient en faveur du référentiel absolu, et de l'éther qui était censé le matérialiser : les équations de Maxwell y prenaient une forme simple et en tout cas identifiable, alors qu'elles deviendraient méconnaissables dans tout autre référentiel d'inertie.

Mais survint alors le miracle, inouï, incroyable, sous la plume hésitante mais ferme de Henri Poincaré : lorsqu'il eut ordonné l'espèce de chaos algébrique résultant du procédé que nous avons décrit, qu'il eut regroupé les divers termes de façon intelligente et perspicace, alors du magma initialement incohérent ressortirent tout à coup les équations de Maxwell, comme se dégageraient des pépites dans la batée de l'orpailleur encombrée de bourbe vile et terne. Mais ces équations qui réapparaissaient ainsi étaient cette fois exprimées à l'aide de x', y', z', t'. Au terme de ce long périple hasardeux qui commençait aux équations de Maxwell et passait par les formules de Lorentz, on aboutissait tout simplement à des équations de *même forme* ! On aurait dit qu'on s'était contenté, dans les équations de Maxwell dont on était d'abord parti, d'écrire x' où on lisait x, y' où y, z' où z et t' où figurait t. Comme si, ayant abandonné sa maison pour entreprendre un lointain voyage, on se trouvait soudain, dans un pays étranger, devant une maison toute semblable, construite de façon identique avec des pierres comparables, quoique extraites d'une carrière éloignée.

LES ONDES HERTZIENNES

Or l'année même (1887) où l'ambitieux projet de Michelson et Morley faisait long feu, la théorie électromagnétique de Maxwell allait connaître une confirmation triomphale. Sans doute se souviendra-t-on qu'elle ramenait la lumière à une simple manifestation particulière d'un phénomène beaucoup plus général : les ondes électromagnétiques. Ces ondes se propagent toutes à la même vitesse c, mais elles se distinguent les unes des autres par la *fréquence* de leurs vibrations. Il se trouve que notre œil — ainsi sommes-nous faits — ne perçoit les rayonnements électromagnétiques que si leur fréquence est comprise entre celle du rouge et celle du violet[7] ; lorsqu'il parcourt cette gamme, il reconnaît les radiations électromagnétiques par leur *couleur*, effet physiologique de leur fréquence. Mais déjà, dès avant la théorie de Maxwell à vrai dire, on avait pu détecter des rayonnements invisibles, mais par ailleurs semblables en tout point à la lumière : on les nomma « infrarouges » lorsque leur fréquence se situait au-dessous de celle du rouge, « ultraviolets » si elle était au contraire supérieure à celle du violet. La découverte de telles radiations remonte à l'an 1800, où un astronome britannique, William Herschel, mit en évidence un « rayonnement calorique » — c'est ainsi qu'il nomma d'abord l'infrarouge —, imperceptible à l'œil mais sensible à la peau ou au thermomètre, que nous dispense le Soleil dans sa générosité illimitée (en fréquence, à tout le moins), comme il nous inonde de lumière. On s'évertua dès lors à rechercher les analogies, et éventuellement les différences, que présentaient ces rayonnements exotiques nouvellement mis au jour avec la véritable lumière, connue depuis des siècles et des millénaires. Armand Fizeau et Léon Foucault, du temps de leur collaboration stimulante[8], montèrent et réalisèrent un joyau expérimental : ils amenèrent les rayons calorifiques à interférer ; au lieu de franges brillantes et obscures, ils purent dessiner, à l'aide de thermomètres menus et sensibles, une alternance de bandes chaudes et froides à quoi s'identifiait la figure d'interférences.

Mais venons-en au succès éclatant et retentissant que nous avons annoncé. En 1887, donc, le physicien allemand Heinrich Hertz parvint à produire — à l'aide d'un oscillateur électrique de fréquence cent mille fois plus faible que celle de la lumière visible — des ondes électromagnétiques qu'il put étudier en quelque détail. Les propriétés qu'il leur trouva étaient celles, précisément, que la théorie électromagnétique de Maxwell leur attribuait comme à la lumière : vitesse de propagation, réflexion et réfraction, interférences...

Ce fut l'avènement spectaculaire des *ondes hertziennes*, dont les applications n'ont cessé de se multiplier depuis : TSF (*télégraphie sans fil*) comme on disait jadis, puis radiodiffusion, télévision, liaisons hertziennes à distance... La recherche scientifique aussi vit s'ouvrir à elle de nouveaux domaines inexplorés, qui s'avérèrent extrêmement riches et passionnants. C'est ainsi que notre compatriote Alfred Kastler, prix Nobel de physique en 1966, menait ses investigations au Laboratoire de spectroscopie hertzienne de l'Ecole normale supérieure ; il dirigeait en même temps le Laboratoire de l'horloge atomique, où étaient mises au point des techniques extrêmement précises pour la mesure du temps, fondées — elles le sont encore — sur l'émission et l'absorption d'ondes hertziennes par les atomes. En astronomie, l'observation et l'exploration du ciel dans le domaine des fréquences hertziennes vint renouveler et compléter les connaissances qu'avait jusque-là fournies la seule lumière visible. Cette « radioastronomie » prit un essor qui ne s'est pas ralenti. Elle exigea bientôt des instruments propres, des institutions même, qui fussent d'emblée conçus pour lui être au mieux adaptés.

Pour prendre un exemple géographiquement proche, l'Institut de radioastronomie millimétrique (IRAM) est un organisme franco-allemand de recherche créé en 1979 pour le développement de la détection et de l'étude des rayonnements hertziens émis par les objets célestes dans les longueurs d'onde de l'ordre de quelques millimètres[9]. Son cerveau administratif et scientifique siège à Grenoble. Il dispose maintenant de deux observatoires spécialisés. Le premier en date s'est implanté en Espagne, dans la Sierra Nevada andalouse, à deux mille huit cent cinquante mètres d'altitude sur les flancs du Pico de la Veleta[10] qui — avec son prestigieux et majestueux voisin mozarabe, le Mulhacén — domine Grenade, son Alhambra et son Albaicín ; il est équipé d'un réflecteur de trente mètres de diamètre. Le second a été installé sur le plateau de Bure, près de Gap, à deux mille cinq cent cinquante mètres au-dessus du niveau de la mer ; il tire parti des interférences entre trois antennes de quinze mètres de diamètre chacune. La radio-interférométrie s'est considérablement développée dans les vingt dernières années. L'un des sites les plus impressionnants est celui de Socorro [11], dans le Nouveau-Mexique (Etats-Unis) : vingt-sept réflecteurs paraboliques, de vingt-six mètres de diamètre chacun, orientables individuellement et collectivement, ont été mis en service en 1980 ; leur implantation dessine un gigantesque Y — alignement mégalithique moderne — dont les trois branches s'étendent chacune sur vingt kilomètres ! Il est connu sous le sigle de VLA (*Very Large Array* [12]).

Comment, dès lors, ne pas considérer l'expérience de Hertz comme une *confirmation* de la théorie électromagnétique de Maxwell ? La prédiction était aussi précise qu'inattendue : il existe des ondes électromagnétiques, de propriétés identiques à celles de la lumière visible, mais de fréquence sans commune mesure avec elle. L'expérience de Hertz, spécialement conçue pour éprouver la pertinence de cette proposition, la vérifia de façon quasiment parfaite. Pourrions-nous nous résoudre à restreindre tant de labeur, théorique d'abord, puis expérimental, tant de peine et d'intelligence investies dans les calculs ou la technique, à une banale tentative ayant pour seul but de réfuter la théorie, et qui aurait finalement échoué dans ce dessein lugubre ? Ce serait voir en creux ce qui est en relief, lâcher la proie pour l'ombre, cacher la forêt derrière un arbre.

Ainsi, tandis que la théorie de la lumière traversait une crise profonde qui paraissait à certains rédhibitoire, la théorie de l'électromagnétisme, qui venait de la rejoindre sur le terrain de l'ondulatoire — et donc de la conforter — et qui aspirait à l'annexer comme l'un de ses multiples fiefs, ne cessait de s'affirmer. Comment tracer le départ entre les difficultés de l'une et les succès de l'autre, comment connaître les traits qui allaient survivre à la phase cruciale qui se jouait là, comment savoir lesquels allaient y sombrer corps et biens [13] ?

LA VITESSE DU RAYONNEMENT COMME LIMITE INFRANCHISSABLE

La théorie électromagnétique triomphante émettait pourtant quelques messages en ce sens, mais ils étaient chiffrés selon un code dont on ne possédait pas encore la clef.

Par exemple, un physicien français, Alfred Liénard, professeur à l'Ecole des Mines de Saint-Etienne, se mit en devoir de calculer les champs électrique et magnétique créés par une charge électrique en mouvement ; il s'agissait donc de résoudre les équations de Maxwell dans le cas où les densités de charge et de courant qui y figurent (les « sources » du champ électromagnétique) sont techniquement assez simples à traiter en même temps qu'importantes du point de vue physique. La principale difficulté réside dans ce qu'on nomme le « *retard* » des actions électromagnétiques. Les champs électrique et magnétique qui règnent *à l'instant t* en un point déterminé de l'espace ne sont pas créés par le comportement de la particule chargée *à ce même instant t*, car ses effets ne sont pas instantanés : ils se propagent à la vitesse c — oui, celle de la lumière et des ondes électromagnétiques —, ce qui implique un délai temporel entre la cause et l'effet ; ce *retard* s'obtient en divisant par c la distance qui sépare la position de la charge du point où l'on veut évaluer les champs. Dit d'autre manière la particule chargée, lorsqu'elle se trouve au point M_0 à l'instant t_0, ne peut influencer au temps t que les points M situés sur la sphère de centre M_0 et de rayon $c \times (t - t_0)$. Liénard comprit cela clairement et le mit en œuvre dans un calcul précis et rigoureux. L'article qu'il publia, intitulé « Champ électrique et magnétique produit par une charge électrique concentrée en un point et animée d'un mouvement quelconque », parut le 2 juillet 1898 dans une revue hebdomadaire qui avait pour nom *L'Eclairage électrique* (sic). La contribution de Liénard, qui posait d'emblée, en ses quatre premières formules, les équations de Maxwell, était suivie dans la revue par un mémoire sur « Le chemin électrique du mont Salève », et plus loin un autre sur « Le pont tournant électrique de Toronto ». La théorie électromagnétique encanaillée dans le « tout électrique », en quelque sorte...

Alfred Liénard écrivit en réalité plusieurs articles successifs, qui se terminaient, comme les épisodes d'un roman de quatre sous dans les livraisons périodiques d'un journal à grand tirage, par le populaire « à suivre » — sauf le dernier de la série, évidemment. L'un d'eux (le second, pour être précis) commence, nous l'avons dit, par rappeler les équations de Maxwell qu'il s'agit de résoudre. Comme elles sont attendrissantes, ces équations qui nous sont devenues familières, écrites qu'elles sont dans un système d'unités périmé et des notations vieillottes ! C'est qu'elles représentaient alors — il y a un siècle — l'une des pointes ultimes et acérées de la physique théorique. Et puis, en lisant l'article, j'ai reçu un choc émotionnel : dans une série de quatre formules tirées des équations de Maxwell, là, sur la première page, au début de la deuxième colonne, une erreur ! Malgré sa science encore fraîche, Alfred Liénard avait commis une faute de calcul ! Suis-je le premier à la découvrir ? Le cours de la physique aurait-il été infléchi si elle avait été rectifiée ?

En aucun cas ; la réponse est décidément négative sur toute la ligne : il s'agit seulement d'une peccadille, une omission due vraisemblablement à de l'inattention. Mais quel saisissement ! Le *errare* *humanum est*[14] cristallisé dans la formule que voilà — elle porte le numéro huit —, écrite et publiée il y a cent ans, et qui va perdurer dans les siècles des siècles, provoquant de loin en loin l'émoi d'un lecteur attentif mais anonyme...

C'est pourtant le contenu des écrits d'Alfred Liénard qui nous intéresse ici, plus précisément celui du paragraphe qui termine l'un des articles : « *Examinons en particulier le cas où la vitesse u* [de la particule chargée] *deviendrait égale ou supérieure à la vitesse*[15] *V de la radiation.* » Nous avons déjà envisagé un problème analogue, dans des cas apparemment similaires : bateau voguant plus rapidement que les vagues, avion supersonique. Alfred Liénard constata pourtant que les ondes électromagnétiques s'écartaient de leurs modèles mécaniques sur ce point capital : « Jusqu'à présent, écrit-il, nous avons toujours supposé *u* plus petit que *V*. En effet, pour que les expressions trouvées ne soient pas infinies, il faut que la quantité [...] qui figure en dénominateur ne puisse pas s'annuler, et pour cela que *u* soit plus petit que *V*. Il convient d'examiner ce qui arrivera dans le cas contraire et en particulier de voir si réellement, comme l'annoncent MM. Larmor et Searle, il est impossible d'imprimer à un corps électrisé une vitesse égale ou supérieure à *V*. » Il analyse avec soin la question, et les infinis indésirables se maintiennent : « par suite les intégrales [...] qui représentent l'énergie électrique et l'énergie magnétique seront infinies et il faudra dépenser un travail infini pour imprimer à la charge une vitesse égale ou supérieure à *V* ».

La théorie est morte ; vive la théorie !

L'éther tenait bon, malgré tout, contre vents et marées. Il se nourrissait même et se fortifiait de ces difficultés, d'autant qu'aucune d'entre elles n'était directement et spécifiquement pointée à son encontre, pas plus que le faisceau de présomptions qu'elles formaient, trop vagues et apparemment disparates, ne convergeait vers lui. Bien qu'on présente parfois l'expérience de Michelson et Morley comme l'arrêt de mort de l'éther luminifère, rappelons que Michelson lui-même interprétait son résultat comme révélant une propriété de l'éther — la non-stationnarité —, plutôt que mettant en cause son existence.

Ce fut un *théoricien* — mais lequel ! — qui rédigea et signa l'acte de décès de la notion *théorique* qu'était l'éther luminifère. Cela tenait en une courte phrase : « L'introduction d'un "éther luminifère" s'avérera superflue[16]. »

Ce fut en 1905 — l'expérience de Michelson-Morley datait de vingt ans, ou peu s'en faut —, dans une revue scientifique allemande (*Annalen der Physik*). L'article s'intitulait « Sur l'électrodynamique des corps en mouvement », titre dans lequel ne figurait aucune référence à l'éther, tant son inanité s'imposait à l'auteur — c'était Albert Einstein, on l'aura identifié sans doute —, et la phrase que nous avons citée y vient en deuxième page, dans la présentation des hypothèses générales qui vont sous-tendre l'argumentation. En revanche, l'article proposait *une nouvelle théorie*, destinée à se substituer à celle qui avait alors cours et à l'éther luminifère qui lui servait de fondement. L'assise théorique, proclamée elle aussi dans l'introduction de l'article, en était le *principe de Relativité* : « Nous élèverons cette conjecture (dont le contenu sera dans la suite appelé "Principe de Relativité") au rang de postulat, et nous introduirons un autre postulat [...], à savoir que la lumière se propage toujours, dans l'espace vide, avec une vitesse déterminée c, indépendante de l'état de mouvement de la source émettrice. » Ainsi était clairement posé le dilemme, exclusivement théorique : référentiel absolu (éther) ou principe de Relativité ? Il faudrait parler plus à loisir — nous ne le ferons pas ici — de la « *théorie de la Relativité* » que présente cet article. Contentons-nous de quelques remarques d'ordre général et qualitatif.

En premier lieu, soulignons à nouveau que, contrairement à ce que voudrait certaine doctrine épistémologique, la disparition de l'éther luminifère ne procède pas d'une quelconque remise en cause expérimentale ; nous constatons que c'est au contraire la théorie qui a supplanté la théorie. Et ce ne fut pas dans quelque languissant « Madame se meurt, Madame est morte[17] ». Non ! Ce fut une constatation tranchée et immédiate : la notion d'éther, pourtant plusieurs fois séculaire, était « superflue », c'est-à-dire inutile et vaine.

La théorie nouvelle levait d'un coup les difficultés et paradoxes qui étaient apparus ici ou là, en électromagnétisme ou en mécanique, ou à leur carrefour. Le résultat nul de Michelson et Morley devenait tout aussitôt naturel et inévitable : puisque la lumière se transporte à la *même* vitesse c dans *tous les référentiels* (galiléens), *aucune différence* ne s'introduit entre les deux bras du Michelson sous prétexte que l'un est dirigé selon le mouvement de la Terre autour du Soleil et l'autre dans la direction perpendiculaire ; les franges d'interférence restent « évidemment » en place, immobiles, lorsqu'on fait pivoter l'interféromètre pour échanger les orientations des bras. En un certain sens pourtant, reconnaissons-le, cette affirmation était plutôt une pétition de principe qu'une véritable explication : la théorie de la Relativité d'Einstein part — la citation ci-dessus en témoigne — du *postulat* que la vitesse de la lumière est une et invariable, la même dans tous les référentiels ; *elle ne démontre donc pas* cette proposition. Elle *explique* pourtant, à partir de ce même postulat, les résultats de l'expérience de Fizeau (celle de 1859), confirmés par Michelson et Morley en 1886, et elle *prédit* que la vitesse *c* ne peut en aucun cas être dépassée par un objet ou une particule : c'est une borne supérieure, une limite infranchissable qui s'impose à tous les corps. Alfred Liénard n'avait donc pas à s'inquiéter de ce qui adviendrait en électromagnétisme dans le cas où la charge ponctuelle dont il analysait les effets se déplacerait « plus vite que la radiation » : ce cas apparaît comme « non-physique », comme on le dit couramment de toute chose visiblement contraire aux hypothèses ou résultats de base. Ainsi, la théorie de Maxwell franchissait avec Einstein, l'un guidant et soutenant l'autre, le Rubicon de la Relativité *(« Alea jacta est ! »)*.

QUI A TUÉ LE CADAVRE DU PLACARD ?

Le plus piquant de l'affaire est qu'Einstein, lorsqu'il écrivit son article fondamental, n'avait apparemment pas connaissance de l'expérience de Michelson et Morley ni donc de ses résultats décevants. Dans le deuxième paragraphe de son introduction, il fait une vague allusion à « de vaines tentatives pour déceler quelque mouvement que ce soit de la Terre relativement au milieu lumineux », mais sans préciser à quelle expérience particulière il se réfère. On peut penser que, se fût-il agi des « tentatives » de Michelson et Morley, il eût tiré de leur échec un argument plus probant et décisif. Ce n'est pas, en tout cas, sur de tels résultats expérimentaux que se fondait son raisonnement, mais bien plutôt sur ses convictions de théoricien. Inversement, d'ailleurs, Michelson ne remarqua pas le mémoire d'Einstein. Il était à l'époque bien trop occupé à recevoir des distinctions et des honneurs et à les accueillir avec le sérieux et la dignité qui conviennent en pareil cas : il était membre de vingt-cinq sociétés savantes qui l'avaient coopté en leur sein, et *docteur honoris causa* de onze institutions différentes ; l'année 1907 lui apporta la prestigieuse médaille Copley de la Société royale de Londres et surtout — gloire suprême — le prix Nobel de physique. Il lui restait dans tout cela fort peu de temps pour se préoccuper de ce qu'un obscur théoricien de vingt-six ans — Einstein était inconnu avant ses articles de 1905 — pouvait avoir écrit dans une revue de langue allemande. Quand on lui mit ces articles sous les yeux, il n'en perçut pas vraiment l'enjeu : des élucubrations abstraites, sans rapport avec la réalité physique. Lorsqu'il comprit enfin les implications concrètes du principe de Relativité sur le statut fondamental de la vitesse de la lumière, il versa une larme sur « ce cher vieil éther, maintenant abandonné, auquel je reste personnellement quelque peu accroché ». A partir de là son attitude vis-à-vis de la Relativité fut marquée au sceau de l'ambiguïté : plutôt favorable mais fondamentalement réticente. Il fut de ceux qui soutinrent Einstein, avec toutefois quelques réserves vagues. En 1927, dans un livre qui allait être son dernier, il préconisa une « acceptation généreuse » de la théorie de la Relativité, bien qu'il restât lui-même sceptique.

N'allez pas croire, d'ailleurs, que Michelson eût *vraiment* et définitivement renoncé à mettre en évidence le « vent » que devait selon lui engendrer la course de la Terre de par le vaste éther luminifère. Par dépit peut-être, ou par bravade, ou encore par conviction, tout simplement, il ne renonça jamais. Morley poursuivit les mesures, et l'amélioration de l'appareillage, durant les six premières années du XX^e^ siècle — c'est-à-dire avant que ne fussent connues les idées d'Einstein. Pour seconder Morley et faire équipe avec lui, Michelson avait fait venir un de ses anciens collègues devenu son ami, Dayton C. Miller. Inutile sans doute de l'énoncer explicitement : les expériences de 1900-1906 restèrent tout aussi infructueuses que les précédentes. Après la mort de Morley, pourtant, Miller fut chargé de perfectionner encore l'appareillage, en sorte qu'il pût fonctionner en continu toute l'année, en s'adaptant aux changements de saison, et sur un site qui avait été choisi à mille huit cents mètres d'altitude. Après bien des déboires et des difficultés, Miller put mener à bien l'expérience en 1925-1926. Il était alors président de la Société américaine de physique, mais son mandat venait à expiration à la fin de cette année 1926. Dans son allocution de président sortant, devant l'assemblée de ses collègues médusés, il annonça solennellement qu'il avait pu mesurer enfin la vitesse absolue du système solaire dans l'éther ! Elle était, selon lui, de deux cents kilomètres par seconde et pointait dans la direction de la constellation du Dragon. Remue-ménage et bruits divers dans l'assistance : les relativistes criaient à l'imposture, les antirelativistes exultaient ; et cela, on l'aura noté, vingt ans après l'article d'Einstein ! Heureusement, le soufflé retomba bientôt et la Relativité put — « les chiens aboient, la caravane passe » — reprendre sa marche triomphale.

ÉPILOGUE

Des coïncidences, du Relatif et de l'Absolu...
et de la Théorie, évidemment !

La concordance entre les deux cents kilomètres par seconde imprudemment annoncés par Miller et ceux que nous avons mentionnés précédemment m'a surpris tout à coup, lorsque j'en ai eu connaissance. Elle me donne l'occasion de terminer ce livre par un (court) exercice de style sur ce thème des coïncidences.

On a coutume de dire, avec raison, qu'il n'existe pas de coïncidences dans le domaine scientifique. Ce qu'on perçoit comme une rencontre fortuite de deux événements ou de deux valeurs est seulement le reflet, l'apparence sensible, d'une similitude profonde qui nous est encore cachée. Voyons pourtant ce qu'il en est, en examinant quelques exemples.

Pour ce qui est de la vitesse du Soleil, il ne pouvait s'agir que d'un hasard, en effet, pas même une coïncidence : le résultat de Miller n'a été confirmé par aucune autre expérience ; il voulait en outre que le mouvement du Soleil pointât vers le Dragon, alors que c'est en direction du Lion — constellation nettement distincte — qu'il est en réalité dirigé, comme je l'ai vérifié dans mon étonnement. On a en effet tout récemment (1992), grâce au satellite scientifique COBE, mesuré une autre espèce de vitesse « absolue » du système solaire, et on l'a trouvée égale à deux cents kilomètres par seconde, à peu de chose près ! Mais, comme je l'ai déjà souligné, c'était vers le Lion... Plus fondamentalement, ce n'est plus par rapport à un hypothétique éther luminifère qu'est compté le mouvement dont il s'agit ici, mais relativement au *rayonnement cosmique fossile*, que l'expansion de l'Univers a abandonné sur le bord de la route, il y a de cela une dizaine de milliards d'années, et qui depuis baigne l'espace intersidéral sans plus interagir avec la matière. C'est en 1964 qu'il fut découvert — pur hasard — par deux radioastronomes américains [1] qui cherchaient autre chose ; COBE fut lancé tout exprès pour l'analyser en détail.

L'éther luminifère avait été écarté. Sitôt fait, c'est avec un rien de complaisante condescendance que nous regardions nos aïeux, assez naïfs pour ajouter foi à pareille billevesée : prosélytes, nous jugions dérisoires et futiles ces convictions périmées, en regard de celle, éblouissante, que nous venions seulement d'embrasser. Et voilà que soudain, pris par surprise, nous voyons à nouveau émerger, du fond de l'Univers en expansion, comme faisaient

Du fond de l'Océan des étoiles nouvelles [2],

HÉRÉDIA

une autre manière de *référentiel absolu*, s'appuyant d'abord sur le rayonnement cosmologique fossile, celui-là même que, prédit de longue date par des théoriciens, l'observation radioastronomique avéra.

Stupéfaction, incrédulité : comment ? Ne nous avait-on pas assuré qu'était infaillible le dogme de la Relativité ?... Certes, et la théorie reste *relativiste*, fondamentalement, irréductiblement. Mais la réalisation concrète qu'en propose — qu'en est — l'Univers existant ne reproduit pas nécessairement, de façon parfaitement fidèle, l'invariance relativiste dans tous ses préceptes et ses détails. Nous avons d'ailleurs à portée de main une situation semblable, immergés que nous sommes dans notre pauvre espace classique à trois dimensions, au voisinage de notre planète favorite. Nous avons coutume d'exiger que la théorie y soit isotrope (qu'elle traite toutes les directions sur le même pied), alors même que nous évoluons dans un environnement quotidien où la verticale est outrageusement, désespérément privilégiée ! Nous physiciens sortons avec élégance, à notre avantage, de ce traquenard contradictoire et paradoxal — qui aurait pu pourtant égarer la théorie dans une impasse, un mauvais pas tout au moins. Faisant remarquer, comme en passant, que nous habitons la Terre, nous exhibons pourtant une loi *universelle* parfaitement *isotrope*, et qui explique cependant pourquoi notre vie ici-bas est, néanmoins, foncièrement uniaxale ; on aura reconnu la théorie de la gravitation, qui emporte comme fétu de paille l'attraction terrestre dans un tourbillon sidéral et vertigineux de généralité.

Et le temps ?... Le temps, « cette entéléchie qui se déguise des cent couleurs de la tromperie et des cent mille pâleurs de l'incertitude[3] » ? Le temps que nous impose le cosmos ? Celui que creuse inlassablement, avec la régularité et l'obstination têtue d'un bœuf de labour, notre chère vieille Terre — un jour à l'endroit, une nuit à l'envers, un petit tour par-ci, un grand tour par-là —, ou celui qui a explosé dans le Big Bang il y a plus de dix milliards d'années — feu d'artifice titanesque, avec son claquement monstrueux qui disperse encore les galaxies, avec ses paillettes innombrables et fabuleuses semées à foison par les nuits sereines ? Dans cet Univers particulier que nous découvrons, est particulier aussi le Temps, par rapport à l'entité qu'il pourrait théoriquement être, résolument et parfaitement générale comme se proclame « générale » la théorie de la Relativité qui explique et comprend et décrit la gravitation universelle régnant en maître dans l'Univers.

Nous avons déjà commenté par ailleurs l'égalité de la masse inerte et de la masse pesante : les interactions gravitationnelles ont cette spécificité, que ne partage *aucune* autre sorte de forces, de faire intervenir aussi la masse des corps qui interagissent, celle-là même qui figure en bonne place dans la Relation fondamentale de la dynamique. Cette coïncidence, constatée quotidiennement et vérifiée expérimentalement avec précision, ne pouvait être fortuite. Elle a effectivement révélé son origine profonde sous le regard pénétrant d'Einstein (1916).

Il est pourtant des cas de correspondances qui paraissent vraiment accidentelles (encore que...). L'une des plus frappantes, des plus spectaculaires aussi, a trait aux diamètres apparents de la Lune et du Soleil. Qu'est-ce à dire ? Les angles sous lesquels, de la Terre, on voit ces deux astres familiers sont pratiquement égaux ; en d'autres termes, le rapport de leur rayon à leur distance est sensiblement le même pour les deux. « Sensiblement », ai-je dit, car une égalité pure, simple et dure paraît à tous tellement improbable, tellement invraisemblable, sur le plan des principes fondamentaux, en tant que *loi* éventuelle ! Cette coïncidence malgré tout *remarquable* se manifeste de façon patente et éclatante — si l'on ose le dire ainsi — dans les *éclipses totales de Soleil* : la Lune — ou son ombre, comme on voudra — occulte alors, presque exactement, le disque solaire ! Ne dirait-on pas que c'est « fait exprès » ?

Un de mes collègues astrophysiciens me faisait remarquer il y a peu, à ce sujet étonnant, un fait observationnel qui le rend encore plus étonnant — ce qui, paradoxalement, militerait plutôt en faveur d'une raison cachée, même si très profondément enfouie : la Lune, comparée à la Terre dont elle est le satellite (naturel), est anormalement, inhabituellement volumineuse. Quelle est donc la « norme » ou l'« habitude », en cette occurrence ? Pour la connaître, il suffit de s'adresser aux autres planètes, et de confronter le rayon de leurs éventuels satellites au leur propre. Jupiter, le géant parmi ces astres errants, ne retient pas moins de seize satellites ; celui qui surpasse tous les autres par la taille, Ganymède — l'un de ceux (ils étaient alors quatre) que découvrit Galilée à l'aide de sa lunette — a encore un rayon vingt-six fois moindre que Jupiter lui-même. Quant à Mars, il entraîne dans son sillage deux satellites seulement, Phobos et Deimos (découverts en 1877). Ils ne sont pas sphériques, mais l'ordre de grandeur du rapport de leur rayon approximatif à celui de leur planète de rattachement est de trois pour mille en ce qui concerne le plus gros (Phobos). Quant au couple Lune-Terre, leurs diamètres équatoriaux sont dans le rapport vingt-sept pour cent — un peu plus du quart —, qu'il faut comparer à 3,8 % pour Ganymède — un vingt-cinquième — et trois pour mille — un trois-centième — pour Phobos. On en conclut que, effectivement, la Lune est environ dix fois plus large qu'elle ne devrait. Quant à savoir pourquoi...

Nous avons buté aussi sur la quantification de la charge électrique, avec ce corollaire stupéfiant de l'égalité parfaite (au signe près) de la charge de l'électron et de celle du proton. Ce fait empirique a jusqu'à présent franchi, indubitable, comme en se jouant, tous les traquenards expérimentaux qu'on lui a tendus, mais il garde jalousement son secret mystérieux, bien que se soient ouverts, deçà delà, quelques aperçus soudains et souvent inattendus sur les sources primitives où il puiserait sa substance essentielle. Malgré les frustrations qui ont toujours, jusqu'ici, suivi ces éclairs théoriques fugaces, il n'est personne pour songer un instant que cette parité électron-proton puisse être fortuite, et chacun *sait*, au plus profond de soi, qu'un jour — demain peut-être — cette énigme fascinante sera enfin révélée.

Ce sera par une Théorie neuve et novatrice qui se dégagera, éblouissante et légère, mais fragile d'abord, tel un papillon éclatant et multicolore, de cette gangue obscure, de cette nuit originelle, interminable et immémoriale, où elle attend depuis toujours, inéluctable et écrite du commencement des temps, sans hâte — pour être immortelle et impérissable — le Jour qui verra sa Révélation au Monde, fiancée éternellement jeune, Pénélope obstinément patiente. Elle rassemblera et abritera le troupeau épars de nos connaissances présentes, de *toutes* nos connaissances, les dépassant et les surpassant, les ordonnant et les rendant dérisoires et prophétiques à la fois. Elle fera évident ce qui maintenant nous paraît mystérieux, incompréhensible, occulte. Elle énoncera des oracles fabuleux, fous et prodigieux, invraisemblables et insensés. Et ces oracles s'avéreront, dans la sueur et dans la gloire, dans l'acharnement et dans la stupéfaction, parce que cette théorie sera si immensément et si incroyablement belle et nécessaire que la Nature elle-même s'inclinera délibérément pour s'y plier et s'y conformer, car elle la recevra dans l'attente enfin comblée, dans la patience et l'humilité.

Donc, ce sera par un clair jour d'été :
Le grand soleil, complice de ma joie,
Fera, parmi le satin et la soie,
Plus belle encor votre chère beauté ;

Le ciel tout bleu, comme une haute tente,
Frissonnera somptueux à longs plis
Sur nos deux fronts heureux qu'auront pâlis
L'émotion du bonheur et l'attente ;

Et quand le soir viendra, l'air sera doux
Qui se jouera, caressant, dans vos voiles,
Et les regards paisibles des étoiles
Bienveillamment souriront aux époux[4].

VERLAINE

Théorie contemplation,
Théorie action,
Théorie omniprésente,
Essentielle,
Théorie[5].

BACQUÉ

LIVRE II

Un siècle de lumières

A Marie,
accompagnée bien sûr
de Charles, Laure et Olivier.

Mais du savant comme du poète, c'est la pensée désintéressée que l'on entend honorer ici [...]. Car l'interrogation est la même qu'ils tiennent sur un même abîme, et seuls leurs modes d'investigation diffèrent [...]. De la pensée discursive ou de l'ellipse poétique, qui va plus loin, et de plus loin ? Et de cette nuit originelle où tâtonnent deux aveugles-nés, l'un équipé de l'outillage scientifique, l'autre assisté des seules fulgurations de l'intuition, qui donc plus tôt remonte, et plus chargé de brève phosphorescence ? La réponse n'importe. Le mystère est commun [1].

SAINT-JOHN PERSE

¿ Qué clase de misterio es ése que hace que el simple deseo de contar historias se convierta en una pasión, que un ser humano sea capaz de morir por ella ; morir de hambre, frío o lo que sea, con tal de hacer una cosa que no se puede ver ni tocar y que, al fin y al cabo, si bien se mira, no sirve para nada[2] *?*

GARCÍA MÁRQUEZ

(Quelle sorte de mystère est celui-ci, qui transforme le simple désir de conter des histoires en passion, qui rend un être humain capable de mourir à cause d'elle ; mourir de faim, de froid ou de quoi que ce soit, qu'importe, si se fait ainsi une chose qu'on ne peut ni voir ni toucher et qui, à la fin des fins, si on y regarde de près, ne sert à rien ?)

Première Partie

LA RÉVOLUTION RELATIVISTE

Etoile de la mer voici la lourde nappe
Et la profonde houle et l'océan des blés
Et la mouvante écume et nos greniers comblés,
Voici votre regard sur cette immense chape[1].

PÉGUY

Le XIX[e] siècle s'en allait la tête haute. Il s'enorgueillissait légitimement des succès qu'il avait remportés sur les fronts scientifiques. Citons en désordre : théorie ondulatoire de la lumière (Young et Fresnel), essor de la mécanique (découverte de planètes jusque-là inconnues, pendule de Foucault), lois de la chimie quantitative (proportions définies de Proust, propositions multiples de Dalton), unification de l'électricité, du magnétisme et de la lumière (théorie électromagnétique de Maxwell),... D'aucuns professaient qu'avait déjà été découvert tout ce qu'il était possible de découvrir en physique ; restait seulement à parachever l'inventaire, déjà quasiment exhaustif, qui énumérait les phénomènes relevant de cette science en voie d'achèvement ; sans doute y avait-il encore place pour une application par-ci, pour une décimale supplémentaire par-là... Mais l'essentiel, le fondamental, était connu : « Je vois, je sais, je crois, je suis désabusée [2]. »

Cet optimiste satisfait de soi était alors largement partagé. Les plus grands, même — tel Lord Kelvin (1824-1907) — l'entretenaient de déclarations lénifiantes. Quelques voix discordantes, seulement, murmuraient ici ou là dans l'ombre. Ainsi Ludwig Boltzmann (1844-1906), promoteur de la mécanique statistique, donnait-il libre cours, sur la fin du siècle, à son amertume : « Je suis conscient de n'être qu'un faible individu luttant contre le courant de l'époque. » Il n'avait pas réussi, effectivement, à faire admettre par ses pairs la théorie atomiste de la thermodynamique — c'est-à-dire des objets macroscopiques — qu'il avait proposée un quart de siècle plus tôt.

Et pourtant !...

C'est par un foisonnement, une explosion, un feu d'artifice d'idées nouvelles que commença le XX^e siècle. Lorsque se furent dissipées les fumerolles d'abord incertaines qui en estompaient les contours et les masquaient aux regards, on vit tout soudainement se dégager et s'organiser *deux révolutions majeures,* qui allaient bouleverser les conceptions et les archétypes de la physique. Ces deux révolutions triomphantes s'agençaient autour de deux pôles distincts, qui allaient bientôt s'ancrer profondément dans la réalité et fournir les fondements de la physique moderne : le *Principe de Relativité* et l'*avènement des Quanta*.

CHAPITRE PREMIER (APARTÉ)

ALBERT EINSTEIN, 1905

Ainsi les Cavaliers en armes, à bout de Continents
font au bord des falaises le tour des péninsules [1].

SAINT-JOHN PERSE

Einstein est sans nul doute, de par le vaste monde et dans les temps innombrables, le savant le plus connu de tous et, entre ce qu'il est convenu d'appeler « les grands hommes », le plus célèbre. Pas seulement dans les cercles scientifiques. Aussi dans les milieux les plus larges. Qui pourrait-on, aujourd'hui encore — presque un siècle après cette année magique de 1905 —, aborder n'importe où, dans les rues des villes ou sur les chemins menant aux champs, qui ne réagisse au nom d'Einstein [2] ? Sa gloire surpasse, en profondeur et en étendue, en universalité et en pérennité, celle d'un Newton, d'un Maxwell ou d'un Galilée. Quoique Galilée... Mais non ! Son « *eppur si muove* [3] », pour familier que nous soit devenu depuis lors le mouvement de la Terre, est moins fameux que le légendaire « $E = mc^2$ », ésotérique pourtant, et renvoyant à une réalité autrement difficile à cerner ! Archimède, peut-être, proférant son « *eurêka* » ? Que non pas ! Et Diogène, son tonneau et sa lanterne ? Non plus. Homère alors, accompagné du « *dicitur Homerum cæcum fuisse* [4] » de nos lointaines études latines ? Pas davantage...

Ce siècle avait cinq ans. Berne remplaçait Vienne. Déjà les révolutions perçaient sous les certitudes. C'est alors qu'un inconnu venu d'on ne sait où — de Berne, donc [5] —, un homme seul, un homme jeune [6] — il avait alors vingt-six ans — fut l'inventeur, le moteur, le révélateur, le boute-feu de la formidable poussée révolutionnaire qui enflamma les théories physiques au début du XXe siècle. Telle une fusée d'artificier, d'abord obscure et vile, qui s'élève, noire, dans le ciel enténébré en tournoyant et chuintant avec force, sans qu'on puisse encore savoir ce qu'elle porte en elle d'avenir et de lumière, tel cet engin magique qui éclate soudain en une gerbe étincelante, multiple, chamarrée et imprévue, ainsi Albert Einstein apparut-il d'emblée au firmament de la Science, en signant dans la *même* revue allemande *(Annalen der Physik)*, la *même* année (1905), *quatre* contributions théoriques, coup sur coup, toutes quatre fondamentales. Ces mémoires lumineux conservent aujourd'hui encore leur inaltérable pertinence, tous quatre hors du commun par leur contenu résolument, presque naïvement révolutionnaire, par leur limpidité et par l'étonnante clairvoyance du discours.

Vint en premier « *Sur un point de vue heuristique concernant la production et la transformation de la lumière* ». Einstein y introduisait la notion de « particule de lumière », que l'habitude s'établit quelque temps après d'appeler « *photon* ». Rompant de propos conscient et délibéré avec la conception ondulatoire de la lumière que le XIXe siècle avait pourtant établie sur des bases irréfutables et définitives — pouvait-on croire —, il proposait un retour à la théorie corpusculaire qui renaissait ainsi de ses cendres : la lumière, sous sa plume, redevenait jet de corpuscules. Personne, sans doute, n'aurait ajouté foi à ses propos s'il n'avait, grâce à ce retournement radical de perspective, expliqué de façon simple et convaincante l'*effet photoélectrique*, découvert une vingtaine d'années auparavant par Hertz, et dont l'analyse expérimentale révélait des caractéristiques surprenantes et des propriétés inexplicables, semblait-il. Einstein s'inspira dans son modèle — ce n'était pas encore une théorie — des quanta de Planck, mais en leur insufflant vie (physique) et âme : il proposait des objets réels où Planck pensait seulement artifices mathématiques. C'est ce premier travail que le comité Nobel retint en vue de le primer, « pour services rendus à la Physique théorique et particulièrement pour sa découverte de la loi de l'effet photoélectrique » (1922).

Oui ! On ne peut qu'être surpris en apprenant que la théorie de la Relativité, pour quoi Einstein est principalement célèbre — à juste titre —, n'a jamais été citée à l'ordre du jour officiel — le prix Nobel — de l'Armée prestigieuse des savants. C'est l'ouvrage « de jeunesse », pourrait-on dire (car paru au début de l'année 1905) qui a ainsi reçu la décoration suprême de la communauté scientifique. Il la méritait incontestablement, au plus haut point : ce modèle non conventionnel de l'effet photoélectrique s'avéra le prototype d'une véritable théorie quantique.

A dire le vrai — dois-je m'excuser pour une telle accumulation de dithyrambes ? — le second article de la série aurait aussi, à lui seul, justifié la plus haute récompense. Surtout — l'Académie suédoise s'y est toujours montrée particulièrement sensible — que ses affirmations ne tardèrent guère à être consacrées par une expérimentation soigneuse, détaillée et précise[7]. Einstein s'attaquait là, dans le prolongement de sa thèse[8] — soutenue aussi en 1905 —, à un problème qui déchirait, depuis plus de trois décennies, la communauté scientifique : la réalité des atomes et des molécules.

L'idée était simple dans son principe : les atomes ou molécules sont par trop minuscules pour pouvoir être vus directement au microscope ; ils sont d'autre part trop légers et trop nombreux pour mettre en mouvement de façon appréciable les corps de taille et de masse courantes. Si l'on reprenait pourtant les hypothèses de Boltzmann, l'agitation moléculaire pouvait être mise en évidence à travers le comportement d'objets suffisamment petits et légers pour être ébranlés par les chocs moléculaires, mais quand même assez volumineux pour pouvoir être suivis sous le microscope en vision directe : « *Sur le mouvement de petites particules, en suspension dans un liquide stationnaire, que prédit la théorie cinétique moléculaire de la chaleur.* » En affinant ainsi les idées et les résultats de Boltzmann, Einstein présentait aussi, sans le savoir — sans le dire, tout au moins — l'explication théorique tant attendue de cette sarabande endiablée que menaient sous le microscope, depuis 1827, les grains de pollen en suspension dans l'eau — et qu'il était convenu de nommer le « *mouvement brownien* ».

Dans cette suite impressionnante de quatre mémoires rédigés par Einstein en l'espace d'un an, les deux autres introduisent (« *Sur l'électrodynamique des corps en mouvement* »), puis élaborent (« *L'inertie d'un corps dépend-elle de son contenu en énergie ?* ») la théorie de la Relativité, à laquelle seront consacrés les chapitres qui suivent. Le dernier article cité recèle, entre autres considérations, la légendaire formule

$$E = m\,c^2$$

dont chacun a quelque jour entendu parler, même sans la comprendre, même en la déformant jusqu'à la défigurer[9]...

C'est après la Grande Guerre, tout soudainement (1919), qu'Einstein entra dans la légende. Le mot de « Relativité » fit aussitôt fureur : « tout est relatif »... Cet engouement subit et universel s'ensuivit d'un événement théâtral, il est vrai, et symbolique : les savants abandonnèrent pour quelque temps leurs laboratoires ésotériques et sibyllins pour opérer à l'air libre du grand large. Il s'agissait d'observer — ou bien de démentir — un effet que prédisait la théorie de la Relativité[10] : la déviation de la lumière des étoiles lors de son passage au voisinage du Soleil. Deux équipes d'astronomes se transportèrent sur des sites de l'hémisphère Sud, pour pouvoir y bénéficier d'une éclipse solaire totale. L'apparence spectaculaire du phénomène étudié, l'exotisme des emplacements choisis pour les observations (les îles Sobral, au large du Brésil, et Principe, dans le golfe de Guinée), leur appartenance à l'hémisphère austral — toujours vaguement mystérieux pour les Nordiques —, tout cela contribua à créer puis alimenter l'événement dans les gazettes, enclines à l'emphase et à la simplification, donc à l'enthousiasme et aux emballements.

Précisons tout de même que les buts scientifiques poursuivis par ces expériences insolites furent atteints : la lumière des étoiles qui se trouvaient alors derrière le Soleil, dont l'obscurcissement momentané avait permis leur observation, était déviée conformément à ce qu'Einstein avait calculé par avance.

CHAPITRE II

LE PRINCIPE DE RELATIVITÉ

Como faisanes deslumbrantes *descendían los sacerdotes* *de las escaleras aztecas.* *Los escalones triangulares* *sostenían el innumerable* *relámpago de las vestiduras.* *Y la pirámide augusta,* *piedra y piedra, agonía y aire,* *en su estructura dominadora* *guardaba como una almendra* *un corazón sacrificado.* *En un trueno como un aullido* *caía la sangre por* *las escalinatas sagradas*[1].	(Tels des faisans éblouissants, les prêtres descendaient les escaliers aztèques. Les marches triangulaires soutenaient l'innombrable éclair des chasubles. Et la pyramide auguste, pierre et pierre, air et agonie, dans sa structure dominatrice gardait comme une amande un cœur sacrifié. Dans un fracas comme un hurlement tombait le sang le long des gradins sacrés.)

NERUDA

La théorie de la Relativité est née — comme tant d'autres — d'une contradiction qui paraissait irréductible. D'une part Galilée avait, en son temps lointain (1632), mis en avant un *Principe de Relativité* : il professait que les lois de la physique, connues ou à inventer, doivent être les mêmes dans deux référentiels animés l'un par rapport à l'autre d'un mouvement de translation uniforme. D'autre part la théorie qui avait, deux siècles et demi plus tard, unifié — réussite prodigieuse ! — l'électricité, le magnétisme et l'optique sous la houlette de Maxwell, cette théorie d'aristocratique extraction ne se pliait pas à l'oukase décrété par Galilée, tsar de toute la physique : la théorie de l'électromagnétisme valait seulement, selon son prophète lui-même, dans l'éther luminifère, qui s'instituait partant en *référentiel absolu*.

C'est là qu'était tapi dans la pénombre, obstiné, tenace, têtu, le nœud gordien qui défiait, sombre mais évident, le monde de la physique : qui saurait le dénouer ou le trancher ? Le chartil du roi Gordias, où trônait l'entrelacement invaincu — et sans doute invincible —, devait résonner en multiples échos des exclamations et des ahans de tant et tant de visiteurs qui s'étaient essayés à le dénouer, mêlés à la voix divine et harmonieuse de Cybèle.

Je m'en vais donc, tel qu'en un concert musical, distribuer par avance aux lecteurs avides de science un programme résumant la prestation qui s'annonce :

1) Hymne au Référentiel Absolu (pour chœur mixte à l'unisson) ;
2) Concerto pour instrument relativiste et orchestre newtonien ;
3) Ouverture de l'Ether Luminifère (Grande Tétralogie de l'Electromagnétisme) ;
4) Ainsi parlait Einstein (ténor *a cappella*) ;
5) Suite symphonique : Relativité sans Ether (grand orchestre dirigé par Albert Einstein).

Les lumières s'assombrissent puis s'éteignent dans la salle, de puissants projecteurs éclairent sur scène le grand chœur mixte, qui attaque l'

Hymne au Référentiel Absolu

Lorsqu'il énonça les trois lois qui fondent la mécanique classique, Newton reprit explicitement de Galilée le *principe d'Inertie* (« tout corps qui n'est soumis à aucune action ni influence de la part d'autres corps se meut de façon uniforme en ligne droite »), mais laissa de côté le *principe de Relativité*. Il croyait quant à lui en l'existence d'un référentiel privilégié, *absolu* par conséquent, auquel il fallait s'en rapporter toujours, en dernier ressort : dans ce référentiel s'appliqueraient telles quelles les lois de la mécanique, par rapport à lui se définirait l'*immobilité véritable* et se décrirait le *véritable mouvement*. S'il s'agissait de concrétiser le référentiel absolu, on invoquait rituellement des « *étoiles fixes* », mais sans autre précision ; de telles étoiles existaient-elles vraiment ?

Vient maintenant le

Concerto

PREMIER MOUVEMENT

Il commence *ex abrupto* sur des arabesques et des trilles compliqués, qui font apparaître plus compact encore le nœud énigmatique.

Il s'avéra bientôt en effet que la forme même des lois de Newton permettait de rétablir la Relativité, précisément dans le cadre rigide qu'elles définissaient, et qui aurait pu paraître trop contraignant pour tolérer une telle liberté. Ces lois, si elles sont valables dans un référentiel — elles le sont en tout cas, par hypothèse, dans le référentiel absolu —, alors elles sont valables dans une infinité de référentiels, savoir tous ceux qui sont animés par rapport au premier — et donc l'un par rapport à l'autre — d'un mouvement de translation uniforme. On qualifie traditionnellement de « *galiléens* » ces référentiels particuliers — même si en nombre infini — ou bien on les nomme « *référentiels d'inertie* ».

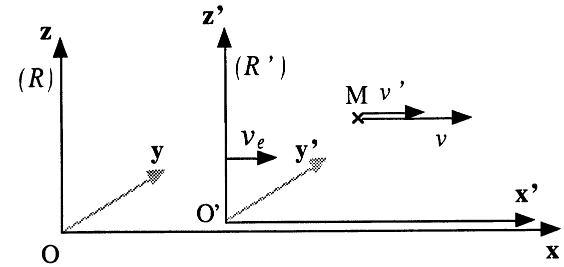
DEUXIÈME MOUVEMENT DU CONCERTO

C'est là un théorème. Il implique l'*impossibilité de particulariser le référentiel absolu* dont l'existence avait été initialement envisagée, puisque rien ne permet plus de le différencier parmi la collection infinie des référentiels galiléens. Ainsi, les notions d'immobilité et de mouvement sont *relatives* et non plus absolues : tel corps, au repos dans tel référentiel galiléen, se meut par rapport à tel autre, bien qu'ils soient tous deux fondamentalement équivalents ; si ce corps est en mouvement par rapport à chacun des deux référentiels, ces deux mouvements sont *a priori* dissemblables.

Ainsi la mécanique de Newton, sans qu'on pût le prévoir à ses origines, se trouva vérifier l'énoncé de Galilée. Mais le *principe de Relativité* va bien au-delà du théorème démontré en Mécanique. Il étend par anticipation — un demi-siècle sépare Newton de Galilée, plus de deux siècles encore Newton d'Einstein — *à toutes les lois physiques* cette propriété qui n'est véritablement démontrée (théorème) que pour la seule mécanique newtonienne : *les lois de la physique ont même forme dans deux référentiels se mouvant l'un par rapport à l'autre selon une translation uniforme.*

MOUVEMENT FINAL DU CONCERTO

Voici encore une épissure, sournoise celle-ci car implicite, qui se greffe et se noue à l'enchevêtrement déjà impressionnant que nous avons décrit. En physique classique, depuis la « philosophie



Changement de référentiel : le référentiel R' est animé par rapport au référentiel R de la vitesse v_e*. Un mobile M est repéré par des coordonnées différentes dans R et R', et sa vitesse* v' *par rapport à R' diffère aussi de sa vitesse* v *par rapport à R.*

naturelle » de Galilée et Newton jusqu'aux toutes dernières années du XIX[e] siècle, le dictionnaire qui permettait de traduire en un langage étranger un texte quelconque, écrit dans un idiome particulier — entendez, de transposer une loi physique quelconque, connue dans un référentiel galiléen particulier, à un autre référentiel galiléen —, ce dictionnaire était strict et facile à la fois ; il avait nom « *transformation de Galilée* [2] ». Nous en préciserons la forme et la signification en décrivant le cas le plus simple : un lexique franco-italien, en quelque sorte. Le premier référentiel, *R*, est caractérisé par un repère cartésien *Oxyz* ; le second *R'*, de façon analogue, par *O'x'y'z'*. Comme il s'agit de deux langues romanes, les axes de *R'* sont parallèles à ceux de *R* (figure). Le point *O'* se déplace par rapport à *R*, le long de l'axe *Ox*, avec la vitesse constante v_e — la langue transalpine a conservé, sonore, l'accent tonique de ses origines — ; l'instant où *O'* et *O* coïncident est choisi comme origine des temps ($t = 0$). Un point M quelconque de l'espace — un mot quelconque — prend dans *R* une signification précise — il est repéré par ses coordonnées cartésiennes *x, y, z*. Le dictionnaire alors — la transformation de Galilée — le traduit dans l'autre idiome : ses coordonnées *x', y', z'* dans *R'* s'épellent

$$x' = x - v_e t\,; \qquad y' = y\,; \qquad z' = z.$$

Voilà notre glossaire : limpide et sans fioritures, car nous avons choisi deux langues cousines germaines, comme le sont l'italien (Galilée) et le français. Eussions-nous cherché à comprendre le russe ou le polonais, la tâche eût été plus ardue — la transformation de Galilée plus compliquée. Mais la structure des formules galiléennes de changement de référentiel resterait fondamentalement la même [3].

Une grandeur familière servira d'exemple : la vitesse d'un mobile. S'exprimant par v dans R, elle signifie v' dans R', et le « petit Galilée » — comme on dirait pour un dictionnaire abrégé — en donne pour traduction la *loi de compositions des vitesses galiléennes*[4] :

$$v' = v - v_e \text{ (selon l'axe } Ox - O'x'\text{)}.$$

La mécanique newtonienne est donc, *volens nolens*, parfaitement relativiste ; on ne pourrait même pas l'envisager autre que relativiste, tant cette propriété lui est consubstantielle. Et c'est la transformation de Galilée qui permet le passage d'un référentiel d'inertie à un autre.

Ouverture de la Grande Tétralogie

Or une théorie s'approcha qui s'annonçait redoutable. Majestueuse, solennelle dans ses accords profonds, elle revendiqua tout aussitôt et annexa d'emblée l'Absolu, aussi parmi les référentiels. Elle se fondait sur quatre équations, écrites par Maxwell, et s'avançait à pas lents et mesurés, tout auréolée déjà de la gloire qu'elle avait conquise de haute lutte sur les champs de bataille expérimentaux. Et voilà qu'elle choisissait le camp *antirelativiste* ! C'était aussitôt apparent en son plus beau fleuron, l'équation de propagation de la lumière, découlant par voie directe de ses fondements : la vitesse c de propagation de la lumière procède de caractéristiques croisées de l'électricité et du magnétisme.

Pour Maxwell comme pour tous ses prédécesseurs et ses contemporains aussi, la lumière — et à sa suite l'ensemble des ondes électromagnétiques récemment découvertes — prend appui sur un milieu spécifique, nommé depuis des lustres « *éther luminifère* ». Dans le cadre de cette hypothèse alors universellement admise, c'est dans l'éther seul que la vitesse de la lumière prendrait la valeur c ; elle deviendrait « évidemment » — disait-on alors — $(c - v_e)$ dans un référentiel se déplaçant à la vitesse v_e par rapport à l'éther. De façon plus générale, les lois fondamentales de l'électromagnétisme vaudraient dans l'éther, uniquement. Par conséquent, l'hypothèse de l'éther revenait à admettre l'existence d'un référentiel privilégié, celui qui était lié à l'éther, celui où l'éther était au repos. Ne nous voilons pas la face : c'était s'accommoder d'un *référentiel absolu* ; il peut en effet être distingué entre tous comme *le seul* où s'applique valablement la théorie électromagnétique de Maxwell.

Dans les toutes dernières années du XIXe siècle, le Nouveau Larousse illustré osait cette définition péremptoire :

« On appelle *éther* un élément invisible, impalpable et impondérable, répandu partout, aussi bien dans le vide que dans l'intérieur des corps transparents ou opaques, et dont l'existence, longtemps hypothétique, semble avoir désormais revêtu tous les caractères de la certitude scientifique. »

Le postulat d'Einstein (ou « Ainsi parlait Einstein »)

Il revint à Albert Einstein, tel Alexandre le Grand, de trancher le nœud gordien : il eut l'audace inouïe de miser, coûte que coûte — et nous verrons bientôt ce qu'il en coûte ! —, sur le principe de Relativité. Il postula que *la vitesse de la lumière* (dans le vide) *est la même, c, dans tous les référentiels d'inertie*. Dès lors le référentiel lié à l'éther rentrait dans le rang, et avec lui — Einstein le comprit tout aussitôt — s'évanouissait le « fluide subtil » qui était censé l'occuper et le définir.

Mais — car il y a un mais — ce postulat, remarquable par sa simplicité et sa clarté, n'en soulève pas moins des problèmes terrifiants : sa mise en œuvre requiert un questionnement fondamental de la mécanique, puisqu'il entre en conflit direct avec la loi de composition des vitesses que l'on déduit des formules galiléennes de changement de référentiel. Il faudra analyser de façon détaillée et critique tous les concepts classiques — au premier rang desquels le *temps* — dont la validité paraissait pourtant coulée dans le bronze, tant les succès de la mécanique newtonienne, à l'échelle courante comme à l'échelle astronomique, étaient impressionnants. Le mérite d'Einstein présente deux aspects complémentaires : face aux problèmes de l'Electromagnétisme — en percevait-il seulement la profondeur ? —, il dégagea d'abord l'hypothèse la plus simple possible ; surtout, peut-on dire, il en explora ensuite, systématiquement, les conséquences, malgré les faibles chances de succès que paraissait lui laisser le robuste édifice de la mécanique à la fin du XIXe siècle.

La première prédiction de la théorie nouvelle se présenta aussitôt, marquant un progrès important en physique, théorique mais aussi expérimentale : puisque l'éther n'a plus de raison d'être, pas plus que le référentiel absolu, il s'ensuit que les ondes électromagnétiques — et donc la lumière — ne nécessitent *aucun support* pour exister et se propager, contrairement à ce que font les ondes mécaniques (son, vagues,...). Voyez la puissance de la théorie : point de référentiel absolu ; en conséquence plus d'éther, puisqu'il y avait élu domicile, jusqu'à s'identifier à lui. Donc la lumière — et avec elle toutes les ondes électromagnétiques, quelle qu'en soit la fréquence — existe et se propage *dans le vide*. Ainsi, retournement de situation — Einstein en devint coutumier. Au lieu d'inférer l'existence de l'éther à partir de la similitude entre ondes de diverse nature, tel le son, le nœud est tranché grâce à une étincelante idée théorique nouvelle et révolutionnaire, prenant en quelque sorte le problème à l'envers, ou le supposant même résolu : il est plus simple et plus efficace, partant plus profondément véridique, d'admettre que le vide transmet la lumière, et que celle-ci, dans tous les référentiels galiléens, s'y propage à la même vitesse c.

Suite symphonique : Relativité sans éther

D'où partir, pour vivre cette aventure nouvelle et imprévisible ? En premier lieu, comment définir désormais la classe des référentiels qui continueront à être nommés « galiléens », ou d'« inertie », qui sont en mouvement de translation uniforme les uns vis-à-vis des autres, et dans lesquels, dans *tous* lesquels, la vitesse de la lumière (en espace vide) sera c ? Les lois de Newton n'y pourront servir, comme elles le faisaient jusqu'ici, puisqu'il faut sortir de leur cadre pour opérer une révision radicale de la mécanique.

La première de ces lois, pourtant, qui fondaient la théorie classique du mouvement, celle qui énonce le *Principe d'inertie*, est suffisamment générale pour qu'on puisse encore y recourir sans grand risque de se voir démenti — les vastes généralités ont de tout temps fasciné les théoriciens. Il s'agit d'une opération délicate : des trois lois de Newton ne subsiste que la première, sous la forme où Galilée — ignorant évidemment l'épisode newtonien — l'énonça initialement. Cela permet de conserver la terminologie, devenue maintenant familière : s'appelle désormais, comme par le passé, « *galiléen* » ou *d'*« *inertie* » un référentiel dans lequel *tout corps qui n'est soumis à aucune action ni influence* de la part d'autres corps *est immobile ou animé d'un mouvement rectiligne uniforme ;* à cette définition s'ajoute, selon le postulat d'Einstein, l'affirmation que *la vitesse de la lumière* dans le vide y *vaut* c.

CHAPITRE III

UNE VÉRIFICATION MODERNE DE LA RELATIVITÉ

En sortant de mon bureau[1], il y a peu, j'aperçus par hasard, sur le tableau d'affichage de mon laboratoire, l'annonce d'une conférence dont le titre et le résumé, au milieu de tant d'autres, ont soudain accroché et retenu mon regard et mon attention, à ce moment où je rédigeais le présent texte, consacré à la Relativité.

Que je vous livre d'abord l'essentiel du message transmis par cette affiche : le 25 juin 1998, à 13 h 30, dans le cadre du Séminaire général du Département de physique de l'Ecole normale supérieure, M. Peter Wolf, du Bureau international des poids et mesures, présentera un exposé intitulé « Test de la Relativité restreinte à l'aide du système GPS ». Du résumé qui suivait le titre, j'extrais les deux dernières phrases : « Un récent test [du] postulat de la Relativité restreinte a été effectué en comparant huit horloges à hydrogène situées sur Terre et des horloges au césium et au rubidium embarquées dans vingt-cinq satellites de localisation GPS. La comparaison des diverses horloges a permis de [vérifier le postulat] avec une précision jusqu'à présent inégalée. »

D'où me semblent s'ensuivre deux conclusions, évidentes peut-être mais néanmoins fondamentales. Il apparaît en premier lieu — Karl Popper n'aurait pu demander mieux — que la théorie de la Relativité, quatre-vingt-dix ans après sa naissance, continue à être mise à l'épreuve, par tous les moyens disponibles, y compris ceux qui enquêtent sur ses fondements mêmes. D'autre part, ces vérifications confirment la validité du postulat d'Einstein « avec une précision jusqu'à présent inégalée ». Non pas qu'il fût joué d'avance que la théorie allait quitter en vainqueur le champ clos du duel avec l'expérience. Peut-être viendra-t-il un jour où ce duel tournera à son désavantage. Elle devra alors céder la place, irrémédiablement, au plan fondamental : un échec devant l'Expérience toute-puissante est rédhibitoire. Mais sera-t-elle pour autant, cette théorie récemment invalidée, jetée sans appel au rebut, où se rouillent et se corrodent les antiquités périmées et déchues ? Que non pas ! Elle continuera de servir, avec la fidélité qui la caractérise jusqu'ici, comme une brave théorie physique qu'elle est, dans les domaines et sur les fronts où elle a de longtemps fait ses preuves. Même s'il est patent qu'elle doit être substituée ou au moins amendée dans ces nouvelles contrées que l'on aborde à présent. Mais cette remise en question n'est *pas à l'ordre du jour*.

MOYENS ET MÉTHODE

Le sigle GPS, pour « *Global Positioning System* », désigne un système de localisation précise, par ondes radio-électriques, des points de la surface terrestre (« *Global* » indique qu'est ainsi couvert l'ensemble du globe). Il a été conçu, mis au point et réalisé par l'armée américaine ; elle a lancé dans ce but pas moins de vingt-cinq satellites, qui évoluent sur des orbites quasi circulaires à environ vingt mille kilomètres d'altitude ; chacun d'eux est équipé d'une horloge atomique de haute fiabilité permettant de mesurer avec précision le temps mis par la lumière — par des ondes électromagnétiques, en réalité — à franchir la distance entre le satellite et des stations terrestres avec lesquelles son horloge a été préalablement synchronisée. Connaissant la vitesse de la lumière, on en déduit aussitôt la distance satellite-base. Pour des physiciens, en revanche, ce même système peut être utilisé à l'envers, en quelque sorte, pour vérifier l'hypothèse selon laquelle la vitesse de la lumière ne dépend pas de sa direction de propagation ni de la vitesse de la source émettrice.

Nous retiendrons du système GPS les trois principales propriétés que voici. En premier lieu, il permet de mesurer, avec une incertitude ne dépassant pas le *centimètre*, la distance entre deux points de la Terre spécifiés à l'avance — qui peuvent être séparés par des milliers de kilomètres. Deuxièmement, son origine et ses buts militaires l'entourent d'un certain mystère : en temps normal, l'armée américaine le soumet délibérément et volontairement à un brouillage qui empêche l'utilisation de ses performances les plus fines par qui ne disposerait pas d'un décodeur sophistiqué ; sans ce décodeur spécial, la précision de la localisation n'est pas meilleure qu'une centaine de mètres. La troisième propriété importante du GPS découle de l'intérêt que lui portent, pour des motifs évidents, les géodésiens et géophysiciens : ils ont mis en place un organisme qui recueille en permanence, pour diffusion immédiate sur le réseau Internet, les données concernant les satellites et les stations terrestres du GPS. Ces informations sont donc accessibles à tout un chacun. Il y a plus : tout quidam peut s'offrir, pour quelques milliers de francs, un appareil récepteur grâce auquel il utilisera le système GPS (brouillé) pour déterminer quasi instantanément sa position avec quelques dizaines de mètres d'incertitude à peine : c'est largement suffisant s'il s'agit de ne pas se perdre en forêt, ou même de se faire repérer en mer.

Pour profiter à plein de la précision nominale du GPS, il faut en toute rigueur disposer du décodeur *ad hoc*, que couvre évidemment le secret militaire américain. En réalité, pourtant, si l'on s'arme de patience[2], on se verra offrir sur Internet, sans avoir à lever le petit doigt, les données précises d'un GPS sans fard et sans brouillard. On constate que c'est à l'occasion d'opérations guerrières d'envergure que le système recouvre ainsi sa lisibilité totale. C'est ce qui a permis les analyses scientifiques qui nous occupent ici — vérification du postulat de la théorie relativiste. Les auteurs[3] de ces analyses se sont contentés, prétendent-ils, de relever sur le réseau Internet puis d'interpréter pour leurs besoins — « dans leur fauteuil », comme ils aiment à le dire — les renseignements qui ont été diffusés mondialement entre le 18 et le 23 septembre 1994, durant l'opération « Soutenir la démocratie » au cours de laquelle les troupes américaines — avec l'accord de l'ONU — débarquèrent à Haïti. On s'étonnera probablement qu'une part importante du secret militaire ait été précisément levée au moment même des hostilités. Je m'étonne aussi, mais ne puis avancer d'explication plausible : la véritable raison est sans aucun doute couverte par le secret militaire.

CHAPITRE IV

COMMENT LE TEMPS DEVIENT RELATIF

Rien qu'un moment du passé ? Beaucoup plus, peut-être ; quelque chose qui, commun à la fois au passé et au présent, est beaucoup plus essentiel qu'eux deux. Tant de fois, au cours de ma vie, la réalité m'avait déçu parce que au moment où je la percevais, mon imagination, qui était mon seul organe pour jouir de la beauté, ne pouvait s'appliquer à elle, en vertu de la loi inévitable qui veut qu'on ne puisse imaginer que ce qui est absent. Et voici que soudain l'effet de cette dure loi s'était trouvé neutralisé, suspendu, par un expédient merveilleux de la nature [...] et, grâce à ce subterfuge, avait permis à mon être d'obtenir, d'isoler, d'immobiliser — la durée d'un éclair — ce qu'il n'appréhende jamais : un peu de temps à l'état pur[1].

PROUST

La première conséquence dramatique — tragique, pourrait-on dire — du postulat d'Einstein a trait au temps. Comment oser regarder le Temps en face ? Omniprésent de quelque côté qu'on se tourne, mètre universel de nos activités et de nos existences, concept et réalité à la fois, mais aussi sensation et émotion, métronome et pouls de chaque jour qui passe, parfois pressant et parfois languissant, complice dans le souvenir, où il se fait bienveillant ou bien implacable, mesure de la vie, ladre ou généreuse — le *feriunt omnes, ultima necat*[2] des cadrans solaires... Quelle audace, vraiment, de s'attaquer à cette chimère que la physique nourrit en son sein !...

C'est de temps qu'il va être question ici, de temps relativiste évidemment.

Problèmes de temps, d'heures et de dates

Chimère, le temps, en physique ? « Paramètre » plutôt, par déférence, par pudeur, par considération... Est-ce la physique qui nourrit le temps, ou si c'est l'inverse ? Le temps est en physique à la fois indispensable et profondément mystérieux. A défaut d'en connaître la véritable nature, le physicien se contente de l'utiliser concrètement, d'en mesurer les intervalles et de comparer d'un phénomène à l'autre les valeurs trouvées. Voici un exemple illustre entre tous de cette démarche pragmatique.

Nous voici dans *un référentiel galiléen* particulier mais par ailleurs quelconque, que nous désignerons par R, et duquel nous ne sortirons pas d'abord.

Nous posons dans ce cadre — après Einstein — une question capitale quoique simple, dont la réponse, quoique sans détour, va s'avérer cruciale. Quelle est donc la signification véritable de l'affirmation que voici, point de départ obligé de toute mécanique : « tel mobile coïncide, à l'instant t, avec ce point M » ? Un observateur certes, s'il se trouve au point M, pourra y constater la présence — quand bien même éphémère — du mobile que nous voulons étudier. Mais quelle date, quelle heure, retenir pour ce passage ? Si la mécanique newtonienne était universellement valable, un geste suffirait à l'observateur, celui de consulter sa montre : toutes les horloges de l'Univers marquent en même temps la même heure, et donc pas de dispute à ce sujet. Toutes ? Celles qui sont « à l'heure », comme on dit, pas celles qui avancent ou qui retardent !

Vient naturellement sous la plume, d'elle-même, une autre question, pratique en même temps que fondamentale, subsidiaire de la précédente : comment met-on sa montre à l'heure ? Pour le faire avec précision, on s'en réfère en France à l'horloge parlante ; outre-Manche ce serait à la Big Ben londonienne, par-delà les Pyrénées à l'horloge de la Puerta del Sol de Madrid[3]. Tout chauvinisme mis à part, l'une ou l'autre de ces horloges peut aussi bien régler l'affaire : même avant que l'on ne parlât d'Europe, il était essentiel que ces points de repère nationaux fussent synchronisés ; la vie moderne ne s'accommoderait pas des fantaisies que se permettaient naguère les clochers de nos églises ; les différences actuelles portent strictement sur un nombre entier d'heures : les Britanniques — pour revendiquer sans doute leur insularité foncière — se sont décalés par rapport au continent, mais d'une heure exactement. Pour le reste, on n'a que l'embarras du choix entre l'horloge parlante, Big Ben ou la Puerta del Sol, ou bien telle autre d'un pays voisin.

Mais alors, obtiendrons-nous le même instant t — la même date pour le passage du mobile en M — à partir de l'une comme de l'autre de ces références horaires officielles ? Eh bien, non ! La vitesse de la lumière, désormais finie, met un temps fini, lui aussi — et non nécessairement négligeable — pour propager l'information depuis l'horloge primaire jusqu'à la montre, au point M. Par conséquent, l'heure de passage attribuée au mobile par l'observateur rivé en M différera selon ses préférences — nationalistes, peut-être ? — ou sa commodité — linguistique, peut-être ? —, suivant qu'il s'adresse à Londres ou à Madrid plutôt qu'à Paris [4].

Comment va-t-il s'y prendre en effet, concrètement ? Pour que l'accès soit facile à toutes les horloges précises de l'Europe, et sans doute aussi aux Etats-Unis [5], tenez ! nous allons particulariser notre interrogation. Voici venu le soir de la Saint-Sylvestre ; il va être minuit ; je souhaite positionner les aiguilles de ma montre — ce sera notre mobile — sur le douze du cadran au moment précis où l'année basculera. Si j'ai opté pour l'horloge parlante, j'utiliserai le téléphone — comme je puis d'ailleurs le faire à n'importe quel moment —, mais j'entendrai le « quatrième top » fatidique, dans l'écouteur de mon combiné, une brève fraction de seconde *après* qu'il a été effectivement émis dans les locaux abritant l'horloge — on peut évaluer cette parcelle de temps à un dix-millième de seconde environ —, car sa transmission le long des fils téléphoniques n'est *pas instantanée*. Pour Londres ou Madrid — pourquoi pas Rome ? — je devrai recourir à la télévision : des équipes d'opérateurs affairés et conscients de l'importance de leur rôle ont été dépêchées pour la circonstance aux premières loges, en vue directe de l'une ou l'autre de ces horloges symboliques et quasi mythiques ; ils feront parvenir des images à l'émetteur dont ils dépendent ; ces images de « *noche vieja* [6] » (comme disent métaphoriquement les Espagnols) devront encore voyager jusqu'à mon récepteur. Il est sans doute clair que — satellite ou pas — ces signaux électromagnétiques mettront *plus de temps* pour m'atteindre que ceux de l'horloge parlante plus voisine.

Sans doute pense-t-on que me voilà en train de couper en quatre des cheveux d'ange blond [7]. Mais ces anges et leur crinière dorée, tout un chacun peut les voir aussi et les entendre, grâce aux moyens modernes de communication.

Jadis, pour faire savoir une nouvelle importante — naissance ou décès — à un lointain parent ou ami, perdu quelque part au Québec, ou à New York ou à Caracas, on envoyait un faire-part, ou une lettre, par la poste. A cette époque-là, c'était essentiellement la vitesse des paquebots transatlantiques qui imposait à la transmission un délai incompressible. Puis vint l'Aéropostale (avec le légendaire Jean Mermoz), beaucoup plus rapide. Et maintenant les ondes hertziennes. Pas selon le trajet le plus direct, car le message ne serait pas audible, ou visible ; mais *via* un satellite de télécommunications. Grâce à une vitesse d'acheminement incomparablement supérieure — elle est pratiquement égale à c —, le détour par le satellite n'empêche pas que l'on puisse s'entendre (téléphone, radio) ou se voir (télévision) *en direct*.

Pourtant — on l'aura remarqué — une conversation transatlantique trop animée s'embrouille aussitôt, ou bien « notre correspondant au Pérou », bien visible sur l'écran, tarde une fraction de seconde nettement perceptible à répondre au salut ou aux questions du présentateur de Paris. La finitude de la vitesse c nous apparaît donc clairement dans une de ses conséquences inéluctables. Tout comme nous apparaît celle du son lorsqu'un charpentier, juché sur un faîte à quelques centaines de mètres, abat son marteau : l'image nous en parvient d'abord — le décalage dû à la lumière est ici parfaitement négligeable —, puis, seulement après une fraction de seconde, le claquement sonore ; ou bien, les jours d'orage, l'éclair nous éblouit en premier, puis nous parvient le bruit épouvantable du tonnerre, car la vitesse de la lumière (l'éclair) est incomparablement supérieure à celle du son (le grondement du tonnerre, d'ailleurs le plus souvent réverbéré et répercuté par les obstacles que dressent devant lui les épais nuages noirs, les collines et les montagnes).

Problèmes de transformation du temps

La vitesse de la lumière dans le vide, c, est donc bien réelle, tangible même, en quelque sorte. Einstein postule qu'elle est la même dans deux référentiels d'inertie, qui se déplacent l'un par rapport à l'autre en un mouvement de translation uniforme. Mais, il faut pourtant le dire, cela n'est possible que si la transformation de Galilée — dont personne n'avait jusque-là mis en doute la pertinence pour régir le passage de l'un à l'autre de ces référentiels — est écartée au profit d'une autre loi de transformation. « Bon ! direz-vous, voyons cela. » Mais laissez-moi vous informer plus avant : pour que la vitesse de la lumière soit la même, à savoir c, dans deux référentiels en mouvement relatif, il est *indispensable* que *le temps soit différent* de l'un à l'autre. « Ceci paraît pour le moins curieux ! Qu'est-ce à dire ? » Que, par exemple, deux événements simultanés dans un référentiel ne le sont point dans un autre ! Et même — nous le verrons bientôt — ils se manifestent, tantôt l'un *avant* l'autre, tantôt l'un *après* l'autre, suivant le référentiel choisi ! Que voilà bien une surprise ! Qui aurait pu seulement imaginer, dans un rêve débridé, que l'ordre chronologique de deux faits objectifs pût s'inverser d'un référentiel à l'autre, ou qu'ils pussent apparaître simultanés ou disjoints selon l'observateur !

Ce fut effectivement autour du temps, autour de la *simultanéité*, plus particulièrement, que cristallisèrent des oppositions farouches aux idées relativistes d'Einstein : comment admettre, comment concevoir, seulement, que deux événements simultanés pussent être séparés temporellement, et cela par un simple changement de référentiel, autant dire de point de vue ? Et de reprendre les histoires de train ou de bateau. Il y avait les irréductibles de la simultanéité *absolue*, qui refusaient d'en démordre : deux événements sont, ou ne sont pas, *intrinsèquement* simultanés, indépendamment de l'observateur, de la manière dont il regarde les *faits* comme de ses opinions ou sentiments. Il y avait les hésitants, évidemment sensibles — qui ne l'aurait été ? — aux arguments des premiers apparemment gravés dans un marbre éternel, mais conscients « qu'il fallait faire quelque chose », notamment pour résoudre le casse-tête des résultats expérimentaux de Michelson. On aura remarqué à ce propos la méthode d'Einstein fondée sur l'inversion des propositions : au lieu de tenter d'expliquer ces résultats — qu'il ne connaissait d'ailleurs peut-être pas — à partir d'un principe plus général, il les avait pris pour fondements de son postulat — ce qui revenait, en quelque sorte, à supposer le problème résolu — pour en tirer ensuite les conséquences, si insolites fussent-elles.

Des bruits couraient aussi qui — fait remarquable — transpiraient vers ce qu'il est convenu d'appeler le grand public. Ces bruits étaient alarmants, quant à la nature même — humaine ?... diabolique ?... — de la théorie relativiste, quant à sa rationalité et son intelligibilité. Je me souviens, enfant, d'avoir entendu mon maître d'école — qui de sa vie n'a su ce que peut être la théorie de la Relativité — proférer d'un air entendu et mystérieux, sûr de soi, que l'espace où nous vivions comptait quatre dimensions, et non pas trois, la quatrième étant le temps ; puis, comme s'il participait lui-même de ce mystère ineffable, il laissa tomber ces mots : « Il n'y a que deux personnes au monde qui puissent comprendre cela. » Bigre !... La première s'identifiait d'elle-même : le nom d'Einstein était, et reste encore, sur toutes les lèvres. La seconde était Henri Poincaré, connu lui aussi, mais plus vraisemblablement à cause de son cousin Raymond, homme politique célèbre.

Henri Poincaré joua véritablement un rôle décisif dans la diffusion et l'acceptation de la théorie de la Relativité, car il était sans doute celui qui en était le plus proche. D'autres y contribuèrent aussi, Max Planck par exemple. La tornade de 1905 ne l'avait pourtant pas épargné lui non plus : inventeur des quanta en 1900, il fut stupéfait de voir ce qu'en faisait Einstein cinq ans après, dans un autre article.

Du point de vue de l'épistémologie, il est une autre particularité remarquable de la théorie de la Relativité (restreinte)[8] : bien que si peu « naturelle », bien que si dérangeante, la Relativité d'Einstein finit par s'imposer, assez vite somme toute[9], *sans avoir à exhiber de preuve tangible,* réelle, de sa pertinence, sans avoir à passer par de quelconques fourches caudines expérimentales ; pas d'expérience cruciale, donc. Mais cette théorie, vilain petit canard à ses débuts, acquérait, si on lui permettait de se développer, un somptueux plumage immaculé et couvrait de ses vastes ailes, avec autorité et majesté, tous les faits alors connus.

Bonne fille toutefois, elle confirmait l'autorité de son aînée la mécanique newtonienne sur les domaines où celle-ci régnait déjà et s'illustrait depuis plus de deux siècles : pour les mobiles dont la vitesse est négligeable devant c — on les dit *« non relativistes »* — les prédictions de la mécanique relativiste ne se distinguent pas de celles de la mécanique newtonienne. Comme c avoisine les trois cent mille kilomètres par seconde, les voitures et autres avions, fusées même, sont justiciables des lois de Newton ; est lui aussi non relativiste le mouvement de la Terre autour du Soleil (environ trente kilomètres par seconde), et jusqu'à la course du Soleil dans la Voie Lactée (quelque deux cents kilomètres par seconde) ou celle de la Voie Lactée dans l'amas de galaxies auquel elle participe (et que l'on nomme le « Groupe local »).

La théorie de Maxwell, quant à elle, se rendit sans condition et sans combat ; on peut même dire qu'elle passa à l'envahisseur avec armes et bagages, heureuse de n'avoir pas à s'expliquer sur le paradoxe du vent d'éther.

A conforter ainsi les théories qui l'avaient précédée, tout en les époussetant au passage et leur ôtant même à l'occasion quelque épine du pied, la Relativité d'Einstein engrangeait leurs acquis et leurs succès dans ses propres greniers. Elle leur donnait en retour une légitimité plus assurée, une dimension nouvelle ; elle les mettait en perspective dans un cadre grandiose où elles tenaient toutes, quoique rangées différemment et plus profondément reliées. Bref, avant que d'avoir vraiment convaincu, elle s'était faite indispensable.

J'entends demander où se situe la frontière entre les domaines relativiste et newtonien. Il n'est pas de limite exactement définissable ; tout est question de précision ou d'approximation. La théorie relativiste s'applique partout. On peut l'approximer par la mécanique newtonienne dans les cas où toutes les vitesses restent très loin de c. Mais j'ai cité tout à l'heure la vitesse de la Terre sur son orbite (trente kilomètres par seconde, donc très faible devant trois cent mille kilomètres par seconde). On a pourtant envisagé pendant des années de mettre en évidence, par des moyens interférométriques de haute précision, le « vent d'éther » qui devrait se manifester par suite du mouvement de la Terre. Si l'expérience a échoué, ce n'est pas faute de précision ; mais la Terre elle aussi obéit au fondement de la théorie relativiste : la vitesse de la lumière est la même dans le référentiel lié à la Terre que dans celui du Soleil ou de l'espace.

La relativité du temps, preuve à l'appui

Nous voulons montrer ici que le postulat relativiste d'Einstein — la lumière se propage à la même vitesse c dans tous les référentiels d'inertie — est incompatible avec un temps unique et absolu, s'imposant de même façon dans tous les référentiels.

SYNCHRONISATION DES HORLOGES DANS UN RÉFÉRENTIEL

Reprenons, pour en préciser les contours et en donner la réponse, la question cruciale que nous avons évoquée, concernant un mobile qui passe en M à l'instant t. Nous avons déjà placé un observateur au point M. Mais comment atteindre le temps t du passage, puisque le recours aux horloges de référence est impossible lorsque la vitesse de la lumière n'est plus infinie ?

Qu'à cela ne tienne ! S'il existe une horloge précisément au point M où passe le mobile, alors l'aiguille de cette horloge marque t précisément lorsque le mobile aborde M. Nous voici donc amenés à associer (en principe, tout au moins) une horloge à chacun des points du référentiel R considéré. La sagesse populaire constate qu'« on ne peut pas mettre un gendarme derrière chaque citoyen » ; c'est pourtant ce que nous faisons ici, *mutatis mutandis*, mais seulement « en principe ».

Apparaît alors en pleine lumière la nécessité — qui montre depuis quelque temps, de-ci de-là, le bout de son nez —, cette fois inéluctable, de *synchroniser* l'ensemble de ces horloges. On ne peut pas les laisser, chacune pour soi, évoluer à vau-l'eau de leurs impressions temporelles subjectives. En effet, l'analyse du mouvement d'un mobile dans le référentiel R exige que l'on puisse connaître sa position comme fonction d'*un paramètre-temps unique.*

La solution s'avère élémentaire. C'est l'alliance de la simplicité des arguments avec la fulgurance des conclusions qui fait la splendeur des raisonnements d'Einstein :

Quel dieu, quel moissonneur de l'éternel été
Avait, en s'en allant, négligemment jeté
Cette faucille d'or dans le champ des étoiles[10].

HUGO

Considérons deux points M_1 et M_2 fixes dans le référentiel R, que nous supposons galiléen. On mesure — tranquillement, puisque les deux points sont immobiles dans le référentiel choisi — la distance d entre ces deux points. Ensuite, on émet, de M_1 par exemple, un bref signal lumineux au moment où l'horloge H_1, située au point M_1, marque le temps t_1. Lorsque ce signal est reçu en M_2, on règle l'horloge H_2 qui s'y trouve sur le temps $t_2 = t_1 + d/c$. C'est comme si vous aviez, une fois pour toutes, mesuré la distance qui vous sépare de l'horloge parlante, et que vous décaliez systématiquement, pour mettre à l'heure votre montre, les indications que vous entendez au téléphone : « Au quatrième top, il sera exactement huit heures trente-cinq minutes », et vous réglez votre montre sur huit heures trente-six quand vous percevez le top. J'exagère sans doute quelque peu : le décalage atteindrait une minute si vous vous trouviez à dix-huit millions de kilomètres de l'émetteur !

On peut, sur ce principe, synchroniser l'ensemble des horloges du référentiel à partir de l'une d'entre elles, choisie comme point de départ et de référence. On postule — ce qui est vérifié par l'expérience et n'entre en contradiction avec aucun principe — que ce procédé satisfait aux indispensables conditions de réciprocité et de transitivité : si H_2 a été synchronisée à partir de H_1, alors H_1 est *ipso facto* synchronisée avec H_2 ; si H_1 et H_2 ont été séparément synchronisées à partir d'une même horloge H_0, alors H_1 et H_2 sont synchronisées entre elles.

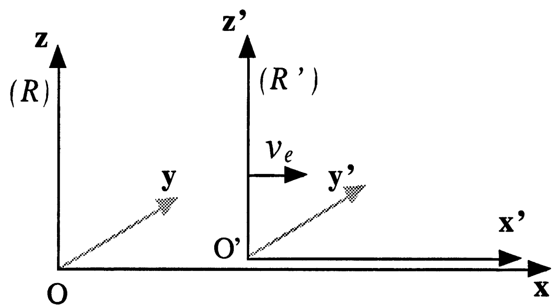
Cette synchronisation une fois réalisée sur toute l'étendue du référentiel, on peut parler à bon escient de la *simultanéité* de deux événements qui se produisent en des point M_1 et M_2 distincts, dans le *même référentiel* R : ces événements sont simultanés si, lorsqu'ils surviennent, les horloges H_1 et H_2 qui sont placées en M_1 et M_2 marquent le même temps.

Changement de durée par changement de référentiel

Rien de révolutionnaire, jusqu'ici : il s'agit seulement de prendre en compte la finitude de la vitesse de la lumière.

CHOIX SIMPLE DE LA DISPOSITION DES DEUX RÉFÉRENTIELS

Mais examinons maintenant le problème de *deux référentiels* galiléens R et R' *différents*, en mouvement de translation uniforme l'un par rapport à l'autre. Nous choisirons, pour simplifier l'argument, des référentiels se déduisant aisément l'un de l'autre (figure). Le premier, R, est caractérisé par un repère cartésien $Oxyz$, le second R' par un repère $O'x'y'z'$ dont les axes sont parallèles à ceux de R ; le point O' se déplace, par rapport à R, le long de Ox, avec la vitesse constante v_e. Chaque point de R est muni d'une horloge au repos dans R, chaque point de R' d'une horloge au repos dans R' ; les horloges de R sont synchronisées entre elles, et celles de R' entre elles, séparément : c'est, d'après le postulat d'Einstein, la *même* vitesse c qui sert dans les deux cas. Nous supposons maintenant, toujours dans un souci de simplicité, que l'horloge de O (immobile dans R) et celle de O' (qui appartient à R') sont réglées à $t = 0$ pour la première et $t' = 0$ pour la seconde au moment précis où les points O et O' coïncident, ce qui n'a lieu qu'une fois à cause du mouvement relatif des deux référentiels.



Le référentiel R' est animé par rapport à R d'un mouvement de translation uniforme caractérisé par la vitesse v_e.

Une explication, peut-être. Pour que les observateurs attachés au référentiel R puissent dialoguer avec ceux du référentiel R' — ils voudront par exemple vérifier que la forme des lois physiques est bien la même dans R' que dans R —, il est nécessaire qu'ils se mettent d'accord sur le choix d'un événement objectif, reconnaissable entre tous, et qu'ils conviennent par avance des coordonnées qu'aura cet événement dans R, et desquelles lui seront données dans R'.

Ici, nous avons procédé de façon simple mais nécessairement laborieuse. Nous avons d'abord convenu que *Ox* et *O'x'* seront tous deux parallèles à la vitesse relative v_e des deux référentiels ; nous nous sommes en outre arrangés pour que le point *O'* soit un point de l'axe *Ox* lui-même, ce qui entraîne que *O* est à son tour un point de *O'x'*. Mais nous n'en avions pas fini avec les axes d'espace : il fallait encore disposer *O'y'* et *O'z'* en relation avec *Oy* et *Oz* ; nous avons tout simplement décidé qu'ils seraient parallèles chacun à chacun.

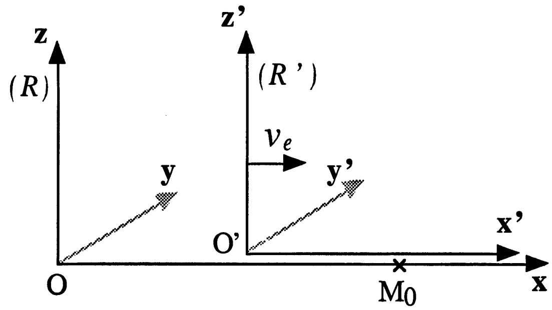
Restait pourtant à caler, l'une par rapport à l'autre, les origines des temps. Dans chaque référentiel, l'origine des temps est arbitraire : dans le nôtre, on peut aussi bien choisir la naissance du Christ que l'Hégire de Mahomet ; peu importe, pourvu que la décision soit explicitée. Mais si, comme nous le faisons ici, on navigue entre deux référentiels distincts, il faut arrêter comment le zéro de l'une des échelles se place sur l'autre échelle.

Là encore, nous avons été laborieux mais en fin de compte simples. Il nous fallait un événement objectif qui pût être identifié par les deux groupes d'observateurs. Nous avons adopté à cet effet la coïncidence des points *O* et *O'*. Pas très spectaculaire, j'en conviens. Mais on peut s'arranger — ce serait un jeu d'enfant pour un artificier tant soit peu expérimenté — pour qu'une fusée éclate — oh ! la belle bleue ! — juste au moment où *O* et *O'* passent l'un devant l'autre. Et nous avons fortement suggéré à l'observateur de *R* placé au point *O*, comme à celui de *R'* se situant en *O'*, de régler alors leur montre sur zéro heure ($t = 0$ et $t' = 0$), quelles que soient par ailleurs leurs préférences religieuses ou politiques.

COMPARAISON DES DEUX ÉCHELLES DE TEMPS

Imaginons que, à cet instant initial où *O'* et *O* coïncident, un bref signal lumineux soit émis de cette origine, alors commune aux référentiels *R* et *R'*. Supposons que nous ayons disposé à l'avance un détecteur de lumière, immobile dans *R* — pour simplifier —, en un point M_0 de l'axe *Ox* (figure). Dans le référentiel *R*, le détecteur est repéré par l'abscisse x_0 de M_0 sur l'axe *Ox* ; une horloge H_0 y est incorporée, située donc en M_0 et au repos dans *R*. Le signal parvient par conséquent au détecteur au moment où cette horloge H_0 marque le temps $t_0 = x_0/c$. Cela résulte directement du procédé de synchronisation que nous avons décrit il y a peu, et de l'origine des temps.

Analysons ensuite les phénomènes comme ils se présentent dans le référentiel *R'*. Entendons-nous bien : nous avons maintenant déménagé pour nous transporter dans *R'*. C'est désormais ce



Au point M_0, immobile dans le référentiel R, est attaché un détecteur de lumière, qui reçoit le signal émis par le point O et le point O' lors de leur coïncidence.

référentiel-là qui est pour nous immobile. Le référentiel R, et avec lui le détecteur — puisqu'il en est solidaire —, sont en mouvement par rapport à nous avec pour vitesse l'opposée de v_e. Regardons la figure précédente, et — au prix d'un peu de concentration — voyons-la comme représentant cette fois $O'x'y'z'$ fixe, alors que le point O et le détecteur M_0 glissent le long de $O'x'$, de la droite vers la gauche. Y sommes-nous ?... Le signal lumineux frappe le détecteur ; voilà un événement objectif. Comment le repérons-nous dans R' ? L'abscisse x'_0 du détecteur sur l'axe $O'x'$, à ce moment-là, est évidemment inférieure à x_0. Or, dans R' aussi le signal est parti de l'origine O' à l'instant zéro ; dans R' aussi la vitesse de la lumière vaut c (postulat d'Einstein). Mais la distance parcourue par la lumière, ici x'_0, est inférieure à celle qu'elle a franchie dans R, savoir x_0. Le temps $t'_0 = x'_0/c$ qui s'est écoulé dans R' entre l'émission et la réception du signal — ce temps se lit sur l'horloge, immobile dans R', devant laquelle passe le détecteur lorsqu'il reçoit le signal — est *différent* du temps $t_0 = x_0/c$ qui a été déterminé dans R.

Ainsi, le *même événement physique* (réception du signal lumineux par le détecteur), qui est repéré — comme on s'y attendait de toute façon [11] — par des abscisses x_0 et x'_0 différentes de R à R', se produit à *des instants t_0 et t'_0 différents dans les deux référentiels*. De même que celle de référentiel absolu, *la notion de temps absolu est incompatible avec le postulat d'Einstein.*

Une montre en mouvement retarde-t-elle ?

La question est posée souvent : n'est-ce pas son mouvement rapide qui influe sur le mécanisme de l'horloge et l'amène à retarder ? Comment est affecté son fonctionnement, comment se comportent son oscillateur et ses engrenages pour qu'elle en vienne à ralentir ? Voilà une interrogation parfaitement légitime, indispensable même. Elle peut néanmoins conduire, si l'on se contente d'arguments approximatifs ou prétendument « intuitifs », à un cercle vicieux, à un paradoxe, à une situation irréaliste.

Pour éviter ce piège, formulons le problème de façon plus précise : nous regardons, depuis le référentiel R où nous avons élu domicile, une pendule attachée à un autre référentiel R' qui se déplace par rapport à R. Ainsi constatons-nous évidemment, depuis R, que cette pendule est en mouvement. Une analyse minutieuse — analogue au raisonnement que nous avons mené ci-dessus — montre sans conteste que *cette pendule retarde dans R*. Voici ce que signifie cette affirmation. L'intervalle de temps caractéristique de son tic-tac prend sa valeur nominale — une seconde pour le balancier d'une horloge ancienne — dans le référentiel R' où elle est *au repos*. Mais nous habitons le référentiel R où la pendule est cette fois *en mouvement* (translation uniforme). Le *même* tic-tac, sans qu'intervienne *aucune modification* du mécanisme ni des caractéristiques de la pendule, est *allongé* lorsque nous l'évaluons depuis R — c'est-à-dire à l'aide des horloges au repos dans R. Donc toute pendule se mouvant par rapport au référentiel R — à cheval, en voiture, en train ou en fusée — retarde dans R, par comparaison avec l'heure qu'elle marque dans le référentiel R' où elle est immobile.

A l'interrogation formulée ci-dessus, il convient donc de répondre sans hésitation ni ambiguïté : le décalage observé et constaté est *purement cinématique*. Indépendant de la nature — mécanique ou électrique ou atomique... — de la pendule en question, il a pour seule origine les propriétés de l'espace-temps que manifeste la transformation de Lorentz, et s'applique partant, sans exception ni discrimination, à *tous* les mécanismes et modes de fonctionnement de *toutes* les horloges, modernes ou archaïques, connues aujourd'hui ou encore à inventer.

Cette conclusion s'imposera peut-être avec plus de force et d'évidence si on la fonde sur un argument général et théorique, comme suit. Le principe de Relativité veut que *toutes les lois* de la physique soient *identiques* dans deux référentiels animés l'un vis-à-vis de l'autre d'un mouvement de translation uniforme, comme le sont R et R'. Cette affirmation a pour corollaire immédiat qu'aucune des causes ou principes qui régissent le fonctionnement d'une horloge, quel que soit le domaine auquel ils ressortissent, n'est modifiée par le mouvement uniforme de R' par rapport à R. Seulement les coordonnées spatio-temporelles d'un événement, de nature quelconque par ailleurs, sont affectées toutes quatre (trois d'espace, une de temps) par un changement de référentiel. En aucune manière ne doit-on chercher, à cette transformation — avérée — subie par les coordonnées d'un même événement, des causes qui résideraient dans quelque modification des forces et interactions qui s'exercent sur et entre les objets qui composent la pendule.

Il serait malhonnête de ne pas évoquer ici une proposition tout aussi valable que la précédente, et qui compose avec elle une manière de paradoxe. Nous l'examinerons plus à loisir au chapitre premier de la deuxième partie, et nous contenterons pour l'instant de l'énoncer : pour un observateur immobile dans le référentiel R, les horloges emportées par R' retardent, parce qu'elles sont en mouvement par rapport à lui ; inversement, pour un autre observateur lié à R', le référentiel R est en mouvement, et ses horloges retardent à leur tour.

Dilatation des durées

Et la simultanéité, dans tout cela ? Rien à en dire, qui ne l'ait déjà été. Chacun reste sur ses positions, claire l'une, et explicite, l'autre catégorique et immuable. Eh bien, changeons légèrement l'angle de vue, sans quitter le thème du temps, pour nous intéresser à la *dilatation des durées*. Nous verrons que ce phénomène, prédiction caractéristique de la théorie relativiste, est *vérifié sans conteste par l'expérience*.

LA LOI DE DÉCROISSANCE RADIOACTIVE

Il existe dans la Nature des objets *radioactifs*, dont les premiers furent découverts par Henri Becquerel en 1896, puis d'autres, tout aussitôt après, par Marie Curie. Mais la plupart sont actuellement *artificiels*, c'est-à-dire produits par réactions nucléaires. La liste s'en est allongée démesurément, de sorte que, à l'heure actuelle, l'immense majorité des noyaux atomiques et des particules subnucléaires, que l'on connaît par centaines, est radioactive — on dit plutôt *instable*. On dispose donc d'un corpus extrêmement abondant, extrêmement varié, dans un cadre commun très strict et très simple[12], que nous allons maintenant décrire succinctement[13].

Prenons une assemblée, assez considérable, de particules instables d'un certain type, le même pour toutes. On constate que, en l'absence de toute intervention extérieure, leur nombre diminue progressivement au cours du temps, selon une loi exponentielle rigoureuse connue précisément sous le nom de *loi de décroissance radioactive.* Elle fait intervenir un paramètre, un temps caractéristique, que l'on nomme « *période* » de cette espèce de particules (on dit aussi « *durée de vie* ») : la période est le temps au bout duquel le nombre de membres de l'assemblée a chuté à la moitié de ce qu'il était initialement. Rassurez-vous pourtant : les particules ne disparaissent pas comme cela, sans laisser de traces ; elles se sont *désintégrées* en deux ou plusieurs autres particules — qui peuvent être instables elles-mêmes et donc se désintégrer à leur tour. On appelle « *mode de désintégration* » l'ensemble final de particules ; il remplace celle qui s'est évanouie — selon une loi d'évolution interne : elle n'a pas été détruite par une quelconque action extérieure. Le mode de désintégration est spécifique à chaque genre de particules instables [14].

CARACTÈRES REMARQUABLES DE LA DURÉE DE VIE D'UN OBJET MICROSCOPIQUE

La première propriété, extrêmement précieuse, de la durée de vie d'un type déterminé de particules, est d'être *totalement indépendante des conditions extérieures* de température, de pression, de contexte chimique... C'est ce qui permet par exemple d'utiliser le *Carbone 14* (période de 5 730 ans) pour dater des objets vieux de quelques centaines ou quelques milliers d'années, sans avoir à se préoccuper des aléas climatiques ou environnementaux (glaciations, éruptions, cataclysmes...) qui ont pu intervenir entre-temps.

Mais la période change, et dans d'énormes proportions, lorsqu'on change le type de particules : cela peut aller de 10^{-24} seconde (« Le temps d'apprendre à vivre il est déjà trop tard [15] ») jusqu'à 10^{17} années (« Je suis venu trop tard dans un monde trop vieux [16] ») (par comparaison, l'âge de l'Univers est évalué à 10^{10} ans seulement). Il est rare, même en physique, de rencontrer une loi qui tienne ainsi sans défaillance une pose aussi rigoureuse sur une cinquantaine d'ordres de grandeur (une cinquantaine de puissances de dix). Toutefois, la durée de vie est *caractéristique* de chaque espèce de particules, de façon aussi intrinsèque que peut l'être sa masse : pour telle de ces espèces, la période de leur désintégration est telle, quelles qu'aient pu par ailleurs être les démarches qui ont permis de les créer.

DURÉE DE VIE ET RELATIVITÉ

Tout cela était destiné, aussi en partie, à mettre le lecteur en confiance, à lui représenter que la loi de décroissance radioactive, fiable et immuable, ne faiblirait pas, ne se laisserait pas entraîner à je ne sais quelle fantaisie ou bizarrerie si l'on faisait subir aux particules instables je ne sais quel traitement ou transformation.

Précisons maintenant un point, capital pour la suite : la durée de vie, la période d'un objet instable se mesure dans le référentiel où *cet objet est au repos* : nous étudions un échantillon (une assemblée) dont tous les membres restent *immobiles*. Chacun d'eux s'empresse d'oublier l'événement qui lui a donné naissance, qui a présidé à sa « *production* », comme on dit volontiers : son évolution ultérieure en est strictement indépendante. Puisque, pourtant, cette particule demeure par hypothèse immobile, *les deux événements* objectifs de son apparition puis de sa disparition — de sa production puis de sa désintégration — ont lieu en *un seul et même point de l'espace*, par définition même de l'immobilité et donc du référentiel de repos. On dit de ces deux événements qu'ils sont séparés par un *intervalle de temps propre* : la durée de vie d'une particule instable d'espèce particulière se *définit* comme une *durée propre*.

Pour mieux comprendre la notion d'intervalle de temps propre, et la notion inverse d'intervalle impropre, faisons appel à notre (futur) invité Hercule Poirot, dont nous conterons bientôt une aventure édifiante[17]. Confortablement installé dans un train anglais, il jongle avec une pièce de monnaie : dans le référentiel du wagon, c'est un temps propre qui sépare l'essor et l'atterrissage de la piécette, puisque tous deux se font sur la paume de Poirot, immobile dans le wagon. Pour un chef de gare, en revanche, debout sur son quai à regarder le convoi filer — dans le référentiel lié au sol, donc — le lancement de la pièce et sa récupération ne se situent pas au même endroit, puisque la main de Poirot, avec toute sa personne, se déplace le long de la voie (un mètre cinquante environ) pendant que la pièce est en l'air. On nomme évidemment « impropre » un intervalle de temps qui sépare deux événements se produisant en des points différents de l'espace. Ainsi, le geste d'Hercule Poirot provoque la succession de deux événements objectifs dont la disjonction au cours du temps est propre dans le référentiel du train, impropre dans celui de la gare.

Pour les particules instables, c'est la durée de vie propre qui se manifeste dans leur référentiel de repos ; mais c'est un intervalle de temps impropre qui s'écoule, dans tous les autres référentiels, entre leur production et leur désintégration. Si — cas très fréquent —

les particules se meuvent dans le laboratoire, l'intervalle de temps mesuré sur elles par l'expérimentateur sera impropre : créées ici, en effet, elles iront se désintégrer là.

La durée de vie propre est, comme l'est sa masse, une propriété intrinsèque de la particule. Il existe des tables, régulièrement mises à jour, que l'on peut consulter pour savoir la masse et la durée de vie (propre) de toutes les particules connues (si la particule n'est pas instable, mais bien stable, sa durée de vie est tout simplement infinie).

Si l'on étudie dans le laboratoire une assemblée de corpuscules instables en mouvement, et si ce mouvement est le même pour tous, leur nombre évolue, ici aussi, exponentiellement ; toutefois la *durée de vie impropre* τ_{imp} que l'on mesure alors est différente de τ, durée de vie intrinsèque ou propre. Or la théorie de la Relativité relie de façon très précise et très simple un intervalle de temps propre à tous les intervalles impropres auxquels il peut donner lieu : il suffit d'appliquer les formules relativistes de changement de référentiel, que l'on regroupe sous le nom de « transformation de Lorentz ». On démontre très aisément — nous ne le ferons pourtant pas — la relation que voici, connue comme la formule de *dilatation des durées* :

$$\tau_{imp} = \frac{\tau}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

v désigne ici la vitesse des particules dans le laboratoire ; c'est aussi celle du référentiel de repos (propre), qui suit en quelque sorte les particules dans leur mouvement.

Remarquons — mais on s'y attendait — que la correction est négligeable si le rapport v/c est petit (devant 1). Ce rapport est nécessairement inférieur à 1, sous peine de destruction de la formule. On note aussi que τ_{imp} est systématiquement *plus longue* que τ (car le dénominateur est toujours inférieur à 1) ; d'où l'expression de « dilatation des durées » (sous-entendu : « des durées propres »). L'effet est *typiquement relativiste :* il s'efface tout naturellement si la vitesse v est non relativiste, c'est-à-dire très petite par rapport à c.

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE DE LA DILATATION DES DURÉES

Insistons sur le fait qu'*il ne s'agit pas d'une illusion* ou de je ne sais quel artefact. Pour le comprendre concrètement, sollicitons une conséquence qui se manifeste quotidiennement, et même pluriquotidiennement, de façon permanente en fait, auprès des grands accélérateurs de particules comme ceux du CERN, à Genève.

Choisissons pour exemple une particule subnucléaire banale, très bien connue, celle que l'on nomme « méson π » ou plus familièrement « pion [18] ». La durée de vie propre des pions est de $2{,}6 \times 10^{-8}$ seconde : c'est peu, à n'en pas douter, mais tout à fait mesurable avec précision.

Maintenant les accélérateurs modernes communiquent couramment aux pions des énergies dix ou cent fois supérieures à leur énergie de masse mc^2. Or, en Relativité, c'est la même racine carrée de $(1 - v^2/c^2)$ qui intervient ici, également au dénominateur, pour relier l'énergie d'une particule de vitesse v à son énergie de repos mc^2. Autrement dit, la durée de vie impropre de ces pions est dix ou cent fois plus longue que leur durée de vie propre ! L'effet est donc énorme, et sa vérification expérimentale aisée (elle a été menée à bien, cela va sans dire).

Exploitons cet exemple encore un peu, pour préciser les ordres de grandeur. D'abord la vitesse v — obligatoirement inférieure à c, nous le savons — atteint 0,995 c lorsque le facteur de proportionnalité entre les énergies est de 10 ou 0,99995 lorsqu'il vaut 100. Peut-être pensera-t-on qu'il y a là quelque tricherie, ou quelque jésuitisme, à soutenir mordicus que 0,99995 est vraiment inférieur à 1, que v ne dépassera pas c même si le facteur devient mille... Non ! Non ! Point d'exagération, point de tricherie ! La vitesse v est véritablement bloquée par la limite infranchissable c, mais rien ne l'empêche de s'en approcher de très près. On ne pensera pourtant pas, je présume, qu'on atteint d'aussi folles énergies d'une simple chiquenaude !

Mettons cela de façon plus parlante, en raisonnant sur les longueurs parcourues. Dans le laboratoire, la vitesse des particules, que dix soit le facteur ou qu'il atteigne cent, est pratiquement égale à c : nous serons d'accord sur ce point. Si donc elles vivaient un temps τ, leur durée de vie propre, celle qui se lit dans les tables, elles parcourraient, avant de se désintégrer, la distance $c\tau$, qui est d'environ huit mètres pour les pions. C'est déjà beaucoup, pour une vie aussi brève (quelque 10^{-8} seconde) ; c'est que la vitesse est formidable (trois cent mille kilomètres par seconde à très peu près). Mais, dans la *réalité* du laboratoire, les longueurs *effectivement franchies* sont de plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines de mètres ! Cela permet de construire avec les pions (chargés), quoique instables, de véritables faisceaux, parcourant plusieurs dizaines de mètres. Une telle longueur autorise en effet toutes les opérations nécessaires à l'obtention et au réglage d'un faisceau — principalement à l'aide d'électro-aimants entourant le tube à vide où se ruent les pions —, ainsi qu'à la mesure de son intensité. On peut ensuite diriger de tels faisceaux vers diverses cibles, afin d'analyser les processus d'interaction entre particules subnucléaires.

Contraction des longueurs

A la dilatation des durées correspond, trait pour trait, une *contraction des longueurs*, celle-là même que Hendrik Antoon Lorentz avait imaginée comme explication possible pour la nullité récidiviste du résultat fourni par les expériences de Michelson et Morley : une règle dont la longueur est L lorsqu'on la mesure au repos est réduite à $L\sqrt{1-v^2/c^2}$ lorsqu'elle se déplace à la vitesse v (encore ce même facteur, ici multiplicatif !).

Mais il est une différence fondamentale, que nous allons essayer de dégager, entre le modèle de Lorentz [19] et la théorie d'Einstein. Tous deux expliquent le phénomène — savoir l'absence de « vent d'éther ». Mais c'est dans le statut même de l'explication que réside la distinction, fondamentale, entre « modèle » et « théorie ».

Pour Lorentz, la contraction des longueurs était une hypothèse *ad hoc*, imposée par le résultat des expériences, et dont il ajustait l'ampleur pour compenser l'effet du vent d'éther : cet effet était pour lui réel et inéluctable ; comme — il fallait se rendre à l'évidence expérimentale — les mesures de la vitesse de la Terre par rapport à l'éther donnaient systématiquement zéro, on devait imaginer un *autre effet* qui annulât le premier. Ce fut selon Lorentz la contraction des longueurs. Lorentz considérait en outre que son hypothèse était d'ordre dynamique : étaient en jeu, dans la contraction des longueurs, les forces intermoléculaires — pensait-il —, celles-là mêmes qui assuraient la cohésion et la forme de l'objet — l'interféromètre de Michelson, tout particulièrement — ; ces forces — selon lui — se propageaient de proche en proche dans l'éther, à l'instar de la lumière (n'étaient-elles pas, pour l'essentiel, électromagnétiques comme l'est elle-même la lumière ?). Pour ce qui est des durées, Lorentz s'était construit de toutes pièces une manière de compromis : la transformation — pour lui — ne touchait pas au temps « véritable » — ainsi nommait-il une chimère qu'il s'était forgée —, immuable en soi, mais affectait seulement des « temps locaux », intermédiaires mathématiques sans réalité physique.

Pour Einstein, tout au contraire, l'hypothèse de l'éther était superflue, et devait être remplacée par le postulat que nous avons énoncé [20]. De ce postulat découlent les lois selon lesquelles s'effectuent les changements de référentiel — lois que l'on nomme précisément « la transformation de Lorentz ». Il en résulte que la dilatation des durées et la contraction des longueurs sont deux conséquences d'une même et unique cause — le postulat d'Einstein — et sont de nature purement *cinématique* : les forces n'y participent pas comme agents physiques, se contentant de suivre les impératifs des formules de transformation. L'hypothèse ayant rang de postulat est, chez Einstein, simple et limpide. Pas besoin de longues dissertations ni d'arguments ardus. En outre, aucune autre supposition n'intervient jamais dans les raisonnements ou les calculs. Et leurs conséquences — *toutes* leurs conséquences — sont prises au sérieux et pleinement assumées.

Bornons-nous à celle de ces conséquences qui a trait à la dilatation des durées, la plus sujette à controverse. Einstein tenait — et nous tous après lui — que le temps de vie d'une particule instable est *réellement plus long* dans un référentiel où elle est en mouvement que dans celui où elle est au repos. C'est bien ce que l'on constate expérimentalement, sans ambiguïté, comme nous l'avons décrit ci-dessus sur un exemple concret.

Prendre les choses au sérieux, tout particulièrement les choses mathématiques, voilà un des messages les plus profonds que nous a laissés Einstein le perspicace : il a pris au sérieux les molécules au point de fonder sur elles la théorie du mouvement brownien, il a pris au sérieux les quanta de Planck au point de les transformer en particules (les photons), et il prend ici au sérieux la dilatation des durées et la contraction des longueurs au point de les ancrer dans la réalité, de les rendre en quelque sorte palpables à travers des instruments de mesure.

Mais ce message solennel quant au volet *mathématique* de la physique, cette invite insistante à *prendre au sérieux* les notions et les résultats de la *théorie*, n'étaient-ils pas déjà présents, en germe tout au moins, dans les écrits de Galilée, trois siècles plus tôt ? A travers tant et tant de recherches, ardues et chanceuses, après tant et tant de vies, modestes ou brillantes, nous voici revenus à notre point de départ : la théorie mène la danse, enchaînant des pas et des figures inouïs et sans cesse renouvelés sur le rythme rigoureux et contraignant de la mathématique. Ce n'est pas un cercle, refermé sur lui-même, que nous ont fait parcourir ces trois siècles, c'est bien plutôt un arc de spirale ; nous ne sommes pas rentrés bredouilles à la maison, nous avons engrangé des dizaines, des centaines de faits nouveaux et éblouissants que la théorie harmonieuse classifie et ordonne, les éclairant pour ainsi dire de l'intérieur.

> Deux mille ans de labeur ont fait de cette terre
> Un réservoir sans fin pour les âges nouveaux.
> Mille ans de votre grâce ont fait de ces travaux
> Un reposoir sans fin pour l'âme solitaire[21].
>
> PÉGUY

CHAPITRE V

CHANGEMENT RELATIVISTE DE RÉFÉRENTIEL

Es ist der Wurf des Säemanns, wenn er fasst
Mit der Schaufel den Weizen,
Und wirft, dem Klaren zu, ihn schwingend über die Tenne.
Ihm fällt die Schale vor den Füssen, aber
Ans Ende kommet das Korn.
Und nicht Übel ists, wenn einiges

Verloren gehet und von der Rede
Verhallet der lebendige Laut† :
Denn göttliches Werk auch gleichet dem unsern [1].

HÖLDERLIN

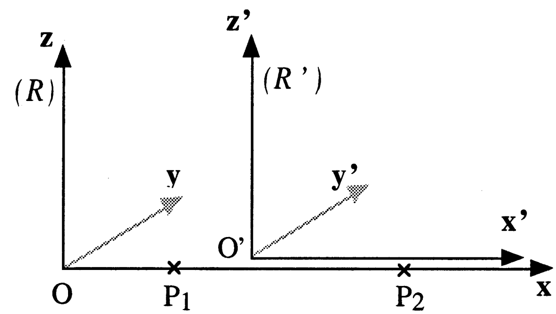
(C'est le geste du semeur, quand il puise
Avec la pelle le froment
Et le lance et l'épure au battement du van sur l'aire.
La balle en pluie à ses pieds tombe, mais au terme
De sa peine, voici le grain.
Et ce n'est point chose grave, si quelque part
S'en perd et si de la Parole expire
Peu à peu le vivant écho.
Car l'œuvre divine est à la semblance de la nôtre.)

Le postulat d'Einstein, nous l'avons déjà montré, ne peut se satisfaire des formules galiléennes de changement de référentiel. Voilà encore une question fondamentale qu'il va nous falloir examiner : quelles sont les formules relativistes de changement de référentiel ? Nous prendrons à nouveau les deux référentiels R et R' tels que nous les avons définis ci-dessus [2], dont le mouvement relatif est caractérisé de façon très simple.

La transformation de Lorentz

Puisque le repérage du temps diffère d'un référentiel à l'autre, comme le fait de toute manière le repérage de l'espace, il faut utiliser la notion d'*événement* : lorsqu'un phénomène se produit, telle l'explosion d'une supernova[3] ou bien la désintégration d'un noyau radioactif, cet événement est repéré, dans un référentiel d'inertie R choisi à l'avance, par les trois coordonnées d'espace x, y, z du point où il y a lieu, ainsi que le temps t que marque alors l'horloge H située en ce point et immobile dans R. Si maintenant un autre observateur — un extraterrestre, peut-être —, qui se rapporte à un autre référentiel d'inertie R', enregistre le même événement (la même supernova ou la même désintégration), il lui attribuera d'autres coordonnées, tant d'espace que de temps : x', y', z' et t'.

Les formules de changement de référentiel doivent nous permettre de calculer x', y', z', t' à partir de x, y, z, t, et *vice versa*, sachant que R' est animé par rapport à R d'une vitesse invariable v_e — que nous avons prise ici, par souci de simplicité, selon l'axe Ox.



Mesure de la vitesse du référentiel R' *par rapport au référentiel* R *: on observe le passage de l'origine* O' *de* R' *en face de deux points* P_1 *et* P_2 *immobiles dans* R.

Soulignons qu'il s'agit bien là d'une véritable vitesse, définie et mesurée à la manière usuelle : un observateur lié à R chronomètre le passage de l'origine O' de R' devant deux points P_1 et P_2 fixes, différents, choisis sur l'axe Ox (figure) ; les temps correspondant à ces deux événements — savoir O' passe en P_1, puis O' passe en P_2 — sont évidemment lus sur les horloges respectives H_1 et H_2 des points P_1 et P_2, immobiles elles aussi dans R. Prévoyant, l'observateur avait auparavant mesuré, à l'aide d'une règle graduée au repos dans R, la distance $P_1 P_2$ entre les points P_1 et P_2. Il divise ensuite l'espace parcouru $P_1 P_2$ par la différence entre les deux temps de passage : c'est la *définition* même de la vitesse, et c'est v_e qu'il trouve ainsi.

Les formules relativistes de changement de référentiel d'inertie peuvent se déduire du postulat d'Einstein, complété par quelques autres hypothèses d'ordre général, et peu nombreuses. Mais il se trouve que H.A. Lorentz, inquiet lui aussi des problèmes posés au principe de Relativité par les lois de l'électromagnétisme, avait l'année précédente (1904) déterminé quelles devraient être les formules de changement de référentiel pour que les équations de Maxwell conservassent même forme dans les deux référentiels. Einstein put donc se contenter, et nous ferons de même ici, de recopier la « *transformation de Lorentz* », mais en la prenant au sérieux. La voici, pour la situation particulièrement simple que nous avons toujours mise en avant :

$$x' = \frac{x - v_e t}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \; ; y' = y \; ; z' = z \; ; t' = \frac{t - v_e x / c^2}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \qquad \text{(Lorentz)}$$

Voilà les formules qui, dans la théorie *einsteinienne* de la Relativité, remplacent celles qui avaient cours dans la Relativité *galiléenne*, et qui se fondaient sur ce que l'on nomme la transformation de Galilée[4] :

$$x' = x - v_e t \; ; y' = y \; ; z' = z \; ; t' = t \quad \text{(Galilée)}$$

Premières gloses

Déduisons quelques-unes des conséquences, simples mais essentielles, qui s'ensuivent aussitôt des formules de Lorentz.

LIMITE NON RELATIVISTE

Si le paramètre c est très grand — *id est* si on le fait tendre mathématiquement vers l'infini —, le rapport v_e^2/c^2, dont le dénominateur grandit avec c, devient de plus en plus petit devant 1 auquel il se retranche dans les relations précédentes, de sorte que l'expression $1 - v_e^2/c^2$ tend vers 1, ainsi que sa racine carrée ; celle-ci disparaît donc à la limite, puisqu'elle est remplacée par 1. De façon analogue, le terme $v_e x/c^2$ de la formule donnant t' s'efface, dans cette même limite, dans la mesure où son dénominateur croît démesurément. En somme, *les relations de Lorentz se réduisent à celles de Galilée* lorsque c tend vers l'infini.

Mais c n'est *pas infinie*. Elle apparaît pourtant comme telle lorsque *toutes les vitesses* intervenant dans le problème particulier que l'on étudie sont *négligeables devant* c. Si tel est le cas, on recouvre les résultats de la mécanique newtonienne et galiléenne, dite dans le présent contexte « *non relativiste* », puisque le fait que la vitesse de la lumière c est finie n'apparaît plus : tout se passe, dans le domaine non relativiste, comme si c était effectivement infinie.

La valeur numérique de la vitesse c (trois cent mille kilomètres par seconde environ) est énorme, en comparaison avec les vitesses que l'on rencontre habituellement (cent kilomètres par *heure* pour une voiture ou un train, mille kilomètres par heure pour un avion, trente kilomètres par seconde pour le mouvement de la Terre autour du Soleil,...) : la quasi-totalité des phénomènes à notre échelle est non relativiste. S'expliquent ainsi les succès indéniables, et même impressionnants, de la mécanique classique, ainsi que la découverte tardive — il y a fallu plus de deux siècles ! — de la mécanique relativiste.

FORMULES INVERSES

Inversons, mathématiquement, les formules de Lorentz : écrivons les expressions qu'elles donnent pour x et t à partir de x' et t' (avec nos conventions, la manipulation des coordonnées y et z est immédiate). Le calcul, sans difficulté majeure[5], aboutit à

$$x = \frac{x' + v_e t'}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \; ; y = y' \; ; z = z' \; ; t = \frac{t' + v_e x' / c^2}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \qquad \text{(Lorentz)}$$

Ces égalités inverses présentent la *même forme* que les égalités de départ, la vitesse v_e seulement y étant changée en son opposée. Par conséquent, si le passage de R à R' fait intervenir v_e, le passage inverse de R' à R se fait à l'aide des mêmes formules, dans lesquelles cependant $-v_e$ remplace v_e. Voilà une circonstance qui nous satisfait pleinement, et qui assoit notre confiance dans la transformation de Lorentz : si R' se meut par rapport à R à la vitesse v_e, alors R se meut par rapport à R' à la vitesse opposée $-v_e$. Bien entendu, cette affirmation est pleinement confirmée par un calcul direct, à partir de la transformation de Lorentz initiale, de la vitesse dans R' de l'origine O de R (dont les coordonnées dans R sont $x = 0, y = 0, z = 0$).

FORME QUADRATIQUE CONSERVÉE

Un calcul aisé[6], toujours prenant sa source dans la transformation de Lorentz — notre guide omnipotent et unique —, conduit à l'égalité

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2t'^2 = x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2.$$

La transformation de Lorentz conserve une forme quadratique construite sur les coordonnées des événements. Précisons et clarifions l'énoncé. Etant donné un événement — particulier mais quelconque —, on forge à l'aide de ses coordonnées dans un premier référentiel d'inertie — particulier mais quelconque — l'expression précédente où celles-ci apparaissent élevées au carré (« forme quadratique »). *La valeur de cette expression reste inchangée* (« conservation ») si on la calcule dans un autre référentiel d'inertie, à l'aide des *nouvelles coordonnées du même événement* dans cet autre référentiel.

Cette circonstance remarquable est, on le comprendra, essentielle lorsqu'on étudie les propriétés mathématiques de l'ensemble des transformations de Lorentz (cet ensemble compose un groupe, connu évidemment comme le « groupe de Lorentz »).

Deux remarques, l'une de détail, l'autre fondamentale. La coordonnée temporelle, t ou t', de l'événement est multipliée par la constante c avant que d'être élevée au carré ; c'est seulement parce que, x, y et z étant des longueurs, il faut en bâtir une à partir de t : le produit de la vitesse c par le temps t est bien une longueur. La seconde remarque concerne les *signes* qui affectent les divers termes de la « forme quadratique conservée » : le *terme temporel* est précédé d'un *signe opposé* à ceux des termes spatiaux x^2, y^2 et z^2 (avec les conventions que nous avons choisies sans le dire, les coordonnées d'espace x, y, z donnent $x^2 + y^2 + z^2$, la coordonnée de temps t apparaît quant à elle comme $- c^2t^2$). La structure du groupe de Lorentz en est profondément affectée.

BORNE POUR LA VITESSE RELATIVE DES DEUX RÉFÉRENTIELS

Les formules de la transformation de Lorentz font toutes deux intervenir la racine carrée de $1 - v^2_e/c^2$. Or, dans l'ensemble des nombres réels, seuls ceux qui sont positifs possèdent une racine carrée. La transformation de Lorentz perdrait donc toute signification si $1 - v^2_e/c^2$ venait à être négatif. Il faut donc que v^2_e/c^2 soit inférieur à 1, ce qui implique que v_e/c le soit lui-même ; en termes plus concrètement physiques, la vitesse relative v_e entre R et R' doit rester inférieure à la vitesse c de la lumière dans le vide :

$$v_e < c.$$

L'inégalité est stricte, c'est-à-dire que v_e ne peut pas atteindre c : si elle le faisait, $1 - v^2_e/c^2$ et sa racine seraient nuls ; or cette racine figure au dénominateur des formules de Lorentz, qui ne survivraient pas à une division par zéro.

Cet argument fait apparaître c, vitesse de la lumière dans le vide, comme une borne supérieure impossible à atteindre, pour la vitesse d'un référentiel d'inertie par rapport à un autre. Ce rôle de la vitesse c comme frontière infranchissable s'imposera aussi, nous le verrons par la suite, dans d'autres contextes analogues mais différents, jusqu'à devenir universel.

Simultanéité absolue ou relative ?

Munis, comme nous le sommes maintenant, de la transformation de Lorentz, ce nous sera un jeu d'enfant que d'analyser le problème crucial de la simultanéité.

Dans un référentiel d'inertie R se produisent *deux événements distincts :* l'un — que nous symboliserons par (1) — au point M_1, d'abscisse x_1, et au temps t_1 ; l'autre, (2), au point M_2, d'abscisse x_2, et au temps t_2 (pour simplifier l'écriture, nous supposons que M_1 et M_2 se situent tous deux sur l'axe Ox). Nous formulons l'*hypothèse explicite* que ces deux événements sont *simultanés dans R* :

$$t_1 = t_2 = t_0.$$

Regardons maintenant ces mêmes événements objectifs dans le référentiel R', d'axes parallèles à ceux de R et se déplaçant à la vitesse v_e par rapport à R[7]. Dans le nouveau référentiel R', les abscisses x'_1 et x'_2 qui repèrent les deux événements seront *différentes* de x_1 et x_2 ; tout le monde s'accorde là-dessus. S'il s'agissait de mécanique newtonienne, pour laquelle le temps est absolu, les instants t'_1 et t'_2 coïncideraient toujours avec t_1 et t_2, respectivement, de sorte que nos deux événements seraient également simultanés dans R' :

$$t'_1 = t_1,\ t'_2 = t_2 \qquad t'_1 = t'_2 = t_0 \text{ (mécanique non relativiste)}$$

La transformation de Lorentz nous propose une option radicalement différente : les instants t'_1 et t'_2 — repérés par les horloges H'_1 et H'_2 immobiles dans R' et situées en x'_1 et x'_2 — ne sont plus nécessairement égaux à t_1 et t_2 — pas plus que x'_1 et x'_2 ne le sont à x_1 et x_2. Pour préciser, reprenons le volet temporel de la transformation de Lorentz, et appliquons-le aux deux événements qui nous occupent :

$$t'_1 = \frac{t_0 - v_e\, x_1 / c^2}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}}\ ; \qquad t'_2 = \frac{t_0 - v_e\, x_2 / c^2}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}}.$$

Le dénominateur et le premier terme du numérateur sont identiques dans les deux formules ; mais *les seconds termes diffèrent*, puisque les deux événements ont lieu en des points différents ($x_1 \neq x_2$). Par conséquent, les instants t'_1 et t'_2 sont distincts : *les deux événements ne sont pas simultanés dans R'.*

Sans doute le lecteur est-il convaincu par avance : il sait que la théorie de la Relativité a fait ses preuves, et il accueille avec faveur des arguments qui la prennent pour cadre et fondement [8]. Mais je crois entendre la question cruciale qui le taraude en son for intérieur : les deux événements sont simultanés dans R ; lequel des deux se présente en premier dans R', lequel en second ? Est-ce leur localisation sur l'axe Ox, la place relative de M_1 et M_2, qui fait la différence ?

J'adjure le lecteur de ne pas se perdre en conjectures de la sorte, je le supplie de revenir, sans préjugé, aux formules mathématiques. Celles qui ont été écrites il y a peu ne sont pas si redoutables qu'il ne puisse les apprivoiser ; si d'aventure elles lui résistaient, qu'il poursuive : il me croira bien sur parole (scientifique). L'*aspect essentiel* de la démarche, que je souligne ici parce que le sujet s'y prête tout particulièrement, peut être résumé comme suit : nous possédons une théorie (la Relativité) qui pose comme postulat la transformation de Lorentz [9] ; pour toute question, quelle qu'elle soit, concernant les *coordonnées* d'un ou plusieurs événements dans des référentiels d'inertie différents, *s'adresser directement et uniquement aux formules de Lorentz*. Tout autre argument, qu'il se réclame de l'intuition ou du bon sens, ou bien qu'il découle d'un raisonnement qualitatif, est nul et non avenu.

Le discours moralisateur qui précède s'applique évidemment à la question posée plus haut. Pour savoir lequel des deux événements, dans R', se montre d'abord et lequel ensuite, il suffit de calculer la différence $t'_1 - t'_2$: si le résultat se montre *positif*, c'est que t'_1 est supérieur à t'_2 et que, en d'autres termes, *l'événement (1) se produit après (2)* ; si au contraire $t'_1 - t'_2$ est négatif, l'ordre temporel des deux événements s'inverse par rapport à ce qu'il était auparavant.

Les formules que nous avons écrites ci-dessus pour t'_1 et t'_2 nous donnent aussitôt l'écart entre t'_1 et t'_2 :

$$t'_1 - t'_2 = \frac{1}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \; \frac{v_e}{c^2} \; (x_2 - x_1).$$

La différence $x_2 - x_1$ a effectivement son mot à dire quant au signe de $t'_1 - t'_2$, c'est-à-dire quant à la succession des deux événements dans le temps lorsqu'on les examine depuis le référentiel R'. Mais — voilà qui est nouveau ! — la vitesse v_e de R' relativement à

R a elle aussi son rôle à jouer. C'est même elle qui a le plus beau : les deux événements, *objectifs*, ayant été choisis, puis avec eux le référentiel R où ils sont simultanés, leur distance $x_2 - x_1$ dans R est fixée, et son signe. C'est alors la vitesse relative v_e qui gouverne le signe de $t'_1 - t'_2$.

Pour préciser, prenons le cas où $x_2 - x_1$ est positif[10]. Les autres facteurs restant constamment positifs eux aussi, le signe de $t'_1 - t'_2$ est alors celui de v_e : dans un référentiel R' qui se déplace par rapport à R dans le sens des x croissants (v_e est alors positive ; c'est le cas que nous avons systématiquement choisi dans toutes les figures tracées jusqu'ici), t'_1 est supérieur à t'_2, en sorte que l'événement (1) vient après l'événement (2) ; leur ordre de succession est inverse dans tous les référentiels se déplaçant dans le sens des x décroissants (auquel cas v_e est négative).

Loi relativiste de composition des vitesses

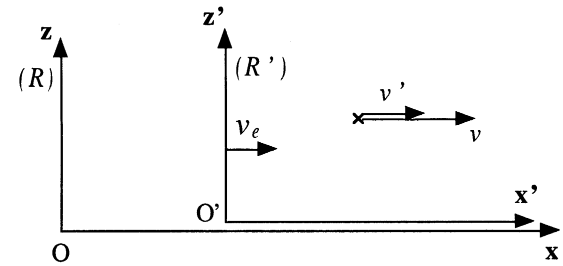
LE PROBLÈME ET SA SOLUTION

Lorsqu'un mobile a pour vitesse v dans le référentiel R, sa vitesse v' est évidemment différente dans un référentiel R' se mouvant dans R à la vitesse v_e. Comment v, v' et v_e sont-elles reliées ? Précisons-le à l'aide d'une figure : l'objet est animé de la vitesse v' dans le référentiel R', lequel se déplace de façon uniforme par rapport au référentiel R, avec v_e pour vitesse (par souci de simplicité, nous prenons ces deux vitesses colinéaires). Quelle est, dans cette situation, la vitesse v de l'objet dans R ?

La cinématique galiléenne apporte à cette question une réponse simple qui — plongés que nous sommes dans un environnement essentiellement galiléen et newtonien — nous paraît à tous relever de l'évidence : la vitesse v du mobile dans R s'obtient en ajoutant sa vitesse v' dans R' et celle v_e de R' par rapport à R :

$$v = v' + v_e \qquad \text{(Galilée)}$$

Mais le lecteur se souviendra de l'admonestation de son mentor : évidence ne vaut, est seul fiable un calcul rigoureux à partir de la transformation de Lorentz, même si celle-ci n'atteint pas à la simplicité désarmante de la transformation de Galilée. Ce qui nous tracasse par ailleurs, dans notre semi-conscient scientifique, est cette nécessité : le résultat doit satisfaire à la borne établie plus haut. Il se pourrait en effet que l'on prît pour mobile un troisième référentiel R'', auquel cas tant v que v', et v_e évidemment,



Loi relativiste de composition des vitesses : on veut relier la vitesse v' d'un mobile dans un référentiel R' à sa vitesse v dans le référentiel R, sachant que R' se déplace à la vitesse v_e par rapport à R.

sont tenues de rester sagement toutes trois inférieures à c. C'est donc habités de pressentiments contradictoires que nous interrogeons l'oracle de la transformation de Lorentz, mais nous sommes — nous devons être — prêts à accueillir sa prophétie avec humilité et foi.

Sans être hors de portée, le calcul est techniquement plus complexe que ceux qui se sont présentés à nous jusqu'ici. La raison en est que la vitesse v est le quotient de l'accroissement de x par celui de t, la vitesse v' étant de même le quotient des accroissements de x' et t' ; or chacune des variables x et t fait intervenir à la fois x' et t'. Ces complications ne sont pas insurmontables, pour qui a quelque familiarité avec ce genre d'exercice. Nous en donnerons seulement le résultat :

$$v = \frac{v' + v_e}{1 + v_e v' / c^2},$$

nous réservant de l'analyser en quelque détail.

DOMAINE NON RELATIVISTE

Nous remarquons d'abord, encore une fois[11], que si v' et v_e sont beaucoup plus petites que la vitesse de la lumière c, le dénominateur se réduit pratiquement à 1, puisque le second terme en est négligeable, en sorte que nous recouvrons dans cette limite la loi d'addition galiléenne, que nous avions d'abord citée.

Pour préciser quantitativement cette affirmation, prenons pour v_e la vitesse du référentiel terrestre[12] par rapport au référentiel de Copernic ($v_e \simeq 30$ km/s) et pour v' celle d'une fusée Ariane à son maximum ($v' \simeq 10$ km/s). On aura noté que voilà des valeurs considérables, à l'aune de celles que nous côtoyons quotidiennement (voitures, avions,...). S'ajoute alors à 1, au dénominateur de l'expression ci-dessus, un second terme approximativement égal à

$$\frac{v_e v'}{c^2} \simeq \frac{30 \times 10}{(300\ 000)^2} \qquad \text{soit environ } 0,3 \times 10^{-8}$$

(nous avons exprimé les trois vitesses en une unité quelconque (kilomètres par seconde en l'occurrence), puisque le résultat est un nombre pur, sans dimension physique ni unité). Il faudrait donc une précision atteignant le milliardième pour distinguer la formule relativiste de composition des vitesses de son ancêtre galiléen. Et ce — répétons-le — dans un exemple où les vitesses considérées sont déjà énormes à notre échelle.

DOMAINE ULTRA RELATIVISTE

Examinons maintenant des vitesses comparables à c.

Tenez ! Pour commencer, calculons hardiment la vitesse v, dans R, d'un éclair lumineux, dont nous savons par ailleurs qu'il se déplace à la vitesse c dans R'. La valeur de la vitesse relative v_e des deux référentiels ? Qu'importe ! (pourvu qu'elle soit inférieure à c)...

Mon Dieu ! Quelle aventure ! Le ciel va-t-il nous tomber sur la tête ?... Mais restons sereins : la loi de composition des vitesses est là, extraite sans détour ni subterfuges de la transformation de Lorentz — alpha et oméga du changement relativiste de référentiel — ; c'est elle, et elle seule qui éclairera notre chemin jusqu'au résultat final. Nous remplaçons donc, dans la loi relativiste de composition des vitesses écrite plus haut, v par c. Le numérateur en devient $c + v_e$, et passerait donc, s'il était seul, la limite fatidique (pour v_e positive). On peut tout aussi bien l'écrire

$$c + v_e = c\ (1 + v_e/c),$$

où le facteur entre parenthèses est clairement supérieur à 1 (si v_e est positive). Mais le dénominateur $1 + c\, v_e/c^2$ l'est lui aussi ! Il est même exactement égal à la parenthèse qui multiplie c au numérateur :

$$1 + c\, v_e/c^2 = 1 + v_e/c,$$

en sorte que

$$v = c,$$

quelle que soit la vitesse relative v_e. Donc, comme le demandait le postulat d'Einstein, la lumière se propage à la vitesse c tant dans R

que dans R' : la transformation de Lorentz joue le rôle qu'on attendait d'elle.

Peut-être trouvera-t-on plus significatif encore de composer des vitesses toutes deux inférieures à c, certes, mais proches de cette limite. Disons, pour fixer concrètement les idées,

$$v' = 0{,}8\ c \text{ et } v_e = 0{,}9\ c.$$

Le calcul est maintenant numérique, mais nous le simplifierons considérablement en prenant c pour unité de vitesse, en quelque sorte : nous mesurons une vitesse — c'est ce que nous avons déjà fait, il y a un instant, pour v' et v_e — en indiquant à quelle fraction de c elle se monte. Ainsi, dans la formule qui va nous fournir v, le numérateur vaut

$$v + v_e = 1{,}7\ c.$$

Le dénominateur, quant à lui, n'est pas une vitesse, mais un nombre pur, comme nous en avons déjà rencontrés ; il se détermine comme suit :

$$1 + v'\,v_e/\mathrm{c}^2 + 1 + \frac{v}{c} \times \frac{v_e}{c};$$

numériquement,

$$1 + v'\,v_e/\mathrm{c}^2 = 1 + 0{,}8 \times 0{,}9 = 1{,}72.$$

En fin de compte, le calcul aboutit à

$$v = \frac{1{,}7\ c}{1{,}72} \approx 0{,}988\ c$$

Nous notons que le dénominateur était encore — ici, très légèrement — supérieur au facteur du numérateur, ce qui ramène v au-dessous de c, comme il se doit.

PRINCIPE D'INERTIE

La loi relativiste de composition des vitesses, et à travers elle la transformation de Lorentz, englobe le Principe d'inertie énoncé par Galilée en 1632.

Un référentiel est qualifié de galiléen, ou d'inertie, s'il satisfait à la condition suivante : tout corps qui n'est soumis à aucune action ni influence extérieure y développe une vitesse indépendante du temps.

Supposons que R soit un tel référentiel d'inertie, et analysons le mouvement d'un corps ainsi libre de toute action ou influence. Sa vitesse v dans R est indépendante du temps t se rapportant à R.

Mais ce corps est tout aussi libre dans R' que dans R : les actions ou influences éventuelles seraient exercées par d'autres corps, dont l'existence serait objective, indépendante du référentiel que nous avons choisi pour décrire le mouvement de l'objet initial. Par conséquent, sa vitesse v' dans R' doit être indépendante du temps t' se rapportant à R'.

Il en est bien ainsi : à v' constante la composition des vitesses fait correspondre v constante et *vice versa*. La transformation de Lorentz met effectivement en place les règles de transition entre deux référentiels galiléens.

Nous avons constaté tout à l'heure que, si quelque phénomène (tel un éclair lumineux) se propage à la vitesse c dans un référentiel d'inertie, il se déplace à cette même vitesse c dans tout autre référentiel d'inertie. Ainsi, le postulat d'Einstein peut compléter de façon harmonieuse le principe d'inertie de Galilée.

La vitesse c *comme borne infranchissable*

La vitesse c se trouve être celle de la lumière dans le vide. Pour ce qui nous occupe ici, elle joue le rôle d'un paramètre fondamental pour la théorie de la Relativité, apparaissant sans cesse dans les formules (transformation de Lorentz, forme quadratique conservée...), sans que la lumière y intervienne nécessairement de manière explicite. Elle s'est déjà manifestée, en deux occasions, comme bornant le domaine des vitesses admissibles : la vitesse relative de deux référentiels d'inertie est nécessairement inférieure à c, de façon stricte ; la loi de composition des vitesses donne systématiquement, obstinément, un résultat inférieur (ou égal) à c si les deux vitesses que l'on compose vérifient elles-mêmes cette condition.

Il est une autre façon de mettre en évidence cette vitesse limite, impossible à surpasser : en communiquant à un mobile une *accélération constante* a_0 pour étudier l'évolution de sa vitesse. Rappelons que l'accélération est le taux de variation de la vitesse, sa dérivée en termes plus techniques. Il nous faut appliquer ici cette définition, à chaque instant successivement, dans le référentiel où l'objet est, à ce même instant, immobile. On peut imaginer par exemple que cet objet est une fusée munie d'un accéléromètre, et que ses moteurs sont réglés de telle sorte que l'appareil de mesure indique constamment, dans le référentiel lié à la fusée, par conséquent, la valeur constante a_0.

Comme tous les calculs relativistes un tant soit peu élaborés, celui-ci requiert précision, dextérité et rigueur. Mais, comme toujours encore, il se fonde sur la transformation de Lorentz, à partir de laquelle le raisonnement se déroule uniment, sans embûches et sans perversité. On y aboutit au résultat que voici, pour la vitesse v qu'atteint le mobile dans le référentiel R où il était initialement (c'est-à-dire à $t = 0$) au repos :

$$v = \frac{a_0 t}{\sqrt{1 + a_0^2\, t^2 / c^2}}.$$

Parvenu à une telle expression, on commence par en faire le tour pour se familiariser avec elle, pour se rassurer en en examinant les cas limites où l'on sait par avance la réponse. En premier lieu, un simple coup d'œil constate que la vitesse v reste identiquement nulle — l'objet reste constamment immobile — si l'accélération a_0 est nulle. Voilà un premier point. On poursuit en écrivant la formule qui vaudrait en mécanique non relativiste (newtonienne) : ce serait

$$v = a_0 t \quad \text{(non relativiste)},$$

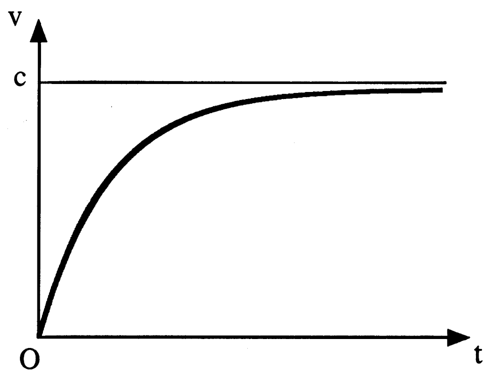
car dans ce cas un taux d'accroissement constant a_0 signale une vitesse augmentant régulièrement, de façon proportionnelle au temps t. Quelle est donc la limite non relativiste de l'expression précédente ? Nous y lisons effectivement une information rassurante : tant que le produit $a_0 t$ — homogène à une vitesse, comme il se doit — reste petit devant c, le dénominateur se départit peu de 1, de sorte que l'égalité se réduit effectivement à son homologue non relativiste. Cette circonstance était instamment attendue : il ne s'agissait pas seulement d'y chercher je ne sais quelle réassurance infantile ; ne se fût-elle pas réalisée, que nous eussions pu soupçonner quelque vice dans le raisonnement ou le calcul.

Confortés par ces premières observations concordantes, cherchons maintenant le comportement que va montrer v dans la limite des temps t longs. Notons tout d'abord que la formule non relativiste, quant à elle, laisse croître la vitesse sans borne lorsque le temps t croît. Ici, en revanche — dans l'expression relativiste — la vitesse v tend asymptotiquement vers c.

En effet, lorsque le temps t augmente, le produit $a_0 t$ augmente avec lui, indéfiniment. Mais $a_0 t$ n'est *pas* la vitesse du mobile, ni de quoi que ce soit d'autre d'ailleurs, bien que ses dimensions soient celles d'une vitesse (le produit d'une accélération par un temps est toujours homogène à une vitesse). Mais si c'était concrètement, effectivement, la vitesse d'un objet ou d'une de ses parties, nous nous en inquiéterions, car ce fait contredirait alors le théorème que nous cherchons à démontrer : aucune vitesse réelle ne saurait dépasser celle de la lumière c.

Point d'inquiétude de ce genre, en l'occurrence : pour t suffisamment grand, numérateur et dénominateur croissent à l'unisson ; dans le second, plus précisément, le terme 1 devient rapidement négligeable devant l'autre, où $a_0^2\, t^2$ dépasse sans limite c^2, en sorte que la racine carrée de la somme s'identifie progressivement à celle de $a_0^2\, t^2/c^2$, qui vaut tout simplement $a_0 t/c$. Et lorsqu'on divise le numérateur $a_0 t$ (très grand) par $a_0 t/c$ (très grand également), on trouve c [13].

Ainsi, la vitesse v d'un mobile soumis à une accélération constante croît avec le temps t, mais elle tend vers une limite (figure) égale précisément au paramètre constant c de la théorie — vitesse de la lumière dans le vide. Celui-ci apparaît donc, ici encore, comme une limite infranchissable et universelle.



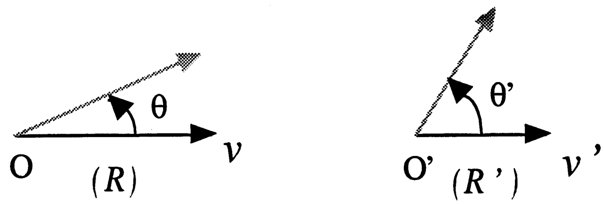
Vitesse v, *en fonction du temps* t, *d'un mobile soumis à une accélération constante.*

Effet Doppler-Fizeau et aberration des étoiles

Lorsque nous avons rencontré pour la première fois l'*effet Doppler-Fizeau*, qui a trait au changement de fréquence — de couleur — que subit la lumière émise par une source en mouvement, nous avons cru le comprendre par analogie avec le son issu d'une source sonore en mouvement par rapport à l'air. Mais cette analogie présuppose qu'il existe pour la lumière un équivalent de l'air pour le son : l'éther luminifère. Or, après le postulat d'Einstein, plus d'éther, donc plus d'explication de l'effet Doppler-Fizeau.

Il en va de même pour le phénomène d'aberration des étoiles. Avant la Relativité, même, l'aberration était considérée comme une preuve expérimentale — indirecte certes, mais inattaquable, pensait-on — de l'existence de l'éther luminifère. Elle résultait, dans ce cadre conceptuel, de la composition des vitesses dans le référentiel de l'éther : celle de la lumière venant de l'étoile et celle de l'observateur, en réalité celle de la Terre qu'il habite.

L'éther écarté en tant que réalité physique, le phénomène d'aberration des étoiles reste inexpliqué comme l'effet Doppler-Fizeau. Pour dire les choses de façon plus crue : la théorie de la Relativité, si elle avance que l'éther n'existe pas — ce qu'elle fait dès ses premiers pas — doit fournir elle-même une raison convaincante pour l'un et l'autre effets, indéniablement observés, et sans équivoque. Cette raison viendra — en doutait-on ? — de la transformation de Lorentz[14].



Le phénomène d'aberration : l'angle θ' que fait dans R' l'émission de lumière par rapport à la vitesse v' de la source est différent de l'angle θ entre les directions correspondantes dans le référentiel R.

Voici donc une étoile qui se déplace à la vitesse v par rapport à notre bon vieux référentiel terrestre R, d'où nous l'observons. Elle émet, dans une direction formant un angle θ avec celle de sa vitesse v, une lumière de couleur déterminée — de fréquence f déterminée. Dans le référentiel R' où l'étoile est immobile — il est animé précisément, ce référentiel, de la vitesse v par rapport à R —, ce processus se décrit de façon légèrement différente : une radiation de fréquence f' est issue de l'étoile — immobile ici —, dans une direction d'angle θ' (compté par rapport à l'axe qui porte v). Les fréquences f et f' (effet Doppler-Fizeau) et les angles θ et θ' (aberration) sont reliés par la transformation de Lorentz.

Ecrivons seulement l'une des formules finales, celle qui a trait à l'effet Doppler-Fizeau, dans la situation particulière où la source se dirige en droite ligne vers l'observateur :

$$f = f'\sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}$$

On note, de façon évidente, que la racine carrée du second membre est supérieure à 1 si la vitesse v est positive. Cela signifie que la fréquence f reçue sur Terre est supérieure à f' (décalage vers le violet) si l'étoile émettrice s'en rapproche, inférieure à f' (décalage vers le rouge) si l'étoile s'éloigne (vitesse d'approche v négative).

Eussions-nous mené un argument non relativiste (la lumière se propageant dans l'éther luminifère) que nous aurions aussi trouvé un décalage Doppler — n'existe-t-il pas pour le son dans l'air ? —, mais répondant à une formule différente :

$$f = \frac{f'}{1 - v / c} \quad \text{(non relativiste).}$$

Qualitativement, l'effet est analogue : décalage vers le violet si la vitesse d'approche v est positive, vers le rouge si elle est négative. Mais la loi quantitative est sensiblement différente.

Le décalage Doppler-Fizeau fut clairement mis en évidence expérimentalement, pour la première fois, en 1938, et sa dépendance par rapport à v soigneusement analysée. L'émetteur de lumière était ici un atome au lieu d'une étoile — on pouvait ainsi avoir accès à sa vitesse, et la contrôler ; cela ne change rien quant au fond, et l'écart entre les fréquences f et f' se détecte sans ambiguïté dans un spectre atomique, avec une grande précision. Celle-ci était nécessaire car les vitesses des atomes examinés n'étaient pas élevées (à peine un demi pour cent de c). Quoi qu'il en soit, cette expérience permit de trancher nettement entre les deux lois — relativiste et non relativiste — et le verdict fut incontestablement en faveur de la première.

Supplément technique. Exemples de démonstrations fondées sur la transformation de Lorentz

Nous rappelons en premier lieu la transformation de Lorentz, laissant de côté les coordonnées y et z que nos conventions simplificatrices ont réduites à un rôle marginal :

$$x' = \frac{x - v_e t}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}} \; ; \quad t' = \frac{t - v_e x / c^2}{\sqrt{1 - v_e^2 / c^2}}$$

INVERSION DE LA TRANSFORMATION

Multiplions, pour commencer, les deux membres de chacune des deux égalités par la racine carrée de $1 - v_e^2/c^2$:

$$\begin{array}{rcl|c|c} x'\sqrt{1 - v_e^2 / c^2} & = & x - v_e t & 1 & v_e / c^2 \\ t'\sqrt{1 - v_e^2 / c^2} & = & t - v_e x / c^2 & v_e & 1 \end{array}$$

Il suffit maintenant de tirer x et t de ces deux équations, en les « découplant », comme on dit. Pour ce faire, une méthode simple, efficace et élégante consiste à en prendre deux combinaisons linéaires, leurs coefficients étant choisis de telle sorte que t disparaisse en premier lieu, puis x dans la seconde. Nous avons noté ces coefficients à droite des deux équations.

Première opération : nous multiplions les deux membres de la première équation par 1 (elle en est évidemment inchangée) et les deux membres de la seconde par v_e ; nous ajoutons les premiers membres ainsi obtenus, d'une part, et d'autre part les seconds membres ; nous égalons enfin les deux expressions qui en résultent :

$$x'\sqrt{1-v_e^2/c^2}+v_e t'\sqrt{1-v_e^2/c^2} = x-v_e t+v_e\left(t-\frac{v_e x}{c^2}\right)$$

Au second membre, le terme en t disparaît (c'est dans ce but que nous avons choisi les coefficients 1 et v_e), et le terme en x devient

$$x\left[1-\frac{v_e^2}{c^2}\right],$$

que l'on doit égaler au premier membre, où (ô miracle !) la racine carrée de $1 - v_e^2/c^2$ apparaît comme facteur commun. En divisant les deux membres par l'expression qui multiplie x, on obtient la formule cherchée.

La combinaison bâtie sur les coefficients suggérés dans la seconde colonne se traite de façon analogue :

$$\frac{v_e}{c^2}x'\sqrt{1-v_e^2/c^2}+t'\sqrt{1-v_e^2/c^2} = \frac{v_e}{c^2}(x-v_e t)+t-\frac{v_e x}{c^2}.$$

C'est cette fois x qui disparaît du second membre, laissant

$$\left(\frac{v_e}{c^2}x'+t'\right)\sqrt{1-\frac{v_e^2}{c^2}} = \left(-\frac{v_e^2}{c^2}+1\right)t.$$

En divisant les deux membres par $1 - v_e^2/c^2$ on laisse t seul au second membre, et apparaît au premier son expression en termes de x' et t', que nous recherchions.

FORME QUADRATIQUE CONSERVÉE

Calculons $x'^2 - c^2t'^2$, où nous remplaçons x' et t' par ce qu'indique la transformation de Lorentz :

$$x'^2-c^2t'^2 = \frac{(x-v_e t)^2}{1-v_e^2/c^2}-c^2\,\frac{(t-v_e x/c^2)^2}{1-v_e^2/c^2}$$

Développons ensuite les carrés du second membre :

$$(x - v_e t)^2 = x^2 - 2x\, v_e t + v_e^2\, t^2$$

$$(t - v_e x / c^2)^2 = t^2 - 2t\, v_e x / c^2 + v_e^2\, x^2 / c^4$$

La seconde ligne étant à multiplier par $-c^2$, nous constatons que les doubles produits se compensent. Il vient alors

$$x'^2 - c^2 t'^2 = \frac{1}{1 - v_e^2 / c^2}\,[x^2 + v_e^2\, t^2 - c^2(t^2 + v_e^2 x^2 / c^4)].$$

Regroupons, au second membre, les termes en x^2 et les termes en t^2 :

$$x'^2 - c^2 t'^2 = \frac{1}{1 - v_e^2 / c^2}\left[x^2\left(1 - \frac{v_e^2}{c^2}\right) - c^2 t^2\left(1 - \frac{v_e^2}{c^2}\right)\right].$$

D'où l'égalité annoncée.

Les calculs qui précèdent peuvent apparaître en quelque sorte miraculeux — ils le sont pour moi, en tout cas, à chaque fois que j'ai à les reprendre : les termes s'arrangent, de dispersés et quasiment méconnaissables qu'ils se présentent au départ, en ensembles cohérents et convergents, qui dégagent parfois $1 - v_e^2/c^2$ et parfois la racine carrée de cette même combinaison. Heureux qui perçoit cela comme merveilleux : il éprouvera le pouvoir et la beauté de la transformation de Lorentz, et à travers elle la puissance et la gloire de la physique. Rien de miraculeux, bien entendu, dans ces calculs : ils se contentent de dégager, pour les mettre en relief, des propriétés appartenant en propre, de façon inhérente, aux formules de transformation.

Deuxième Partie

LA RELATIVITÉ S'IMPOSE

Salut donc, ô monde nouveau à mes yeux, ô monde maintenant total
[...]
Où que je tourne la tête
J'envisage l'immense octave de la Création !
Le monde s'ouvre et, si large qu'en soit l'empan, mon regard le traverse d'un bout à l'autre.
J'ai pesé le soleil ainsi qu'un gros mouton que deux hommes forts suspendent à une perche entre leurs épaules.
J'ai recensé l'armée des Cieux et j'en ai dressé état
Depuis les grandes Figures qui se penchent sur le vieillard Océan
Jusqu'au feu le plus rare englouti dans le plus profond abîme,
Ainsi que le Pacifique bleu sombre où le baleinier épie l'évent d'un souffleur comme un duvet blanc.
Vous êtes pris et d'un bout du monde jusqu'à l'autre autour de Vous
J'ai tendu l'immense rets de ma connaissance[1].

CLAUDEL

La Relativité vint au monde en l'an de grâce 1905, rejeton d'une noble et prestigieuse lignée, puisqu'elle descendait de Galilée. La première partie de cet ouvrage en a présenté les titres de noblesse. Bien que patents et illustres, ils tardèrent une bonne vingtaine d'années avant d'être universellement et unanimement reconnus. Il nous faut maintenant, sûrs d'elle, développer les principales conséquences de cette théorie et explorer quelques-uns des territoires barbares qu'elle a ouverts.

CHAPITRE PREMIER

RELATIVITÉ ET PARADOXES

Le Coryphée — Peut-être as-tu poussé le zèle plus loin encore ?
Prométhée — Oui, j'ai mis fin aux terreurs que la vue de la mort cause aux mortels.
Le Coryphée — Quel remède as-tu trouvé à ce mal ?
Prométhée — J'ai installé en eux d'aveugles espérances [1].

Eschyle

Des paradoxes en général

Les physiciens raffolent des paradoxes. Non pas des paradoxes communs, fussent-ils logiques ou métaphysiques : vis-à-vis de ceux-là, ils se comportent comme tous les mortels, ni plus ni moins qu'eux fascinés, ni plus ni moins indifférents. Non. Ceux qui les passionnent sont les paradoxes qui ont directement trait à la physique. Ceux-ci — ils sont toujours théoriques en essence — naissent à un moment où telle théorie est en gestation ou en développement ; ils expriment de façon particulièrement frappante, expressive, imagée, une contradiction — apparaissant du moins comme telle — entre certaines prédictions de la théorie nouvelle et ce magma qu'on regroupe sous le terme générique et flou de « sens commun », ce bric-à-brac bariolé, ce fourre-tout composé de réflexes quasiment innés autant que d'habitudes acquises à la longue fréquentation des théories antérieures.

Les Anciens déjà disputaient de paradoxes. Zénon d'Elée (IVe siècle av. J.-C.) est célèbre pour ceux qu'il formula sur la théorie du mouvement : une flèche, regardée en un point de sa trajectoire, y est immobile ; comment se meut-elle ? Si Achille poursuit la tortue partie avant lui, il ne peut la rattraper : lorsqu'il parvient à la position qu'avait l'instant d'avant la tortue, celle-ci a avancé elle aussi, de sorte qu'elle est toujours en tête. Plus près de nous (fin du XIXe siècle) naquirent le paradoxe de Gibbs sur les mélanges de gaz, le paradoxe de Zermélo sur l'irréversibilité de l'évolution des systèmes thermodynamiques, le démon de Maxwell sur l'équilibre thermique entre deux gaz. Avant de clore cette énumération — au demeurant non exhaustive —, un bref regard vers le paradoxe EPR[2] qu'a suscité la mécanique quantique.

Les physiciens peuvent passer des années, des générations même, à discuter tel paradoxe, à en débattre, à l'analyser, à l'exposer en détail à leurs étudiants, à le commenter, à le répéter en variant les points de vue et les facettes. Longtemps même après qu'ils en ont trouvé la solution — en physique, les paradoxes finissent tôt ou tard par être résolus[3] —, ils s'en ressouviennent de loin en loin, à l'occasion d'un cours ou d'un argument, ils en redécouvrent les vertus, ils le brandissent à nouveau tel un étendard ou un talisman à la face de leurs collègues, de leurs élèves et du monde. Chaque paradoxe a son origine et son histoire, son pedigree comme on dirait d'un animal de haute race ; il est servi et préservé par une cohorte prétorienne, une phalange compacte peu nombreuse mais déterminée d'ardents zélateurs, de grands prêtres-soldats sourcilleux et pointilleux qui veillent jalousement sur son intégrité et sa limpidité, et qui parcourent le monde afin de défendre sa pureté originelle et de ranimer le feu sacré de son culte. C'est qu'ils sont éloquents, décidément, ces paradoxes théoriques, par la puissance évocatrice de la métaphore qu'ils mettent en scène, par la rigueur et la précision implacable qu'ils développent ! D'autant plus lumineuse et suggestive, révélatrice des trésors cachés de la théorie, est leur solution lorsqu'elle apparaît, telle une aurore éblouissante, au firmament de la connaissance.

Des paradoxes relativistes en particulier : un exemple simple

La théorie de la Relativité regorge d'affirmations qui heurtent dès l'abord, de front, le sens commun, et se présentent donc d'emblée comme paradoxales dans l'acception première de ce terme, que nous venons d'élucider. Mais la théorie même, si l'on se met vraiment à son écoute, résout ces paradoxes, ou semblants de paradoxes, tous tant qu'ils sont. Leur multiplicité ne surprendra point : le postulat de la théorie de la Relativité — même vitesse de la lumière (dans le vide) par rapport à tous les référentiels d'inertie — est déjà contraire à l'intuition, pour nous qui sommes immergés dans un quotidien parfaitement non relativiste — où les vitesses s'ajoutent sans restriction.

Aux alentours des années 1970 et 1980, régnait dans les laboratoires une terreur sacrée, spécialement dans ceux de physique théorique et d'astrophysique : un tireur isolé, un justicier masqué, un forcené inaccessible à toute argumentation logique comme à tout raisonnement ou toute courtoisie, décochait des flèches vengeresses et malignes sur tout ce qui bougeait avec quelque velléité relativiste. Nous l'appelions entre nous, à voix basse — après nous être assurés par des regards circulaires furtifs que nous n'avions pas été suivis et que nous n'étions pas épiés —, « le maniaque de Joinville-le-Pont ». C'est de cette ville en effet, des bords de Marne — fort honorablement connue par ailleurs —, que ce Zorro de banlieue nous faisait parvenir des libelles à l'aspect redoutable : deux ou trois feuillets dactylographiés repliés à cru sur eux-mêmes et tenus par des bandes adhésives, sans enveloppe. Ces pamphlets avaient pour titre commun « TARATATA ! J'M'ENFICHE ! » et ils étaient tous écussonnés, en guise d'armoiries comme d'illustration du propos général, par un dessin où un personnage d'aspect clownesque s'enfonçait dans la tête, à grands coups d'un énorme marteau, un coin démesuré. Mais l'adresse surtout était terrifiante :

Monsieur le Président de la République (*rayé*)
Monsieur le Ministre de l'Education nationale (*rayé*)
Monsieur le Secrétaire perpétuel de l'Académie des sciences (*rayé*)
Monsieur le Professeur... ;

Suivait votre nom, calligraphié d'une écriture menaçante dans son application minutieuse de bourreau fourbissant son arme létale et sans appel.

C'était, à ses yeux, la théorie de la Relativité dans son ensemble qui formait, dans toutes ses prédictions, un gigantesque paradoxe, une énorme mystification, qu'il fallait abattre à tout prix. La tâche ne lui était pas facile ! Dans sa folie grandiloquente, implacable par sa logique et sa rationalité apparentes, l'auteur unique de ces diatribes classait les physiciens en deux catégories, et deux seulement. D'un côté, les *idiots* — il n'était pas tendre ! — qui n'avaient pas compris que la théorie de la Relativité est une supercherie, et continuaient de propager parmi leurs étudiants et le public les fariboles — il ne mâchait pas ses mots ! — qu'on leur avait à eux-mêmes enseignées. Plus dangereux encore, car pervers, étaient à ses yeux les *escrocs* — c'était l'autre possibilité : il n'y allait pas de main morte ! — qui, sachant pertinemment que la Relativité est un leurre, n'en participaient pas moins, en pleine connaissance de cause, à la perpétuation de son règne usurpé.

L'ennemi public avait parfois des raisonnements à l'emporte-pièce : même si la vitesse est limitée, sur autoroute, à cent trente kilomètres par heure, il se trouvera toujours des voitures pour atteindre cent cinquante kilomètres à l'heure ; même si les relativistes affirment, doctement, qu'il est impossible de dépasser trois cent mille kilomètres par seconde, cela n'empêchera pas — c'est évident ! — certains objets de parvenir à trois cent mille un kilomètres par seconde. Le risque — il avait de l'humour ! — était d'avoir maille à partir avec la maréchaussée, dans l'un comme dans l'autre cas...

En règle générale, les paradoxophiles sont subtils et astucieux. Certains des arguments qu'ils avancent ne peuvent être réfutés sans une connaissance technique précise de la théorie — de la Relativité, dans le cas qui nous occupe. Ainsi du suivant, qui propose des variations autour de l'assertion que voici : « Selon la théorie de la Relativité, une horloge en mouvement retarde. »

Sur l'une des banquettes confortables d'un train lancé à (très) grande vitesse, est assis un voyageur, quelque peu naïf peut-être, mais plein de bonne volonté, bref ! un voyageur ordinaire. Il est flanqué, l'un du côté droit, l'autre du côté gauche, par deux adeptes convaincus — pour ne pas dire fanatiques — de la théorie de la Relativité. A l'approche d'une gare intermédiaire — le train ne doit pas s'y arrêter — le voyageur, bien intentionné mais sans doute trop confiant, s'apprête à régler sa montre sur l'heure que marquera l'horloge de la gare à l'instant où il passera à sa hauteur. Le voyant esquisser son geste, le relativiste de droite l'interpelle : attention ! il doit prendre en compte que sa montre, en mouvement par rapport à l'horloge de la gare, retarde sur elle. Mais le relativiste de gauche le tire discrètement par la manche et lui fait finement remarquer, à voix basse : attention ! c'est la gare et son horloge qui sont en mouvement (en sens inverse) par rapport au compartiment du train et donc par rapport à la montre des voyageurs ; en conséquence, c'est l'horloge qui retarde par rapport à la montre.

Le voyageur, malgré ses bonnes intentions et sa naïveté, ne sait à quel saint — droit ou gauche — se vouer. Il n'en faut pas plus pour le persuader que les prédictions de la Relativité sont *paradoxales*.

COMMENT LA THÉORIE SE TIRE D'AFFAIRE AVEC BRIO

Il ne suffit pas, pour désarçonner une théorie, d'arguments approximatifs et flous, fussent-ils percutants et irrémédiables en apparence. Analysons ceux-ci de façon plus approfondie.

Remarquons, au préalable, que mettre une montre à l'heure d'une pendule ne préjuge en rien que l'un ou l'autre retarde ou avance : pour savoir ce qu'il en est, il faudra évidemment attendre un certain temps — qui peut être court si l'on dispose d'une bonne précision de mesure — afin de comparer la marche des deux instruments.

Reste cette situation fort inconfortable où chacun d'eux paraît retarder par rapport à l'autre, suivant le point de vue adopté. On aimerait que la théorie s'explique clairement sur ce sujet. On voit mal pourtant comment elle pourrait choisir entre les deux éventualités — lequel des deux appareils retarde vraiment : sa nature, relativiste par constitution, lui interdit de distinguer, au plan fondamental, entre le mouvement du train vis-à-vis du référentiel de la gare ou celui — simplement inversé par rapport au précédent — de la gare vis-à-vis du train.

Mais la *seule* manière *équitable* d'interroger la théorie est de raisonner sans arrière-pensée dans le cadre qu'elle propose elle-même. L'interpeller — voire l'invectiver — dans un langage différent de celui qu'elle a mis en place, même s'il paraît, notre langage, plus général parce que plus commun ; la sommer, dans cet idiome prétendument universel, de résoudre des énigmes en forme de paradoxes, sous peine de répudiation et de bannissement ; la harceler et tenter de la ridiculiser pour la discréditer ; tout cela ne sert de rien. Adressons-nous à elle civilement, sans préjugé, et écoutons attentivement ses réponses, que voici.

Appelons R le référentiel de la gare, R' celui du train. Ce dernier, R', se déplace par rapport à R à la vitesse v — celle du train sur la voie — ; inversement, R se déplace par rapport à R' à la vitesse opposée $-v$.

Intéressons-nous pour commencer à un tic-tac élémentaire de la montre : le « tic » est émis lorsque la trotteuse des secondes arrive sur l'une des soixante graduations du cadran, le « tac » lorsqu'elle parvient à la division suivante. Entre le « tic » et le « tac » s'écoule donc un temps T'_m (« m » pour « montre », « prime » car ce temps est mesuré dans R') qui vaut une seconde[4] du temps associé au référentiel R'. Du point de vue de ce tic-tac, il existe une différence essentielle entre les référentiels R de la gare et R' du train. Dans ce dernier, en effet, les deux événements « tic » et « tac » ont lieu au *même point de l'espace* (le poignet du voyageur, immobile dans le train, et donc dans R') ; l'intervalle de temps T'_m qui les sépare dans le train est qualifié de « *propre* ». Dans le référentiel R de la gare, en revanche, le « tic » et le « tac » se produisent en des endroits différents, puisque le voyageur et sa montre se meuvent par rapport à R. Dans ce référentiel, l'intervalle de temps T_m (« montre », dans

R) entre « tic » et « tac » est donc « *impropre* ». Nous savons que l'intervalle de temps *propre* entre deux événements est *plus court* que tous les intervalles de temps impropres que l'on peut mesurer entre ces deux mêmes événements. Plus précisément, dans le cas qui nous occupe,

$$T_m = \frac{T'_m}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}};$$

comme le dénominateur est inférieur à 1, T_m est toujours plus long que T'_m.

Ce qui précède est suffisamment clair et explicite pour qu'il soit inutile de traduire le résultat dans le langage plus flou et plus imprécis de la vie courante, en parlant d' « avance » ou de « retard » de l'un des objets par rapport à l'autre.

Tournons-nous maintenant vers l'horloge de la gare, et examinons plus précisément l'un de ses tic-tac. Dans le référentiel où la gare et son horloge sont immobiles, ces deux événements — le « tic » et le « tac » — se produisent au même endroit (emplacement de la pendule au fronton du bâtiment). C'est par un intervalle de temps propre qu'ils se départissent alors ; nous le noterons T_h (« h » pour « horloge », pas de prime parce qu'il s'agit ici du référentiel R). Le laps de temps, en revanche, qui s'écoule entre ce même « tic » et le « tac » qui suit, dans le référentiel R' du train est impropre, puisque le fronton où trône l'horloge y est en mouvement. En termes quantitatifs [5],

$$T'_h = \frac{T_h}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}.$$

Ainsi, le prétendu paradoxe qui allait ridiculiser la théorie de la Relativité s'est converti en une prédiction claire : le tic-tac d'une pendule n'a sa valeur nominale — une seconde si la pendule est juste — que dans le référentiel où ladite pendule est immobile ; dans tous les autres référentiels, où la pendule est en mouvement, le temps mesuré entre le « tic » et le « tac » est supérieur, par un facteur clairement identifié. Quant à savoir si cette prédiction est confortée par l'expérience, voilà une question pertinente. Nous en avons donné ci-dessus [6] des éléments de réponse convaincants. J'entends qu'on s'interroge tout de même : « En fin de compte, que doit faire Georges Dandin ? » La réponse est simple dans son principe : il mettra sa montre à l'heure du référentiel où il est immobile, savoir celui du train. On peut imaginer que, si les trains — les fusées ? — atteignent quelque jour des vitesses comparables à celle de la lumière dans le vide, alors chaque wagon, chaque compartiment sera doté d'une horloge de référence, la synchronisation de l'ensemble étant assurée selon la méthode décrite en son temps. Utiliser une horloge ancrée dans un autre référentiel n'est pas impossible, mais demande réflexion et doigté.

Le paradoxe des jumeaux

« *Le vrai peut quelque fois n'être pas vraisemblable*[7]. »

Nous entreprenons ci-après l'analyse de l'un des plus beaux paradoxes qu'ait produits la physique au cours de son existence pourtant longue déjà et sans doute interminable, d'un paradoxe noble et respectable, de ceux qu'on énonce et décrit avec enthousiasme et passion, qu'on résout avec satisfaction et soulagement, qu'on ne se lasse pas de répéter à l'envi et de disséquer avec bonheur et minutie. La solution qu'en offre la théorie confirme plutôt qu'elle ne l'efface son aspect paradoxal au regard du sens commun, du bon sens qui pourtant, dit-on, est la chose la mieux partagée du monde. Quant à l'expérience — n'avons-nous pas professé qu'elle est l'aune ultime où mesurer le succès ou l'échec d'une prédiction ? —, elle corrobore les dires de la théorie. Plus de doute, donc, point d'échappatoire : ce paradoxe n'est tel que dans notre pauvre esprit, formé depuis des années et des générations à de certains réflexes trop bornés et à des intuitions factices qui volent en éclats dès qu'on s'aventure hors du quotidien et de l'usuel pour explorer des contrées nouvelles ; il ne l'est pas à proprement parler au sein de la physique, qui l'a enfanté de ses plus profondes entrailles, et le tient pour son rejeton légitime, comme chair de sa chair, comme substance de son intime substance.

PRÉSENTATION DU PARADOXE

En voici l'énoncé. Deux jumeaux — pour rendre encore plus éclatante la contradiction supposée — décident d'éprouver la théorie de la Relativité. L'un d'eux restera ici-bas[8], cependant que l'autre entreprendra un long mais rapide périple dans l'Univers : il sera emporté par un vaisseau digne de ceux qu'a imaginés George Lucas dans *La Guerre des étoiles*, en tout cas par sa vélocité — proche de celle de la lumière ; il rebroussera chemin quelque part dans ces vastes espaces désolés mais fascinants, puis reviendra sagement atterrir et se ranger près de son frère[9]. Ils constatent alors, avec certain effroi, que le jumeau voyageur a davantage vieilli que le jumeau sédentaire ! Soulignons aussitôt qu'il ne s'agit pas là d'une apparence, encore moins d'une illusion. Chacun des frères possède en propre une horloge interne : son cœur. Cette horloge mesure des intervalles de temps propres dans le référentiel où son détenteur est immobile, car il n'est pas question de déplacer le cœur en un site différent. Or donc supposons, pour simplifier, que les deux cœurs battent la seconde. Dotons les deux jumeaux d'un compteur qui enregistre les battements de leur cœur. Si nous lisons trois mille six cents sur un compteur, nous saurons que la personne qu'il accompagne a vieilli, intrinsèquement[10], d'une heure. Ainsi, chacun des deux frères ayant été équipé d'un tel compteur, on pourra vérifier quantitativement cette affirmation : l'instrument qui a vagabondé dans l'espace puis s'en est retourné a enregistré un nombre de pulsations supérieur à celui que marque le compteur resté sur Terre à l'attendre.

Comment cela est-il possible ?

Ecartons d'entrée de jeu l'objection qui brûle les lèvres. Si l'un des deux jumeaux a voyagé par rapport à l'autre, celui-ci n'a-t-il pas voyagé lui-même, en sens inverse, par rapport au vaisseau spatial ? Pourquoi, dès lors, l'un vieillirait-il plus, ou moins, que l'autre, si leurs situations sont symétriques ? C'est qu'elles ne le sont pas, dans le cas qui nous occupe ! En effet, celui des deux frères qui a bourlingué dans l'espace a *nécessairement*, à un moment ou à un autre, été *accéléré* — ce que n'a pas connu l'autre. Précisons. Le vaisseau a nécessairement subi une accélération pour démarrer (c'est-à-dire pour faire croître sa vitesse), pour faire demi-tour (nouvelle accélération pour changer la vitesse de sens) puis pour s'immobiliser afin que son passager puisse débarquer (cela suppose une décélération, c'est-à-dire une accélération négative). Rien de tel sur Terre ; d'où une *dissymétrie essentielle* entre les deux frères, véritable, objective.

UN MODÈLE THÉORIQUE SIMPLE

Pour traiter la question sur le plan théorique, il nous faudrait connaître le comportement d'une horloge lorsqu'elle est accélérée. Nous soupçonnons, d'après les considérations que nous avons développées en mécanique classique sur les référentiels non galiléens, que les effets d'une accélération sont sans doute complexes. Il faudrait aussi connaître, par ailleurs, la manière détaillée dont s'agencent les différentes phases accélérées dans l'ensemble du voyage.

Nous n'entrerons pas, évidemment, dans ces subtilités et ces calculs compliqués[11]. Nous nous bornerons à tenter de comprendre l'essentiel des phénomènes en nous fondant sur le modèle[12] suivant. Nous supposons que *deux vaisseaux* se meuvent en sens inverse, à vitesse constante et uniforme, l'un R'_a s'éloignant de la Terre, l'autre R'_r s'en rapprochant. Chacun des deux vaisseaux comporte, à son tableau de bord, une horloge qui marque le temps dans son référentiel. A l'instant initial, le jumeau explorateur saute depuis notre sol sur le premier appareil, R'_a : son accélération de démarrage dure un temps très court, inappréciable même. Afin d'esquiver les questions — pour nous sans réponse — concernant le comportement d'une horloge lorsqu'elle subit une accélération, nous supposons que notre touriste n'a pas emporté sa montre. *Il s'en réfère,* dans chaque situation, *à la pendule qui donne l'heure dans le référentiel (galiléen) où il se trouve :* quittant la Terre à l'instant initial ($t = 0$ aux horloges terrestres), il arrive aussitôt dans le vaisseau R'_a qui s'éloigne (dont la pendule de bord marque $t' = 0$). Il entreprend ainsi l'aller de son voyage, jusqu'à ce qu'il croise, s'approchant en sens inverse, le vaisseau de retour R'_r. Il bondit alors sans hésiter, quasi instantanément, du premier vaisseau R'_a dans le second R'_r, avec lequel il revient vers la Terre ; il descend alors en marche lorsqu'il passe auprès de son frère sage avec qui il veut commenter ses impressions de voyage.

ARGUMENTS FONDÉS SUR LE MODÈLE

Notons T'_a la durée du trajet dans le premier vaisseau R'_a : « *a* » pour « aller », prime parce que c'est au tableau de bord de R'_a qu'est mesurée cette durée. C'est ici l'intervalle de temps *propre* entre l'embarquement et le changement de vaisseau, puisque ces deux événements ont lieu, dans ce référentiel R'_a, au même endroit (la porte du véhicule). Mais dans le référentiel R lié à la Terre, séjour du jumeau sédentaire — où finira par se fixer aussi le second —, l'intervalle de temps T_a est *impropre*, entre ces deux mêmes événements : le vaisseau et sa porte y sont en mouvement, de sorte qu'ils ne se trouvent pas au même endroit lors des deux événements envisagés. En conséquence, le temps T_a, mesuré sur Terre, entre le départ et le demi-tour du cosmojumeau est relié au temps T'_a *enregistré dans le vaisseau* R'_a par

$$T_a = \frac{T'_a}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}$$

(v est la vitesse du vaisseau R'_a qui s'éloigne). Comme v est nécessairement inférieure à c, la durée T_a sur Terre est *plus longue* que la durée propre T'_a.

De même façon, le trajet du retour dure, à l'horloge du second vaisseau R'_r, un temps T'_r (« *r* » pour « retour », prime pour signifier qu'il est lu à la pendule du vaisseau R'_r). C'est là l'intervalle de temps *propre* entre l'embarquement et le débarquement de l'astronaute. A nouveau, l'intervalle de temps T_r qui sépare ces deux événements dans le référentiel R de la Terre diffère de T'_r selon une formule analogue à la précédente :

$$T_r = \frac{T'_r}{\sqrt{1 - w^2 / c^2}}$$

(cette fois, la vitesse du vaisseau R'_r qui ramène le passager est w).

Quelles que soient les vitesses v et w des vaisseaux, la durée totale $T_a + T_r$ qui s'est écoulée, sur Terre, entre le départ et le retour du fils prodigue, est supérieure à celle, $T'_a + T'_r$, qu'ont mesurée les pendules des vaisseaux. Or c'est ce temps $T'_a + T'_r$ qu'a vécu le jumeau le long de son voyage, alors que $T_a + T_r$ est celui qu'a vu s'écouler son frère casanier. Le voyageur revient donc de ses vagabondages plus âgé que son *alter ego* resté à la maison.

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

La théorie, donc, persiste et signe : les horloges attachées aux deux jumeaux se décalent dans cette aventure singulière. L'aspect paradoxal de l'affirmation demeure ; il est même conforté par la clarté des arguments. Dans une telle situation, l'expérience seule peut trancher, entre la prédiction théorique et notre intuition qui lui est contraire.

Il n'est pas question, bien évidemment, d'expérimenter sur de véritables jumeaux humains. Au demeurant, il serait dans ce cas bien difficile d'évaluer avec précision le temps vécu par chacun des deux frères ; l'excitation de la séparation et du voyage, les émotions et la fatigue auraient des effets sans doute plus importants que le temps à l'état brut. Il fallait donc trouver des jumeaux inanimés, et qui pourtant permissent la mesure de leur temps propre. On s'adressa tout naturellement à des *horloges*, et on les prit *atomiques* afin que leur précision fût suffisante, dans la définition et la détermination des durées.

Concrètement, l'expérience fut réalisée pour la première fois le 22 novembre 1975 — soit soixante-dix ans après la naissance de la théorie d'Einstein. Ce jour-là, un avion de la Marine américaine décolla de la base de Chesapeake Bay pour un long vol en cercles répétés et monotones, au-dessus d'elle. Il emportait une horloge atomique, préalablement réglée sur un instrument identique qui restait au sol. Sa vitesse, cent quarante mètres par seconde en moyenne (cinq cent quatre kilomètres par heure), était extrêmement faible, comparée à la vitesse de la lumière (elle s'élevait à peine à 4,7 dix millionièmes de c). Malgré cet énorme désavantage

— accentué par ceci que les formules font apparaître le rapport *v/c au carré* —, le décalage entre horloge embarquée et horloge stationnaire put être mesuré : après quinze heures de vol, il était de 5,6 nanosecondes (soit $5{,}6 \times 10^{-9}$ s), alors que les calculs, fondés sur la théorie de la Relativité, prédisaient 5,7 nanosecondes. Pour une expérience aussi délicate, l'accord théorie-mesures était remarquable de précision.

La conclusion s'impose : c'est, en l'occurrence, notre intuition qui est prise en défaut, et non pas la physique.

CHAPITRE II

INTERVALLES D'ESPACE-TEMPS ET CAUSALITÉ

Nous qui sommes,
De par Dieu
Gentilshommes
De haut lieu,
Il faut faire
Bruit sur terre,
Et la guerre
N'est qu'un jeu[1].

HUGO

Pour varier un peu les sons et les tons, pour rendre plus vivant, et plus humoristique peut-être, l'exposé d'un sujet quelque peu ardu, nous nous proposons d'esquisser un roman policier, à la manière d'Agatha Christie. Mais entendons-nous d'emblée. D'une part, notre vie quotidienne reste fermement non relativiste, même au cours d'une enquête criminelle difficile ; l'idée d'appliquer la notion relativiste d'intervalle d'espace-temps aux allées et venues de suspects éventuels est proprement ridicule. Mais, d'autre part, quelles que soient les fantaisies et extravagances que puisse engendrer cette idée, *les explications données par le détective sont correctes* pour ce qui touche à la physique, et plus spécifiquement à la théorie de la Relativité.

Il y a donc eu meurtre. La victime est le propriétaire d'une vaste demeure cossue, nommée « Landsdowne Court ». La balle qui l'a tué, en un endroit que nous assimilerons à un point et désignerons par M_0, a aussi — coup double ! — arrêté la pendule qui orne la pièce. Hercule Poirot est — évidemment ! — en chemin. Mais déjà, pour lui faciliter la tâche, le fidèle majordome du riche manoir où s'est produit le crime a repéré, dans le référentiel R_0 de la gentilhommière, le point d'espace funeste M_0 et l'heure fatale t_0 que marque — que continuera à marquer pour l'éternité — l'horloge associée à M_0 et immobile dans R_0. Voici donc : le forfait à élucider est un événement e_0 — au sens scientifique du terme — composé d'un point de l'espace M_0 et d'un instant t_0 repérés dans le référentiel R_0. Or Agatha Christie s'est arrangée — pour piquer notre curiosité — de telle sorte que personne d'autre que le hobereau assassiné ne soit demeuré ce soir-là dans le logis, pas même le dévoué majordome dont c'était le jour de congé.

Intervalle d'espace-temps entre deux événements

Dans le train qui l'amène sur les lieux, Hercule Poirot accorde quelques explications préliminaires, avec sa préciosité et sa pédanterie — très continentales — habituelles, à son assistant et faire-valoir, le bon Hastings : « Puisque le comté regorge de coupables potentiels, il faudra examiner leurs alibis soigneusement, et, pour tout dire, scientifiquement : Ordre et Méthode sont les maîtres-mots auxquels je me suis toujours tenu.

« Les personnes qui pourront prouver qu'elles se trouvaient ailleurs ("alibi", en latin) au moment où a été commis le crime seront évidemment mises hors de cause. La preuve de leur innocence se fondera elle aussi sur un événement : celui qui réunit le point où elles se trouvaient (M, distinct de M_0) au même instant t_0 (mesuré sur l'horloge associée à M, dans le référentiel R_0 que nous n'avons pas quitté). Mais les Romains n'avaient visiblement pas connaissance de la Relativité : "alibi" sous-entend que l'instant est nécessairement le même, du crime ou du délit, et du fait qui va innocenter le suspect. » Heureusement, les petites cellules grises d'Hercule Poirot pouvaient s'appuyer sur les données avérées de la science contemporaine, je veux parler précisément de la théorie einsteinienne de la Relativité : « Certains habitants du comté feront valoir que, à un instant t *différent* de t_0, ils ont été vus en un point M *différent* de M_0. Oui, mais peut-être ont-ils eu le temps, entre t et t_0, de couvrir la distance qui sépare M de M_0 ; ou bien, si t est postérieur à l'heure t_0 du crime, ne doit-on pas envisager la possibilité que le suspect en question ait perpétré l'assassinat, en M_0 et à t_0, puis se soit déplacé assez vite pour être en M, à t ? »

Entre évidemment en ligne de compte la *vitesse* des moyens de locomotion disponibles ou conduits — peut-être en cachette — sur le terrain. J'ai souvenir d'une affaire célèbre, complaisamment médiatisée, en tout cas — il ne s'agissait pas de meurtre, au demeurant, mais de malversations — où le magistrat instructeur ordonna qu'un essai fût tenté, en dimension réelle, pour savoir s'il était possible que le prévenu fût à Lille à telle heure — c'était son alibi — puis à Paris à telle autre. A l'évidence, le juge dont il s'agit ne connaissait pas non plus la théorie de la Relativité. Heureusement pour la Justice, Hercule Poirot, lui...

« Ce n'est pas difficile, voyons ! La vitesse développée par un moyen de locomotion *quelconque*, connu ou inconnu, en service ou encore à inventer, est *nécessairement* incapable de surpasser la vitesse de la lumière (dans le vide) c. *Ergo*, personne ne peut parcourir, entre deux instants t_1 et t_2 (mesurés dans le même référentiel) une distance supérieure à celle que franchit la lumière (encore dans le référentiel que nous avons choisi) entre ces mêmes dates t_1 et t_2, et qui se calcule simplement en prenant le produit de la vitesse constante et fondamentale c par l'intervalle de temps $t_2 - t_1$ (ou $t_1 - t_2$ suivant l'ordre chronologique). De façon générale, étant donné deux événements auxquels correspondent le point M_1 et le temps t_1, d'un côté, et d'autre part le point M_2 et le temps t_2 (se référant toujours au même référentiel), il suffit de comparer leur séparation spatiale $M_1 M_2$ à la distance que la lumière franchit entre t_1 et t_2. Elémentaire, mon cher Watson ![2] »

Les yeux de Poirot, vifs et perçants comme ceux d'un oiseau, scrutaient les coins et les recoins du compartiment. Aucun détail ne pouvait lui échapper.

« Pour faciliter les arguments, introduisons l'*intervalle d'espace-temps* qui sépare deux événements. Notons e_1 le premier événement — M_1 étant sa position, t_1 sa date — et e_2 le second (M_2, t_2). Nous éviterons des malentendus en remplaçant M_1 et M_2 par leurs coordonnées cartésiennes respectives (x_1, y_1, z_1) et (x_2, y_2, z_2). Chacun des deux événements sera ainsi caractérisé, dans le référentiel R où nous nous plaçons, par *quatre coordonnées d'espace-temps :* (x_1, y_1, z_1, t_1) pour l'événement e_1, (x_2, y_2, z_2, t_2) pour e_2. Nous *définissons* alors l'intervalle d'espace-temps qui disjoint e_1 et e_2 comme la *différence de deux termes* : le premier est *la distance* — élevée au carré — entre les deux points dans l'*espace* ; le second est la *distance* — au carré — *que franchit la lumière entre les deux instants*. Le premier terme — que nous avons noté parfois, avec quelque imprécision, $(M_1M_2)^2$ — s'exprime, par le théorème de Pythagore (quasiment aussi vieux que le monde qui pense), comme la somme des carrés des différences entre les coordonnées d'espace des deux événements :

$$(M_1M_2)^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2.$$

Le second terme est plus simple : c'est le produit, pris ensuite au carré, de la vitesse fondamentale c par l'écart temporel $(t_1 - t_2)$. De sorte que, en définitive, l'intervalle d'espace-temps entre e_1 et e_2 — on le désigne traditionnellement, depuis Einstein, par Δs^2 — est *défini* comme

$$\Delta s^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 - c^2 (t_1 - t_2)^2.$$

Remarquer le *signe moins*, essentiel dans la « métrique » de l'espace-temps relativiste ; il a pour conséquence que Δs^2, malgré cette notation qui évoque le carré d'une grandeur, *peut tout aussi bien être négatif que positif* ».

La vertu cardinale de l'intervalle d'espace-temps

« Prenons deux événements e_1 et e_2 », professa Hercule Poirot, tirant sur les pointes de sa moustache. « Dans un référentiel R, chacun d'eux est caractérisé par ses coordonnées d'espace-temps : (x_1, y_1, z_1, t_1) d'une part, (x_2, y_2, z_2, t_2) d'autre part. La connaissance de ces deux jeux de *coordonnées* permet de calculer l'intervalle d'espace-temps entre eux, selon la formule explicitée il y a un instant.

« Il est important de comprendre que les événements e_1 et e_2 ont une existence *objective*, c'est-à-dire que, s'il faut choisir un référentiel pour les nommer, ils ne lui sont pas pour autant attachés indissolublement : chacun d'eux peut être regardé depuis un *autre référentiel* ; ses *coordonnées* y seront *différentes*, mais sa réalité physique transcende cette versatilité apparente. Songez au meurtre pour lequel on a bien voulu faire appel à mes modestes compétences ; il est — pour le malheur de la victime — vu comme tel depuis n'importe quel référentiel, pas seulement depuis celui que ce bon majordome me dit, dans son message empreint de tristesse mais aussi de précision, avoir choisi d'emblée, par piété envers son maître, à savoir le référentiel de Landsdowne Court. » Ne vous y laissez pas prendre : ces propos lénifiants d'Hercule Poirot n'empêchent pas le majordome d'être plus suspect que quiconque. Croisant ses jambes avec précaution, pour préserver la blancheur de ses chaussures, le détective belge reprit :

« Or donc revenons au cas plus général de deux événements e_1 et e_2 *a priori* quelconques mais objectifs. Observons cette *même réalité* depuis un *autre référentiel* R'. Les coordonnées d'espace-temps de chacun des deux événements sont changées, dans R' : elles deviennent (x'_1, y'_1, z'_1, t'_1) pour le premier, e_1, et (x'_2, y'_2, z'_2, t'_2) pour le second, e_2. »

« Pour ce qui est des temps, je veux bien admettre après Einstein — quoique j'aie quelque peine à le concevoir — que t'_1 peut être différent de t_1 et t'_2 de t_2. Mais les coordonnées d'espace ?... » se hasarda à demander Hastings, congestionné sous l'effort de concentration que requérait de lui la compréhension du cours magistral d'Hercule Poirot. Celui-ci ne répondit pas tout de suite. Il tira de son gousset la montre d'argent dont il ne se séparait jamais depuis l'affaire de l'Armée du Salut[3], la consulta d'un air réfléchi, puis daigna reprendre la parole : « Nous allons dans quelques minutes passer devant la gare d'Arlington, que notre train dépassera sans s'y arrêter. Nul doute pourtant que le chef de gare sortira sur le quai afin de s'assurer que notre course se poursuit sans anicroche apparente. Au moment où notre wagon passera à sa hauteur, je poserai cette pièce de monnaie sur la paume de ma main puis je la lancerai en l'air, en sorte qu'elle s'élève d'une dizaine de pouces, ou d'un pied environ, et qu'elle retombe dans ma paume. Ainsi, les deux événements “la pièce quitte ma main” et “la pièce retombe dans ma main” se seront produits, pour nous autres voyageurs, au même point de l'espace : celui où se trouve ma paume, repérée dans le wagon. Et maintenant, mon cher Hastings, que va observer l'employé des chemins de fer depuis son quai de gare ?... Mais, je n'en doute pas, vous avez déjà compris. » Hastings qui, à ce stade, était devenu rubicond, préféra se taire et admettre que x'_1 n'était pas nécessairement égal à x_1, ni y'_1 à y_1, et ainsi de suite pour les autres coordonnées d'espace.

Hercule Poirot savoura en silence sa supériorité, feignant de s'intéresser au paysage verdoyant du Sussex qui défilait devant la fenêtre du compartiment. Puis il laissa tomber, comme s'il se fût agit d'une évidence, l'information capitale que voici : « Comme vous l'avez probablement constaté, mon cher Hastings, *l'intervalle d'espace-temps est invariant par changement de référentiel*. En d'autres termes, quels que soient les deux référentiels galiléens R et R', et quels que soient les deux événements objectifs e_1 et e_2, leurs coordonnées relatives à R et à R' (nous distinguerons ces dernières par une prime) vérifient l'égalité

$$\begin{aligned}&(x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2 + (z'_1 - z'_2)^2 - c^2\,(t'_1 - t'_2)^2 \\ &= (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 - c^2\,(t_1 - t_2)^2.\end{aligned}$$

Ainsi, l'intervalle d'espace-temps Δs^2 est caractéristique d'une paire d'événements, et sa valeur peut être calculée dans n'importe quel référentiel d'inertie. Vous n'êtes pas sans savoir que l'illustre mathématicien français Henri Poincaré — dont les initiales sont d'ailleurs les mêmes que les miennes — a démontré, il y a de cela cent ans, un théorème important : le groupe que composent les transformations de Lorentz — celles qui font le passage entre les divers référentiels d'inertie — est isomorphe à celui que forment les opérations laissant invariante la forme quadratique $x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2$. »

Traitement scientifique de la criminalité

Hastings fut miraculeusement sauvé de l'apoplexie : la conférence mondaine d'Hercule Poirot fut interrompue par leur arrivée en gare d'Althampton, où ils furent accueillis par le majordome, qui les attendait avec une voiture de place, et par un officier du CID[4] qui les avait précédés (« Les trains anglais sont si lents ! » gémit en aparté Hercule Poirot. « Leur vitesse est vraiment négligeable devant *c*... »). Sitôt arrivés, sitôt à l'ouvrage. L'officier de police, que ce cas embarrassait fort, se laissa facilement convaincre : il ordonna aussitôt que tous les habitants du comté — le Sussex Ouest — fussent, sans exception, sommés de produire chacun un événement — soit quatre coordonnées d'espace-temps, dans un référentiel clairement identifié — qui pût être vérifié et sur lequel ils fissent entièrement et exclusivement reposer leur défense éventuelle de suspect présumé. Hastings fut chargé de calculer, pour chaque événement e ainsi avancé par la population du Sussex Ouest en vue de s'innocenter, l'intervalle d'espace-temps qui le séparait du meurtre de Landsdowne Court. Hercule Poirot lui rappela la marche à suivre. Il fallait d'abord repérer l'événement e, par ses coordonnées (x, y, z, t), dans le référentiel de Landsdowne Court, où le crime avait été constaté en (x_0, y_0, z_0, t_0). Le calcul de (x, y, z, t) pouvait demander une transformation de Lorentz, si la donnée de e faisait d'abord appel à quelque autre référentiel. Ensuite, l'intervalle d'espace-temps entre e et e_0 se calculait par la formule

$$\Delta s^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 - c^2 (t - t_0)^2.$$

J'en vois qui s'interrogent : pourquoi les recherches devraient-elles se limiter au Sussex Ouest ? Je pourrais leur répondre que cela fait déjà 658 601 calculs pour ce bon Hastings, ou bien aussi qu'il est proprement impensable d'entremêler les affaires de deux comtés administrativement distincts, même limitrophes, même partageant — ou se disputant — leur nom, comme le font le Sussex de l'Est et le Sussex de l'Ouest. Mais non ! Il suffit de s'en rapporter aux petites cellules grises d'Hercule Poirot : le criminel habite bien le Sussex Ouest, comme cela nous apparaîtra — sauf coup de théâtre imprévisible — dans les toutes dernières pages du roman policier.

Mais laissons plutôt parler Poirot, qui aimait à briller en société : « Pour que la méthode fût vraiment infaillible, il eût fallu enquêter sur l'ensemble de la population entourée par l'*horizon d'événements* de l'assassinat e_0. L'horizon est ici, comme il l'est toujours, la limite entre la portion d'espace que peut embrasser le regard et celle dont la vision est empêchée.

« L'amélioration des moyens de détection astronomique permet de percevoir des objets célestes — ce sont essentiellement des galaxies — de plus en plus lointains. Mais évidemment, pour que nous parvenions à les *voir*, il est indispensable que la *lumière* qu'ils ont émise ait eu le temps de nous atteindre. Notons ce fait remarquable, conséquence de la finitude de c (vitesse de la lumière) : "éloigné dans l'espace" est corrélé à "reculé dans le temps". En effet, plus l'objet observé est *distant*, plus la lumière qui en est issue met de *temps* pour franchir l'étendue d qui le sépare de nous ; si nous *voyons aujourd'hui* cet astre — quelle qu'en soit la nature —, l'image que nous en percevons était sienne *il y a longtemps*, d'autant plus longtemps que la distance d est plus grande : il s'écoule un temps d/c entre l'émission et la réception de l'information visuelle.

« Prenons des exemples simples et connus — Poirot s'échauffait, le rose aux pommettes et le geste large —, les deux galaxies extérieures les plus proches de la nôtre (qui n'est autre que la Voie Lactée, ou Galaxie avec une majuscule), s'appellent les "nuages de Magellan", le Grand et le Petit. Etant visibles, elles se trouvent en deçà de l'horizon des événements.

« Par commodité, on exprime souvent les distances astronomiques en *années-lumière* : l'année-lumière est la distance que franchit la lumière en un an, c'est-à-dire le produit de trois cent mille kilomètres par seconde (valeur de c) par 3×10^7, nombre de secondes équivalent à une année, ce qui donne à peu près 10^{16} mètres. Eh bien, le grand nuage de Magellan est à cent soixante-dix mille années-lumière de nous, le petit à deux cent mille années-lumière, environ. Il est vrai que, à cette échelle, le Sussex Ouest apparaît un peu exigu, avec ses deux mille seize kilomètres carrés de superficie... Mais, par ailleurs, la densité de population de l'Univers est pratiquement nulle. Voyons un peu... La contribution la plus importante paraît être — jusqu'à plus ample information — celle de la Terre. Mais cinq milliards d'individus perdus dans cette immensité, ne font pas une énorme densité de population : j'ai calculé 10^{-66} habitant par mètre cube !... Mais si vous êtes, comme moi, passionné de Science — Poirot épousseta machinalement, d'un geste bref, son col de chemise impeccable —, vous aurez compris que la seule manière scientifique de traiter des nombres aussi faramineusement grands — ou aussi imperceptiblement petits — réside dans le calcul des probabilités, où règne la "loi des grands nombres". C'est cela : disons pour faire bref que le Sussex de l'Ouest concrétise, en ce qui concerne notre enquête criminelle, ce que les Instituts de Sondages nomment "un échantillon représentatif". Vétilles que tout cela, pour un esprit vraiment scientifique... »

En application de ces considérations théoriques, les instructions que reçut Hastings furent claires. Lorsque la valeur trouvée pour Δs^2 serait positive, la police serait chargée de signifier à la personne correspondante qu'elle était définitivement lavée de tout soupçon. Si le résultat était un nombre négatif, au contraire, une fiche concernant la nature de l'événement allégué serait remise à Hercule Poirot, en même temps que la police convoquerait officiellement le suspect dans la vaste salle du County Hall pour le dimanche suivant à quatre heures de l'après-midi. Le célèbre détective belge comptait y dévoiler, à la manière solennelle qu'il affectionnait, l'identité et les mobiles cachés de l'assassin. Il s'enferma en attendant dans la chambre qu'on lui avait préparée, pour y réfléchir à loisir, sans que rien ne vînt le distraire, sur ce qu'il savait déjà et sur ce qu'il apprendrait par les fiches de Hastings.

Questions théoriques soulevées par l'enquête criminelle

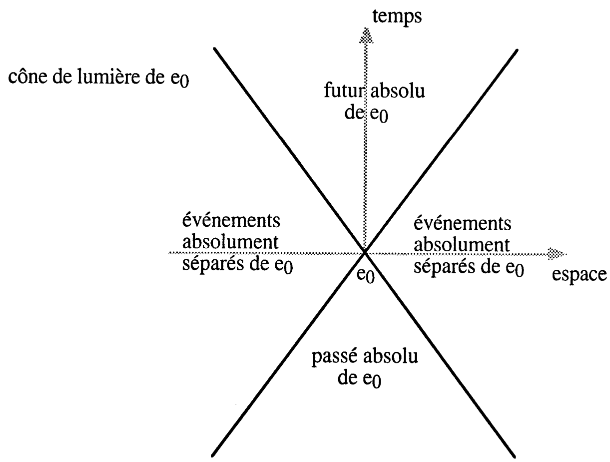
Hercule Poirot ne sortait que pour les repas, au cours desquels il abreuvait le pauvre Hastings d'envolées théoriques. Le fidèle assistant, la tête pleine encore des calculs numériques d'intervalles d'espace-temps, faisait contre mauvaise fortune bon cœur, s'efforçant vaillamment de ne pas laisser voir que la somnolence le gagnait. « Voyez-vous, mon cher Hastings, un intervalle d'espace-temps ayant une valeur positive est dit "du genre espace". Cette valeur et son signe en particulier sont conservés dans tout changement de référentiel galiléen. On peut montrer — je vous épargnerai la démonstration, pourtant simple — qu'il existe nécessairement, dans ce cas, un référentiel d'inertie R' dans lequel les deux événements considérés, que nous désignerons par e_0 — toujours lui ! — et e_N, se produisent au même instant ($t'_N = t'_0$) mais en des points différents de l'espace :

$$(x'_N, y'_N, z'_N) \neq (x'_0, y'_0, z'_0).$$

« Il ne vous échappera pas que, dans ce cas, il ne saurait y avoir relation de cause à effet entre les deux événements e_0 et e_N (N pour "non coupable"). D'ailleurs, il existe aussi des référentiels dans lesquels les deux événements ne sont pas simultanés ($t'_N \neq t'_0$) ; mais précisément : il en est certains où e_N et e_0 se succèdent dans un certain ordre temporel — e_N se produit avant e_0 par exemple :

$t'_N < t'_0$ — et d'autres où, au contraire, e_0 précède e_N dans le temps : $t'_0 < t'_N$. Voilà pourquoi nous pouvons en toute confiance relaxer la personne ayant allégué un événement du type e_N. En revanche, si l'événement e_P invoqué (P pour "présumé innocent", la loi nous l'ordonne) est séparé de e_0 par un intervalle *"du genre temps"*, c'est-à-dire si cet intervalle prend une valeur négative, alors il existe nécessairement un référentiel dans lequel e_P et e_0 se placent au *même point de l'espace*, quoique à des instants différents. En outre, l'ordre selon lequel se succèdent dans le temps les deux événements est le *même* dans *tous les référentiels* : ou bien e_P prend toujours place avant e_0, ou bien c'est, de façon intrinsèque, le contraire. Je n'aurai pas besoin d'insister devant vous sur l'importance primordiale, en criminologie, d'établir la disposition temporelle des événements. Prenez par exemple le référentiel où e_P et e_0 ont lieu au même point ; si e_P y arrive après e_0, le meurtre a déjà eu lieu quand la personne concernée se trouve au point fatidique, et elle peut seulement y constater le décès. En revanche, si e_P est antérieur à e_0... » Hercule Poirot laissa un bref instant percer, sous l'aspect débonnaire de son visage poupin, l'éclat métallique de ses prunelles de chat...

Hastings put savourer son thé en toute quiétude : en continental impénitent, Hercule Poirot ne sortait pas de sa chambre à cinq heures. Mais la cantilène reprit au dîner : « Pour nous résumer, mon cher Hastings, considérons l'événement e_0 qui nous occupe, cet assassinat si précisément daté, cette manière d'astre polaire autour duquel tout et tous virevoltent silencieusement nuit et jour, comme des éphémères attirées par une flamme tourbillonnent alentour. Les autres événements, *tous les autres*, se divisent en *deux catégories*, nous l'avons vu. Il est une manière fort parlante de représenter cette situation remarquable. » Le détective réclama une feuille de papier au majordome et y traça le dessin que nous reproduisons fidèlement ci-dessous. « Les traits obliques schématisent le *cône de lumière* de l'événement e_0. C'est bien un cône, et non pas simplement un angle formé par deux droites : le papier est une surface à deux dimensions seulement, et j'y veux évoquer l'espace-temps à quatre dimensions (il faut quatre coordonnées pour caractériser un événement). L'axe que je trace verticalement sera celui des temps ; l'autre devra résumer à lui seul trois axes d'espace. Au sommet du cône, le meurtre e_0. Un événement e_i situé *à l'intérieur* du cône de lumière de e_0 est séparé de lui par un *intervalle du genre temps* (c'est-à-dire que $\Delta\ s_i^2$ est négatif) ; *à l'extérieur*, les événements e_e ayant avec e_0 un *intervalle du genre espace* ($\Delta\ s_e^2$ positif, cette fois). Vous vous demandez sans doute quel sort est réservé aux événements qui se placent *sur la surface* même du cône de lumière ? Leur intervalle d'espace-temps avec e_0 est *nul* : à la limite entre l'intérieur et l'exté-



Cône de lumière de l'événement e_0 : à l'extérieur du cône, les événements sont absolument séparés de e_0 ; l'intérieur se divise en deux nappes, le futur absolu de e_0 et son passé absolu.

rieur, là où l'écart d'espace-temps change de signe (positif à l'extérieur, négatif à l'intérieur), il s'annule tout naturellement, par continuité. Je ne vous ai pas encore parlé de cette catégorie d'intervalles, pour ne pas embrouiller l'exposé. On les dit du *genre lumière* : dans un référentiel quelconque, la distance spatiale des deux événements est *égale* à celle que franchit la lumière pendant leur écart temporel. Pour ce qui nous occupe présentement, les événements de cette espèce seront sans hésitation rangés dans la catégorie non coupable, pour la raison qu'aucun corps matériel ne peut vraiment atteindre la vitesse limite c, qui est seulement celle de la lumière dans le vide.

« Les événements mis en avant par les citoyens du comté se répartissent dans l'espace-temps, et l'essentiel pour nous est de savoir comment ils se placent par rapport au cône de lumière de l'assassinat e_0. Ceux qui se situent à l'extérieur du cône de lumière sont dits *absolument séparés de* e_0 ; nous avons décidé d'arrêter là nos investigations en ce qui concerne les personnes dont le sort leur est lié : *non coupables*. Nous venons de classer dans le même ensemble les événements localisés *sur* le cône de lumière de e_0. L'intérieur du cône de lumière mérite au contraire d'être scruté plus en détail. On constate de prime abord que cette région est en réalité l'assemblage de deux nappes coniques distinctes, qui n'ont en commun que leur sommet, en e_0. Vous n'avez sûrement pas oublié, auditeur attentif que vous êtes, ce que je vous ai appris au déjeuner :

la différence des temps entre e_0 et un événement e_i intérieur au cône garde son signe, inaltéré, dans tout changement de référentiel galiléen. C'est pourquoi la nappe conique supérieure est appelée le *futur absolu* de e_0, la nappe conique inférieure son *passé absolu*.

« Maintenant, vous avez en main la clef du problème que nous cherchons à résoudre : l'assassin est à coup sûr — la Science ne s'accommode point d'à-peu-près — l'une des personnes dont l'événement-alibi tombe dans le demi-cône passé du crime. Ah ! J'allais oublier un détail : cette classification "cinématique" (selon l'expression des physiciens) permet certes de soupçonner quelqu'un dont l'événement-fétiche e tombe dans le passé absolu de l'assassinat e_0, mais il en faudra plus pour l'inculper : il *peut* y avoir relation de cause à effet entre e et e_0, mais il peut aussi n'y en avoir *pas*. Il faudra faire fonctionner nos petites cellules grises... »

Après calcul de 658 601 intervalles d'espace-temps, il s'avéra que trois d'entre eux seulement se situaient dans le cône passé du meurtre : celui du majordome (vous vous en doutiez ?...), celui de l'officier de police (ah ! c'est plus inattendu, n'est-ce pas ?) et celui d'un voyageur de commerce dont la direction londonienne du CID parvint à obtenir l'extradition du Sussex oriental, où il démarchait ses clients, comme de coutume, après avoir sillonné le Sussex occidental. A noter que ni Hercule Poirot ni son assistant n'avaient été soumis à l'épreuve de vérité.

Comment ? Vous trouvez que voilà un marteau-pilon pour écraser une mouche ?... Je ne suis pas surpris : la Science s'est toujours heurtée à de basses incompréhensions de la part du vulgaire. En tout cas, c'est une autre science — la balistique — qui eut le dernier mot : la balle du pistolet, dont on put reconstituer la trajectoire, avait été tirée par un gaucher ; seul l'était, parmi ceux que la Relativité avait sélectionnés comme suspects, le majordome ! !

Loin de moi l'idée de faire accroire que la balistique doit, dans la célèbre classification d'Auguste Comte, précéder la physique, dont la Relativité est l'un des plus beaux fleurons. Inutile de chicaner, d'ailleurs : je ne sache pas que la balistique soit seulement citée au tableau d'honneur d'Auguste Comte.

Mais foin des classifications péremptoires, fussent-elles « positivistes » ! Ce « chapitre policier », avec sa logique implacable parce que scientifique, et pourtant délirante parce que inadaptée, nous ramène à la leçon, à la morale des *ordres de grandeur* en physique. La sagesse populaire déconseille l'utilisation d'un marteau-pilon pour écraser une mouche ; le ridicule naît dans ce cas de la *disproportion* entre le but poursuivi et le moyen mis en œuvre. La disconvenance, ici, se manifeste dans les deux sens, si l'on peut dire : pas besoin d'un marteau-pilon s'il s'agit *vraiment* d'écraser une mouche ; alors d'autres moyens, moins gigantesques, seront plus efficaces.

Il en va de même en physique. Pour décrire le mouvement de la mouche susdite — avant que de l'occire —, la Relativité, ni d'ailleurs la mécanique quantique (qui nous occupera bientôt) ne s'imposent ; la bonne vieille mécanique newtonienne y convient bien mieux : l'ordre de grandeur de la vitesse de l'insecte écarte la Relativité, comme était ci-dessus écarté le marteau-pilon métaphorique ; la bestiole se situant clairement parmi les objets macroscopiques, la mécanique quantique s'efface elle aussi comme inadaptée. Mais rappelons, au cas où cela s'avérerait nécessaire, que la Relativité d'un côté, et la mécanique quantique de l'autre reconnaissent sans arrière-pensée la validité de la mécanique newtonienne dans le domaine où elle s'était originellement implantée, où la vitesse de la lumière est quasiment infinie et la constante de Planck quasiment nulle.

Outre certaines notions centrales en théorie de la Relativité, nous avons rencontré au passage un personnage hors du commun... Non ! Vous n'y êtes pas : ce ne saurait être d'Hercule Poirot qu'il s'agit...

CODA : MAGELLAN

Ce grand navigateur étonnant, portugais (Magalhães) enrôlé chez les Espagnols (Magallanes), s'embarqua à Sanlúcar de Barrameda, près de Cadix, le 20 septembre 1519, pour le *premier voyage circumterrestre*, financé par Charles Quint (Charles Ier d'Espagne), et destiné à ouvrir une route nouvelle vers les épices des Moluques. Il franchit l'équateur en décembre, au large de l'actuel Brésil, et tenta de traverser le continent américain par le Río de la Plata (Buenos Aires, Montevideo), qui le mena dans un cul-de-sac. C'est au cours de son long hivernage sur la côte de la Patagonie (mars-octobre 1520) qu'il observa dans le ciel austral et décrivit avec soin les deux nuages qui portent son nom.

Ils furent deux cent soixante-cinq hommes, hardis et déterminés, à cingler vers l'ouest le 20 septembre 1519. Seulement dix-huit d'entre eux parvinrent, après trois ans de lutte contre la mer, contre les continents, contre les hommes et contre eux-mêmes, à rallier Sanlúcar en venant de l'est (6 septembre 1522). Magellan lui-même n'était pas parmi les survivants : il avait péri dans un rude combat fratricide (27 avril 1521), sur une petite île des Philippines, de l'autre côté de la terre.

CHAPITRE III

UN OUTIL THÉORIQUE PUISSANT : L'INVARIANCE RELATIVISTE

Si nous pouvions franchir ces solitudes mornes,
Si nous pouvions passer les bleus septentrions,
Si nous pouvions atteindre au fond des cieux sans bornes
Jusqu'à ce qu'à la fin, éperdus, nous voyions,
Comme un navire en mer croît, monte, et semble éclore,
Cette petite étoile, atome de phosphore,
Devenir par degrés un monstre de rayons[1].

HUGO

Les lois physiques, avons-nous déclaré en énonçant le *Principe de Relativité*, doivent être les mêmes dans deux référentiels en mouvement de translation uniforme l'un par rapport à l'autre. Cette affirmation, qui se situe, résolument, au niveau *théorique*, conduit à un faisceau multiple de conséquences et applications importantes. Nous allons nous concentrer ici sur un exemple particulier de loi : la *conservation de l'impulsion*. Nous l'envisagerons d'abord dans le cadre de la Relativité galiléenne, où son invariance conduit à une *prédiction* désarmante et attendue à la fois. Passant ensuite à la Relativité einsteinienne, nous aboutirons à la légendaire relation $E = mc^2$.

La loi de conservation de l'impulsion dans une situation simple

Nous supposons établie la loi de conservation de l'impulsion. On pourrait dire bien des choses intéressantes sur son origine théorique profonde, sur sa démonstration, sur sa signification. Prenons garde pourtant de nous laisser aller à ce penchant qui nous pousse à toujours expliciter, à expliquer encore : les arguments ayant trait à l'invariance relativiste y perdraient de leur limpidité et de leur lisibilité[2].

Nous partons donc de la loi qui stipule la *conservation de l'impulsion*. Nous l'appliquons à une situation simple et claire : une collision entre particules, entre *objets ponctuels*. Dans l'état initial — avant la collision — une particule (1) et une particule (2) se dirigent l'une vers l'autre ; nous n'aurons pas besoin d'analyser en détail le choc lui-même ; nous constatons seulement qu'en sortent deux particules, que nous notons (3) et (4). Ces particules finales sont-elles identiques aux particules initiales ? Pas nécessairement. Nous supposons en tout cas, pour la clarté de notre argument, que tel n'est pas le cas. Il serait aisé, en tout état de cause, de donner de multiples exemples en ce sens : dans une pile atomique (centrale nucléaire), un neutron lent est capturé par un noyau fissile (uranium) qui se sépare en deux noyaux plus légers (technétium et baryum, peut-être) ; ou bien, dans un autre contexte, un électron et un atome se transforment en un ion (négatif) et un photon... Nous schématisons la collision que nous étudions par l'écriture symbolique

$$(1) + (2) \rightarrow (3) + (4).$$

Pour aller plus loin, c'est-à-dire pour analyser théoriquement ce processus il faut, comme toujours dans semblables cas, choisir un référentiel ; pour des raisons évidentes, ce sera un référentiel d'inertie. Nous avons décidé dès le départ que, *dans ce référentiel, la collision conserve l'impulsion*. A chacune des quatre particules est associée une grandeur (vectorielle), nommée son impulsion : p_1, p_2, p_3, p_4, respectivement. La loi de conservation de l'impulsion au cours de la collision, exprimée dans le référentiel choisi, se traduit par l'égalité simple

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4.$$

Il s'agit là, à l'évidence, d'une loi physique qui transcende le choix de référentiel. En termes moins pompeux et plus concrets, voici ce que l'on entend par là. Si nous avions choisi un autre référentiel, les impulsions des mêmes particules auraient pris des valeurs différentes des précédentes ; notons-les p'_1, p'_2, p'_3, p'_4. La conservation de l'impulsion, exprimée cette fois dans le second référentiel, implique

$$p'_1 + p'_2 = p'_3 + p'_4.$$

Précisons peut-être et insistons, pour éviter confusions et malentendus : nous observons *une collision* particulière, une seule et unique collision ; un observateur regarde son évolution à partir du référentiel où il se trouve, un autre observateur regarde cette *même collision* à partir d'un *autre référentiel*. Probablement n'y aura-t-il pas de difficulté à comprendre que l'impulsion d'une *même* particule, au cours de la *même* collision prend des valeurs *différentes* dans deux référentiels *différents* : pour la particule (1), par exemple, on a p_1 dans le premier référentiel et p'_1 dans le second. Si quelque doute subsistait pourtant, il serait facile de le dissiper en se reportant à la discussion, en tout point analogue, de la loi de composition des vitesses.

Voici maintenant un point véritablement *capital* dans ces problèmes d'*invariance* de lois physiques. La conservation de l'impulsion au cours de la collision doit *nécessairement* prendre *même forme dans tous les référentiels* d'inertie — animés les uns par rapport aux autres d'un mouvement de translation uniforme. Il est donc *indispensable* qu'à l'égalité

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4,$$

écrite dans le premier référentiel, réponde dans le second

$$p'_1 + p'_2 = p'_3 + p'_4.$$

Une égalité de ce type, si elle n'était valable que dans un référentiel particulier, ne saurait exprimer une loi physique : d'après le *principe de Relativité*, les lois physiques véritables se traduisent de même façon dans tous les référentiels d'inertie.

C'est ici que le jeu se corse : on referme l'étau en y faisant intervenir la *loi de transformation de l'impulsion*. C'est la formule qui donne — compte tenu de la nature de cette grandeur — l'impulsion p'_1 de la première particule dans le second référentiel à partir de son impulsion p_1 dans le premier, et de même pour les particules (2), (3) et (4). Cette formule, la même pour toutes les impulsions, évidemment, fait intervenir comme il se doit la vitesse relative v_e des deux référentiels — qui caractérise leur relation.

Conservation de l'impulsion en mécanique non relativiste

Commençons par mener cette analyse en mécanique newtonienne.

Dans un référentiel d'inertie particulier, une particule de masse m est animée de la vitesse v. La mécanique classique lui assigne l'impulsion

$$p = m\,v \text{ (non relativiste)}$$

par rapport au référentiel en question. Elle sera évidemment — invariance des formules physiques par changement de référentiel —

$$p' = m\, v' \text{ (non relativiste)}$$

dans un second référentiel d'inertie[3] où la vitesse de la particule sera v'. Mais nous connaissons la *loi de composition des vitesses*, directement issue de la transformation de Galilée :

$$v = v' + v_e$$

(v_e est la vitesse — uniforme — du référentiel R' par rapport au référentiel R).

Partons donc de l'égalité

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4,$$

qui exprime la loi physique (fondamentale) de conservation de l'impulsion dans les conditions que voici : collision de deux particules initiales, de masses m_1 et m_2, donnant deux particules finales, de masses m_3 et m_4 ; analyse de ce processus dans le référentiel R. Remplaçons chacune des impulsions par son expression en termes de masse et de vitesse. La loi de conservation (dans R) prend alors la forme

$$m_1\, v_1 + m_2\, v_2 = m_3\, v_3 + m_4\, v_4 \text{ (non relativiste).}$$

Nous reportons maintenant dans cette égalité, pour chacune des quatre particules, l'expression de sa vitesse v en fonction de sa vitesse v' dans un autre référentiel d'inertie R', qui se déplace par rapport à R à la vitesse v_e.

Ce faisant, nous *démontrons* que la conservation de l'impulsion *vue depuis R* s'exprime, compte tenu de la *transformation de Galilée*, par la formule

$$m_1(v_1' + v_e) + m_2(v_2' + v_e) = m_3(v_3' + v_e) + m_4(v_4' + v_e).$$

La tête vous tourne un peu, entre la loi de conservation et la transformation de Galilée ? Ce genre de trouble est fréquent lorsqu'on aborde pour la première fois un problème d'invariance... Il faut pourtant poursuivre... Voici une question très facile, après ce que nous avons vu : comment se traduit, *dans R'* cette fois, la loi de conservation de l'impulsion ? Réponse : d'après le principe de Relativité, elle se traduit *comme dans R, mutatis mutandis,* par

$$p_1' + p_2' = p_3' + p_4'.$$

Bien entendu, p_1' est différente de p_1, p_2' de p_2, etc. ; mais l'égalité qui vient d'être écrite doit tenir. Comme les vitesses sont ici v_1', v_2', v_3', v_4', on transforme la formule ci-dessus en

$$m_1 v'_1 + m_2 v'_2 = m_3 v'_3 + m_4 v'_4 \text{ (non relativiste).}$$

Branle-bas de combat ! Que personne ne sorte ! Ce dernier énoncé n'est *pas identique* à celui que nous avons explicité plus haut : partant de

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4,$$

nous n'avons *pas* abouti à

$$p'_1 + p'_2 = p'_3 + p'_4\,!$$

S'il en est ainsi, alors *la conservation de l'impulsion n'est pas une loi physique*. Aussi radical que cela ! Le principe de Relativité cache, sous son air amène et conciliant, une main de fer : il restreint de façon draconienne les formes permises aux lois physiques. On pourrait par exemple envisager que la vitesse d'un bateau — exprimée dans des unités convenables — soit égale à l'âge du capitaine, ou qu'un champ électrique le soit à la masse d'un objet. Si de telles égalités se trouvent, par hasard, être vérifiées, à un moment donné, dans un référentiel d'inertie, elles ne le seront dans aucun autre. Il ne peut donc pas s'agir de lois physiques, ni de conséquences de telles lois.

Nous avons donc perdu notre temps avec l'impulsion : la conséquence que nous avons déduite de

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4 \Rightarrow m_1 (v'_1 + v_e) + m_2 (v'_2 + v_e) = m_3 (v'_3 + v_e) + m_4 (v'_4 + v_e)$$

ne s'identifie pas à

$$p'_1 + p'_2 = p'_3 + p'_4 \Rightarrow m_1 v'_1 + m_2 v'_2 = m_3 v'_3 + m_4 v'_4.$$

A moins que... Est-il possible — la physique nous réserve de ces surprises ! — que les termes supplémentaires de la première formule soient nuls ? C'est effectivement le cas *si et seulement si*

$$m_1 + m_2 = m_3 + m_4$$

(les quatre masses sont, dans ces termes, multipliées par le même facteur v_e, qui se simplifie donc). Ainsi, la somme des masses initiales doit se retrouver dans la somme des masses finales. Ce faisant, on a *déduit* la loi de conservation de la masse de celle de l'impulsion ; l'une ne va pas sans l'autre — en mécanique non relativiste. Et qu'on n'aille pas professer que la masse se conserve « nécessairement[4]. »

Conservation de l'impulsion en mécanique relativiste

Les arguments que nous avons présentés jusqu'ici sont particuliers sur un point crucial : lorsqu'il s'est agi de changer de référentiel, nous avons appliqué la loi de composition des vitesses qui découle de la transformation de Galilée ; c'est dans le cadre de la mécanique newtonienne que nous nous sommes ainsi délibérément situés.

Il est particulièrement instructif de reprendre le raisonnement en *mécanique relativiste*. Les formules de transformation y seront différentes. Revenons donc à

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4,$$

qui exprime la conservation de l'impulsion dans le référentiel R. Passons ensuite de R à R'. Nous le faisons cette fois à l'aide des *transformations de Lorentz* — celles qui caractérisent la théorie de la Relativité, celles qui laissent invariantes les équations de Maxwell.

Le premier résultat est à vous couper le souffle ! Il est *impossible* — si les vitesses v' sont données à partir des vitesses v par la transformation de Lorentz — que soient vérifiées simultanément l'égalité

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_3 v_3 + m_4 v_4$$

(écrite dans le référentiel R), et l'égalité semblable

$$m_1 v'_1 + m_2 v'_2 = m_3 v'_3 + m_4 v'_4$$

(écrite de façon analogue dans le référentiel R') ! On en déduit — nous avons déjà envisagé cette éventualité — que *l'impulsion classique mv ne peut pas être conservée en Relativité.*

La manière dont nous formulons cette impossibilité suggère la solution : l'impulsion est aussi conservée en mécanique relativiste — à cela, il y a d'excellentes raisons ; si mv ne l'est pas, c'est que *l'impulsion a une expression autre*. Plusieurs méthodes, plus efficaces que celle que nous suggérons ici, peuvent conduire à la découverte de la formule relativiste donnant l'impulsion d'une particule de masse m et de vitesse v ; nous nous contenterons de l'admettre[5] :

$$p = \frac{m\,v}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}$$

L'impulsion — sous sa nouvelle forme — est aussi conservée dans un autre référentiel R' :

$$p'_1 + p'_2 = p'_3 + p'_4,$$

où les quatre impulsions p' ont même expression que dans R :

$$p' = \frac{m\,v'}{\sqrt{1 - v'^2 / c^2}},$$

à la *condition* que l'égalité que voici soit elle aussi satisfaite :

$$\frac{m_1}{\sqrt{1 - v_1^2 / c^2}} + \frac{m_2}{\sqrt{1 - v_2^2 / c^2}} = \frac{m_3}{\sqrt{1 - v_3^2 / c^2}} + \frac{m_4}{\sqrt{1 - v_4^2 / c^2}}$$

Mise à part l'expression de l'impulsion relativiste, le déroulement des arguments est le même que dans le cas newtonien : écriture de la loi de conservation dans l'un puis dans l'autre référentiel ; intervention de la loi de transformation de l'un à l'autre ; constat que les deux formules de conservation ne sont compatibles que si une nouvelle relation est vérifiée.

Masse ou énergie ?

D'aucuns — ils sont toutefois de moins en moins nombreux — présentent ce résultat en introduisant la « *masse relativiste* » M :

$$M = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}.$$

Ils y ont quelque raison, puisque cette grandeur apparaît dans le raisonnement là où le faisait la masse elle-même en mécanique newtonienne. Si l'on adopte ce point de vue, la masse (relativiste) n'est plus une propriété intrinsèque de la particule : elle varie avec la vitesse. Plus exactement, elle se confond avec la masse non relativiste m — appelée pour cette raison « *masse au repos* » — lorsque v est négligeable devant c. Elle s'accroît avec v, sans bornes : la « masse relativiste » M augmente indéfiniment lorsque v se rapproche de la vitesse limite c.

Mais il est un autre point de vue pour interpréter ce même résultat, et il s'avère beaucoup plus satisfaisant quant à l'économie de la théorie relativiste, notamment pour ce qui concerne les propriétés d'invariance[6]. Il consiste à multiplier par c^2 l'égalité trouvée ci-dessus (c'est possible, puisque c^2 est une constante, indépendante des masses et des vitesses) :

$$\frac{m_1 c^2}{\sqrt{1 - v_1^2 / c^2}} + \frac{m_2 c^2}{\sqrt{1 - v_2^2 / c^2}} = \frac{m_3 c^2}{\sqrt{1 - v_3^2 / c^2}} + \frac{m_4 c^2}{\sqrt{1 - v_4^2 / c^2}}.$$

Quel intérêt, demandera-t-on, puisque c^2 est invariable ? Il réside dans le fait que l'expression

$$\frac{m\,c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

est une *énergie*, puisqu'elle en a les dimensions physiques. On sait en effet, en mécanique newtonienne, que $mv^2/2$ est l'énergie cinétique d'un corpuscule de masse m lorsqu'il est animé de la vitesse v. *Ergo*, le produit d'une masse par le carré d'une vitesse est une énergie ; c'est donc le cas pour l'expression que nous venons d'écrire, puisque le dénominateur en est sans dimension (nombre pur).

La question se pose alors : *masse relativiste M*,

$$M = \frac{m}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

ou bien *énergie relativiste E*,

$$E = \frac{m\,c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\ ?$$

Les facteurs c ou c^2, nous le savons, s'ajusteront d'eux-mêmes [7]. Mais précisément ! Contemplant ce dilemme, nous comprenons tout à coup que M et E sont *une seule et même grandeur* ! Ses deux avatars sont simplement reliés par un facteur c^2 :

$$E = M\,c^2.$$

Mais la voilà donc, la si célèbre équation d'Einstein ! Elle n'est plus ici entourée de mystère ou de sous-entendus, d'arrogance ou de malfaçons. Elle exprime une constatation très simple : « Outre l'impulsion, il est en mécanique relativiste une autre grandeur à se conserver ; chacun est libre de l'appeler "masse relativiste" ou "énergie relativiste" ; la différence tient seulement en un facteur c^2 ; il s'agit dans l'un ou l'autre cas de la même grandeur physique. »

Ajoutons à ce résumé que l'usage s'est établi, de nos jours, de choisir l'option « énergie », essentiellement à cause de la parenté entre impulsion et énergie, toutes deux conservées pour des raisons théoriques analogues [8]. Dans ces conditions, le terme « masse » s'applique seulement au coefficient m, qui avait déjà ce nom en mécanique newtonienne. La masse redevient une propriété intrinsèque du mobile, quelle qu'en soit la vitesse.

CHAPITRE IV

CONTENU PHYSIQUE DE L'ÉQUATION D'EINSTEIN

Ils savent que je suis l'homme des solitudes,
Le promeneur pensif sous les arbres épais,
L'esprit qui trouve, ayant ses douleurs pour études,
Au seuil de tout le trouble, au fond de tout la paix[1].

HUGO

Analysons-la donc de plus près, cette relation d'Einstein qui a connu un tel succès, et dégageons-en le contenu physique.

Clarifions tout d'abord un point crucial : *la masse* (au repos) *n'est pas une grandeur conservée en mécanique relativiste*. Je dis bien : contrairement à ce qui vaut en mécanique non relativiste (newtonienne), la somme $m_1 + m_2$ des masses initiales d'une collision *ne se retrouve pas inchangée* dans celle des masses finales $m_3 + m_4$.

Examinons maintenant l'énergie relativiste, avec quoi nous venons de faire connaissance. Cette énergie reste *constamment positive* ; sa valeur est *minimale* lorsque la vitesse v s'annule ; elle vaut alors

$$E_0 = mc^2 \text{ (minimum).}$$

Ce sera évidemment « *l'énergie de repos* » de la particule de masse m. En mécanique newtonienne, par comparaison, l'énergie cinétique $mv^2/2$ d'une particule s'annule quant à elle lorsque le fait la vitesse.

Rien de neuf ! entends-je dire ici ou là : c'est encore cette formule ressassée ! Sans doute, mais elle fait sens ici, autre que tautologique.

Où l'énergie devient masse

Reprenons, pour le comprendre, la collision de deux particules. Pour concrétiser les arguments, nous allons choisir une situation — extrêmement courante — où la particule (2) de l'état initial est immobile dans le laboratoire, et où la particule (1), convenablement accélérée au préalable, se dirige vers elle : (1) est la particule *incidente*, (2) la particule *cible*. L'énergie E_2 associée dans cette situation à la cible (2) n'est autre que son énergie de repos :

$$E_2 = m_2 c^2.$$

La particule incidente (1), en revanche, se dirige vers (2) avec une énergie supérieure à son énergie de repos :

$$E_1 > m_1 c^2.$$

Cet excès d'énergie par rapport à $E_1 = m_1 c^2$, que lui a communiqué l'accélérateur, s'appellera l'*énergie cinétique relativiste* de la particule (1). Voilà une terminologie tout à fait justifiée, puisque, dans le domaine des vitesses v très petites par rapport à c, l'énergie cinétique relativiste $E - m c^2$ devient — il est facile de le montrer[2] — $m v^2/2$. Encore une illustration de l'adage que nous énonçons de place en place : à la limite des faibles vitesses (en comparaison de c), la mécanique relativiste se confond avec la mécanique newtonienne.

Les masses (au repos) m_1, m_2, m_3, m_4 interviennent dans les égalités de conservation. Tenons-nous-en à celle de l'énergie, que nous écrivons dans le cas d'une particule incidente et d'une cible, puis de particules (3) et (4) dans l'état final :

$$\frac{m_1 c^2}{\sqrt{1 - v_1^2 / c^2}} + m_2 c^2 = \frac{m_3 c^2}{\sqrt{1 - v_3^2 / c^2}} + \frac{m_4 c^2}{\sqrt{1 - v_4^2 / c^2}}$$

Apparaît en premier lieu, sur cette formule, que *la masse n'est pas conservée*, comme nous l'avons déjà annoncé : l'égalité précédente peut être vérifiée sans que pour autant la somme $m_3 + m_4$ des masses finales soit égale à celle des masses initiales $m_1 + m_2$.

Le phénomène que nous voulons mettre en évidence se dégagera de façon plus claire et plus frappante si nous examinons *une autre collision*, plus simple et plus compliquée à la fois que la précédente. Première simplification : les particules (1), (2), (3) et (4) auront désormais même masse m :

$$m_1 = m_2 = m_3 = m_4 = m.$$

Deuxième simplification : au lieu de la situation particule incidente-cible, nous nous arrangeons pour que les particules initiales (1) et (2) se précipitent l'une vers l'autre avec des vitesses de même valeur mais opposées :

$$v_2 = -v_1 = v.$$

Le référentiel dans lequel la collision est vue de la sorte s'appelle « *référentiel du centre de masse* », par opposition avec le « référentiel du laboratoire » où la cible est immobile. La complication : l'état final comporte *une particule supplémentaire* (5) :

$$(1) + (2) \rightarrow (3) + (4) + (5).$$

Simplification dans la complication : la nouvelle particule (5) émerge de la collision *au repos*, c'est-à-dire avec une vitesse, et donc une impulsion, nulles.

ÉGALITÉS DE CONSERVATION

Dressons le bilan de cette collision du point de vue des lois de conservation. *Conservation de l'impulsion :*

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4 + p_5$$

(cette égalité est en réalité vectorielle). L'impulsion totale dans l'état initial, $p_1 + p_2$, est ici *nulle* ; elle l'est parce que nous nous sommes délibérément placés dans le référentiel du centre de masse[3]. D'après la loi de conservation, l'impulsion $p_3 + p_4 + p_5$ de l'état final doit aussi être nulle. Or nous avons pris pour simplifier (... dans la complication) l'impulsion de la particule (5) nulle : en termes techniques, on dit que nous nous sommes placés au « *seuil* » de la production de la particule (5). Dans ces conditions, la somme $p_3 + p_4$ ne peut à son tour qu'être nulle ; puisque les masses de (3) et (4) sont égales, leurs vitesses v_3 et v_4 sont, comme l'étaient v_1 et v_2 dans l'état initial, directement opposées (valeur commune v') :

$$v_3 = -v_4 = v'.$$

Donc nous avons, presque sans coup férir, assuré la conservation de l'impulsion dans le référentiel du centre de masse : au seuil de production de la particule (5), il faut — et il suffit — que les particules (3) et (4) sortent de la réaction avec des impulsions, et donc des vitesses, opposées.

Reste à examiner maintenant la *conservation de l'énergie*, que l'on doit adjoindre à celle de l'impulsion. L'expression de l'énergie d'une particule en termes de sa vitesse comporte celle-ci au carré. Par conséquent des particules de même masse et de vitesse opposée ont *même énergie*. Pour ce qui est de l'état initial, son énergie totale s'écrit donc

$$E_1 + E_2 = 2 \times \frac{m\,c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}$$

Voyons maintenant l'état final. La particule (5), y étant au repos, a pour énergie (m_5 désigne sa masse)

$$E_5 = m_5\,c^2.$$

Il se produit pour (3) et (4) l'analogue de ce que nous avons décrit pour (1) et (2) :

$$E_3 + E_4 = 2 \times \frac{m\,c^2}{\sqrt{1 - v'^2 / c^2}}$$

La condition de conservation de l'énergie, savoir

$$E_1 + E_2 = E_3 + E_4 + E_5,$$

implique une relation entre les vitesses initiale v et finale v' — étant entendu que les masses m et m_5 ont été données d'emblée. Comme les cinq énergies sont toutes — toujours — positives, il appert que $E_3 + E_4$ est inférieure à $E_1 + E_2$, pour « faire place », en quelque sorte, à E_5. On se persuadera sans peine — c'est un jeu d'enfant pour qui est tant soit peu accoutumé au calcul algébrique — que la vitesse initiale v doit surpasser la vitesse finale v' des mêmes particules.

SEUIL GLOBAL DE LA RÉACTION

On peut d'ailleurs s'en convaincre très aisément si l'on prend nulle la vitesse finale v' ; les particules (3) et (4) sont elles aussi, à l'instar de (5), au repos dans le référentiel du centre de masse. Dans ce cas particulièrement simple (seuil de la réaction dans son ensemble) — mais permis par la conservation de l'impulsion : la nullité de l'impulsion totale $p_3 + p_4 + p_5$ s'obtient ici par la nullité de chacune d'elles séparément —, l'égalité de conservation de l'énergie prend la forme

$$2\,\frac{m\,c^2}{\sqrt{1 - v_0^2 / c^2}} = 2\,m\,c^2 + m_5\,c^2$$

(Nous avons noté v_0 la vitesse initiale que requiert cette situation spéciale). On voit aussitôt que v_0 *est nécessairement non nulle*. Si elle était nulle, en effet, le premier membre de l'égalité se réduirait à $2\,m\,c^2$ et ne pourrait donc s'égaler au second membre, qui dépasse de $m_5\, c^2$ cette valeur. Mais souvenons-nous : v_0 est inférieur à c, forcément. Cependant, la racine de $1 - v_0^2/c^2$, toujours inférieure à 1, peut devenir aussi petite que l'on veut lorsque v_0 s'approche de c. Le premier membre de l'égalité énergétique — ou plutôt de sa forme simple qui précède — comporte l'inverse de la racine carrée de $1 - v_0^2/c^2$; il peut donc quant à lui devenir (en principe) aussi grand que l'on veut. Ainsi, les masses m et m_5 étant données par avance, la valeur du second membre est fixée ; ce que nous venons de dire du premier implique qu'*il existe toujours une valeur de* v_0 qui assure la conservation de l'énergie.

Résumons-nous, en rassemblant les résultats. Dans l'état initial de la réaction, deux particules (1) et (2), auxquelles on a communiqué de l'énergie cinétique (E_1 supérieure à $m_1\, c^2$), entrent en collision. L'état final comporte ces mêmes particules — baptisées (3) et (4) pour la circonstance — et une nouvelle particule (5). Nous nous sommes placés pour simplifier au seuil de la réaction, en sorte que les trois particules finales sont immobiles lorsqu'elles émergent. Interprétons : la particule (5) a été créée au cours de la réaction, elle ne lui préexistait pas ; pour cela, son énergie de masse ou de repos, $m_5\, c^2$, a été prélevée sur l'énergie cinétique des particules initiales. On comprendra sans explication détaillée que, au-dessus du seuil — c'est-à-dire lorsque la vitesse initiale v est supérieure à v_0 — l'énergie cinétique initiale, alors plus élevée que sa valeur au seuil, est utilisée en partie pour créer la nouvelle particule (5), le reste se retrouvant sous la forme d'énergie cinétique, répartie entre les trois particules finales.

En voilà un phénomène surprenant ! De l'énergie se transforme en masse, autant dire en matière ! Nous aurons mainte occasion, lorsque nous aborderons la physique des particules, de côtoyer de telles transmutations. Qu'il nous suffise ici de quelques exemples simples qui illustrent et concrétisent en la généralisant la situation que nous avons analysée

RÉACTIONS ENTRE PARTICULES SUBNUCLÉAIRES

Certains accélérateurs délivrent un faisceau de protons (le proton est le noyau d'un atome d'hydrogène) auxquels il a communiqué de l'énergie. On peut diriger un tel faisceau vers une cible d'hydrogène — liquide, le plus souvent — qui contient des protons, elle aussi. Les particules (1) et (2) de notre argument sont donc des protons p, qui réapparaissent dans l'état final comme particules (3) et (4).

La possibilité existe toujours que l'état final ne comprenne que ces deux particules identiques aux initiales : la réaction s'écrit alors

$$p + p \to p + p,$$

et on la nomme « *diffusion élastique* » (de protons). Entendons-nous : le processus élastique se produit quelle que soit l'énergie initiale. Si celle-ci, toutefois, est supérieure à certain seuil, on peut aussi observer la réaction de production d'un méson π, ou « pion » :

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0.$$

Le méson π est une particule subnucléaire très courante. On l'appelle aussi parfois « méson de Yukawa », en l'honneur du physicien japonais[4] qui en prédit l'existence, par des arguments théoriques, avant qu'on ne le découvrît expérimentalement. Il est orné ici d'un zéro supérieur pour indiquer qu'il s'agit de la version électriquement neutre du pion. On rencontre aussi des pions chargés — positivement (π^+) ou négativement (π^-) ; ils ne peuvent toutefois pas être produits individuellement dans la réaction considérée qui conserve obligatoirement, inéluctablement, la charge électrique (deux charges élémentaires positives à gauche, qui se retrouvent inchangées à droite ; le pion unique ne peut donc pas être chargé).

Mais voici une réaction analogue à la précédente et qui permet de créer, à partir du même état initial, un π^+ solitaire :

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+.$$

Le neutron n, découvert en 1932, a (presque) même masse que le proton, et il est électriquement neutre ; la charge ainsi « libérée », pourrait-on dire, se fixe sur le méson π, en sorte que la charge électrique globale est conservée : deux charges unités positives dans le premier membre ; une charge unité positive sur le proton final, une charge nulle sur le neutron, et une deuxième charge unité positive sur le pion. La différence de masse entre le neutron et le proton est faible (1,5 pour mille en valeur relative) comme d'ailleurs celle qui sépare le π^+ du π^0 (un peu plus de 3 %) ; ainsi les relations de conservation de l'impulsion et de l'énergie pour cette dernière réaction sont quasiment identiques à ce qu'elles étaient pour celle qui produisait le π^0 à partir de $p + p$.

Mais, maintenant que nous connaissons la règle du jeu, nous pouvons donner libre cours à notre imagination. Pas vraiment, pourtant, puisque plusieurs grandeurs conservées, analogues à la charge électrique mais indépendantes d'elles, sont à prendre en compte[5]. Les exemples que nous décrirons vérifieront la conservation de ces nouvelles grandeurs, bien sûr — ils doivent être réalistes — mais nous n'expliciterons pas ici les contraintes correspondantes.

Ecrivons en premier lieu une réaction — permise, et d'ailleurs observée expérimentalement — dans laquelle aucun des deux protons initiaux ne se retrouve dans l'état final :

$$p + p \rightarrow + \Sigma^{+} + n + K^{+} ;$$

outre le neutron, y apparaissent deux particules « étranges » — ainsi les nomme-t-on —, le baryon Σ dans sa variante positivement chargée et le méson *K*, à charge positive lui aussi (il faut que la charge totale de l'état initial se retrouve exactement dans celle de l'état final). On peut interpréter un tel processus en considérant que les particules initiales ont été *annihilées*, et que leur énergie a permis de *créer* des particules finales nouvelles. L'équivalence masse-énergie joue donc à plein dans les réactions de particules subnucléaires : le baryon Σ est nettement plus lourd que le proton qui lui a donné naissance (un tiers en plus, environ) et le méson étrange *K* que le pion qu'il remplace (3,5 fois plus).

On peut également — si le seuil énergétique est franchi, rien ne saurait s'y opposer — observer la production de deux particules supplémentaires dans l'état final : par exemple,

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^{+} + \pi^{-}.$$

Les énergies développées par les accélérateurs modernes (CERN[6] à Genève, ou Fermilab[7] à Chicago) sont telles que l'état final des réactions est souvent constitué de plusieurs dizaines de particules, pouvant même atteindre la centaine... alors que l'état initial, pour des raisons évidentes, se cantonne à deux particules. Ainsi la théorie de la Relativité, en relâchant la contrainte que faisait peser sur la masse la mécanique classique, ouvre un immense domaine de nouvelles possibilités : annihilation de particules dans l'état initial, créations, souvent en nombre, dans l'état final...

Quelques mots sur l'énergie nucléaire

Certaines réactions nucléaires particulières présentent la caractéristique inverse de celle que nous avons envisagée jusqu'ici : la somme des masses finales y est inférieure à la somme des masses initiales. La différence se retrouve encore sous forme d'énergie, mais on peut cette fois la déverser à l'extérieur, dans une bombe, ou plus sagement dans un réacteur.

Pour donner quelque ordre de grandeur, examinons la fusion éventuelle de deux noyaux de deutérium (hydrogène lourd) en un noyau d'hélium[8] : un noyau de deutérium est composé d'un proton et d'un neutron, et l'on retrouve bien deux protons et deux neutrons dans l'hélium 4. Les masses atomiques de ces deux éléments sont 2,0148 grammes pour le deutérium et 4,0026 grammes pour l'hélium 4. Si donc on arrive à fusionner deux fois 2,0148 grammes de deutérium en 4,0026 grammes d'hélium, on y perd 0,0270 gramme — une bagatelle ! Pensez donc : moins de sept pour mille en valeur relative ! Cette masse infime pourtant s'est transformée, selon la formule magique $E = m\,c^2$, en énergie, dont voici la valeur :

$$E = 0{,}0270 \times 10^{-3}\ (\mathrm{kg}) \times (3 \times 10^8\ \mathrm{m/s})^2 \simeq 0{,}243 \times 10^{13}\ \text{joules}.$$

Cette énergie, qui se libère en une fraction de seconde dans l'explosion de la bombe H, correspond à peu près à dix fois celle que fournit un radiateur de chauffage électrique (cinq kilowatts) qui resterait branché vingt-quatre heures sur vingt-quatre pendant une année entière !

CHAPITRE V

INVARIANCE ET LOIS DE CONSERVATION

Bruscamente la tarde se ha aclarado	(Brusquement l'après-midi s'est éclaircie
porque ya cae la lluvia minuciosa.	car voilà que tombe la pluie minutieuse.
Cae y cayó. La lluvia es una cosa	Elle tombe et tomba. La pluie est une chose
que sin duda sucede en el pasado.	qui sans doute appartient au passé.
Quien la oye caer ha recobrado	Qui l'entend tomber a retrouvé
el tiempo en que la suerte venturosa	le temps où la chance heureuse
le reveló una flor llamada rosa	lui révéla une fleur nommée *rose*
y el curioso color del colorado.	et l'éclat curieux de l'éclatant.
Esta lluvia que ciega los cristales	Cette pluie qui aveugle les vitres
alegrará en perdidos arrabales	réjouit peut-être dans des faubourgs perdus
las negras uvas de una parra en cierto	les raisins noirs d'une treille dans certain
patio que ya no existe[1]...	enclos qui n'existe plus...)

BORGES

Le chapitre III s'est efforcé dans un sens bien défini : on y admettait la validité d'une loi de conservation — celle de l'impulsion, en l'occurrence — et on lui imposait les contraintes de l'invariance relativiste. C'est en sens contraire, pour ainsi dire, que vont ici se dérouler les raisonnements : de certaines propriétés d'invariance découleront des lois de conservation.

Il faut prendre garde pourtant de ne pas se laisser leurrer par ce faux-semblant de réciprocité. Voici les relations qu'entretiennent *in fine* invariance relativiste et lois de conservation. *Toutes les lois* *physiques,* et parmi elles les lois de conservation, doivent satisfaire à l'*invariance relativiste* : les lois de la physique prennent même forme dans deux référentiels se déplaçant l'un par rapport à l'autre selon une translation uniforme (Principe de Relativité). Mais, en outre, certaines invariances de la théorie, parmi les plus simples et les plus fondamentales, engendrent des lois de conservation particulières mais essentielles : l'invariance par translation dans l'espace a ainsi pour conséquence la conservation de l'impulsion, l'invariance par translation dans le temps la conservation de l'énergie. Ce sont ces deux dernières affirmations qui vont être ici commentées — à défaut d'être démontrées.

Conservation de l'énergie

En *mécanique newtonienne,* l'énergie d'une particule *libre* — une particule qui n'est soumise à aucune action ni influence de la part d'autres corps — se confond avec son *énergie cinétique*

$$E_c = \frac{1}{2} mv^2$$

(m est la masse de la particule, v sa vitesse). Le « *théorème des forces vives* » — comme on le dénommait autrefois — stipule un décret important : la différence entre la valeur de l'énergie cinétique à un instant spécifié et celle qu'elle a prise à un instant antérieur est égale au travail, entre ces deux instants, des forces qui s'exercent sur le mobile.

Pour simplifier l'argument sans le défigurer, nous supposons ici qu'aucune force n'influence le mouvement (particule *libre*), et continuons avec la seule énergie cinétique, qui est dans ce cas *conservée*. Mais que signifie ce terme ? C'est une acception un peu différente de celle du chapitre III, quoique analogue, du verbe « conserver », que nous choisirons dans cette situation. Voici : on calcule, ou mesure, l'énergie cinétique à un certain moment — disons : lorsque la particule fait irruption, tel un navire ayant rompu ses amarres, dans notre champ de vision. Puis on se désintéresse de ce mobile et de son mouvement pour fixer son attention sur un tout autre problème. Lorsqu'on y revient — ne sachant plus rien de lui que cette valeur de l'énergie cinétique notée sur un coin de feuille oubliée — et qu'on mesure à nouveau, ou calcule, l'énergie cinétique en ce moment-ci dont on ne sait plus quel est l'intervalle le séparant du premier, on trouve le *même résultat* qu'au début : l'énergie cinétique de la particule — si elle est vraiment libre — n'a pas fléchi ; *elle se conserve au cours du temps*.

La *loi de conservation de l'énergie* — plus générale, en fait, que ce que nous en avons dit — peut se déduire, en mécanique classique, des lois de Newton qui la fondent. Cette loi est très utile dans bon nombre d'applications, et aussi très satisfaisante du point de vue théorique. Mais, issue des lois de Newton, elle n'apporte rien de plus.

« *Or does it*[2] ? », comme disent les Anglo-Saxons. On montre en effet, de façon très générale — et la démonstration s'adapte aussi bien à la mécanique quantique qu'à la mécanique classique — que la conservation de l'énergie est fondamentalement reliée à l'*invariance de la physique par translation dans le temps*.

Qu'est-ce encore que cette notion théorique ? Imaginons, pour la comprendre, que j'aie accès à un appareillage — me voilà expérimentateur ! —, *a priori* quelconque, dans lequel se déroule un processus physique, non spécifié ici mais parfaitement déterminé. Supposons, pour les besoins de l'argument qui suit, qu'il me suffise d'appuyer sur un bouton pour faire revenir l'appareillage à son état initial, c'est-à-dire au tout début du processus physique — facile, l'expérimentation ! J'ai prévu dans mon plan de travail d'arriver au laboratoire certain jour à huit heures du matin — les expérimentateurs sont souvent des lève-tôt — pour appuyer sur le bouton (un autre !) qui met en route le processus ; je puis dans ce cas attendre les résultats, disons, vers midi. Mais malchance ! Je n'ai pas entendu mon réveille-matin — les théoriciens s'ensommeillent parfois — et je n'arrive au laboratoire, essoufflé, qu'à dix heures. Je vais enclencher le mécanisme en pressant le bouton (le second), et je vais attendre deux heures de l'après-midi pour que sortent les conclusions. Le plus souvent, les appareillages ne fonctionnent pas ainsi tout seuls, on s'en doute. Mais le problème, fondamental, réside en ceci : le résultat de la manipulation sera-t-il à quatorze heures celui que j'aurais obtenu à midi si je l'avais engagée à huit heures ? Pour le savoir, je puis actionner le premier bouton (le premier, cette fois !), celui qui fait revenir l'ensemble à son état initial. Appuyons ensuite — il est quinze heures — sur le bouton (le second, évidemment) qui remet en marche l'expérience. Quelle en sera l'issue, vers dix-neuf heures ? Je pense qu'on aura deviné, et que la réponse sera unanime. Voilà, dans ce cas concret mais imaginaire, ce qu'est l'*invariance de la physique par translation dans le temps* : même résultat à dix-neuf heures qu'à quatorze heures, qui aurait été le même à midi.

Evident ! entends-je dire de toutes parts. Pourtant... Voici une autre scène où intervient une translation dans le temps, qui ne laisse pas le résultat invariant. Un de mes amis — c'était dans les années 1950 — se présente un lundi à huit heures du matin devant une porte peu amène ; il appuie sur le bouton de la sonnette et demande en mariage la fille de la maison. Réponse à midi : non ! Mon ami remarqua que la décision avait tardé quatre heures à s'élaborer : peut-être ses parents... peut-être elle-même... Mon ami revint présenter sa demande un dimanche matin, vers onze heures et demie : sait-on jamais ce que font les jeunes personnes — et leurs parents — le dimanche matin ? Nouvelle pression sur la sonnette, pour recommencer la même expérience que le lundi précédent à huit heures... Et mon ami en peu de temps se retrouve prenant l'apéritif chez ses futurs beaux-parents. Pas d'invariance par translation dans le temps, ici : « non » lundi, « oui » dimanche. Quant à renouveler l'expérience, mon ami s'en abstint : c'eût été de mauvais goût.

L'invariance par translation dans le temps n'est *pas une évidence :* la sagesse populaire ne professe-t-elle pas que « tel qui rit vendredi, dimanche pleurera » ? En physique pourtant, où il n'est question ni de marier des jeunes gens ni de rire ou de pleurer, où il ne s'agit de rien de moins que de découvrir et d'énoncer les lois qui régissent le monde, on peut envisager que, *fondamentalement*, ces lois sont invariantes par translation dans le temps. Bien entendu, cette hypothèse n'est pas gratuite. En l'examinant, l'analysant et la scrutant, on en tire des conséquences que l'on confronte ensuite avec la réalité.

L'une de ces conséquences, la plus éminente, la plus insigne, est la *loi de conservation de l'énergie*. Et cette loi est vérifiée en toutes circonstances, à travers les multiples formes que peut prendre la grandeur physique « énergie » dans les multiples circonstances où elle apparaît.

Conservation de l'impulsion

Après le chapitre III qui précède, et qui amène au premier plan la conservation de l'impulsion, d'aucuns se demandent sans doute pourquoi les physiciens paraissent tant tenir à cette loi. Je pourrais répondre en premier lieu, du tac au tac : pourquoi pas ? Les lois de conservation comptent parmi les plus belles et les plus efficaces de notre arsenal : elles permettent d'exclure *a priori* certains phénomènes ou certaines situations — qui ne la respecteraient pas — et imposent aux autres des contraintes aisément explicitées et identifiées. Mais surtout, par-dessus tout, une loi de conservation reflète toujours une propriété fondamentale de la théorie. Certes, il n'est pas toujours facile de formuler cette propriété sous-jacente : quelle est celle qui correspond ainsi à la conservation de la charge électrique ? Nous l'avons pourtant utilisée à diverses reprises. Elle enjoint une discipline de fer aux processus de collision, par exemple, mais court aussi, distincte ou souterraine, dans tous les raisonnements électromagnétiques.

Dans l'exemple qui nous occupe plus particulièrement ici, la conservation de l'impulsion découle de l'invariance de la physique — tant relativiste que classique — par translation dans l'espace. Expliquons-nous.

Un physicien réalise une expérience en certain endroit : disons, pour fixer les idées, au deuxième étage de la tour 23, sur le campus Jussieu, dans la pièce 201 [3]. Transportons maintenant son appareillage, pris dans son état initial (premier bouton), quelque part ailleurs : que sais-je ? dans une autre tour de Jussieu, ou à l'université d'Orsay, ou même à celle de Marseille ou de San Francisco... Le résultat de la manipulation sera *le même* dans ces divers endroits — à supposer que les expérimentateurs soient partout aussi habiles, bien entendu. L'hypothèse de base que voilà, sans laquelle la physique n'existerait probablement pas, se nomme « invariance par translation dans l'espace ».

Pourquoi parlé-je d'hypothèse, et non pas d'évidence ? Il est vrai que cette propriété est *vérifiée par l'expérience,* quotidiennement, depuis des lustres. Il n'en reste pas moins qu'elle ne va pas de soi. Dans une grande université coexistent des laboratoires de recherche fort divers. Ainsi, dans un local voisin de celui où j'opère, peut-être est-on en train d'établir, dans une enceinte, un vide poussé, ou bien de créer un fort champ magnétique, ou bien encore de produire des températures élevées. Quoique, en principe, l'invariance par translation me permette de transporter mon appareillage dans l'une ou l'autre de ces pièces, on comprendra qu'il peut être affecté par ces conditions souvent extrêmes et qu'il n'y fonctionnera pas nécessairement de même façon que dans son fief. Ainsi va l'invariance par translation dans l'espace.

Maintenant un raisonnement théorique simple, quoique abstrait et profond, qui peut se mener en mécanique quantique comme en mécanique classique, *déduit la conservation de l'impulsion* de l'invariance par translation dans l'espace.

Conservation de l'énergie et conservation de l'impulsion ont donc des racines théoriques très profondes, plongeant jusqu'à la structure même de l'espace et du temps.

CHAPITRE VI *(Fable)*

LA THÉORIE, LA CONSERVATION ET LE PETIT NEUTRINO

Du Runder, der das Warme aus zwei Händen	(Sphère qui dispenses dans ton vol
im Fliegen, oben, fortgiebt, sorglos wie	la chaleur de deux mains avec l'insouciance
sein Eigenes [...]	qui est ta nature [...]
das glitt in dich, du zwischen Fall und Flug	cela glissa en toi, qui es mi-chute mi-vol
noch Unentschlossener : der, wenn er steigt,	encore indécise : qui, quand tu montes,
als hätte er ihn mit hinaufgehoben,	comme si tu l'avais emporté avec toi,
den Wurf entführt und freiläbt —, und sich neigt	ravis et libères le lancer —, puis t'inclines,
und einhält und den Spielenden von oben	restes en suspens et, de là-haut, montres
auf einmal eine nene Stelle zeigt,	soudain aux joueurs un lieu nouveau,
sie ordnend wie zu einer Tanzfigur,	les disposant comme en une figure de ballet,
um dann, erwartet und erwünscht von allen,	pour alors, attendue et désirée par tous,
rasch, einfach, kunstlos, ganz Natur,	vive, simple, sans apprêt, naturelle,
dem Becher hoher Hände zuzufallen [1].	tomber dans la coupe de mains haut levées.)
RILKE	

La Théorie n'est pas docile, c'est là son moindre défaut. Or vint un temps, fort déraisonnable, où la Conservation de l'énergie courut des périls si graves et si éclatants qu'ils paraissaient la conduire à sa perte, la convertir en lettre morte — pourrait-on dire — en tant que loi physique. Les années 1930 s'approchaient, insouciantes ; les Arts déco faisaient fureur ; Louise Brooks incarnait *Loulou* ; la grande crise couvait sous la cendre. La radioactivité β, cependant, dont les principaux aspects expérimentaux avaient été élucidés, jetait un gant négligent aux théoriciens : comme se moquant, les processus de désintégration β bafouaient sans ménagement, ouvertement et à grand tapage la loi théorique de Conservation de l'énergie, qui avait pourtant servi jusque-là fidèlement, depuis plus de deux siècles. Fallait-il rejeter des données expérimentales aussi précises et méticuleuses ?

Le plus simple de ces processus, le plus élémentaire, en somme, est la désintégration du neutron n. On pensait alors qu'elle s'effectuait selon le schéma

$$n \rightarrow p + e^- :$$

des neutrons libres, laissés à eux-mêmes, sans rien qui les force ni les perturbe, disparaissent en tant que tels, au bout d'une quinzaine de minutes en moyenne, chacun d'eux faisant apparaître, en son lieu et place, un proton p et un électron [2] e^-.

Si les phénomènes se déroulent vraiment comme nous venons de les écrire, les égalités exprimant la conservation de l'énergie-impulsion relativiste exigent que l'énergie emportée par l'électron final soit bien déterminée et singulière ; les valeurs — connues — des masses des trois particules fixent cette énergie à 0,8 MeV [3]. Ainsi, selon la loi de Conservation, l'électron émis lors de la désintégration d'un neutron ne doit pas, ne peut pas avoir une énergie autre que 0,8 MeV. Cette prédiction claire, sans échappatoire, est démentie de façon grossière et violente par les mesures expérimentales : l'énergie de l'électron n'est pas unique ; elle diffère d'une désintégration à l'autre, variant selon les cas entre zéro et 0,8 MeV. Ce fait n'est pas *en soi* une surprise : la physique quantique, nous le verrons, est fondamentalement, intrinsèquement probabiliste. L'écueil majeur surgissait de ce que la théorie prévoyait 0,8 MeV avec certitude (probabilité égale à un), alors que le déferlement expérimental s'étalait sur l'ensemble des valeurs *inférieures* à 0,8 MeV. Incompatibilité nette, radicale, par conséquent, entre Théorie et Expérience. Cette dernière doit prévaloir en dernier ressort, sans doute, mais au prix ici de toute lisibilité, de son âme même.

Qui oserait relever le gant ? Quelle serait l'issue du duel titanesque, du combat singulier opiniâtre et sans merci qui n'allait pas manquer de s'ensuivre ?

Ce fut un théoricien évidemment, un pur théoricien : Wolfgang Pauli (1900-1958), qui entra le premier dans le champ clos, portant haut les couleurs de la loi de Conservation. Il le fit avec noblesse et gravité. Il adressa, en 1931, à « Mesdames et Messieurs [ses] collègues radioactifs », une manière de lettre ouverte : dans une « tentative désespérée pour préserver la loi de Conservation de l'Energie », il proposa que la désintégration du neutron produisît non pas deux — comme on le pensait jusque-là —, mais *trois particules finales*. La troisième, d'une espèce totalement inconnue, jamais rencontrée auparavant, reçut d'Enrico Fermi (1901-1954), qui l'adopta aussitôt, un nom italien : « *neutrino* » (diminutif de neutron). Le processus se faisait maintenant, dans le cadre de cette hypothèse déconcertante, selon le schéma[4]

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Mais le neutrino semblait imperceptible, insaisissable, fantomatique — d'où le « désespoir » de son inventeur. Il se dissimulait comme à plaisir derrière un épais brouillard d'interdits expérimentaux et d'impossibilités observationnelles : électriquement neutre — puisque les deux premières particules finales, le proton et l'électron, compensent déjà leurs charges pour s'accorder à la neutralité électrique du neutron initial —, il échappait à toute détection directe (celle-ci serait nécessairement fondée sur des moyens électromagnétiques, aveugles par nature aux particules neutres). Sa masse ? Nulle, ou tout comme : l'énergie maximale que peut recevoir l'électron atteint, semble-t-il, la borne des 0,8 MeV déjà évoquée ; or le neutrino, si sa masse *m* était appréciable, soustrairait au bilan énergétique une *contribution au moins égale à* $m\,c^2$, empêchant l'électron de parvenir aux 0,8 MeV fatidiques. On ne pouvait donc compter, pour mettre en évidence cette particule décidément élusive, que sur ses interactions avec la matière, où l'on chercherait à observer une réaction qui lui serait spécifique. Mais les évaluations — menées notamment par Fermi — ne laissèrent qu'un filet d'espoir ; l'effet était tellement faible qu'un neutrino aurait gardé une chance sur deux — encore et toujours les probabilités ! — de sortir indemne, sans avoir aucunement interagi, d'une étendue d'eau longue de plusieurs centaines d'années-lumière, là où des photons d'énergie comparable seraient absorbés dès les premiers centimètres !

Le neutrino de Pauli fut accueilli en sauveur par les théoriciens : il permettait de sortir élégamment, avec quelque panache, même, la Théorie de l'impasse où elle s'était apparemment fourvoyée. Il faisait en réalité d'une pierre deux coups : la Conservation du moment cinétique, mise à mal elle aussi par la radioactivité β sans neutrino, était pleinement rétablie dans ses droits ancestraux.

Mais les expérimentateurs restaient, dans leur ensemble, sceptiques et incrédules. Tel saint Thomas devant les plaies du Christ, ils refusaient de croire, tant qu'ils ne l'auraient pas vue ni palpée avec leurs appareillages, en cette lubie de théoriciens, en cet objet fuyant dès qu'on le cherchait, insaisissable de quelque côté qu'on s'y prît. Un nouveau défi, en quelque sorte, qui leur était lancé, mais qu'ils rejetaient, dans leur grande majorité, comme artificiel et infondé.

Il s'en trouva pourtant deux, les Américains C.L. Cowan et F. Reines, pour traquer la bête inconnue, licorne réelle ou dragon fantomatique. Ce fut en 1957, auprès d'un grand réacteur nucléaire américain qui devait — si ces particules existaient ! — déverser un flux intense d'(anti)neutrinos. Il y fallait aussi de l'imagination, de l'intelligence et du savoir-faire ; ils conçurent une expérience remarquable, qui servit par la suite d'exemple et de modèle à toute une génération de physiciens. Il s'agissait de provoquer la réaction inverse de la désintégration du neutron :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+.$$

Le symbole e^+ désigne le positron, antiparticule[5] de l'électron e^-, de charge opposée (positive, par conséquent) et donc rigoureusement égale à celle du proton p, au premier membre ; la charge électrique est ainsi bien conservée dans ce processus. Mais la principale difficulté, sur le plan expérimental, était d'identifier sans ambiguïté le neutron et le positron finals. Cowan et Reines y parvinrent par une méthode extrêmement délicate et astucieuse, souvent copiée depuis, les « *coïncidences retardées* » : le signal permettant d'identifier le neutron n — difficile à obtenir à cause de l'absence de charge électrique — se produit une fraction de seconde après celui que provoque le positron ; on retarde alors artificiellement le second dans sa traversée de l'appareillage, d'une quantité calculée par avance ; en le superposant au premier dans ces conditions, on prouve que les deux particules proviennent de la même réaction élémentaire.

Le gigantisme du détecteur, joint à l'intensité du flux de neutrinos, permit à Cowan et Reines, malgré la restriction drastique imposée — indispensable — par la méthode des coïncidences retardées, de compter trois événements significatifs par heure, en moyenne.

La réalité du neutrino était ainsi démontrée, fruit d'une complémentarité exemplaire et doublement triomphale entre la

Théorie — hardiment prédictive — et l'Expérimentation — ingénieusement agencée. Ce fut, trois siècles après, une des apothéoses de la physique telle que l'avait imaginée Galilée par anticipation. L'entreprise était d'autant plus significative qu'elle s'appuyait sur une loi fondamentale et universelle s'il en fut (Conservation de l'énergie) et portait sur une prophétie qui paraissait d'abord incontrôlable.

En quelques années, la physique des neutrinos qui venait ainsi de naître prit son essor, s'envolant vers des sommets insoupçonnés et inouïs : construction et mise en service de faisceaux de neutrinos auprès des grands accélérateurs, découverte d'un deuxième type de neutrinos (suivi d'un troisième quelque temps après), applications astronomiques (détection et étude des neutrinos solaires), implications cosmiques (rôle des neutrinos dans l'évolution de l'Univers)... Mais ceci est une autre, longue histoire...

Les petits en toute affaire
Esquivent fort aisément :
Les grands ne le peuvent faire[6].

LA FONTAINE

CHAPITRE VII

(Supplément mathématique)

LES GROUPES D'INVARIANCE RELATIVISTE

J'ai la méninge qui fleurit,
La nature m'a tout appris :
J'suis poète.
Ma fortune est, bien entendu,
Comme un beau jardin suspendu
Dans ma tête.
Pas de mémoir', des myosotis ;
Souvent mon araignée, en tis-
sant sa toile,
Fait un hamac pour ma pensée
Qui de là, rêvant d'odyssée,
Met la voile.
Quand je m'embarque au grand bonheur,
Je peux tout dire avec des fleurs
De méninges[1].

NOËL

Nous l'avons déjà mentionné : Henri Poincaré (1854-1912) fut le premier à prouver l'*invariance des équations* que *Maxwell* avait proposées — comme fondements de l'électromagnétisme — sous *les transformations* que *Lorentz* avait écrites pour prendre acte de la nullité, incroyable, du vent d'éther. Ainsi les relations constitutives de l'électromagnétisme gardent-elles *même forme* dans deux référentiels d'inertie, en mouvement relatif de translation uniforme, pourvu qu'on adopte, pour formules de changement de référentiel, celles de Lorentz et non plus celles de Galilée. La contribution de Henri Poincaré alla jusqu'au tréfonds *mathématique* de la question : il démontra que l'ensemble des transformations de Lorentz (pour toutes les vitesses relatives possibles, en grandeur comme en direction) constitue — avec les rotations pures dans l'espace — un *groupe*.

Nous n'expliciterons pas ces démonstrations, cela va sans dire, mais tenterons d'en dégager le *nœud crucial*, du point de vue de la *physique*. Car les mathématiques que nécessite la théorie physique pour s'exprimer clairement ne peuvent pas rester au rang d'outil neutre ou d'ornement stylistique ; elles doivent entrer dans la réalité physique. Elles y sont d'ailleurs souvent nées. Mais parfois elles ont quelque peine à s'y acclimater, venant de ces espaces toujours sereins où évoluent avec grâce les abstractions désincarnées.

Un référentiel R_1 se déplace à la vitesse v_1 (constante en direction comme en grandeur) par rapport à un référentiel R_0 à qui nous ferons jouer un rôle singulier : c'est toujours à lui, en fin de compte, que nous reviendrons ou dont nous partirons — une manière de référentiel absolu, bien que nous sachions qu'il n'en peut exister dans la théorie relativiste, galiléenne ou einsteinienne. Le passage de R_0 à R_1 fait intervenir la vitesse relative constante v_1. Nous introduisons de même un référentiel R_2, animé par rapport à R_0 de la vitesse invariable v_2. C'est évidemment les formules de changement de référentiel (celles de Galilée, suivant le cas, ou celles de Lorentz), dans lesquelles figure la vitesse v_1, qui donnent les lois de la physique dans R_1 à partir de celles — supposées connues — qui valent dans R_0. Ce sont ces mêmes formules, fondées cette fois sur la vitesse v_2, qui fournissent à partir de R_0 les lois physiques applicables dans R_2.

Est-il possible de traduire ces lois directement de R_1 à R_2, sans détour par R_0 ? Si oui, quelle transformation régit cette connexion ?

A cette question la réponse est aisée si la transformation est celle de Galilée. De R_0 à R_1 elle donne la position x_1 du mobile dans R_1 à partir de sa position x_0 dans R_0 par la relation simple[2]

$$x_1 = x_0 - v_1 t.$$

On écrit de même — les notations sont évidentes —

$$x_2 = x_0 - v_2 t$$

pour la transformation galiléenne de R_0 à R_2. La conversion directe de R_1 à R_2 est évidemment possible : il suffit de tirer x_0 de la première formule et de reporter dans la deuxième le résultat obtenu. L'égalité qui découle de cette manipulation,

$$x_2 = x_1 - (v_2 - v_1)\, t,$$

a la structure même de la transformation de Galilée, avec $v_2 - v_1$

comme vitesse relative. On en déduit simplement, en mettant en œuvre des techniques mathématiques à peine plus élaborées que celle qui nous a servi — en tout cas connues de tout physicien —, que l'ensemble des transformations de Galilée, pour toutes les vitesses possibles (en grandeur et en direction), forme un groupe mathématique.

Qu'y a-t-il de différent dans les transformations de Lorentz ? Elles sont beaucoup moins simples, tout bonnement : un coup d'œil suffit pour le constater. Un regard plus appuyé révélera l'origine de la difficulté principale : la vitesse relative v_e des deux référentiels figure en deux endroits de chacune des formules, et de manière très différente à chaque fois. Dans l'égalité spatiale le numérateur se contente de reprendre la transformation de Galilée, mais le dénominateur lui impose une correction d'autant plus importante que v_e est plus proche de c. L'égalité temporelle est quant à elle totalement inédite.

C'est là qu'intervint Henri Poincaré. Il montra que, malgré cette difficulté — à cause d'elle, faudrait-il dire —, les formules de Lorentz construisent elles aussi un groupe : si l'on compose la transformation entre les référentiels R_0 et R_1 et celle qui relie R_0 à R_2, le résultat prend la forme d'une autre transformation de Lorentz joignant sans détour R_1 à R_2. La loi de composition des vitesses qui en résulte est toutefois moins simple dans ce cas que pour le groupe de Galilée.

Nous nous sommes jusqu'ici limités, dans nos formules et nos arguments, à des mouvements de référentiels s'effectuant le long d'un seul et même axe. La vitesse relative — on n'en sera point surpris — peut en réalité prendre une direction quelconque ; en outre les axes Ox, Oy et Oz permettant de repérer la position d'un mobile dans le référentiel R ne sont pas parallèles, en général, aux axes Ox_0, Oy_0 et Oz_0 qui jouent ce même rôle dans le référentiel R_0 de départ. Autrement dit, les changements d'orientation de la vitesse relative et les changements d'axes d'un référentiel à l'autre font nécessairement partie de l'ensemble des transformations à considérer. En particulier, une simple rotation (indépendante du temps) des axes de coordonnées, sans que le nouveau référentiel ne se meuve par rapport à l'ancien, est une transformation possible, particulière certes (vitesse relative nulle), mais qu'il faut prendre en compte dans les raisonnements. Un peu plus techniquement, le groupe des rotations qui agissent sur les axes de coordonnées, sans mouvement relatif, doit être inclus (comme sous-groupe) dans la globalité des changements de référentiel ; s'il ne l'était pas, on serait dans l'impossibilité de relier entre elles deux transformations dont les vitesses par rapport à R_0 pointent dans des directions distinctes.

C'est ainsi que les transformations de Galilée associées à une vitesse relative quelconque (en grandeur et direction) et les rotations du système d'axes forment ensemble un groupe mathématique, que l'on nomme « *groupe de Galilée* » (bien que la notion de groupe ne soit apparue que deux siècles après Galilée[3]). Il va sans dire que le groupe de Galilée n'est pertinent qu'en physique non relativiste — au sens où l'on entend ce terme depuis la Relativité d'Einstein.

Il est remplacé, en physique relativiste, par le *groupe de Lorentz*, englobant de même les rotations d'axes avec les transformations de Lorentz pures — que l'on désigne souvent par le terme anglais de « *boost*[4] ». On obtient encore un autre groupe plus vaste — dit « *groupe de Poincaré* » — si l'on adjoint aux rotations et aux *boosts* les translations dans l'espace et dans le temps.

Brève péroraison

Quelle aventure !...

Que de chemin parcouru — et quel étonnement ! — depuis cet article inattendu et insolite de 1905 ! La vision de la mécanique, et celle du monde avec elle, en a été bouleversée de fond en comble : le temps a cessé d'être universel, la masse ne se conserve plus, les durées se dilatent volontiers, et sont permis les échanges entre énergie et masse... Surprises et faits nouveaux émaillent ces deux premières parties consacrées à la Relativité.

Devant un tel chambardement, totalement imprévisible à la fin du XIXe siècle, et dont l'ampleur pourtant ne laisse pas d'impressionner quelques années plus tard, on peut se demander pourquoi et comment il s'est développé, que dis-je ? pourquoi et comment il a pris le devant de la scène en explosant. Si la réponse à ces questions du pourquoi et du comment n'est pas toujours facile à expliciter, l'*Idée* initiale, celle qui a enclenché le processus, celle sans qui le tintamarre sans queue ni tête aurait aussitôt versé dans le chaos, cette Idée revêt une simplicité biblique : la vitesse de la lumière (dans le vide) est la même dans deux référentiels en mouvement de translation uniforme l'un par rapport à l'autre. C'est elle qui mit le feu aux poudres, tout innocente et sage qu'elle parût. C'est elle en retour qui guida, jusqu'aux plus sombres moments des crises les plus sombres, les réflexions et le raisonnement des physiciens, et qui les tira, de façon parfois miraculeuse, de quelques mauvais pas ou de gués dangereux.

Comment se fait-il qu'*une idée*, une seule idée, et simple dans son énoncé brut, comment se fait-il qu'elle puisse produire un dérangement si complet dans la représentation du monde ?... Mais je n'en ai pas fini avec mon questionnement : comment une telle idée, émise *a priori*, comment et pourquoi la réalité accepte-t-elle de s'y plier, comment et pourquoi *les faits*, ceux qui étaient connus bien sûr mais aussi ceux qui se manifestèrent ensuite, consentirent-ils à se ranger, tel un troupeau d'abord épars sous la houlette du pasteur, tels des soldats de plomb dans une vitrine de collection, selon l'ordre et l'économie qu'a fixés par avance l'*Idée* ?

> *Allez et descellez la pierre close des fontaines, là où les sources vers la mer méditent la route de leur choix. Qu'on tranche aussi le lien, l'assise et le pivot ! Trop de rocs à l'arrêt, trop de grands arbres à l'entrave, ivres de gravitation, s'immobilisent encore à son orient de mer, comme des bêtes que l'on trait*[5].
>
> SAINT-JOHN PERSE

Troisième Partie

ONDES ET PARTICULES, PARTICULES ET ONDES

HAMLET
...No, not I,
I never gave you aught.

OPHELIA
My honoured lord, you know right well you did,
And with them words of so sweet breath composed
As made the things more rich. Their perfume lost,
Take these again ; for to the noble mind
Rich gifts wax poor when givers prove unkind[1].

SHAKESPEARE

(*HAMLET*
...Non, pas moi,
Je ne vous ai jamais donné quoi que ce soit.

OPHELIA
Mon honoré Seigneur, vous savez parfaitement que si,
Et avec eux des mots d'un souffle si doux composés,
Que les choses en étaient plus riches. Leur parfum évanoui,
Reprenez-les ; car à l'esprit noble
De riches cadeaux paraissent pauvres lorsque les donneurs se montrent cruels.)

Nous nous proposons de brosser à présent, d'un large pinceau — escamotant certains détails ici et d'autres les magnifiant là — un tableau succinct des événements qui conduisirent d'abord à l'invention de la mécanique quantique, puis qui soutinrent son épanouissement, pour enfin assurer son triomphe.

La mécanique quantique est devenue la théorie cadre qui embrasse l'ensemble des phénomènes non relativistes se produisant à l'échelle microscopique. Pourtant cette troisième partie apparaîtra plutôt comme un patchwork, juxtaposant des observations qui relèvent *a priori* de domaines différents, sans qu'on puisse percevoir d'abord le lien qui les unira ensuite. Cette étape est nécessaire à qui tente de comprendre l'apparition de la mécanique quantique et son avènement.

Les lumières s'affaiblissent jusqu'à s'éteindre. Les trois coups rituels sont frappés. Le rideau se lève sur un plateau de théâtre d'abord vide. Apparaissent tout à coup des acteurs, à peine identifiables dans leur costume inhabituel. Ils jouent une saynète surprenante, visiblement chargée d'enseignements et de sens, mais dont le message échappe totalement au spectateur. Elle se termine de façon abrupte, comme si elle avait été prématurément tronquée ; elle est aussitôt relayée, sans transition, par une autre, de nature analogue mais tout aussi obscure, interprétée par des acteurs différents ; certains d'entre eux, à vrai dire, étaient peut-être apparus précédemment, mais sous un accoutrement si dissemblables qu'ils en sont méconnaissables. Et ainsi de suite, de scène en scène sans lien apparent, dans l'attente d'un auteur, d'un metteur en scène plutôt, qui articule ces potentialités l'une par rapport aux autres, qui redistribue les rôles et unifie les costumes de telle sorte que le puzzle éclaté et dispersé se recompose en une mosaïque ordonnée et intelligible, et admirable, que les voix apparemment dissonantes s'unissent en un chœur harmonieux et puissant, et magique. Ainsi, l'esprit et le regard sollicités sans cesse par cette représentation baroque et insaisissable d'une réalité inconnue et multiple, nous verrons naître, quasi surnaturelle, la Mécanique quantique dans sa majesté et dans sa splendeur.

CHAPITRE PREMIER

ESQUISSE DE LA PRÉHISTOIRE QUANTIQUE

I wandered lonely as a cloud
That floats on high o'er vales and hills,
When all at once I saw a crowd —
A host of dancing daffodils[1].

WORDSWORTH

(J'errais solitaire tel un nuage
Qui flotte haut par-dessus vallées et collines,
Quand tout soudain je vis une foule —
Une légion de narcisses dansants.)

Avant de plonger dans le maelström homérique de la physique quantique, qui a — peut-être plus profondément encore que la Relativité d'Einstein — révolutionné notre vision du monde, en ouvrant des perspectives neuves sur des domaines connus déjà depuis longtemps, mais en suscitant aussi des thèmes totalement insoupçonnés, avant donc que de nous lancer à corps perdu dans cette physique nouvelle et profondément déconcertante, nous allons retracer succinctement tel ou tel pilier préexistant sur lequel elle s'est appuyée, balbutiante, ou qu'elle a, triomphante, plié à ses exigences.

La théorie ondulatoire de la lumière

Après bien des empoignades, bien des argumentations et des réfutations, l'antagonisme séculaire entre partisans d'une nature corpusculaire de la lumière et les tenants d'une théorie ondulatoire s'était enfin résolu, au début du XIXe siècle, en faveur de cette dernière[2]. Les interférences lumineuses, notamment celles qu'exhiba Thomas Young en 1807, et l'interprétation théorique qu'en donna

Augustin Fresnel (1819), ne laissaient apparemment plus de choix : tout modèle corpusculaire échouait à en rendre compte, alors qu'elles s'expliquaient naturellement dans le cadre ondulatoire. Le triomphe de la théorie ondulatoire de la lumière paraissait donc total et définitif.

Découverte de la spectroscopie et de l'analyse spectrale

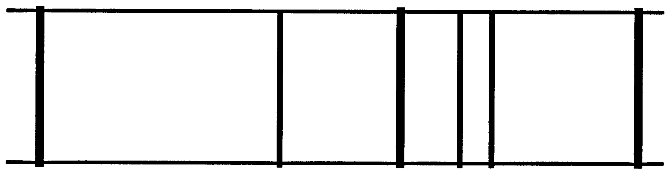
Ils se rencontrèrent par hasard, à Breslau, en 1850. Ils se lièrent d'amitié. Robert Bunsen, l'aîné, avait alors trente-neuf ans ; le cadet, Gustav Kirchhoff, seulement vingt-six. Bunsen avait déjà à son actif quelques belles réussites scientifiques, en chimie plus précisément. Mais l'une d'elles — il s'agissait d'isoler un composé arsénique qui s'avéra spontanément inflammable — lui avait coûté l'usage d'un œil. Nommé à l'université de Heidelberg (1852), il n'eut de cesse que d'y faire venir son protégé (1854). Bien lui en prit : Kirchhoff s'épanouit dans l'atmosphère stimulante de cet établissement prestigieux. En 1859, il proposa la notion de « corps noir », et en établit les lois thermodynamiques. Nous reviendrons bientôt sur cette notion, qui s'est révélée cruciale dans l'essor de la physique quantique.

LES SPECTRES DE RAIES

Pour l'heure, nous nous arrêterons plutôt à la mise au point du *spectroscope*, et aux résultats étonnants qu'il en tira. Un spectroscope est un appareil qui analyse une lumière en les couleurs — ou, ce qui revient au même, en les fréquences — qui la composent. Si par exemple on éclaire la fente d'entrée d'un tel instrument avec la lumière du Soleil, on recueille, sur la plaque qui le ferme à l'autre extrême, un spectre continu ; tout le monde a récité à l'école la palette de l'arc-en-ciel : violet, indigo, bleu, vert, jaune, orangé et rouge.

Kirchhoff et son compère Bunsen, aux vastes connaissances chimiques, se lancèrent dans l'exploration spectroscopique des éléments alors connus : hydrogène, azote, oxygène, mercure, sodium... Ils plaçaient la substance à étudier, sous forme gazeuse, dans un tube de verre scellé muni de deux électrodes entre lesquelles ils provoquaient une décharge électrique — c'est ainsi qu'on nomme le passage d'un courant électrique à travers le gaz. Ainsi excité, le corps qui emplissait le tube émettait de la lumière, qu'ils décomposaient au spectroscope.

La première constatation fut totalement inattendue : les divers éléments, ainsi traités à tour de rôle, émettaient tous un *spectre de raies* (figure) : au lieu d'une répartition continue (violet, indigo, etc.), on observait ici des fréquences (couleurs) nettement isolées les unes des autres, et souvent peu nombreuses. Le sodium, par exemple, émet une seule raie intense, de couleur jaune orangé — elle est connue sous le nom de « raie D ».



Spectre de raies.

Mais en outre — pour que la surprise fût encore plus déconcertante — chaque spectre de raies est *caractéristique* de l'élément qui l'engendre : le sodium se manifeste par la raie D, et il est le seul à le faire. Faut-il préciser que personne, à l'époque, n'avait la moindre idée théorique concernant l'origine ou la signification de ces spectres ? Ils n'en fournissaient pas moins une base solide, quoique empirique, sur quoi fonder une méthode d'*analyse spectrale* : si le tube à décharge contient un mélange de plusieurs corps purs, on peut détecter les diverses substances composant le mélange en identifiant leur spectre distinctif, et exclure tout autre corps dont la signature spectrale n'apparaît pas.

PREMIERS PAS DE LA SPECTROSCOPIE

Les succès ne se firent pas attendre. Bunsen et Kirchhoff découvrirent coup sur coup *deux nouveaux éléments*, jusque-là insoupçonnés. Ils les baptisèrent « rubidium » et « césium » : leur spectre montrait en effet deux raies rouge foncé pour le premier (*rubidus* = rouge-brun), et deux raies bleues (*caesius* = bleu) pour le second. C'est par la même méthode que, quelques années plus tard (1868), J. Janssen et N. Lockyer mirent en évidence dans le Soleil un élément inconnu encore, qu'ils appelèrent « *hélium* » (*helios* = soleil). Il fallut attendre 1895 pour que l'hélium fût découvert sur terre (W. Ramsay). C'est, évidemment, par son spectre qu'il fut identifié à son lointain frère solaire.

Les deux amis de Heidelberg réussirent une autre expérience surprenante, que l'on nomme « *inversion des raies* ». On éclaire, par une lumière blanche — spectre continu sur tout l'éventail violet-rouge — un de ces tubes contenant une substance particulière, mais sans y faire passer le courant. Analysée par le spectroscope, la lumière incidente montre, après traversée du tube, des *raies noires* aux emplacements précis où se trouvent habituellement les raies brillantes produites par la substance. Si donc un corps gazeux émet sur une certaine fréquence, il est aussi capable d'absorber la lumière sur ces mêmes fréquences.

Il est un phénomène encore, spectaculaire, qui ressortit lui aussi à ce couplage entre émission et absorption. Pour des raisons techniques, il ne fut observé qu'en 1905, par le physicien américain Robert Wood. Mais il peut aujourd'hui être facilement montré tel qu'en lui-même. Ce phénomène a pour nom « *résonance optique* ».

Un ballon de verre clos renferme de la vapeur de sodium (il suffit de chauffer modérément un morceau de sodium solide que l'on a préalablement introduit dans le ballon). On éclaire cette vapeur, successivement, avec divers tubes à décharge, l'un contenant par exemple du mercure, l'autre un élément différent : rien alors qui vaille la peine d'être noté dans la lumière transmise. On prend maintenant un tube — suffisamment puissant — contenant précisément, lui aussi, du sodium, et l'on fait passer au travers du ballon la lumière qu'il émet. L'effet, immédiat, est flagrant : la vapeur de sodium s'entoure aussitôt d'une aura, d'une émanation de lumière jaune orangé — celle-là même qu'émet le tube à décharge, mais diffusée dans toutes les directions. Peut-être la couleur, qui donne aux visages un teint cireux et parcheminé, n'est-elle pas étrangère à l'ébahissement des spectateurs.

L'explication de ce phénomène est relativement simple, avec les quelques connaissances que nous venons d'acquérir. Que la lampe à mercure ne fasse pas réagir le sodium n'étonnera personne, après l'expérience d'inversion des raies. En revanche, que la lumière du sodium puisse être absorbée par la vapeur de sodium va de soi ; d'ailleurs, comme on le vérifie facilement, le faisceau émergent est atténué après sa traversée du ballon. Pour comprendre l'aspect du ballon, il suffit d'admettre que la vapeur, après avoir absorbé de la lumière venant d'une direction déterminée — celle du tube à décharge — la réémet dans toutes les orientations de façon uniforme.

Le rayonnement du corps noir

Dans les forges du temps jadis, le fer qu'on martelait était rougi au préalable par le fourneau qu'entretenait l'énorme soufflet, au fond de l'atelier. Le métal pouvait même être chauffé à blanc, si l'on forçait les feux. Ainsi, *la couleur* de la lumière émise par un corps chaud *dépend de la température* à laquelle il est porté. Elle dépend aussi, évidemment — au stade où nous en sommes — de la nature de l'échantillon examiné : le rayonnement d'une brique réfractaire diffère — la température restant la même — de celui du fer, et aussi de celui du tungstène.

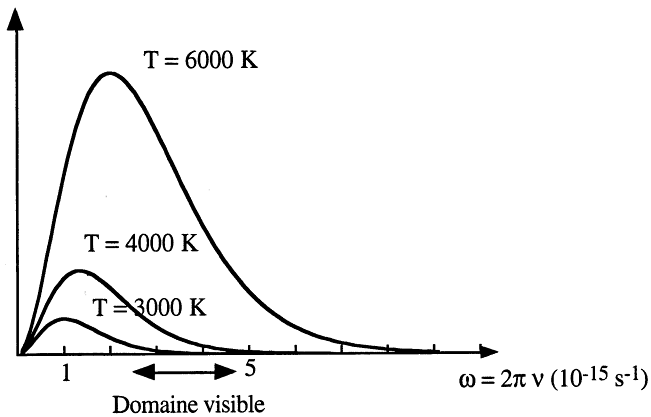
C'est là qu'intervint à nouveau la perspicacité de Gustav Kirchhoff, appliquée cette fois sur le plan théorique. Il imagina des conditions spéciales où les prédictions de la thermodynamique permettaient précisément de s'affranchir du second effet : la nature du matériau n'influait plus sur les phénomènes. Il nomma « *corps noir* » toute situation concrète répondant aux conditions qu'il avait posées et fonda sur cette notion une théorie thermodynamique du rayonnement.

Il s'avéra bientôt que le corps noir pouvait être aisément réalisé. Il suffisait pour cela de maintenir à une température connue une cavité fermée ; bien entendu, la nature des parois de l'enceinte est sans importance. Mais, si l'on veut pouvoir observer les phénomènes lumineux qui se déroulent à l'intérieur de la cavité, il faut percer dans un de ses murs une ouverture de taille négligeable : trop étroite, elle n'influe pas sur les processus physiques intérieurs ; mais, lumineuse, elle permet d'en observer et d'en mesurer les effets. Ainsi, pour tout physicien, le « *rayonnement du corps noir* » signifie la lumière émise, vers l'extérieur de la cavité, par une ouverture étroite qu'on y a ménagée.

Le corps noir rayonne un spectre continu, dont l'allure est dessinée — pour trois températures différentes —, sur la figure ci-jointe : intensité I de la lumière émise en fonction de la fréquence ν. La courbe obtenue présente toujours la même forme spécifique ; seules varient, avec la température, ses proportions quantitatives. Croissance aux basses fréquences, jusqu'à un maximum, puis décroissance vers les hautes fréquences : « une courbe en cloche », dit-on de façon imagée. L'intensité totale — toutes fréquences confondues — croît rapidement avec la température, comme sa quatrième puissance T^4 (où T désigne la température thermodynamique : si θ est la température ordinaire, en degrés Celsius, alors $T = \theta + 273{,}15$, en kelvins). La position, sur l'axe des fréquences, du maximum se déplace aussi : elle le fait proportionnellement à la température T, de sorte que la queue de la courbe s'étend plus largement, à température plus élevée, vers les hautes fréquences.

Le corps noir fut l'objet d'investigations expérimentales intensives, à la fin du XIXᵉ siècle particulièrement. Cet effort important permit de dégager des lois *empiriques*, comme celles que nous venons de mentionner.

« Et la théorie ? » entends-je demander. La thermodynamique, dont le corps noir participait, tenait alors le haut du pavé ; l'électromagnétisme, qui gouvernait le rayonnement, venait de formuler ses lois générales. Malgré cette situation presque idéale, la théorie restait impuissante à expliquer le dessin de la courbe. Pour être plus précis, elle reproduisait correctement le comportement aux faibles fréquences, où elle voyait une croissance parabolique (en ν^2) ; mais point de maximum, et point de décroissance aux hautes fréquences : la théorie prédisait alors — en dépit même du sens commun — que cette même croissance parabolique devait régir tout le spectre. Le bilan était piteux : *incompréhension théorique totale* du rayonnement du corps noir.



Le rayonnement du corps noir : on porte en abscisse la pulsation ω de la radiation émise et en ordonnée son intensité lorsque le corps noir est porté à la température T.

CHAPITRE II

DES QUANTA AUX PHOTONS

La lune s'attristait. Des séraphins en pleurs
Rêvant, l'archet aux doigts, dans le calme des fleurs
Vaporeuses, tiraient de mourantes violes
De blancs sanglots glissant sur l'azur des corolles.
— C'était le jour béni de ton premier baiser[1].

MALLARMÉ

Naissance des quanta

L'acte de naissance de la physique quantique porte une date : 14 décembre 1900 ; un lieu : Berlin ; un nom : Max Planck (1858-1947). Ce fut lors d'une Conférence de la Société allemande de physique, où Planck présenta une communication surprenante à bien des égards.

Cette communication hors du commun était l'aboutissement d'un long et patient travail. Planck avait déjà, quelque temps auparavant, réussi à reproduire par une expression analytique explicite l'ensemble des courbes qu'avaient fournies les expériences sur le corps noir. Il avait pour cela recherché, et finalement trouvé, une fonction de la fréquence qui interpolât judicieusement — pour une température fixée — entre la croissance parabolique prévalant aux basses fréquences et la décroissance exponentielle régissant le comportement aux hautes fréquences. Elle était somme toute simple, cette fonction de la fréquence ν où la température thermodynamique T apparaissait comme paramètre :

$$\frac{\nu^3}{\exp\,(a\nu\,/\,T) - 1}\;;$$

la constante a était déterminée par ajustement des données expérimentales.

Cette formule n'avait à ce stade rien de véritablement théorique — excepté l'auteur et son mode de raisonnement. Elle se contentait de condenser en une expression compacte et maniable des centaines de mesures expérimentales — des milliers, plus vraisemblablement. Max Planck s'évertua ensuite à débusquer le rouage qui, dans les calculs théoriques, devait être remplacé, pour aboutir à sa formule magique mais mystérieuse. Il devait être crucial, ce rouage, puisque les raisonnements concouraient alors naturellement et immanquablement à la pure parabole, à laquelle nous avons naguère dénié tout sens commun, et que l'expérimentation rejetait catégoriquement. Le changement requis serait nécessairement majeur : il fallait forcer la parabole à modérer sa croissance, à s'arrêter, puis à s'incurver vers le bas et à céder totalement la place.

L'étude théorique du corps noir procédait à travers l'analyse de ce qu'on nomme les « *modes propres* » de la cavité : ils se *définissent* comme les ondes électromagnétiques de *fréquence* ν *unique* qui peuvent exister dans cette enceinte, compte tenu des contraintes que leur imposent les parois. Il s'agissait de calculer la distribution en fréquence de ces modes propres dans le corps noir, pour chaque valeur de la température. Intervenait alors, au premier rang, leur *énergie*. Classiquement — dans le cadre des théories de la mécanique et de l'électromagnétisme alors en vigueur — cette énergie était proportionnelle à la température thermodynamique T et indépendante de la fréquence ν du mode. C'était là précisément ce qui conduisait à la loi parabolique — et à l'échec.

Planck, quant à lui, connaissait la réponse : sa formule empirique. Il n'eut de cesse qu'il ne pliât l'argument théorique à cette formule.

Voici ce qu'il trouva. Il en resta lui-même pantois : ce que peuvent les mathématiques !... Car il s'agissait pour lui d'une pure manipulation mathématique. Il avait été contraint d'admettre l'existence — mathématique — de ce qu'il appela d'un terme latin : les « *quanta* ». Ce mot et ses dérivés : « quantique », « quantifié » allaient submerger la majeure part de la physique du XXe siècle. Pour comprendre la double nature de sa découverte, nous nous y prendrons en deux fois, déferlement et ressac d'une même vague. En premier lieu, l'énergie d'un mode propre particulier était nécessairement un nombre entier de fois le « *quantum d'énergie* » qui lui était attaché. Deuxièmement, ce quantum associé à un mode propre de fréquence ν était le produit $h\nu$ de la fréquence par une *nouvelle constante physique*, h, qui ne s'était *jamais manifestée auparavant*, et qu'il était impossible de construire à partir des constantes physiques déjà connues. En somme, l'énergie $E(\nu)$ d'un mode de fréquence ν était obligatoirement de la forme

$$E(\nu) = n h \nu,$$

où ν est un entier.

Personne — Max Planck moins que quiconque — ne comprenait la signification physique de cette hypothèse iconoclaste et saugrenue. Pourtant, tout un chacun pouvait constater qu'elle menait à la « distribution de Planck » — elle est toujours connue sous ce nom —, c'est-à-dire à cette fonction cabalistique qui reproduisait les résultats expérimentaux dans leur ensemble. Tout au plus pouvait-on se hasarder à proposer — ce fut fait, et Planck trouva dans cette hypothèse certain soulagement à ses angoisses métaphysiques — que seuls les *échanges d'énergie* entre rayonnement et matière, pour quelque raison encore inconnue mais s'annonçant péremptoire et décisive, obéissent à cette « quantification » que reflétait la formule de Planck et qu'exigeaient à travers elle les résultats expérimentaux : seuls des multiples entiers du quantum $h\nu$ correspondant à chaque mode pouvaient s'échanger entre cette vibration électromagnétique et le solide qui bâtissait les murs du corps noir.

Les grains de lumière

Cinq ans après leur naissance, les quanta de Planck furent mis au pied du mur par Albert Einstein, dans l'un de ses fameux articles de 1905[2], où il proposa de leur accorder une signification physique véritable et une existence concrète.

Nous avons expliqué doctement il y a peu[3] que la lumière, qui donne lieu à des phénomènes d'interférence, est nécessairement une *onde*. Pourtant, argumenta Einstein, elle apparaissait dans d'autres situations comme un flux de corpuscules. En réalité, les photographes savaient déjà qu'une plaque sous-exposée (lumière faible, temps de pose court) n'est pas impressionnée de façon pâle et uniforme sur toute sa surface, mais bien plutôt de façon granuleuse et irrégulière, en îlots ou oasis répartis au hasard.

THÉORIE DE L'EFFET PHOTOÉLECTRIQUE

Mais c'est de l'*effet photoélectrique*, découvert en 1887 par Heinrich Hertz — celui-là même qui mit en évidence les ondes hertziennes —, qu'Einstein tira un argument magistral en faveur de ce qu'il appelait les « grains de lumière », et qui furent plus tard baptisés « *photons* ». Son article présentait de ce phénomène une théorie extrêmement simple, limpide et efficace[4], dans un contexte où, depuis presque vingt ans qu'on le côtoyait, ses principales caractéristiques, avérées et indéniables du point de vue expérimental, restaient totalement incomprises.

L'effet photoélectrique consiste en ceci qu'un faisceau lumineux arrache des électrons à un métal. L'analyse expérimentale comporte la mesure de l'énergie cinétique des électrons, éjectés par un rayonnement de fréquence connue ν, ceci pour divers métaux. Prenant les choses à l'envers — c'est tellement plus facile ! —, nous allons exposer la théorie d'Einstein avant de décrire les faits expérimentaux qu'elle permet d'expliquer. La lumière incidente est considérée ici comme un flux de corpuscules ; tout naturellement, après le mémoire de Planck sur le corps noir, *Einstein attribua à chaque « grain » une énergie* $h\nu$. Il écrivit ensuite le bilan d'énergie lors d'une collision d'un photon avec un électron, dans le cas où celui-ci est arraché au métal.

Etablir le « bilan d'énergie » d'une collision consiste à égaler l'énergie totale avant le choc à l'énergie totale après. Nous savons de différentes sources que la grandeur énergie se conserve. Dans la situation initiale, le photon se dirige, apportant son énergie $h\nu$, vers un électron lié — c'est-à-dire retenu — à l'intérieur du métal. Pour extraire cet électron de son environnement, il faut lui fournir une énergie au moins égale à ce que l'on appelle le « *travail d'extraction* » (nous le noterons W). Dans l'état final, plus de photon (il a été absorbé[5]), mais un électron d'énergie cinétique E_c. L'inventaire s'établit donc ainsi :

$$h\nu = W + E_c,$$

puisque l'énergie $h\nu$ du photon sert d'abord à arracher l'électron du métal ; ce qu'il en reste se manifeste sous forme d'énergie cinétique de la particule finale.

De cette formule très simple découlent pourtant des conséquences importantes — toutes conformes aux données expérimentales.

L'énergie cinétique E_c, de par sa constitution même ($mv^2/2$), est toujours positive, comme l'est aussi, par définition, le travail d'extraction W. Mais E_c peut devenir très faible, dans certaines situations, alors que W est une caractéristique invariable du métal. Si la fréquence ν de la radiation est telle que $h\nu$ soit inférieur à W, l'électron ne peut être extrait. Cette théorie, sans aucune complication, prédit donc l'existence d'un *seuil* en fréquence ν_0, tel que

$$h\nu_0 = W :$$

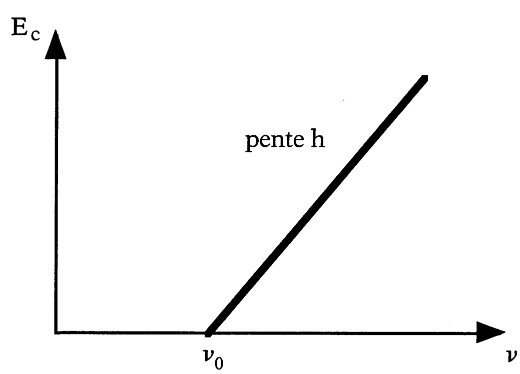
pas d'effet photoélectrique si la fréquence ν de la lumière est inférieure à ν_0, et ce quelle que soit par ailleurs son énergie totale. Le seuil ν_0, comme le travail d'extraction, change d'un métal à l'autre : ainsi, dans certains cas, la lumière visible provoque l'effet photoélectrique, dans d'autres elle en est incapable.

Peut-être vaut-il la peine d'insister sur cette particularité. On se propose d'extraire un électron d'un métal. On sait par avance qu'il y faudra de l'énergie. Il serait donc compréhensible qu'on observât un *seuil en énergie*, c'est-à-dire en *intensité* de la lumière incidente, indépendamment de la couleur. On constate au contraire que les expériences et la théorie exhibent un *seuil en fréquence* ! Bien entendu, lorsque ce seuil est franchi, l'énergie totale du rayonnement influe, de façon proportionnelle, sur le *nombre d'électrons* qui sont ainsi libérés.

La formule d'Einstein, que nous avons reproduite ci-dessus, présente en outre une spécificité étonnante : elle permet une *mesure directe de la constante de Planck* ! Changeant en effet la place des termes dans cette égalité, on obtient sans difficulté

$$E_c = h\nu - W.$$

Il suffit alors — il y faut du soin et de l'habileté — de tracer l'énergie cinétique E_c de l'électron en fonction de la fréquence ν de la lumière — ces deux quantités sont accessibles ou contrôlables expérimentalement. La théorie d'Einstein prédit que la courbe ainsi obtenue sera une simple *droite*, dont la *pente* donne la *constante de Planck* (figure).



Effet photoélectrique : l'énergie cinétique E_c des électrons émis en fonction de la fréquence ν de la lumière qui les a extraits.

Les photons sont de véritables particules

Dans les arguments d'Einstein comme dans le raisonnement originel de Planck, le quantum $h\nu$ se manifestait uniquement lorsque rayonnement et matière échangeaient de l'énergie : c'est cette énergie transférée — et *a priori* aucune autre —, qui devait être multiple entier du quantum.

En réalité, bien que ses calculs ne l'eussent pas exigé, Einstein avait introduit des « grains de lumière », et donc posé l'hypothèse implicite que le rayonnement lui-même se compose, bel et bien, de corpuscules. Comment parviendrait-on à établir que le grain de lumière, le photon, est *véritablement* une particule ?

On pourrait songer à tenter de mettre en évidence sa masse — sa charge électrique, on le sait, s'annule inévitablement. Inutile de s'y acharner : particules ou pas, les photons se déplacent à la vitesse de la lumière c, « par définition », pourrait-on dire ; cela implique que leur masse égale zéro. Donc, aucune ouverture du côté de la masse.

Mais nous savons, en revanche, que toute particule — lorsqu'elle est libre — se voit dotée d'une *impulsion* en même temps que d'une énergie. Quelle impulsion devrait avoir un photon, s'il s'agissait d'une particule *bona fide* ?

L'énergie E et l'impulsion p d'une particule libre de masse m sont reliées par la formule relativiste

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4.$$

Le photon — si c'est bien une particule — a masse nulle, nous venons de le rappeler. La relation précédente prend alors la forme simple

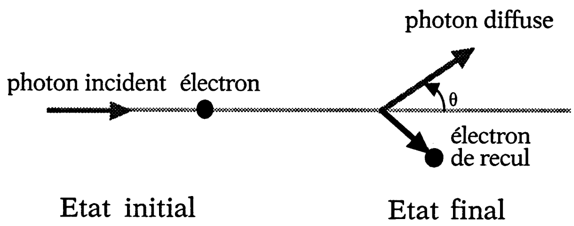
$$E^2 = p^2 c^2, \text{ soit } E = p\ c.$$

Comme, depuis Planck, E vaut $h\nu$, il s'ensuit que

$$p = \frac{h\nu}{c} \cdot$$

Pour qu'interviennent à la fois l'énergie et l'impulsion du photon, pour qu'on ait à prendre en compte à la fois les deux équations de conservation correspondantes, il faut pouvoir observer une collision contre une autre particule[6] microscopique — on pense aussitôt à l'électron, évidemment. Mais les électrons se situent en général à l'intérieur de la matière, où ils se meuvent à des vitesses considérables.

La solution à ce problème apparemment insoluble fut trouvée par Arthur Compton, en 1923. Il eut l'idée de choisir un rayonnement de fréquence ν élevée — dans le domaine des rayons X — et une substance — le graphite — dans laquelle l'énergie des électrons était négligeable devant $h\nu$. Voici, à une bonne approximation, la situation que nous recherchions : électron pratiquement libre et pratiquement immobile. Compton monta donc une expérience dans laquelle des rayons X de fréquence ν connue étaient dirigés sur une cible de graphite ; il mesurait la fréquence ν' de la radiation diffusée sous un certain angle θ (figure).



L'effet Compton, collision d'un photon sur un électron pratiquement libre.

Les relations de conservation de l'énergie et de l'impulsion (celle-ci vectorielle, en réalité) suffisent, même si l'électron de recul n'est pas observé, à établir l'expression du rapport ν'/ν de la fréquence des photons diffusés à celle des photons incidents en fonction de l'angle θ entre leurs directions. Les résultats expérimentaux de Compton vérifièrent parfaitement la formule ainsi trouvée, alors qu'ils excluaient clairement les prédictions de la théorie ondulatoire traditionnelle.

La question lancinante, à nouveau : ondes ou corpuscules ?

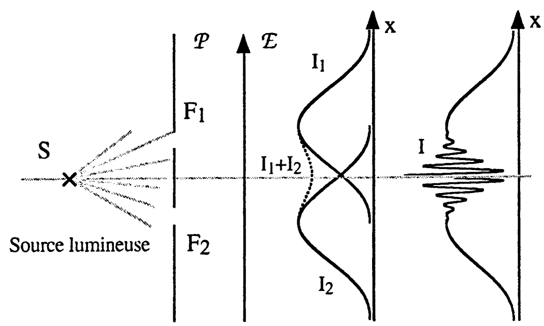
Nous avons affirmé — nous le maintenons — que les phénomènes d'interférences lumineuses *prouvent* que la lumière est une *onde*. Nous venons de *montrer* que, dans l'effet photoélectrique et dans l'effet Compton, elle se comporte en tout point comme un *flux de particules*, les photons. Comment concilier ces deux affirmations contradictoires ?

DESCRIPTION D'UNE EXPÉRIENCE SIMPLE D'INTERFÉRENCES

Nous allons, pour tenter de le comprendre, analyser en détail une expérience d'interférences, la plus simple d'entre elles et historiquement l'une des toutes premières, celle que nous avons déjà présentée en son temps, l'expérience des fentes de Young (1807).

C'est toutefois un rôle nouveau et surprenant que nous lui assignons ici. Dans les années 1920-1930, en effet, le développement de la mécanique quantique prit appui sur deux catégories bien distinctes d'expériences. Les premières — les seules valables, à proprement parler — étaient, ou avaient été, effectivement réalisées dans des laboratoires expérimentaux ; nous en décrivons ici quelques-unes, parmi les plus significatives. Les autres, dont celle qui va nous occuper bientôt, germées dans la tête de théoriciens pour les besoins de la discussion ou de la réflexion, n'avaient aucune réalité effective en termes d'appareillage ou de mesure tangibles ; on les appelait « *gedanken experiments* », en français « *expériences de pensée* » : « si vous placez une particule dans telle ou telle situation, alors le résultat ne pourra manquer d'être celui-ci ou celui-là... ». Après avoir été longuement scrutées, discutées et soutenues, contestées et défendues, les expériences de pensée les plus significatives finirent, quelque cinquante ans plus tard, par prendre corps concrètement, en un véritable résultat expérimental, tangible et sans équivoque.

Qu'il nous suffise ici de savoir que les processus et comportements assignés et analysés ci-dessous ont vraiment été avérés par des expériences réelles, quoique menées à bien longtemps après.



Diffraction et interférences produites par le dispositif de Young.

La figure ci-dessus rappelle le dispositif de cette expérience. Une source S émet une lumière monochromatique — de fréquence déterminée — qui frappe d'abord une plaque opaque $\mathcal{P}$ percée de deux fentes fines F_1 et F_2. La lumière qui franchit la plaque $\mathcal{P}$ éclaire un écran d'observation $\mathcal{E}$. Il sera commode d'imaginer que l'écran $\mathcal{E}$ sert de support à une pellicule photographique.

Si l'on obstrue la fente F_2, on observe sur l'écran $\mathcal{E}$ une distribution de lumière I_1 dont l'allure est représentée sur la figure. Cette distribution est appelée la « tache de diffraction » de la fente F_1 restée ouverte. De même, lorsque F_1 est bouchée, c'est la tache de diffraction I_2 de la fente F_2 qui apparaît sur l'écran final. Nous ne chercherons pas à comprendre les taches de diffraction, qui sont pourtant déjà d'origine ondulatoire : il sera plus facile et plus compréhensible de raisonner sur le seul phénomène d'interférences.

Supposons cette fois que les deux fentes sont maintenues ouvertes *à la fois.* L'aspect de l'image, sur l'écran $\mathscr{E}$, change alors de manière radicale : on y voit des *franges d'interférences*, alternativement brillantes ou sombres. La distribution de lumière I qui leur correspond sur l'écran $\mathscr{E}$ n'est *pas égale à la somme* $I_1 + I_2$ des taches que produisent séparément les deux fentes.

A cette étape du raisonnement, il n'est pas surprenant que les photons restent cachés. Une ampoule de cent watts — pour prendre une comparaison plausible avec le quotidien — émet de l'ordre de 10^{21} photons par seconde ! Allez donc en individualiser un dans cette cohue phénoménale ! Allez savoir aussi s'il en manque un ou deux — ou dix, ou mille — ou s'ils sont en trop dans cette multitude inconcevable ! Non ! Pour se donner quelque chance d'avoir accès aux photons — s'ils osent se montrer ici aussi, dans ce temple élevé depuis plus d'un siècle au principe des interférences lumineuses — il faudra diminuer, très considérablement, l'intensité de la source.

PRÉDICTIONS CONTRASTÉES

Mais avant de tenter d'en arriver là, marquons une pause. Demandons-nous comment une théorie corpusculaire expliquerait la forme de I_1 et I_2, mais aussi — surtout — la différence entre I et la somme $I_1 + I_2$. L'existence d'une tache de diffraction — dans le cas où l'une des deux ouvertures est seule à permettre le passage de la lumière — semble pouvoir résulter des chocs des photons sur les bords de la fente. Il faudrait certes se donner quelque peine pour étayer cette hypothèse, préciser les conditions de cette interaction des photons avec la rupture de continuité entre les plages solides de la plaque $\mathscr{P}$ et la rayure fine qu'on y a pratiquée. Cette analyse, si elle s'accompagnait d'un effort expérimental pour scruter, de façon plus détaillée que nous ne l'avons fait, le profil de la tache, se solderait par un échec.

Mais concentrons plutôt notre attention sur le phénomène d'interférences, savoir la différence, avérée, entre la distribution I et la somme $I_1 + I_2$. Une interprétation corpusculaire de cette différence mettrait sans doute en avant une *interaction entre les photons,* ceux qui franchissent la plaque par la fente F_1 avec ceux qui trouvent leur chemin à travers F_2. Une explication de cette nature conduirait inéluctablement à la prédiction qui suit. Si, comme nous l'avons déjà projeté, on diminue de façon draconienne l'intensité de la source S — c'est-à-dire le nombre de photons qu'elle émet par seconde —, l'interaction entre photons doit devenir moins efficiente ; elle doit même disparaître si l'on atteint la situation où les photons parviennent l'un après l'autre sur la plaque $\mathscr{P}$. On prédit donc, dans le cadre de tout modèle corpusculaire, que *les franges d'interférence doivent s'évanouir*.

Tournons-nous maintenant vers la théorie ondulatoire — dont les succès ne se comptent plus, particulièrement dans ces situations d'interférences et de franges —, et posons-lui la même question : que devient la figure d'interférences lorsque l'intensité de la source s'affaiblit considérablement ? Entrons dans quelque détail, pour mieux pouvoir comprendre ce qui suivra.

Dans le cadre de la théorie électromagnétique de Maxwell, la lumière est une onde où se propagent de conserve un champ électrique et un champ magnétique. Par exemple, la fente F_1 rayonne un champ électrique[7] E_1 sur l'écran $\mathscr{E}$; l'intensité lumineuse qui y règne, dans le cas où F_1 est seule ouverte, vaut alors

$$I_1 = (E_1)^2.$$

De même, bien sûr,

$$I_2 = (E_2)^2$$

pour la fente F_2 seule. Si maintenant on découvre simultanément les deux fentes, le champ électrique E sur l'écran résulte de la somme

$$E = E_1 + E_2.$$

En effet, lorsque nous avons examiné les équations de Maxwell, nous avons insisté sur cette propriété fondamentale qu'elles admettent un principe de superposition : le champ électrique dans la situation où les deux fentes rayonnent ensemble s'obtient en ajoutant les deux champs qu'elles créent séparément. En revanche, l'intensité lumineuse I sur l'écran s'obtient, comme toujours, en élevant le champ électrique au carré. Or chacun sait, pour avoir ânonné les identités remarquables sur les bancs de l'école, que

$$(E_1 + E_2)^2 = (E_1)^2 + (E_2)^2 + 2\, E_1\, E_2.$$

L'intensité résultante I diffère de $I_1 + I_2$ par ce qu'on appelle un « *terme d'interférence*[8] ».

Revenons à notre dessein de diminuer, dans de très fortes proportions, l'intensité de la source primaire S. La théorie ondulatoire, dont nous venons de résumer les arguments, prévoit dans ce cas que, si les franges diminuent elles aussi d'intensité, elles persistent jusqu'à extinction totale.

VERDICT DE L'EXPÉRIENCE

C'est évidemment à l'expérience qu'échoit la charge de trancher le débat. De telles manipulations sont particulièrement délicates : il s'agit d'y réduire par plusieurs ordres de grandeur l'intensité lumineuse, en gardant le même appareillage. Elles ont pourtant été réalisées effectivement, et le verdict qu'elles ont prononcé est parfaitement explicite.

Quel est-il donc ? Qu'observe-t-on sur l'écran $\mathscr{E}$ lorsque la source S émet la lumière photon après photon ? *Ni les prédictions de la théorie ondulatoire, ni celles de la théorie corpusculaire ne se vérifient !* Examinons donc les résultats de plus près.

Déposons le long de l'écran $\mathscr{E}$ une pellicule photographique, qui nous permettra de mieux cerner les phénomènes en les fixant.

Dans une première étape, choisissons un temps de pose suffisamment long pour que les photons, bien qu'arrivant l'un après l'autre, soient en fin de compte très nombreux, quand même, à frapper l'écran $\mathscr{E}$ et son émulsion photographique. Dans ce cas, on constate au développement que *les franges n'ont pas disparu.* Nous sommes donc fondés à affirmer que *l'interprétation purement corpusculaire* — selon laquelle les franges sont dues aux interactions entre photons — *est rejetée par l'expérience*.

Le deuxième volet de cette investigation consiste, avec le même dispositif, à n'exposer le film que pendant un temps court, de façon que seulement quelques photons aient pu y parvenir. On observe alors que chacun d'eux produit sur l'écran sensible un *impact localisé* ; ce n'est pas une figure d'interférence pâle qu'enregistre la pellicule photographique, mais quelques points brillants répartis apparemment de façon aléatoire sur l'ensemble de l'écran. *L'interprétation purement ondulatoire est donc également rejetée !*

Qu'est-ce donc à dire ? La situation paraît plus embrouillée et confuse qu'auparavant. L'expérience devait décider entre la théorie corpusculaire et la théorie ondulatoire, et voilà qu'elle les exclut l'une et l'autre ! Nous avons, en dépit de tout, réellement avancé dans la compréhension des phénomènes. Les deux aspects que nous avons distingués ci-dessus paraissent aboutir à des conclusions contradictoires ; elles ne le sont pas : c'est dans l'articulation entre peu de photons et beaucoup de photons que gît le lièvre, autrement dit la solution.

Pour la débusquer, il faut recommencer plusieurs fois l'expérience — un grand nombre de fois, en vérité — modifiant de l'une à l'autre le temps d'exposition de la pellicule, de façon à couvrir pas à pas tout l'intervalle entre les deux situations extrêmes que nous avons d'abord envisagées : il s'agit d'examiner de manière quasiment continue la figure que créent sur l'écran des bouffées de photons, intermédiaires entre « quelques-uns seulement » et « un très grand nombre ». Voici ce que l'on démontre alors — expérimentalement, bien sûr.

Nous partons d'un petit nombre de photons. Ils se répartissent un peu n'importe où sur l'écran ; ils ne se groupent pas autour du centre, ni de quelque autre point ; non ! on en voit un arriver ici, puis — tiens ! — un autre ailleurs, puis un troisième encore ailleurs... En langage savant, on dit que leurs impacts se distribuent « *de manière aléatoire* », c'est-à-dire selon les lois du hasard. Pourtant, leur nombre croissant, on commence à percevoir une régularité dans ce hasard, floue d'abord dans ses effets, puis s'affirmant progressivement : certaines bandes horizontales de l'écran ne reçoivent en réalité aucun photon, certaines autres, parallèles aux précédentes et les séparant, accumulent les éclats lumineux. On l'aura deviné : en frappant l'écran $\mathscr{E}$ individuellement et successivement, les photons reconstituent peu à peu, toujours de manière aléatoire, les franges sombres et les franges brillantes. C'est ainsi que sont réconciliées la figure d'interférence et les arrivées isolées des photons. Mais *attention* ! Insistons sur le mot « aléatoire ». Les photons ne parviennent pas à l'écran en rang d'oignon, en ordre — le premier en haut et à gauche dans la première frange brillante, le deuxième se rangeant juste à côté, le troisième se décalant encore un peu... Non ! Ce sont des lucioles au vol capricieux et imprévisible qui, sous l'influence d'on ne sait quel tropisme ancestral ou cosmique, se regroupent à la longue en une figure de ballet finale à la fois inattendue et prévisible.

LA QUESTION POSÉE AU FOND

Mais voici que surgit, dans l'éclaircie qu'a ménagée l'explication précédente, l'averse d'une question redoutable : un paradoxe très profondément ancré dans les notions fondamentales, que nous allons maintenant expliciter. Lorsque seule est ouverte la fente F_1, les photons qui frappent l'écran sont — cela va sans dire — passés par F_1. Même remarque, *mutatis mutandis*, pour l'autre fente, F_2, lorsqu'elle est seule ouverte. Mais lorsque F_1 et F_2 contribuent toutes deux au passage de la lumière, et lorsque les photons abordent la plaque un à un, laquelle des deux fentes franchissent-ils ? Supposons que tel photon, celui qui va maintenant aborder l'écran final, a traversé la fente F_1. Comment fait-il pour savoir que F_2 est aussi ouverte ? Car il le sait, puisque — on s'en souvient — l'image est radicalement différente si F_2 est obstruée (tache de diffraction) ou si elle est béante (figure d'interférences). Pourtant les photons doivent être traités individuellement ; pas question de faire dépendre d'un autre le sort de l'un !

Or, dans l'expérience telle que nous l'avons décrite, nous n'avons pas vraiment cherché à résoudre expérimentalement la question du trajet des photons. Bien sûr, dans le cas où une seule fente est ouverte, les photons n'ont pas le choix et la question ne se pose pas véritablement. Essayons tout de même de détecter les photons lorsqu'ils franchissent la plaque. Nous plaçons à cet effet un détecteur de photons — cela s'appelle un « photomultiplicateur » — derrière chacune des deux fentes, et nous envoyons les photons un à un. Chacun d'eux[9] déclenche un des photomultiplicateurs, et un seulement. Cette phase de l'expérience se comprend aussitôt : clic ! un photon en F_1 ; clac ! c'est cette fois en F_2,... En fin de compte, après avoir détecté ainsi, un à un, un très grand nombre de photons, la moitié d'entre eux (clic !) sont arrivés en F_1, l'autre moitié (clac !) en F_2. Et jamais de double comptage (clic et clac !). Voilà un résultat rassurant, sans doute : tout photon franchit la plaque, soit par F_1, soit par F_2.

Cependant, comme les compteurs absorbent les photons pour les enregistrer, aucun de ceux-ci n'atteint plus l'écran $\mathscr{E}$. On pourrait penser combiner les deux avantages — détection du photon et impression de la pellicule — en retirant l'un des deux photomultiplicateurs, disons celui qui couvre F_1. Donc, plus de « clic » ! Un photon sur deux ne fait pas « clac » non plus, et parvient donc jusqu'à l'écran. Nous en concluons, par élimination, qu'il est passé par F_1, puisqu'il ne s'est pas signalé en F_2. Tout cela est bel et bon, MAIS : comme seule la fente F_1 est maintenant ouverte, ce n'est pas les franges d'interférence qui se dessinent peu à peu sur la plaque photographique ; c'est bien plutôt la figure de diffraction (I_1, l'avons-nous notée ci-dessus) de la fente F_1.

Peut-être n'avons-nous pas été assez habiles ? Peut-être, par exemple, serait-il possible de « voir », pour ainsi dire, chaque photon à son passage de la plaque $\mathscr{P}$ sans l'empêcher de poursuivre son chemin. Des dizaines de propositions ont été faites dans ce sens, ingénieuses, astucieuses. Nous ne les décrirons pas. De leur multiplicité même s'est dégagée une conclusion générale que nous exprimerons ainsi : *il est impossible d'observer les franges d'interférence et de savoir en même temps dire par quelle fente est passé chaque photon.*

Unité dans la dualité

Tentons d'expliciter et de clarifier — dans la mesure du possible, tant ils sont déconcertants — les résultats et enseignements de l'expérience multiforme que nous avons décrite.

Est aussitôt apparue l'impossibilité d'expliquer l'ensemble des phénomènes si l'on ne s'attache qu'à l'un des deux aspects, corpusculaire ou ondulatoire, de la lumière. Pourtant ces deux aspects semblent virtuellement s'exclure. « Semblent », avons-nous dit, parce que nous sommes ébranlés jusque dans nos convictions les mieux ancrées. Ainsi, lorsqu'un photon franchit la plaque, il « *sait* », en quelque manière, si les deux fentes sont ouvertes (interférences) ou bien s'il n'y en a qu'une (figure de diffraction). Il devient donc indispensable d'examiner à nouveau, sans préjugé mais avec un sens critique aigu, les concepts et notions que nous avons hérités de la physique classique ; il nous faut accepter *a priori* que ces notions et concepts puissent ne plus être valables, tels quels, dans ce domaine nouveau que nous abordons ici à tâtons : atomes, quanta, particules,... qui composent ce que l'on appelle le « *monde microscopique* ».

Dégageons tout d'abord une spécificité essentielle du domaine microscopique. Elle nous est apparue, sans que nous l'ayons soulignée alors, quand nous avons placé des détecteurs derrière les fentes de Young ; or sa portée est générale : *une mesure effectuée sur un système microscopique le perturbe de façon essentielle*. Dans l'exemple simple que nous avons décrit, la perturbation est tellement radicale que le comptage des photons les engloutit, de sorte que l'expérience même en est fondamentalement affectée. Il s'agit là d'une propriété nouvelle. La physique classique nous avait habitués à ce qu'il fût toujours possible de concevoir et de réaliser des appareils de mesure aussi discrets que nécessaire : leur influence sur le système observé pouvait être rendue aussi faible qu'on le désirait. Par exemple, la présence d'un thermomètre dans une pièce d'habitation permet de connaître la température qui y règne sans la modifier de façon appréciable ; ou bien, chronométrer un athlète ne va pas influer sur sa course.

Evidemment, c'est l'expérience qui nous force à cette révision critique des fondements de la physique, c'est elle qui continuera à guider nos pas. Mais il faudra, à chaque étape importante, théoriser ses indications et ses verdicts.

Attaquons, dans cet état d'esprit, la « question redoutable », le « paradoxe crucial » que nous avons énoncé il y a peu : un photon qui franchit une fente se comporte de façon foncièrement différente suivant que l'autre fente est ouverte ou fermée. On est contraint, si l'on veut résoudre cette énigme, de *renoncer* à l'idée qu'un photon passe forcément *par une fente ou par l'autre*. On remet en cause, ce faisant, la notion — omniprésente et fondamentale en physique classique — de *trajectoire* d'un corpuscule.

Par ailleurs, lorsque les photons se suivent un à un, leurs points d'impact sur l'écran reconstruisent peu à peu la figure d'interférences, « comme des lucioles ». Il découle de là que, pour tel photon particulier qui se présente maintenant devant l'appareil, on ne sait pas à l'avance, de façon certaine, on *ne peut pas* savoir en quel point il va aller frapper l'écran d'observation. Or tous ces photons ont été émis dans les *mêmes conditions :* la source ni la plaque ne tournent ni ne vibrent ; elles ne bougent pas d'un iota. Voilà donc reléguée, elle aussi, dans l'appentis des outils périmés l'idée classique qui affirme que les conditions initiales — position et vitesse à un certain instant — déterminent de façon univoque le mouvement ultérieur d'une particule. On peut seulement évaluer, lorsqu'un photon quitte la source, la *probabilité* — nous voici au cœur du problème — pour qu'il aboutisse en tel point de l'écran d'observation : cette probabilité est proportionnelle à l'intensité I de la lumière en ce point, c'est-à-dire à $(E)^2$ en ce point, comme nous l'enseigne la *théorie ondulatoire*.

La boucle est bouclée, en quelque sorte : après ces longs développements sur l'aspect corpusculaire de la lumière (les photons), nous avons opéré la jonction avec l'autre volet (aspect ondulatoire). Nous voici presque au port.

Avant de poursuivre, quelques mots pour éviter les confusions et les agacements. Le point de vue que nous venons d'esquisser, et que nous allons développer et expliciter, celui que l'on qualifie d'« *orthodoxe* », est partagé par la quasi-totalité des physiciens concernés. Mais il est, encore aujourd'hui, contesté ici ou là. Toute théorie physique a ainsi ses détracteurs inflexibles. La mécanique quantique, peut-être plus qu'aucune autre, pour la raison qu'elle s'éloigne, comme délibérément et systématiquement, des points cardinaux qui jalonnaient naguère notre horizon.

L'orthodoxie avance — après Niels Bohr (1885-1962) — la notion de « *dualité onde-corpuscules* », que l'on peut résumer ainsi. Les aspects corpusculaire et ondulatoire de la lumière sont *inséparables* : la lumière se comporte *à la fois* comme une onde et comme un flux de particules ; l'onde permet de calculer la *probabilité* pour qu'un corpuscule se manifeste. Précisons :

(i) Les prévisions sur le comportement d'un photon ne sauraient être que probabilistes.

(ii) Toute l'information sur la conduite d'un photon est portée, à un instant déterminé, par l'onde, solution des équations de Maxwell, qui régit le champ électrique E : cette onde E caractérise l'*état* [10] des photons à cet instant.

CHAPITRE III

DE L'ATOME

Un Ennui, désolé par les cruels espoirs,
Croit encore à l'adieu suprême des mouchoirs !
Et, peut-être, les mâts, invitant les orages
Sont-ils de ceux qu'un vent penche sur les naufrages
Perdus, sans mâts, sans mâts, ni fertiles îlots...
Mais, ô mon cœur, entends le chant des matelots[1] *!*

MALLARMÉ

« Atome » signifie, en grec, « insécable ». C'est que l'atome devait être, originellement et donc étymologiquement, l'ultime fragment qui pût résulter de la scission répétée de la matière. Et voici pourtant que nous allons détailler la « structure » de l'atome !

Les spectres de raies, mis au jour par hasard dans la période préhistorique[2] — qui témoigne néanmoins d'une civilisation fort avancée —, suggéraient déjà que l'atome était un objet complexe. Mais tous ne croyaient pas, en ces temps, à l'atome, loin s'en faut ! Et puis vint un jour, en 1897, où l'on découvrit une particule « plus petite que l'atome », pourrait-on dire, puisqu'elle en était extraite. On la nomma « *électron* », parce qu'elle était chargée électriquement, contrairement à l'atome dans son ensemble.

L'atome de Thomson et l'atome de Rutherford

Il devint dès lors légitime d'envisager véritablement une structure pour l'atome ; on venait d'en isoler, pour la première fois, un composant essentiel qui ne pouvait qu'être associé à d'autres éléments constitutifs.

D'ailleurs J.J. Thomson[3], en éminent physicien (britannique) qu'il était, ne tarda pas, l'électron connu, de proposer une image de ce que pourrait être selon lui un atome. Ayant expressément démontré que l'électron porte une charge électrique négative, il lui fallait en quelque sorte la compenser dans l'édifice atomique par une autre charge de signe opposé (positive). L'ensemble doit en effet être globalement neutre : s'il ne l'était pas, la matière aurait une fâcheuse tendance à exploser, sous l'effet des forces répulsives énormes que les atomes, ayant tous des charges de même signe, exerceraient les uns sur les autres. Si donc un atome comprend — c'est un exemple — trois électrons, leurs trois charges élémentaires négatives doivent être neutralisées : un autre de ses composants (ou plusieurs ensemble) doit présenter une charge exactement opposée, c'est-à-dire trois fois la charge élémentaire positive. J.J. Thomson imagina que cette charge positive était répartie uniformément dans une boule aux dimensions de l'atome (quelques angströms, soit quelque 10^{-10} mètre), dans laquelle flottaient les électrons comme des poissons dans un aquarium. On ne savait rien, évidemment, sur cette sphère positive, excepté ses dimensions — en ordre de grandeur, tout au moins. On ne savait même pas ce qui est somme toute l'essentiel : comment cette distribution de charge de même signe (positive) n'explosait pas elle-même. Mais pour ce qui est des électrons, on pouvait se les représenter tournant, *à l'intérieur* de la sphère positive, sur des orbites stables — car l'atome doit être stable, faut-il le spécifier ? Ce modèle est resté dans l'Histoire comme « l'atome de Thomson », mais c'est plutôt, aujourd'hui, une pièce de musée qu'un instrument de travail efficace.

Quelques années plus tard (1911), un autre expérimentateur, lui aussi britannique (Ernest Rutherford), « pêcha le gros poisson », comme on dit de façon imagée. En guise de gros poisson, ce fut un petit noyau, un noyau minuscule : il démontra, dans une série d'expériences demeurée à juste titre célèbre[4], que la charge positive de l'atome est concentrée dans une bille cent mille fois plus petite, en rayon, que la taille qui avait été évaluée pour l'atome dans son ensemble. Quelle surprise ! Quelle stupéfaction ! Avant d'avoir pu être mis à l'épreuve, avant d'avoir pu seulement hasarder quelque prédiction, l'atome de Thomson s'était aussitôt effacé devant ce constat inattendu : ce n'est pas en angströms[5] (10^{-10} mètre), mais bien plutôt en fermis[6] (10^{-15} mètre) que se mesure le rayon de la sphère de charge positive dans un atome ! On appela « *noyau* » cette bille positive. Le problème de sa stabilité restait entier, à ce stade. Mais son existence et sa taille avaient été prouvées et évaluées expérimentalement ; on ne pouvait qu'en prendre acte !

S'imposa en particulier une évidence : ce n'est pas au-dedans, mais bien au-dehors de la distribution de charge positive qu'évoluent les électrons. L'« atome de Rutherford » fut construit, tout naturellement, à partir de l'analogie planétaire : les électrons tournaient autour du noyau comme les planètes font autour du Soleil (figure). Ce modèle n'avait pas été choisi au hasard, ou par manque d'imagination : l'attraction du noyau sur un électron varie de façon inversement proportionnelle au carré de la distance comme varie aussi la force gravitationnelle entre le Soleil et une planète.

Quantification dans les atomes

Plusieurs équipes de physiciens, de par le monde, plusieurs laboratoires, mesuraient avec soin les fréquences qui composaient les spectres de raies émis par les divers atomes. Ils remarquaient, dans chacun de ces spectres, des particularités et des coïncidences qu'ils scrutaient en détail ; ils classaient ainsi les raies d'un même atome en *séries* et, les comparant d'un atome à l'autre, ils tentaient de caractériser leur spécificité en les nommant : ils introduisirent ainsi dans le langage de la physique les mots « *sharp* » (aigu), « *principal* », « *diffuse* » (diffus), « *fundamental* » (fondamental), qui ont survécu, fossiles linguistiques autant que scientifiques, par leurs initiales (s,p,d,f) dans le vocabulaire de la physique atomique.

LA SÉRIE DE BALMER

L'exemple le plus simple et le plus connu d'un travail de cette espèce, minutieux et ingrat, fut mené à bien par un professeur de mathématiques suisse ayant nom Johann Balmer (1825-1898). Il découvrit, en 1885 — empiriquement, cela va sans dire —, que la série des raies visibles dans le spectre de l'*hydrogène* semblait suivre une loi de la forme

$$\nu = A\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right) ;$$

la fréquence des diverses raies de la série est désignée par ν, le symbole A représente une constante — que Balmer put évaluer à partir des raies connues —, et n prend toutes les valeurs entières supérieures à 2 (on aura reconnu, dans le 4 du premier terme, le carré de l'entier 2). Lorsqu'on fait croître l'entier n à partir de 3, on balaie successivement l'ensemble des fréquences de la « série de Balmer » :

$$\nu_1 = A\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9}\right) \qquad \text{soit environ } 0{,}14\,A\ ;$$

$$\nu_2 = A\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{16}\right) \qquad \text{soit environ } 0{,}19\,A\text{, etc.}$$

C'était, à l'origine, pure numérologie, jeu de devinette pour enseignant féru d'arithmétique. L'Histoire, comme elle en est coutumière, allait hisser au pinacle cette formule curieuse certes, mais pas plus sans doute qu'une dizaine d'autres, et l'exhiber comme la pierre de touche intègre et infaillible sur quoi éprouver la pureté de la théorie atomique.

LE PRINCIPE DE COMBINAISON DE RITZ[7]

Nous ne sommes pas seuls à avoir remarqué que 4 est le carré de 2 ! Sans qu'on sût encore à quoi cela pouvait correspondre physiquement, on généralisa la formule de Balmer en écrivant

$$\nu = A\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) ;\ m \text{ et } n \text{ entiers positifs.}$$

Walter Ritz, à Göttingen, s'acharna à déduire cette formule de Balmer généralisée à partir de considérations théoriques, qui s'appuyaient sur les lois de la mécanique newtonienne et sur celles de l'électromagnétisme. Il recherchait en particulier les modes propres de vibration transverse d'une plaque métallique plane et carrée. Il est surprenant que l'électron, dont Ritz ne pouvait pourtant pas ignorer la découverte, ne fût ni sollicité ni même considéré. Il finit par obtenir le résultat espéré (la formule précédente) à partir d'une équation aux dérivées partielles du dixième ordre (je ne précise pas la signification des divers mots et expressions : ce serait inutile). Ces contorsions mathématico-physiques laissaient les spectroscopistes sceptiques : « les fondements théoriques du travail de Ritz ne valent guère », écrivit l'un d'eux, exprimant par là l'opinion générale. L'intéressé persévéra pourtant, sa vie durant — qui fut brève —, modifiant telle hypothèse, ajoutant telle force, insérant telle approximation..., sans gagner l'adhésion de ses pairs et collègues — mais gardant leur estime grâce à sa connaissance approfondie et détaillée des spectres expérimentaux.

Il n'est pas sans intérêt, d'un point de vue épistémologique et humain, de noter que Walter Ritz, entré à l'Eidgenössische Technische Hochschule de Zurich en 1897, y rejoignit le cénacle des étudiants qui croyaient en la mathématique pure et investissaient lourdement dans cette voie ; parmi eux Albert Einstein. Comment comparer, sans transgresser par trop l'équité, la plaque vibrante de Ritz et la Relativité d'Einstein ?...

C'est en mai 1908, à Göttingen — à peine plus d'un an avant sa mort —, que Walter Ritz abandonna ses chimères pseudo-théoriques pour énoncer le « principe de combinaison » par quoi nous le connaissons encore. Cet énoncé était noyé dans des considérations abstruses et des polémiques difficiles à suivre aujourd'hui. Dans un article de vulgarisation, pourtant, on pouvait lire les deux phrases suivantes, que la postérité a retenues : « en ajoutant ou soustrayant deux raies ou séries observées, on obtient la fréquence d'une nouvelle raie ou série de raies » ; et aussi : « chacun des deux termes de la formule prend, d'une certaine manière, une existence indépendante, et l'on obtient les raies d'un spectre en combinant ces termes deux à deux de différentes façons ».

Cette découverte, que nous allons expliciter et clarifier sous peu, fut élevée au rang de « principe ». Ce n'était certes pas un énoncé théorique comme ceux que nous avons croisés dans d'autres circonstances — « principes » de la thermodynamique, « principe » fondamental de la dynamique... — ou que nous rencontrerons bientôt — « principe » de décomposition spectrale, « principe » d'exclusion de Pauli... Mais elle avait du principe la généralité, car elle s'appliquait à *tous* les spectres atomiques, quoique avec des modalités et des valeurs différentes.

La remarque initiale (première phrase de Ritz, citée ci-dessus) fut elle aussi, en un certain sens, numérologique : lorsque, dans le spectre d'un atome, apparaissent les fréquences ν_1 et ν_2, apparaissent aussi, le plus souvent, les fréquences $\nu_1 + \nu_2$ et $\nu_1 - \nu_2$. Cette remarque s'applique à tous les spectres, pas seulement à quelques-uns, bien que ν_1, ν_2, $\nu_1 + \nu_2$ et $\nu_1 - \nu_2$ puissent être très différentes d'un corps à l'autre. Cette remarque s'éclaire de l'intérieur si on la traduit de la manière suivante (deuxième phrase de Ritz) : pour une substance particulière, il existe une suite de *termes spectraux* T tels que *toute* fréquence du spectre puisse s'obtenir comme différence de deux d'entre eux[8] :

$$\nu = T_1 - T_2.$$

En somme, on savait déjà que les atomes émettaient des *raies* caractéristiques ; l'apport essentiel de Ritz fut de montrer que ces raies (leurs fréquences, plus précisément) s'obtiennent comme *différences de termes spectraux*.

Bien entendu, le *même terme spectral* intervient dans *plusieurs raies différentes ;* d'où une simplification significative dans le recensement du spectre[9].

Le principe de combinaison, accompagné de ses termes spectraux, représentait un progrès considérable dans l'étude des spectres atomiques. Une illustration intéressante — déjà — est fournie par la formule de Balmer. Les fréquences du spectre visible de l'atome d'hydrogène y sont exprimées comme différences de deux termes spectraux : $A/4$ pour l'un, A/n^2 pour l'autre.

Mais, depuis la date (1885) où Balmer avait présenté son observation, l'étude de rayonnements situés au-delà des bornes du visible (de ce que l'œil humain peut voir naturellement) avait apporté un enrichissement remarquable des spectres atomiques. C'est ainsi que Théodore Lyman, aux Etats-Unis, découvrit en 1906 dans l'ultraviolet (fréquence supérieure à celle du violet) une série de raies de l'hydrogène, qui porte encore son nom. A quels termes spectraux était-elle associée ? La formule donnant la série de Lyman s'écrit

$$\nu = A - \frac{A}{n^2} \text{ ; } n \text{ entier supérieur à 1.}$$

Les termes A/n^2 sont *les mêmes* que ceux qui figurent dans la formule de Balmer ; quant au premier, il est lui aussi de même forme, avec $m = 1$:

$$\frac{A}{1^2} = A.$$

Deux ans après (1908), Friedrich Paschen, physicien allemand, décela dans l'infrarouge (fréquence inférieure à celle du rouge) une autre série de raies du même hydrogène. Les fréquences de la « série de Paschen » — ainsi la nomme-t-on — s'obtenaient par les combinaisons

$$\nu = \frac{A}{9} - \frac{A}{n^2}.$$

Empiriquement, donc, tous les termes spectraux de l'hydrogène obéissent à l'expression simple

$$\frac{A}{p^2}, \text{ avec } p \text{ entier supérieur ou égal à 1.}$$

Les termes spectraux sont des niveaux d'énergie !

A l'origine, les termes spectraux se présentaient comme une espèce d'intermédiaires de calculs, de moyens mnémotechniques pour retrouver de façon simple les raies d'un corps donné. Ils étaient d'autant plus mystérieux qu'on écrivait en ce temps-là les formules que nous avons rencontrées ci-dessus de façon un peu tarabiscotée. J'ai préféré, pour simplifier, caractériser partout les raies par leur fréquence. Mais l'usage s'était établi alors d'utiliser plutôt leur longueur d'onde [10], que l'on mesurait en centimètres ; c'est l'inverse de cette longueur d'onde, exprimé en « centimètres moins un » (cm^{-1}), qui s'obtenait comme différence de deux termes spectraux. Dans le cas de l'hydrogène, et avec ces unités, c'est la « constante de Rydberg », valant 109 677 cm^{-1}, qui prenait la place de notre facteur A.

Ce n'est certes pas pour dénigrer nos aïeux illustres que j'entre dans ces détails, au demeurant un peu fastidieux. C'est d'abord pour sacrifier à la Muse Clio, éternelle mémoire ; c'est surtout pour donner à voir qu'une même formule, en physique, peut être contemplée sous des facettes parfois fort différentes dans leur aspect et dans leur capacité de suggestion.

RAISONNEMENT THÉORIQUE

Reprenons le principe de combinaison sous la forme où nous l'avions d'abord exprimé :

$$\nu = T_1 - T_2.$$

La fréquence ν est l'une de celles qu'émet le corps qui nous concerne. L'*énergie d'un photon* ayant cette fréquence vaut $h\nu$ — nous le savons maintenant. Si donc nous multiplions par la constante de Planck h les deux membres de l'égalité :

$$h\nu = hT_1 - hT_2,$$

la voici qui exprime la *conservation de l'énergie* lors de l'émission d'un photon : avant ce processus, l'énergie de l'atome est $E_1 = hT_1$; après, elle a été réduite à $E_2 = hT_2$, inférieure, et le photon emporte la différence. Peut-être cette interprétation serait-elle plus claire si l'on écrivait l'égalité précédente sous la forme

$$E_1 = E_2 + h\nu.$$

Ainsi, à travers les termes spectraux — originellement une manière commode d'exprimer les fréquences d'un spectre —, la *quantification de l'énergie* du rayonnement se propage à l'atome : à chaque terme spectral est associé un *niveau d'énergie*. Pourquoi « niveau » ? Parce que l'énergie d'un système atomique ne peut pas être choisie de façon quelconque ; celles qui correspondent aux termes spectraux sont seules acceptables. On exprime parfois cette propriété — totalement imprévue en mécanique classique — en affirmant que les niveaux d'énergie d'un atome forment un spectre [11] discret, et non pas un ensemble continu.

Découverte déconcertante, inouïe ! Comment imaginer que les électrons, circulant autour du noyau, puissent être astreints à le faire de manière que leur énergie — cinétique plus potentielle, toutes deux connues — s'ajuste à une valeur précise, sans jamais en dévier d'un pouce, sauf pour sauter à une autre valeur tout aussi précise mais nettement différente ? Que va-t-il se passer si l'on communique à l'atome — cela semble possible ! — une quantité d'énergie qui devrait l'amener à un contenu final interdit par la règle précédente ? Somme toute, à la fin des fins, est-ce vraiment l'énergie qui est ici en question ?

CONFIRMATION EXPÉRIMENTALE ÉCLATANTE

Une expérience cruciale, répondant à ces deux questions à la fois, fut menée en 1913 sur le mercure par James Franck et Gustav Hertz [12].

Dans une ampoule de verre vidée de son air était introduite de la vapeur de mercure. Des électrons, produits par un filament chauffé — comme dans nos récepteurs de télévision —, étaient accélérés par une grille portée à un potentiel électrique positif, de façon à attirer les électrons de charge négative. La mesure du potentiel accélérateur donnait aussitôt l'énergie cinétique des particules qui franchissaient la grille entre ses barreaux filiformes. Dans de telles expériences, et par extension dans la majeure partie de la physique atomique, on exprime les énergies en « électron-volt », abrégé par eV : un électron-volt est l'énergie que reçoit un électron soumis à un potentiel accélérateur de un volt. Il suffit alors de lire le voltmètre branché sur la grille : il indique, directement en électron-volt, l'énergie cinétique qu'ont acquise les électrons depuis leur émission [13].

Les atomes de mercure, quant à eux, occupent tous leur *niveau fondamental*. Ce terme désigne l'énergie la plus basse qu'ils puissent atteindre. Un raisonnement très général assure que, dans les conditions habituelles, notamment de température, tous les atomes se trouvent à leur niveau fondamental [14] : la mécanique statistique permet de calculer par exemple la proportion d'atomes qui, à telle température, se hissent jusqu'au premier niveau excité (énergie permise qui se situe immédiatement au-dessus du fondamental) ; cette proportion est infime, totalement négligeable à la température ambiante.

Voici donc des électrons, d'énergie cinétique connue, qui vont entrer en collision — au gré du hasard — avec des atomes de mercure dont l'énergie est également connue (niveau fondamental). A cause de la différence énorme de masse (par un facteur dépassant trois cent soixante mille), un électron ne peut pas mettre en mouvement un atome de mercure, ni modifier son mouvement [15]. Il peut seulement — éventuellement — faire absorber par les rouages internes de l'atome tout ou partie de l'énergie dont il dispose. Voilà bien la double condition que nous recherchions. D'une part, l'expérimentateur peut varier l'énergie des électrons de façon continue, et tenter de la communiquer aux atomes de mercure, dans leur édifice interne. D'autre part, c'est de la bonne vieille énergie cinétique qui anime les électrons ; point de doutes quant à sa nature — bien qu'elle provienne de la transformation d'une énergie électrique originelle.

Tant que l'énergie cinétique des électrons n'est pas trop grande — plus précisément tant qu'elle reste inférieure à 4,9 eV —, rien de particulier ni d'intéressant ne survient : les chocs électron-atome sont tous *élastiques*, l'atome de mercure et l'électron gardant chacun pour soi leur énergie initiale ; *aucun échange* n'a lieu au cours des chocs. Mais lorsque la valeur de 4,9 électrons-volts est atteinte puis dépassée, les phénomènes changent radicalement de nature, certaines des collisions devenant *inélastiques* : dans celles-ci, l'atome de mercure est porté dans son premier niveau excité, situé justement — une étude spectroscopique préalable l'a déterminé — à 4,9 eV au-dessus du fondamental ; ces 4,9 eV — ni plus ni moins — sont évidemment pris sur l'énergie cinétique de l'électron qui a participé à la collision. En même temps, lorsque ce seuil énergétique de 4,9 eV est franchi, le gaz de mercure contenu dans l'ampoule émet sa « raie de résonance », celle qui correspond — paraphe lumineux authentifiant le résultat — à la transition entre le premier niveau excité et le fondamental.

Les conclusions sont claires.

En premier lieu, l'*énergie* emmagasinée dans la structure interne d'un atome est bien *de même nature que l'énergie mécanique* d'une particule telle que l'électron ; on peut en effet provoquer et observer des échanges entre l'une et l'autre forme.

En outre, la *quantification de l'énergie de l'atome* est directement mise en évidence. Tant que l'énergie cinétique de l'électron est insuffisante (inférieure à 4,9 eV), l'atome refuse de l'absorber ; il ne quitte pas son niveau fondamental. Il ne se hisse au premier niveau excité que si l'électron est capable de lui fournir *exactement* les 4,9 électrons-volts qui séparent les deux niveaux les plus bas.

Enfin, lorsque certains atomes de mercure ont ainsi été excités par choc avec un électron, *ils redescendent dans leur niveau fondamental en émettant un photon* dont la fréquence (raie de résonance) est précisément donnée par la différence entre les deux termes spectraux associés à ces deux niveaux.

DIAGRAMME D'ÉNERGIE D'UN ATOME

En fin de compte, l'analyse du spectre d'émission d'un atome d'espèce déterminée procède comme suit.

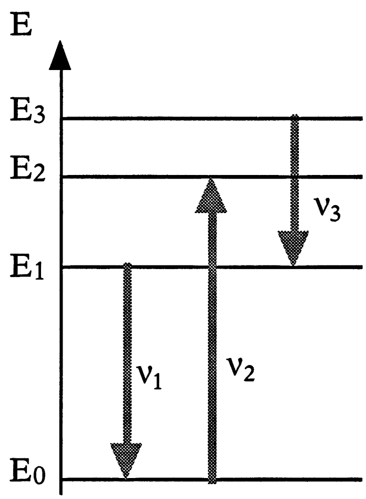
On dessine un *diagramme* de nature un peu particulière. En ordonnées, l'énergie ; les niveaux sont alors représentés par des points distincts, signalés sur cet axe vertical. Pour les faire mieux apparaître, on prolonge ces points par des segments de droite horizontaux, sans qu'on se préoccupe de spécialiser l'axe des abscisses. On figure alors les transitions entre niveaux d'énergie par une flèche verticale, parfois ondulée — pour rappeler sans doute aux fidèles que la lumière est aussi une onde —, qui part de l'un des niveaux pour aboutir à l'autre. Si la flèche est descendante, la convention veut que l'atome quitte le niveau supérieur pour le niveau inférieur en émettant un photon dont la fréquence ν correspond à la transition choisie : par exemple (voir le diagramme),

$$E_1 = E_0 + h\nu_1.$$

Si la flèche monte, au contraire, c'est que l'atome absorbe un photon qui l'amène du niveau inférieur au niveau supérieur :

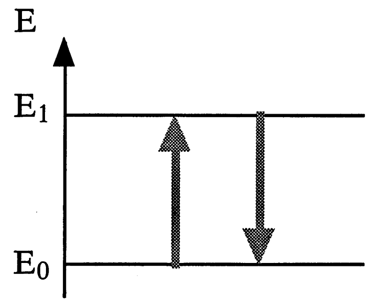
$$E_2 = E_0 + h\nu_2.$$

Cependant — nous l'avons déjà signalé — des *règles de sélection* interdisent certaines des transitions qui seraient énergétiquement permises.



Transitions possibles entre les niveaux d'énergie d'un atome.

Dans ce type de diagramme, le phénomène de résonance optique se représente comme nous l'indiquons ci-après : absorption d'un photon venant du tube à décharge, suivie de l'émission d'un autre photon analogue, mais dans une direction différente (choisie au hasard).



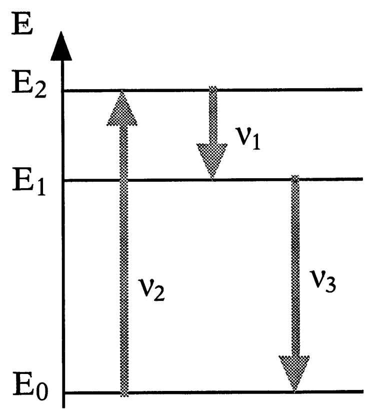
Le phénomène de résonance optique : l'atome absorbe un photon qui l'amène dans son premier niveau excité, puis redescend dans son niveau fondamental en émettant un photon de même fréquence.

On peut comprendre simplement, de cette façon, une propriété un peu mystérieuse, dite *fluorescence* : l'atome absorbe un photon de fréquence ν_2 telle que

$$E_2 = E_0 + h\nu_2\,;$$

il émet ensuite un photon de fréquence ν_1, et un autre de fréquence ν_3. On voit clairement, sur le schéma qui suit, que ν_1 et ν_3 sont toujours *inférieures* à la fréquence excitatrice ν_2 ; en termes de couleur, ν_1 et ν_3 sont déplacées vers le rouge à partir de ν_2. Le rayonnement excitateur peut d'ailleurs se situer dans l'ultraviolet — il est alors invisible — et ν_1 et ν_3 dans le visible. Cette manière particulière d'éclairer des objets ou des personnages, souvent utilisée dans certains domaines du spectacle, a pris le nom paradoxal mais évocateur de « lumière noire ».

On l'aura remarqué : dans les deux situations évoquées, l'atome se situe au départ dans son niveau fondamental. De façon plus générale, les *raies d'absorption* ont toutes pour origine le fondamental — dans les conditions usuelles.



La fluorescence : l'atome est amené au niveau supérieur E_2 par un photon excitateur de fréquence ν_2, puis retombe dans son niveau fondamental par une cascade de deux photons dont les fréquences ν_1 et ν_3 sont inférieures à ν_2.

Le modèle de Bohr

Pour tenter de comprendre la structure des atomes, on s'adressa au plus simple d'entre eux, l'hydrogène : un électron unique évoluant autour d'un noyau appelé proton. Il était naturel que ce fût lui qu'on cherchât à analyser en premier et qu'on laissât de côté pour une étude ultérieure les atomes plus complexes, tel celui de mercure.

On peut considérer que le proton est immobile. L'approximation est plus que raisonnable : il est quelque mille huit cents fois plus lourd que l'électron. On est alors conduit à étudier le mouvement d'une seule particule (l'électron) soumise à une force que l'on dit « centrale » (toujours dirigée vers le proton) et qui est connue (loi de Coulomb). Nous supposons pour simplifier — suivant en cela notre illustre prédécesseur Niels Bohr — que l'électron décrit une *orbite circulaire* de rayon r. L'équation du mouvement que donne dans ce cas le Principe fondamental de la dynamique de Newton est très simple :

$$m\,\frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}\,:$$

v représente la vitesse de l'électron — de masse m — le long de sa trajectoire ; e^2 est une constante proportionnelle au carré de la charge de l'électron, ou du proton.

Cette égalité lie la vitesse v *au rayon* r *de l'orbite.* On peut, pour r, choisir une valeur quelconque (positive, cela va de soi). L'électron peut alors se mouvoir sur un cercle de rayon r, où sa vitesse sera celle que donne la relation ci-dessus. Les orbites circulaires sont donc toutes possibles, *a priori*. On calcule facilement *l'énergie* E de l'électron lorsqu'il tourne ainsi à la distance r du proton :

$$E = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{e^2}{r}$$

(le premier terme représente l'énergie cinétique, le second l'énergie potentielle de l'électron dans le champ de forces du proton)[16]. A chaque rayon r est donc associée une valeur et une seule de l'énergie, puisque v est connue si r l'est.

Point de quantification jusqu'ici : il s'agissait de pure mécanique newtonienne, qui ne connaît pas ce phénomène. C'est pourquoi Niels Bohr (1885-1962), prêchant depuis Copenhague, proposa d'associer aux relations (classiques) que nous avons écrites une « *condition de quantification* », susceptible d'introduire dans l'étude de l'atome cette physique nouvelle qui pointait de-ci de-là, sous des dehors souvent curieux, dans divers autres contextes. Cette condition apparut-elle à Bohr comme une illumination, une évidence, ou au contraire peina-t-il des jours — et des nuits — à essayer d'autres possibilités[17] ? Quoi qu'il en soit, le résultat final étant maintenant connu, on lui trouve facilement des raisons et une logique.

Il fallait tout d'abord solliciter les *nombres entiers*, pour aboutir au *spectre discret* d'énergie. Il paraissait nécessaire, en outre, qu'apparût la *constante de Planck* h, caractéristique des phénomènes quantiques alors connus. Comme h présente les dimensions physiques d'un moment cinétique, Bohr postula que le *moment cinétique de l'électron* sur son orbite devait être égal à un nombre entier de fois h. Plus exactement, il choisit h divisé par 2π, que l'on note $\hbar$ (on énonce « *h barre* ») :

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

Sur l'orbite circulaire parcourue à vitesse constante, le moment cinétique de l'électron s'exprime simplement comme mvr. On écrit donc la condition de quantification sous la forme

$$m v r = n \hbar \; ; \quad n = 1, 2, 3, \ldots$$

L'entier n fut appelé par la suite « *nombre quantique* ».

L'adjonction de cette nouvelle égalité, liant elle aussi v et r, à la Relation fondamentale de la dynamique écrite ci-dessus, permet de calculer toutes les grandeurs physiques associées à l'électron en fonction du *seul entier* n — étant entendu que sont connues toutes les caractéristiques du problème : masse et charge de l'électron, constante de Planck. Les grandeurs ainsi trouvées sont, évidemment, toutes *quantifiées* : les valeurs qu'elles peuvent prendre effectivement forment un *ensemble discret*, où elles sont repérées par l'entier n. Ainsi, le rayon des orbites permises peut être égal soit à r_1, soit à r_2,..., soit à r_n, où

$$r_n = n^2 a_o.$$

De même, les énergies autorisées sont E_1, E_2,..., E_n, avec

$$E_n = -\frac{E_I}{n^2}.$$

Les constantes a_0 (une longueur) et E_I (une énergie) sont explicitement connues à partir de la masse de l'électron, de sa charge, et de $\hbar$ elle-même ; elles ont pour valeur numérique [18]

$$a_0 = 0,52\text{Å} \ ; \qquad E_I = 13,6 \text{ eV}.$$

Notons que l'énergie la plus basse de l'atome d'hydrogène, que l'on nomme son « *niveau fondamental* », se situe à $-E_I$ [19]. Pour arracher l'électron au proton à partir de ce niveau fondamental, il faut disposer d'une énergie au moins égale à E_I. C'est pourquoi E_I = 13,6 eV est appelée « *énergie d'ionisation* » de l'atome d'hydrogène : partant d'un atome neutre (proton et électron), on en fait un ion positif (noté H^+) en écartant l'électron.

Le succès fut impressionnant ! Bien que la « condition de quantification » restât mystérieure quant à son origine fondamentale, le modèle de Bohr reproduisait les niveaux d'énergie, et donc les termes spectraux, avec leur dépendance en $1/n^2$ que nous avons effectivement constatée dans les séries de Balmer, de Lyman et de Paschen. Il faisait mieux encore : les valeurs numériques de ces niveaux (ou termes), tirées de la spectroscopie expérimentale, coïncidaient précisément avec celles que leur donnait l'expression de E_I à partir de constantes déjà connues, expression qui aboutissait aux 13,6 eV déjà cités.

« Modèle », avons-nous dit ; pourquoi pas « théorie » ? Les données expérimentales — nous venons de le souligner — sont expliquées avec précision. Mais il y manque l'*universalité* : on peut probablement imaginer sans trop de difficultés comment cette recette — on applique la mécanique newtonienne, que l'on complète par une condition de quantification — pourrait s'étendre aux autres atomes, plus complexes que celui-ci [20]. Mais les mêmes règles sont-elles applicables à une particule (un électron) dont la trajectoire est une droite ? Ou bien aux photons dans l'expérience de Young ?... Modèle, donc, mais particulièrement significatif et instructif.

CHAPITRE IV

QUANTIFICATION DANS L'ESPACE

Entre vous et moi :
Beaucoup trop de passion.
C'est ce qui fait brûler
nos querelles rouge feu.
Mais prenez de la glaise
modelez-vous en elle.
Prenez un peu d'argile
faites-en mon image.
Brisez les deux figures
et mélangez-les bien.

Reformez votre image
et l'image de moi.
Il y aura dans vous
quelque chose de moi.
Il y aura dans moi
quelque chose de vous.
Vivants nous dormons
dans le même lit.
Morts nous dormirons
dans un seul cercueil[1].

KOUAN TAO-CHENG

Nous abordons maintenant une sorte un peu particulière, et curieuse, de quantification, qui fut découverte en 1921 par Otto Stern et Walther Gerlach. Ce n'est pas ce phénomène qu'ils cherchaient, insoupçonné à l'époque et d'ailleurs — nous le verrons bientôt — assez invraisemblable. Cela soit dit pour la physique classique, bien sûr, car la mécanique quantique s'en délectera... Elle continue d'ailleurs à s'en délecter : le « spin 1/2 » que nous allons découvrir apparaît très souvent, à leur début ou à leur tournant, dans les discussions, articles et livres traitant de la mécanique quantique.

Motivations initiales de l'expérience

Stern et Gerlach se proposaient de mesurer le moment magnétique de l'atome d'argent. Qu'est-ce qu'un moment magnétique ? Pourquoi l'atome d'argent ?

Avant de répondre précisément à ces deux questions, généralisons le débat. On aura remarqué que, souvent, une expérience de physique est présentée de façon proprement surréaliste : on envoie quelque chose sur n'importe quoi, en présence d'un champ électrique et d'un champ magnétique croisés — ou quelque dispositif analogue — et on détecte autre chose dans la direction faisant un angle θ avec celle du « quelque chose ». Cette impression, désagréable jusqu'au kafkaïen ou à l'ubuesque, est renforcée le plus souvent — sinon créée de toutes pièces — par la tonalité, le tempo et l'attaque choisis par l'interprète (*a cappella*), dans un exposé qui se veut solennel. Les choses n'en vont pas de même au cours du développement réel de la physique. Les expériences y ont toujours une raison d'être, une « âme », pourrait-on dire. Il ne saurait être question de se fixer au hasard, juste pour voir, de quelconques « quelque chose » et « n'importe quoi », et d'attendre à la sortie, sous l'angle θ, un mirifique « autre chose » qui ne manquera pas de bouleverser nos connaissances !

Non ! Laissons là le surréalisme et revenons-en à la physique telle qu'elle se fait dans la réalité concrète. Une expérience peut répondre — si l'on schématise quelque peu — à l'un des deux buts principaux que voici : vérifier une prédiction théorique, ou bien explorer un domaine en cours de déchiffrage. Dans l'un et l'autre cas, le choix des substances et matériaux, des conditions d'expérimentation, des appareils de mesure, voire de la saison de l'année ou du jour où tenter l'aventure, tout cela est mûrement, longuement réfléchi, pensé et décidé. Ces choix sont partout limités par les possibilités techniques du moment : il est des expériences, même cruciales, qui s'avèrent impossibles pour des raisons matérielles ou économiques. Mais maint expérimentateur a, *de tout temps*, contribué à perfectionner et à faire avancer ces possibilités. Souvent des essais partiels, préliminaires, sont nécessaires pour mettre à l'épreuve tel ou tel composant de l'appareillage. La mise au point dure des mois, parfois des années ! On est loin du dilettantisme que d'aucuns se plaisent à décrire pour le fustiger !

L'expérience de Stern et Gerlach se rangeait dans la deuxième catégorie. Depuis plusieurs dizaines d'années, les physiciens s'attachaient à découvrir et à décrire les propriétés des atomes. Il s'agissait ici de mesurer le moment magnétique de l'un d'eux. Il fallait donc le choisir de telle sorte qu'il portât un moment magnétique, qu'il fût maniable, et qu'il pût facilement pénétrer dans un appareil susceptible d'effectuer la mesure. Stern et Gerlach optèrent pour l'argent. Ce métal répondait aux trois conditions. Mais la difficulté suprême, quasiment impossible à vaincre, était la construction d'un électroaimant qui fût suffisamment sensible pour évaluer une quantité aussi petite : cette particularité atomique qu'ils recherchaient. Ils devaient produire un champ magnétique intense, à la limite supérieure des performances de l'époque en ce domaine. Mais, *surtout*, ils devaient provoquer un très fort « *gradient* » *de champ* — comme on dit dans le métier —, c'est-à-dire une variation très rapide du champ d'un point à l'autre de l'entrefer[2] de l'aimant. Cette condition était tout simplement cruciale : la mesure exigeait un gradient de champ, sous peine d'impossibilité, et seul un gradient *très fort* la rendait lisible.

Qu'est-ce qu'un moment magnétique ?

Nous avons répondu, au moins partiellement, à l'une des deux questions que nous avions posées au début de ce chapitre. Voyons maintenant la deuxième.

On dit qu'un corps présente un moment magnétique s'il se comporte comme un *aimant*. Tout un chacun a pu manipuler de tels aimants et en observer les effets : répulsion ou attraction, entre deux aimants, suivant qu'on approche leurs pôles semblables (Nord-Nord ou Sud-Sud), ou leurs pôles opposés (Nord-Sud) ; orientation d'un aimant dans un champ magnétique, par exemple l'aiguille de la boussole dans le champ magnétique terrestre. Il s'agit donc ici de mettre en évidence le moment magnétique éventuel d'un atome, c'est-à-dire le petit aimant qu'il porte peut-être.

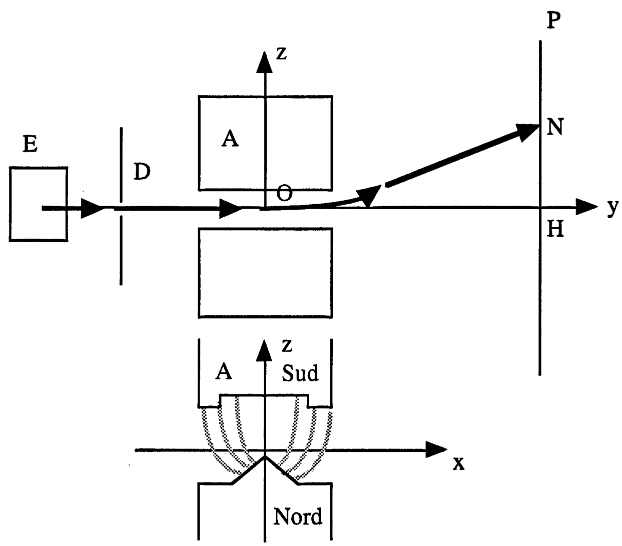
Du point de vue magnétique, les substances se classent en *trois catégories* : d'abord les « ferromagnétiques » — dont sont faits les aimants macroscopiques que nous avons évoqués —, exceptionnels et peu nombreux ; ensuite les « paramagnétiques », qu'attirent les forts champs magnétiques ; enfin les « diamagnétiques », que les champs magnétiques repoussent faiblement. Laissons de côté les ferromagnétiques, qui posent des problèmes très intéressants mais d'un autre ordre. Les atomes constituant les corps diamagnétiques ne présentent pas de moment magnétique permanent[3]. En revanche, les atomes paramagnétiques portent un moment magnétique intrinsèque, une manière de petit aimant qui les accompagne en toutes circonstances. On s'interroge sans doute : pourquoi les substances paramagnétiques ne s'organisent-elles pas, par alignement de leurs moments magnétiques atomiques dans une même direction, en aimants macroscopiques ? La raison en est que, parmi la myriade d'atomes identiques dont chacun porte un moment magnétique permanent, les uns le pointent dans une direction, les autres dans une autre, au hasard, sans qu'aucune orientation ne soit privilégiée. En sorte que le moment magnétique résultant d'un échantillon macroscopique, somme d'innombrables moments atomiques orientés en tous sens — chacun d'eux étant compensé par un autre, en position tête-bêche —, apparaît nul dans l'ensemble[4].

Il est un autre fait fondamental qui permettait à l'expérience de Stern et Gerlach de faire d'une pierre deux coups, en quelque sorte. Dans un atome évoluent des *particules électriquement chargées* (les électrons). Or un mouvement de charges équivaut à un courant — microscopique, dans ce cas, mais tout de même ! En sorte qu'un électron tournant autour du noyau apporte à la fois un *moment cinétique* (caractérisant, en mécanique, la rotation d'un mobile) et un *moment magnétique* (produit par le microcourant que crée dans son mouvement la charge de la particule[5]). On ne sera pas surpris d'entendre que *moment magnétique et moment cinétiques sont proportionnels* (ils ont en particulier même direction). En somme, Stern et Gerlach se proposaient de mesurer, à l'aide d'un champ magnétique fortement inhomogène, le moment magnétique d'un atome paramagnétique (l'argent), et d'en déduire son moment cinétique, grandeur plus fondamentale puisqu'elle se rapporte directement au mouvement même des électrons dans l'édifice atomique.

Description de l'appareillage expérimental

Nous voilà prêts, après tant de préliminaires, à aborder le vif du sujet.

Dans une enceinte E chauffée à haute température[6] (figure ci-après), on a déposé un petit échantillon d'argent (outre les qualités que nous lui avons reconnues ci-dessus, l'argent peut être préparé à un degré de pureté parfait, quasiment). Les atomes s'échappent du four par un orifice étroit qu'on y a pratiqué, et se propagent ensuite en ligne droite dans le vide poussé qui règne à l'intérieur de tout l'appareil (pour éviter les collisions perturbatrices avec les molécules d'air). Un diaphragme collimateur D sélectionne ceux de ces atomes dont la vitesse pointe dans une direction déterminée (horizontale sur la figure). On a fabriqué de la sorte un *jet atomique* ; il va traverser l'entrefer d'un électroaimant A — construit selon les exigences que nous avons exposées ci-dessus —, avant de se condenser sur une plaque P — voilà un autre avantage de l'argent : il est aisé à repérer à l'état solide. Le champ magnétique produit par l'électroaimant A est essentiellement dirigé selon l'axe vertical, perpendiculaire à la direction du jet atomique ; mais il n'est pas uniforme : il varie très rapidement de haut en bas (du pôle Sud au pôle Nord).



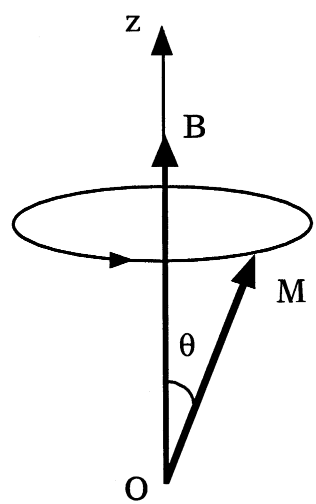
L'appareil de Stern et Gerlach : un jet atomique issu d'un four E et canalisé par une fente D traverse l'entrefer d'un électroaimant qui produit un champ magnétique fortement inhomogène (représenté sur le schéma inférieur).

Mesure du moment magnétique atomique de l'argent

Le mouvement d'un moment magnétique dans un champ magnétique[7] se décrit sans difficulté en physique classique. Si le champ magnétique était uniforme (c'est-à-dire le même en tout point de l'entrefer), chacun des moments magnétiques atomiques tournerait autour de sa direction verticale — ce phénomène porte le nom de « précession de Larmor » (figure suivante) —, et le jet atomique ne serait pas dévié. Ici, dans le fort gradient de champ magnétique, le moment magnétique d'un atome tourne encore, c'est sûr, autour de la verticale, mais il est soumis en outre à une *force verticale*. Le calcul montre que cette force est proportionnelle au *gradient de champ* — ce qui n'est pas surprenant —, en même temps qu'à la *projection du moment magnétique* sur l'axe vertical.

Nous pouvons imaginer maintenant ce qui va se passer, ou du moins ce qui *devrait* se passer, au cours de l'expérience concrète. A l'entrée de l'entrefer, comme à la sortie du four, le jet est tout ébouriffé, pourrait-on dire : les moments magnétiques des divers atomes qui le composent pointent au hasard dans toutes les directions. Désignons par *M* le moment magnétique d'un atome ; sa projection

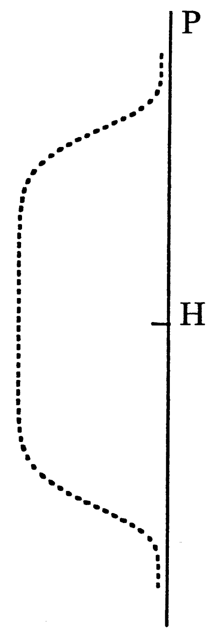
M_z sur l'axe vertical (défini par le champ magnétique) est, évidemment, mesurée par un nombre compris entre $-M$ et $+M$. Par conséquent, à la sortie du four, sont représentées dans le jet atomique ébouriffé toutes les valeurs de M_z, et elles le sont en proportions égales. Or un atome d'argent qui entre dans le domaine du champ magnétique avec telle valeur de M_z est dévié selon cette valeur : vers le haut si M_z est positive, vers le bas si elle est négative, et d'autant plus fortement, dans les deux cas, que la valeur absolue de M_z est plus grande. On s'attend donc que l'expérience produise sur l'écran une tache[8] d'argent d'épaisseur uniforme, s'étalant de bas en haut sur une longueur proportionnelle à M (figure p. 451), qu'elle permettra ainsi de mesurer.



Dans un champ magnétique B uniforme, le moment magnétique M d'un corpuscule tourne autour de B (précession de Larmor).

Résultats et conclusions

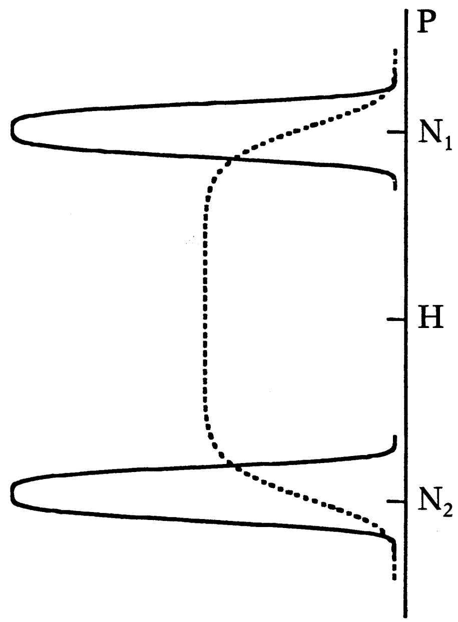
L'expérience fut menée à bien pour la première fois en 1921. A leur grand étonnement — quelles surprises recelait la physique atomique naissante ! —, Stern et Gerlach constatèrent que l'argent recueilli sur la plaque après passage du jet atomique dans l'entrefer de l'électroaimant se disposait de façon radicalement différente de ce qu'ils avaient prévu : ce n'est pas une tache unique, répartie uniformément entre N_1 et N_2, qui se révélait, mais *deux taches séparées,* symétriques par rapport à l'axe du jet initial (figure p. 452). Comme la largeur de ces taches, leur longueur correspondait à la distribution des vitesses initiales des atomes, de sorte qu'il s'agissait en réalité de deux points élargis par une dispersion calculable et donc contrôlée.



On s'attendrait que l'expérience de Stern et Gerlach aboutisse, sur la plaque, à une distribution continue d'atomes d'argent.

Pour mieux appréhender la nouveauté radicale du résultat, analysons à nouveau le comportement des atomes d'argent dans l'appareillage. Chacun d'eux porte un spin[9] ; il est donc muni d'une manière de pointe de flèche, ayant S pour longueur, et autour de quoi il tourne en bloc[10] (figure p. 453). Au sortir du four, les flèches des divers atomes pointeront au hasard dans toutes les directions de l'espace, car aucune de celles-ci n'est singularisée par le four. Or l'appareil de Stern et Gerlach mesure, sur chaque atome d'argent, la composante de son spin selon l'axe matérialisé par le champ magnétique de l'électroaimant, autrement dit la projection S_z de la flèche sur cet axe privilégié. Pour certains de ces atomes — ceux dont le spin pointe dans le sens du champ magnétique —, cette projection atteint S ; elle sera $-S$ pour ceux qui pointent en sens opposé. Mais en général, pour des directions du spin choisies au hasard, la projection prendra une valeur intermédiaire entre – S et + S. Comme l'appareil de Stern et Gerlach dévie chaque atome d'argent proportionnellement à cette composante S_z du spin sur l'axe déterminé par le champ magnétique, on s'attend à observer sur l'écran une tache unique, allongée entre les points N_1 et N_2 associés aux deux valeurs extrêmes + S et – S.

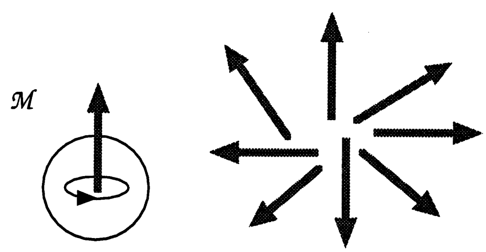
Le résultat de Stern et Gerlach démontre donc que l'image classique développée ci-dessus doit être rejetée : l'expérience ne laisse apparaître que *deux valeurs* permises à la projection S_z, et contredit donc l'hypothèse qu'il en existe une infinité (toutes celles qui sont comprises entre + S et – S). Dans la terminologie qui commence à nous être familière, la grandeur physique S_z s'avère elle aussi *quantifiée*. Lorsqu'on analyse le problème du point de vue théorique[11], on constate que ces deux valeurs possibles de S_z sont $\hbar/2$ et $-\hbar/2$. On ne sera pas surpris d'assister à une nouvelle manifestation de la constante de Planck. On dit couramment que le moment cinétique de l'atome d'argent — que l'on appelle souvent son « spin[12] » — dans son état fondamental vaut 1/2. Cela implique que les moments cinétiques microscopiques sont mesurés avec $\hbar$ comme unité.



L'expérience de Stern et Gerlach révèle en réalité deux taches, séparées l'une de l'autre.

Explication : structure de l'atome d'argent

L'atome d'argent est doté de quarante-sept électrons. Leur charge est, comme il se doit, compensée par autant de protons dans le noyau, qui leur associe en outre des neutrons : il existe deux isotopes naturels de l'argent, comportant l'un soixante, l'autre soixante-deux neutrons. Chacun des électrons se meut autour du noyau. Que sa rotation sur une orbite[13] se traduise par un moment cinétique — on le dit « orbital » à cause de son origine — semble aller de soi. Mais on peut imaginer — on *a* imaginé — que l'électron tourne sur lui-même, un peu comme le fait la Terre en vingt-quatre heures ; voilà encore un moment cinétique, dit « intrinsèque », qu'après les Anglo-Saxons on appelle plus couramment « *spin*[14] ». La façon dont nous venons d'introduire le spin est toutefois incorrecte : l'électron ne tourne pas véritablement comme peut le faire la Terre ou une toupie. Le spin existe pourtant, mais c'est une grandeur — un moment cinétique — *purement quantique* : son pendant n'existe pas en mécanique newtonienne. Le spin de l'électron est 1/2, en termes de $\hbar$.



(a) (b)

Image (simpliste) que l'on peut se faire d'un atome d'argent et de son moment magnétique M (dessin de gauche). A la sortie du four (dessin de droite), les moments magnétiques des atomes d'argent pointent au hasard dans toutes les directions.

Voici — en anticipant quelque peu — comment se présente, quant à son moment cinétique résultant, l'état fondamental de l'atome d'argent. Les quarante-six premiers électrons[15] forment autour du noyau une manière de boule sphérique dont le moment cinétique global est nul : les moments cinétiques orbitaux de ces quarante-six électrons, ainsi que leurs quarante-six spins, se compensent à zéro. Reste le quarante-septième électron, le plus éloigné du noyau — on le nomme souvent « célibataire », parce que aucun autre électron ne se couple à lui pour combiner son spin avec le sien — pour donner à l'atome son moment cinétique. Or il se trouve que le mouvement de cet électron célibataire donne lieu à un moment cinétique orbital nul, lui aussi ! Il n'y a plus que son spin, de sorte que le moment cinétique global de l'atome d'argent se réduit au spin de l'électron le plus externe.

CHAPITRE V

LES ONDES DE MATIÈRE

Donde se cuentan mil zarandajas tan impertinentes como necesarias al verdadero entendimiento desta grande historia[1].

CERVANTÈS

(Où l'on raconte mille balivernes aussi impertinentes que nécessaires à la véritable intelligence de cette grande histoire.)

Nous nous sommes préoccupés, au chapitre II, des ondes électromagnétiques et des photons, du double caractère de la lumière, ondulatoire par certains aspects, corpusculaire aussi par certains autres ; dualité unifiée par la physique quantique naissante.

Les relations de Planck-Einstein

Précisons quantitativement la relation entre les *ondes lumineuses* et les *photons*, qui représentent les deux volets complémentaires de la même réalité, la lumière.

Une *onde lumineuse* monochromatique (une seule couleur) se caractérise par *deux grandeurs* : sa *fréquence*[2] ν et un vecteur k, dit « *vecteur d'onde* ». La valeur du vecteur d'onde k est fixée[3] à ω/c (où $\omega = 2\pi\nu$) par les équations de Maxwell ; mais sa direction et son sens signalent ceux qu'emprunte la propagation de l'onde.

En tant que particule, un *photon* possède une *énergie* E et une *impulsion* p (un vecteur, elle aussi).

La dualité onde-corpuscules se traduit fondamentalement par deux relations simples — dites « relations de Planck-Einstein »

— entre les paramètres ondulatoires ν (ou ω) et k et les paramètres corpusculaires E et p :

$$E = h\nu = \hbar\omega,$$
$$p = \hbar k.$$

Ces deux relations valent dans le domaine quantique, puisqu'elles sollicitent toutes deux la *constante de Planck* h, ou $\hbar$ qui est simplement[4] $h/2\pi$.

L'hypothèse de Louis de Broglie

Louis de Broglie (1892-1987)[5] proposa dans sa thèse, en 1923, que l'association intime entre ondes et corpuscules ne fût pas limitée au domaine du rayonnement, mais fût étendue à la matière. Dans le cadre de cette hypothèse audacieuse, une particule matérielle (électron, proton ou neutron...) d'impulsion p est — d'une manière qui reste à définir — associée à une onde — de nature qui reste à préciser — dont la longueur caractéristique λ est donnée par

$$\lambda = \frac{h}{p} .$$

C'est ainsi que Louis de Broglie écrivit originellement la relation qui porte son nom. Mais elle est exactement équivalente[6] à

$$p = \hbar \mathrm{k}$$

que nous avons rencontrée il y a un instant.

Pour ce qui est de l'énergie, la relation

$$E = h\nu = \hbar\omega$$

reste elle aussi valable : elle donne la fréquence — ou la pulsation — de l'onde à partir de l'énergie de la particule. Il faut toutefois prendre garde, dans ce contexte, que *la vitesse de la particule, ni celle de l'onde* qu'on cherche à lui associer, *n'atteignent* c. Quoi qu'il en soit, c'est sur la longueur d'onde λ — tirée de l'impulsion p de la particule — que porteront maintenant nos remarques.

Louis de Broglie fut ancré dans ses idées par une constatation qui ne pouvait pas, à ses yeux, relever de la coïncidence. Reprenons l'électron de l'atome d'hydrogène, sur son orbite de Bohr la plus basse ($n = 1$). *La longueur de la circonférence de cette orbite est alors exactement égale à la longueur d'onde* λ de L. de Broglie[7]. Ainsi, les orbites privilégiées de Bohr apparaissent comme celles dont la circonférence enserre un nombre entier de longueurs d'onde λ de L. de Broglie.

L'hypothèse de Louis de Broglie peut être formulée comme suit : *les corpuscules matériels, tout comme les photons, peuvent* *manifester un aspect ondulatoire.* Cet énoncé était précisé, quantitativement, par la relation $\lambda = h/p$ que nous avons déjà avancée. Des expériences de diffraction d'un faisceau d'électrons (Clinton Davisson et Lester Germer, 1927) vinrent confirmer de façon éclatante l'existence d'un aspect ondulatoire de la matière : *des figures d'interférence peuvent être obtenues avec des corpuscules matériels tels que des électrons*. Pour aventureuse qu'elle pût paraître, l'hypothèse de Louis de Broglie fut entérinée par l'expérimentation ; elle reste l'un des piliers de la mécanique quantique moderne.

Évaluation de quelques longueurs d'onde de L. de Broglie

Les longueurs d'onde associées à des corps matériels macroscopiques sont minuscules, totalement inappréciables. C'est pourquoi le caractère ondulatoire de la matière fut très difficile à mettre en évidence. La relation de Louis de Broglie montre que, pour des particules non relativistes — l'impulsion p est alors égale à mv —, la longueur d'onde λ est d'autant plus grande que la masse m est plus petite et la vitesse v plus faible.

Inutile donc de nous arrêter à des cailloux ou des balles : leur longueur d'onde serait tellement, tellement courte qu'aucune expérience (actuelle) ne pourrait en percevoir les effets. Nous choisirons donc, pour mieux nous représenter la situation, un tout petit corps macroscopique : un objet composé d'un nombre énorme d'atomes, certes — c'est ce que l'on entend par « macroscopique » —, mais aussi léger que possible. Un grain de poussière, peut-être ? On peut évaluer son diamètre d à un millième de millimètre, environ, et sa masse[8] m à 10^{-15} kilogramme. Choisissons aussi une vitesse faible, mais plausible : $v = 1$ mm/s. La relation de L. de Broglie donne dans ce cas[9]

$$\lambda = 7 \times 10^{-16} \text{ mètre.}$$

Comment serait-il possible d'envisager qu'une telle longueur d'onde puisse se manifester ? Son rapport au diamètre du granule ne dépasse pas un milliardième !

Intéressons-nous maintenant aux particules microscopiques. Nous commençons par un neutron, relativement lourd ($m_n = 1{,}7 \times 10^{-27}$ kg ; cela équivaut à mille huit cents fois la masse de l'électron que nous considérerons bientôt). Les vitesses doivent rester faibles ; étudions donc les neutrons ralentis émanant d'une pile atomique : on les qualifie de « thermiques », car leur énergie cinétique est voisine de

$$\frac{1}{2}\, m_n v^2 = \frac{3}{2}\, kT.$$

Le symbole T représente la température thermodynamique[10], k désigne la *constante de Boltzman*[11]. Pour la température ordinaire, on trouve[12]

$$\lambda = 1{,}4\ \text{Å} = 1{,}4 \times 10^{-10}\ \text{m}.$$

A la bonne heure ! Voilà maintenant une longueur d'onde de l'ordre de grandeur des distances entre atomes dans un solide. Si l'on dirige un faisceau de neutrons thermiques sur un cristal *a priori* quelconque, on observera des phénomènes de *diffraction des neutrons*. Il s'agit d'un processus de type *ondulatoire*, semblable à ceux que l'on obtient sur le même cristal avec un faisceau d'ondes électromagnétiques se situant dans le domaine des rayons X (longueurs d'onde voisines de l'ångström).

Encouragés par ce résultat, nous nous tournons maintenant vers l'*électron*, la plus légère des particules chargées ($m_e = 0{,}9 \times 10^{-30}$ kg). Peut-être pourrons-nous donc envisager de lui communiquer des vitesses plus élevées que les précédentes. Quoi qu'il en soit, c'est le procédé habituel qui produira et accélérera les électrons. Si la grille accélératrice est portée au potentiel (positif) V, les électrons qui proviennent du filament — maintenu « à la masse », comme on dit, c'est-à-dire au potentiel nul — acquerront une énergie cinétique[13]

$$E = qV.$$

Un calcul simple[14] aboutit au résultat

$$\lambda = \frac{12{,}3\ \text{Å}}{\sqrt{V}} \quad \text{où } V \text{ doit être exprimé en volts.}$$

On retrouve, pour $V = 50$ volts, une longueur d'onde de l'ordre de l'ångström, c'est-à-dire la possibilité de produire avec les électrons des figures de diffraction et d'interférences à partir de cristaux, comme c'était déjà le cas pour les rayons X ou les neutrons thermiques.

Mais on peut accroître considérablement le potentiel V. Dans la région des kilovolts se situent les *microscopes électroniques* : avec dix mille volts, par exemple, on atteint des longueurs d'onde du dixième d'ångström. L'avantage est colossal[15], par comparaison avec les microscopes optiques : les longueurs d'onde de la lumière visible sont comprises entre 4 000 Å (violet) et 8 000 Å (rouge). On peut donc distinguer, à l'aide d'un microscope électronique, des détails environ cinquante mille fois plus ténus que n'en peut révéler un microscope optique.

Les énergies les plus élevées que l'on puisse transmettre à des particules microscopiques s'obtiennent auprès des grands accélérateurs, soit de protons, soit d'électrons. C'est autour d'eux que s'organise la recherche expérimentale en *physique des particules*.

Il ne s'agit pas ici de générer des figures d'interférence ou de diffraction, comme on pouvait le faire avec des cristaux. Mais on sait depuis l'optique ondulatoire que, si l'on veut explorer des détails de faible taille dans un objet, il faut disposer d'une sonde dont la longueur d'onde est inférieure à cette taille. C'est là l'une des raisons fondamentales de cette course aux hautes énergies.

On communique à ces particules des énergies sans commune mesure avec leur énergie de masse mc^2 (c'est aussi vrai des protons malgré l'importance de leur masse). La relation de L. de Broglie reste la même ; c'est l'impulsion p qui doit être prise sous sa forme relativiste. On se souviendra à ce propos de la relation entre l'impulsion p et l'énergie E d'une particule de masse m en Relativité :

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

Les particules dont il est ici question sont « *ultrarelativistes* » (le terme de masse, dans l'égalité précédente, est négligeable), de sorte que la relation devient très simple :

$$E = pc$$

et très simple aussi la formule de L. de Broglie :

$$\lambda = \frac{hc}{E}.$$

En augmentant l'énergie E délivrée aux particules par l'accélérateur, on sonde les cibles que l'on bombarde jusqu'à des détails très fins. Pour $E = 1$ GeV (1 gigaélectron-volt, soit 10^9 eV), on trouve facilement [16]

$$\lambda = 1{,}2 \times 10^{-15}\ \text{m} = 1{,}2\ \text{fermi},$$

pour des protons comme pour des électrons — puisque le terme de masse est négligeable [17]. Or la taille d'un noyau atomique — même celle du proton, noyau de l'hydrogène — est de quelques fermis. Des protons et des électrons accélérés à plusieurs gigaélectrons-volts permettent ainsi d'explorer les noyaux des atomes, le proton et le neutron eux-mêmes [18]. Les machines modernes atteignent la centaine de GeV s'il s'agit d'électrons, et le millier avec des protons.

Fonction d'onde — Équation de Schrödinger

L'hypothèse de Louis de Broglie ouvrit une voie nouvelle et inattendue : elle conduisit à étendre aux particules matérielles les notions que nous avons développées ci-dessus dans le cas du photon. Nous reprenons donc une à une les principales conclusions que nous avons tirées alors, en les transposant et les résumant comme suit :

(i) Au concept classique de trajectoire se substitue celui d'*état quantique* caractérisé, pour une particule telle que l'électron, par une *fonction d'onde* $\psi(x,y,z\,;t)$. La fonction d'onde prend en général des valeurs *complexes*. Elle dépend du point de l'espace — à travers les coordonnées x, y, z —, et du temps t. Elle contient — puisqu'elle détermine l'état du corpuscule [19] — *toutes les informations* qu'il est loisible d'obtenir sur lui dans cet état.

(ii) Après Max Born (1882-1970), on attribue à la fonction d'onde une *interprétation probabiliste* : la probabilité pour que la particule se trouve, à l'instant t, au point repéré par x, y, z est égale au carré du module de la fonction d'onde $|\psi(x,y,z;t)|^2$. Ce n'est pas, on l'aura remarqué, la fonction d'onde ψ elle-même qui donne véritablement la probabilité de présence, mais son carré (le carré de son module, en réalité, puisqu'il s'agit d'un nombre complexe).

(iii) L'évolution de la fonction d'onde au cours du temps est régie par l'*équation de Schrödinger* [20]. En mécanique ondulatoire [21], c'est une équation aux dérivées partielles — selon les termes techniques consacrés [22] :

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V\psi.$$

SUPPLÉMENT SUR L'ÉQUATION D'ONDE

Nous n'analyserons pas en détail cette équation : il y faudrait quelques connaissances techniques qu'il n'est pas question de développer ici. Nous tenterons pourtant de dégager deux traits, fondamentaux par leur généralité, de l'équation de Schrödinger.

En premier lieu, elle se présente comme *linéaire et homogène*. Qu'est-ce à dire ? « Linéaire » manifeste que la fonction d'onde y intervient seulement au premier degré : partout ψ elle-même, nulle part son carré ou son cube. « Homogène » signale que tous les termes comportent effectivement ψ ; aucun n'en est indépendant. « Linéaire et homogène » exprime donc que ψ apparaît partout, et au premier degré [23]. On démontre facilement que cette propriété essentielle se traduit par un « *principe de superposition* », dont voici la teneur. Nous supposons connues deux solutions distinctes, que nous noterons ψ_1 et ψ_2, de l'équation de Schrödinger. Alors *toute combinaison linéaire* de ces deux fonctions : $\psi_1 + \psi_2$, ou bien $\psi_1 - \psi_2$, ou plus généralement $\alpha_1\psi_1 + \alpha_2\psi_2$ (α_1 et α_2 sont des nombres complexes quelconques, indépendants de x, y, z et t), *est aussi solution* de l'équation de Schrödinger. Cette propriété « mathématique », pourrait-on dire, se concrétise physiquement par l'existence de phénomènes d'*interférences quantiques*.

La seconde propriété fondamentale s'exprime elle aussi, tout d'abord, en langage mathématique : dans l'équation de Schrödinger intervient seulement une *dérivée première par rapport au temps* (alors que les dérivées par rapport aux coordonnées d'espace y figurent au deuxième ordre). La conséquence en est que la donnée de la fonction d'onde ψ à *un instant* t_0 quelconque suffit à la déterminer de façon univoque à *tous les temps* t ultérieurs. Du point de vue de la physique, cette propriété s'avère primordiale : la donnée de l'*état* de la particule à *un* instant t_0 quelconque suffit à le déterminer de façon univoque à *tous* les temps t ultérieurs.

Comment ne pas être surpris par un tel bouleversement, si profond, si inattendu — acquis en deux décennies à peine —, dans le contenu théorique du concept d'état physique ? Comment ne pas s'émerveiller aussi devant l'intelligence créatrice, la sagacité, la clairvoyance de ceux qui conçurent et orchestrèrent cette métamorphose inouïe ? Auparavant en effet, depuis Newton et la fin du XVII[e] siècle, un mobile était décrit — à un instant déterminé — par sa position — trois coordonnées x, y, z — et sa vitesse — trois composantes υ_x, υ_y, υ_z selon les trois axes Ox, Oy et Oz. Ces *six paramètres* caractérisaient l'*état* du mobile. D'une part, en effet, toutes ses propriétés mécaniques — à cet instant — pouvaient se déduire de la donnée de x, y, z ; υ_x, υ_y, υ_z. D'autre part, la connaissance de ces six grandeurs de base à *un* instant t_0 quelconque suffisait à les déterminer à *tous* les temps t ultérieurs. En mécanique quantique, changement radical de décor : l'*état* d'une particule, caractérisé classiquement par six nombres, en exige maintenant une infinité (les valeurs de la fonction d'onde aux divers points de l'espace).

Voilà bien une révolution — le mot n'est pas exagéré — sur les plans intellectuel et technique. Pourtant — nous en avons déjà entrevu la possibilité — la mécanique newtonienne sort purifiée de cette crise majeure qui l'a déstabilisée et aurait pu la renverser : elle s'ancre désormais, confortée, dans le domaine qui lui est propre, à savoir, essentiellement, celui du mouvement (non relativiste) des corps macroscopiques.

Ainsi, particules — les photons — où l'on ne voyait jusque-là que les ondes ; ondes — celles de De Broglie et Schrödinger — où n'avaient jamais existé que des particules ! Par-delà la stupéfaction d'abord incrédule, les affres de l'incompréhension, la peine à concevoir et à forger des concepts pertinents dans ce contexte si radicalement neuf, se profilait pourtant, déjà, la promesse d'une théorie qui pourrait unifier — la théorie n'est-elle pas unificatrice, par vocation ? — la description fondamentale du rayonnement — de la lumière — et celle de la matière — des corpuscules.

Quatrième Partie

LA RÉVOLUTION QUANTIQUE

¿ Cuándo fue ?
No lo sé.
Agua del recuerdo
Voy a navegar[1].
GUILLÉN

(Quand cela fut-il ?
Je ne sais.
Sur l'eau du souvenir
je m'en vais naviguer.)

Voici venir maintenant la mécanique quantique, dans toute sa gloire.

Elle prit appui, pour s'en nourrir, sur les *faits* que nous avons exposés dans la troisième partie : les théories précédentes durent en effet s'avouer impuissantes, qualitativement, de par leur essence même, à comprendre ni seulement assimiler, en les englobant, ces faits nouveaux qu'avéraient les expériences. Il y fallut des hypothèses prodigieuses, des discussions homériques, des palabres interminables et sans cesse recommencées, des affrontements titanesques..., mais surtout — impossible d'en faire l'économie —, des remises en question draconiennes et dramatiques : il y fallut une *seconde révolution*[2] scientifique et intellectuelle.

Cependant, tandis que la révolution relativiste prit ses racines et son essor, tout à la fois, dans un seul article d'un seul auteur, la révolution quantique resta longtemps en gestation, larvée et se cherchant, indispensable depuis le tout début du XX^{e} siècle mais d'abord déroutante et inintelligible, ne débouchant que dans les années 1920 — peut-être seulement, en vérité, dix ans après —, longtemps combattue pied à pied, avec acharnement et impétuosité, par une cohorte minoritaire mais prestigieuse — comprenant Louis de Broglie et Schrödinger, qui avaient tant œuvré pour elle, mais aussi le grand Einstein lui-même. La bataille décisive — Austerlitz ou Waterloo ? — se livra en Belgique — est-il endroit mieux choisi pour une bataille décisive ? — dans un Congrès Solvay[3], en 1927. Plutôt qu'à une bataille rangée, on assista en vérité à un duel, à un combat singulier. Il mit aux prises Albert Einstein, celui-là même que nous connaissons déjà, et Niels Bohr (1885-1962), de Copenhague, que nous apprendrons à connaître. L'enjeu était capital : il y allait de la vie ou de la mort de la théorie quantique, de son interprétation et donc de sa fondation en totalité. Nous tenterons de donner une idée de cette joute, de sa nature scientifique et humaine[4].

Bohr —, on peut le dire sans faire injure à son illustre adversaire[5] — sortit vainqueur de la confrontation, et entraîna sur ses positions l'immense majorité des physiciens. Copenhague se convertit en capitale scientifique du monde, où les plus grands noms venaient sacrifier sur l'autel de la dualité onde-corpuscules. On décora de l'épithète « orthodoxe », comme on ferait d'un Ordre honorifique, la mécanique quantique fondée sur l'« interprétation de Copenhague ». Elle fut longtemps encore combattue, dans des escarmouches d'arrière-garde, comme illégitime, usurpatrice ou auto-contradictoire, alors même que s'accumulaient ses succès et qu'elle apportait une compréhension profonde de la physique atomique, puis de la physique nucléaire, enfin de la physique des particules. Elle triompha définitivement de ses fantômes avec les travaux théoriques de John Bell (1965), et leur confirmation expérimentale par Alain Aspect (1982). Seuls quelques détails — ces mots, « définitif », « détails », reflètent seulement mon opinion — prêtent encore à discussion ; peut-être celle-ci débouchera-t-elle sur une compréhension plus juste et plus profonde de la réalité. Il n'en reste pas moins que la mécanique quantique orthodoxe, telle qu'elle est, se montre partout en accord avec les données de l'observation et les mesures ; elle a enfanté des prédictions inouïes et hors du sens commun, qui ont pourtant été vérifiées et confirmées, en bonne et due forme, par l'expérience et l'expérimentation.

Pour un physicien de métier, le formalisme quantique n'a rien d'exceptionnel. Il est enseigné sans difficulté majeure, dans nos Universités, aux étudiants de troisième ou quatrième année. Il faut seulement prendre garde à ce qu'il est très contraignant : dans telle situation, c'est l'application de telle règle théorique qui s'impose, et surtout pas une autre. Cela se réduit à une exigence de rigueur et de discipline personnelle, sans plus. Abstraites et formelles, il faut bien en convenir, ces règles laissent même parfois quelque arrière-goût de compréhension un peu sommaire ou incomplète ; mais elles s'appliquent toujours de façon univoque et efficace. Il est donc conseillé de prendre l'ensemble — à prendre ou à laisser, de toute manière, sans demi-mesure — avec « philosophie », au sens populaire du terme. Il s'agit de trouver un équilibre entre humilité et fierté. Humilité parce que, certes, le monde est compréhensible (comme aimait à le dire Einstein), mais sur des bases et avec des outils mathématiques que personne n'aurait jamais pu imaginer. Fierté, en revanche, parce que des hommes, exceptionnels sans doute mais des hommes, tout de même, ont réussi à percer ce mystère inimaginable et à le structurer en une théorie cohérente, qui se prête très bien à l'enseignement (on peut risquer une analogie avec les tables de multiplication : il suffit de bien connaître les règles à appliquer) ; fierté aussi parce que, lorsque vous sortez de votre fatras de calculs conventionnels, votre résultat ne prête le flanc à aucune attaque — à moins évidemment que vous n'ayez commis une erreur. Mieux : l'expérience va confirmer votre résultat inattaquable. Par conséquent, pour le commun des physiciens mortels, la mécanique quantique ne pose pas de problème métaphysique : elle se présente comme une « bonne théorie », découlant de postulats clairs et parfaitement formulés, expliquant tous les résultats expérimentaux qui ressortissent à sa compétence, et permettant, aujourd'hui encore, d'en prédire de nouveaux.

CHAPITRE PREMIER

POSTULATS

Sa main laisse glisser les constellations
Le sable fabuleux des mondes solitaires
La poussière de Dieu et de sa création
La semence de feu qui féconde les terres[1].

ROY

Avertissement

J'ai tenté, à plusieurs reprises, de passer en revue les postulats de la mécanique quantique de façon compréhensible aux non-initiés. Échec à chaque fois : je dus reconnaître mon incapacité. La mécanique quantique apparaît d'emblée comme très spécifique sur le plan technique. Je m'en fus donc ruminer les idées pessimistes que je professais naguère : impossible d'exposer à des non-physiciens une théorie physique, sans la dénaturer gravement ; impossible de la comprendre, même superficiellement, sans dominer le formalisme sur lequel elle se fonde et qui seulement permet d'accéder à sa véritable nature. Il ne s'agissait pas de je ne sais quel ésotérisme ou je ne sais quel occultisme. Non ! C'était plutôt un aveu d'impuissance : je n'ai moi-même réussi à comprendre la physique qu'au prix d'un gigantesque effort continuellement renouvelé, fait d'un apprentissage technique rigoureux et implacable.

Voici ce que je propose, presque en désespoir de cause. Peut-être, après tout, si le lecteur y met du sien...

La mécanique quantique est donc une théorie formelle et abstraite. *Toutes* les théories physiques sont formelles et abstraites, en ce qu'elles découlent de concepts et de principes — de « postulats », aime-t-on à dire de nos jours — qui *ne se déduisent pas* directement et mécaniquement des données expérimentales. Ainsi en va-t-il de la théorie relativiste, de la mécanique newtonienne, de la théorie de l'électromagnétisme, et même du principe d'Archimède ou de celui de l'hydrostatique, qui paraissent pourtant, par leurs effets, si proches de notre expérience quotidienne et concrète.

La mécanique quantique, pourtant, a ceci de spécifique qu'elle manie systématiquement — délibérément, pourrait-on croire — des notions et des techniques que rien jusque-là n'avait pu nous rendre familières, et qu'elle s'adresse en outre — ceci explique sans doute cela — à un domaine où toute intuition anthropomorphe est *a priori* défaillante. J'entends bien : si, en mécanique newtonienne, ou en électromagnétisme, ou en Relativité, devant telle situation que l'on veut analyser, on se contente de mettre en avant des arguments intuitifs, ils conduisent presque à coup sûr à l'erreur ; rien ne remplace un raisonnement logique, le plus souvent mathématique, qui se fonde sur les postulats de la théorie. Il n'empêche qu'une force, un champ électrique, une pression, sont devenus objets assez usuels pour que le physicien ne soit pas totalement démuni de recours intuitifs lorsqu'il les manipule : il a pu s'en construire une image mentale assez fidèle, prenant en compte, grâce à des réflexes conditionnés forgés par l'habitude, leurs caractéristiques et leurs propriétés principales. Le champ magnétique, au demeurant, pose déjà des difficultés ardues. Quant à l'appareil relativiste, on s'égare sans rémission à ne pas le traiter exclusivement comme le prescrit la théorie ; mais les règles qu'il y faut ne sont pas vraiment difficiles à mémoriser. La *mécanique quantique*, quant à elle, est certes formelle et abstraite — nous y avons insisté — mais elle se fonde en outre sur un ensemble de postulats assez nombreux (sept ou huit, suivant le mode de décompte). Il en résulte tout un réseau de préceptes, relativement complexe à mettre en place et à retenir pour application subséquente, et ce d'autant plus qu'ils s'expriment dans un langage peu familier.

Je me propose de présenter ici les postulats de la mécanique quantique, en utilisant le jargon nécessaire, que je m'appliquerai à introduire au fur et à mesure, mais en n'en conservant que l'essentiel. La trame de ce chapitre paraîtra donc principalement technique[2], si pourtant son contenu est éminemment physique, puisqu'il jette les bases d'une théorie puissante et subtile, et efficace.

Premier postulat. Description de l'état d'un système

L'*état* d'un système physique, lorsqu'on s'y intéresse à un instant fixé, est défini en mécanique quantique par la donnée d'un *vecteur d'état*, ou « *ket* », $|\psi(t_0)>$ appartenant à *l'espace des états* $\mathscr{E}$ de ce système.

Rappelons que, dans quelque domaine que ce soit, on nomme en physique « état » l'ensemble des informations qui sont nécessaires, et suffisantes, pour qu'en découlent, par le raisonnement et le calcul, toutes les propriétés du système. En mécanique newtonienne, par exemple, l'état d'un corpuscule à un instant déterminé est caractérisé par sa position (trois coordonnées) et sa vitesse (trois composantes) ; son énergie, son moment cinétique, etc., s'en déduisent.

Le terme de « ket », et la notation qui l'exprime, $|\ >$, ont été introduits par Dirac[3] en séparant les deux moitiés du mot « *bracket* » (crochet) et du symbole qu'il désigne :

$$<\ \ > : <\mathrm{bra}|\mathrm{ket}>.$$

A chaque système concret est associé un espace des états et un seul. L'espace des états d'une particule, par exemple, diffère de l'espace des états d'un système de deux particules. Celui-ci peut d'ailleurs être construit à partir de celui-là.

L'espace des états $\mathscr{E}$ est un *espace vectoriel* : si $|\psi_1>$ et $|\psi_2>$ sont deux vecteurs-kets[4] de $\mathscr{E}$, et si λ_1 et λ_2 sont deux nombres complexes quelconques, alors

$$\lambda_1|\psi_1>+\lambda_2|\psi_2>$$

est aussi un élément de $\mathscr{E}$. Il est courant et commode de choisir dans l'espace des états une *base* : c'est un ensemble de vecteurs tel que tout vecteur de l'espace des états peut s'écrire comme une somme des vecteurs de la base, chacun d'eux étant affecté d'un coefficient (complexe) ; cette décomposition du vecteur considéré sur la base choisie est *unique*.

L'espace des états est muni d'un *produit scalaire*[5] ; cependant, pour les considérations élémentaires que nous avons en vue, cette notion technique ne nous sera pas indispensable.

Lorsque le système étudié se réduit à une seule particule (sans spin), la donnée du vecteur d'état est équivalente à celle d'une *fonction d'onde*, dépendant des coordonnées x, y, z de la position de la particule :

$$\psi(t_0) = \psi\,(x,y,z;t_0).$$

Deuxième postulat. Description des grandeurs physiques

Toute grandeur physique mesurable est décrite par un *opérateur* agissant dans l'espace des états $\mathscr{E}$, opérateur qu'on appelle une « *observable* ».

Un opérateur A est un être mathématique qui, appliqué à n'importe quel vecteur $|\psi>$ de l'espace des états, donne un autre vecteur $|\psi'>$ de ce *même* espace ; on écrit

$$A|\psi> = |\psi'>.$$

Une observable est un opérateur jouissant de certaines propriétés commodes (voir ci-dessous).

Sans doute se demande-t-on comment construire l'observable qui décrit une grandeur physique donnée. Voici.

Très souvent, la grandeur physique à laquelle on s'intéresse est *déjà connue en mécanique classique* : énergie, impulsion, moment cinétique, etc. Dans ce cas, on lui applique des *règles de quantification*[6] que d'illustres prédécesseurs ont découvertes et codifiées. Il est pourtant des exemples de grandeurs physiques *purement quantiques* : elles n'existent tout simplement pas en mécanique classique. On les définit alors directement par les opérateurs qu'on leur associe. Le *spin* de l'électron — ou de l'atome d'argent[7] — est de cette deuxième sorte. On le comprendra lorsqu'on saura que ses valeurs possibles sont $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$, où $\hbar$ est la constante de Planck (divisée par 2π) : si l'on se rappelle que la physique classique s'applique dans des domaines où le paramètre $\hbar$ caractéristique de la physique quantique est négligeable, il est impossible que $\hbar/2$ ait un équivalent classique.

Troisième postulat. Résultats possibles de mesure d'une grandeur

La mesure d'une grandeur physique ne peut donner comme résultat que l'une des *valeurs propres* de l'observable associée à cette grandeur.

Une observable A étant donnée, son *équation aux valeurs propres* s'écrit

$$A|u> = a|u>, \text{ où } a \text{ est un nombre ;}$$

on recherche tous les vecteurs $|u>$ qui possèdent cette propriété très spécifique : l'action de l'opérateur A sur l'un d'eux redonne ce même vecteur $|u>$ à une constante près, a. Lorsqu'on a identifié un tel ket

$|u>$, on dit qu'il est *vecteur propre* de l'observable A avec la *valeur propre* a.

Cette définition même suffit sans doute à signifier que les vecteurs propres de l'observable A sont particuliers, dans l'espace des états $\mathscr{E}$. On peut pourtant affirmer que, si A est véritablement une *observable*, ses valeurs propres sont toutes *réelles* et l'ensemble de ses vecteurs propres forme une *base* dans l'espace des états $\mathscr{E}$. Voici ce que l'on entend par là. Affectons un indice entier, n, aux vecteurs propres et valeurs propres de l'observable A :

$$A|u_n> = a_n|u_n> ; n = 1, 2, 3...$$

Les $|u_n>$ forment une base, avons-nous dit. Cela signifie que *tout* ket $|\psi>$ de $\mathscr{E}$ peut s'écrire d'une manière et d'une seule comme une combinaison linéaire des $|u_n>$: le vecteur $|\psi>$ étant donné, il existe des nombres complexes c_1, c_2,..., c_n,... — déterminés de façon unique — qui permettent de l'exprimer sous la forme

$$|\psi> = c_1|u_1> + c_2|u_2> + ... + c_n|u_n> + ...$$

Point de confusion, cependant : l'ensemble des vecteurs propres diffère en général d'une observable à une autre — même s'il forme à chaque fois une base de l'espace des états — ; il en est pareillement du spectre — c'est le terme consacré — de l'observable, c'est-à-dire de l'ensemble de ses valeurs propres.

Le troisième postulat se contente des *valeurs propres* a_n de l'opérateur A : une mesure de la grandeur physique décrite par l'observable A ne peut donner que l'une des valeurs a_n de son spectre.

Quatrième postulat. Probabilités des divers résultats possibles

On veut mesurer, sur un système qui se trouve dans l'état $|\psi>$, une observable A[8]. La probabilité $\mathscr{P}(a_n)$ d'obtenir comme résultat la valeur propre a_n de A s'obtient par le procédé suivant (connu sous le nom de « *principe de décomposition spectrale* »). On développe l'état $|\psi>$ du système sur les vecteurs propres $|u_n>$ de A (voir paragraphe précédent) :

$$|\psi> = c_1|u_1> + c_2|u_2> + ... + c_n|u_n> + ...$$

On prend alors le coefficient c_n qui multiplie le vecteur propre $|u_n>$ associé à cette valeur propre a_n qui nous importe, et on l'élève au carré[9] :

$$\mathscr{P}(a_n) = |c_n|^2.$$

Plus précisément, comme c_n est en règle générale un nombre complexe, c'est le carré de son module que l'on calcule ici.

Cinquième postulat. Réduction du paquet d'ondes par une mesure

Si la mesure de la grandeur A, sur le système dans l'état $|\psi>$, donne pour résultat a_n, alors l'état du système *immédiatement après la mesure* est caractérisé par le ket $|u_n>$, vecteur propre de A couplé à la valeur a_n trouvée. C'est ce que l'on nomme souvent « *postulat de réduction du paquet d'ondes* ».

Il est des cas où la mesure détruit le système microscopique étudié. Le cinquième postulat n'a pas alors de raison d'être.

Sixième postulat. Évolution des systèmes dans le temps

L'évolution dans le temps t du vecteur d'état $|\psi(t)>$ est régie par l'*équation de Schrödinger* (généralisée) :

$$i\hbar \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} |\psi(t)> = H|\psi(t)>,$$

dans laquelle H est l'observable — on l'appelle « *hamiltonien* » — associée à l'*énergie totale* du système.

Si le système envisagé se réduit à une particule unique (sans spin), alors le vecteur d'état $|\psi(t)>$ peut être caractérisé par une fonction d'onde $\psi(x,y,z;t)$ et l'équation de Schrödinger est celle que nous avons d'abord écrite pour ce cas particulier[10].

Systèmes de particules identiques — Postulat de symétrisation

Lorsqu'un système comporte deux (ou plusieurs) particules identiques, seuls certains kets de son espace des états peuvent décrire ses états physiques : les *kets physiques* sont, suivant la nature des particules identiques, soit *symétriques*, soit *antisymétriques* par rapport à l'échange de deux particules choisies parmi celles qui sont identiques.

Le concept de particules identiques joue un rôle de premier plan en mécanique quantique — alors qu'il donne lieu seulement, en mécanique classique, à un cas particulier parmi tant d'autres ; c'est pourquoi, ici, un postulat spécial lui est consacré. Nous analyserons plus en détail cette situation nouvelle et ce postulat spécifique au chapitre V, nous contentant pour le moment d'*énoncer* les postulats fondamentaux de la mécanique quantique.

Précisons cependant, au niveau opérationnel, la signification des deux qualificatifs importants : un objet est *symétrique* dans une opération (ici, l'échange de deux particules identiques) si cette opération le laisse *inchangé* ; un objet (mathématique) est *antisymétrique* si l'opération le transforme en son opposé (le change de signe).

Introduisons aussi le vocabulaire : les particules pour lesquelles les kets physiques sont symétriques sont dénommées « *bosons* [11] », celles où ils sont antisymétriques sont appelées « *fermions* [12] ».

Règles de quantification

La plupart des observables décrivent des grandeurs qui avaient déjà pignon sur rue en mécanique newtonienne : la position, l'impulsion, l'énergie d'une particule, entre beaucoup d'autres. On appelle « *règles de quantification* » les prescriptions qui mènent, depuis l'expression classique de la grandeur, à l'observable quantique correspondante. Par exemple, l'observable X, associée à la position d'une particule le long de l'axe Ox, a pour valeurs propres toutes les abscisses x que peut atteindre la particule [13]. La composante P_x de son impulsion sur Ox présente elle aussi un spectre continu (p_x réelle quelconque). *Mais* les règles de quantification spécifient que X et P_x *ne commutent pas* (on entend par là que leur produit diffère suivant l'ordre dans lequel on les multiplie). Plus précisément, on postule que

$$XP_x - P_x X = i\hbar.$$

Voilà l'une des *relations de commutation canoniques* qui permettent d'écrire l'observable associée à une grandeur, à partir de la forme qu'on lui connaît en mécanique classique.

On est toutefois conduit à introduire aussi des observables *purement quantiques*. Cela signifie qu'elles ont place entière en mécanique quantique, mais qu'elles étaient inconnues en mécanique classique. L'exemple le plus simple et le plus typique en est le spin 1/2. Ce demi signifie en réalité $\hbar/2$ — puisque $\hbar$ nous sert d'unité de moment cinétique [14]. Or, à l'échelle humaine (ou supérieure), où s'applique la mécanique newtonienne, $\hbar/2$ est tellement, tellement petit (moins de 10^{-34} joule × seconde) que le moindre grain de sable déplacé sur une plage affecte davantage la rotation de la Terre. Dans un tel cas — celui du spin 1/2 ou de toute autre grandeur purement quantique — l'observable est directement définie par son action et par ses propriétés en tant qu'opérateur dans l'espace des états.

CHAPITRE II

(document)

PETITE CHRONIQUE D'UN GRAND ÉVÉNEMENT

Leyde, 3 novembre 1927.

Chers Goudsmit et Uhlenbeck, cher Dieke[1],

Solvay de Bruxelles a été formidable ! Lorentz, Planck, Einstein, Bohr, Heisenberg, Kramers, Pauli, Dirac, Fowler, Brillouin, Bragg, Compton, Langmuir, Schrödinger, de Broglie, Curie, Wilson, Richardson, Knudsen, Debye et moi. BOHR surclassant tout le monde. D'abord totalement incompris (Born était là aussi), puis, pas à pas, triomphant de tous.

Naturellement, une fois de plus, l'épouvantable terminologie incantatoire bohrienne. Impossible à résumer par un autre. (Le pauvre Lorentz jouant les interprètes entre Français et Anglais totalement incapables de se comprendre. Résumant Bohr. Et Bohr répondant avec un désespoir poli.) (Tous les soirs, vers une heure, Bohr venait dans ma chambre pour me dire JUSTE UN MOT jusqu'à trois heures du matin.) C'était pour moi un délice d'assister aux conversations entre Bohr et Einstein. Comme une partie d'échecs. Einstein sortant sans cesse de nouveaux exemples. Une sorte de *perpetuum mobile* de la deuxième espèce pour briser la RELATION D'INCERTITUDE. Bohr cherchant constamment à tirer d'un obscur nuage de fumées philosophiques les instruments pour démolir exemple après exemple. Einstein comme un diable dans sa boîte : jaillissant à nouveau chaque matin inentamé. C'était savoureux. Mais je suis presque sans réserve pro-Bohr contra-Einstein. Il se conduit maintenant avec Bohr exactement comme les tenants de la simultanéité absolue se conduisaient avec lui.

Dans l'un des tout prochains numéros de *Naturwissenschaften* vous trouverez un papier de Bohr avec les idées principales.

En corrigeant l'erreur commise par Heisenberg, il a poussé la relation d'incertitude au premier plan, mais en lui conférant une simplicité et une universalité merveilleuses. Quelque chose de ce genre : Ne considérez d'abord que la question de la LUMIÈRE. Alors de la seule CINÉMATIQUE DES ONDES [résulte] l'incertitude suivante $\Delta t.\ \Delta \nu \approx 1$. Plus est courte la durée d'un signal d'onde, plus est grande l'incertitude sur sa fréquence. D'où, du fait des relations Planck Einstein $\varepsilon = h\nu$, $p = h/\lambda$ (moment), les « relations d'incertitude réciproques »

$$\partial t.\partial \varepsilon \approx h \qquad \partial \mathrm{x}.\partial \mathrm{p} \approx \mathrm{h}$$

Ainsi l'incertitude réciproque des données spatio-temporelles vis-à-vis des données dynamiques apparaît D'ABORD DANS LE DOMAINE DE LA LUMIÈRE [...]

Voilà pour la lumière. Maintenant, des phénomènes tels que l'effet Compton en particulier montrent que dans une interaction entre lumière et matière en mouvement la LOI DE CONSERVATION vaut pour le vecteur d'impulsion. DONC il s'ensuit que pour de telles interactions, du fait de la loi de conservation (!!!!!!!!!!!), les relations d'incertitude *supra* passent de la lumière à la matière (!!!!!!! BRAVO BOHR !!!!!!!). Il y aurait de quoi désespérer complètement si justement de Broglie-Schrödinger avec le calcul ondulatoire et Born-Heisenberg-Dirac avec le calcul matriciel non commutatif n'avaient pas « rencontré des incertitudes » du côté de la matière aussi. Et pas des incertitudes d'un autre ordre qu'en optique, mais, merveille des merveilles, là encore de l'ordre de h. Bohr : magnifique harmonie totalement imméritée !!!!! Et maintenant on peut en toute confiance laisser la relation d'incertitude envahir les moindres recoins de la physique grâce à la loi de conservation. Par exemple et avant tout [passer] des corps les plus petits (électrons) aux arbitrairement grands. Par exemple à un microscope entier ! Considérez simplement la collision entre un électron et la lune. La loi de conservation assure que l'incertitude sur les paramètres dynamiques de l'électron passe de l'électron à la lune. Il est facile d'oublier que l'incertitude d'ordre h de x contre p vaut aussi pour les corps massifs. Parce qu'on peut déterminer avec une grande exactitude en même temps x et la VITESSE. Mais l'incertitude sur la vitesse doit être multipliée par cette masse énorme pour donner l'incertitude sur le moment.

Bohr a encore développé quelques idées assez coquettes dans ses discussions privées avec Einstein. Celle-ci, par exemple : les référentiels de grande taille, massifs et rigides, avec une horloge imperturbable, sont particulièrement adaptés à la définition de $x\ y\ z\ t$. Mais en même temps incapables d'indiquer les transferts d'impulsion ou d'énergie. C'est ainsi que se manifeste (d'une manière difficile à voir, mais imparable) la relation d'incertitude réciproque dans la mécanique classique.

En éclairant à peine une fois par heure un petit corps en mouvement libre, on peut fort bien déterminer sa position chaque heure et évaluer avec une précision immense sa vitesse et son moment dans l'intervalle. Cela SEMBLE violer la relation d'incertitude. Mais ce n'est qu'une erreur d'analyse. On a ici seulement ÉVALUÉ le moment pour l'intervalle, mais on ne l'a pas mesuré. Qui plus est, on remarque aussi que ces mesures de position aux heures 0,1,2,3 ne permettent pas d'évaluer avec précision le moment AVANT zéro heures et APRÈS trois heures, mais seulement avec l'incertitude propre à l'effet Compton. Somme toute, l'idée de « suivre en pensée la particule entre les instants d'observation » doit être rejetée au même titre que celle de « suivre un corpuscule de lumière à travers le champ d'onde entre son émission et son absorption » (j'espère ne pas pécher contre les conceptions de Bohr avec cette formulation).

Dans l'article de *Naturwissenschaften*, vous verrez comment Bohr insiste sans cesse sur la « description complémentaire » de toutes les expériences. D'un côté la clarté du calcul mathématique MULTIDIMENSIONNEL ou matriciel sur le ventre soigneusement isolé d'un système fermé (défini, d'une netteté sans faille, mais échappant à toute observation et toute description en $x\ y\ z\ t$). De l'autre, la terriblement grossière (car affectée d'une intrusion forte d'au moins h dans cette idylle à chaque observation) « inscription de la particule dans $x\ y\ z\ t$ », mais avec la relation d'incertitude.

Bohr dit : Nous ne disposons pour l'instant que des mots et des concepts qui nous fournissent un tel mode de description complémentaire. Mais nous voyons déjà au moins que la célèbre CONTRADICTION INTERNE de la théorie des quanta provient seulement de ce que nous travaillons avec ce langage encore insuffisamment révisé (je sais avec certitude que Bohr serait COMPLÈTEMENT DÉSESPÉRÉ par cette dernière formulation). À présent, lisez-le vous même !

Votre très affectionné
P. Ehrenfest

Paul Ehrenfest, signataire de cette lettre enthousiaste, est mort en 1933, à cinquante-trois ans. Sans doute était-il juif. Son fils, trisomique, était soigné en Allemagne. A l'avènement de Hitler, Paul Ehrenfest tua son fils et se suicida.

Dans le noir, dans le soir sera sa mémoire
dans ce qui souffre, dans ce qui suinte
dans ce qui cherche et ne trouve pas
dans le chaland de débarquement qui crève sur la grève
dans le départ sifflant de la balle traceuse
dans l'île de soufre sera sa mémoire[2].

MICHAUX

CHAPITRE III

AVÈNEMENT ET RÈGNE DES PROBABILITÉS

> UN COUP DE DÉS
> JAMAIS
> *quand bien même lancé dans des circonstances éternelles*
> *du fond d'un naufrage*
> *[...]*
> N'ABOLIRA
> *[...]*
> LE HASARD [1].
>
> MALLARMÉ

La mécanique quantique place les *probabilités* au cœur même de son formalisme : ses postulats se réfèrent à ce concept dès qu'il s'agit de mesurer une grandeur physique, dès qu'il s'agit de jeter un pont entre la théorie et l'expérience.

Mais qu'est-ce qu'une probabilité ? Comment peut-on l'évaluer ? A ces deux questions cruciales il est indispensable d'apporter réponse si l'on veut appréhender la théorie quantique et comprendre les méthodes expérimentales qui se proposent de la vérifier.

Du hasard et de ses jeux

Quoi que puisse en dire — ou en penser — la Morale, la notion de probabilité s'introduisit d'abord dans l'analyse des jeux de hasard.

Le premier, Gerolamo Cardano [2] (1501-1576), médecin et mathématicien italien — astrologue et philosophe à ses heures, protagoniste de plusieurs scandales éclatants[3] — se penche sur les parties de dés. Il tente d'évaluer *a priori* les chances qui s'offrent à un joueur, lorsqu'il jette les dés, de produire un nombre total fixé à l'avance. Il constate, pour prendre un exemple, que vingt-sept combinaisons différentes de trois dés aboutissent à la somme de dix, alors que dix-huit ne peut être obtenue que d'une seule façon (un six sur chacun des trois dés). Dans son *De ludo aleae*[4], Gerolamo Cardano émet l'idée fondatrice que la fréquence d'apparition, dans une longue série de jets, de tel résultat (dix ou dix-huit dans notre exemple) est proportionnelle au nombre de manières dont ce résultat peut être obtenu : dix a vingt-sept fois plus de chances d'apparaître que n'en a dix-huit. Se dessine ici une attitude fondamentalement nouvelle vis-à-vis du hasard : par essence aléatoire, on le pensait jusque-là totalement incertain ; on tentera désormais, pourtant, de *prévoir* par avance ce qu'il nous réserve *dans l'avenir.* Cette prédiction qui s'esquisse restera nécessairement floue et imprécise ; elle ne pourra pas atteindre à la certitude dont nous avait généralement abreuvés la mécanique classique ; mais *prédiction* tout de même.

La théorie des probabilités commença de s'affirmer dans une correspondance qu'entretinrent sur le sujet Pascal et Fermat.

Le premier est connu de tous, sans doute, le second l'est moins. Pourtant — *courte digression* — son nom est réapparu dans l'actualité, il y a de cela quelques années à peine, l'actualité la plus large, même, créée par les moyens d'information profanes. Pierre de Fermat (1601-1665), grand mathématicien devant l'Éternel — physicien aussi[5] —, avait légué à la postérité un « grand théorème » d'arithmétique. Il affirmait, mais c'était là probablement une erreur, qu'il l'avait démontré. Erreur, car il fallut plus de trois siècles et demi pour qu'on en administrât une preuve décisive, grâce au labeur acharné de dizaines de mathématiciens, faisant appel aux technologies les plus modernes et les plus sophistiquées, notamment à l'informatique.

L'exposé, pourtant, du « grand problème » de Fermat est d'une simplicité biblique. Soit un nombre *entier positif* n ($n = 1$, ou 2, ou 3,...). On recherche, parmi les *entiers positifs* toujours — il s'agit d'arithmétique —, s'il s'en trouve trois, notés ici x, y et z, tels que

$$x^n + y^n = z^n.$$

Pour $n = 1$, aucune difficulté : l'égalité se réduit à

$$x + y = z$$

dont les solutions sont pléthore ($4 + 2 = 6$, $7 + 1 = 8$, etc.), et donc sans grand intérêt. Pour $n = 2$, l'affaire se corse : l'égalité

$$x^2 + y^2 = z^2$$

n'est vérifiée que pour de (rares) triplets d'entiers ($x = 4$, $y = 3$ et $z = 5$, par exemple, ou bien $x = 5$, $y = 12$ et $z = 13$). Le « *grand théorème* » de Fermat — simple conjecture jusqu'en 1995 — affirme que l'égalité n'est *jamais vérifiée* pour un exposant n supérieur à 2.

Après cette digression sur l'un des mérites de Fermat mathéma ticien, revenons à nos probabilités. Durant la courte période de sa vie où il fréquenta ce qu'il est convenu de nommer « le monde » — et où il rédigea notamment son *Discours sur les passions de l'amour* —, Blaise Pascal se lia particulièrement avec le chevalier de Méré. Celui-ci, intime de La Rochefoucauld, est connu comme le parfait « honnête homme » : cultivé, policé, plein de tact et de prévenances. Il s'adonnait pourtant au jeu, au jeu d'argent — dans quelque tripot de Mister Hyde, ou en bonne compagnie ? Il soumit à Pascal deux problèmes qui avaient surgi au cours de ce passe temps ludique. L'un d'eux avait trait à une situation assez courante. Faute de temps, deux joueurs s'accordent pour interrompre la partie avant qu'elle ne soit parvenue à son terme inéluctable, où s'identifient sans ambiguïté un gagnant et un perdant. La mise est encore fournie, à cette étape intermédiaire où les deux adversaires vont se séparer ; il faut donc la partager entre eux équitablement « Par moitié », dites-vous ? Là résidait précisément le problème : il s'agissait d'*évaluer les chances* que chacun des deux antagonistes aurait eues de gagner la partie si celle-ci s'était poursuivie jusqu'à son terme. Là gisait la part délicate et fascinante de l'exercice. Celle-ci une fois résolue, il était aisé de répartir la mise en proportion des chances de succès ainsi estimées. Voilà le sujet, en tout cas, qui amena Pascal à échanger avec Fermat une savante correspondance, qui l'enthousiasma : « Ainsi, joignant la rigueur des démonstrations de la science à l'incertitude du hasard, et conciliant ces choses en apparence contraires, elle peut, tirant son nom des deux, s'arroger à bon droit ce titre stupéfiant : la *géométrie du hasard*[6]. »

Il existe actuellement une théorie *mathématique* des probabilités : initiée par la publication, en 1713, de l'*Ars conjectandi*[7] de Jacques Bernoulli, elle fut axiomatisée en 1933 par Andreï Nikolaïevitch Kolmogorov.

Mais le concept physique de probabilité, son utilisation et ses développements, ignorent sans vergogne les subtilités, et jusqu'à la problématique de la théorie mathématique moderne.

Archétype simple d'une situation probabiliste

Il n'est sans doute pas nécessaire de décrire par le menu le jeu de hasard que l'on nomme « *pile ou face* » : chacun l'a sûrement pratiqué. Nous imaginons que deux adversaires y sont aux prises.

Si l'on pouvait, par quelque moyen, deviner par avance, à chaque lancement, laquelle des deux faces de la pièce va s'exposer aux regards en fin de course, il n'y aurait évidemment pas de jeu, faute de hasard. Point de mystère ni de magie [8], pourtant, dans le mouvement d'un corps — la pièce, en l'occurrence — soumis au champ de pesanteur et astreint à évoluer au-dessus du plateau d'une table : ce mouvement pourrait en principe — devrait — être entièrement prédictible à partir des lois de la mécanique (newtonienne, ici, cela va sans dire). Mais le calcul, aisé en théorie, est impossible à mettre en œuvre dans la pratique ; ceci pour une raison que la théorie comprend tout aussitôt : quelque modification, pour imperceptible qu'elle paraisse à première vue, dans les conditions objectives du mouvement (coup de main du lancer, point et angle de chute sur la table...) peut en changer radicalement l'issue finale.

C'est là qu'entre le *hasard* en maître : *l'information* dont on dispose avant un lancer est *insuffisante* pour permettre d'en prédire l'issue. Il est dès lors plus efficace de renoncer à poursuivre ce mirage d'une prédiction par les lois de la mécanique, et de raisonner directement, concrètement, sur les lois du hasard lui-même : en partant du principe que *les deux joueurs ont a priori les mêmes chances de gain*. Nous préciserons plus loin ce qu'implique cette proposition.

Explicitons d'abord une autre propriété cruciale du jeu de pile ou face : rien ne limite, en principe, le nombre de lancers, chacun d'eux étant *totalement indépendant* des précédents, en ce sens que son résultat est tout aussi aléatoire, et de la même façon — une chance sur deux pour pile, une chance sur deux pour face —, que si aucun autre lancer ne l'avait précédé. L'indépendance des diverses épreuves successives va de soi pour un physicien : comment, par quel mécanisme ou quelle action, tel lancer pourrait-il se voir influencé par ce qui a pu se passer avant qu'on ne l'envisage et qu'on ne l'entreprenne ? On entend pourtant, très couramment, le « bon sens » — ou ce qui se présente comme tel — affirmer que si pile, par exemple, sort quatre-vingt-dix-neuf fois de suite au cours d'une série de lancers, il a, au centième coup, moins de chances de le faire que face. Un tel raisonnement se fonde sur une erreur fondamentale, bien entendu : le centième lancer ignore ceux qui l'ont précédé ; il ne peut en dépendre [9].

Les deux joueurs, avons-nous affirmé, se partagent équitablement les chances de gagner. Certes, mais — sauf cas exceptionnel — l'un va gagner et l'autre perdre. Aucun paradoxe dans les phrases qui précèdent. Lors du premier lancer de la pièce, tous deux partagent, à juste titre, le même espoir, l'un de voir paraître pile, l'autre que ce soit face. *Après* le lancer toutefois, il ne saurait être question de chances de gagner — ni de probabilités de l'un ou l'autre résultat — puisque l'épreuve appartient désormais au passé et que son résultat s'est matérialisé, visible là sur la table, faisant un gagnant et un perdant. Lorsqu'on envisage de lancer à nouveau la pièce, réapparaît l'égalité des chances — celle des probabilités. Toutefois le perdant du premier coup a subi une perte véritable (d'argent, si l'enjeu est financier) et le gagnant a empoché un gain véritable [10].

Nous savons même que — sauf cas exceptionnel, encore — *la situation sera analogue après plusieurs lancers :* si l'on joue N fois de suite à pile ou face, on n'obtient *pas* — en général, encore une fois — exactement $N/2$ fois pile et $N/2$ fois face, même si N est pair, même si N est grand. Si N égale cent, par exemple (on a lancé cent fois la pièce [11]), le résultat final, au lieu de cinquante piles et cinquante faces, se répartira plutôt en quarante-deux piles (ou faces) et cinquante-huit faces (ou piles). De même façon, si N atteint dix mille (on a procédé à dix mille lancers, successifs ou simultanés), on pourra enregistrer 4 910 contre 5 090.

Première constatation, essentielle : l'égalité des chances des deux joueurs — qui tient contre vents et marées [12] — ne se manifeste *aucunement* par la simple égalité de leurs gains. C'est même là que le problème puise son intérêt, tant pour les « flambeurs », comme on dit parfois, que pour les « savants austères ».

Les exemples numériques qui précèdent suggèrent en outre deux autres propriétés générales. Les nombres en effet que nous donnons, dans ces deux exemples (N=100 et N=10 000), des deux occurrences possibles (pile ou face) approchent certes, dans chaque cas, la moitié $N/2$ de N — cela ne surprendra pas. Mais tout est dans la manière dont ils s'approchent ou s'éloignent de $N/2$. On remarquera (première propriété) que *l'écart à $N/2$ croît avec N* : égal à huit dans le premier exemple (N=100), il se monte à quatre-vingt-dix dans le second (N=10 000). Voilà pourquoi le désir de « se refaire », qui fouaille les perdants dans les maisons de jeu, s'avère souvent illusoire. Cependant — voici la seconde propriété, capitale pour la définition des probabilités — *l'écart relatif* (c'est-à-dire l'écart *divisé par N*) *décroît* quand N croît : bien que quatre-vingt-dix soit nettement supérieur à huit, pourtant 90/10 000 est nettement inférieur à 8/100 [13].

En fin de compte, l'égalité des chances des deux joueurs s'exprime comme suit. Si N_p est le nombre de fois où sort pile et N_f celui où sort face, dans une partie où l'on a joué N coups de pile ou face — N est évidemment la somme de N_p et N_f, puisque aucune autre possibilité n'existe dans ce jeu —, alors les *proportions relatives* N_p/N et N_f/N de piles et de faces *deviennent égales lorsque le* *nombre total N* de tirages *devient très grand.* Cette constatation est connue comme la « *loi des grands nombres* ». Elle régit l'ensemble des situations probabilistes. Répétons que N_p et N_f ne sont pas — sauf cas exceptionnel — égaux ; pourtant les rapports N_p/N et N_f/N tendent tous deux vers la même valeur, c'est-à-dire que les différences entre N_p et $N/2$ et N_f et $N/2$ croissent certes, mais moins vite que N lui-même quand celui-ci devient très grand. On dit plus savamment que N_p/N et N_f/N sont, pour des valeurs de N suffisamment élevées, les *probabilités* respectives des événements « pile » et « face ». Ces probabilités sont, dans notre exemple, égales, et chacune d'elles vaut 1/2 [14]

Situation probabiliste générale

Nous généraliserons ces données d'observation pour aboutir à la notion de *probabilité.* Imaginons en effet une expérience possédant les caractéristiques principales qui se sont dégagées de l'analyse de l'archétype précédent, le jeu de pile ou face, à savoir :

(i) *le résultat n'est pas connu à l'avance* avec certitude ; il peut être l'un ou l'autre de M occurrences possibles, que nous noterons $e_1, e_2, ..., e_M$, et qu'on appelle souvent les « *événements* » *possibles* ;

(ii) *l'expérience peut être répétée*, dans les mêmes conditions, autant de fois que nécessaire.

Alors la probabilité P_1 du premier événement e_1 est définie comme la limite, lorsque le nombre d'essais N devient très grand, du quotient N_1/N, si N_1 est le nombre de fois où l'événement e_1 se produit au cours des N expériences. Bien entendu, les probabilités $P_2, ..., P_M$ des autres événements $e_2, ..., e_M$ sont définies de façon analogue. Comme les nombres $N_1, N_2, ..., N_M$ se somment nécessairement à N, les probabilités $P_1, P_2, ..., P_M$ se somment à un ; chacune d'elles est positive et inférieure (ou égale) à un. Lorsque la probabilité de l'un des événements est nulle, il est dit *impossible*, puisqu'il ne se produit jamais. Si l'une des probabilités atteint un, l'événement correspondant est dit *certain*, car il se produit sans faillir lors de chacun des essais ; dans ce cas, toutes les autres probabilités sont nulles, puisque la précédente sature la somme globale un et que les autres événements n'apparaissent jamais.

Mesure des probabilités

La méthode qui permet la mesure expérimentale des probabilités découle directement de leur définition même, que nous venons d'expliciter : on exécute concrètement un grand nombre N d'essais, et l'on compte ceux d'entre eux qui réalisent l'événement auquel on s'intéresse ; le rapport de leur nombre à N fournit une évaluation de la probabilité cherchée.

Dans le cas de la mécanique quantique, les prédictions qui se fondent sur le quatrième postulat s'expriment toujours en termes de probabilités. Pour les vérifier, il faudra *recommencer la même expérience*, un très grand nombre N de fois, dans des conditions identiques : on mesurera la *même grandeur* physique sur un grand nombre N de *systèmes identiques*, tous préparés au préalable dans le *même état* quantique. Si les prédictions que l'on a extraites de la théorie sont correctes, on doit constater que, sur un nombre total N d'épreuves ainsi menées selon des procédés tous pareils les uns aux autres, la *proportion* de celles qui aboutissent à tel résultat tend, lorsque N devient très grand, vers la probabilité P de ce résultat particulier.

Cette démarche présente deux inconvénients majeurs. Le premier provient de la limitation inévitable du nombre de tentatives : même si l'on peut, en principe, mettre en œuvre « autant de fois que nécessaire » la même expérience et la même mesure, il faudra obligatoirement, en pratique, s'en tenir à une *série finie d'épreuves*. Celle-ci sera d'autant plus fiable qu'elle est plus longue, mais on ne peut écarter l'éventualité que, même très vaste, elle soit insuffisante. Pour évaluer la pertinence d'une succession limitée d'essais, on utilise à nouveau des techniques probabilistes — au second degré, en quelque sorte — qui relèvent d'une branche des mathématiques appliquées, appelée « *statistique* ».

Le deuxième inconvénient représente, pour ainsi dire, la face cachée de l'astre — de la méthode. Il peut en effet être extrêmement lassant et fastidieux de répéter, répéter encore et toujours les mêmes gestes expérimentaux, les mêmes calibrations, les mêmes vérifications et la même lecture finale. Il y faut des heures et des jours, souvent des mois et des années, pour « accumuler de la statistique », comme disent les expérimentateurs. C'est qu'il n'est pas rare d'avoir à étudier des processus dont la probabilité ne dépasse pas un dix-millième (1/10 000) ! Et puis tel résultat, particulièrement intéressant, peut apparaître aujourd'hui lors de la première mesure puis disparaître pendant longtemps, avant de se manifester à nouveau, sans crier gare, au moment où on avait désespéré de le revoir jamais.

Nous venons d'évoquer des événements dont la probabilité est faible. Mais qu'on ne s'y trompe pas : la *même méthode* doit être appliquée *si la probabilité attendue est maximale* et atteint donc un. Lors de la première tentative, on verra évidemment s'afficher le résultat — certain — prévu. On ne pourra pas toutefois s'en tenir là . pour conclure à une probabilité effectivement égale à l'unité, il faudra s'assurer qu'un très grand nombre d'essais amènent *tous*, sans exception ni défaillance, le même résultat.

Effets d'interférences dans les probabilités quantiques

Les postulats un et quatre, pris ensemble, prédisent des effets d'interférence dans des circonstances plus générales que le cas très particulier des fentes de Young.

Nous étudions un système quantique quelconque : édifice atomique ou moléculaire, particule microscopique, électrons dans un métal... Nous nous proposons de mesurer sur ce système la grandeur physique décrite par l'observable A — nous dirons désormais « l'observable A » ou « la grandeur physique A ». Le postulat trois nous suggère — avec insistance — de commencer par résoudre l'équation aux valeurs propres de l'opérateur A. Le résultat de la mesure — postulat trois — est nécessairement pris parmi les valeurs propres de A. Choisissons l'une d'elles, a_1 par exemple, et penchons-nous sur la *probabilité* pour que la mesure donne ce résultat a_1. Le quatrième postulat stipule clairement que cette probabilité se calcule à partir de l'état du système immédiatement avant la mesure.

Le postulat un, quant à lui, affirme que, si $|\psi>$ et $|\psi'>$ sont deux kets représentant des états physiques possibles pour le système — nous dirons dorénavant que « $|\psi>$ et $|\psi'>$ sont deux états possibles » — alors $|\psi> + |\psi'>$ est aussi un état possible.

Nous imaginons alors une succession de *trois expériences différentes*. Dans la première, on prépare le système dans l'état $|\psi>$ avant d'effectuer la mesure ; avant la seconde mesure, il se trouve dans l'état $|\psi'>$; enfin, dans la troisième expérience il se présente dans l'état $|\psi> + |\psi'>$. Notons $\mathscr{P}$ la probabilité pour que le résultat de la première expérience soit a_1, $\mathscr{P}'$ la probabilité du même résultat dans la deuxième expérience. Le postulat quatre implique alors que la probabilité de trouver a_1, dans la troisième expérience, *n'est pas la somme* de $\mathscr{P}$ et $\mathscr{P}'$. Ce quatrième postulat donne en effet les diverses probabilités comme les *carrés* [15] des coefficients qui apparaissent dans le développement de l'état juste avant la mesure. Ainsi, $\mathscr{P}$ est le carré d'un coefficient c et $\mathscr{P}'$ le carré d'un coefficient c' différent du précédent — puisque $|\psi'>$ l'est de $|\psi>$. Quand à la probabilité de trouver a_1 dans la troisième mesure, le *même postulat* en fait le carré de $c + c'$, coefficient associé à $|\psi> + |\psi'>$.

Or nous avons appris sur les bancs de l'école (rubrique des « identités remarquables ») que *le carré d'une somme n'égale pas la* *somme des carrés*. La probabilité pour que la troisième mesure donne a_1 n'égale donc pas $\mathscr{P} + \mathscr{P}'$. Elle en diffère par ce que l'on appelle le « terme croisé » $2cc'$, que l'on rebaptise en mécanique quantique « terme d'interférence ». En réalité, la nature complexe des coefficients c et c' procure à leur produit plus de variété et de souplesse.

Le phénomène, plus général encore qu'il n'y paraît, tire son origine de ce que la mécanique quantique introduit et manipule, en premier lieu, des « *amplitudes de probabilité* ». C'était le champ électrique de l'onde lumineuse dans l'expérience de Young ; c'est ici le coefficient qui multiplie un vecteur propre déterminé, dans le développement de l'état du système immédiatement avant la mesure ; ce serait une « amplitude de diffusion » dans l'analyse des chocs entre particules microscopiques. La probabilité elle-même du processus envisagé procède toujours, fondamentalement, de la *règle* suivante : *on élève au carré l'amplitude de probabilité* correspondante. Lorsque — situation très courante — elle se présente comme la somme de plusieurs termes, ceux-ci interfèrent deux à deux dans le résultat final.

(Supplément) Probabilités subjectives et probabilités objectives

Tous les physiciens s'accordent au moins sur ce point : la réalité et ses lois existent en dehors de nous, « *objectivement* », dit-on pour caractériser cette situation ; en particulier, elles ne dépendent point de celui que l'on nomme génériquement « l'observateur ». Ce présupposé commun rassemble des hommes et des femmes très divers, par-delà — ou en deçà — les opinions, croyances ou convictions qu'ils entretiennent par-devers eux quant à l'origine et la signification profonde de la réalité. Mais c'est en l'occurrence la description physique du monde qui est seule en cause, et son objectivité que nous interrogeons. Certes, la *théorie* physique apporte une compréhension, une explication de phénomènes qui étaient jadis, ou naguère, l'apanage des dieux. Elle ne se départit point, pourtant, de l'objectivité qui lui sied. Également accessible à tous, elle repousse peut-être pour certains la frontière qui sépare science et foi, mais elle n'outrepasse jamais cette limite rigoureuse et infranchissable.

On accumule par exemple, depuis plusieurs décennies, des renseignements et des indications de plus en plus précis et détaillés sur le Grand Chambardement qui aboutit à la naissance de l'Univers. Personne ne s'en alarme, parmi les physiciens, ni ne s'en offusque, personne ne s'en enorgueillit ni ne se targue d'interpeller Dieu. Ce n'est pas l'élucidation du mécanisme de la foudre qui a eu raison de Jupiter-Zeus. La science ne se veut ni sacrilège ni blasphématoire.

De façon générale, nous qualifierons d'« *objective* » toute notion, grandeur ou propriété qui appartient en propre au système étudié et sur laquelle s'accordent nécessairement tous les observateurs, dès lors qu'ils ont convenu de sa définition. « *Subjective* », en revanche, sera une notion, grandeur ou propriété qui sollicite l'observateur de manière explicite, de telle sorte que son expression, sa valeur ou sa signification varient irréductiblement d'un observateur à l'autre.

Les théories physiques introduisent et manient, préférentiellement et — si possible — uniquement, des concepts et des outils objectifs. Les probabilités, pourtant, occupent de ce point de vue une place particulière.

A première vue, on a recours aux probabilités lorsque, pour quelque raison ou de quelque manière, on est confronté à certaine *ignorance* sur le système ou les phénomènes que l'on veut analyser. C'est la pallier que de codifier le défaut d'information en évaluant au mieux les chances d'occurrence de chaque propriété, de chaque résultat de mesure, de chaque situation. Puisque paraît interdit l'accès à la certitude, on contourne la herse et les fossés qui la préservent — comme ils feraient la beauté ineffable et la noble dignité d'une princesse altière et inaccessible —, et on s'essaie à jauger de l'extérieur les donjons et les mâchicoulis des remparts crénelés. On cherche à prendre en compte un *manque d'information* patent sur les caractéristiques intrinsèques du problème physique. La définition opératoire que nous avons donnée des probabilités semble ne pas laisser d'autre issue : s'il y a probabilités, elles sont subjectives. Comment, en effet, les expériences ou essais que nous avons envisagés pourraient-ils donner capricieusement, en quelque sorte, des résultats différents de l'un à l'autre, si ce n'est parce que l'observateur est incapable de prédire de façon crédible lequel d'entre eux va sortir dans telle réalisation de l'expérience ou de l'essai ? Se pose aussitôt la question légitime : à ce jeu de devinette, les observateurs sont-ils tous logés à la même enseigne, ou si certains d'entre eux, plus malins que les autres, peuvent affiner leur évaluation ? Peut-être même en sera-t-il un, beau, jeune et noble au plus haut degré, qui parvienne à découvrir et à ranimer la princesse endormie sous les vastes et sombres voûtes de son donjon, pour la révéler au monde stupéfait, incrédule et ébloui. A l'inverse, se peut-il que, dans certaines situations tout au moins, les probabilités parviennent à l'objectivité, éliminant toute référence au rôle de l'observateur ?

Prenons quelques exemples, ayant trait à des jeux de hasard simples, pour concrétiser les considérations abstraites qui précèdent.

Au bridge, le joueur qui a annoncé un contrat est assez souvent amené, pour le réaliser, à tenter une combinaison qu'on appelle « une impasse » : il s'agit de neutraliser et de capturer une carte de valeur élevée, mais pas suprême — un roi, le plus souvent —, en menant le jeu de telle sorte que la carte pourchassée n'ait d'autre échappatoire que de sortir au grand jour, de l'impasse où on l'a acculée, pour se jeter entre les griffes d'une figure supérieure — l'as de même couleur — que possède le mort ou le demandeur. Mais le coup peut réussir ou échouer ; cela dépend de la main adverse qui tient le roi traqué : réussite si le roi se trouve chez l'adversaire de droite, par exemple, échec si c'est à gauche. Le joueur de bridge, avant d'opter pour une impasse, peut donc se proposer d'évaluer la probabilité de chacune des deux éventualités : roi dans la main de gauche, ou dans celle de droite. Il s'agit évidemment de *probabilités subjectives* : la carte à laquelle il s'intéresse est en stricte réalité chez l'un des adversaires et pas chez l'autre ; le but est donc de *deviner* où elle se cache, et un joueur expérimenté saura utiliser l'information que lui ont fournie les annonces — éventuellement — et les cartes déjà jouées par l'équipe adverse pour déterminer si celle qu'il veut forcer a « plus de chances » de se situer à droite qu'à gauche.

La même situation prévaut dans cette version très simplifiée d'une réussite : on étale sur la table un jeu de cartes, faces cachées, et l'on s'enquiert de la probabilité pour que telle d'entre elles — la troisième de la dernière rangée — s'avère le roi de cœur : voilà encore une probabilité *subjective*. Dès qu'on les dispose sur la table, l'arrangement des cartes s'ensuit de façon unique et immuable. Si l'on a recours aux probabilités, c'est pure ignorance de la répartition réelle des figures comme des autres cartes. On n'aurait aucune peine à imaginer, dans cet exemple comme dans le précédent, divers moyens que pourrait mettre en œuvre un observateur astucieux pour acquérir des informations supplémentaires : quelque miroir adroitement placé et judicieusement orienté, quelque spectateur avec qui l'on peut communiquer par signes discrets...

Analysons au contraire les probabilités associées à un dé. Lorsqu'on le jette, son état final (le nombre qu'il affiche après s'être immobilisé) peut en principe — comme le pouvait celui de la pièce dans le jeu de pile ou face — se calculer, si l'on applique de façon rigoureuse les lois de la mécanique, à partir de son état initial (sa position et son orientation dans le cornet ou la main qui le lance, la vitesse qu'on lui imprime à son départ, la hauteur de sa chute,...). Ce principe pourtant ne peut pas se mettre en œuvre dans la pratique : qui n'a tenté, dans son enfance naïve, de faire apparaître un six en agissant sur l'état initial du dé ? Qui n'a vu ses espoirs déçus, de façon répétée, systématique ? Les probabilités, dans ce cas, s'avèrent vraiment *objectives* : les observateurs apparaissent tous aussi malins — ou aussi naïfs — les uns que les autres ; seuls des prestidigitateurs habiles, en modifiant au tout dernier moment la position du dé, par un geste bref et précis, imperceptible, peuvent forcer le hasard.

Une situation probabiliste objective découle, en mécanique classique (non quantique), de *l'extrême sensibilité* du système par rapport à d'infimes modifications dans les conditions initiales ou les influences extérieures : à deux états initiaux très proches succèdent des états finals complètement dissemblables. Cette instabilité du mouvement empêche dans la pratique toute prévision déterministe de l'état final ; si un traitement probabiliste est possible, il sera *objectif*. « Qui analysera [...] en détail les mouvements de la main qui jette les dés ou bat les cartes ? La caractéristique des phénomènes que nous appelons fortuits ou dus au hasard, c'est de dépendre de causes trop complexes pour que nous puissions les connaître toutes et les étudier[16]. » L'analyse du jeu de pile ou face, que nous avons menée plus haut, aboutit à cette conclusion.

PROBABILITÉS INTERSUBJECTIVES DANS UNE SITUATION OBJECTIVE

Nous nous proposons d'examiner ici succinctement — pour clore la digression objectivité-subjectivité — une situation qui fleure bon le paradoxe, alors qu'elle s'avère imparable.

Imaginons que vienne entre des mains innocentes un dé truqué : il est construit — peu importe comment — de telle sorte que les *probabilités* d'apparition des six faces deviennent *inégales*. Inscrites dans l'objet lui-même et par conséquent indépendantes du joueur qui va le jeter — si l'on exclut les tricheries au lancement — ces probabilités méritent encore, clairement, le qualificatif d'*objectives*. Égales, c'était un jeu d'enfant que de les évaluer à 1/6, puisque les six faces du cube avaient autant de chances de se présenter. Inégales maintenant, il est impossible de les déterminer par un raisonnement de régularité et de symétrie. Aucun autre moyen n'existe que de les *mesurer expérimentalement*, en lançant le dé un très grand nombre de fois pour compter les fréquences qu'y montrent les différentes faces.

Mais on peut se trouver dans l'impossibilité matérielle d'effectuer la série d'essais qui permettrait seule d'inférer les probabilités objectives des six faces de ce dé truqué. Ne serait-ce que par manque de temps : vous découvrez le dé au moment même où vous vous présentez à la table de jeu ; quelque chose — ou quelqu'un, n'importe — vous donne à entendre que cet instrument-là est pipé, mais vous ne savez pas de quelle façon. Vous devez alors vous contenter de *probabilités subjectives*, différentes des objectives, auxquelles vous n'avez pas accès. Et tout un chacun, à votre place, ferait de même. D'où le terme « *intersubjectivité* » qui apparaît dans le titre de ce paragraphe : « subjectivité », incontestablement, mais inévitable et indépendante de l'observateur.

« Tu trembles, carcasse ? Si tu savais où je vais te mener tout à l'heure, tu tremblerais bien davantage [17] ! » L'estocade en effet, ou plutôt le « *descabello* », comme on dit dans l'arène — ce geste acéré et précis, foudroyant, qui achève d'un coup le taureau brave [18] —, réside en ceci : même si l'on sait pertinemment, de source sûre, que le dé est truqué — sans savoir de quelle manière —, on ne peut que choisir des *probabilités intersubjectives égales* pour les six faces. Si en effet on s'essayait à les prendre différentes, on courrait le risque de s'éloigner davantage des probabilités objectives, de les distordre encore plus : on risquerait de favoriser subjectivement ce qui est objectivement désavantagé, et *vice versa*. Dans les ténèbres qui nous enveloppent irrémédiablement, nous imposant par leur noirceur uniforme la subjectivité où les points cardinaux ne peuvent être qu'équiprobables, nous savons qu'existe quelque part une trouée de lumière objective, mais nous ne pouvons partir à sa recherche, de peur que, ce faisant, nous nous en écartions à jamais.

CHAPITRE IV

LOI UNIVERSELLE DE LA DÉSINTÉGRATION RADIOACTIVE

Regardant sans les voir de vagues scarabées,
Des rameaux indistincts, des formes, des couleurs,
Là, j'ai dans l'ombre, assis sur des pierres tombées,
Des éblouissements de rayons et de fleurs [1].

HUGO

Le phénomène singulier que l'on nomme aujourd'hui « *radioactivité* » fut mis en évidence, il y a de cela à peine plus d'un siècle (1896), par Henri Becquerel. Ses recherches furent aussitôt confirmées et développées par Marie Curie et son époux Pierre, en sorte que le prix Nobel de physique pour l'année 1903 fut partagé entre ces trois savants.

La désintégration radioactive de certains noyaux atomiques, comme celle de la plupart des particules subnucléaires que l'on a découvertes depuis, suit une loi de *forme universelle*, dans laquelle figure un *paramètre unique*, la « *probabilité de désintégration par unité de temps* » — dont l'inverse est appelé « *durée de vie* » du corpuscule qui se désintègre.

Mais avant d'en venir à cette question, éminemment *probabiliste* puisqu'elle a trait à des phénomènes quantiques, nous allons parcourir à larges enjambées la petite histoire des grandes découvertes qui ont conduit à la radioactivité.

Préliminaires : « Les Rayons et les Ombres »

La physique fait grand usage, immodéré sans doute, du mot « rayon ». En optique, « le rayon réfléchi est contenu dans le plan d'incidence, que déterminent le rayon incident et la normale au miroir, et fait avec celle-ci le même angle que le rayon incident[2] ». Ou bien, en astronomie, « le rayon-vecteur joignant le Soleil à une planète balaie des aires égales en des temps égaux[3] ». Ou encore, en mécanique, « l'accélération d'un mobile normale à son déplacement est égale au carré de sa vitesse divisé par le rayon de courbure de la trajectoire en ce point[4] ». Ces expressions pourtant ne mettent pas en doute l'origine linguistique du terme qu'elles utilisent : le Soleil, ou quelque autre source de lumière, irradie la première citation ; la troisième évoque le cercle, dit « osculateur », auquel s'assimile localement la trajectoire ; le deuxième paraît surprenant, mais c'est au cercle encore qu'il se réfère, plus précisément à l'ellipse que décrit la planète autour du Soleil.

Mystérieux, énigmatiques, imprévus, se présentent d'emblée les « rayons » dont il va être question ici. On peut penser que le vocable est venu à l'esprit, puis le mot sous la plume, parce qu'il s'agissait de caractériser une réalité inconnue, nouvellement apparue et qui semblait montrer les deux principales caractéristiques qu'on s'accorde à trouver aux rayons lumineux : propagation rectiligne et divergence à partir d'une source radiante.

LES RAYONS CATHODIQUES

Voici ce qu'en dit le Nouveau Larousse illustré[5], rédigé à un moment (1897) où n'était pas encore élucidée la nature de ces divers rayonnements et de ces clairs-obscurs : « Dans l'œuf électrique à vide très poussé, l'électrode négative, reliée à un appareil d'induction ou à une machine électrostatique, est entourée d'une gaine obscure. Si le vide est poussé plus loin, les rayons émanés de la cathode, tout d'abord obscurs, deviennent rapidement brillants, avec des stries lumineuses et des alternatives de lumière et d'ombre [...]. Le vide poussé plus loin et le courant assez intense, la décharge électrique jaillit manifestement de la cathode et frappe la paroi de verre placée en face ; cette paroi devient très brillante et doit être solide (pour cela on l'a appelée récemment *anticathode*), et d'elle sortent les rayons cathodiques. Ces rayons, de nature encore indéterminée, électrique ou lumineuse, sont très complexes ; ils comprennent notamment des rayons visibles [...], et des rayons invisibles partant de l'anticathode [...]. Les seconds ont reçu de Roentgen le nom de *rayons X* [...]. »

Heureux temps que celui-là, où les scientifiques se souciaient aussi de beau langage, maniant avec bonheur les figures de style et teintant d'une poésie discrète mais sensible les articles d'encyclopédie...

Transposons en langage moderne, tenant compte des connaissances acquises depuis. Une mise au point s'impose, car le texte qui précède laisse entrevoir — à l'instar du phénomène décrit — « des alternatives de lumière et d'ombre ». On y décèle même, en le lisant attentivement, des affirmations contradictoires. Rien d'étonnant ni de répréhensible ou de risible à cela. Bien au contraire : on admirera que l'encyclopédie Larousse — qui se proposait de renouveler le grand projet des Diderot et d'Alembert — donnât à connaître des découvertes toutes récentes de la science, même si elles n'étaient pas maîtrisées encore ni comprises.

Dans une ampoule vidée, autant que faire se peut, du gaz qu'elle contenait d'abord — dans un « tube de Crookes », comme on nomme couramment ce dispositif [6] — et munie de deux électrodes (*anode* par où arrive l'électricité, *cathode* par où elle s'en repart), on applique une forte tension électrique. De la cathode émanent alors des « *rayons cathodiques* », qui se propagent rectilignement dans le tube. Le Britannique Joseph John Thomson démontra (1897) que ces « rayons » ne pouvaient être de même nature que la lumière : ils étaient déviés par le champ électrique et le champ magnétique, ce qui attestait qu'ils étaient composés de particules électriquement chargées, qu'il nomma « *électrons* ». Le sens de déviation observé dans les deux cas (électrique et magnétique) décèle des particules — les électrons, lancés à grande vitesse — portant une *charge négative.* A cause de ce signe négatif, les électrons remontent en quelque sorte le courant électrique, qui entre dans le tube par l'anode et en sort par la cathode : les « rayons cathodiques » — les électrons — sont issus de la cathode et se dirigent vers l'anode.

Deux remarques pourront servir. En premier lieu, point d' « anticathode » jusqu'ici ; elle apparaîtra très bientôt, charnière entre deux espèces distinctes et fondamentalement différentes de « rayons » : les rayons cathodiques et les rayons X. Par ailleurs, les phénomènes lumineux, complexes et mystérieux que mentionne en grand détail le Nouveau Larousse illustré ne sont pas directement liés aux rayons cathodiques : ce sont les molécules de gaz résiduelles persistant dans le tube qui, frappées par les électrons dans leur course précipitée, sont énergétiquement excitées puis émettent de la lumière — certaines de leurs raies caractéristiques — pour redescendre dans leur niveau fondamental (d'énergie la plus basse).

Les rayons cathodiques — flux d'électrons, donc — frappent l'enveloppe de l'ampoule dans la partie qui fait face à la cathode, et qu'on appelle pour cette raison « *anticathode* ». Dans un tube de Crookes aux parois de verre épaisses — pour soutenir le vide régnant à l'intérieur —, l'anticathode devient luminescente.

LES RAYONS X

Le 8 novembre 1895, Wilhelm Röntgen (1845-1923) était occupé à manipuler un tube de Crookes. Il enveloppa complètement l'ampoule de verre à l'aide de carton noir, dans le but d'observer, sans phénomènes parasites, les rayons cathodiques sur un écran fluorescent. Celui-ci attendait, passif, posé simplement sur la table à quelque distance, son entrée en scène. Röntgen remarqua alors, à sa grande surprise, que la mise en route du tube provoquait sur l'écran — encore dans les coulisses pourtant, en dehors de l'étui de carton opaque — une faible et hésitante clarté. Röntgen en inféra que des « rayons » invisibles, produits par le tube, se propageaient dans l'air — dans l'air, pas nécessairement dans le vide ! — jusqu'à l'écran, dont ils excitaient la fluorescence.

Ainsi, pendant plus de trente ans, de multiples tubes de Crookes avaient été observés, examinés, scrutés, des dizaines de fois, dans des laboratoires très divers, et il avait fallu attendre ce 8 novembre 1895 pour qu'une disposition fortuite de l'écran par rapport au tube permît à un expérimentateur chevronné de comprendre cette relation de cause à effet : l'« œuf électrique » émettait des « rayons » qui passaient au travers, comme en se jouant, du carton noirci et allaient, plusieurs dizaines de centimètres plus loin, révéler leur présence sur l'écran ! Röntgen les baptisa, faute de mieux, « *rayons X* », et ce nom leur est resté attaché, malgré la gloire, malgré les multiples applications, intensives notamment en médecine.

Pendant six semaines, ne s'octroyant que de brefs sommes dans son même laboratoire, Röntgen étudia, jusqu'à épuisement, les rayons X. Il détermina qu'ils se propageaient en ligne droite, qu'ils franchissaient deux bons mètres dans l'air, qu'ils ne se réfléchissaient pas ni ne se réfractaient, que l'aimant ne les déviait pas. Et soudain, dans cette fébrilité et cette surexcitation, dans cette épaisse et massive fatigue qui pesait sur ses épaules et obscurcissait ses yeux, la surprise, la découverte, l'extraordinaire : des poids de balance enfermés dans une boîte close révélaient leur présence par une image sur l'écran ! Il photographia aussi — les rayons X impressionnaient la plaque photographique — la chambre de combustion d'un fusil, les défauts d'un métal inhomogène, et — apothéose, incrédulité, triomphe — les os de ses doigts ! Un peu effrayé par cette vision, cette espèce de magie qui lui était ainsi révélée comme dans une transe, comme si elle procédait directement d'outre-tombe, il s'en fut quérir son épouse pour s'assurer qu'elle aussi voyait les contours du squelette de la main vivante, que sa main à elle aussi montrait son ossature sur l'écran ou la plaque photographique.

Fait sociologiquement et épistémologiquement remarquable : la nouvelle se répandit de par le monde comme flambe une traînée de poudre ; dans la seule année 1896, plus d'un millier d'écrits (livres, brochures ou pamphlets) furent publiés sur les rayons X ! La première communication de Röntgen date du 28 décembre 1895. Le 1er janvier 1896, il envoya de par le monde scientifique, outre des tirés à part de son article, quelques-unes de ces photographies inouïes et surprenantes, incroyables et prodigieuses. Un journal viennois à grand tirage publia le 5 janvier un entrefilet annonçant cette découverte et son aspect théâtral, dont il répandit la nouvelle dans le public non scientifique. Röntgen fut mandé à la cour où il présenta devant le Kaiser en personne, le 13 janvier, une démonstration des effets de ses rayons magiques.

L'Académie des sciences française fut quelque peu à la traîne, puisque c'est seulement le 20 janvier 1896 qu'elle examina — exclamations incrédules et supputations scientifiques — l'une de ces photographies étonnantes qui lui était — déjà ! — présentée par deux médecins.

La véritable nature des rayons X — ce sont des ondes électromagnétiques comme la lumière, mais de fréquence beaucoup plus élevée — ne fut élucidée que plus tard, lorsque Max von Laue (1879-1960) eut l'idée d'utiliser un cristal comme interféromètre : l'espacement des atomes dans un solide cristallin est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des rayons X, ce qui permet de produire avec eux de superbes figures de diffraction et d'interférences, prouvant par là leur nature ondulatoire.

La radioactivité : genèse d'une découverte (presque) fortuite

Henri Becquerel (1852-1908) reçut comme héritage, en ligne directe, une aptitude toute particulière pour la physique : son père, Alexandre-Edmond, mais déjà son aïeul, Antoine-César Becquerel, étaient des physiciens de bonne notoriété, l'un après l'autre nommés professeurs de physique au Muséum d'histoire naturelle, l'un après l'autre élus à l'Académie des sciences. C'est d'ailleurs au même Muséum, dans la maison de fonction de son père — peuplée sans doute d'un essaim de fées bienveillantes — que Henri Becquerel vint au monde. Quoi de plus naturel pour lui, dès lors, que d'être reçu au concours de l'École polytechnique (1872), puis de prendre, le moment venu, la succession de son père à la chaire de physique du Muséum ? Mais il la cumula — nouveauté — avec celles de Polytechnique puis de l'École des ponts et chaussées.

Les travaux scientifiques personnels qu'il mena — sans grande originalité — concernaient presque exclusivement l'optique. Ils l'amenèrent à soutenir avec succès une thèse en 1888 (à trente-six ans, donc !). L'année suivante vit son élection à l'Académie des sciences — bon sang ne peut faillir ! —, après deux échecs, au demeurant. Il dut alors nourrir le sentiment — n'était-il pas justifié ? — d'avoir atteint des sommets dignes de lui et de sa lignée : un peu grisé peut-être, il s'endormit sur ses lauriers, cessant pratiquement toute recherche scientifique. L'année 1896 commençante le trouva fort occupé, certes, des trois cours qu'il professait dans les grandes écoles, mais sans cette ambition de découvrir et d'inventer qui fait les grands savants ; elle s'était émoussée au contact des hon neurs et de ce qui lui paraissait sans doute la gloire.

Or vint un jour qui s'annonça mémorable (20 janvier 1896), où le Destin le saisit aux cheveux pour le tirer de sa torpeur somnolente. La séance de l'Académie des sciences fut, ce jour-là, fascinante : deux académiciens médecins y exhibèrent — spectacle captivant — une plaque photographique qui conservait et restituait l'image d'une main dont seul était visible le squelette. Aucune chirurgie. Aucune dissection. Intacte, la main révélait pourtant sa charpente interne.

Henri Becquerel fut piqué au vif et l'ambition de savoir et de connaître l'enflamma sur l'heure :

> *La faim, l'occasion, l'herbe tendre, et, je pense,*
> *Quelque diable aussi [le] poussant*[7],
>
> LA FONTAINE

il interrogea Henri Poincaré, qui avait reçu une copie de l'article de Röntgen. Il en apprit que les rayons X provenaient de la tache fluorescente provoquée par les rayons cathodiques sur la paroi de verre du tube de Crookes, à l'anticathode. Or il se trouva que Becquerel connaissait assez bien les cristaux luminescents, que son père avait d'ailleurs étudiés. Pourquoi, lui qui craignait et fuyait la théorie, conçut-il une hypothèse — loin d'être prouvée et flagrante, au demeurant — selon laquelle les rayons X de Röntgen étaient étroitement liés à la fluorescence ou luminescence. Il se mit donc en devoir de démontrer la validité de son hypothèse, et il rechercha pour cela, parmi les cristaux luminescents, un qui émît en même temps un rayonnement pénétrant.

Le 24 février 1896, Henri Becquerel annonça à l'Académie des sciences, dans une communication officielle, que les cristaux fluorescents du sulfate double d'uranyle et de potassium — le lecteur aura noté la présence d'uranium —, enveloppés de papier noir, impressionnaient la plaque photographique. Pourquoi ne chercha-t-il pas à reproduire avec les rayons pénétrants qu'il venait de mettre en évidence les expériences caractéristiques décrites par Röntgen ? On raconte à ce sujet cette anecdote qui aurait dû le rendre prudent : il rentra un soir chez lui, emportant dans son gousset un de ces cristaux dont provenaient et une luminescence et une radiation pénétrante ; il l'y oublia sans doute, mais constata ensuite que sa peau avait été profondément lésée à hauteur de sa poche !

Outre un avertissement salutaire, cet épisode aurait dû lui signifier une différence essentielle entre la phosphorescence visible et les rayons « durs » — comme on disait déjà en ces temps — qui l'intéressaient plus particulièrement. Comme toute fluorescence, ou presque, celle-ci était excitée par l'irradiation du cristal à l'aide d'une lumière d'origine extérieure — ultraviolette en l'occurrence ; elle cessait aussitôt que cessait l'excitation externe. Or, dans le gousset, point d'ultraviolets ; le rayonnement inconnu n'en persistait pas moins et tarabustait l'épiderme qui lui était exposé. Becquerel essaya même de maintenir dans le noir un de ces cristaux mystérieux, suffisamment longtemps — pensait-il — pour qu'il perdît ses propriétés tant pénétrantes que fluorescentes. Il ne parvint point à ce but, mais préféra se lancer dans l'étude du comportement de « son » rayonnement — disait-il déjà à part soi. Cependant, il cherchait aussi d'autres cristaux qui fissent montre de caractéristiques analogues ; il aboutit rapidement à la conclusion que ceux-là seuls qui contenaient de l'uranium possédaient de telles propriétés. Et enfin — dernière étape qui bouclait en quelque sorte la boucle et estampillait la découverte comme authentique — il démontra expérimentalement que des composés d'uranium dépourvus de luminescence, et l'uranium métallique pur lui-même, émettaient eux aussi un rayonnement dur tout à fait semblable à celui qu'il traquait et étudiait depuis quatre mois. Alors, le 18 mai 1896, Henri Becquerel annonça à la face du monde, depuis la tribune de l'Académie des sciences, la *découverte de la radioactivité*.

Pierre et Marie Curie s'intéressaient de très près à ces événements scientifiques. Ils eurent l'idée de chercher si d'autres éléments chimiques — autres que l'uranium — pouvaient se révéler « radioactifs » — c'est le nom qu'ils donnèrent à ce phénomène entièrement nouveau. Seul le thorium, constatèrent-ils, possédait des propriétés de cette sorte. Mais ils ne s'arrêtèrent pas là : peut-être existait-il des éléments chimiques inconnus qui fussent radioactifs. C'est ainsi qu'ils découvrirent le polonium — en hommage à la patrie d'origine de Marie — puis le *radium*, qui devait connaître gloire et renommée, principalement par ses applications médicales.

Noyaux radioactifs et particules instables

Certains atomes — ceux que nous venons de citer — sont radioactifs *naturellement*. C'est en réalité le noyau de ces atomes qui est à l'origine des rayonnements observés. Ceux-ci permirent en retour la naissance de la physique nucléaire, qui allait connaître des développements alors insoupçonnés. Mais il apparut bientôt (Frédéric et Irène Joliot-Curie — 1934) que l'on pouvait y créer, *artificiellement*, des noyaux jusque-là inconnus qui présentaient la propriété de *radioactivité*.

Naquit presque simultanément la physique subnucléaire, ou *physique des particules*, qui découvrit des dizaines d'objets totalement insoupçonnés auparavant. L'enthousiasme néophyte et la naïveté des premiers temps qualifièrent ces objets de « *particules élémentaires* ». Ce que nous en voulons savoir pour l'instant est que ces particules — on m'accordera que leur nombre, dépassant la centaine, les disqualifie pour se présenter comme élémentaires — sont pour la plupart « *instables* » : on entend par ce mot qu'elles disparaissent tout soudainement[8] en donnant naissance à un « *état final* » composé d'autres particules — qui peuvent elles-mêmes être, à leur tour, instables.

Voici un exemple parmi tant d'autres, afin de concrétiser les explications et les arguments. Une, parmi ces dizaines de particules, s'appelle — allez savoir pourquoi ! — le « méson ρ ». On en connaît de trois types : l'un chargé positivement (charge électrique égale à celle du proton), que l'on distingue en le notant ρ^+ ; un autre, le ρ^-, ayant au contraire une charge exactement opposée (égale à celle de l'électron) ; on rencontre aussi le ρ^0, neutre électriquement, et c'est lui qui va nous servir d'exemple. Il se désintègre rapidement — à peine a-t-on le temps de l'entrevoir et, qui plus est, indirectement — selon la réaction

$$\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

Les particules de l'état final, dites « mésons π » ou « pions », ont elles aussi des charges électriques opposées l'une de l'autre — d'ailleurs égales respectivement à celles du ρ^+ et du ρ^-. Quelques instants plus tard les pions, eux aussi instables, se désintègrent :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \,; \qquad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Le μ^+ et le μ^-, qui portent encore la même charge électrique que leurs aînés, s'appellent « muons », le ν_μ et le $\bar{\nu}_\mu$ neutrino et antineutrino. Mais nous n'en avons pas fini ! Les muons se désintègrent à leur tour :

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \, ; \qquad \mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu .$$

Inutile de mémoriser tous ces symboles et tous ces noms bizarres. Ils ne sont là que pour suggérer un domaine fabuleusement riche et varié, où pullulent les particules instables, et pour donner à savoir qu'elles obéissent *toutes*, comme le faisaient avant elles les noyaux radioactifs — naturels ou artificiels — à une loi de *même forme* que nous allons maintenant expliciter.

Énoncé de la loi de désintégration

La voici donc, cette loi, que nous accompagnerons de quelques commentaires.

A un instant initial — ce sera l'origine des temps ($t = 0$) —, on a préparé une nombreuse assemblée de particules — ou de noyaux — instables, d'un certain type bien défini. Leur nombre est N_0 au moment du premier décompte ($t = 0$). Il est réduit à $N(t)$ lorsque est atteint l'instant t, certains des membres de l'assemblée s'étant désintégrés depuis la situation initiale. La dépendance en t de ce nombre $N(t)$ est *toujours, quelle que soit la nature* des particules ou noyaux instables, *quelle que soit l'origine physique* de leur instabilité, donnée par une exponentielle décroissante ; explicitement,

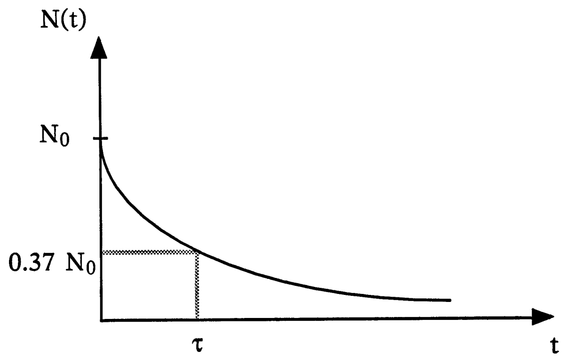
$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau).$$

La fonction exponentielle, notée « exp », figure parmi les outils les mieux connus, les plus simples, les plus courants et les plus efficaces de la physique. Nous commenterons plus loin la signification — évidemment centrale — du paramètre τ ; sachons ici seulement que c'est un *temps*[9], que l'on appelle « *durée de vie* » associée aux particules de cette espèce.

La fonction $N(t)$ du temps t est représentée sur la figure ci-après. Pour que le lecteur non averti puisse se faire une idée de la rapidité avec laquelle $N(t)$ diminue — c'est le *signe moins*, précédant t/τ, qui rend l'exponentielle *décroissante* — avançons quelques nombres. Pour $t = 0$, l'exponentielle est égale à un, en sorte qu'on retrouve, comme il se doit, les conditions initiales :

$$N(t) = N_0 \text{ lorsque } t = 0.$$

Voyons ce que donne $t = \tau$ — le temps t croît depuis zéro, et nous posons quelques jalons sur son trajet — ; le nombre $N(t = \tau)$ d'objets instables restant intacts à cet instant vaut[10]



Variation du nombre N(t) de particules instables qui sont encore présentes à l'instant t.

$$N(t = \tau) \simeq \frac{N_0}{2,72} \simeq 0,368 N_0.$$

Tenez ! Prenons maintenant le problème à l'envers : demandons-nous pour quel temps t le nombre de particules non désintégrées est réduit au millième de N_0 — c'est dire si, à ce moment-là, l'assemblée initiale a été ravagée par cette peste de la désintégration : une sur mille seulement survit ! La réponse à cette question est aisée à obtenir pour qui possède une simple calculette de poche[11] :

$$t \simeq 7\tau.$$

Nous retiendrons de ces résultats que la durée de vie τ donne un ordre de grandeur fiable du temps qui voit la majorité des particules se désintégrer : plus de la moitié d'entre elles l'a déjà fait en $t = \tau$, et leur nombre est réduit quasiment à rien au bout de cinq ou dix fois τ.

Cette *loi extrêmement simple* vaut donc pour *n'importe quelle désintégration* ! Seul change, d'une espèce à l'autre de particules, le paramètre τ : la durée de vie de tel objet est telle ; c'est, comme la masse, une propriété intrinsèque de l'objet instable, quelque chose qui, comme sa masse encore, l'accompagne partout où il aille, et se manifeste en toutes circonstances. Il en existe — impossible de se les remémorer ! — des tables que l'on peut consulter dans la bibliothèque de n'importe quel laboratoire de Physique des particules ; elles donnent pour chaque particule — outre d'autres renseignements précieux — sa masse et sa durée de vie (les particules stables, qui ne se désintègrent pas, ont une durée de vie infinie).

Il s'est constitué un groupe international de physiciens des particules — ils sont une trentaine — qui s'est fixé pour tâche de recenser toutes les particules connues et leurs propriétés spécifiques, dont la masse et la durée de vie. Cette équipe s'intitule en anglais « Particle Data Group » ; outre des publications spécialisées et détaillées, elle édite un petit carnet (12,5 × 7,5 cm) dont les deux cent cinquante pages environ se rangent aisément dans une poche de vêtement (pour éviter que des données périmées ne se perpétuent, la couverture du carnet change radicalement de couleur à chaque nouvelle impression).

Dès le premier coup d'œil, ces inventaires ou répertoires sont saisissants : les durées de vie s'étagent entre 10^{-24} seconde (c'est à peu près celle du méson ρ dont nous avons parlé naguère) et une quinzaine de minutes pour le neutron. Si même on inclut les noyaux, on atteint 10^9 ans pour l'uranium, et 10^{10} ans pour le thorium (à titre de comparaison, l'âge de l'Univers est estimé à une dizaine de milliards d'années, soit 10^{10} ans).

Me permettra-t-on de m'enthousiasmer et de m'émerveiller à constater que le seul changement, lorsque change l'objet instable, est la valeur de cet unique paramètre τ ! Et sa variation s'étale sur plus de *quarante ordres de grandeur* [12] (quarante puissances de dix) ! Peut-on rêver situation aussi extraordinaire, pour une loi scientifique ?...

SIGNIFICATION PHYSIQUE DE LA LOI

C'est la nature fondamentalement *probabiliste* de la mécanique quantique qui est à l'origine de ce prodige.

En effet, à quelque instant t que ce soit dans le courant du processus, il est *impossible de prédire lesquelles*, parmi les $N(t)$ particules encore intactes, *vont se désintégrer dans le futur immédiat* et lesquelles attendront plus tard : elles sont toutes *identiques* au sens de la mécanique quantique, et le demeurent donc au regard de ce processus particulier qu'est leur désintégration ; on peut seulement s'en référer à la *probabilité* qu'a *chacune* d'entre elles, à part soi, de se désintégrer à cet instant. C'est un peu comme si elles jouaient sans arrêt, indépendamment l'une de l'autre mais toutes à la fois, à ce jeu de hasard horrible et décadent qu'on nomme la « *roulette russe* » : on glisse une balle unique dans le barillet d'un revolver à six coups ; d'un geste vif de la paume, on fait tourner plusieurs fois le barillet, préalablement libéré ; on le bloque ensuite en position de tir, on dirige le canon du pistolet vers sa tempe et on appuie sur la gâchette. Une chance sur six de se tuer, cinq sur six de survivre. Voilà donc : c'est à un jeu de ce genre que se livrent continuellement les particules instables, obstinément, sans trêve ni rémission : se désintégrera, se désintégrera pas ? Chacune, sans qu'elle ait à se préoccuper des autres, est dotée d'une certaine probabilité de désintégration, la même pour toutes, évidemment.

En réalité, ce n'est pas une probabilité toute simple, toute candide. Le temps y est la variable primordiale : c'est une *probabilité par unité de temps* — nous la noterons provisoirement α — qui caractérise véritablement le processus.

Voici ce que cela signifie précisément. L'instant t — quelconque — ayant été atteint, un intervalle de temps dt petit par rapport à la durée de vie τ étant choisi, le nombre de particules qui se désintègrent entre les deux instants successifs t et t+dt reste lui-même petit devant $N(t)$. Dans ces conditions, la probabilité de désintégration — la vraie, celle du jeu de roulette — qui affecte chaque particule de l'ensemble $N(t)$ durant ce court intervalle de temps est égale au produit α dt. Un lecteur qui aurait quelque habitude de ce genre de problème — on l'enseigne en première année d'université — poserait aussitôt la question : la probabilité par unité de temps a dépend-elle du temps t ? Et le physicien de répondre aussitôt : « Impossible. Une telle variation violerait le principe d'*invariance par translation dans le temps* ! » Pour ce qui nous occupe ici, telle particule, dont nous voudrions suivre plus spécifiquement l'évolution, est accompagnée toute sa vie, avant que de se désintégrer, de la probabilité par unité de temps α — constante — pour qu'elle le fasse ; et cela, insistons-y, de façon totalement indépendante du sort de ses congénères, du nombre de celles qui ont déjà disparu, du nombre de celles qui ont comme elle survécu. C'est là une propriété mentionnée déjà à propos du jeu de pile ou face ; elle se retrouve tout naturellement dans le cas présent, parce que c'est la *mécanique quantique* qui gouverne ces désintégrations d'objets microscopiques : la probabilité α dt ne dépend évidemment pas de l'instant t où se situe l'intervalle dt, puisqu'elle a pour origine les caractéristiques intrinsèques de la particule, qui ne changent pas tant que celle-ci est présente.

Ce point de départ suffit — la probabilité par unité de temps α est indépendante du temps — pour démontrer aisément[13] la loi de désintégration radioactive. Plus exactement, on trouve le nombre $N(t)$ de particules qui ne se sont pas encore désintégrées au temps t :

$$N(t) = N_0 \exp(-\alpha t).$$

Cette expression est exactement de même forme que la précédente :

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau).$$

Par conséquent la durée de vie et la probabilité de désintégration α par unité de temps sont un seul et même paramètre, l'une étant simplement l'inverse de l'autre :

$$\alpha = \frac{1}{\tau}.$$

CHAPITRE V

LA BEAUTÉ DES CHOSES

C'était la beauté traversière et son quadrige de cavales
avec sa cape d'aquarium vert ses gemmes de nuit groseille
[...] c'était la beauté dans la sentine autrefois pavé vantail
[...] beauté sur moi d'oliviers soirs comme un sirocco dans la gorge
tombe la censure du soir comme un sac de buses de fonte
toute beauté du jour est dans un sarcophage avec ma honte
c'était la grande beauté brûlée son goût de miel orange et d'orge
la beauté rouge de rencontres [1].

ROUBAUD

Ces postulats, que nous avons tant peiné à énoncer et à comprendre — « à tenter de comprendre », entends-je dire ici ou là — au premier chapitre de cette quatrième partie, nous ne les avons pas encore commentés pour eux-mêmes. C'est leur nature fondamentalement probabiliste qui nous a occupé jusqu'ici, dans ses aspects généraux (chapitre III) puis dans une de ses applications physiques particulièrement saisissante et simple, et universelle aussi (la loi de la désintégration — chapitre IV).

Notre propos est ici plus général, en ce qu'il prend en compte l'ensemble des postulats et décrit certaines de leurs conséquences les plus marquantes.

Grandeurs physiques quantifiées

Dissipons tout d'abord un malentendu qui pourrait naître de l'assimilation lexicale que voici : « quantifier » un système, ou une théorie, signifie en premier lieu lui appliquer la mécanique quantique ; mais une grandeur « quantifiée » — elles le sont toutes dans la première acception — désigne plus spécifiquement une observable dont les valeurs propres forment un ensemble — un spectre — *discret*[2].

Ainsi, la composante S_z, suivant l'axe Oz, d'un spin 1/2 est une grandeur quantifiée, au sens restreint du terme : sa mesure ne peut donner que l'une des deux valeurs $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$; on n'obtient jamais un résultat qui se situerait entre les deux bornes de l'intervalle $(-\hbar/2, +\hbar/2)$ ou à l'extérieur. Ainsi, l'énergie d'un atome d'hydrogène, liant ensemble un proton et un électron, est quantifiée : l'observable associée à la grandeur physique « énergie » — nous l'appellerons bientôt « hamiltonien » — n'admet que des valeurs propres discrètes[3], c'est-à-dire séparées les unes des autres ; d'après le deuxième postulat, elles sont les seules à pouvoir apparaître comme résultat d'une mesure de l'énergie. La même situation — niveaux d'énergie discrets — vaut dans les autres atomes, comme dans l'oscillateur harmonique le plus simple.

Il serait pourtant erroné de penser que toutes les grandeurs sont quantifiées, dans l'acception étroite du mot. La position et l'impulsion d'une particule — disons leur composante suivant un axe — sont décrites par des observables quantiques dont *le spectre est continu* : elles peuvent prendre *a priori* n'importe quelle valeur (réelle).

C'est le *troisième postulat* qui régit tous les cas, depuis les observables à spectre continu (position, impulsion...) jusqu'aux observables à spectre discret (énergie des atomes, moment magnétique ou cinétique...). Evidemment, les règles de quantification sont à cet égard cruciales : ce sont elles qui décident quelle observable va décrire telle grandeur ; elles sont donc responsables au premier chef du caractère continu ou discret du spectre des valeurs propres. La quantification — au sens restreint, cette fois — de certaines grandeurs n'en est pas rendue pour autant plus intuitivement compréhensible ni même plausible. Mais — et c'est là l'essentiel — elle participe d'une construction théorique cohérente et exhaustive, expliquant et comprenant un corpus impressionnant de phénomènes naturels ou expérimentaux.

Relation d'incertitude

L'observable de position et l'observable d'impulsion d'une même particule ne commutent pas : les prenant pour simplifier le long de l'axe *Ox*, nous les noterons X et P_x et constaterons que leur produit dans l'ordre XP_x diffère de P_xX ; leur commutateur — que nous avons canonisé — s'écrit

$$XP_x - P_xX = i\hbar.$$

De cette égalité s'ensuit un théorème, dit « *relation d'incertitude de Heisenberg*[4] », qui se résume par l'inégalité

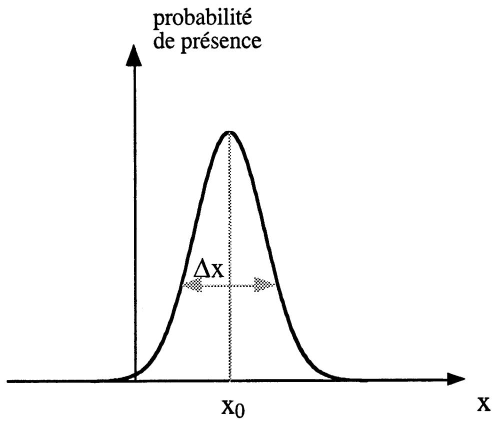
$$\Delta x \times \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2},$$

que nous allons maintenant expliciter.

La particule que nous voulons observer se trouve dans un état quantique caractérisé, comme toujours, par un ket. Il sera toutefois plus commode ici, s'agissant d'une particule unique (sans spin, pour simplifier), de remplacer le ket d'état par la *fonction d'onde* qu'on peut lui associer. Celle-ci, nous le savons, fournit — par son carré — la *probabilité de présence* de la particule le long de l'axe *Ox*. Cela implique en premier lieu que cette particule ne se trouve pas en un point défini et unique, mais qu'elle peut se manifester partout où sa fonction d'onde n'est pas nulle, c'est-à-dire sur toute une plage de l'axe *Ox*, centrée en x_0 (figure ci-après), et d'extension Δx (pour faciliter l'argument, nous l'imaginons délimitée par deux bornes abruptes, $x_0 - \Delta x/2$ et $x_0 + \Delta x/2$). La terminologie est traditionnellement la suivante : la position de la particule le long de l'axe *Ox* est donnée par x_0, mais avec une *incertitude* Δx. Bien entendu, suivant l'état de la particule — donc suivant la fonction d'onde qui la décrit —, cette incertitude est plus ou moins importante : elle peut être très étroite (particule bien localisée) ou très vaste (probabilité de présence très diluée).

La grandeur impulsion suit une règle analogue : elle vaut p_0, mais avec une *incertitude* Δp_x ; l'intervalle Δp_x où une mesure a toute chance de trouver l'impulsion de la particule peut, comme l'était Δx, être resserrée ou large.

On démontre pourtant l'inégalité reproduite ci-dessus (relation d'incertitude de Heisenberg) : le produit des deux incertitudes Δx et Δp_x ne peut pas être inférieur à $\hbar/2$. Il en ressort, entre autres conséquences, que les incertitudes Δx et Δp_x ne sauraient être, simultanément, aussi petites qu'on pourrait le vouloir : lorsque la



Allure de la probabilité de présence d'une particule quantique en fonction de sa position le long de l'axe Ox *: valeur moyenne* x_0, *écart quadratique moyen* Δx.

borne inférieure $\hbar/2$ de leur produit est atteinte — voir ci-dessous quelques ordres de grandeur —, diminuer Δx (particule mieux localisée) ne peut s'obtenir que par une augmentation de Δp_x (impulsion moins bien déterminée), et *vice versa*.

APPLICATION À UN OBJET MACROSCOPIQUE

Avançons jusqu'à des considérations numériques. Reprenons tout d'abord notre grain de poussière[5], tout petit objet néanmoins macroscopique. Imaginons que l'on sache mesurer sa position à un centième de micron près : pour un objet d'un micron de rayon, il y faut déjà de l'habileté et du doigté. L'incertitude Δp sur l'impulsion du granule est tenue de vérifier

$$\Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2\Delta x},$$

ce qui lui impose d'être supérieure à 10^{-26} MKSA[6,7]. Mais l'impulsion elle-même du grain de poussière (masse de 10^{-15} kg environ, vitesse aux alentours de 1 mm/s) vaut

$$p_0 = mv = 10^{-18} \text{ MKSA}.$$

Ce serait un exploit totalement inaccessible que de distinguer, pour un grain de poussière, une incertitude Δp_x inférieure à p_0 par un facteur 10^8 (cent millions !).

Quelle conclusion tirer de là, en généralisant à l'ensemble de la physique macroscopique ? Dans ce domaine classique, la position d'un corpuscule est mesurée avec une incertitude $\Delta_m x$ (« m » pour

« macroscopique »), et son impulsion avec une incertitude $\Delta_m p_x$. Ce sont ici des *incertitudes expérimentales*, liées aux appareils de mesure, tenant compte de leur sensibilité et de leurs imperfections. Il s'ensuit que les indéterminations $\Delta_m x$ et $\Delta_m p_x$ sont, chacune pour sa part, *énormément supérieures* aux incertitudes quantiques Δx et Δp_x qui leur correspondent et qui doivent vérifier l'inégalité de Heisenberg. En physique, on résume ces affirmations en écrivant

$$\Delta_m x >> \Delta x \text{ et } \Delta_m p_x >> \Delta p_x,$$

le symbole « >> » se lisant comme « est beaucoup plus grand que ». Il en résulte évidemment que le produit $\Delta_m x \times \Delta_m p_x$ satisfait

$$\Delta_m x \times \Delta_m p_x >> \Delta x \times \Delta p_x,$$

et qu'il reste donc *énormément supérieur* à $\hbar/2$: en physique macroscopique, la relation d'incertitude de Heisenberg est noyée dans les bas-fonds et ne joue donc aucun rôle ; c'est l'appareillage et l'habileté de l'expérimentateur seulement qui limitent la précision. Nous le dirons de façon un peu provocante : en physique classique, tout se passe comme si la constante de Planck était proprement *nulle*.

APPLICATION À UNE PARTICULE MICROSCOPIQUE

Appliquons en revanche la relation d'incertitude de Heisenberg à un électron atomique. Tenez ! Supposant le modèle de Bohr réaliste, nous prendrons cet électron sur l'une des orbites privilégiées qu'introduit le modèle. Le rayon r de l'orbite et la vitesse v qu'y développe le corpuscule sont supposés vérifier (« condition de quantification »)

$$mvr = n\hbar \text{ ; n = 1, 2,...}$$

On m'accordera que, pour qu'on puisse ainsi parler en termes de trajectoire classique, il serait indispensable que les incertitudes Δr sur le rayon r de l'orbite et Δp sur l'impulsion[8] $p = mv$ de l'électron — de quelque nature qu'elles soient — fussent inappréciables au regard de ces grandeurs elles-mêmes. Il faudrait donc, simultanément, que[9]

$$\Delta r << r \text{ et } \Delta p << p.$$

Le produit $\Delta r \times \Delta p$, quant à lui, devrait être très inférieur au produit $r \times p$:

$$\Delta r \times \Delta p << r \times p.$$

Mais comment $\Delta r \times \Delta p$ pourrait-il être *à la fois* très petit devant n$\hbar$ (valeur du produit $r \times p$ d'après la condition de quantification) et supérieur à $\hbar/2$ (relation d'incertitude de Heisenberg) ? Si par exemple n vaut un ou deux, le second membre $r \times p$ est égal à $\hbar$ ou $2\hbar$, ce qui mène à peine à deux ou quatre fois la borne inférieure

$\hbar/2$ de $\Delta r \times \Delta p$; il est clair que deux ou quatre (fois $\hbar/2$) n'est pas « beaucoup plus grand » que un (que $\hbar/2$).

On conclut de ce qui précède que *le modèle de Bohr n'est pas cohérent.* De façon plus générale, *la notion de trajectoire perd toute signification dans un atome.*

Une remarque, pourtant. Si le nombre quantique n est très grand devant un, le produit $\Delta r \times \Delta p$ peut être supérieur à $\hbar/2$ (Heisenberg) et néanmoins très petit devant $n\hbar$ (valeur du produit $r \times p$ dans le modèle de Bohr), puisque n est très grand devant un (et donc devant 1/2). Dans les années 1920 — les idées avaient considérablement évolué — Niels Bohr et ses feudataires invoquaient ce type de résultat à l'appui de ce qu'ils appelaient le « *principe de correspondance* » : « dans la limite des grands nombres quantiques, prophétisaient-ils, la nouvelle théorie rejoint la mécanique newtonienne ». L'entier n est le « nombre quantique » du modèle de Bohr.

Le problème des particules identiques

OBJETS IDENTIQUES EN MÉCANIQUE CLASSIQUE

Lorsque deux objets macroscopiques sont réputés identiques, comme le sont par exemple les deux boules blanches d'un billard, ils ne le sont jamais, en stricte vérité : un détail, qu'on n'avait pas d'abord perçu, permet toujours de les distinguer. Telle nuance dans l'ivoire de l'une des billes, telle veine légèrement plus foncée — sans influence aucune sur le comportement dans le jeu ni les propriétés des deux sphères semblables — permettront pourtant de les différencier. Si le besoin, au demeurant, s'en faisait sentir, on pourrait toucher l'une d'un pinceau rouge, l'autre d'un pinceau bleu, sans que le jeu lui-même en fût, d'aucune manière, affecté. Même deux (vrais) jumeaux, pour indiscernables qu'ils paraissent aux yeux des étrangers, sont distingués par leur mère ; celle-ci peut évidemment, pour épargner aux autres ce vertige éblouissant, ce désarroi des sens devant l'identité quasi parfaite de deux êtres autonomes, introduire systématiquement entre eux un signe vestimentaire sur quoi appuyer la différenciation : Pierre portera une chemise rouge, Paul une bleue.

Mais, en vérité, point n'est besoin en *mécanique classique,* sur le plan des principes, de signe concrètement distinctif sur des objets ou des corpuscules identiques : dans notre exemple du jeu de billard, on sait à chaque instant où se trouve la boule blanche assignée à tel des deux adversaires ; il suffit de suivre des yeux leur ballet tout au long de leur trajectoire zigzagante, par-delà les chocs, les carambolages et les bandes qui perturbent leur mouvement mais pas leur ordonnance.

PARTICULES IDENTIQUES EN MÉCANIQUE QUANTIQUE

Il en va tout autrement pour *les particules microscopiques* que la *mécanique quantique* a pour ambition de décrire. Si un système comporte deux électrons, par exemple, ou bien deux protons, échanger l'un et l'autre laisse le système parfaitement indifférent : les deux électrons — ou les deux protons — sont parfaitement identiques. Et irrémédiablement : il est exclu — et pour cause — de les peindre de couleurs vives et différentes ; quoi qu'on puisse faire ou imaginer, ils restent rigoureusement, imperturbablement identiques. On peut pourtant les enfermer, l'un et l'autre, dans deux boîtes distinctes, l'une à Paris et l'autre à Londres : à partir de là, on pourra à bon escient se référer à « l'électron français » et « l'électron anglais », qui pourront devenir « italien » et « allemand » si les boîtes se transportent d'un lieu à l'autre.

Mais au niveau théorique fondamental, nous le savons, la notion de trajectoire est effacée de la mécanique quantique [10] : l'un des deux électrons — ou protons — a seulement telle probabilité de présence en tel endroit (à un instant déterminé) ; il n'est pas astreint à se déplacer le long d'une courbe (droite, ou cercle, que sais-je ?), qu'il suffirait de parcourir des yeux pour le localiser et par suite le reconnaître immanquablement vis-à-vis de son partenaire.

Dans le cas des deux boîtes, on a pris les précautions — physiques — nécessaires pour qu'aucun des deux ne puisse s'échapper de sa prison : s'ils le faisaient, rien ne les empêcherait plus en principe de se rejoindre et de mystifier « l'observateur » : où est l'électron parisien, où est le londonien ? Car ils parlent exactement le même langage, sans qu'on puisse déceler la moindre différence d'accent !

On voit mal sans doute un électron traverser la Manche pour rejoindre son *alter ego*. Mais c'est que des bataillons, des régiments, des myriades d'électrons peuplent l'une et l'autre capitales et imprègnent les voyageurs qui vont et viennent entre elles. Aussitôt après sa sortie de la boîte, qui définissait sa spécificité et son état civil, pourrait-on dire, le prisonnier évadé se fond irrémédiablement dans la multitude de ses semblables, fantassin anonyme et méconnaissable de cette immense armée [11], dont il porte partout l'uniforme couleur horizon et le masque réglementaire. Impossible de savoir lequel de ces items généraux (GI, en américain), d'individualiser quel grain de sable de ce Sahara sans bornes ira retrouver, dans l'autre mégapole, l'électron captif lorsqu'on le libérera.

De façon générale et systématique, deux électrons qui coexistent dans le même appareillage, ou le même atome, sont *rigoureusement indiscernables*. L'un d'eux a une certaine probabilité de présence dans tel domaine de l'espace, à un instant donné ; ce domaine est parfois disjoint de celui où l'autre électron peut être trouvé. Dans ce cas, même si aucune paroi infranchissable ne les sépare, on pourra distinguer l'électron qui est ici de l'électron qui est là, comme on faisait le parisien du londonien. Lorsque — c'est la règle s'ils viennent à se rapprocher — leurs probabilités de présence se chevauchent, au moins en partie, quand elles sont toutes deux appréciables dans une même région, au même instant, alors disparaît irréparablement, sans retour, la distinction extérieure — Paris et Londres, ici et là — qu'on cherchait à établir entre les deux particules. On perd leur trace, au sens premier du terme, leurs pistes sont brouillées : si l'on en détecte une dans leur territoire commun, ou si elle débouche soudain d'un côté, il est *impossible*, totalement *irréalisable*, quelque prix qu'on y mette, de savoir si elle est de souche française ou britannique, si elle vient d'ici ou de là.

CORRÉLATION « SPIN-STATISTIQUE »

En mécanique newtonienne — outre la possibilité de distinguer même des bessons —, on traite les particules identiques comme si elles étaient différentes, mais que leurs caractéristiques fussent par hasard les mêmes (même taille, même masse, même charge, etc.) : on les numérote, (1), (2)..., et cela suffit à les reconnaître, comme par des marques indélébiles, jusqu'à la fin des temps, puisqu'on peut toujours suivre chacune d'elles le long de sa trajectoire.

Le problème est autrement ardu en mécanique quantique, car on y traite des particules véritablement identiques et qui ne suivent pas des trajectoires reconnaissables. C'est pourquoi les systèmes de particules identiques sont ici régis par un postulat spécifique, dit « postulat de symétrisation », inattendu mais élégant. Nous savons qu'il partage les particules microscopiques en deux classes — et seulement deux — qui expriment de façon radicalement différente l'essence de l'identité : d'un côté les *fermions*, de l'autre les *bosons*. Or se manifesta d'emblée, puis se confirma au fil des jours et s'imposa enfin, sans exception et sans faille, une corrélation surprenante entre l'appartenance d'une particule à l'une ou l'autre classe — boson ou fermion — et la valeur de son *spin*.

Qu'est-ce que le spin ? Les particules microscopiques, sauf exceptions, tournent sur elles-mêmes, tournoiement pour lequel l'anglais utilise le verbe « *to spin* ». Or à tout mouvement de rotation la mécanique, newtonienne pour commencer, associe une grandeur que l'on nomme « moment cinétique ». Les particules — sauf exceptions — sont donc douées, en relation avec ce comportement de toupie, d'un moment cinétique que l'on qualifie d' « intrinsèque » (pour des raisons évidentes), et que l'on appelle couramment, dans toutes les langues du monde, leur « spin ». Mais — la Nature a parfois de ces subtilités ! — aucune des particules les plus fondamentales — on dit parfois « élémentaires » —, telles que l'électron et le photon, ne virevolte vraiment sur soi, et la plupart pourtant possèdent un spin. C'est qu'il s'agit là d'une grandeur — un moment cinétique — *purement quantique*, qui n'a pas sa contrepartie en mécanique classique. D'ailleurs, les spins se mesurent à l'aune de la constante de Planck divisée par 2π, $\hbar$. Or la constante fondamentale $\hbar$, caractéristique du domaine quantique, est ignorée — inappréciable comme numériquement trop faible — par la mécanique classique. Ainsi, le spin de l'électron est un demi parce que sa projection sur un axe vaut $+\hbar/2$ ou $-\hbar/2$, celui du photon est un pour une raison analogue, ceux du proton et du neutron à nouveau un demi, etc. La mécanique quantique prédit, en développant une théorie générale du moment cinétique, que seules certaines valeurs, bien particulières, peuvent être réalisées dans la Nature : le moment cinétique, et en particulier le spin, est une *grandeur quantifiée* ; le spin d'un objet ne peut être égal qu'à un nombre entier (0, 1, 2...) ou un nombre demi-entier (1/2, 3/2, 5/2, ...) multipliant la constante quantique $\hbar$.

Revenons, après cette mise au point sur le spin, au postulat de symétrisation. Comment savoir quelles particules sont des fermions, et lesquelles des bosons ? Il suffit de connaître leur spin : les particules de *spin entier ou nul* (0, 1, 2...) se comportent toujours comme des *bosons*, et inversement tous les bosons ont spin entier ou nul ; les particules de *spin demi-entier* (1/2, 3/2...) se comportent toujours comme des *fermions*, et tous les fermions ont spin demi-entier. Il est remarquable que cette correspondance, entre valeur du spin d'une part et appartenance d'autre part à l'une des deux catégories qu'institue le postulat de symétrisation, peut se démontrer théoriquement [12]. Il est non moins remarquable que cette règle un peu magique, somme toute — fermion si spin demi-entier, boson si spin entier — ne souffre aucune exception sur le plan expérimental.

Fermions et bosons se comportent de façon foncièrement dissemblable, les différences étant particulièrement marquées à basse température. Le postulat de symétrisation est responsable, dans ce domaine, de phénomènes curieux, extrêmement variés et souvent surprenants : conduction électrique et calorifique des métaux, étoiles à neutrons et naines blanches, superfluidité et supraconductivité de certains matériaux... Ces questions sont abordées, en quelque détail, dans un ouvrage antérieur[13], et ne seront donc pas reprises ici.

Nous nous contenterons de retenir la principale conséquence du postulat de symétrisation appliqué aux *fermions* ; elle porte le nom de « *principe d'exclusion de Pauli* ». Examinons un système de N fermions identiques, et supposons que son état soit spécifié par la donnée de N états individuels, un pour chaque particule. Alors l'antisymétrie du ket physique décrivant le système dans son ensemble exige — sous peine de nullité — que les N états individuels soient tous différents les uns des autres ; cette même condition peut être exprimée sous forme lapidaire : deux fermions identiques ne peuvent pas occuper le même état individuel. Comme nous nous intéresserons dans la suite, essentiellement, au cortège *électronique* des atomes, le principe d'exclusion suffira à nous guider.

L'oscillateur harmonique

EXEMPLES PHYSIQUES

Une molécule est constituée d'un ou plusieurs atomes. Choisissons-la *diatomique* : la molécule d'hydrogène H_2, ou celle d'oxygène O_2, ou encore celle d'acide chlorhydrique HCl, celle d'oxyde de carbone CO, etc.[14]. Les deux atomes y sont liés l'un à l'autre, c'est-à-dire que leur disjonction requiert de l'énergie (dite « de dissociation »). Mais telle n'est pas notre intention. Cependant la molécule liée n'est pas je ne sais quel bloc compact et inerte, traînant sans énergie au fond du récipient. Tout au contraire : une molécule d'oxygène O_2 se déplace, dans l'air ambiant que nous respirons, à des vitesses de l'ordre de cinq cents mètres par seconde. Au cours de cette course folle (cinq cents mètres par seconde équivaut à mille huit cents kilomètres par heure), elle choque de temps à autre contre une de ses congénères, ou une molécule d'azote N_2, ou l'un des murs de la salle ; ces collisions changent la direction de son mouvement d'ensemble, la font tournoyer sur elle-même, et — c'est là que nous voulions en venir — la font vibrer : les deux atomes qui la composent voient leur distance relative diminuer puis augmenter, alternativement. Ce mouvement oscillatoire d'un des atomes par rapport à l'autre est celui d'un *oscillateur harmonique :* tout se passe, à une certaine approximation, comme si les deux noyaux étaient accrochés aux extrémités d'un ressort hélicoïdal qui s'allonge et se comprime régulièrement.

La physique, quantique comme classique, regorge d'oscillateurs harmoniques. Un autre exemple en est fourni par la structure d'un *solide cristallin*. Citons le sel de cuisine (chlorure de sodium Cl Na), ou bien un métal quelconque (le fer, le cuivre...) ou bien les boules d'antimites (naphtaline), ou encore la neige... Un *cristal*[15] est construit comme suit : un motif élémentaire (molécule pour la naphtaline, ions Cl^- et Na^+ pour le sel, ions positifs pour les métaux) se multiplie et se répartit dans l'espace de façon spécifique et régulière aux sommets — on dit aussi aux « nœuds » — d'un « réseau » qui répète inlassablement la même figure, comme d'un papier mural qui aurait envahi l'intérieur de la pièce en y reproduisant son uniformité impeccable et immuable. Motif et réseau changent suivant la nature du corps ; mais un corps donné cristallise selon un mode spécifique[16].

Dans un cristal, les motifs élémentaires se comportent un peu comme le faisaient les atomes d'une molécule : ils ne sont pas fixés de manière rigide aux nœuds du réseau ; ils oscillent autour de la position qui leur est assignée. Encore des oscillateurs harmoniques !

THÉORIE QUANTIQUE DE L'OSCILLATEUR HARMONIQUE

Un oscillateur harmonique, quelles qu'en soient la provenance et la nature, obéit à des lois connues et répertoriées, tant en mécanique quantique qu'en mécanique newtonienne, d'ailleurs. Un oscillateur harmonique est caractérisé par deux paramètres physiques : la masse de l'objet qui vibre et sa *fréquence propre*, que nous noterons ω et qui caractérise la rapidité des oscillations. Dans le formalisme classique de Newton, l'énergie mécanique E de l'oscillateur prend la forme simple

$$E = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}m\omega^2x^2$$

x et v sont la position et la vitesse du corps de masse m — il est ici assujetti à se déplacer le long de Ox —, et l'on voit apparaître les deux paramètres qui ont été signalés.

Pour « quantifier le système », comme on dit, il faut commencer par remplacer la vitesse du mobile par son impulsion p, s'exprimant simplement comme

$$p = mv\,;$$

la formule donnant l'énergie E en est légèrement modifiée :

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2x^2.$$

Le plus important, dans cette opération de quantification, est que les variables x et p deviennent des *opérateurs* X et P — des *obser-*

vables — qui ne commutent pas. L'*hamiltonien*, observable associée à l'énergie du système, s'écrit donc

$$H = \frac{P^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega^2 X^2.$$

Grâce à une gymnastique intellectuelle rigoureuse mais facile, on résout l'équation aux valeurs propres de cet hamiltonien. Les énergies correspondantes (valeurs propres de H) sont *quantifiées* :

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\, \hbar\omega \; ; \; n = 0, 1, 2... \; ;$$

à chacune de ces valeurs propres est associé un vecteur propre unique $|\varphi_n\rangle$:

$$H|\varphi_n\rangle = (n + \frac{1}{2})\, \hbar\omega |\varphi_n\rangle.$$

Apparaît aussitôt un premier effet quantique curieux. L'énergie E classique a pour valeur minimale $E = 0$, obtenue dans les circonstances où l'objet est immobile ($v = 0$ ou $p = 0$) à l'origine des coordonnées ($x = 0$). Or le niveau fondamental quantique — c'est ainsi qu'on appelle la valeur la plus basse de l'énergie — se situe au-dessus de zéro : pour $n = 0$,

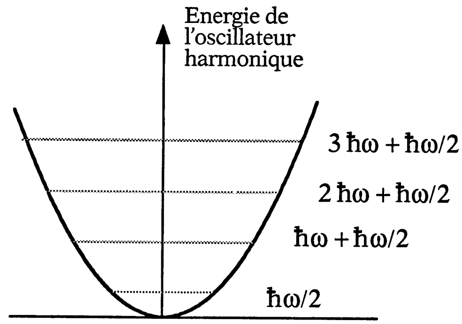
$$E_0 = \frac{1}{2}\, \hbar\omega.$$

Il est clair que c'est là un effet de la non-commutativité de X et P, ce que l'on peut comprendre semi-quantitativement comme suit. Si l'on souhaite fixer le mobile à l'origine des coordonnées ($x = 0$), on sera amené à réduire autant que possible l'incertitude ΔX sur la variable de position ; la relation de Heisenberg — conséquence directe de la valeur du commutateur de X et P — exige alors que l'incertitude ΔP sur l'impulsion augmente d'autant, ce qui empêche p de rester elle aussi au voisinage de zéro. En d'autres mots, si l'on cherche à diminuer la valeur d'un des deux termes de l'hamiltonien, l'autre en est nécessairement augmenté. Le niveau fondamental E_0 résulte d'un compromis qui se négocie sous la houlette de la relation d'incertitude de Heisenberg : aucun des deux termes n'y est nul, mais chacun d'eux accepte de transiger, pour aboutir à la situation idéale où le produit des deux incertitudes atteint la valeur minimale qui lui est permise :

$$\Delta X_0 \times \Delta P_0 = \frac{\hbar}{2}$$

(niveau fondamental de l'oscillateur harmonique).

Encore une propriété remarquable du spectre de l'oscillateur harmonique, propriété qui lui est spécifique : les niveaux sont équi-



Niveaux d'énergie d'un oscillateur harmonique quantique.

distants ; deux énergies voisines diffèrent toujours du « *quantum* » (voir figure jointe). Ce terme de « quantum », nous le savons, fut introduit en 1900 par Max Planck. Nous avons, pour le reprendre ici, deux raisons complémentaires. D'une part, au plan qualitatif, pourrait-on dire, empiler ainsi les uns sur les autres des incréments énergétiques égaux entre eux correspond bien à ce qu'avait rêvé initialement Planck. D'autre part, lorsqu'on analyse les ondes électromagnétiques qui peuvent exister dans une enceinte fermée (corps noir), on montre en premier lieu qu'elles sont nécessairement superpositions des « *modes propres* » de la cavité (un mode propre vibre à une fréquence ω bien déterminée tout en vérifiant les conditions qu'imposent les murs délimitant l'enceinte). On s'aperçoit alors qu'il est possible d'associer, au mode propre de fréquence ω, un oscillateur harmonique de même fréquence. Comment expliquer cela ? *Aucun ressort*, même microscopique, dans le corps noir ! Mais *l'équation* qui régit un mode propre *est la même que celle d'un oscillateur harmonique*. Or à mêmes équations mêmes solutions. Libre à chacun de penser que cet oscillateur harmonique existe — puisque en voilà l'équation — ou qu'il est fictif — puisque aucune masse n'est effectivement présente (ce sont seulement des variables électromagnétiques). Le résultat est le même dans l'un et l'autre choix : l'énergie du mode propre de fréquence ω est multiple du quantum $\hbar\omega$ — si l'on peut « oublier » le terme fondamental $\hbar\omega/2$[17] — et la boucle est bouclée autour de l'hypothèse de Planck.

Structure des atomes

Le noyau d'un atome porte pratiquement toute sa masse : l'électron est environ mille huit cent quarante fois plus léger qu'un proton ou un neutron (particules constitutives du noyau). Nous nous en tiendrons donc à l'approximation, simple et excellente, où le noyau est immobile à l'origine des coordonnées ; c'est le mouvement seul des électrons que nous allons étudier.

Un atome possède, à l'état neutre, Z électrons. Ce nombre Z, que l'on nomme « *numéro atomique* », est aussi celui des protons dans le noyau — ce qui assure la neutralité électrique globale de l'édifice.

L'ATOME D'HYDROGÈNE

Commençons — c'est toujours ainsi que commence l'histoire — par l'atome le plus simple, celui dont le numéro atomique est égal à un ; il comporte donc un électron unique : c'est l'atome d'hydrogène. Nous avons déjà présenté, à son sujet, le modèle de Bohr. Ce n'était alors, véritablement, qu'un modèle : il posait une « condition de quantification » *ad hoc*, qui ne découlait d'aucun postulat tant soit peu général, et dont la seule justification était son efficacité technique, pour ce problème particulier. Nous disposons maintenant d'une authentique théorie — la mécanique quantique —, générale et bien structurée, fondée sur un jeu de postulats clairement identifiés, exposés et délimités dans un cadre mathématique précis, où les concepts physiques peuvent s'épanouir pleinement et s'entrecroiser harmonieusement. L'hamiltonien de l'atome d'hydrogène — plus exactement l'hamiltonien d'un électron dans le champ d'un proton — s'obtient, comme pour l'oscillateur harmonique, à partir de l'énergie classique du système, somme de l'énergie cinétique $p^2/2m$ de l'électron — m est sa masse — et de l'énergie potentielle d'interaction entre les deux particules (électron et proton). Cette interaction est d'ordre électrostatique ; le terme correspondant peut être écrit

$$-e^2/r$$

(e caractérise la charge du proton, $-e$ celle de l'électron ; r représente la distance entre les deux particules, c'est-à-dire la distance de l'électron à l'origine des coordonnées). En définitive, l'énergie mécanique E de l'électron au voisinage du proton a pour expression

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r}.$$

Et de reprendre les bonnes vieilles règles de quantification comme ci-dessus[18], et de chercher les valeurs propres de l'hamiltonien et les vecteurs propres associés. Il y faut une certaine capacité de calcul algébrique et une certaine souplesse de raisonnement. Je me contenterai de donner ici les résultats.

Voici donc. Le spectre de l'atome d'hydrogène est *quantifié*. L'énergie la plus basse qu'il puisse atteindre (« niveau fondamental ») est traditionnellement écrite

$$-E_{\mathrm{I}} \text{ (niveau fondamental)}$$

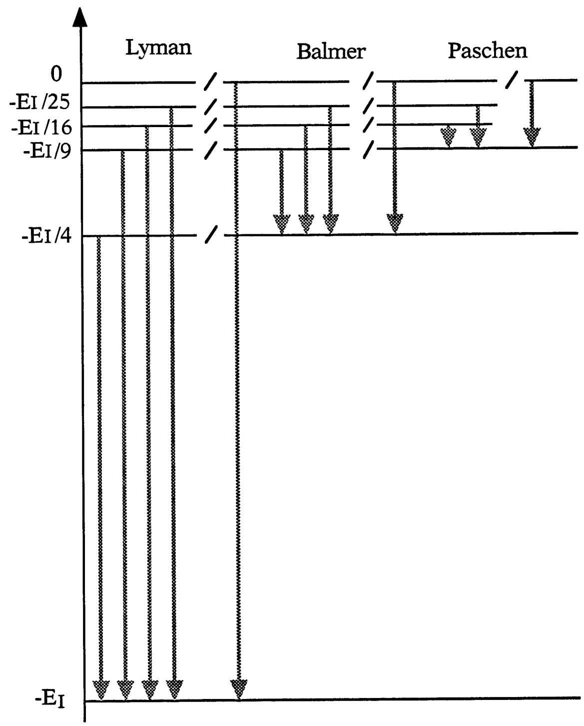
— pour des raisons de convention et de commodité, toutes les énergies des états liés de l'atome d'hydrogène sont choisies négatives, sans que cela pose aucun problème physique ni métaphysique à quiconque. L'énergie E_{I}, positive donc puisque $-E_{\mathrm{I}}$ est négative, a pour nom *« énergie d'ionisation »* de l'atome d'hydrogène : elle mesure la quantité minimale d'énergie qu'il faut fournir pour arracher l'électron à son niveau fondamental et l'écarter définitivement du proton. L'ensemble des énergies de l'atome d'hydrogène est très simple à énumérer : $-E_{\mathrm{I}}$; $-E_{\mathrm{I}}/4$; $-E_{\mathrm{I}}/9$; ... ; $-E_{\mathrm{I}}/n^2$; ... où n est un entier positif quelconque.

Sont figurés ci-après, schématiquement, les niveaux[19] les uns par rapport aux autres. On note qu'ils se resserrent rapidement pour s'accumuler au voisinage de zéro — tout en restant négatifs. La règle de combinaison de Ritz donne — on s'en souvient —, à partir du schéma des niveaux d'énergie, les fréquences des raies lumineuses que peut émettre l'atome ou qu'il peut absorber. Les flèches, sur la figure, indiquent les transitions que peut ainsi subir un atome d'hydrogène excité — électriquement, le plus souvent — lorsqu'il retombe, en cascade, à son niveau fondamental : on observe, de la sorte, des séries de raies portant les noms des physiciens qui les ont découvertes par spectroscopie : série de Balmer, série de Lyman, série de Paschen...

Pour résumer, les niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène suivent la formule très simple

$$E_{\mathrm{n}} = -\frac{E_{\mathrm{I}}}{n^2}, \quad n \text{ entier positif.}$$

Signalons — puisque nous le rencontrons pour la première fois — le phénomène de *« dégénérescence »* : à une énergie donnée sont associés *plusieurs états propres distincts* ; on montre que le degré de dégénérescence du niveau E_{n} — nombre d'états propres qui lui sont adjoints — est égal à $2n^2$ (deux pour le fondamental, huit pour le premier niveau excité, dix-huit pour le second, etc.).



Raies optiques de l'atome d'hydrogène : séries de Lyman (dans l'ultraviolet), de Balmer (dans le domaine visible) et de Paschen (dans l'infrarouge).

ATOMES À PLUSIEURS ÉLECTRONS : CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES[20]

Les atomes de numéro atomique supérieur à un sont tout à la fois beaucoup plus difficiles à traiter mais encore plus intéressants par la richesse que dévoile leur étude : on peut dire que toute la chimie prend là ses racines.

Dans un atome à Z électrons, l'hamiltonien devient redoutable. Il comporte en premier lieu les Z termes d'énergie cinétique correspondant aux électrons ; chacun de ces termes a pour forme $p_i^2/2m$: la masse m reste évidemment la même pour tous les électrons — identiques — mais chacun d'eux possède une impulsion particulière : p_1, p_2, ..., p_i, ..., p_z.

A l'énergie potentielle, maintenant ! Un électron spécifié — affectons-lui encore l'indice *(i)* — est tout d'abord plongé dans le champ de forces du noyau : celui-ci, contenant Z protons pour compenser les charges des Z électrons, a pour charge électrique Ze ; il faut donc écrire Z contributions — une par électron — de la forme

$$-\frac{Ze^2}{r_i}$$

(r_i est la distance de l'électron (i) au noyau, c'est-à-dire à l'origine des coordonnées). Mais ce n'est pas fini ! Chaque électron interagit avec les (Z–1) autres, qui ont même charge que lui — y compris le signe, évidemment ! Il s'agit donc de forces répulsives, décrites par des termes positifs dans l'hamiltonien ; l'interaction entre les électrons (i) et (j) donne lieu à l'énergie potentielle

$$+\frac{e^2}{r_{ij}}$$

(r_{ij} note la distance entre ces deux électrons). Si l'on y réfléchit avec quelque attention, on trouvera que ces termes sont au nombre de $Z(Z-1)/2$ (nombre de façons différentes d'apparier Z électrons).

L'hamiltonien du système des Z électrons évoluant de conserve à l'entour du noyau — toujours traité comme fixe à l'origine des coordonnées — comporte donc trop de termes différents pour qu'on puisse nourrir l'espoir de trouver de façon exacte ses valeurs et vecteurs propres. On a recours alors à des approximations. Voici la plus ancienne, la plus courante et la mieux fondée sur des arguments physiques simples.

Fixons notre attention sur l'un des Z électrons, particulier mais choisi au hasard. Il est soumis à l'attraction du noyau, ainsi qu'à la répulsion des (Z–1) autres électrons. Mais ceux-ci, quantiques, ne se comportent pas comme des billes individualisées et localisées de façon abrupte ; du fait de la mécanique quantique elle-même, leur probabilité de présence est étalée tout autour du noyau. En première approximation, donc, l'électron que nous avons signalé est soumis à une action globale comprenant l'attraction ponctuelle du noyau et une répulsion diffuse de la part du nuage — c'est un terme qu'on emploie volontiers[21] — formé par les autres électrons, essentiellement délocalisés. Voilà le problème simplifié auquel nous allons nous attaquer : « approximation à un électron », ou « du champ central ». Les Z électrons y sont considérés comme *indépendants* (ils sont supposés ne pas interagir les uns avec les autres), mais chacun d'eux est plongé dans un « champ central » auquel contribuent, outre le noyau, les (Z–1) autres électrons qui lui font écran.

Mais les choses ne sont pas si simples : comment connaître la distribution de charge qu'établissent les (Z–1) électrons considérés en bloc ? Chacun d'eux[22] est décrit par une fonction d'onde, laquelle permet de calculer la probabilité de présence de cet électron dans l'espace ; multipliée ensuite par la charge de l'électron, la probabilité de présence devient distribution de charge. On se trouve donc confronté à un de ces problèmes que les Anglo-Saxons qualifient de « *self-consistent* », qu'on pourrait traduire en français par « autocohérent » : partant, pour les (Z–1) électrons traités en bloc, d'une distribution de charge qui me paraît raisonnable, je calcule les valeurs propres (énergies) et les fonctions propres du Zième électron ; je place ensuite les Z électrons sur les Z premiers états propres (voir plus loin), et je m'aperçois alors — sauf divination improbable — que la distribution de charge que dessinent les (Z–1) premières fonctions d'onde ainsi calculées puis choisies ne coïncide pas avec celle dont j'étais parti. Qu'à cela ne tienne ! Je recommence la procédure, en prenant cette fois comme point de départ la répartition de charge électrique négative que m'a suggérée la tournée précédente, à travers les fonctions d'onde qu'elle a produites. Je détermine à nouveau les fonctions d'onde qui sont offertes, dans le nouveau potentiel (noyau « écranté » par l'ensemble des (Z–1) autres électrons), à l'électron privilégié ; ce sont les fonctions propres de l'hamiltonien modifié au terme du premier périple. Je place, sur les (Z–1) premières, les (Z–1) électrons qui sont traités globalement ; cela donne un troisième potentiel d'écran. Et ainsi de suite.

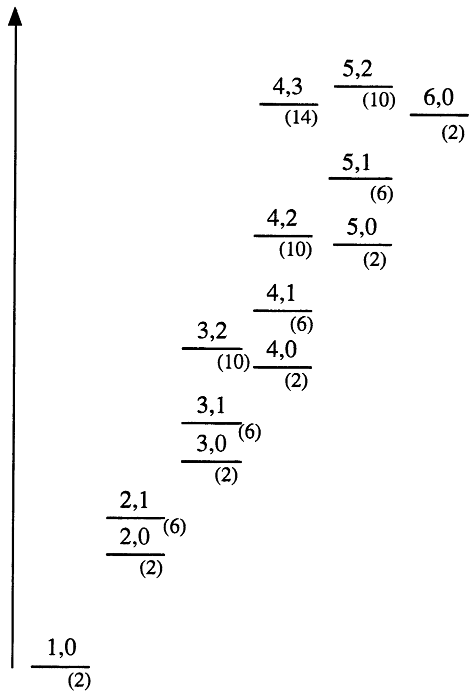
La pratique enseigne que « le processus converge », comme on dit. Il le fait d'autant plus vite, c'est-à-dire en un nombre de boucles d'autant plus faible, qu'on a mieux agencé la distribution initiale sur quoi s'est appuyé ce calcul hélicoïdal, en quelque sorte. On parvient ainsi à une situation « autocohérente » : le jeu de fonctions d'onde qui fournit la répartition de charge électrique écrantant celle du noyau se retrouve comme ensemble des solutions de l'équation aux valeurs propres de l'hamiltonien comportant précisément ce potentiel d'écran. La boucle est bouclée, le serpent se mord la queue, l'alpha et l'oméga se rejoignent.

NIVEAUX D'ÉNERGIE INDIVIDUELS DES ÉLECTRONS

Le résultat, une fois stabilisé cet aller-retour technique, peut être décrit, de façon assez simple, comme suit.

Les niveaux d'énergie individuels — qui se rapportent à un seul électron considéré comme indépendant des autres mais tiennent compte de façon autocohérente de ses (Z–1) congénères — sont repérés par *deux nombres entiers*. Le « *nombre quantique principal* » n prend toutes les valeurs entières strictement positives (n = 1, 2, 3,...). Mais il faut compléter la donnée de n par celle du « *nombre quantique azimutal*[23] » ℓ : celui-ci doit être entier, mais il peut être nul ; il est limité supérieurement à (n–1) pour chaque valeur de n. Voici ce que donnent ces règles pour les niveaux d'énergie individuels[24] les plus bas :

$n = 1$, $\ell = 0$;
$n = 2$, $\ell = 0$ ou 1 ;
$n = 3$, $\ell = 0$, 1 ou 2 ; etc.



Niveaux d'énergie individuels des électrons dans un atome : les nombres quantiques principal et azimutal sont notés sur chaque niveau, ainsi que son degré de dégénérescence (entre parenthèses).

Une règle simple se dégage aussitôt des résultats : plus est petite la valeur du nombre quantique n, plus basse est l'énergie correspondante : parmi les niveaux que nous venons de citer, le fondamental (énergie la plus faible) est $\{n = 1, \ell = 0\}$; lui succède (« premier niveau excité ») $\{n = 2, \ell = 0\}$; le niveau $\{n = 3, \ell = 0\}$ est encore au-dessus, etc. Mais, pour une valeur donnée de n, $\ell = 0$ correspond à l'énergie la plus basse, puis $\ell = 1$, etc. La figure que voilà place ces niveaux les uns par rapport aux autres. On y constate un *chevauchement* entre valeurs différentes de n : s'il est vrai que, pour un ℓ fixé, les énergies croissent avec n — nous avons pris ci-dessus l'exemple de $\ell = 0$ —, s'il est vrai que pour un n fixé, les énergies croissent avec ℓ, il n'en reste pas moins que l'énergie $\{n = 4, \ell = 0\}$vient avant $\{n = 3, \ell = 2\}$ dans un classement par valeurs croissantes.

Il manque encore un renseignement capital. Tous les niveaux d'énergie que nous avons cités, explicitement ou implicitement, sont *dégénérés* : à chaque valeur de l'énergie sont associés *plusieurs* *états distincts*. Leur nombre, que l'on nomme « degré de dégénérescence », est indiqué sur la figure, pour chaque niveau, au-dessous du tiret qui le représente.

La règle qui donne ce degré de dégénérescence est simple. En premier lieu, un électron peut occuper l'un ou l'autre des deux états de spin possibles ; comme l'hamiltonien que nous avons décrit est indépendant du spin, ces deux états ont nécessairement même énergie. Quelque chose d'analogue se produit pour le nombre azimutal ℓ : il caractérise la valeur du moment cinétique de l'électron dans son mouvement autour du noyau. Or la projection de ce moment cinétique — dit « orbital » — sur l'axe Oz est quantifiée : elle peut prendre $(2\ell + 1)$ valeurs distinctes ; à chacune d'elles est associé un état spécifique — plutôt *deux*, puisqu'il faut compter la dégénérescence de spin —, auquel est attribué un « *nombre quantique magnétique* » m_ℓ ; en l'absence de champ magnétique — précisément ! —, l'hamiltonien ne fait pas intervenir la composante m_ℓ du moment cinétique le long d'un axe particulier. En définitive, le degré de dégénérescence d'un niveau d'énergie $\{n, \ell\}$ — c'est-à-dire le nombre d'états indépendants qui ont cette énergie — vaut

$$2 \times (2\ell + 1)$$

(le facteur global 2 venant du spin).

CONSTRUCTION DE LA CLASSIFICATION PÉRIODIQUE DES ÉLÉMENTS

Nous nous apprêtons, munis de ces connaissances, à classer les atomes dans ce qu'on appelle depuis 1869 la *classification de Mendeleïev*, fondement de la chimie moderne. C'est donc sur des arguments *physiques*, découlant de la mécanique quantique, que s'édifie en dernier ressort la chimie et sa classification périodique des éléments.

Aux considérations énergétiques que développe la section précédente il nous faut joindre le sésame du *principe de Pauli*, conséquence du postulat de symétrisation : les électrons, identiques, sont des fermions ; il est donc exclu que deux d'entre eux occupent le même état individuel.

Reprenons la figure précédente et construisons pierre à pierre — électron à électron — l'édifice d'un atome de numéro atomique Z. Ce nombre est tout à la fois celui des électrons entourant le noyau, et celui des protons que contient ce dernier. Il est aussi — miracle inouï ! — le rang, le numéro de cet atome dans la classification établie par Mendeleïev, bien avant la découverte de l'électron et du proton, sur des arguments purement chimiques de similitudes et d'affinités. Voici plus précisément : aux températures et pressions usuelles, tous les atomes se trouvent dans leur niveau fondamental, c'est-à-dire celui qui correspond à l'énergie totale la plus basse. Il nous faut donc caser les Z électrons de l'atome dans les états individuels de plus faible énergie, mais en tenant compte du principe de Pauli.

Prouvant le mouvement en marchant, attelons-nous concrètement à la tâche, en nous aidant à chaque nouveau pas, comme d'une canne, de la figure ci-dessus (Y sont seulement notés, pour chaque niveau, les deux entiers n et ℓ, dans cet ordre, et entre parenthèses le nombre des états associés à ce niveau).

$Z = 1$: *hydrogène* ; l'électron unique minimise l'énergie en occupant le niveau individuel $\{n = 1, \ell = 0\}$, le plus bas de tous.

$Z = 2$: le deuxième élément de la classification est un « gaz rare » qui a nom *hélium* ; ses deux électrons se placent sur les deux états dégénérés associés à $\{n = 1, \ell = 0\}$. La première ligne du tableau de Mendeleïev la plus courte comporte seulement deux éléments et correspond à la « *couche* » — selon l'expression consacrée — $n = 1$ (avec une seule valeur du nombre azimutal : $\ell = 0$).

$Z = 3$, qui commence la deuxième ligne du tableau et la couche $n = 2$, correspond au *lithium* (métal alcalin comme le sodium que nous rencontrerons bientôt). Les deux premiers électrons occupant la couche $n = 1$, le troisième est forcé par le principe de Pauli d'aller chercher ailleurs son hébergement ; son choix toutefois est limité par le coût en énergie, qui doit être aussi faible que possible ; le troisième électron du lithium se place donc sur la « *sous-couche* » $\{n = 2, \ell = 0\}$.

Ce niveau individuel est doublement dégénéré — la sous-couche $\{n = 2, \ell = 0\}$ offre deux cases. Celles-ci sont remplies dans l'élément suivant ($Z = 4$), le *béryllium*.

Mais la couche $n = 2$ comprend *deux sous-couches*, associées à $\ell = 0$ et $\ell = 1$. Lorsqu'il s'agit d'accommoder un électron supplémentaire ($Z = 5$, *bore*), il se place sur la sous-couche $\{n = 2, \ell = 1\}$. Celle-ci est six fois dégénérée ; elle peut donc accueillir six électrons en tout : outre le bore, s'y logent les électrons périphériques du *carbone* ($Z = 6$), de *l'azote* ($Z = 7$), de *l'oxygène* ($Z = 8$), du *fluor* ($Z = 9$) et finalement du *néon* ($Z = 10$). Lorsque la sous-couche $\{n = 2, \ell = 1\}$ est « fermée », c'est-à-dire pour $Z = 10$, c'est un autre « gaz rare » auquel on a affaire, montrant une affinité chimique presque nulle. Le remplissage de cette sous-couche correspond à la deuxième ligne du tableau de Mendeleïev.

Si l'on poursuit, le scénario précédent se répète, quasiment à l'identique. *Sodium* et *magnésium* pour la sous-couche $\{n = 3, \ell = 0\}$, puis les six éléments suivants pour la sous-couche $\{n = 3, \ell = 1\}$: *aluminium, silicium, phosphore, soufre, chlore* et *argon*. Avec, bien entendu, un gaz rare — l'argon — lorsque la sous-couche se ferme, au bout de la troisième ligne de la classification de Mendeleïev.

Se produit ensuite ce qu'on pourrait appeler une « *anomalie* ». Le nombre quantique $n = 3$ n'est pas épuisé, la couche correspondante pas saturée : reste inoccupée la sous-couche $\{n = 3, \ell = 2\}$, qui comporte dix états indépendants. Mais — c'est lisible sur la figure — le niveau $\{n = 3, \ell = 2\}$ se situe *au-dessus* de $\{n = 4, \ell = 0\}$. C'est donc ce dernier qui va d'abord se remplir, avec les deux éléments suivants puisque son degré de dégénérescence est deux : *potassium* et *calcium*.

Apparaît une *régularité remarquable* ; c'est sur elle qu'était fondée la classification chimique des éléments, c'est elle qu'explique maintenant la mécanique quantique. On aura remarqué, par exemple, que les lignes du tableau périodique se closent sur un gaz rare et s'ouvrent sur un métal alcalin : lithium en premier lieu, puis sodium, maintenant potassium ; cela se poursuit par le *rubidium*, puis par le *césium*...

Revenons à l'anomalie signalée ci-dessus. Après l'alcalin (potassium) et l'alcalino-terreux (calcium), c'est au tour de la sous-couche $\{n = 3, \ell = 2\}$, dix fois dégénérée, d'entrer dans la danse. Mais, comme ils construisent une sous-couche interne, en quelque sorte — qui complète une couche ($n = 3$), alors que la suivante ($n = 4$) est déjà entamée —, les dix éléments qui emplissent, l'un après l'autre, les dix cases disponibles ont des propriétés analogues entre eux. Jusqu'ici, les ressemblances se faisaient jour entre les corps placés au même rang de deux lignes différentes (gaz rares, alcalins, alcalino-terreux, etc.). Dans le cas présent ce sont des éléments voisins qui montrent une parenté[25]. On nomme « *métaux de transition* » les dix atomes qui correspondent au remplissage progressif de la sous-couche « interne » $\{n = 3, \ell = 2\}$: *scandium, titane, vanadium, chrome, manganèse, fer, cobalt, nickel, cuivre* et *zinc*.

Et ainsi de suite. Nous ne détaillerons pas la configuration électronique des éléments suivants, sauf à signaler une nouvelle anomalie, plus grave encore que la précédente. La sous-couche $\{n = 4, \ell = 3\}$, qui peut accueillir quatorze électrons, attend pour se construire — voir la figure — que $\{n = 5, \ell = 0\}$, $\{n = 5, \ell = 1\}$, et même $\{n = 6, \ell = 0\}$ se soient complétées auparavant. Quand vient enfin son tour, $\{n = 4, \ell = 3\}$ est devenue une sous-couche « profonde » — ainsi qualifiée parce qu'elle appartient à la couche $n = 4$, alors que $n = 5$ est déjà bien entamée, et même $n = 6$. S'y logent progressivement, l'un après l'autre, quatorze électrons. Les quatorze éléments ainsi construits — que l'on nomme les « *terres rares* » — ont des propriétés chimiques tellement semblables qu'il est difficile de les distinguer : on leur attribue souvent une seule et même case dans le tableau de classification.

CHAPITRE VI

ENCORE DES PARADOXES ?

Oui, seigneur, je vous aime ; mais ne vous y trompez pas, il ne s'agit pas ici d'un penchant ordinaire ; cet aveu que je vous fais ne m'échappe point ; je le fais exprès ; ce n'est point à l'amour à qui je l'accorde, il ne l'aurait jamais obtenu ; c'est à ma vertu même à qui je le donne. Je vous dis que je vous aime, parce que j'ai besoin de la confusion de le dire, parce que cette confusion aidera peut-être à me guérir, parce que je cherche à rougir de ma faiblesse pour la vaincre : je viens affliger mon orgueil pour le révolter contre vous[1].

MARIVAUX

La mécanique quantique, plus encore que la Relativité, prête le flanc à des attentats paradoxaux : il est bien des situations dans lesquelles les prédictions de la théorie semblent passer le sens commun ; qui ne serait tenté de s'engouffrer dans de telles brèches ? Il est certes plus malaisé, sans doute, de les colmater ! Il s'agit de convaincre les mécréants que la théorie est saine, belle et bonne et qu'elle continue à valoir dans ces situations mêmes où ses oracles paraissent insolites, voire extravagants. Nous allons décrire ici, succinctement — sans entrer dans le détail des arguments qu'avancent les uns ou les autres —, deux des paradoxes les plus célèbres ayant trait à la mécanique quantique : ils ont été amplement et abondamment commentés, discutés, débattus et controversés, jusqu' à ce que la mécanique quantique elle-même, souveraine et magnanime, lasse sans doute de ces contestations et de ces polémiques qui visaient parfois à la remettre en question dans son intégrité ou sa légitimité, suggérât des moyens expérimentaux cruciaux où elle acceptait de jouer son va-tout. Il fallut quelque temps pour que certaines de ces expériences critiques fussent techniquement réalisables. La mécanique quantique y vainquit alors sans effort et sans ambiguïté et elle ramassa, presque hautaine, toute la mise.

Le chat de Schrödinger

Erwin Schrödinger, celui-là même de l'équation, avait un chat ; plusieurs, peut-être, sait-on jamais ?

Les amoureux fervents et les savants austères
Aiment également, dans leur mûre saison,
Les chats puissants et doux, orgueil de la maison,
Qui comme eux sont frileux et comme eux sédentaires[2].

BAUDELAIRE

Quoi qu'il en soit Schrödinger — malgré le succès de son équation — n'admettait pas l'interprétation, dite « orthodoxe », que donnait de la mécanique quantique l'École de Copenhague (Niels Bohr). Pour mettre en évidence — croyait-il — l'inconsistance, la vanité de cette orthodoxie, il imagina — avec certaine perversité, dirais-je — de placer son chat dans une situation critique, précaire, truffée de menaces potentielles et d'ambiguïtés périlleuses, quoique inoffensive et même confortable jaugée à l'aune d'un entendement félin.

Le chat, donc, est enfermé dans une boîte à surprise, dont les parois sont opaques — rien à dire : les chats voient dans les ténèbres — assez vaste pour que l'air ne lui manque point — accordé sans objection. Confiant, inconscient de ce qui l'attend, il ronronne peut-être de la dernière caresse, sans prêter attention à la porte qui se verrouille. Pourtant — *hic jacet lepus*[3] — est enfermée avec lui une machine infernale, un de ces appareils comme savent en imaginer, en fabriquer peut-être, les physiciens.

Cet appareillage est ici le siège d'un processus quantique. Sa nature exacte n'importe pas, le principe seul est en cause. Pour fixer les idées, nous supposerons que se dirige vers un aimant de Stern et Gerlach un atome d'argent. Celui-ci, système microscopique, est décrit par un vecteur d'état dont voici l'expression

$$|\psi> = \frac{1}{\sqrt{2}}\,|+> + \frac{1}{\sqrt{2}}\,|->,$$

superposition linéaire de l'état $|+>$ où le spin de l'atome pointe selon l'axe du champ magnétique et de l'état $|->$ où il pointe en sens inverse. Le Stern et Gerlach, souvenons-nous, va dévier l'atome vers l'une ou l'autre des deux taches caractéristiques de cette expérience, soit vers celle d'en haut — à laquelle est associé l'état $|+>$ —, soit vers celle du bas — qui correspond à l'état $|->$. Selon l'interprétation orthodoxe de la mécanique quantique, une probabilité 1/2 est accordée à chacune de ces deux occurrences. Un observateur posté derrière l'appareil — et doté d'un équipement lui permettant de voir la condensation de l'atome d'argent sur la plaque — constatera que son arrivée se produit sur l'une des deux taches, à l'exclusion de l'autre, évidemment. La description du processus que donne l'observateur va comme suit : « le spin de l'atome d'argent s'est présenté dans un état où se superposaient linéairement les vecteurs $|+>$ et $|->$. C'est l'interaction avec la plaque qui a réduit le paquet d'ondes, forçant le système à choisir l'une ou l'autre possibilité ».

Alors s'avance Schrödinger : « Pour constater la réduction du paquet d'ondes et en signaler le résultat, la présence de l'observateur est cruciale ; c'est lui qui capte et fournit l'information nouvelle apportée par le comportement de l'atome d'argent *in extremis* ; c'est lui qui interprétera l'oracle de la réduction du paquet d'ondes. S'il est absent ou simplement distrait, il sera incapable, en conscience, de choisir entre les deux éventualités, puisque aucun renseignement pertinent ne lui sera parvenu qui pourrait le faire pencher dans un sens plutôt que dans l'autre. En d'autres termes, l'état de l'atome d'argent reste $|\psi>$ pour autant que ne se manifeste pas une raison décisive de le modifier. »

Et le chat ? entends-je demander de toutes parts. Il est là pour corser l'affaire. Un système ingénieux — et amplificateur — permet de casser une ampoule contenant de l'acide cyanhydrique *si* l'atome d'argent frappe la plaque *en haut*. Rien de tel si l'atome arrive en bas. Ainsi le chat compte, dans l'état initial, une chance sur deux d'être empoisonné, et une chance sur deux de survivre. Si cela se faisait au vu et au su de tout le monde — disons de l'observateur, au moins — ce serait pure méchanceté à l'égard de la gent féline, puisqu'il aurait été possible de constater la réduction du paquet d'ondes et son résultat sans mettre de vie — fût-elle animale — en danger. Mais Schrödinger a disposé les choses de façon plus subtile — perverse, avons-nous dit : l'appareil de mesure, avec sa plaque terminale, est enclos dans la même boîte noire que le chat. Tant que celle-ci reste fermée, aucune information, aucune indication n'en transpire. Les assistants sont là, attendant le verdict de mort ou de vie (pour le chat) : la machine retorse mais implacable, qui a moulu ses minutes de suie, n'attend plus que l'ouverture de la porte pour s'ancrer d'un coup, définitivement, dans la réalité. Solennel, l'observateur accomplit alors le geste rituel et irréparable qui dévoile aux yeux du monde l'intérieur de l'enceinte : « Oh !... », « Ah !... » Aucune véritable surprise pourtant : chacun connaissait les probabilités égales des deux éventualités, « chat mort » et « chat vivant ». Mais c'est à ce moment-là seulement — d'où les exclamations — que l'une ou l'autre prend corps. Pour Schrödinger, c'est à ce moment-là seulement que s'opère la réduction du paquet d'ondes.

Nous nous sommes promis de ne pas épiloguer : les livres et les articles concernant l'interprétation de la mécanique quantique sont légion, et nous ne développerons pas leurs arguments ni n'exposerons leurs débats. Nous ferons remarquer toutefois — circonstance peu commune dans une science s'adressant à la réalité extérieure — que le point de vue de Schrödinger introduit dans la théorie quantique une part de subjectivité (absence ou présence d'un « observateur »).

Le paradoxe EPR

Le sujet que nous nous proposons de formuler ici est entre tous célèbre : il est connu sous tous les cieux comme le « paradoxe EPR », d'après les initiales des trois auteurs de l'article où il fut présenté[4]. Le voici donc.

EXPOSÉ DES CIRCONSTANCES

On se penche sur le devenir d'un système de deux particules (identiques) lors d'une mesure portant d'abord sur l'une d'entre elles, ensuite sur l'autre. Pour mieux faire ressortir le problème sans le noyer sous un fatras de complications techniques, nous allons nous intéresser seulement au spin des deux particules — spin 1/2 —, laissant de côté leurs variables de position et d'impulsion : EPR l'avaient fait avant nous, focalisant le regard sur l'œil du cyclone, sans prêter attention aux ouragans qu'il provoque. Chacune des deux particules peut se trouver dans l'un ou l'autre de *deux états de spin*[5], ni plus ni moins : l'espace des états de spin du système est alors de dimension quatre (deux fois deux).

Exhibons aussitôt les quatre kets formant la base la plus commode dans cet espace. Nous choisissons — c'est traditionnel — des notations simples et parlantes :

$$|+,+\rangle,\ |+,-\rangle,\ |-,+\rangle,\ |-,-\rangle.$$

Nous nommerons (1) l'une des particules, l'autre[6] (2) ; la composante selon Oz du spin (1) sera S_1, S_2 celle du spin (2). Dans le premier ket que nous avons écrit, les deux particules, (1) et (2), ont $+\hbar/2$ pour composante du spin suivant l'axe Oz :

$|+,+>$ correspond à $+\hbar/2$ pour (1) et $+\hbar/2$ pour (2).

Les autres kets se comprennent dès lors de façon analogue :

$|+,->$ signifie $+\hbar/2$ pour (1) et $-\hbar/2$ pour (2) ;

$|-,+>$ est associé à $-\hbar/2$ pour (1) et $+\hbar/2$ pour (2) ;

$|-,->$ décrit $-\hbar/2$ pour (1) et $-\hbar/2$ pour (2).

PREMIÈRES MESURES SIMPLES

Avant de nous lancer à corps perdu dans l'énoncé du paradoxe, imprégnons-nous bien des certitudes suivantes : une mesure du spin S_1 de la particule (1) — sa composante selon Oz — dans l'un de ces quatre états donne à coup sûr (probabilité égale à un) $+\hbar/2$ si le premier symbole écrit à l'intérieur du ket est + (c'est le cas pour les deux premiers vecteurs cités), à coup sûr $-\hbar/2$ si ce premier signe est – (deux derniers vecteurs de la base). De la même façon, une mesure de S_2, spin de la particule (2), donne à coup sûr (probabilité un) $+\hbar/2$ si l'état du système est décrit par le premier ket, $-\hbar/2$ pour le deuxième, $+\hbar/2$ pour le troisième, $-\hbar/2$ pour le dernier.

Le paradoxe joue — tente de jouer, plutôt, car nous savons qu'il y échoue — sur l'entrelacs entre les premier et cinquième postulats, entre la palette des combinaisons linéaires et la réduction du paquet d'ondes.

Supposons — on sait le préparer ainsi — que le système des deux particules ait pour état

$$|\psi> = \frac{1}{\sqrt{2}}|+,-> - \frac{1}{\sqrt{2}}|-,+>.$$

On s'arrange aussi — c'est pratique courante — pour que les particules (1) et (2) se situent dans des domaines bien séparés de l'appareillage : tout simplement l'une d'elles se dirige à grande vitesse — vitesse de la lumière c pour des photons — vers la droite, et l'autre à cette même vitesse vers la gauche. Je crois me souvenir que, dans les premières expériences significatives[7], la gauche et la droite étaient séparées par six mètres ; elles le sont par dix kilomètres dans une expérience récente du CERN, utilisant des fibres optiques. Ces distances sont énormes pour un système prétendument microscopique — auquel s'applique la mécanique quantique. Donc ce qui est (1) et ce qui est (2) sont clairement définis et spatialement séparés.

Pour nous échauffer un peu, comme font les athlètes avant une épreuve, analysons le cas où, le système étant dans l'état $|\psi>$, on mesure *à la fois* les deux spins S_1 et S_2. Le résultat peut être, soit $+\hbar/2$ pour S_1 et $-\hbar/2$ pour S_2, soit $-\hbar/2$ pour S_1 et $+\hbar/2$ pour S_2 (les deux autres vecteurs de base, $|+,+>$ et $|-,->$, ne figurent pas dans $|\psi>$). Probabilités de ces deux résultats : 1/2 (carré de $1/\sqrt{2}$) pour

$(+\hbar/2,-\hbar/2)$; 1/2 (carré de $-1/\sqrt{2}$) pour $(-\hbar/2,+\hbar/2)$. Tout cela découle par voie directe des postulats sur la mesure ; la somme des deux probabilités est en outre égale à 1, comme il se doit : on a coutume de dire que le ket $|\psi>$, grâce aux facteurs $1/\sqrt{2}$ et $-1/\sqrt{2}$, est « normalisé à 1 ».

Enchaînons aussitôt sur une mesure qui ne porte plus cette fois que sur l'un des deux spins, disons S_1, pour fixer les idées. Le résultat peut être $+\hbar/2$ ou $-\hbar/2$ — cela, nous le savions déjà ! L'expression de $|\psi>$ que nous avons donnée il y a peu est en elle-même le développement du vecteur d'état sur les kets propres de S_1. Plus précisément, s'il m'est permis de l'écrire,

$$S_1|+,-> = +\frac{\hbar}{2}|+,-> \; ; \; S_1|-,+> = -\frac{\hbar}{2}|-,+>$$

(C'est le symbole figurant en premier qui détermine le signe de la valeur propre de S_1.) Par conséquent, la probabilité d'obtenir $+\hbar/2$ dans une mesure de S_1, carré du coefficient qui multiplie $|+,->$, est à nouveau égale à 1/2, comme aussi celle de trouver $-\hbar/2$ (carré du coefficient de $|-,+>$).

ENTRÉE EN SCÈNE DU PARADOXE

On trouvera sans doute que nous ronronnons dans la routine : mis à part le questionnement concernant les probabilités, rien de neuf sous le soleil. Mais s'avance maintenant, masqué et sournois, le postulat de réduction du paquet d'ondes, encore lui ! Voici, étape après étape, point par point, un enchaînement de mesures avec leurs conséquences.

Prêts ? Partons !... La première de ces évaluations porte sur S_1 seul ; nous venons d'en parler. Supposons que, effectivement mise à exécution, elle ait donné $+\hbar/2$. Après cet acte dont nous connaissons maintenant l'issue $(+\hbar/2)$, l'état du système est décrit par *la composante du ket* $|\psi>$ *qui est associée au résultat de la mesure* : en l'occurrence,

$$|\psi'> = |+,->.$$

A-t-on bien compris que nous extrayons de $|\psi>$ le ket — il y est unique — qui porte en sautoir « + » comme premier symbole ?

Ensuite, nouvelle mesure, portant cette fois[8] sur S_2 — à l'autre bout de l'appareillage (à six mètres, ou peut-être à vingt kilomètres, de la première mesure). Les postulats sont à nouveau formels : une mesure de S_2 sur un système se présentant dans l'état $|\psi'>$ ne peut donner *que* $-\hbar/2$, *avec certitude* (probabilité égale à 1), puisque $|\psi>$ n'a aucune composante selon aucun des deux kets, $|+,+>$ ou $|-,+>$, qui correspondraient à $+\hbar/2$ pour S_2.

Commentons. Notre première mesure, sur S_1, s'est déroulée au fin bout du bras gauche de l'appareil, l'autre (S_2) au fin bout du bras droit. Comment, je vous le demande, l'information délivrée par la première (« ohé ! du bateau !..., j'ai trouvé $+\hbar/2$! ») se transporte-t-elle *instantanément* à l'autre extrémité de l'appareillage, au point de changer en (0,1) les probabilités (1/2, 1/2) que nous pensions trouver ?... « Instantanément », avez-vous dit ? Vous voulez rire... Aucune information ne peut se transmettre à une vitesse supérieure à c, d'après la théorie de la Relativité, découverte par le E de EPR ! Et pourtant... Cette objection a effectivement été prise en compte par les expérimentateurs : ils ont construit leur appareillage de telle sorte que l'intervalle de temps entre les deux mesures fût *inférieur* à celui que met la lumière à parcourir l'envergure des deux bras. Le terme « *instantané* » est donc bien adéquat, qu'on le veuille ou non !

VERDICT DE L'EXPÉRIENCE

Ce fut une « manip » mémorable que celle d'Alain Aspect. Avec une précision, une subtilité, une intelligence... En premier lieu, elle ne mesurait pas seulement les composantes S_1 et S_2 suivant Oz : les détecteurs pouvaient être orientés suivant d'autres directions, au choix. Aspect se paya même le luxe de n'effectuer ce choix qu'après que les deux photons — c'étaient des photons — eurent été émis au cœur de l'appareillage. Peut-être n'ai-je pas été assez clair. Deux photons[9] sont créés par une cascade de transitions atomiques connue ; on *sait*, de source sûre — où intervient évidemment la théorie, sans laquelle rien ne serait possible —, que le système des deux photons ainsi préparé prend son essor — son double essor, l'un vers la gauche, l'autre vers la droite — dans l'état que nous avons nommé $|\psi>$ ci-dessus. Seules nous serviront les circonstances où la ligne de vol des deux photons longe les deux bras de l'appareil. A l'extrémité droite, on va exécuter une mesure d'une composante du spin (1) selon certaine direction, et à l'extrémité gauche une du spin (2) selon une direction *a priori* différente ; on analyse les *corrélations* entre les divers couples de composantes — une de (1), l'autre de (2). Mais on se permet l'élégance de ne pas fixer la configuration à l'avance : on le fait de façon aléatoire, et après que les deux photons ont commencé leur course (on veut éviter l'objection selon laquelle les deux photons « auraient connaissance » à l'avance — pour parler de manière anthropomorphique — de la mesure qu'ils vont subir).

Et dans tout ce fatras d'aléas et d'amplitudes de probabilité, de kets d'état et d'observables, tranquille, sûre d'elle, répondant aux questions qu'on lui pose mais coite sur les sujets qu'on aurait pu lui soumettre, la *Mécanique Quantique* règne, souveraine et insoupçonnable, telle Vénus naissant des flots portée par une conque marine.

EST-CE UN PARADOXE ?

Le paradoxe est là, si vous décidez que c'est un paradoxe, mais il est résolu, comme il se doit, si vous en acceptez l'augure. Si vous vous en remettez aveuglément à la mécanique quantique, tous les obstacles sont balayés : elle répond précisément aux questions précises, et elle couvre le panorama entier sans laisser de fausses ombres. Mais si vous posez des « pourquoi ? » et des « comment ? », alors commencent les difficultés. Comment, effectivement, concevoir qu'une action (détection du spin selon telle direction) portant sur *une particule* puisse affecter aussitôt l'état d'*une autre particule* qui n'interagit plus depuis longtemps avec la première, et qui d'ailleurs n'aurait pas le temps de le faire — selon la Relativité ?

Voilà : *dura lex, sed lex* [10]. A ce problème — ce paradoxe si vous voulez le nommer ainsi — chacun réagit selon son tempérament. Tels cherchent à contourner l'obstacle, à réconcilier la mécanique quantique avec le bon sens ; leurs efforts sont voués à l'échec : certaines prédictions quantiques sont irréductiblement impossibles à « ramener dans le droit chemin ». Les plus nombreux se contentent de savoir que la mécanique quantique est en accord avec l'expérience, et l'utilisent intensivement pour calculer des prédictions ou analyser un processus.

On présente parfois le paradoxe EPR — ou d'autres de la même veine — comme entrant en conflit avec le *réalisme local*. Qu'est-ce à dire ? Le *réalisme* se propose de décrire le monde physique réel, dont l'existence et les propriétés sont indépendantes de la présence ou des sentiments d'un observateur éventuel. La localité — on parle parfois de « *séparabilité* » — s'entend comme suit : une action, quelle qu'elle soit, ne peut avoir d'effet immédiat que « localement », au proche voisinage de l'endroit où elle se produit ; un événement qui se manifeste ici et maintenant ne peut pas influer sur telle propriété qui serait observée maintenant mais là-bas.

Le concept de localité peut être précisé quantitativement à l'aide de l'intervalle d'espace-temps relativiste : deux événements ne peuvent pas entretenir une relation de cause à effet si leur distance dans l'espace excède celle que peut couvrir la lumière pendant l'intervalle de temps qui les disjoint. Or, nous l'avons signalé d'emblée, l'effet EPR n'est pas séparable : les corrélations entre valeurs des spins persistent si les appareils de mesure sont séparés par un intervalle du genre espace, au sens relativiste.

Ainsi donc s'ouvrit, lentement, progressivement, tel un bouton de rose tardif mais fabuleux, le monde microscopique — celui des atomes, des photons et des particules... Le XIXe siècle l'avait entr'aperçu, mais aussitôt contesté, nié par avance comme chimérique et fallacieux. Ce siècle de Lumières le vit pourtant s'épanouir, inattendu dans sa forme et dans son aboutissement : là où beaucoup attendaient une fleur fanée, c'est une immortelle[11] somptueuse qui s'imposa, aux couleurs vives et persistantes, jetant un éclat insoupçonné sur la physique et sur le monde, réinterprétant leur passé et formulant pour leur avenir des prophéties inouïes et parfois terrifiantes.

La mécanique quantique, minutieuse et surprenante, avait conquis de haute lutte sa place dans l'Olympe des grands systèmes de pensée. Pourtant sa naissance et son développement, son avènement en tant que Loi du Monde reconnue et vénérée, avaient ignoré les préceptes de la Relativité, qui siégeait déjà, solennelle et souveraine, universellement reconnue, à la droite de Zeus pantocrator : bien qu'initialement suggérées par le comportement de la lumière et de ses photons — particules éminemment relativistes, puisque se déplaçant à la vitesse de la lumière — les idées quantiques furent appliquées d'abord à des systèmes foncièrement non relativistes et c'est sur ce terrain, vaste mais incomplet, que la mécanique quantique fit ses premières armes et gagna ses galons et sa notoriété.

Nous vivons, aujourd'hui encore, sur cette cote mal taillée : nous comprenons les phénomènes quantiques mais non relativistes et les phénomènes relativistes mais non quantiques. Nous avons pourtant encore quelque peine — d'aucuns diront « toutes les peines du monde » — à analyser théoriquement les processus quantiques et relativistes à la fois. Certes, des progrès remarquables ont été accomplis dans cette voie — nous en verrons quelques exemples, choisis parmi les plus significatifs — mais des interrogations fondamentales se posent encore, dont les réponses nous échappent toujours.

Cinquième Partie

DEUX THÉORIES FONDAMENTALES CONJUGUENT LEURS EFFORTS

L'esprit de Dieu m'a ravi tout d'un coup par-dessus le mur et me voici dans ce pays inconnu.
Où est le vent, maintenant ? où est la mer ? où la route qui m'a mené jusqu'ici ?
Où sont les hommes ? il n'y a plus rien que le ciel toujours pur. Où est l'ancienne tempête[1] *?*

CLAUDEL

La Relativité déjà assise, la Mécanique Quantique se dessinant, on pouvait espérer une théorie commune les embrassant toutes deux. C'est à quoi s'attaquèrent, dès 1928, les théoriciens.

Mais les difficultés, aussitôt, montrèrent leurs crocs. Tout naturellement, la mécanique quantique supposait les particules indestructibles : dans un atome, ou dans un solide cristallin, les électrons se déplacent mais ne meurent point. Or la Relativité autorisait la création de particules à partir d'énergie, ou leur annihilation en énergie pure : est à l'œuvre, dans ces cas, la célèbre relation d'Einstein, $E = mc^2$. Comment concilier ces deux exigences contradictoires ?

Voici, de cette même question, un autre aspect tout aussi revêche — un autre dogue défendant la même demeure, dont on n'aperçoit que les volets clos — mais plus concret et plus simple, en un certain sens, pour s'appuyer sur un constat mathématique élémentaire : en peu de mots, l'énergie d'une particule relativiste est *nécessairement positive* ; or, de quelque manière qu'on s'y prenne, l'équation d'onde relativiste exhibe des solutions à *énergie négative*.

Telle est la trame déconcertante et édifiante, singulière en tout cas, de l'histoire exceptionnelle que nous nous proposons de conter.

CHAPITRE PREMIER
(parenthèse liminaire)

OÙ L'ON CONSTRUIT L'ÉQUATION D'ONDE RELATIVISTE

¡ Oh luna, cuánto abril,	(Ô lune, tant d'avril,
Qué vasto y dulce el aire !	Si vaste et douce la brise !
Todo lo que perdí	Tout ce qui fut perdu
Volverá con las aves.	Avec les oiseaux me reviendra.
[...]	[...]
Cantará el ruiseñor	Chantera le rossignol
En la cima del ansia.	A la cime de l'angoisse.
Arrebol, arrebol	Embrasement, embrasement
Entre el cielo y las auras[1].	Entre le ciel et les zéphyrs.)
GUILLÉN	

Ce chapitre premier se fixe pour but de construire, à la manière des pionniers qui ouvrirent la voie en tentant le diable aux sabots fourchus — le bouc relativiste et quantique à la fois —, l'équation d'onde relativiste tant attendue. Il est instructif, sans aucun doute, de parcourir à nouveau ces chemins originels des glorieux précurseurs. Il n'en reste pas moins que les notions avancées et les arguments développés requièrent certaine compétence technique. Le présent chapitre se veut donc une parenthèse : édifiant certes pour qui en suivra les méandres, il pourra être omis par les autres sans grand dommage pour la suite.

Préliminaire : De l'énergie relativiste et de son signe

Il s'agira d'une particule *libre* (c'est-à-dire sans interaction), dont l'impulsion — d'aucuns disent « quantité de mouvement » — sera notée p.

Si cette particule est non relativiste, c'est-à-dire si sa vitesse est négligeable devant c, son énergie E s'exprime simplement à partir de son impulsion, selon la relation

$$E = \frac{p^2}{2m} \text{ (non relativiste),}$$

m désignant sa masse. Dans le domaine *relativiste*, toutefois, la relation impulsion-énergie prend une forme décidément nouvelle :

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \text{ (relativiste).}$$

Certes, si l'impulsion p est faible — si $pc << mc^2$ — la dernière formule devient

$$E = mc^2 + \frac{p^2}{2m} \text{ (limite non relativiste).}$$

On y retrouve donc l'énergie non relativiste $p^2/2m$ s'ajoutant à mc^2, une constante indépendante de l'impulsion. Nous vérifions une fois encore que la mécanique non relativiste apparaît comme limite, dans le domaine des faibles vitesses — $v << c$ —, de la mécanique relativiste qui l'englobe. Remarquons que, dans le fief non relativiste, la constante mc^2 domine, et de fort loin, l'énergie totale E :

$$p << mc \Rightarrow \frac{p^2}{2m} << \frac{m^2c^2}{2m}, \text{ soit } \frac{p^2}{2m} << \frac{mc^2}{2}.$$

Le terme d'énergie cinétique $p^2/2m$, pour autant que l'approximation non relativiste vaut, reste très petit devant l'énergie de repos mc^2. Il est donc hors de question que de l'énergie cinétique non relativiste se matérialise en d'autres particules — comme cela se fait couramment en mécanique relativiste.

Mais la mécanique quantique aborde la réalité sous un angle très particulier : elle voit notamment — c'est son deuxième postulat — des opérateurs où n'étaient jusque-là que des grandeurs physiques algébriques (énergie) ou vectorielles (impulsion). Or prendre la racine carrée d'un opérateur — comme le demanderait la véritable formule relativiste dans laquelle l'impulsion p serait devenue opérateur — est une entreprise délicate et périlleuse. En un mot comme en mille, toutes les méthodes envisageables pour mener à bien cette opération reviennent en dernier mot à élever la relation au carré :

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \Rightarrow E^2 = p^2c^2 + m^2c^4.$$

Mais, ce faisant, on introduit inévitablement la racine carrée opposée à celle dont on est parti initialement :

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \Rightarrow E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \quad \text{et} \quad E = -\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}.$$

Le procédé fait donc apparaître, doublant les situations cherchées (signe +), des solutions non voulues (signe –), dont il s'avère impossible de se défaire. Ainsi le problème posé — qu'on peut résumer ainsi : écrire l'équation d'onde régissant une particule relativiste — n'a pas de réponse univoque.

Pourtant, entre avril et septembre de l'année 1928, pas moins de six auteurs, recrutés parmi la fine fleur de l'élite théoricienne, tentèrent leur chance : six articles, conçus indépendamment les uns des autres, et publiés par les revues les plus cotées sur le plan international, proposaient une équation d'onde relativiste. Tous néanmoins, cherchant à amadouer les molosses, butaient sur le même traquenard des énergies négatives. Un septième toutefois, Paul Adrien Maurice Dirac, sortit du lot, d'emblée, pour soumettre une équation radicalement différente des autres et surtout, oui surtout, pour l'accompagner d'une interprétation à la fois simple et extravagante, audacieuse et profonde, intenable mais efficace. Car cette idée que beaucoup jugeaient insensée et même inepte reçut, contre toute attente, l'appui décisif et quasi immédiat de l'expérimentation.

L'équation de Schrödinger et les règles de correspondance

Revenons d'abord, pour clarifier le jeu, à *l'équation de Schrödinger*. Nous l'avons présentée naguère comme l'un des piliers de la mécanique quantique, l'un des aspects primordiaux de ses postulats ; nous l'avons posée, en tant que telle, sans chercher d'où la déduire : un postulat ne se démontre pas. Pourtant, lorsqu'elle prend la forme d'une équation aux dérivées (partielles) régissant l'évolution dans le temps d'une fonction d'onde — qui décrit une particule unique (sans spin) —, elle peut être obtenue par un procédé heuristique simple. C'est d'ailleurs ainsi qu'on la considérait au temps des équations d'onde relativistes : celles-ci étaient recherchées par ce même procédé heuristique que nous allons maintenant exposer.

POINT DE DÉPART : LA MÉCANIQUE CLASSIQUE

Un peu de mécanique newtonienne tout d'abord — je veux dire non relativiste et non quantique. Dans le cas simple d'une particule unique, son énergie E est la somme de son énergie cinétique E_c et de l'énergie potentielle V des forces qui s'exercent sur elle :

$$E = E_c + V. \tag{1}$$

L'énergie potentielle dépend seulement de la position de la particule : $V(x,y,z)$. L'énergie cinétique a quant à elle l'expression bien connue

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2, \tag{2}$$

où m est la masse du mobile et v sa vitesse. Pour aborder commodément la mécanique quantique — ou plutôt ondulatoire —, on définit l'*impulsion* p de la particule comme

$$p = mv \tag{3}$$

et l'on écrit

$$E_c = \frac{p^2}{2m}. \tag{4}$$

En fin de compte — ce sera là toute la mécanique newtonienne que nous requerrons —, nous parvenons à la formule

$$E = \frac{p^2}{2m} + V. \tag{5}$$

LA CORRESPONDANCE ET SES RÈGLES

Passons sur notre lancée à la mécanique ondulatoire. Pour retrouver l'équation de Schrödinger, il suffit de remplacer, dans l'égalité précédente, l'énergie E par l'opérateur de dérivation par rapport au temps (multiplié par un facteur convenable), et l'impulsion p par un opérateur proportionnel aux dérivées par rapport aux coordonnées d'espace x,y,z. Pour être plus précis,

$$E \to i\hbar\frac{\partial}{\partial t},$$

$$p \to -i\hbar\nabla. \tag{6}$$

Dans ces *règles de correspondance*, voici quel est le sens des notations : i est le symbole des imaginaires[2] — tel que $i^2 = -1$; $\hbar$ représente la constante de Planck (divisée par 2π, en réalité) : l'opérateur ∇, vectoriel, a pour composantes $\frac{\partial}{\partial x}$, $\frac{\partial}{\partial y}$ et $\frac{\partial}{\partial z}$. En traitant de la sorte — par ces règles de correspondance, c'est-à-dire — l'expression (5) de l'énergie E, et en appliquant ses deux membres, qui sont devenus des opérateurs de dérivation, à une fonction d'onde $\psi(x,y,z;t)$ dépendant des coordonnées d'espace et du temps, on aboutit sans coup férir à l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V\psi. \tag{7}$$

L'équation d'onde relativiste

On peut tenter, pour obtenir l'équation d'onde relativiste destinée à remplacer l'équation de Schrödinger non relativiste, d'appliquer les règles de correspondance, qui viennent d'être introduites, à l'expression relativiste de l'énergie d'une particule.

Nous nous limiterons au cas où la particule considérée demeure *libre* de toute interaction et de toute force.

Cela peut sembler trop restrictif pour décrire la réalité : c'est par leurs interactions que les particules manifestent leurs propriétés ; en outre, on ne pourrait sans doute pas maintenir celle-ci isolée du restant de l'Univers pour la garder véritablement libre tout au long de son histoire. Pourtant les particules libres interviennent au premier plan lors des processus de *collision*. On provoque de tels processus en dirigeant un faisceau de particules — le plus souvent issues d'un accélérateur — vers une cible qui comporte d'autres particules, de même sorte que les premières ou d'espèce différente. Tant qu'elles ne sont pas entrées en contact avec la cible, les particules incidentes qui constituent le faisceau évoluent librement. De semblable manière, après l'interaction avec la cible, les particules finales sortant de la collision redeviennent elles aussi libres.

Nous étudions donc une particule libre, de masse m, relativiste, et tout d'abord non quantique. Son énergie E s'exprime dans ce cas comme suit, à partir de son impulsion[3] p :

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}. \tag{8}$$

Telle quelle, cette expression se prête mal aux opérations fondées sur les règles de correspondance (6) : il est fort malaisé de définir la racine carrée d'un opérateur, comme le suggère la formule précédente. Qu'à cela ne tienne ! Élevons donc au carré les deux membres de l'égalité (8) :

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4. \tag{9}$$

Nous pouvons maintenant faire jouer sans entraves les règles de correspondance (6). Si l'on note $\varphi(x,y,z;t)$ la fonction d'onde décrivant l'état de la particule dans le domaine relativiste, cette fonction doit vérifier l'équation

$$\left[A - \frac{m^2c^2}{\hbar^2}\right]\varphi = 0. \tag{10}$$

L'opérateur A, nommé « *d'Alembertien*[4] », est défini à partir du laplacien Δ et de la dérivation par rapport au temps :

$$A = \Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}. \tag{11}$$

On appelle traditionnellement « *équation de Klein-Gordon*[5] » celle que nous venons d'écrire.

Remarquons sans surprise que cette équation relativiste traite sur le même pied le temps t et les cordonnées d'espace x, y, z, puisque l'opérateur laplacien est par définition

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \tag{12}$$

L'équation de Schrödinger (7), en revanche, comportait une dérivation seulement première par rapport au temps, et des dérivations secondes par rapport à x, y, z (à travers le laplacien, là aussi) ; cette dissymétrie temps-espace lui interdisait — structurellement, peut-on dire — de s'étendre sans modification majeure au domaine relativiste.

Vices rédhibitoires

Comme c'était le cas de l'équation de Schrödinger (7), la solution $\varphi(x,y,z;t)$ de l'équation de Klein-Gordon est *a priori* une fonction d'onde permettant de décrire les propriétés (relativistes) d'un système formé d'une seule particule (sans spin). Bien entendu, on s'attend que l'interprétation probabiliste habituelle de la fonction d'onde doive être modifiée pour s'adapter au domaine relativiste, mais les idées de base devraient rester les mêmes ; on obtiendrait ainsi ce qu'on appelle l'« *interprétation à une particule* » de l'équation d'onde relativiste.

Il s'avère, en réalité, que l'interprétation à une particule se heurte à des difficultés telles qu'il est impossible de la rendre complètement cohérente.

ÉNERGIES NÉGATIVES

L'équation de Klein-Gordon admet des solutions φ_p qui décrivent des *états propres de l'impulsion*, c'est-à-dire qui correspondent à une valeur p unique de l'impulsion. Comme on s'y attendait pour une particule libre, les fonctions φ_p sont également *fonctions propres de l'énergie*, c'est-à-dire qu'elles sont aussi caractérisées par une valeur déterminée de l'énergie.

Mais — et c'est ici que le bât blesse — il existe *deux solutions indépendantes* associées à une même *valeur p de l'impulsion* : l'une — notons-la $\varphi^{(+)}_p$ — a pour énergie

$$E^{(+)} = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}, \tag{13}$$

ce qui était prévu et voulu (cf. formule (8)) ; pour l'autre, $\varphi^{(-)}_p$, l'énergie vaut

$$E^{(-)} = -\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}. \tag{14}$$

La première valeur $E^{(+)}$ de l'énergie est, comme il se doit, *positive* (et même supérieure à mc^2), mais la seconde $E^{(-)}$ est *négative* (inférieure à $-mc^2$).

Bien entendu, on n'a que faire physiquement des états à énergie négative : en Relativité, l'énergie d'une particule libre est toujours positive (l'égalité (8) est seule valable). On aimerait donc exclure de la théorie ces solutions non physiques, c'est-à-dire utiliser uniquement les états à énergie positive. Cela paraît possible, *a priori* : il suffit, semble-t-il, de décréter que l'espace des fonctions d'onde φ physiques comprend seulement les combinaisons linéaires des solutions à énergie positive.

Mais cette position ne peut pas être tenue bien longtemps : dès qu'on perturbe la particule, dès qu'elle cesse d'évoluer de façon rigoureusement libre, réapparaissent les états à énergie négative dans les expressions dont on les avait chassés. Lors d'un processus de collision, par exemple, on pourra arranger les choses de façon que les particules entrantes n'aient aucune composante à énergie négative ; mais on ne pourra éviter que les particules sortantes acquièrent dans leur fonction d'onde des contributions sollicitant ces états non physiques : la probabilité pour que, après la collision, une particule prenne une énergie négative ne reste pas nulle.

Résumons en quelques mots. Le passage aux opérateurs ondulatoires — à travers les règles de correspondance (6) — n'a pu se faire sur la relation (8), seule valable en toute rigueur. Il a fallu lui substituer l'égalité (9), qui met en jeu aussi des valeurs négatives de l'énergie, non physiques : de façon générale, le carré de $-a$ est, comme celui de a, égal à a^2 ; donc la donnée de E^2, dans la formule (9), laisse une indétermination sur le signe de E. En outre, le formalisme de la mécanique ondulatoire — de la mécanique quantique — interdit d'isoler, pour les rejeter, les solutions à énergie négative (alors que cela se fait tout naturellement en mécanique relativiste non quantique).

PROBABILITÉS NÉGATIVES

Les probabilités, nous l'avons vu, tiennent dans le grand orchestre de la mécanique quantique — au dam de certains — les pupitres des violons. Il est donc de première importance que l'équation d'onde conserve la probabilité. Voici ce qu'on entend par là, s'agissant tout d'abord de l'équation de Schrödinger, notre modèle permanent et notre référence usuelle.

Prenons encore le cas d'une particule unique. On normalise la fonction d'onde, à un instant déterminé, de façon que la somme globale des probabilités pour que la particule se trouve n'importe où dans l'espace soit à cet instant égale à un, comme il se doit dans toute situation probabiliste. Alors l'équation d'onde — qui régit l'évolution dans le temps de la fonction d'onde — doit préserver cette normalisation, c'est-à-dire maintenir égale à un la probabilité globale. L'équation de Schrödinger le fait scrupuleusement et ponctuellement.

Mais il y a plus, beaucoup plus ! Cette loi de conservation de la probabilité, que nous avons présentée sous sa forme globale, est en réalité *locale*, comme l'était déjà celle de la charge électrique. On définit, à partir de la fonction d'onde, une densité volumique de probabilité ρ_P et un courant de probabilité j_P de telle façon que l'équation d'onde assure l'égalité

$$\frac{\partial \rho_P}{\partial t} + \mathrm{div} j_P = 0. \tag{15}$$

Pour l'équation de Schrödinger non relativiste, tout se passe ainsi le mieux du monde.

Analysons de ce point de vue l'équation de Klein-Gordon (10). Elle admet — on peut le montrer — une loi de conservation locale telle que celle qui précède, et donc aussi la version globale qui s'ensuit. *Mais* la densité volumique ρ_P qu'impose l'équation de Klein-Gordon n'est *plus définie positive*, c'est-à-dire qu'elle peut devenir, suivant les situations et suivant les points de l'espace, aussi bien négative que positive. Or, a-t-on jamais vu une probabilité négative ? Certes, la somme sur tout l'espace de cette densité volumique ρ_P ne varie pas au cours du temps (loi de conservation globale).

Mais s'il est des endroits où elle prend, comme il se doit, des valeurs positives, il en est d'autres où, malheureusement, ces valeurs sont négatives.

Cette difficulté — densités de probabilité négatives —, est en fait liée à la précédente : les états d'énergie négative contribuent négativement aussi à la probabilité. Parvenir à résoudre l'une d'elles conduirait sans doute aussitôt à résoudre l'autre. Mais, en l'absence d'une telle solution, chacune d'elles apparaît comme un défaut rédhibitoire : on ne saurait accommoder des énergies négatives dans une théorie relativiste ; quant à des probabilités négatives, même localement...

CHAPITRE II

LA MER DE DIRAC

Et c'est un chant de mer comme il n'en fut jamais chanté et c'est la Mer en nous qui le chantera :

La Mer, en nous portée, jusqu'à la satiété du souffle et la péroraison du souffle,

La Mer, en nous, portant son bruit soyeux du large et toute sa grande fraîcheur d'aubaine par le monde[1].

SAINT-JOHN PERSE

Les déficiences graves de l'équation de Klein-Gordon la discréditèrent pendant plusieurs années, jusqu'à ce que, en 1934, l'interprétation en soit changée de manière radicale.

Mais, entre-temps, Paul Dirac présenta l'équation qui porte son nom, dont il proposa une lecture révolutionnaire.

L'idée originelle

L'intention était explicitement de remédier aux objections que soulevait l'équation de Klein-Gordon. Puisque les ennuis provenaient du passage de l'énergie E à son carré E^2 avant d'appliquer les règles de correspondance, Dirac tenta de revenir en arrière de E^2 à E, en quelque sorte, sur l'équation d'onde elle-même : il voulut prendre, si l'on peut dire, la racine carrée de l'équation de Klein-Gordon. Mais — ne l'avons-nous pas déjà souligné ? — il n'est guère aisé de définir la racine carrée d'un opérateur. Nous ne suivrons pas Dirac dans les dédales assez compliqués où l'entraîne cette tâche délicate, et nous contenterons d'en dégager les deux principaux traits.

Solidités et faiblesses de l'équation de Dirac

PRÉDICTION DU SPIN DE L'ÉLECTRON

En premier lieu — quel succès, déjà ! — le spin de l'électron se dégagea tout naturellement du formalisme mis sur pied par Dirac.

Voyons comment en quelques mots. Comme Klein et Gordon, Dirac se proposait de décrire un électron (relativiste). Dans le but d'éviter les inconvénients que nous avons soulignés, il voulut que son équation comportât seulement une dérivée première par rapport au temps. Comme l'équation de Schrödinger, mais celle-ci ne vaut que dans le domaine non relativiste. L'équation de Klein-Gordon, quant à elle, comporte une dérivée temporelle du second ordre, comme les dérivées spatiales (satisfaisant ainsi à la symétrie temps-espace de la Relativité). Mais cette même propriété, vue à travers les règles de correspondance, suppose la présence du carré E^2 de l'énergie, dans la formule qui sert de point de départ. Voilà pourquoi nous avons dit plus haut — abusivement — que Dirac tentait d'extraire la racine carrée de l'équation de Klein-Gordon. Relativiste, l'équation que recherchait Dirac serait du premier ordre aussi par rapport aux coordonnées d'espace x, y, z. Les choses se compliquèrent alors. Dirac fut amené à utiliser des matrices 4×4 — les « matrices de Dirac », dit-on encore. De là aussi surgit le *spin de l'électron*, sans qu'on l'eût explicitement introduit ni sollicité *a priori* en quelque manière.

ENCORE LES ÉNERGIES NÉGATIVES !

Mais voici venir maintenant la deuxième des caractéristiques de l'équation de Dirac qu'il nous faut souligner. Sachant déjà toutes les précautions prises par Dirac pour préserver son équation des plaies qui rongeaient la précédente, on sera sans doute stupéfait d'apprendre — les mathématiques vous jouent parfois de ces tours pendables, teintés d'humour noir — que, ici aussi, malgré tout, apparaissent des états à énergie négative ! Plus précisément, la dualité des solutions correspondant à une impulsion déterminée p subsiste : l'une a pour énergie $E^{(+)}$, l'autre $E^{(-)}$ (voir leurs expressions en (13) et (14)). Mais si les mathématiques pratiquent l'humour, même noir, la physique est acharnée et têtue : Dirac retourna la situation à son avantage — celui de la physique — au moyen d'un numéro de haut vol assis sur une hypothèse tout bonnement invraisemblable.

« *Mer, parle-moi des galets que tu roules*[2]. »

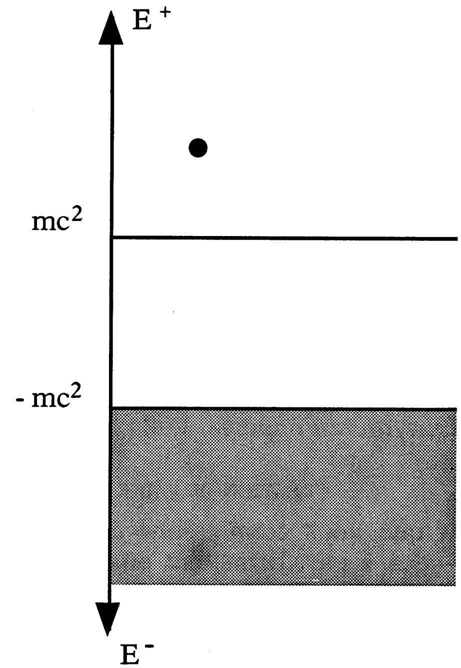
Voyons cela. Les électrons — comme toutes les particules de spin 1/2 — se comportent en *fermions*. Cela implique que deux électrons ne peuvent pas se trouver dans le même état quantique (*principe d'exclusion de Pauli*) ; si un tel état est déjà occupé par un électron, il refuse catégoriquement d'en accueillir un second. Ainsi, pour éviter à un électron d'énergie positive — un véritable électron comme on en rencontre dans la Nature — de tomber dans un état d'énergie négative — non physique —, Dirac imagina que *tous les états à énergie négative sont déjà occupés*, formant ce que l'on nomme couramment la « *mer de Dirac* ».

Point n'est besoin, je suppose, de souligner l'aspect délirant de cette hypothèse stupéfiante : un électron libre unique — celui que veut décrire l'équation d'onde de Dirac — ne peut se déplacer sans encombre dans le monde réel, avec son énergie décidément positive, que si une armée innombrable d'électrons identiques à lui bloquent, tapis dans l'ombre, tout accès aux états indésirables (ceux qui ont une énergie négative). Difficile de parler dans ce cas d'une « interprétation à une particule » de l'équation d'onde, puisqu'on en envisage une infinité — une infinité plus une, pourrait-on dire[3].

L'ANTIÉLECTRON COMME UN TROU DANS LA MER

Et pourtant — les voies de la Théorie sont impénétrables ! — cette hypothèse extravagante, incroyable, fournit aussitôt à Dirac l'occasion d'une prédiction fondamentale, celle de l'*antiélectron* ou *positron*. Représentons sur un schéma simple — un axe vertical — les énergies $E^{(+)}$ et $E^{(-)}$. Quelle que soit l'impulsion p — elle peut à la limite s'annuler —, l'énergie $E^{(+)}$ reste supérieure à mc^2, et l'énergie $E^{(-)}$ inférieure à $-mc^2$. La bande située entre $-mc^2$ et mc^2 est interdite : aucune solution de l'équation de Dirac ne peut avoir une telle énergie. La mer de Dirac, que nous avons figurée en grisé, atteint par sa surface au niveau $-mc^2$ et plonge de là vers des profondeurs insoupçonnées. Dans la situation que nous venons de décrire, rien ne se montre, rien n'émerge : si la mer ne grouillait de particules, on appellerait cela le vide.

Partant de là, supposons que, par un moyen à préciser, on communique à un électron de la mer une énergie suffisante pour lui faire franchir le pas, pour le propulser vers un état d'énergie positive. Cet électron va en quelque sorte exister par lui-même, reconnaissable par sa masse, son spin, sa charge électrique négative et par tout son comportement.



La mer de Dirac, où se mire un électron unique.

Mais il a laissé derrière lui un *trou* dans la mer. Celle-ci a donc perdu la compacité et l'impassibilité qui la caractérisaient auparavant : un des électrons qui la composent peut se glisser dans le trou, laissant vacante la place qu'il occupait jusque-là ; un autre se faufile alors dans cette vacance ; ainsi, de proche en proche, la mer peut évoluer. La situation rappelle ce jeu de patience, le taquin, où des tesselles plates (un millimètre d'épaisseur) et carrées (un petit centimètre de côté) pavent l'intérieur d'un cadre rigide (une dizaine de centimètres de côté) ; impossible de les soulever ; elles peuvent seulement glisser, l'une par rapport à ses voisines, le long de leurs bords. Aucun mouvement ne serait possible – pas plus que dans la mer de Dirac totalement pleine — si le cadre était entièrement recouvert de tesselles : aucune d'elles ne pourrait bouger, faute de place. Mais on ménage dans ces jeux un emplacement vide, analogue au trou dans la mer de Dirac.

Regardons de plus près. La case vacante se trouve, à l'intérieur du cadre, en une certaine position : en C-6, disons, pour utiliser une notation de bataille navale. On y amène alors une tesselle contiguë, par exemple celle qui occupait le carreau C-7 : on déplace celle-ci de C-7 en C-6. Il va de soi que, par ce seul et même geste, on transfère la vacance de C-6 en C-7 : elle a parcouru le *chemin inverse* de celui de la tesselle. La conclusion se généralise à un mouvement quelconque des tesselles dans le cadre : l'alvéole inoccupée circule *en sens contraire* à ce que ferait une tesselle, mais avec le même effort.

De même en va-t-il du trou dans la mer de Dirac. Mais ici, pour mettre les électrons en mouvement, on leur applique un champ électrique. Les électrons, chargés négativement, sont tirés vers l'arrière par le champ ; le trou, quant à lui, est poussé en sens contraire, c'est-à-dire vers l'avant, par une force au demeurant égale en intensité à celle que ressent un électron. En clair, *le trou se comporte comme une particule* en tout point semblable à un électron, excepté *la charge électrique, qui est opposée*. Voilà le positron !

CRÉATION DE PAIRE

Maintenant que nous connaissons cette particule inouïe et remarquable — qui, à part Dirac, eût pu croire à cette fable d'un électron chargé positivement ? —, maintenant que nous savons qu'elle existe vraiment pour avoir été vue par un expérimentateur[4], maintenant que les augures laissent entrevoir pour elle un avenir radieux[5], reprenons l'histoire à son début, lorsque la mer de Dirac était parfaitement pleine, à ras bord — tel le grand lac gelé où Alexandre Nevski livra la bataille décisive contre les chevaliers teutoniques —, sans rien qui dépassât de cette surface glissante, polie par la Nature en vertu de lois immuables et universelles. Aucune particule alors ne se montrait dans ce paysage vide : pas de positron, bien sûr — il n'était pas encore né —, mais pas non plus d'électron isolé et visible comme tel.

En fournissant, de l'extérieur, une énergie suffisante, on parvient à hisser un électron de la mer jusqu'à un état d'énergie positive, laissant sa place vacante parmi les états à énergie négative. Ce processus porte le nom de « *création de paire* », car il aboutit à l'entrée en scène conjointe de *deux particules* : un électron, dégagé des contraintes qui l'asservissaient jusque-là, et le positron auquel s'assimile le trou qui s'est creusé dans la mer. L'énergie minimale dont on doit disposer pour créer une paire électron-positron est celle — le schéma précédent permet de le comprendre — qui équivaut à la largeur du fossé interdit, entre $-mc^2$ et $+mc^2$, soit $2mc^2$. On reconnaît là – encore $E = mc^2$! — l'énergie au repos de la paire : un mc^2 pour l'électron et encore un autre pour le positron, puisque la masse de l'une et l'autre particules est m.

Mais comment disposer d'une telle énergie ? Il existe diverses manières possibles, sans doute, mais la plus claire et la plus « propre », pourrait-on dire, est celle qui utilise un photon unique :

$$\gamma \to e^- + e^+.$$

Les réactions, en physique des particules, se notent ainsi : l'état initial — composé de la ou des particules qui s'apprêtent à interagir, avant qu'elles ne l'aient fait — se note à gauche ; une flèche symbolise — sans le préciser ni le détailler — le processus d'interaction ; à droite enfin l'état final, c'est-à-dire les particules produites dans cette interaction. On reconnaîtra, dans l'état final, l'électron noté e^- (le signe moins qui flanque la lettre *e*, pour « électron », se réfère à la charge électrique), et le positron e^+ : sa charge est exactement opposée à celle de l'électron, mais ses autres propriétés sont toutes identiques à celles de l'électron — d'où l'utilisation de la même lettre *e*. L'état initial de la réaction précédente comporte un seul photon que l'on désigne traditionnellement par la lettre grecque γ[6].

Mais il ne faut pas croire que ce processus va se produire tel quel, systématiquement, quelles que soient la situation et les circonstances. Il y faut *deux conditions*, inflexibles et intraitables. La première exige que l'*énergie* (relativiste) *soit conservée* : en clair, l'énergie des deux particules finales doit être égale à celle du photon initial. Nous avons évoqué ci-dessus une conséquence de cette condition : il faut un photon assez « dur », comme on dit, pour parvenir à créer les deux particules[7]. La réaction est interdite, et ne se produit donc pas, si l'énergie du photon n'atteint pas $2mc^2$; si ce seuil est dépassé, elle peut se matérialiser en masses des deux particules, le surplus se retrouvant sous forme d'énergie cinétique de l'électron et du positron.

La deuxième condition qui s'impose à la création de paire concerne la conservation de l'impulsion (relativiste) : l'impulsion — un vecteur de l'espace à trois dimensions — doit retrouver dans l'état final la valeur et la direction qu'elle avait dans l'état initial. Or il s'avère que la réaction simple qui a été écrite ci-dessus ne peut satisfaire la règle de conservation de l'impulsion. Qu'est-ce à dire ? Le processus envisagé serait-il interdit ? Oui et non ! Oui, si l'on s'en tient à cette forme simple que nous avons envisagée : un photon tout seul, quelques caractéristiques qu'il possède — ne peut *pas* se transformer en un électron et un positron, en respectant la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Non pourtant, car la création de paire à partir d'un photon peut être réalisée si elle se produit au voisinage d'un noyau atomique — c'est-à-dire dans la matière —, qui absorbe l'impulsion nécessaire au rétablissement de l'égalité de conservation. Il serait donc plus conforme à la réalité d'écrire

$$\gamma + N \rightarrow e^- + e^+ + N$$

N représente le noyau qui a été mis à contribution, ou plutôt qui a induit la création de paire ; le bilan de l'énergie et de l'impulsion comporte nécessairement celles du noyau N, différentes d'ailleurs pour le N initial et le N final.

ANNIHILATION ÉLECTRON-POSITRON

Le positron, avons-nous dit, se meut selon le schéma que voici : le trou dans la mer est comblé par un électron voisin qui, ce faisant, creuse un autre trou à la place qu'il abandonne. Mais, se demande-t-on sans doute, peut-il arriver que l'électron lui-même, évoluant librement, retombe dans le trou qu'il a laissé loin derrière lui ? Assurément. Ce processus est effectivement observé ; il correspond à une *annihilation électron-positron*, que nous allons maintenant décrire.

Un électron et un positron — point n'est besoin qu'ils soient issus de la même paire — s'approchent l'un de l'autre : ils s'attirent, à vrai dire, portant des charges électriques opposées. Durant une fraction de seconde — un clin d'œil —, ils forment un système atomique, que l'on nomme « *positronium* » : comme dans l'atome d'hydrogène, un électron évolue alentour d'une charge exactement opposée (elle est portée par le proton pour l'hydrogène, ici par le positron). De semblables phénomènes s'y produisent (spectre de raies), mais à une échelle différente : le proton de l'hydrogène est mille huit cents fois plus massif que l'électron, alors que le positron a même masse. L'importance de cette différence se traduit comme suit : d'une part, le proton reste quasiment immobile au centre de l'atome d'hydrogène, et l'électron se meut (quantiquement) autour de lui ; dans le positronium, d'autre part, positron et électron tournent tous deux autour du milieu du segment virtuel qui les joint.

Réinterprétation de l'équation de Klein-Gordon

Les tenants de l'équation de Klein-Gordon avaient laissé passer le coche, qu'ils auraient pu prendre aisément. C'est Dirac, en grimpant acrobatiquement dans le sien, lancé au grand galop, qui avait découvert la notion d'*antiparticule*. Elle était pourtant déjà là, cette notion, en germe tout au moins, dans cette équation de Klein-Gordon tant décriée, tant vilipendée, et laissée finalement pour compte.

Ramassons-la donc, l'équation de Klein-Gordon, dans le ruisseau de la physique relativiste et quantique ; et voyons ce qu'elle peut avoir à nous dire, ce qu'elle nous aurait peut-être dit si nous l'avions interrogée correctement.

L'idée originelle est simple. Nous avons une grandeur conservée localement[8] ; ce ne peut être la probabilité, car la densité volumique ρ_P de cette grandeur est parfois négative. Qu'à cela ne tienne ! Réinterprétons ρ_P et j_P comme densité et courant de *charge électrique* : la charge est conservée localement, et elle prend sans difficulté, suivant les cas et les situations, l'un ou l'autre signe.

Mais nous avons signalé au passage que les contributions négatives à la densité ρ_P proviennent des états d'énergie négative, dont l'existence même pose aussi problème par ailleurs. Par conséquent, la mise en œuvre de l'idée que nous avons avancée repose sur la possibilité de remplacer chaque état d'énergie négative par un état d'énergie opposée, donc physiquement acceptable. On peut effectivement le faire, *mais* à condition que ce nouvel état décrive une *particule différente* de celle dont nous étions partis : elle a même masse qu'elle, mais sa charge électrique est opposée ; c'en est l'*antiparticule*.

Résumons-nous. L'équation de Klein-Gordon souffrait de deux horribles plaies. Maintenant, les états à énergie négative de la particule initiale ont fait place à des états à énergie positive de l'antiparticule ; en outre, la densité de probabilité, qui devenait parfois négative, s'est transformée, dans la même opération, en densité de charge électrique, particule et antiparticule y contribuant de façon opposée. Cette interprétation se corrobore lorsqu'on introduit dans l'équation un champ électromagnétique extérieur : particule et antiparticule se comportent exactement de manière opposée.

L'existence d'une antiparticule, tant dans l'équation de Klein-Gordon que dans celle de Dirac, se présente donc comme une *nécessité* : elle apparaît dès que l'on cherche à écrire une équation qui réponde *à la fois aux exigences quantiques et relativistes*. Mais on ne peut plus s'arrêter en chemin : la solution $\varphi(x,y,z;t)$ de l'équation — Klein-Gordon ou Dirac — ne peut plus se contenter de jouer le rôle d'une fonction d'onde, comme le fait celle de l'équation de Schrödinger, puisque le système comprend désormais plus d'une particule, potentiellement. Mer ou pas, l'équation décrit à la fois deux espèces de particules, qui peuvent coexister dans une seule et même solution. Pour aboutir à une image cohérente, on en vient à interpréter les solutions de l'équation — Dirac ou Klein-Gordon — comme des *champs*, analogues au champ électromagnétique, dont les particules et antiparticules représentent les quanta, comme les photons ceux du champ électromagnétique. C'est ce qu'on appelle la « *seconde quantification* », qui fonde la théorie quantique des champs[9].

CHAPITRE III

ANTIPARTICULES

Más has dicho, Sancho, de lo que sabes — dijo don Quijote — ; que hay algunos que se cansan en saber y averiguar cosas, que después de sabidas y averiguadas, no importan un ardite al entendimiento ni a la memoria[1].

CERVANTES

(Plus as-tu dit, Sancho, que tu n'en sais — dit don Quichotte — ; certains se tourmentent pour savoir et vérifier des choses, lesquelles, une fois sues et vérifiées, ne valent pas un liard pour l'entendement ni pour la mémoire.)

Le chapitre précédent a mis en relief la *nécessité théorique* du concept d'antiparticule. Le présent se propose d'examiner en quelque détail comment l'appariement particule-antiparticule se manifeste concrètement dans le domaine subnucléaire, où de multiples objets très divers ont été observés et répertoriés.

Il n'est pas indispensable, pour suivre les raisonnements de ce chapitre-ci, d'avoir compris en détail ceux de ce chapitre-là. Il suffira d'en admettre la conclusion fondamentale : *s'il existe une particule de masse m et de charge q, alors il en existe nécessairement une autre, de masse égale à m et de charge opposée −q*, que l'on appelle *antiparticule* de la première. Cette assertion s'impose inéluctablement lorsqu'on se propose de bâtir une *théorie à la fois quantique et relativiste*.

Nous avons jusqu'ici considéré comme allant de soi que la charge symbolisée par *q* est celle que nous avons introduite précédemment, celle dont nous avons examiné les propriétés cardinales : la charge *électrique*. Elle dissimule encore, nous le savons, des aspects mystérieux et pourtant fondamentaux. Il nous faudra commencer par admettre qu'il existe en réalité plusieurs « charges », comparables à la charge électrique mais foncièrement différentes, qui changent comme elle de signe entre une particule et son antiparticule. Il en résulte une grande variété de situations, fondamentalement analogues mais pratiquement différentes, que quelques exemples caractéristiques viendront illustrer. Se dégageront en outre quelques conséquences physiques de l'existence d'antiparticules : création ou annihilation de paires, existence d'une antimatière — symétrique de la matière dont est constitué notre monde...

Généralisation de la notion de charge

La charge électrique, avons-nous dit, change de signe entre une particule et son antiparticule. Mais cette conduite ne lui appartient pas en propre : il existe, dans la Nature, d'autres quantités qui ont ce même comportement. On les appelle « *charges* », ou bien parfois « *nombres quantiques additifs* ». Nous en rencontrerons plusieurs. Nous conviendrons d'écrire le mot « charge » entre guillemets lorsqu'il se référera à des nombres quantiques additifs différents de la charge électrique ; celle-ci gardera par contre le privilège de se présenter sans fard, le plus normalement du monde.

Ainsi l'idée théorique initiale de Dirac — idée hardie mais simple — ouvrit-elle un immense domaine de recherche, dans lequel jaillirent de leur boîte, tels des diables trop longtemps enfermés, des antiparticules bigarrées et inattendues. Les situations qui peuvent se présenter, entre particules et antiparticules, prolifèrent et foisonnent à l'envi, acquérant — nous le verrons — une richesse et une variété insoupçonnées.

UNE (COURTE) PARENTHÈSE SUR LA PHYSIQUE DES PARTICULES

En physique des particules subnucléaires, les moyens d'investigation consistent à détecter, observer et analyser deux sortes de phénomènes essentiels : d'une part des *collisions* entre ces particules, d'autre part leurs *désintégrations*.

Dans une collision, une particule incidente, que nous noterons génériquement a, se précipite vers une particule cible b. Leur choc, dans ce domaine *relativiste* que nous explorons ici, ne conserve ni la nature des particules ni même leur masse totale : l'état final qui s'extrait de la région d'interaction — de dimension très réduite : typiquement un fermi, soit 10^{-15} m — rassemble deux ou plusieurs particules, comprenant encore a et b ou ne les comprenant pas. Donnons un exemple, pour fixer les idées :

$$a + b \to c + d + e.$$

L'importance des désintégrations provient de la constatation expérimentale que l'immense majorité des particules subnucléaires est instable. On entend par là que de telles particules, après avoir existé pendant un certain temps, plus ou moins long, disparaissent en donnant naissance à d'autres particules encore : on écrira par exemple

$$f \to g + h.$$

Le temps de vie des particules instables connues — on l'aura compris : le temps de vie d'une certaine espèce de particules mesure (en ordre de grandeur) la durée de leur existence — varie dans des proportions énormes : pour le neutron, cette durée de vie est d'environ quinze minutes ; elle se réduit à 10^{-8} seconde pour des particules aussi importantes, et presque aussi courantes, que lui (les pions), et même à 10^{-16} seconde pour le pion neutre.

Il est donc très usuel d'observer, après qu'une réaction s'est produite, que l'une des particules finales — ou plusieurs, ou même toutes — se désintègre après avoir parcouru un trajet plus ou moins long.

Les collisions et les désintégrations — les « réactions », dit-on de façon générique — sont tenues de conserver l'énergie et l'impulsion relativistes. Dans le cas où l'état initial comporte une particule unique — cas d'une désintégration :

$$a \to b + c + \ldots \text{—},$$

ces conditions de conservation impliquent l'inégalité

$$m_a > m_b + m_c + \ldots$$

(m_a est la masse de la particule a, etc.) : la désintégration n'a pas lieu (est *interdite*) si la masse de a n'est pas supérieure à la somme des masses des particules finales. Pour le dire de façon positive, la masse d'une particule instable est toujours supérieure à la somme des masses de ses produits de désintégration.

Les objets identifiés avec certitude en physique des particules se comptent par dizaines. Lorsque les premiers furent découverts, on les qualifia naïvement d'« élémentaires » : « physique des particules élémentaires », disait-on alors — aux alentours de 1960. Les atomes sont en effet *composés* d'un noyau et d'un nuage d'électrons gravitant alentour ; les noyaux quant à eux sont *composés* de protons et de neutrons ; lorsque, en bombardant ceux-ci avec des faisceaux de protons de haute énergie, on vit émerger de nouvelles particules jusque-là totalement inconnues, on pensa tout naturellement qu'on était en train de casser les protons et les neutrons comme on eût fait de cailloux. Les corpuscules qui apparaissaient alors tout soudain étaient auparavant enfouis dans les protons et les neutrons, dont ils étaient sans doute des *composants*. Certaines des particules ainsi découvertes se prêtent à la construction de faisceaux, ce qui permet de les utiliser comme particules incidentes en les dirigeant à leur tour vers diverses cibles. S'établit de la sorte, dans la seconde moitié du XXe siècle, une véritable industrie, lourde et internationale, qui poursuivait inlassablement — qui poursuit toujours — le but de déchiffrer, d'analyser, et de comprendre, dans la mesure du possible, ce domaine si particulier et si riche, si singulier et si passionnant, et si déroutant à la fois, dit « physique des particules ». Le qualificatif « élémentaire » était tombé comme un fruit mûr en cours de route : était-il crédible, ou seulement pensable, que des objets en nombre supérieur à la centaine pussent être vraiment élémentaires ? On s'attendrait certainement, bien plutôt, que les briques fondamentales avec lesquelles sont construits les noyaux, les atomes et donc l'Univers entier fussent autrement moins nombreuses — deux ou trois, pour fixer les idées.

Ce n'est pas la physique des particules en soi qui va nous occuper ici. Mais son opulence et sa magnificence nous fourniront maint exemple de la dualité particule-antiparticule, dans des situations à chaque fois diverses et surprenantes, dont nous nous proposons d'analyser les plus significatives.

Nous y serons aidés par une caractéristique remarquable de la physique des particules. C'est un sujet difficile certes. Il y règne pourtant une règle très simple, dont nous ferons constant usage dans ce qui suit. Elle s'y applique sans faille, sans appel, sans tribunaux ni Cour de cassation : tout ce qui n'est pas explicitement interdit est permis, et se produira donc un jour ou l'autre ; inversement, si un processus ne se produit jamais, c'est qu'une loi — peut-être pas explicitée encore — l'en empêche.

LA « CHARGE » BARYONIQUE

Dans la foule chamarrée des particules subnucléaires qui accourent de toutes parts, certains regroupements se forment, certaines castes émergent.

L'une d'elles se distingue par ce qu'on nomme couramment le « *nombre baryonique* » : les baryons affichent un nombre baryonique non nul, les autres particules en étant dépourvues. Les prototypes mêmes des baryons — nous en rencontrerons quelques autres — sont le proton et le neutron. La conservation de cette « charge » baryonique exige simplement — mais fermement — que le nombre de baryons que l'on compte dans l'état final d'une réaction soit *toujours* égal à celui de l'état initial : pas le moindre excès, pas le moindre manque.

Ainsi — prenons deux ou trois exemples — on n'observe *jamais* la réaction

$$p + p \to p + p + n \text{ (interdite).}$$

Noter pourtant que la charge électrique y serait conservée (deux charges positives — celles des deux protons — de chaque côté, le neutron étant neutre, comme son nom l'indique). Mais il y a interdiction formelle de créer trois baryons à partir de deux. Attention ! Ce n'est pas la nécessité de produire une particule supplémentaire qui fait obstacle à ce processus, bien entendu relativiste : il est facile — avec les moyens modernes — de doter le proton incident d'une énergie suffisante pour qu'une partie s'en puisse matérialiser, selon les lois de la Relativité. Non ! L'interdiction est d'autre nature. Voici d'ailleurs une réaction différente, quant à elle permise, et dans laquelle l'état final comporte trois particules :

$$p + p \to p + p + \pi^0 \text{ (permise).}$$

Le « *méson* π », ou « *pion* », est une particule très importante et très courante dans ces parages ; elle existe sous trois états de charge (électrique) : le π^+ a même charge qu'un proton, le π^- qu'un électron, et le π^0 est tout bonnement neutre. C'est ce qui nous a permis de le glisser dans l'état final sans perturber l'équilibre des charges électriques ; jusqu'ici, rien de nouveau sous le soleil : le π^0 et le n sont pareillement neutres. Mais, comparés au proton et au neutron, les pions sont des roturiers : « charge » baryonique nulle. Ainsi, la réaction que nous venons d'écrire conserve et la charge électrique et le nombre baryonique ; elle est donc permise, elle se produit donc.

Compliquons un tant soit peu — à peine, rassurez-vous — notre divertissement mental. La réaction que voici :

$$p + p \to p + n + \pi^+$$

est-elle observable ? Parfaitement : le nombre baryonique est égal à deux de part et d'autre de la flèche, et pareillement la charge électrique (dans le membre de droite, le p et le π^+ portent ensemble cette charge). De façon analogue, on peut envisager

$$p + n \to p + p + \pi^-$$

au même titre que

$$p + n \to p + n + \pi^0.$$

Inutile d'insister — mais faisons-le tout de même : on peut créer plus d'une particule à la fois, par exemple dans

$$p + p \to p + p + \pi^+ + \pi^-$$

ou bien encore

$$p + p \to p + n + \pi^+ + \pi^0.$$

Et le reste à l'avenant... Deviner, en se fondant sur des lois de conservation de ce genre, si telle réaction que l'on peut imaginer est permise ou interdite pourrait fournir l'occasion d'un jeu éducatif intéressant en école maternelle (pourquoi pas, si l'on veut préparer de futurs physiciens des particules comme on fait des violonistes ou des mathématiciens ?).

LES « CHARGES » ÉLECTRONIQUE ET MUONIQUE

Revenons à l'électron, par qui le scandale — celui des antiparticules — est arrivé. Il porte une charge électrique — nous le savons de la première fois que nous l'avons rencontré — égale à -1 (avec l'unité que nous avons convenu de prendre). Mais voici qu'il recèle en outre une « charge » d'une autre espèce, qui n'a probablement rien à voir avec l'électromagnétisme, et que l'on nomme « *nombre électronique* ».

Comment s'en rendre compte ? Par le même genre de jeu éducatif que celui qui est fondé sur le nombre baryonique. Bien sûr, rien n'interdit

$$e^- + p \to e^- + p :$$

lorsque ainsi l'état final d'une réaction est constitué des mêmes particules que l'état initial, et d'elles seules, on dit avoir affaire à une « diffusion élastique » ; dans une diffusion élastique quelconque, toutes les lois de conservation des « charges » sont spontanément, automatiquement pourrait-on dire, vérifiées, puisque chaque particule initiale persiste dans l'état final, et qu'aucune autre ne vient s'y ajouter.

Mais on observe aussi, par exemple,

$$e^- + p \to e^- + p + \pi^0,$$

ou bien encore

$$e^- + p \to e^- + n + \pi^+,$$

processus dans lesquels sont conservés : la charge électrique (nulle de part et d'autre), le nombre baryonique (égal à un grâce au proton ou au neutron), et le nombre électronique puisque l'électron initial figure encore dans l'état final.

En revanche, la réaction

$$e^- + n \to e^- + p + e^- \text{ (interdite)}$$

ne se produit jamais. Pourtant, la charge électrique des deux membres est la même (égale à -1), ainsi que leur nombre baryonique ($+1$). C'est la conservation de la « charge » électronique qui exclut cette réaction : un électron à gauche, deux à droite.

Un jour des années 1930, au tout début de cette quête des particules presque en aveugle, on en débusqua une, de façon inattendue — on était lancé à la recherche d'une tout autre particule (le pion) — à laquelle on associa la lettre grecque μ. On la nomme aujourd'hui le *muon*. Exactement semblable à l'électron, dont elle porte notamment la charge électrique, elle en diffère toutefois par la masse, 207 fois supérieure à celle de l'électron — ce qui, en particulier, la rend instable. Pourquoi une telle différence, et de cette importance ? Nul ne peut le dire : le mystère reste entier, de nos jours encore. Il est une autre propriété, fondamentale, qui distingue muon et électron : le *nombre muonique*, qui doit se conserver dans toutes les réactions comme le font les autres « charges », ne se confond pas avec le nombre électronique. Je n'en veux qu'une preuve : la désintégration

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma \text{ (interdite)}$$

où γ représente un photon, n'a jamais été mise en évidence et s'est toujours dérobée à toute détection. Or le photon γ ne porte aucune charge électrique ni d'ailleurs aucune autre « charge ». La réaction écrite serait donc parfaitement permise. Elle devrait même, selon les estimations qu'on peut en faire, se produire de façon quasiment immédiate après la formation du muon : si ce mode de désintégration était permis, la durée de vie du muon serait environ cent millions de fois plus brève qu'elle n'est en réalité[2]. Eh bien ! Tout cela ne sert de rien : le nombre muonique étant distinct du nombre électronique, la réaction que nous examinons ne conserve ni l'un ni l'autre : « charge » muonique égale à un dans l'état initial et nulle dans l'état final ; « charge » électronique égale à zéro puis à un. Bien entendu, les autres réactions conservent toutes, séparément, et le nombre électronique et le nombre muonique.

À chaque particule son antiparticule

La notion d'antiparticule, introduite ci-dessus à partir de la seule charge électrique, se généralise comme suit.

DÉFINITION

Parmi toutes les particules connues ou à connaître, choisissons-en une au hasard, que nous nommerons génériquement a. Les arguments théoriques du début de ce chapitre, fondés sur les premières tentatives visant à construire un formalisme qui soit quantique et relativiste à la fois, suggèrent que a est nécessairement flanquée d'une *antiparticule*, que l'on note $\bar{a}$ — prononcé « a barre » —, et qui possède les caractéristiques suivantes :

(i) la masse de $\bar{a}$ est *la même* que celle de a ;

(ii) la charge électrique de $\bar{a}$ est l'opposée de celle de a ;

(iii) toutes les autres « charges » suivent la même règle : toute « charge » de $\bar{a}$ est l'opposée de la « charge » de même nature portée par a ;

(iv) si a est instable, alors $\bar{a}$ l'est aussi, et sa durée de vie est *égale* à celle de a.

A cette définition, deux implications immédiates. D'une part, la relation particule-antiparticule est réciproque : si $\bar{a}$ est l'antiparticule de a, alors l'antiparticule de $\bar{a}$ est a. D'autre part, une particule s'identifie à son antiparticule si — et seulement dans ce cas — toutes les « charges » (l'électrique comprise) y prennent la valeur zéro.

MORCEAUX CHOISIS

L'intérêt de la définition précédente provient évidemment de ce que, prédite *théoriquement*, l'existence d'une antiparticule pour chaque particule connue est *effectivement observée* dans la Nature. Voilà un succès indéniable de la théorie, qui ne s'est pas démenti depuis un demi-siècle, malgré l'extraordinaire foisonnement et la variété inouïe des particules découvertes entre-temps. Il nous suffira de quelques exemples pour nous en persuader.

Le *photon* γ ne possède ni charge électrique, ni nombre baryonique ou leptonique, ni rien d'analogue ; il est donc sa propre antiparticule.

L'électron, en revanche, porte une charge électrique et il est doté d'un nombre électronique, que nous prendrons égal à un (par convention) ; toutes ses autres « charges » sont nulles. Son antiparticule le positron a donc charge +1 et nombre électronique –1. La masse du positron doit être rigoureusement égale à celle de l'électron, ce qui est vérifié expérimentalement avec une grande précision.

Comment savoir s'il est d'autres particules que l'électron et le positron à porter un nombre électronique non nul ? Il faut rechercher pour cela des réactions auxquelles prend part un électron — ou un positron — unique, parmi l'ensemble des particules tant initiales que finales. Il faudra bien alors que se dévoile une autre particule qui vienne équilibrer le nombre électronique. Un exemple simple, aussi bien que décisif historiquement, est tiré de la désintégration du neutron. Le neutron disparaît au profit d'un proton, un électron et un neutrino :

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Voilà bien une réaction telle que nous en cherchions : y participe un électron unique. Explicitons le bilan de chacune des « charges ».

Celui de la charge électrique s'équilibre avec un neutrino électriquement neutre, comme le neutron initial : les charges du proton et de l'électron se compensent exactement (0 à gauche, +1 et –1 à droite). Le nombre baryonique se conserve également si électron ni neutrino finals ne portent cette sorte de « charge » : celle du neutron se transfère simplement sur le proton (+1 à gauche, +1 à droite). Quant au nombre électronique qui nous intéresse au premier chef, on apprend par ailleurs, pour en avoir envisagé l'éventualité dans d'autres réactions, que ni le proton ni le neutron ne peuvent servir en l'occurrence : aucun des deux n'est muni d'un nombre électronique non nul. Il semble donc indispensable que le neutrino porte un nombre électronique : dans cette réaction, il faudra le doter d'une « charge » électronique –1 si celle de l'électron est prise par convention égale à +1. Par souci de simplicité, on convient que la particule émise dans la désintégration du neutron s'identifie à un *antineutrino*, dont la « charge » électronique vaut –1 si celle du neutrino, que l'on note[3] ν_e, est établie par accord explicite à +1.

On connaît aussi un neutrino doté d'un nombre muonique — que l'on écrit ν_μ —, différent du précédent parce que diffèrent les « charges » électronique et muonique. Il est produit, en association avec le muon — comme il se doit — dans certaines désintégrations. Parmi les plus simples figurent celles des pions chargés, π^+ et π^- :

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu,$$
$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu.$$

Mis à part la charge électrique dont la conservation est ici évidente : le pion initial détermine la charge du muon final —, les pions restent libres de toute autre « charge » (tant baryonique qu'électronique ou muonique). C'est pourquoi, dans les réactions ci-dessus, apparaît *l'antineutrino* $\bar{\nu}_\mu$ avec le muon μ^- (porteur par définition de la « charge » muonique +1), et avec le μ^+, antiparticule du μ^-, le *neutrino* ν_μ lui-même : dans les deux cas, le nombre muonique de l'état final s'annule entre la particule chargée (μ^- ou μ^+) et le neutrino, ou antineutrino.

Une remarque en passant, sur laquelle nous reviendrons plus à loisir[4] : l'une des deux réactions écrites ci-dessus se transforme en l'autre si l'on y change chaque particule en son antiparticule : le π^- de la première devient ainsi le π^+ de la seconde, le μ^- devient le μ^+, et l'antineutrino $\bar{\nu}_\mu$ devient le neutrino ν_μ. Dans cette opération, il s'avère que les durées de vie des deux pions π^- et π^+ sont rigoureusement égales.

Une expérience restée célèbre (1962) démontra sans échappatoire ni conteste la différence physique des deux neutrinos ν_e et ν_μ[5].

C'était aussi prouver, du même coup, l'indépendance foncière des « charges » électronique et muonique.

Puisque les pions sont venus sous la plume, que dire du pion neutre π^0 ? Il ne porte aucune « charge » non nulle, pas même la charge électrique. En conséquence, il est lui-même sa propre antiparticule. Son mode de désintégration en est totalement différent de ceux de ses acolytes chargés : le pion neutre se désintègre en deux photons :

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma.$$

Point de « charge » ici, de quelque ordre qu'elle soit, ni dans l'état initial ni dans l'état final. J'entends qu'on se demande, à mi-voix, pourquoi le π^0 ne disparaît pas ainsi, d'un coup, sans feu ni fumée. La raison en est qu'il possède quand même une énergie et une impulsion, et qu'il faut bien un état final pour les emporter ; on voit facilement qu'un photon unique n'y suffirait pas, et nous voilà avec nos deux photons finals.

DÉSINTÉGRATION DES MUONS

Le muon μ^- et son antiparticule μ^+ ont pour masse — nous le savons expérimentalement sans en connaître la raison théorique — deux cent sept fois celle de l'électron (et du positron). Nous avons dit il y a peu, en passant, que cette circonstance les rend instables. Analysons de plus près cette proposition.

La discussion se fonde — c'en est véritablement un simple commentaire — sur l'inégalité que doivent satisfaire les masses dans une désintégration. Prenons-la d'abord — pour ainsi dire — à l'envers, cette inégalité : une particule de masse insuffisante ne peut pas se désintégrer ; on dit qu'elle est « stable ». Insuffisante ? Mais encore ? Ceci, par exemple : l'électron se présente, parmi toutes les particules chargées, avec la masse la plus faible ; il ne peut qu'être stable ; sa désintégration devrait en effet donner un état final de charge –1, et aucun n'existe dont la masse totale soit inférieure à celle de l'électron. De manière analogue, le proton est stable[6] parce qu'il est le baryon (« charge » baryonique non nulle) le plus léger. Le neutron, en revanche, se désintègre — nous l'avons vu. C'est que — cela se trouve ainsi[7] — la masse du neutron dépasse la somme de celles du proton, de l'électron et du neutrino (cette dernière pourrait être nulle ; elle est négligeable en tout cas dans cet argument).

Nous ne serons plus surpris, après ces explications, que le muon, nettement plus massif que l'électron, soit instable. Quand on y regarde de plus près, en réalité, on constate qu'un état final ayant même charge (électrique) que le muon et une somme des masses inférieure inclut nécessairement un électron : le proton et le neutron sont exclus car nettement trop massifs, mais aussi les pions, dont la masse est encore 35 % trop élevée, environ. Partons donc d'un électron. Il est indispensable de compenser son nombre électronique, ce que l'on peut faire avec une particule neutre : on le fait accompagner — comme dans la désintégration du neutron — par un antineutrino $\bar{\nu}_e$. Oui, mais l'état initial se présente avec un nombre muonique égal à +1 ; cette valeur se retrouve dans l'état final, comme elle doit le faire, si on ajoute, en sus, un neutrino muonique ν_μ. Pour finir, le muon μ^- se désintègre selon la réaction

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$

alors que son antiparticule μ^+ le fait selon

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

(on y a changé chaque particule en son antiparticule).

ANTIPARTICULES DES BARYONS

Les baryons possèdent une « charge » baryonique égale à +1. Aucun d'eux ne peut donc être sa propre antiparticule : le neutron, par exemple, dont la charge électrique est nulle, n'en diffère pas moins de son antiparticule, l'antineutron $\bar{n}$. La différence entre n et $\bar{n}$ est très facile à mettre en évidence, tout compte fait. Dirigeons en effet un faisceau d'antineutrons ou de neutrons sur une cible de protons. Une telle cible est en pratique un échantillon d'hydrogène (pris liquide, le plus souvent, pour disposer d'un plus grand nombre de particules-cibles par unité de volume) ; les antineutrons — pas plus que les neutrons ensuite — ne sont affectés par l'électron de l'atome d'hydrogène et interagissent directement avec son noyau, qui est un proton. Lorsque la particule incidente est un neutron, l'état initial de la réaction ($n + p$) porte un double nombre baryonique ; l'état final doit aussi le porter, c'est-à-dire renfermer deux baryons. C'est ainsi — seulement pour donner un exemple — qu'on pourra observer

$$n + p \rightarrow p + p + \pi^-.$$

Avec les antineutrons, en revanche, la « charge » baryonique de l'état initial $\bar{n} + p$ est nulle, de sorte que des réactions de type totalement différent deviennent possibles, telles que

$$\bar{n} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+.$$

Anthologie de quelques sujets attendus

ANNIHILATION ET CRÉATION DE PAIRES

Lorsqu'on met en présence une particule et son antiparticule, deux types de réactions peuvent s'ensuivre. D'une part, on peut — c'est *toujours* possible, quelles que soient les particules initiales — retrouver particule et antiparticule dans l'état final, seules ou accompagnées d'autres objets créés dans la collision. C'est ainsi que l'on peut produire et étudier la diffusion élastique

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p,$$

ou bien se trouver en présence de

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p + \pi^0.$$

A ce premier type appartiennent aussi des réactions telles que

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + n + \pi^+,$$

qui est analogue à la précédente, la charge du proton s'étant en quelque sorte décalée sur le pion.

Mais il existe dans le cas présent une *autre classe de réactions*, dites d'« annihilation ». En effet, toutes les « charges » prennent par définition, dans le système formé par une particule et son antiparticule, une valeur totale nulle. Ainsi, particule et antiparticule initiales peuvent disparaître pour donner naissance à un état final qui ne garde plus trace de son origine ; on peut par exemple se trouver en présence de l'une ou l'autre des réactions que voici :

$$e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0,$$
$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

L'état final est le même, bien qu'électron et proton soient des particules très différentes.

La *création de paire* est en quelque sorte le processus inverse de l'annihilation. Pour la même raison que ci-dessus (valeur nulle pour toutes les « charges »), un couple particule-antiparticule peut être produit, en principe, dans n'importe quel type de collision. Il faut pourtant que l'énergie initiale y suffise : elle se matérialise pour une part dans la nouvelle paire, mais doit aussi fournir l'énergie cinétique nécessaire à son envol au milieu de ses partenaires. C'est ainsi — nous l'avons déjà expliqué — qu'un photon γ suffisamment « dur », passant au voisinage d'un noyau atomique N, peut se convertir en une paire électron-positron :

$$\gamma + N \rightarrow e^+ + e^- + N.$$

On peut de même créer une paire antiproton-proton dans une collision proton-proton :

$$p + p \rightarrow p + p + \overline{p} + p.$$

C'est ainsi, historiquement, que le premier antiproton fut exhibé (1955). L'accélérateur de Berkeley, qui permit cette découverte prédite théoriquement, était alors le seul au monde à pouvoir y parvenir. Il est en effet beaucoup plus difficile de produire un antiproton qu'un pion, par exemple : l'antiproton ne peut pas venir seul ; il doit obligatoirement être membre d'une *paire* $\overline{p}p$, s'insérant en bloc dans l'état final.

Annihilation et création de paire peuvent d'ailleurs se conjuguer, comme dans

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-,$$

ou bien encore

$$e^+ + e^- \rightarrow \overline{p} + p.$$

L'ANTIMATIÈRE

Voilà bien un sujet sur lequel se sont déversés des flots d'encre et de paroles, qui auraient probablement pu trouver meilleur emploi. De quoi s'agit-il ?

Dans notre Univers, la matière domine l'antimatière : les atomes — et avec eux l'ensemble de la matière — sont constitués essentiellement de protons, neutrons et électrons. Les antiprotons $\overline{p}$, antineutrons $\overline{n}$ et positrons e^+ y sont rares. Il nous faut, pour les observer ou les utiliser, les produire par *création de paires* (voir ci-dessus). On sait pourtant, actuellement, en construire des faisceaux assez intenses. Toutefois, si l'on n'y prend garde, ils disparaissent irrémédiablement par annihilation avec leurs antiparticules[8] respectives (p, n et e^-), qui foisonnent dans l'environnement.

Mais un positron e^+ et un antiproton $\overline{p}$ s'attirent, à cause de leurs charges électriques opposées (positive pour e^+, négative pour $\overline{p}$), exactement comme font un électron e^- et un proton p. Ils peuvent donc former un état lié, que l'on appellera « *l'antiatome d'hydrogène* », parfaitement stable si on le maintient hors de portée des protons et électrons extérieurs, comme l'est l'atome d'hydrogène préservé de tout positron et antiproton. Bien entendu, la formation d'antinoyaux plus complexes à partir d'antiprotons et d'antineutrons est possible en principe, bien qu'elle relève du tour de force ; accompagnés d'un cortège convenable de positrons, les antinoyaux pourront former des antiatomes, symétriques de ceux que nous connaissons.

La vraie question, dans ce contexte, la seule qui soit véritablement pertinente, s'enquiert du pourquoi et du comment, à l'échelle cosmologique, la symétrie entre p et $\overline{p}$, n et $\overline{n}$, e^- et e^+ — c'est-à-dire entre matière et antimatière — a été brisée de quelque façon pour donner naissance à un monde peuplé de protons, de neutrons et d'électrons et excluant leurs antiparticules. On aurait pu penser que, à l'origine de l'Univers, le chaos initial était symétrique, comprenant autant d'antiprotons que de protons, d'antineutrons que de neutrons, de positrons que d'électrons, car ces particules et antiparticules étaient sans cesse produites par paires et s'annihilaient en paires, sans cesse, dans cet embryon d'Univers où régnait une température d'enfer.

Les spécialistes de cosmologie n'ont, à cette question, aucune réponse parfaitement convaincante. Mais ils peuvent faire état d'éléments de réponse fort intéressants. Contentons-nous ici de citer Andreï Sakharov (1921-1989) — celui-là même dont les prises de position humanitaires et politiques, dans un contexte particulièrement difficile, furent couronnées par un prix Nobel de la paix (1975) — comme promoteur des idées théoriques de base (1967). Pour que la matière domine *in fine* sur l'antimatière, il faut que trois conditions soient simultanément remplies : que le proton puisse se désintégrer (les modèles dits « de grande unification » le prédisent) ; que l'Univers traverse une période d'évolution hors d'équilibre ; que la symétrie vis-à-vis de CP soit violée [9].

Mais d'aucuns — parmi eux des physiciens — préfèrent envisager une séparation géographique des protons, neutrons et électrons d'un côté, et de leurs antiparticules de l'autre. Il pourrait donc exister, quelque part dans l'Univers, un monde symétrique du nôtre, qui serait constitué d'antimatière comme le nôtre l'est de matière. A partir de là, rien n'empêche des journalistes en quête de sensationnel ou des écrivains de science-fiction de broder à loisir : comme les lois régissant l'antimatière sont sans doute [10] parfaitement symétriques de celles qui valent pour la matière, l'évolution de l'antimonde serait probablement semblable à celle de notre monde, et l'on peut rêver qu'elle aboutisse par exemple à une situation où un antilecteur lirait un antichapitre sur les particules — qui seraient sans doute dénommées « antiparticules » par les antihumains habitant l'antimonde... Mais tout cela ne tire pas à conséquence tant que matière et antimatière restent rigoureusement séparées dans l'espace et le temps. Là où un vent de panique souffle dans les chaumières, c'est quand un esprit fort ose envisager la possibilité d'une collision entre un bloc macroscopique de matière, disons une planète — pourquoi pas la Terre ? — et un bloc analogue d'antimatière : l'annihilation particule-antiparticule que nous avons décrite ci-dessus prend alors des proportions apocalyptiques...

BIZARRERIES ET ÉTRANGETÉ

Vers les années 1950, la physique des particules naissante se montrait sous un jour sage et modeste. Certes, elle comptait déjà, à son répertoire, une quinzaine d'objets dûment catalogués (ceux que nous avons mentionnés jusqu'ici), ce qui était sans nul doute exagéré pour qu'ils pussent tous revendiquer le qualificatif d'« élémentaire ». En outre, le rôle assigné à chacun d'eux dans l'édification du monde n'apparaissait pas de manière évidente pour tous : les muons, surtout, mais les neutrinos aussi, se présentaient plutôt comme épisodiques que nécessaires.

C'est alors que le champ d'investigation, et les détecteurs des expérimentateurs, furent envahis par des particules d'une race nouvelle et d'abord énigmatique. Leurs mœurs étaient incompréhensibles, « étranges » disait-on d'elles volontiers, car leur comportement était marqué d'une sorte de schizophrénie à la Doctor Jekyll et Mister Hyde.

Toujours produites en paires : n'était-ce pas là signe d'une nouvelle « charge » conservée ? Par exemple — nous adoptons directement les notations qui se sont imposées par la suite —,

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-.$$

ou bien encore

$$p + p \rightarrow p + \Lambda^0 + K^+.$$

Le méson π^- et le proton p sont maintenant de vieilles connaissances ; le méson K^+ et les baryons Σ^- et Λ^0 sont des représentants de cette race d'envahisseurs mystérieux.

Mais les particules ainsi créées étaient instables. Et si dans la pleine lumière, éblouissante et crue, des chocs titanesques, elles respectaient scrupuleusement une loi de conservation jusque-là ignorée, elles s'en allaient, au soir de la bataille, se désintégrer chacune de son côté — sans avoir nul besoin de leur partenaire de la paire — pour se résoudre en fin de compte en particules de la race indigène et familière :

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$
$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-,$$
$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-.$$

Quelle situation curieuse et embarrassante ! La nouvelle « charge » paraît rigoureusement conservée : jamais on n'assiste à des réactions comme celle-ci :

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + p \text{ (interdite).}$$

(Le méson étrange K^+ y serait produit seul à partir de particules de la génération précédente.) Et pourtant cette conservation est systématiquement et grossièrement bafouée dans les processus de désintégration.

A cette situation paradoxale la solution — empirique — consista en fait à en prendre simplement acte, sous le nom de « *schéma de l'étrangeté* ». On décréta que les réactions de production des particules nouvelles mettaient en jeu des « *interactions fortes* », qui conservent une nouvelle « charge », baptisée « *étrangeté* ». Un travail de défrichage et d'étiquetage — délicat, souvent, eu égard à la difficulté des techniques expérimentales — permit d'attribuer à chaque objet une étrangeté intrinsèque : pour les anciens (pions, protons, etc.) la nouvelle « charge » est prise égale à zéro ; puis l'étrangeté +1 est attribuée au méson K^+ ; par comparaison, celle du Σ^- ou du Λ^0 vaut –1. A noter que les « charges » auparavant connues sont toujours présentes chez les particules étranges : leur charge électrique est explicitement notée à droite de leur symbole ; en outre, Λ^0 et Σ^- sont des baryons, le K^+ un méson (nombre baryonique nul).

L'étrangeté inaugura ainsi une catégorie nouvelle de « nombres quantiques additifs » qui sont conservés de façon seulement approchée [11] : les interactions « fortes » étant — leur nom l'indique bien — plus intenses et plus efficaces que les « faibles » (environ cent mille fois plus), la conservation de l'étrangeté est exacte dans les réactions qui produisent les particules de race nouvelle. Mais celles-ci ne peuvent pas se désintégrer par les mêmes interactions fortes : les états finals qui conserveraient l'étrangeté de la particule instable ne peuvent pas satisfaire à l'inégalité de masse associée à toute désintégration ; restent seulement les modes à étrangeté nulle. Détournant alors leur regard de ces calculs sordides et des manigances qui ne manqueront pas de les accompagner, les interactions fortes laissent aux interactions faibles la basse besogne de désintégrer les particules étranges.

Mais la règle fondamentale qui dévide un mince fil d'Ariane à travers le labyrinthe des particules et des réactions reste valable, ici aussi : chaque particule étrange admet une antiparticule différente d'elle, dotée d'une étrangeté opposée. Ainsi le méson K^+ (étrangeté +1) implique un méson K^- (étrangeté –1), de masse rigoureusement égale. Ainsi le Λ^0 se double d'un $\bar{\Lambda}^0$ (charge électrique nulle, nombre baryonique –1, étrangeté +1). Notons que le Σ^- est accompagné d'un Σ^+, de masse peu différente ; ce n'est *pas* son antiparticule, car son nombre baryonique est +1 et son étrangeté –1, comme ceux du Σ^-.

Mais l'anti-Σ^- existe en outre — comme d'ailleurs l'anti-Σ^+ : nombre baryonique négatif (–1), étrangeté positive (+1).

Peut-être, avant de poursuivre, allons-nous jeter un bref regard en arrière, pour évaluer le chemin parcouru.

Avant d'entreprendre cette cinquième partie, nous étions profondément convaincus que mécanique quantique et Relativité allaient s'entendre — l'ampleur des ambitions qu'elles affichaient l'une et l'autre les y condamnait — pour déboucher sur une vision unifiée du monde physique. Nous avons dû tout aussitôt déchanter. Les tentatives pour construire une mécanique quantique relativiste achoppèrent d'emblée sur des problèmes de fond : la mécanique quantique entraînait la Relativité sur des chemins qu'elle récusait (énergies négatives), et la Relativité exigeait de la mécanique quantique des prouesses qu'elle n'était pas prête à accomplir (création et annihilation de particules).

Apparut alors le concept d'antiparticule, éminemment et uniquement théorique à l'abord, qui proposait en quelque sorte une réconciliation des deux théories. Il n'y réussit pas pleinement — la tâche s'avéra bien trop rude — mais offrit un terrain minimum d'entente. La réalité quant à elle, scrutée par l'expérimentation, confirma au-delà de tout espoir la prédiction théorique : à toute particule une antiparticule ; aucune exception.

Mais nous n'avons pas, loin s'en faut, épuisé les trésors cachés de cette sentence, simple dans son énoncé mais fastueuse dans la multiplicité de ses avatars concrets.

CHAPITRE IV

LA CONJUGAISON DE CHARGE EST-ELLE UNE SYMÉTRIE DE LA NATURE ?

Vivo sin vivir en mí	(Je vis sans vivre en moi,
y de tal manera espero,	et telle est mon attente,
que muero porque no muero.	que je meurs parce que je ne meurs.
En mí yo no vivo ya,	En moi, déjà ne vis plus,
y sin Dios vivir no puedo ;	et sans Dieu vivre ne puis ;
pues sin él y sin mí quedo,	ainsi privé de lui et de moi,
este vivir ¿ qué será ?	que sera vivre alors ?
Mil muertes se me hará,	Mille morts souffrirai,
pues mi misma vida espero,	dans l'attente de la vraie vie,
muriendo porque no muero [1].	me mourant parce que je ne meurs.)
SAINT-JEAN DE LA CROIX	

Continuons à explorer les richesses que recèle la dualité particule-antiparticule.

Après avoir précisé concrètement, sur des exemples, comment se réalise cette correspondance entre une particule et son antiparticule, nous allons maintenant la formaliser — simplement — de façon à l'étudier plus aisément du point de vue théorique.

La conjugaison de charge

Nous appellerons « conjugaison de charge » une opération — d'aucuns préféreront dire « un opérateur » — qui transforme en leurs antiparticules toutes les particules du système auquel on l'applique.

Voici des exemples qui illustreront cette manière de définition. La conjugaison de charge se note C, et les systèmes de particules s'énumèrent à l'intérieur d'un symbole |>, que l'on appelle un « ket [2] ». L'antiparticule du π^+ est le π^- ; nous écrirons

$$C|\pi^+\rangle = |\pi^-\rangle.$$

De même,

$$C|K^+\rangle = |K^-\rangle.$$

signifie que l'antiparticule de K^+ est K^-. D'ailleurs, comme la relation particule-antiparticule est réciproque, les formules inverses seront également valables :

$$C|\pi^+\rangle = |\pi^-\rangle \text{ ; } C|K^-\rangle = |K^+\rangle.$$

Mais on peut tout aussi bien transformer par conjugaison de charge des ensembles de plusieurs particules :

$C|\pi^-, \pi^0\rangle = |\pi^+, \pi^0\rangle$ (puisque π^0 est sa propre antiparticule)
$C|\bar{p}, p\rangle = |p, \bar{p}\rangle$ (l'antiproton est transformé en proton et *vice versa*).

Une précision *très importante* pour ce qui suit : C change la nature des particules, mais pas leurs caractéristiques d'impulsion et de spin. Par exemple un π^- d'impulsion q est transformé en un π^+ de même impulsion q (le spin des π^+ et π^- est nul).

Il est des cas particuliers (l'ensemble $|\bar{p},p\rangle$ que nous venons de citer) où l'action de la conjugaison de charge C redonne le même système dont on est parti. Lorsque cela vient à se produire, on est convenu de dire qu'un tel système constitue un « *état propre* » de la conjugaison de charge, la « *valeur propre* » associée pouvant égaler +1 ou −1 suivant que l'état est inchangé véritablement, ou changé en son opposé [3], par application de C.

Le titre de ce chapitre soulève une interrogation que personne, avant 1955, ne songeait à examiner sérieusement, tellement la réponse paraissait aller de soi : cette symétrie particule-antiparticule, qu'avaient prédite les équations d'onde quantiques et relativistes, était effectivement apparue dans les expériences, sans une exception, sans une difficulté. Plus on en approfondissait l'étude, plus elle s'affirmait. Pourquoi, dès lors, la remettre en question ?

Non-conservation de la conjugaison de charge

Il fallut pourtant, afin de comprendre certaines situations embarrassantes [4], en venir à des interrogations fondamentales. Voici, présentée de façon générale — nous particulariserons ensuite — celle qui concerne la conjugaison de charge.

Choisissons un processus quelconque *réel* — c'est-à-dire qui se produit effectivement dans la réalité —, que nous noterons

$$a + b \rightarrow c + d + e + \ldots$$

Outre la nature des particules (*a*, *b*,...), nous nous donnons leurs caractéristiques d'impulsion et de spin, dans l'état final comme dans l'état initial.

Cela posé, on peut envisager le processus transformé du précédent par conjugaison de charge :

$$\bar{a} + \bar{b} \rightarrow \bar{c} + \bar{d} + \bar{e} + \ldots$$

Cette dernière réaction présente, d'après la définition même de la conjugaison de charge *C*, des caractéristiques identiques d'impulsion et de spin à celles que nous avions fixées, mais portées cette fois par les antiparticules.

Le premier processus est, nous l'avons spécifié, *réellement observé*, avec les caractéristiques que nous lui avons supposées. Le second a été construit de toutes pièces à partir du précédent, par une opération théorique. Il se peut certes qu'il soit observé, mais *il se peut aussi qu'il ne le soit pas*. Si les deux réactions sont, l'une comme l'autre, effectivement réalisées dans la Nature, on dira que les interactions qui en sont responsables sont « *symétriques par conjugaison de charge* », ou « *conservent C* ». Sinon... eh bien ! les interactions en question *ne conservent pas C*.

Poser la question n'est pas nécessairement la résoudre ; mais c'est au moins s'attendre que la réponse ne soit pas tout d'une pièce.

Ce fut comme une tornade dans la physique fondamentale. Deux physiciens américains d'origine chinoise, T.D. Lee et C.N. Yang, pour tenter de résoudre un « mystère » dont nous aurons à reparler, suggérèrent, en 1955, ce qu'on appelle « *la non-conservation de la parité dans les interactions faibles*[5] ». Certains théoriciens (notamment le grand W. Pauli) s'inscrivirent en faux contre une telle hérésie. La plupart des expérimentateurs jugèrent inutile de tenter de vérifier les prédictions de Lee et Yang. Ce fut une physicienne, américaine d'origine chinoise, elle aussi, Mme C.S. Wu, qui monta une expérience dans ce but. Les résultats montrèrent indubitablement une nette *violation de la parité*.

Les quelques pages qui suivent se proposent d'expliquer à grands traits ce qu'on entend par là et qu'on entend de même par violation de la conjugaison de charge. En premier lieu, nous verrons que les interactions fortes ne participent pas à la curée : elles conservent la conjugaison de charge, comme aussi la parité. Ce sont les interactions faibles qui prennent le devant de la scène : nous montrerons qu'elles ne sont pas symétriques par conjugaison de charge *C* ; elles ne le sont pas plus par parité *P* ; mais la façon dont l'une et l'autre violations se produisent permet de constater que le produit *CP* est conservé.

LES INTERACTIONS FORTES SONT SYMÉTRIQUES PAR CONJUGAISON DE CHARGE

La conjugaison de charge est une symétrie pour les interactions fortes. Cette affirmation résulte de l'observation et de l'analyse d'un vaste ensemble de réactions. Pour le démontrer expérimentalement de façon précise, on a recours aux processus

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + X$$
$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^- + \bar{X}$$

La notation X (ou $\bar{X}$) signifie qu'on ne détecte rien d'autre, dans l'état final, que le pion positif (ou le pion négatif), sans chercher aucunement à savoir ce qui l'accompagne. Il n'en reste pas moins que pour chaque X — même si on ne le connaît pas — l'une des deux réactions se déduit de l'autre par conjugaison de charge. En outre, l'état initial ($\bar{p}p$) est le même dans les deux cas. La symétrie par conjugaison de charge se matérialisera donc par une symétrie de comportement des pions positif et négatif. On s'attachera dès lors à déterminer si, dans les annihilations antiproton-proton $\bar{p}p$, à énergie fixée et toutes choses égales d'ailleurs — selon l'expression consacrée — le nombre de mésons π^+ détectés pendant un certain intervalle de temps et dans une direction donnée est égal à celui des π^- observés pendant un temps égal dans la même direction.

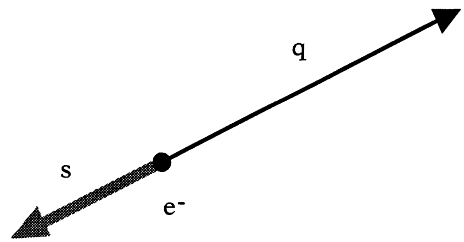
On peut ainsi prouver expérimentalement, avec une bonne fiabilité, que les interactions fortes conservent la conjugaison de charge C.

LES INTERACTIONS FAIBLES NE CONSERVENT PAS LA CONJUGAISON DE CHARGE *C*

Souvenons-nous que, à quelques exceptions près, la désintégration des particules que nous avons rencontrées jusqu'ici est régie par les interactions que nous avons qualifiées de « faibles ».

Examinons donc — c'est l'un des exemples les plus faciles à exploiter — les réactions de désintégration des muons μ^- et μ^+, antiparticules l'un de l'autre[6] :

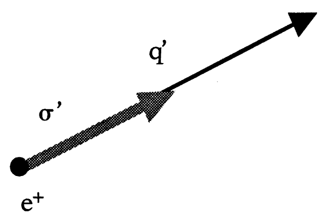
$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$



Un électron « gauche » : son spin σ est dirigé en sens inverse de son impulsion q.

Nous retiendrons les deux caractéristiques suivantes, que les mesures expérimentales dégagent aussitôt, de façon très nette :

- dans la désintégration du muon négatif, l'électron final tourne toujours à *gauche* : son spin σ est colinéaire à son impulsion *q*, mais de sens contraire, comme le montre la figure précédente[7] ;
- dans la désintégration du muon positif, le positron final tourne toujours à *droite* : son spin σ' est parallèle à son impulsion *q'* et de même sens, comme l'indique la figure ci-contre.



Un positron « droit » : son spin σ' est colinéaire à son impulsion q', dans le même sens.

Ces faits expérimentaux, dûment avérés et confirmés, démontrent sans conteste que *les interactions faibles ne sont pas symétriques par conjugaison de charge.*

Expliquons pourquoi. Si nous transformons par *C* la désintégration *réelle* du muon μ^-, nous obtenons certes

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu,$$

mais avec un positron entièrement *gauche* (comme l'était l'électron avant application de la conjugaison de charge à la désintégration du μ^-). Or une telle réaction — positron gauche issu d'un μ^+ — *n'existe pas dans la Nature* : les positrons qu'émet un muon positif en se désintégrant *réellement* tournent *toujours à droite.*

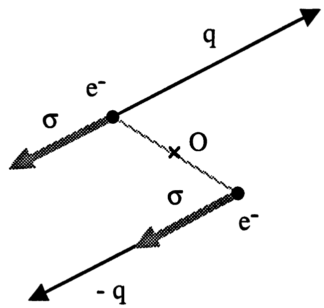
Bien entendu, on montrerait de façon analogue que la réaction donnée par application de *C* à la désintégration du μ^+ n'est pas la désintégration réelle du μ^-.

LES INTERACTIONS FAIBLES NE CONSERVENT PAR LA PARITÉ *P*

Ces mêmes faits expérimentaux qui ont fondé les arguments précédents impliquent que *les interactions faibles ne sont pas symétriques par parité*.

Qu'est-ce que la parité *P* ? C'est une opération qui consiste, par définition, en une réflexion par rapport à l'origine *O* des coordonnées : un point, repéré par les coordonnées cartésiennes (x, y, z), est transporté, par parité, au point symétrique par rapport à *O*, dont les coordonnées cartésiennes sont $(-x, -y, -z)$.

Nous ne détaillerons pas les propriétés de la parité ; il nous suffira de connaître la manière dont elle agit sur les particules et leurs caractéristiques : l'opération de parité préserve la nature des particules ; elle change *leur impulsion en son opposée*, alors que *le spin reste ce qu'il était*.



L'opération de parité (symétrie par rapport à O) transforme un électron « gauche » en un électron « droit ».

La figure ci-dessus montre que, avec ces règles, un électron gauche (impulsion q, spin σ) est transformé en électron d'impulsion opposée $-q$ et de spin σ inchangé, autrement dit en électron droit. Rappelons que « gauche » signifie spin de sens opposé à l'impulsion, « droit » spin de même sens que l'impulsion. Si donc la désintégration du muon μ^- était invariante sous l'opération de parité, on devrait détecter autant d'électrons droits partant dans une direction déterminée (celle de $-q$, en l'occurrence) que d'électrons gauches partant dans la direction opposée (celle de q). Ce n'est pas le cas, pour sûr, puisque *tous* les électrons qui s'échappent de cette désintégration sont *gauches*.

Un raisonnement analogue pourrait être appliqué à la désintégration du muon positif.

LES INTERACTIONS FAIBLES CONSERVENT LE PRODUIT *CP*

Les deux démonstrations qui précèdent, fondées toutes deux sur les caractéristiques expérimentales des désintégrations des muons, suggèrent un lien entre violation de C et violation de P. Et la relation ainsi établie entre ces violations montre qu'il y a *symétrie sous l'action conjuguée des deux transformations* — on dit sous le « produit » CP[8].

Tout à l'heure, en transformant par C la désintégration — réelle — du muon μ^-, nous avons abouti à une pseudo-désintégration du muon μ^+, interdite parce que les positrons y étaient gauches. Mais faisons maintenant agir P sur cette configuration interdite ; les particules restent ce qu'elles étaient au stade intermédiaire (μ^+, e^+ et deux neutrinos), mais les positrons sont devenus droits. Le résultat final est donc un processus (μ^+ donnant des e^+ droits) aussi réel que l'initial (μ^- donnant des e^- gauches). Le produit CP est donc conservé : si on l'applique à la véritable désintégration du muon μ^-, il fournit la véritable désintégration du μ^+.

A une exception près[9], toutes les réactions d'interactions faibles connues sont ainsi symétriques par CP.

Le mystère des kaons neutres

Voici venir l'un des succès les plus éclatants de la mécanique quantique, dans son principe le plus fondamental — la superposition linéaire des états d'un système physique. Qu'il soit appliqué ici à des *particules de nature différente*, et pas seulement à leurs états, est inattendu et d'abord déconcertant, mais sans nul doute lié au caractère relativiste, en même temps que quantique, du domaine.

ÉNONCÉ DE L'ÉNIGME

L'histoire commence par ce qui est connu comme l'« *énigme* $\theta - \tau$ » : voilà un début bien sibyllin ! Cela se passait dans ces temps reculés où tout le monde pensait que toutes les interactions conservaient aussi bien la parité P que la conjugaison de charge C. C'était le temps des apôtres et de la foi du charbonnier.

On avait identifié *deux mésons étranges neutres* (souvenez-vous, nous connaissons déjà des mésons étranges chargés, K^+ et K^-, antiparticules l'un de l'autre) que l'on notait — allez savoir pourquoi — θ et τ. Le premier se désintégrait en émettant deux pions, le second en engendrait trois. Leurs masses semblaient égales, mais leurs durées de vie très différentes : celle du τ valait cinq cents fois et plus celle du θ. Il n'est pas surprenant en soi qu'une particule instable se désintégrant en deux pions le fasse beaucoup plus rapidement qu'une particule de même masse qui doit donner trois pions : c'est ce qu'on appelle un « effet d'espace de phase », bien connu depuis longtemps en physique des particules. Ayant même masse, les objets θ et τ auraient pu n'être que des avatars d'une particule unique ; mais comment expliquer alors leurs durées de vie aussi inégales, et leurs modes de désintégration si dissemblables ?

Par ailleurs, nous avons esquissé au chapitre précédent un « *schéma de l'étrangeté* » qui incorporait les particules étranges, à défaut d'en comprendre l'existence, dans un canevas numérique : l'étrangeté d'une particule pouvait être nulle, bien sûr, mais pouvait aussi valoir +1 ou −1, même −2 pour un baryon nommé Ξ, et jusqu'à −3 pour le Ω. Ce schéma prédit aussitôt que, s'il existe un méson étrange neutre (électriquement), alors il en existe un second, antiparticule du premier, dont il diffère seulement par l'étrangeté — comme l'antineutron se distingue du neutron uniquement par le nombre baryonique. On nomma K^0 et $\overline{K}^0$ ces deux mésons étranges neutres, en conformité avec la notation K^+ et K^- qu'on avait adoptée pour les mésons étranges chargés : l'étrangeté du K^0 vaut +1 comme celle du K^+, et par conséquent −1 celle du $\overline{K}^0$. Naturellement, ces deux mésons K^0 et $\overline{K}^0$ doivent avoir rigoureusement même masse, puisqu'ils forment un couple particule-antiparticule. Mais ils devraient avoir aussi, *a priori*, même durée de vie, ce que l'expérience dément aussitôt de façon catégorique. D'ailleurs, qu'est-ce qui forcerait une particule à se désintégrer en trois pions, alors que son antiparticule le fait en deux pions ?

Voilà bien une énigme : quelle est la particule qui se désintègre en quatre pions le matin, en deux pions à midi, et puis en trois le soir ?...

Pour tenter d'accéder à Thèbes, notre voie est tracée : nous allons commencer par étudier les états finals des deux désintégrations, cherchant comment agissent sur eux la conjugaison de charge C, la parité P, et enfin le produit CP ; nous tenterons ensuite d'ajuster des états initiaux qui puissent leur convenir.

ANALYSE DES ÉTATS FINALS DES DÉSINTÉGRATIONS

Pour simplifier les arguments — sans les dénaturer — oublions les pions chargés : comme états finals des désintégrations des mésons étranges neutres, nous considérerons donc seulement

$$\text{soit } |\pi^0, \pi^0>, \text{ soit } |\pi^0, \pi^0, \pi^0>.$$

Il est maintenant de notoriété publique — je veux dire : ce l'était lorsque le schéma théorique que nous allons décrire fut présenté — que les interactions faibles, responsables des processus que nous examinons, ne conservent pas l'étrangeté. Cela s'avère en premier lieu nécessaire pour permettre aux kaons neutres (étranges) de se transformer en pions (sans étrangeté), puisqu'une désintégration conservant l'étrangeté est exclue par l'inégalité de masse. Elles ne conservent pas non plus la conjugaison de charge C, ni la parité P, mais conservent néanmoins leur combinaison, le produit CP.

Nous nous sommes accordé une simplification (oubli des π^+ et des π^-). Dans ce cadre, la conjugaison de charge C s'applique sans difficulté aux états qui nous restent à examiner : comme le pion neutre coïncide avec sa propre antiparticule, l'action de C sur les deux états finals possibles s'explicite le plus simplement du monde :

$$C|\pi^0, \pi^0> = |\pi^0,\pi^0> \; ; \; C|\pi^0,\pi^0,\pi^0> = |\pi^0,\pi^0,\pi^0>.$$

Ils restent tous deux inchangés par C — on dit volontiers qu'on a affaire à des « états propres de C avec la valeur propre +1 ».

Appliquer la parité P s'avère un peu plus délicat et technique. Cela demande un raisonnement rigoureux et précis, mais classique et sans traquenard. Il est essentiellement fondé sur la conservation du moment cinétique dans ces processus : les pions ont un moment cinétique intrinsèque (spin) nul, les kaons aussi ; il en résulte une configuration bien déterminée des particules finales[10]. Nous écrirons seulement les résultats :

$$P|\pi^0,\pi^0> = |\pi^0,\pi^0> \; , \; P|\pi^0,\pi^0,\pi^0> = -|\pi^0,\pi^0,\pi^0>.$$

Ce n'est ni C ni P, mais le *produit CP* que conservent les interactions faibles. Qu'à cela ne tienne ! Les deux états finals restant inchangés (états propres) par les deux opérateurs C et P — avec un changement de signe dans l'un des cas (valeur propre −1) —, on déduit aussitôt des égalités précédentes que

$$CP|\pi^0,\pi^0> = |\pi^0,\pi^0> \; ; \; CP|\pi^0,\pi^0,\pi^0> = -|\pi^0,\pi^0,\pi^0>.$$

Les deux états finals envisagés se révèlent tous deux états propres de CP, le premier avec la valeur propre +1, le second avec la valeur propre −1.

RECHERCHE DES ÉTATS INITIAUX[11]

Le produit CP étant conservé par les interactions faibles, *les deux particules qui se désintègrent doivent être états propres de CP*, avec +1 pour valeur propre celle qui produit deux pions, −1 celle qui donne trois pions.

Précipitons-nous alors pour analyser le comportement sous CP des kaons neutres. Nous partirons évidemment — θ et τ sont trop évasifs — des deux mésons K^0 et $\overline{K}^0$ qu'a introduits le schéma de l'étrangeté : K^0 est le partenaire de $\overline{K}^+$ (étrangeté +1), $\overline{K}^0$ celui de K^- (étrangeté −1). La conjugaison de charge C fait donc simplement passer de K^0 à $\overline{K}^0$, et *vice versa* :

$$C|K^0\rangle = |\overline{K}^0\rangle \ ; \ C|\overline{K}^0\rangle = |K^0\rangle.$$

C'est là qu'est l'essentiel. La parité P — dont nous n'avons pas dit grand-chose par souci de simplicité — transforme chaque kaon neutre en lui-même, pareillement :

$$P|K^0\rangle = -|K^0\rangle \ ; \ P|\overline{K}^0\rangle = -|\overline{K}^0\rangle.$$

Le signe moins atteste que les mésons K — comme les pions, d'ailleurs [12] — sont pseudoscalaires : spin nul, parité intrinsèque négative. Mais laissons cela, qui n'est pas essentiel à notre propos.

Des quatre égalités précédentes, on déduit

$$CP|K^0\rangle = -|\overline{K}^0\rangle \ ; \ CP|\overline{K}^0\rangle = -|K^0\rangle.$$

Oh ! surprise ! stupéfaction ! Ni $|K^0\rangle$ ni $|\overline{K}^0\rangle$ ne répondent à la condition expresse que nous avons formulée naguère : ce ne sont pas des états propres de CP, puisque, appliqué à $|K^0\rangle$, CP donne $-|\overline{K}^0\rangle$, et, appliqué à $|\overline{K}^0\rangle$, il donne $-|K^0\rangle$. *Ni K^0 ni $\overline{K}^0$ ne peuvent être les particules qui se désintègrent* en deux ou trois pions !

Le principe de superposition vient à la rescousse

La mécanique quantique nous a habitués à résoudre ce genre de problème en superposant linéairement les vecteurs d'état. Le principe de superposition, qui se trouve aux fondements même de la mécanique quantique, peut s'énoncer comme suit : si $|\psi_1\rangle$ et $|\psi_2\rangle$ sont deux états, quels qu'ils soient, alors $\alpha_1|\psi_1\rangle + \alpha_2|\psi_2\rangle$, où α_1 et α_2 sont des nombres complexes quelconques, est aussi un état.

En l'occurrence, nous cherchons ici des états propres de CP — des états que CP transforme en eux-mêmes — à partir de $|K^0\rangle$, que CP convertit en $-|\overline{K}^0\rangle$, et de $|\overline{K}^0\rangle$, que CP convertit inversement en $-|K^0\rangle$. Mais voici deux états [13], combinaisons linéaires des précédents :

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle]$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle]$$

Les facteurs $1/\sqrt{2}$ sont nécessaires pour un traitement correct des probabilités : $|K_S^0\rangle$ a la probabilité $(1/\sqrt{2})^2 = 1/2$ de se trouver sous la forme $|K^0\rangle$, et $(-1/\sqrt{2})^2 = 1/2$ de se trouver sous la forme $|K^0\rangle$;

ces deux probabilités se somment bien à un, comme il se doit. Elles sont les mêmes pour $|K_L^0\rangle$, mais nous constaterons que le signe relatif des amplitudes de probabilité est crucial : c'est lui qui décide de la valeur propre de *CP*, et donc du comportement des particules K_S^0 et K_L^0.

Faisons agir *CP* sur $|K_S^0\rangle$. L'état $|K^0\rangle$ qui vient en premier dans l'expression de $|K_S^0\rangle$ est transformé, d'après les relations que nous avons écrites ci-dessus, en $-|\bar{K}^0\rangle$, et l'état $-|\bar{K}^0\rangle$, qui vient ensuite, en $+|K^0\rangle$. En définitive,

$$CP|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[-|\bar{K}^0\rangle + |K^0\rangle].$$

Il suffit de changer l'ordre des deux termes pour retrouver $|K_S^0\rangle$

$$CP|K_S^0\rangle = |K_S^0\rangle.$$

Un raisonnement en tout point analogue aboutit au résultat

$$CP|K_L^0\rangle = -|K_L^0\rangle.$$

Les voici donc, les particules qui se désintègrent, les θ et τ, si l'on veut ! La combinaison $|K_S^0\rangle$, vecteur propre de *CP* avec la valeur propre +1, produit deux pions :

$$K_S^0 \to \pi^0 + \pi^0.$$

Quant à $|K_L^0\rangle$, vecteur propre de *CP* avec la valeur propre −1, l'état final à deux pions lui est interdit [14], et c'est trois pions qu'il émet :

$$K_L^0 \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^0.$$

Remarquer que les particules $|K_S^0\rangle$ et $|K_L^0\rangle$ sont distinctes : elles ont même masse (celle de K^0 et $\bar{K}^0$) [15], mais leur durée de vie est fort dissemblable ; l'« espace de phase », nous l'avons déjà signalé, rend plus difficile l'émission de trois pions que de deux.

Pour nous résumer, les particules qui se désintègrent avec une durée de vie définie ne sont pas les kaons neutres étranges K^0 ni $\bar{K}^0$, mais leurs combinaisons linéaires $|K_S^0\rangle$ et $|K_L^0\rangle$: $|K_S^0\rangle$ émet deux pions en un temps de l'ordre de 10^{-10} seconde, $|K_L^0\rangle$ trois pions en 5×10^{-8} seconde environ [16].

Effets spéciaux

Voilà une situation peu banale ! Les mésons étranges neutres sont produits dans des réactions d'interactions fortes, qui conservent l'étrangeté. C'est pourquoi, à partir d'un état initial d'étrangeté nulle, tel $\pi^- + p$ ou $p + p$, les particules étranges sont créées par paires, l'une portant l'étrangeté +1, l'autre −1. C'est donc comme K^0

ou $\overline{K}^0$, d'étrangeté déterminée, qu'apparaissent d'abord les kaons neutres.

S'étant éloignés de la zone d'interactions fortes qui leur a donné naissance, ils vont maintenant se préoccuper de se désintégrer. Nous l'avons déjà souligné : cette désintégration serait impossible — les mésons K^0 et $\overline{K}^0$ seraient stables — s'il lui était imposé à elle aussi de conserver l'étrangeté. Mais les interactions faibles, responsables de l'instabilité des particules étranges, ne conservent pas l'étrangeté. Dès lors les mésons K neutres que nous étudions peuvent donner des pions : deux, trois, et même quatre sans contredire l'inégalité entre masses qui régit ces processus. Toutefois, l'effet d'espace de phase, que nous avons mentionné, favorise très fortement les petits nombres de particules finales par rapport aux plus grands : si une particule peut émettre deux pions, elle le fera, de préférence à trois ou quatre ; inversement, elle ne donnera trois pions que si la désintégration en deux pions lui est interdite.

Mais voilà que le pion neutre s'identifie avec son antiparticule. Celle du π^+ est le π^-, et *vice versa*, mais le résultat est le même car l'état final de la désintégration doit, comme le méson K qui en donnera l'état initial, être électriquement neutre. Nous sommes confrontés à une manière d'impossibilité, à un paradoxe : les seuls états finals possibles sont états propres de CP — que conservent les interactions faibles — alors que ni le K^0 ni le $\overline{K}^0$ ne le sont, puisque CP transforme l'un dans l'autre. C'est alors qu'intervient le miracle quantique : il suggère de construire, à partir de K^0 et $\overline{K}^0$, deux combinaisons linéaires, $|K^0_S>$ et $|K^0_L>$, qui soient états propres de CP ; c'est donc sous cette nouvelle forme que vont se désintégrer les mésons K neutres. Mais, si K^0_S produit deux pions, ceci est interdit à K^0_L (par la valeur propre de CP) ; devant obligatoirement donner trois pions au lieu de deux, le K^0_L présente une durée de vie beaucoup plus longue que celle de K^0_S.

Mais de telles combinaisons linéaires, qui associent des *particules* distinctes — soit, d'un côté, K^0 et $\overline{K}^0$ qui diffèrent par l'étrangeté, soit, de l'autre, K^0_S et K^0_L qui ont une durée de vie très dissemblable — ne laissent pas de créer un malaise : tout le monde ne croit pas aux miracles, fussent-ils étayés sur une théorie physique comme la mécanique quantique. Pour mieux comprendre à quoi correspondent concrètement ces superpositions linéaires de particules, nous allons décrire succinctement quelques-uns des effets expérimentaux auxquels elles donnent lieu.

Afin de prévenir des répétitions qui deviendraient lassantes, disons d'emblée que l'expérience trouve ces effets conformes à ce qu'en dit la théorie.

ÉVOLUTION D'UN FAISCEAU DE KAONS NEUTRES

Lorsqu'on produit un kaon neutre c'est, en règle générale, par interactions fortes — qui conservent l'étrangeté —, dans des réactions telles que

$$\pi^- + p \to K^0 + \Lambda^0,$$
$$\text{ou } \pi^+ + p \to \overline{K}^0 + K^+ + p.$$

On se sera assuré, d'un coup d'œil, que la charge électrique est bien conservée dans ces deux processus, ainsi que le nombre baryonique (Λ^0 est un baryon). Quant à l'étrangeté, celle de Λ^0 vaut -1 ; c'est donc tout naturellement K^0 (étrangeté $+1$), qui vient en association avec lui. Dans la deuxième réaction, l'étrangeté $+1$ de K^+ doit être compensée ; c'est donc $\overline{K}^0$ qui apparaît.

Mais l'évolution ultérieure des particules qui figurent aux seconds membres — et que leur mouvement naturel a séparées les unes des autres — est gouvernée par les interactions faibles (sauf en ce qui concerne le proton, dispensé de toute évolution). Le baryon étrange Λ^0 se désintègre par exemple selon

$$\Lambda^0 \to p + \pi^-$$

(où l'étrangeté n'est visiblement pas conservée) ; le méson K^+, quant à lui, donne volontiers

$$K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$

(même remarque, bien sûr, mais conservation du nombre muonique).

Qu'adviendra-t-il des kaons neutres ? Il faut pour le savoir faire intervenir K^0_S et K^0_L, puisque c'est d'interactions faibles qu'il est ici question. L'état $|K^0>$, ou $|\overline{K}^0>$, qui sort de la réaction forte doit donc être exprimé en termes de $|K^0_S>$ et $|K^0_L>$:

$$|K^0> = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0_L>+|K^0_S>],$$
$$|\overline{K}^0> = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0_L>-|K^0_S>].$$

En mécanique quantique — nous nous répétons — on peut seulement prédire la *probabilité* pour que tel ou tel événement se produise. Afin d'éviter les subtilités et inconvénients qui ne manqueraient pas d'apparaître si nous tentions de raisonner sur un petit nombre d'occurrences, nous allons supposer que nous disposons d'un faisceau de K^0, ou de $\overline{K}^0$, c'est-à-dire d'un très grand nombre de particules, produites dans un très grand nombre de chocs $\pi^- + p$, ou $\pi^+ + p$. Souvenons-nous aussi que l'effet relativiste de dilatation des durées peut augmenter considérablement les temps pendant lesquels on peut observer et étudier les particules instables.

Nous voici donc avec un faisceau de K^0. La moitié d'entre eux — plus précisément leur composante $|K_S^0\rangle$ — se désintègre rapidement en deux pions, laissant l'autre moitié — leur composante $|K_L^0\rangle$ — disparaître beaucoup plus lentement. L'évolution serait la même pour un ensemble de $\overline{K}^0$, au lieu de K^0, initiaux.

RÉACTIONS INDUITES PAR UN FAISCEAU DE KAONS NEUTRES

Le comportement, très particulier, que nous venons de décrire donne lieu à des phénomènes étonnants si l'on sollicite le faisceau de kaons neutres en vue de provoquer des réactions d'interactions fortes. C'est alors, à nouveau, K^0 et $\overline{K}^0$ qui sont effectifs, et non plus K_S^0 et K_L^0 : K_S^0 et K_L^0 pour les interactions faibles de désintégration, K^0 et $\overline{K}^0$ pour les interactions fortes.

Prenons l'exemple où l'on dispose au départ — après réactions de production telles que $\pi^- + p \to K^0 + \Lambda^0$ — d'un faisceau de mésons K^0 (étrangeté +1). Il se trouve [17] qu'il n'existe pas, dans la Nature, de baryon d'étrangeté +1. Dans ces conditions, le faisceau K^0, dirigé vers une cible d'hydrogène (qui se comporte comme une collection de protons indépendants), ne créera pas de baryons étranges ; il y induira seulement des réactions de type « diffusion élastique » :

$$K^0 + p \to K^0 + p,$$

ou « échange de charge » :

$$K^0 + p \to K^+ + n,\ldots$$

Jusqu'ici rien que de normal à partir d'un faisceau de K^0.

Mais attendons, avant de susciter des réactions avec l'hydrogène — des protons — que les K_S^0 du faisceau se soient tous désintégrés, ne laissant subsister que des K_L^0. Si c'est vraiment de réactions d'interactions fortes qu'il s'agit, ce n'est pas K_L^0 en tant que tel qui va entrer en jeu directement, mais bien ses composantes K^0 et $\overline{K}^0$. La première — les K^0 — est identique à ce qu'était le faisceau juste après sa production, et se comporte comme lui : diffusion élastique, échange de charge, etc. Mais la désintégration des K_S^0 a fait apparaître dans les K_L^0 une composante $\overline{K}^0$, d'étrangeté −1 ; elle est très facile à mettre en évidence, car elle rend le faisceau capable, maintenant, de créer des baryons étranges, par des réactions telles que

$$\overline{K}^0 + p \to \pi^+ + \Lambda^0,$$
$$\text{ou } \overline{K}^0 + p \to \pi^0 + \Sigma^+.$$

Ainsi, les effets d'interactions fortes d'un ensemble de K^0 changent de façon spectaculaire dans le temps, à cause de la désintégration prompte des K^0_S.

RÉGÉNÉRATION DES « K^0 COURTS »

On obtient comme ci-dessus un faisceau de K^0_L pur : on attend simplement, à partir de K^0 ou de $\bar{K}^0$ initiaux, que les K^0_S se soient tous désintégrés.

Ce faisceau de K^0_L est alors dirigé vers un bloc de matière. Ce sont les interactions fortes qui régissent les collisions entre les kaons neutres et les noyaux des atomes matériels. Or, pour les interactions fortes, les K^0_L dont on dispose se comportent comme une superposition de K^0 et de $\bar{K}^0$. Mais *ces deux composantes réagissent de façon nettement différente* dans les chocs avec les noyaux. Il suffira pour s'en convaincre de reprendre l'analyse succincte des collisions $K^0 + p$ et $\bar{K}^0 + p$, au paragraphe précédent.

On comprendra dès lors que, à la sortie du bloc de matière, les coefficients qui multiplient $|K^0>$ et $|\bar{K}^0>$ ne sont plus ce qu'ils étaient à l'entrée :

$$\alpha|K^0> + \beta|\bar{K}^0>,$$

avec α et β différents l'un de l'autre et différents de $1/\sqrt{2}$. Cette combinaison linéaire sortante ne sera donc plus un pur K^0_L comme elle l'était en entrant. Une algèbre élémentaire montre que

$$\alpha|K^0>+\beta|\bar{K}^0> = \frac{\alpha+\beta}{\sqrt{2}}|K^0_L> + \frac{\alpha-\beta}{\sqrt{2}}|K^0_S>.$$

Ainsi, le passage dans la matière a eu pour effet de *régénérer* le K^0_S. Effectivement, le faisceau de kaons neutres était formé uniquement de K^0_L, lors de son entrée dans le régénérateur ; il comprend maintenant aussi une composante K^0_S, qui se manifeste par des désintégrations en deux pions — interdites aux K^0_L.

Voilà bien un phénomène — confirmé par l'expérience, lui aussi — qui repose entièrement sur la possibilité quantique de superposer linéairement les mésons étranges neutres.

Que de chemin parcouru, que de richesses dévoilées, quelle luxueuse variété d'objets découverte depuis cette constatation première, décevante d'abord, qu'une équation d'onde quantique et relativiste admet inévitablement des solutions d'énergie négative ! Le pas décisif fut franchi très tôt : un état d'énergie négative pour la particule que l'on veut étudier peut être réinterprété comme un état d'énergie positive pour une autre particule, de charge opposée, dite « antiparticule ». A partir de cette seule indication, presque uniquement qualitative, la physique des particules a déployé ses moires et ses chatoiements, ses nuances et ses subtilités, tel un orchestre symphonique multiple et puissant qui reprend, varie et développe, quasiment à l'infini, un thème qu'a d'abord proposé le somptueux violoncelle ou le hautbois précis ; mais, dans l'éclat des cuivres ou le murmure des cordes, le chant original se répète, inlassable : à toute particule est associée une antiparticule.

CHAPITRE V

QUELQUES PAGES SUR LA THÉORIE QUANTIQUE DES CHAMPS

J'ai couru jusqu'à l'issue de cette nuit diluvienne. Planté dans le flageolant petit jour, ma ceinture pleine de saisons, je vous attends, ô mes amis qui allez venir. Déjà je vous devine derrière la noirceur de l'horizon. Mon âtre ne tarit pas de vœux pour vos maisons. Et mon bâton de cyprès rit de tout son cœur pour vous [1].

CHAR

Les tentatives théoriques visant à écrire une équation d'onde relativiste ont finalement débouché sur la prédiction des antiparticules. C'est peu de dire — les deux chapitres précédents en font foi — que cette prédiction a été avalisée par l'expérience. Pourtant le goût reste amer des efforts avortés pour bâtir une véritable théorie simultanément quantique et relativiste.

Car elle n'est pas tenable, « l'interprétation à une particule » — comme on l'appelle —, pas plus pour l'équation de Dirac que pour celle de Klein-Gordon : la « mer de Dirac », si imagée et séduisante soit-elle, requiert une infinité d'électrons — occupant les états d'énergie négative — pour en singulariser un — seul à prendre place dans un état d'énergie physiquement acceptable. En termes plus réalistes, les processus de création de paires — ou d'annihilation — qui apparaissent dans le domaine relativiste, sont susceptibles de modifier le nombre d'électrons, et celui de positrons, constituant le système que l'on a d'abord délimité. Il paraît donc illusoire de se restreindre à une particule unique.

Il est un autre aspect, plus subtil mais touchant aux mêmes fondements de la théorie. En mécanique quantique non relativiste, la fonction d'onde qui décrit une particule — supposons-la sans spin, pour simplifier — dépend de ses coordonnées spatiales x, y, z et du temps t. Certes ! Mais il ne s'agit pas de repérer une position unique à chaque instant : la fonction d'onde donne seulement accès à la *probabilité* que le corpuscule se manifeste en tel ou tel point. Il n'en reste pas moins que les quatre variables — x, y, z d'une part, t de l'autre — obéissent à des statuts fort distincts, et de manière essentielle. Le temps t est un *paramètre* que gouverne quelque divinité — bienfaisante ou malveillante ? — ; il régit *de l'extérieur*, à travers l'équation de Schrödinger, l'évolution de la fonction d'onde. Les coordonnées spatiales x, y, z, au contraire, se réfèrent à la position de la particule — même si de façon indirecte. Mais cette dissymétrie doit forcément s'effacer lorsque s'impose la compétence de la Relativité : les quatre variables, x, y, z et t doivent être traitées sur le même pied. La seule réponse qui puisse être envisagée à cette exigence consiste à ramener x, y, z au niveau de t, c'est-à-dire au rang de paramètres : la théorie quantique des champs qui se veut — se voudrait, tout au moins — la description ultime des phénomènes quantiques et relativistes à la fois, introduit des « champs », fonctions des quatre paramètres relativistes x, y, z, t, mais aucun d'eux ne se rapporte directement à telle ou telle particule, fût-ce de façon probabiliste.

La notion de champ quantique

A chaque espèce de particules (par exemple, les mésons π^+) on associe un champ à valeurs complexes $\varphi(X)$, défini en chaque point X de l'espace-temps, où X réunit en un seul symbole les quatre coordonnées x, y, z, t de ce point-événement.

Pour doter les champs quantiques d'une signification physique, on opère ce qui est traditionnellement désigné comme la « seconde quantification ». En mécanique non relativiste, on s'en souvient, les fonctions d'onde caractérisent les *états* des particules, et les grandeurs physiques sont des *opérateurs* agissant sur ces états. Mais, ici, les champs φ ne peuvent pas décrire directement les particules — contrairement à ce que faisaient les fonctions d'onde — ; on les définit donc à leur tour comme des *opérateurs* s'exerçant dans un *espace des états physiques* qu'ils permettent eux-mêmes de construire, puisque leurs règles d'action, très particulières, sont conçues dans ce but :

$$\text{le champ } \varphi \left\{ \begin{array}{c} \text{annihile une particule } (\pi^+) \\ \textit{ou} \\ \text{crée une antiparticule } (\pi^-), \end{array} \right.$$

$$\text{le champ conjugué } \varphi^{+} \begin{cases} \text{crée une particule } (\pi^{+}) \\ \qquad\quad \textit{ou} \\ \text{annihile une antiparticule } (\pi^{-}). \end{cases}$$

On reconnaîtra là une formalisation des processus relativistes où l'énergie peut se matérialiser en particules, ou bien, en sens inverse, la matière peut disparaître au profit de l'énergie ($E = mc^2$!!). En d'autres termes, une théorie quantique et relativiste devra obéir à ces deux exigences complémentaires : *quantique*, elle devra raisonner en termes de particules (quanta d'excitation des champs originels) ; relativiste, elle devra permettre la création et l'annihilation de ces particules — comme le montrent pluriquotidiennement les réactions observées auprès des grands accélérateurs.

Les interactions

Des particules qui resteraient libres indéfiniment, *sub specie æternitatis*[2], auraient peu d'intérêt, immuables qu'elles seraient, et parfaitement prévisibles. Ce sont les interactions qui font la richesse du monde.

INTERACTION ET ÉCHANGE DE PARTICULES

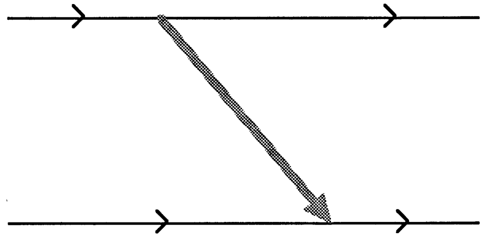
La Relativité interdit que puissent exister des actions instantanées à distance — comme celles des forces en mécanique newtonienne — : une interaction entre deux objets, quelle qu'en soit la nature, doit *se propager* de l'un à l'autre à une *vitesse finie*, inférieure en tout état de cause, ou au plus égale, à la vitesse c de la lumière dans le vide. Le caractère *quantique* de l'interaction se manifeste par le fait que ce sont des *particules* qui se déplacent entre les deux objets, émises par l'un et réabsorbées ensuite par l'autre.

Ainsi, la figure ci-après schématise un processus élémentaire d'interaction entre deux particules dont l'évolution est représentée par des traits pleins orientés ; la première émet une particule d'un type différent (trait grisé sur la figure), qui est absorbée par l'autre lorsqu'elle l'atteint.

Vient maintenant un développement un peu technique mais fondamental : dans cette interprétation microscopique dictée par les exigences des lois quantique et relativiste, la portée de l'interaction est reliée de façon immédiate à la masse de la particule échangée ; elles sont inversement proportionnelles l'une à l'autre.

Il suffit, pour le comprendre, d'en appeler à la relation d'incertitude temps-énergie

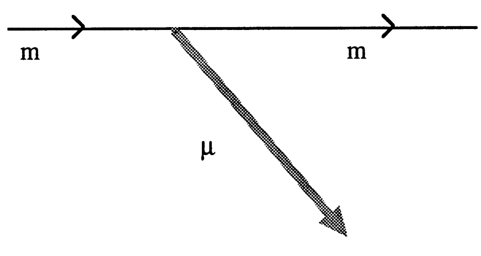
$$\Delta E \times \Delta t \geq \hbar,$$



Les interactions entre deux particules (traits pleins) sont véhiculées par des particules d'une autre sorte (trait grisé), qui sont émises par l'une, puis réabsorbées par l'autre.

en raisonnant comme suit. Le processus d'émission — le même résultat vaudrait pour le processus d'absorption — d'une particule de masse μ par une particule de masse m (figure ci-dessous) ne satisfait pas, tel quel, à la loi relativiste de *conservation de l'énergie-impulsion*. Haro sur le baudet ! Ce phénomène est donc *interdit* ! Il le serait certes absolument si ce qu'on nomme les « incertitudes » quantiques ne venaient lui octroyer une chance ténue et subtile : selon la relation précédente, une violation, égale à ΔE, de la conservation de l'énergie est tolérable, à condition toutefois qu'elle ne dure pas plus longtemps que Δt. Le cas qui nous occupe — émission d'une particule de masse μ (voir figure) — nécessite un déficit d'énergie au moins égal à μc^2, énergie au repos de la particule. Ce découvert ne sera pas détectable, dans le bilan énergétique du processus global — émission puis absorption de la particule (voir figure antérieure) —, à condition de ne pas durer plus longtemps que

$$\Delta t_{\max} \approx \frac{\hbar}{\Delta E}\,,\ \text{soit}\ \ \Delta t_{\max} \approx \frac{\hbar}{\mu c^2}\,.$$



Le processus élémentaire conduisant aux interactions : la particule de masse m émet une particule différente, de masse μ.

Or, est aussi limitée la vitesse de la particule échangée : elle ne peut excéder c. Pendant l'intervalle de temps Δt_{max} borné, à la vitesse bornée par c, la particule « grisée » franchit une distance sûrement inférieure à

$$d_{max} \approx c\Delta t_{max} \text{ , soit } \quad d_{max} \approx \frac{\hbar}{\mu c}.$$

La longueur d_{max} est appelée « *portée* » de l'interaction envisagée : celle-ci ne se fait sentir que si la séparation entre les deux particules en traits pleins est inférieure à cette distance. Le raisonnement semi-quantitatif précédent nous a fourni $\hbar/\mu c$ comme portée des interactions véhiculées par une particule de masse μ ; cette expression est aussi celle de la « longueur d'onde de Compton » de la particule échangée[3]. Par exemple, la portée des interactions électromagnétiques est infinie — elles se font sentir même aux grandes distances — parce que la particule qui les transmet, le photon, a masse nulle, rigoureusement nulle : pour $\mu = 0$, $\hbar/\mu c$ devient infinie. Les forces nucléaires, en revanche, sont transportées par le méson π, massif, ce qui impose un terme aux distances qu'il peut parcourir entre deux nucléons[4]. C'est d'ailleurs en comparant les deux exemples qui précèdent — forces électromagnétiques et forces nucléaires — que Yukawa Hideki put prédire l'existence du méson π et en évaluer la masse (1935).

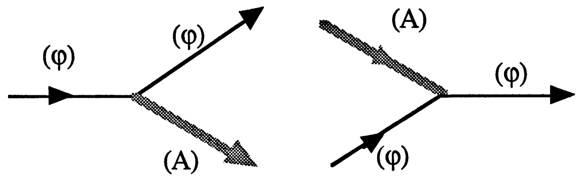
TERMES D'INTERACTION FONDAMENTAUX

En théorie quantique des champs, les interactions entre particules sont engendrées par ce que l'on nomme volontiers un « hamiltonien d'interaction ». Il se présente schématiquement sous la forme

$$H_{\text{int}} = g[\varphi^{\dagger}\varphi A^{\dagger} + A\varphi^{\dagger}\varphi].$$

La « *constante de couplage* » g est là pour caractériser l'intensité — la « force » — de l'interaction ; φ désigne le champ[5] associé aux particules-traits pleins, A celui qui correspond aux particules grisées.

Il faut ajouter les deux termes pour assurer « *l'hermiticité* », comme on dit dans le jargon spécialisé, de l'hamiltonien d'interaction. Voici en quelques mots ce que signifie cette expression. Comme toute grandeur physique, l'énergie est décrite par un *opérateur* agissant dans l'espace des états : l'hamiltonien. Comme tous ces opérateurs, l'hamiltonien est hermitique, ce qui assure en particulier que ses valeurs propres (les énergies possibles) sont *réelles*, comme il se doit pour des nombres mesurant des propriétés physiques.



Interprétation graphique des deux termes de l'hamiltonien d'interaction : annihilation d'un quantum du champ φ, accompagnée de la création d'un quantum du champ A *et d'un quantum de φ; ou bien annihilation de deux quanta, l'un du champ φ, l'autre du champ* A, *et création simultanée d'un autre quantum de φ.*

Le lien avec les considérations du paragraphe précédent — notamment avec ses diagrammes — s'établit de manière simple si l'on interprète les champs selon les règles énoncées il y a peu[6]. Le premier terme crée un quantum grisé, annihile un quantum trait-plein et en recrée aussitôt un autre[7] ; c'est ce que schématise la figure ci-dessus dans sa partie gauche, alors que sa partie droite est associée, quant à elle, au deuxième terme : annihilation d'un quantum du champ *A* et d'un quantum du champ φ, et création immédiate d'un autre quantum de φ.

Le prototype incontesté d'une théorie quantique des champs est *l'Électrodynamique Quantique*, qui décrit les photons et les électrons en interaction.

Aux *photons* est associé un *champ quantique A(X) réel* — c'est-à-dire hermitique par lui-même, en tant qu'opérateur — car le photon coïncide avec son antiparticule[8]. Les électrons, quant à eux, sont décrits par un champ $\varphi(X)$ à valeurs complexes, puisque particules-électrons et antiparticules-positrons sont distincts. Ce champ découle de l'équation de Dirac[9]. La structure de l'hamiltonien d'interaction répond — à de multiples complications techniques près — à celle que nous avons décrite ci-dessus.

L'électrodynamique quantique, première théorie quantique des champs à avoir été formulée, a connu des succès remarquables. Ceux-ci, joints à sa lisibilité claire et aisée — tant au niveau théorique qu'au niveau technique —, l'ont convertie en la théorie quantique des champs par excellence.

Deux procédés techniques essentiels[10]

La théorie quantique des champs se présente donc comme l'extension naturelle, au domaine relativiste, de la mécanique quantique. Son invention et sa mise au point comme théorie prédictive ne sont certes pas allées sans difficultés, tant sur le fond que sur le plan technique. Les calculs qu'elle demande se fondent sur le tracé, la classification et l'interprétation de diagrammes semblables à ceux que nous avons esquissés ci-dessus, et qui portent universellement le nom de leur inventeur, Richard P. Feynman. Les explications qui suivent se rapporteront plus spécifiquement à l'électrodynamique quantique, pour tirer parti de cette lisibilité que nous soulignions il y a peu. Comme la théorie de la mécanique newtonienne, la théorie quantique des champs délimite un cadre général, dans quoi vont venir s'insérer, pour lui donner corps et lui insuffler vie, des hypothèses plus particulières et plus spécifiques destinées à s'appliquer à tel domaine précis de la physique quantique et relativiste. Ainsi, l'électrodynamique quantique est une théorie quantique des champs incarnée dans l'évolution interactive des électrons et des photons et les phénomènes physiques qui l'accompagnent.

LE PROCÉDÉ DE RENORMALISATION

L'obtention, à partir de l'électrodynamique quantique — et plus généralement d'une théorie quantique des champs de facture orthodoxe —, de résultats concrets et fiables, se prêtant à une évaluation numérique explicite, n'a pu se faire sans la mise en œuvre d'un procédé particulier et singulier, que l'on n'hésitera pas à qualifier de « lourd » au vu de l'investissement technique et algébrique qu'il demande pour être mené à bien : la *renormalisation*, sans laquelle il serait impossible de tirer de l'électrodynamique quantique quelque réponse sensée que ce soit. En voici le principe.

Une théorie spécifique, telle l'électrodynamique quantique, procède de ce qu'on appelle un « lagrangien[11] » : la connaissance du lagrangien devrait suffire, dans le cadre formel général de la théorie quantique des champs, au calcul de toutes les grandeurs physiques que l'on associe au domaine considéré — les interactions entre particules chargées et photons, par exemple. Mais voici que, sauf situations exceptionnelles — l'électrodynamique quantique ne figure *pas* parmi elles — ce programme ne peut se réaliser directement : calculant une quantité ou une grandeur (masse, charge, section efficace[12], ...) par la méthode que l'on qualifie de « bovine » — parce qu'elle rappelle celle des bœufs de labour —, on trouve l'infini. Qu'est-ce à dire ? La grandeur cherchée est donnée par une intégrale, et celle-ci « diverge », comme disent les spécialistes : l'intégrale est une prescription parfaitement définie pour effectuer le calcul ; mais, dans le cas qui nous occupe, cette prescription ne donne pas un résultat utilisable, fini. Comme si l'on avait à évaluer

1 + 2 + 3 + 4 + ..., et que la somme continuait ainsi indéfiniment : on sait très bien ce que l'on doit faire, et comment, mais il n'y a pas à cela de résultat fini.

La théorie quantique des champs met en œuvre un procédé spécial pour parer à ces divergences généralisées : la *renormalisation*. Elle consiste à rajouter dans le lagrangien original, « à la main », pourrait-on dire, des « *contre-termes* ». Ceux-ci, eux aussi infinis, sont choisis de façon à compenser, en se retranchant d'eux, les résultats infinis que l'on obtient sans eux : il y a ainsi par exemple un contre-terme de masse qui va se soustraire à l'intégrale divergente qui devrait donner la masse d'une particule (l'électron, en électrodynamique quantique) ; et l'importance du contre-terme va être ajustée pour que la différence de ces deux infinités coïncide avec la valeur que l'on connaît par ailleurs, expérimentalement, à la masse de l'électron.

La belle affaire ! dira-t-on. Tant de calcul et tant d'ingéniosité pour déboucher finalement sur un résultat connu par avance, puisque emprunté à l'expérience ! Et il n'est point question d'expliquer cette valeur expérimentale — ce qui serait le rôle d'une véritable théorie. Non ! Cette donnée supplémentaire est injectée à la fin du processus, en une tautologie lourde et pénible, débouchant apparemment et vicieusement, *in fine*, là où elle aurait dû commencer. Mais cette acrobatie de haut vol, qu'on pourrait, du sol, percevoir comme inutile, rend finies d'autres intégrales qui *prédisent d'autres résultats*. C'est là sa justification (cf. *infra*, p. 602).

DIVERTISSEMENT EN ABYME

Une nouvelle brève de l'écrivain argentin Julio Cortázar[13] se fonde sur une mise en abyme analogue à celle que l'on perçoit en théorie quantique des champs, dans le procédé de renormalisation.

Un lecteur avide et impatient s'assied dans son fauteuil favori, tendu de velours vert, pour lire les ultimes chapitres d'un roman déjà entamé. Il fait face à une vaste baie donnant sur le parc planté de chênes, dans sa propriété de campagne, et il tourne le dos à la porte, susceptible d'apporter des perturbations indésirables. « L'illusion romanesque le gagna aussitôt. »

Il était question d'un couple d'amants pleins de flamme, et d'un poignard qui pourrait les délivrer d'une présence importune (« Le poignard se réchauffait contre sa poitrine et en dessous battait, prête à bondir, la liberté »). Le plan avait été minutieusement préparé ; rien n'avait été laissé au hasard. Les deux amants se séparèrent, courant dans des directions opposées.

L'homme distingua enfin, « dans la brume mauve du crépuscule », l'allée qui menait à la maison. « Les chiens ne devaient pas aboyer ; ils n'aboyèrent point. Le majordome serait absent à cette heure ; il était absent. [...] Le sang qui galopait dans ses oreilles lui répétait les mots de la femme : d'abord une pièce bleue, [...]. La porte du salon, et alors le poignard à la main, la lumière des baies vitrées, le haut dossier du fauteuil de velours vert, la tête de l'homme dans le fauteuil, en train de lire un roman. »

Plus spécifiquement, l'électrodynamique quantique est « *renormalisable* » — selon l'expression consacrée — : elle nécessite certes des contre-termes, mais trois suffisent à la compléter (un pour la masse, un deuxième pour la charge, et un troisième affecté au champ électronique lui-même). On aura noté que le lagrangien de départ ne peut à lui seul définir la théorie ; il faut lui adjoindre des paramètres phénoménologiques, tels que masse et charge de l'électron. De façon générale, on dit d'une théorie quantique des champs qu'elle est *renormalisable* si elle peut être rendue finie par l'adjonction d'un nombre restreint de contre-termes. Actuellement, la théorie quantique de la gravitation est *non renormalisable*. On sait en écrire le lagrangien à partir de la Relativité générale — théorie relativiste non quantique. La théorie *quantique* des champs fondée sur ce lagrangien nécessiterait une infinité de contre-termes, de sorte qu'elle n'existe tout simplement pas.

LA MÉTHODE DES PERTURBATIONS

La théorie quantique des champs souffre d'un autre mal congénital, que d'aucuns jugent rédhibitoire pour être considérée *bona fide* [14] comme théorie véritable : on ne sait l'appliquer concrètement que si les interactions que décrit le lagrangien sont suffisamment faibles. C'est bien le cas, à nouveau, pour l'électrodynamique quantique : le nombre (sans dimension) α qui caractérise le couplage entre les électrons et les photons, et que l'on appelle, pour des raisons historiques, « *constante de structure fine* », vaut — à très peu près — 1/137 :

$$\alpha = \frac{1}{137}.$$

Les techniques de la théorie quantique des champs tirent parti de ce fait et s'y appuient lourdement, alors qu'il apparaît comme purement contingent, *a priori*. L'expression théorique de chaque grandeur physique quelconque se présente comme une série, c'est-à-dire une somme infinie (encore !) de termes. La manière dont cette série est obtenue — on nomme cela « *développement de perturbation* » — est fort curieuse, si l'on s'attarde à l'examiner. On fait comme si α, la constante de structure fine, était une *variable* ;

comme si elle pouvait prendre un ensemble continu de valeurs, en lieu et place de *la* valeur unique qu'on lui connaît expérimentalement — et qui vient d'être indiquée.

La variable α, donc, est censée tendre vers zéro : on raisonne comme si elle devenait de plus en plus faible. Et l'on développe les grandeurs et les quantités qu'étudie l'électrodynamique quantique en puissances successives de α :

$$A = c_0 + c_1\alpha + c_2\alpha^2 + c_3\alpha^3 + \ldots$$

Si α est petit, le terme proportionnel à son carré α^2 a des chances d'être faible devant le terme en α, qui a lui-même des chances de l'être devant le terme indépendant de α (nommé « terme d'ordre zéro ») ; le terme en α^3 à son tour sera probablement négligeable devant le précédent, etc. On construit ainsi une succession d'approximations successives : à l'ordre zéro on ne garde que c_0 ; l'approximation d'ordre un ajoute $c_1\alpha$ à c_0 ; puis on tient compte de $c_2\alpha^2$, et ainsi de suite. Personne ne sera surpris d'apprendre que c_1 est plus malaisé à calculer que c_0, et c_2 que c_1 ; mais c'est bien pis que cela : les difficultés s'accroissent démesurément lorsqu'on franchit un ordre dans le développement en puissances de α.

Bien entendu, lorsqu'il s'agit d'extraire de ces calculs théoriques une valeur numérique que l'on puisse comparer à des mesures expérimentales, on remplace, dans les formules, α par 1/137, pas par n'importe quoi d'autre. Et l'accord avec l'expérience est excellent !...

On ne paraît pas surpris... Evidemment, si α vaut 1/137, α^2, qui vaut $(1/137)^2$, est cent trente-sept fois plus faible que α lui-même. De façon tout à fait semblable, α^3 est cent trente-sept fois plus petit que α^2, et ainsi de suite. Certes Mais... qui a décrété que le coefficient c_2 multipliant α^2 — que donne un calcul déjà compliqué — reste du même ordre que c_1, qui multiplie α dans la contribution du premier ordre ? En d'autres termes, personne ne peut avancer un argument affirmant, ou rendant plausible et vraisemblable, que *tous les coefficients* c_1, c_2, c_3,... de la série entière en puissances de α, pour *toutes les grandeurs* et quantités qu'on peut envisager de calculer, sont voisins les uns des autres.

Aidons-nous d'un exemple concret. L'électrodynamique quantique permet de calculer une quantité que l'on appelle le « rapport gyromagnétique » g de l'électron. Peu importent sa nature et sa signification, puisqu'il ne s'agit que d'illustrer le propos. On s'arrange pour que le terme d'ordre zéro soit simplement

$$c_0 = 1.$$

Il se trouve qu'il est plus commode, dans ce cas, de développer g en puissances de α/π — encore plus petit que α lui-même[15].

$$\frac{\alpha}{\pi} = 0{,}0023228$$

Le calcul de c_1 n'est pas vraiment difficile ; il aboutit à

$$c_1 = 0{,}5.$$

Si donc l'on s'arrêtait au premier ordre, l'approximation pour g serait

$$g = 1{,}0011614,$$

qui diffère de c_0 par un peu plus d'un millième. Les difficultés sérieuses commencent avec c_2 : l'investissement diagrammatique et calculatoire est déjà l'affaire de spécialistes. Il est nécessaire d'ajouter un nombre non négligeable de contributions différentes, de valeurs et de signes divers pour obtenir en fin de compte

$$c_2 = -0{,}328\,478\,966.$$

A l'ordre deux, la grandeur que nous avons choisie comme prototype devient

$$g = 1{,}0011592.$$

L'évaluation de c_3 tient du tour de force : il n'y suffit plus de spécialistes, mais des artistes de haut vol, qui se trouvent face à soixante-douze intégrales différentes à calculer ! Nous donnerons seulement le coefficient

$$c_3 = 1{,}1765,$$

pour montrer qu'il est encore du même ordre de grandeur que les précédents. Mais, comme $(\alpha/\pi)^3$ est voisin de 10^{-8} (un cent-millionième), la correction correspondante sort des limites que nous avons jusqu'ici fixées à notre épure[16]. Je ne résiste pourtant pas au plaisir (!) de vous informer que le calcul du quatrième ordre requiert l'estimation de huit cent quatre-vingt-onze intégrales distinctes ! Lorsque croît la puissance de α, croissent de façon désespérante la complexité de l'inventaire des divers termes (diagrammes de Feynman) qui vont y contribuer, et la difficulté de leur évaluation numérique.

L'exemple qui précède est significatif : *tous les coefficients sont de l'ordre de un*, même dans les cas où soixante-douze contributions — voire huit cent quatre-vingt-onze — se combinent. Que l'on imagine seulement ce qui adviendrait de cette méthode recourant à des *approximations successives* si, dans l'une ou l'autre des grandeurs à calculer, le coefficient c_3 de $(\alpha/\pi)^3$, pour prendre cet exemple, se trouve égal à — que sais-je ? — cinq cents (pourquoi pas, ce n'est pas là un nombre astronomique !...). L'approximation tomberait aussitôt en ruine : il serait hors de question de s'arrêter au deuxième ordre, puisque le terme négligé atteindrait une valeur supérieure à la correction précédente ; pour concrétiser l'argument, écrivons

$$g = 1 + \frac{1}{2}\frac{\alpha}{\pi} - 0,328\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2$$

et estimons le terme suivant, dans le cas où c_3 vaudrait cinq cents :

$$c_3\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 \approx 500\frac{\alpha}{\pi} \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2$$

$$\approx 1,2\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2.$$

On constate effectivement que cette contribution, que l'on voulait négliger, entre favorablement en compétition avec l'expression $-0,328(\alpha/\pi)^2$, à laquelle on envisageait de s'arrêter. C'est tout le procédé qui est alors remis en cause : si l'un des coefficients — nous avons choisi c_3 pour exemple — parvient à cent ou mille, pourquoi d'autres ne le feraient-ils pas à leur tour ? La méthode des perturbations en serait inutilisable.

C'est l'inverse qui est surprenant ! Comment se fait-il que les coefficients c de toutes les séries qu'envisage l'électrodynamique quantique se situent tous aux alentours de un, sans jamais faire mine de passer ne serait-ce que quelques unités ?... Se pose en outre le problème fondamental de ce qu'on appelle en mathématiques la « convergence » de cette série en puissances de α. En termes clairs : peut-on être assuré que, en conservant seulement quelques termes (les tout premiers) parmi l'infinité qui sont *a priori* nécessaires, on obtient une approximation acceptable de la quantité calculée ?

Réussites éclatantes et défauts rédhibitoires

Adossée aux deux techniques massives que nous venons d'évoquer, la théorie quantique des champs a connu des succès incomparables, quasiment inégalables.

Revenons à nouveau, pour donner une idée plus concrète de ces triomphes, au rapport gyromagnétique g de l'électron, dont nous avons explicité naguère la méthode de calcul théorique. Sa mesure expérimentale atteint des sommets vertigineux de précision :

expérimentalement, g = 1,001 159 652 41
(± 20).

Les chiffres entre parenthèses indiquent l'estimation de l'incertitude qui affecte — c'est toujours le cas dans une expérience — le résultat de la mesure : cette incertitude porte sur les deux derniers chiffres écrits à la ligne précédente. On admirera sans doute — à juste titre — la prouesse : douze chiffres significatifs, et une précision relative (rapport de l'incertitude au résultat global) de 2×10^{-11} !

Dans ce défi redoutable, la théorie pourtant releva le gant : elle parvint — par les méthodes de l'électrodynamique quantique évoquées dans la section précédente — à la prédiction :

$$\text{théoriquement, } g = 1{,}001\ 159\ 652\ 36.$$

L'accord est remarquable entre le calcul théorique et le résultat expérimental : tous les chiffres significatifs coïncident de l'un à l'autre, mis à part les deux derniers, que la mesure n'est pas capable de préciser, sauf à dire qu'ils ont toute chance d'être compris entre 21 (41–20) et 61 (41+20). Ces bornes sont parfaitement respectées par l'évaluation théorique, puisqu'elle aboutit à trente-six.

Qui refuserait d'admettre que voilà certes une réussite remarquable, insigne même ? Par elle, l'électrodynamique quantique est sans conteste la théorie la plus puissante et la plus efficace qui ait jamais germé dans cerveau de physicien : il est peu courant, il est exceptionnel, qu'on demande à une prédiction théorique d'aligner douze chiffres significatifs ! C'est pourtant l'exploit accompli sous nos yeux par l'électrodynamique quantique, au prix d'un effort quasiment surhumain, il est vrai. Mais — s'interrogent certains — est-ce vraiment là une théorie de bon aloi ? Les fourches caudines dans lesquelles il faut s'engager — renormalisation, méthode des perturbations — avant d'aboutir à un résultat concret et exploitable ne défigurent-elles pas l'aspect premier et cristallin du lagrangien qui fonde la théorie ?

C'est principalement les séries entières en puissance successives de la « constante de structure fine » α qui posent problème. La renormalisation est plus accessible, quoiqu'elle se fasse elle-même ordre par ordre : les contre-termes sont, comme toute grandeur ou quantité, développés par rapport à α. C'est essentiellement la méthode de perturbation qui fait question. Quels sont la nature et le statut mathématiques de telles séries ? Sont-elles une commodité bienvenue qu'offre la faible valeur de α, ou bien font-elles partie indissoluble de l'électrodynamique quantique ?

La réponse à ces questions — trop nombreuses et trop lourdes de sens — n'est pas vraiment connue à l'heure actuelle. *A contrario*, on ne sait pas traiter de façon efficace les théories quantiques des champs qui ne partagent pas cette caractéristique, qu'on voudrait pourtant contingente seulement, de présenter comme l'électrodynamique quantique une « constante de couplage » faible. Ainsi, les théories quantiques des champs sont essentiellement impuissantes devant les interactions fortes : en lieu et place de la constante de structure fine α (valant environ 1/137), la « constante de couplage » qui intervient dans les interactions fortes est probablement supérieure à un. Aucun espoir, dans ces conditions, de pouvoir appliquer la méthode perturbative : calculer la masse d'un hadron[17], tel que le pion ou le nucléon, ou même évaluer la différence de masse entre le neutron et le proton — ce qui devrait être plus aisé — reste totalement hors de portée de la théorie.

Terminons sur une note plus optimiste. La physique théorique contemporaine, suivant en cela Kenneth Wilson[18], pose un regard nouveau et prometteur sur les questions de renormalisation et de perturbations — les deux piliers de la théorie quantique des champs, telle que nous l'avons évoquée. Les théories spécifiques, comme l'électrodynamique quantique, ne seraient en réalité qu'« effectives ». On entend par là qu'il existe probablement une véritable théorie, plus vaste dans sa validité et dans ses ambitions, plus simple dans sa formulation et dans ses algorithmes, qui se réduit, dans le domaine restreint d'énergie que nous pouvons explorer, à l'une de ces constructions que nous pensions fondamentales et que nous traitions comme telles. Les termes que nous qualifions aujourd'hui de non-renormalisables disparaîtraient lors du changement des ordres de grandeur de l'énergie — lors du passage de la théorie véritable aux modèles effectifs valables à basse énergie. Ce changement d'échelle, que l'on prévoit énorme, se fait pourtant suivant des prescriptions bien définies, que l'on appelle « équations du *groupe de renormalisation* », et qui n'exigent pas, si elles les tolèrent, les développements en perturbations.

On peut se récrier en entendant traiter de restreintes les énergies que délivrent aux expérimentateurs les grands accélérateurs, les accélérateurs colossaux qui ont été construits et mis en œuvre. Mais tout est, comme toujours en physique, question d'échelle, d'unité, de point de comparaison. Or, par exemple, à l'aide des constantes fondamentales $\hbar$ (mécanique quantique), c (relativité) et G (gravitation), on peut bâtir une énergie ou une masse — c'est égal, car elles sont reliées l'une à l'autre par la formule d'Einstein $E = mc^2$. Aucun facteur arbitraire, seulement les trois constantes $\hbar$, c et G, chacune d'elles irréprochable à part soi, l'une très grande à notre mesure humaine, les deux autres très petites. Le jeu consiste à les combiner, les multipliant ou les divisant les unes par les autres, prenant celle-ci au carré et celle-là au cube, jusqu'à déboucher sur une disposition ayant pour dimension physique celle d'une masse.

On la nomme « *masse de Planck* ». Elle se présente de façon étonnamment simple :

$$M = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}}.$$

La valeur numérique pourtant que l'on tire de cette formule est démesurée : plus de 10^{19} fois la masse du proton ! Les physiciens théoriciens ne sont donc pas à l'abri de surprises...

ÉPILOGUE

« Un siècle de Lumières », avons-nous osé avancer en nous référant au XX^e siècle. Sans doute le fut-il en sciences, chacun des chapitres de ce livre en fait foi à sa manière. Il y aurait toutefois quelque indécence — une indécence majeure, devrions-nous dire — à nous en tenir à l'aspect intellectuel et scientifique des choses : sur le plan humain plus général, la première moitié du XX^e siècle — celle qui a retenu surtout notre attention — apparaît sans conteste comme le royaume des ténèbres, des « longs couteaux » et de l'obscurantisme brutal. Nombreux, d'ailleurs, furent les scientifiques — allemands, français, italiens, portugais, espagnols... — à verser le tribut suprême à l'horrible « bête immonde ».

Certes, la plupart de ceux que nous côtoyons dans ces pages, pour être parmi les plus illustres, purent trouver leur place en terre étrangère, tout particulièrement aux Etats-Unis d'Amérique, dont la politique d'immigration était spécialement accueillante [1]. Ces privilégiés connurent un sort moins rigoureux : ils purent continuer à vivre décemment, mais payèrent d'un exil, prolongé souvent, parfois définitif, leur appartenance à telle race décrétée inférieure, ou bien à telle mouvance politique ou sociale décrétée néfaste. Comment pouvait-on les déclarer inférieurs ? En quoi se montraient-ils néfastes ?... Mon indignation demeure cependant dérisoire devant l'ampleur et la violence de ces attitudes monstrueuses. Mais je veux ici, à tout le moins, mettre en parallèle, pour les opposer, l'intelligence et l'imagination créatrice des scientifiques dont il est question dans ce livre, avec la brutalité barbare et la sauvagerie de tel régime politique et de telle idéologie qui régnèrent un temps sans partage. Il n'était pas possible, s'agissant du

XXe siècle, de passer sous silence cet aspect funeste et tragique qui le marque d'une encre indélébile.

C'est malgré tout de physique, c'est de physique envers et contre tout qu'il doit être question ici : l'obscurantisme triomphant et arrogant n'a pu venir à bout de l'intelligence et du savoir.

Les deux événements scientifiques les plus marquants du XXe siècle — nous les avons promus au grade suprême de « révolutions » — furent l'éclosion de la théorie de la Relativité et la naissance puis la maturation de la mécanique quantique. Rarement jusque-là avait-on pu observer et analyser, et rarement à cette profondeur, le rôle de la théorie en physique, et la manière dont une théorie récente en supplante une plus ancienne. On pouvait penser auparavant qu'une idée nouvelle, si elle était pertinente — entendez : si l'expérience la corroborait —, chassait aussitôt, par sa simple manifestation, les idées précédentes devenues caduques. Ainsi de la théorie de la chaleur, par exemple. Elle se fondait, au XVIIe siècle, sur le concept de phlogistique : le phénomène de combustion était considéré comme la libération du phlogistique, présent dans tous les combustibles à l'état combiné. Lavoisier démontra que les combustions sont des réactions chimiques, et ruina partant l'idée du phlogistique. Il la remplaça par la notion de fluide calorique, qui s'écoulait — selon lui — des corps chauds vers les corps froids. Dans les années 1840 fut reconnue la nature énergétique de la chaleur et son équivalence avec le travail des forces. Le calorique fut ainsi supplanté à son tour, au profit du concept d'énergie.

Autrement complexes et subtiles se sont montrées les théories du XXe siècle : leur connexion avec les théories précédentes et avec l'expérience présente des aspects inattendus.

Une caractéristique surprenante des bouleversements apportés est qu'ils se produisirent dans des domaines frontières pour la mécanique newtonienne, où elle était, à tout le moins, encore mal assurée : très grandes vitesses pour la Relativité, très courtes distances — ou plutôt très petites « actions » — pour la mécanique quantique. En sorte que chacune des deux nouvelles théories eut bien soin de laisser en place, sinon de conforter, la souveraineté de la physique classique dans le fief qui lui appartenait en propre.

Un autre trait important des deux « révolutions », si elles méritèrent ce nom, est qu'elles se construisirent sur des concepts et des formalismes totalement inédits. Dans le cas de la Relativité, c'est sans doute la transformation des temps et la dilatation des durées qui déconcerta le plus. Mais avec la mécanique quantique le dépaysement fut complet : apparition des probabilités au niveau théorique fondamental, effets d'interférence — même pour les particules matérielles —, réduction du paquet d'ondes...

Il convient d'affirmer en outre que ni la mécanique newtonienne ni *a fortiori* l'électromagnétisme de Maxwell n'ont été reniés par l'expérience. Tout au contraire : leur succès — nous nous en sommes fait l'écho — a affermi ces théories au fil des ans. Lorsque apparut la Relativité d'Einstein, ce n'est pas l'expérience qui l'imposa[2]. Elle fut inventée, au sens premier du terme, par un théoricien, sur des bases théoriques : entre l'éther luminifère et le principe de relativité, Einstein choisit le second et s'y tint contre vents et marées, quelles qu'en pussent être les conséquences. En retour, la Relativité (restreinte) ne sacrifia point au rite initiatique de l'« expérience cruciale », qui habituellement intronise les théories physiques[3]. La Relativité fit donc exception — et quelle exception ! — dans ce ballet qu'on croyait réglé par avance de la théorie et de l'expérience.

La mécanique quantique eut elle aussi ses particularités et ses caprices, mais les relations qu'elle entretint avec l'expérience furent plus étroites. Toutefois, ici non plus, ces expériences qui lui permirent de s'élaborer ne paraissaient pas de nature à remettre en cause explicitement la théorie classique. Lorsque Kirchhoff et Bunsen mirent en évidence les spectres de raies lumineuses émis par les gaz, ils étaient conscients que leur découverte ne s'insérait pas facilement dans le cadre des idées classiques, mais ils ne proclamèrent pas non plus que ces idées devaient être jetées par-dessus bord. Attitude similaire devant l'énigme du corps noir : l'électromagnétisme de Maxwell paraissait impuissant à expliquer le comportement que lui trouvaient les expériences, mais on ne pouvait pas, inversement, inférer des résultats expérimentaux que la théorie de l'électromagnétisme était prise en défaut. En quelque sorte, ces données que mettait au jour l'expérimentation — cela vaut également pour l'effet photoélectrique, la quantification dans l'espace et la structure de l'atome[4] — se situaient dans une manière de « *no man's land* » : elles exigeaient sans conteste l'avènement d'idées théoriques neuves, mais ne rejetaient pas pour autant les anciennes. Cela mis à part, la mécanique quantique se construisit de manière assez orthodoxe, l'expérience suggérant ou infléchissant la démarche théorique, mais celle-ci évoluant selon sa logique propre et se nourrissant de sa même substance, pour retourner ensuite questionner l'expérimentation.

Devant ces deux réussites prodigieuses — la théorie de la Relativité, la mécanique quantique —, on reste interloqué, stupéfait d'incrédulité et d'admiration. Comment des esprits humains ont-ils pu enfanter des constructions intellectuelles aussi profondes et aussi limpides à la fois, aussi inattendues, aussi puissantes dans leur généralité ? Comment est-il possible que ces constructions idéales s'incarnent dans la réalité ? Ou bien plutôt pourquoi la réalité en suit-elle docilement les prescriptions ? Nous voici de nouveau confrontés au grand mystère : pourquoi le monde est-il foncièrement intelligible ? Pourquoi ce foisonnement exubérant de phénomènes, si divers dans leur apparence manifeste, se laisse-t-il domestiquer dans des représentations conceptuelles et des formules universelles ? Pour ne prendre que cet exemple, les notions quantiques furent appliquées avec succès, en 1912-1913 — une bonne quinzaine d'années, par conséquent, avant que la théorie ne prît véritablement forme — à deux problèmes aussi dissemblables que la structure de l'atome d'hydrogène (Niels Bohr) et le comportement à basse température des chaleurs spécifiques des solides (Petrus Debye). Déjà l'universalité de la théorie, avant même qu'elle ne fût sortie des limbes !...

La théorie de la Relativité, quant à elle, de longtemps connue sous sa forme déjà achevée, s'efforçait d'établir définitivement sa pertinence. Il ne paraît pas malvenu, dans cette situation où deux théories majeures s'imposent progressivement au monde scientifique, de parler de « Siècle des Lumières »...

Esta noche he visto alzarse la Máquina nuevamente. Era, en la proa, como una puerta abierta sobre el vasto cielo que ya nos traía olores de tierra por sobre un Océano tan sosegado, tan dueño de su ritmo, que la nave, levemente llevada, parecía adormecerse en su rumbo, suspendida entre un ayer y un mañana que se trasladaran con nosotros. Tiempo detenido entre la Estrella Polar, la Osa Mayor y la Cruz del Sur, — ignoro, pues no es mi oficio saberlo, si tales eran las constelaciones, tan numerosas que sus vértices, sus luces de posicíon sideral, se confundían, se brastocaban, barajando sus alegorías, en la claridad de un plenilunio, empalidecido por la blancura del Camino de Santiago...

Alejo CARPENTIER, *El Siglo de las Luces* (Le Siècle des Lumières).

(Cette nuit j'ai vu à nouveau se dresser la Machine[5]. Elle était, à la proue, comme une porte ouverte sur le vaste ciel qui déjà nous apportait des senteurs de la terre, par-dessus un Océan si calme, si maître de son propre rythme, que la nef, doucement portée, semblait s'assoupir à suivre sa route, suspendue entre un hier et un lendemain qui auraient accompagné notre voyage. Temps immobile entre l'Étoile Polaire, la Grande Ourse et la Croix du Sud, — j'ignore, mon rôle n'étant pas de le savoir, si telles étaient bien ces constellations, nombreuses au point que leurs angles, leurs lumières de position sidérales, se confondaient, s'échangeaient, entremêlant leurs allégories, dans la clarté de la pleine lune, pâlie par la blancheur de la Voie Lactée...)

NOTES

LIVRE I
EN THÉORIE

Prologue en manière de dédicace

1. José-Maria de Hérédia, *Les Conquérants*.

PREMIÈRE PARTIE

L'ŒUVRE DE CRÉATION

1. Poème écrit en Babylonie il y a plus de trente-cinq siècles, traduit de l'akkadien par Jean Bottéro.

CHAPITRE PREMIER **Qu'est-ce que la physique ? Qu'est-ce qu'une théorie ?**

1. Galileo Galilei (1564-1642).
2. Albert Einstein (1879-1955)
3. « Jusqu'où ne monterai-je pas ? » Devise du surintendant Fouquet.
4. *Vers le ciel quelquefois, comme l'homme d'Ovide,*
Vers le ciel ironique et cruellement bleu,
Sur son cou convulsif tendant sa tête avide,
Comme s'il adressait des reproches à Dieu ! »
Charles BAUDELAIRE, *Le Cygne* (*Tableaux parisiens*).
5. Voir *Les atomes existent-ils vraiment ?*, p. 35.
6. Voir *infra*, troisième partie, chapitre IV.
7. Alfred de Vigny, *La Bouteille à la mer*.
8. « Si vous voulez détruire une idée, commencez par la caricaturer ; il vous sera alors facile d'en démontrer l'absurdité », conseillait Rochefort.
9. Inutile de s'extasier sur le 10^{-31} : que la masse de l'électron soit très, très, très petite était attendu. Admirez en revanche la prouesse des expérimentateurs : ils donnent *huit chiffres significatifs*, avec une incertitude d'un peu plus de cinquante pour cent sur les deux derniers, seulement.
10. La Constituante de la Première République en était consciente lorsqu'elle chargea les savants de mesurer un arc de méridien terrestre (voir *infra*, deuxième partie, chapitre VI).

Chapitre II Du mythe à la connaissance *(thème et variations)*

1. Ernst Cassirer (1874-1945).
2. Pier Paolo Pasolini, *Les Mille et Une Nuits*. Cité par Antonio Muñoz Molina, *Córdoba de las Omeyas* (Cordoue des Omeyyades).
3. Nouveau Larousse illustré (1897).
4. Alphonse de Lamartine, *L'Infini dans les cieux* (*Les Harmonies*).
5. Federico García Lorca, *Santiago, Balada ingénua* (*Libro de poemas*). Traduction de l'auteur.
6. « Saint-Jacques ! Serre les rangs, Espagne ! », le « Montjoie-Saint-Denis ! » des combattants espagnols.
7. Federico García Lorca, *Prendimiento de Antoñito el Camborio en el camino de Sevilla* (*Romancero gitano*). Traduction de l'auteur.
8. Julien Gracq, *Le Rivage des Syrtes*.
9. Sir William Herschel (1738-1822), organiste à ses débuts, ensuite astronome. Découvre, le 13 mars 1781, un objet nouveau dans la constellation des Gémeaux. Croit d'abord qu'il s'agit d'une comète, mais doit se rendre à l'évidence : c'est une septième planète, qu'il nomme « Uranus ». Fondateur de l'astronomie stellaire.
10. En astronomie, « résoudre » un objet céleste signifie y mettre en évidence des sous-structures qui étaient jusque-là confondues en une seule image, apparemment ponctuelle ou continue. Ici, une nébuleuse est « résoluble » si elle a été vue comme composée en réalité de myriades de points lumineux, c'est-à-dire d'étoiles, séparés les uns des autres.
11. Nouveau Larousse illustré (1897).

Chapitre III De la connaissance à la théorie

1. Moisés de León, *Zohar* (*Le Livre de la Splendeur*, XIIIe siècle).
2. *Dialogue sur les deux grands systèmes du monde, ptolémaïque et copernicien.*
3. « Mon art d'accoucheur comprend donc toutes les fonctions que remplissent les sages-femmes ; mais il diffère du leur en ce qu'il délivre les hommes et non les femmes et qu'il surveille leurs âmes en travail et non leur corps. Mais le principal avantage de mon art, c'est qu'il rend capable de discerner à coup sûr si l'esprit du jeune homme enfante une chimère et une fausseté, ou un fruit réel et vrai. » Platon, citant Socrate (*Théétète*, 150).
4. Une traduction a été récemment publiée aux Editions du Seuil (1992). Elle est due à René Fréreux, avec le concours de François de Gandt.
5. Pour faciliter la lecture du présent chapitre et prévenir les confusions toujours possibles, convenons de faire précéder d'un tiret les paragraphes où sont décrites les idées mêmes de Galilée, puis de Feynman plus tard ; commenceront normalement, au contraire, ceux qui en proposent seulement quelque glose ou interprétation.
6. « Alors, Aghoo bondit vers la droite et revint sur le flanc du grand guerrier : il frappa le coup immense qui avait brisé des crânes d'hommes et des crânes de fauves », J.H. Rosny Aîné, *La Guerre du feu*.
7. Voir (deuxième partie, chapitre VII) la définition d'un référentiel galiléen.

8. *Et les vents alizés inclinaient leurs antennes,*
Aux bords mystérieux du monde occidental. »

José-Maria DE HÉRÉDIA, *Les Conquérants* (*Les Trophées*).

9. Cf. Umberto Eco, et voir deuxième partie, chapitre VIII.

10. *Je voudrais changer les couleurs du temps*
Changer les couleurs du monde
Le soleil levant
La rose des vents
Le sens où tournera ma ronde
Et l'eau d'une larme et tout l'océan
Qui gronde.

Guy BÉART, *Les Couleurs du temps.*

11. Galileo Galilei (cf. *supra*, première partie, chapitre I).

12. David Goodstein, *States of matter*, Prentice Hall, 1975, p. 246.

13. Le California Institute of Technology (couramment abrégé en Caltech), une des composantes de l'impressionnant et prestigieux ensemble universitaire qui longe la côte ouest des Etats-Unis.

14. Louis de Broglie (1892-1987) en était. Une intuition géniale (1924) lui valut presque aussitôt le prix Nobel — en 1929, à trente-sept ans à peine ! Cette distinction éclatante le signalait, *volens nolens*, comme phare, comme point de mire et de rassemblement, comme recours ultime. Il ne sut pas — ou ne put — être à la hauteur des enjeux historiques — au demeurant très exigeants.

15. Ce fut le cas notamment de la Relativité générale.

16. InterEditions (1979).

17. Voir ci-dessous la métaphore du jeu d'échecs.

18. « ... parce que presque tout ce que les hommes ont dit de mieux a été dit en grec ». Marguerite Yourcenar, *Mémoires d'Hadrien*.

19. *Jenseits von Gut und Böse*, Friedrich Nietzsche (1886).

20. ... comme on dit « la grande symphonie », « les grandes odes », « la grande polonaise », « les grandes orgues »,...

21. Ce mot, à nouveau, que nous avons déjà rencontré.

22. Coup, relativement rare, qui déplace à la fois le roi et une tour.

23. « — Que Nam et Gaw apprêtent leurs armes et leur courage..., dit-il. Ce soir, ils reverront le Feu ! »

[...]

« Enfin, du sommet d'un mamelon, cachés parmi des herbes drues, et secoués d'une émotion terrible, ils aperçurent le Feu.

Nam et Gaw grelottaient ; Naoh demeurait immobile, les jarrets rompus et le souffle rauque. Après tant de nuits passées dans le froid, la pluie, les ténèbres, tant de luttes — la faim, la soif, l'ours, la tigresse et le lion géant — il apparaissait enfin, le Signe éblouissant des Hommes. »

J.H. Rosny Aîné, *La Guerre du feu.*

24. Jorge Luis Borges, *Ajedrez* (*Antología personal*). Traduction de l'auteur.

25. Alexandre Alekhine (1892-1946). Joueur d'échecs extraordinaire. Champion du monde de 1927 à 1946 avec une seule année (1936) de fléchissement. Mort devant l'échiquier à Estoril (Portugal).

CHAPITRE IV **Premiers principes**

1. Paul Claudel, *Poèmes au verso de « Sainte Geneviève »*. (*Feuilles de saints*).
2. La masse volumique de l'argent est 10,5 g/cm³, celle de l'or 19,3 g/cm³.
3. « Fluide, avez-vous dit dans l'énoncé ; j'en conclus que couronne et lingot, plongés tous deux dans l'air avant que de l'être dans l'eau, y sont soumis à des poussées différentes. » Parfaitement exact. Cependant — c'est ainsi que la physique vient à bout de pareilles situations délicates — l'une et l'autre poussées exercées par l'air sont *négligeables*, à la précision du moins où Archimède pouvait mesurer les poids.
4. Jean de La Fontaine, *Le Héron* (*Fables*).
5. J.H. Rosny aîné, *La Guerre du feu*.
6. Voir *Les atomes existent-ils vraiment ?*, p. 142.
7. Cette loi ressortit à l'*hydrodynamique* (science des fluides *en mouvement*), alors que les ballons font appel à l'hydrostatique (aérodynamique et aérostatique, si l'on veut spécifier).
8. Le mercure, vous dis-je, encore le mercure !
9. Les trente-deux pieds des fontainiers excédaient juste cette limite.
10. Ce monument dresse encore aujourd'hui dans Paris, au confluent de la rue de Rivoli et du boulevard de Sébastopol, ses lignes flamboyantes et ses gargouilles hardies.
11. Edmond Rostand, *Cyrano de Bergerac*.
12. « J'ai l'âme lourde encor d'amour inexprimée » (*ibid.*).
13. Point (iii) de l'énoncé du principe de l'hydrostatique.
14. Dans un calcul numérique, en physique, il convient de choisir un ensemble d'unités cohérent, et de s'y tenir : si l'on exprime les longueurs en mètres, il est exclu de mesurer dans la même formule les surfaces en ares, ou même en centimètres carrés. Le système d'unités légal en France, depuis le 3 mai 1961, est celui que l'on désigne par le sigle SI (système international), ou par MKSA, qui rappelle les principales unités de base de ce système : mètre, kilogramme, seconde, ampère. Bien que la masse volumique de l'eau soit facile à mémoriser sous la forme 1 g/cm³ (un gramme par centimètre cube), ce n'est pas par ce nombre simple qu'elle est connue légalement, mais bien par 1 000 kg/m³ (mille kilogrammes par mètre cube).

Pour une évaluation d'ordres de grandeur, on prendra 10 m/s² pour g. Alors une hauteur h de dix mètres, multipliée par ces 10 m/s² puis par 1 000 kg/m³, équivaut bien à cent mille pascals. Le mercure, quant à lui, dont la masse volumique est 13,6 fois plus grande que celle de l'eau, s'élève à une altitude 13,6 fois plus faible, d'où les soixante-seize centimètres.

15. Ce dénivelé d'un mètre (h = 1 m) correspond, dans l'eau (ρ = 1 000 kg/m³) qui emplit le tonneau, à une différence de pression ($p_A - p_B$) d'environ dix mille pascals (soit cent hectopascals) entre la bonde supérieure et les douves les plus basses. Et cent hectopascals sont à peu près la dixième partie de la pression atmosphérique à basse altitude (égale à mille treize hectopascals dans les conditions dites « normales »).
16. La section πR^2 du tube, pour R = 1 cm, mesure 3,14 cm². Un litre équivaut à mille centimètres cubes. Il occupe donc dans le tube une

hauteur de (1 000/3,14) centimètres, soit trois cent dix-huit centimètres, c'est-à-dire un peu plus de trois mètres.

17. La dénivellation dans le tube (trois mètres) s'ajoute à celle qui existe toujours dans le tonneau entre la bonde et le fond (un mètre).

Épilogue

1. Avicenne, *Le Livre du salut*. Ce texte a été choisi, tout exprès pour moi, et traduit, par Jean Jolivet.

DEUXIÈME PARTIE

DEUX THÉORIES PREMIÈRES ET COMPLÉMENTAIRES : NEWTON

1. Alexander Pope (1688-1744).
2. Isaac Newton.
3. Voici la seule et véritable raison de ce changement de terminologie : « principe » possède plusieurs autres acceptions, alors que « postulat » est resté pur.

CHAPITRE PREMIER **Les tables de la loi**

1. Tomás Gutiérrez Alea, *Leyenda Yorubá* (Légende yoruba). Cf. *Guantanamera*, film de T.G.A., Cuba (1995).
2. L'accélération est la dérivée par rapport au temps de la vitesse, qui est elle-même la dérivée par rapport au temps de la position du mobile.
3. En réalité, la théorie de la Relativité (restreinte) reprend le concept de force, qu'elle plie à ses exigences propres.
4. Rendues patentes par la découverte du neutron (James Chadwick, 1932), elles désignent les interactions à l'intérieur du noyau de l'atome.
5. Cela cesse d'être vrai en mécanique relativiste, comme nous le verrons dans quelque temps.
6. Voir *infra*, chapitre V.

CHAPITRE II **Consécration de la théorie**

1. Charles Péguy, *Jeanne d'Arc, À Domrémy*.
2. Voir *infra*, chapitre V.
3. « *La Historia me absolverá* », Fidel Castro, au cours de son procès après l'échec du coup de main symbolique contre la caserne Moncada (26 juillet 1953).
4. *La Lune, comme un sabre blanc*
   Sur un sombre coussin de moire,
   Se courbe en la nocturne gloire
   D'un ciel fantastique et dolent.
   Albert GIRAUD, *Décollation* (*Pierrot lunaire*) (Cf. Arnold Schönberg).
5. *Je l'ai vu, dis-je, vu, de mes propres yeux vu,*
   Ce qu'on appelle vu !
   MOLIÉRE, *Le Tartuffe*.

6. Alvaro Mutis, *La última escala del tramp steamer* (La dernière escale du tramp-steamer).

7. Tu seras poussière.

8. Traduction de l'auteur.

9. La masse de la Terre peut être *mesurée* (voir *infra*, chap. V).

10. Intervient aussi, en sens inverse, le rayon de l'astre, par son carré (force inversement proportionnelle au carré de la distance).

11. J'ai pris pour le papillon une masse de dix grammes, soit un centième de kilogramme, que j'ai multipliée par l'accélération de la pesanteur g (9,8 m/s^2, arrondis à dix) : inutile d'être trop précis sur l'un des facteurs, alors que l'autre — la masse du papillon — a été très grossièrement évaluée. Calcul sur le même principe pour le chasseur : une masse de quelques dizaines de kilogrammes, à multiplier par 10 m/s^2 pour aboutir à des newtons.

12. La formule est écrite au chapitre V. Dans le système d'unités légal, la constante G de la gravitation universelle vaut sensiblement 7×10^{-11}. On la multiplie par les deux masses (un centième de kilogramme et soixante-dix kilogrammes, par exemple), et on divise le tout par le carré de la distance, en mètres. Prenons 1 m, pour cette évaluation : n'est-ce pas la longueur approximative du manche de l'arme du crime (le filet à papillons) ? On trouve alors $(7 \times 10^{-11} \times 70 \times 1/100)/1 \simeq 5 \times 10^{-11}$ newton.

13. *Un bon petit diable à la fleur de l'âge,*
La jambe légère et l'œil polisson,
Et la bouche plein' de joyeux ramages,
Allait à la chasse aux papillons.
Georges BRASSENS, *La Chasse aux papillons*.

14. ou « Monsieur le Président » : la physique ressortit au Droit international.

15. Molière, *Les Fourberies de Scapin*.

CHAPITRE III **Comète entre les comètes : Halley**

1. Rainer Maria Rilke, *Le Livre de la pauvreté et de la mort* (*Le Livre d'heures*) (traduction par Jean-Claude Crespy).

2. *Et cette plaine, hélas, où l'on rêve aujourd'hui,*
Vit fuir ceux devant qui l'univers avait fui !
Victor HUGO, *Waterloo* (*Les Châtiments*).

3. « Laisse faire le temps, ta patience et ton roi. »
Pierre Corneille, *Le Cid*.

4. Voir ci-après, chapitre IV.

5. *C'est de là que, prenant leur vol au jour écrit,*
Comme un aiglon nouveau qui s'échappe du nid,
Ils commentent sans guide et décrivent sans trace
L'ellipse radieuse au milieu de l'espace.
Alphonse DE LAMARTINE, *L'Infini dans les cieux* (*Les Harmonies*).

6. Joseph-Jérôme de Lalande (1732-1807), astronome, est l'auteur d'une *Histoire de la comète* (1759).

7. Les cas réservés « sont certains péchés considérables dont les supérieurs ecclésiastiques se réservent l'absolution, à eux-mêmes ou à leurs vicaires. Il y a des cas réservés au pape, des cas réservés à l'évêque [...]

c'est-à-dire qu'il n'y a que le pape [...] ou que l'évêque et ses vicaires qui puissent en absoudre » (*Dictionnaire de Trévoux*, imprimé en 1704 dans cette ville, et rédigé par un groupe de jésuites). La dignité de grand pénitencier était attachée à une église cathédrale telle que Notre-Dame de Paris.

8. Louis Sébastien Mercier (1740-1814), dans son *Tableau de Paris* (1781-1788).

9. La comète Halle-Bopp, que tout un chacun a pu admirer à loisir en 1997, s'est vu attribuer une période de l'ordre de deux mille ans. Elle reviendra donc, mais...

10. Une européenne, au beau nom évocateur de Giotto (voir ci-après), deux sondes soviétiques Véga et une japonaise (Planet A).

11. *File la laine, file les jours,*
Garde ma peine et mon amour,
Livre d'images des rêves lourds
Ouvre la page à l'éternel retour.
Robert MARCY, *File la laine* (chanté par Jacques Douai).

12. Il n'en est pas moins lié à un événement primordial : la grande révolte de Jérusalem contre les envahisseurs romains, qui fut écrasée quatre ans plus tard dans le sang et les ruines — destruction de la Ville et du Temple, et Dieu seul sait quelles brutalités et quelles exactions.

13. Rencontre (apparente) de deux — ou plusieurs — astres dans le ciel

14. L'âge du système solaire est, suppute-t-on, de cinq milliards d'années (alors que celui de l'Univers est deux fois plus long environ).

15. C'est l'une des vingt-deux contributions à l'*Histoire universelle*, publiée par une société de professeurs et de savants sous la direction de M.V. Duruy.

CHAPITRE IV **Digression : le calendrier**

1. Antonio de Solís, *Historia de la conquista de México* (1684).

2. Traduction de l'auteur.

3. Le déplacement est d'un peu plus de onze jours par an, de sorte qu'un cycle entier s'effectue en trente-trois ans.

4. Proverbe cité par Simin Palay (1874-1965), dans son *Dictionnaire du béarnais et du gascon modernes* (Editions du Centre national de la Recherche scientifique [1974]), avec ce commentaire : « Ce dicton s'avère souvent exact. »

5. Les musulmans et les chrétiens ne sont pas seuls, cela va sans dire, à pratiquer un calendrier : par exemple, j'écris ces lignes le jour de l'an juif.

6. « Je veux dire ceci : que l'éclipsement nouveau des dix jours du pape m'ont pris si bas que je ne m'en puis bonnement accoutrer » — Montaigne, *Essais* (livre troisième, chapitre X).

7. La différence entre les deux calendriers porte sur les années séculaires seulement. Il y en eut deux, 1600 et 1700, entre 1582 et 1752. Pour le julien, les deux étaient bissextiles (millésime — global — divisible par quatre). Pour le grégorien, seul 1600 devait l'être, parce que seize est divisible par quatre (et pas dix-sept, de toute évidence). D'où un décalage d'un jour.

CHAPITRE V **La pesanteur : théorie et expérimentation**

1. Edmond Rostand, *Cyrano de Bergerac*.

2. Cf. chapitre III

3. Planètes naines (Cérès, Pallas, Euphrosyne, Cybèle,...) parfois dotées elles-mêmes de lunes naines.

4. Voir *infra*, l'expérience de Cavendish.

5. Quelques mots sur les coïncidences et la physique peuvent être trouvés au chapitre V de la deuxième partie.

6. Paul Verlaine, *Chanson d'automne* (*Poèmes saturniens*).

7. Elle est aussi proportionnelle à l'aire de toile déployée.

8. La valeur précise de cette vitesse verticale dépend des caractéristiques du parachute, notamment de son envergure ; elle est typiquement de cinq mètres par seconde. La vitesse horizontale, freinée aussi par rapport à celle de l'avion, vaut environ dix mètres par seconde ; elle oblige le parachutiste à se présenter de face, et à courir (10 m/s = 36 km/h) lors de son atterrissage.

9. La pesée des âmes est représentée, saisissante de persuasion et d'imagination, sur le tympan de la cathédrale Saint-Lazare d'Autun.

10. Une vitesse se mesure en mètres par seconde (ou kilomètres par heure) ; c'est donc une longueur divisée par un temps. Une accélération est l'accroissement d'une vitesse pendant l'unité de temps, ce qui en fait une vitesse divisée par un temps, soit une longueur divisée par le carré d'un temps : elle s'exprime en mètres par seconde au carré.

11. Bien qu'il ne portât pas de titre explicite — on lui donnait seulement du « Votre Honneur » — il descendait directement de nobles de premier rang, tant par sa mère (quatrième fille du Duc de Kent) que par son père (cinquième fils du second Duc de Devonshire).

12. Distinguer le « kilo », unité de poids dans la vie courante (« Je voudrais un kilo de pommes », « J'ai encore grossi de trois kilos »), du kilogramme, unité officielle de masse : l'unité officielle de force, et donc de poids, est le *newton*, de sorte que le poids d'une masse d'un kilogramme est dix newtons (puisque l'accélération de la pesanteur vaut pratiquement dix dans le système d'unités officiel). Une masse d'un kilogramme garde sa valeur quelles que soient les vicissitudes ou les avatars que puisse subir l'objet qui la porte ; en revanche, elle ne pèse un « kilo » (dix newtons) qu'à la surface de la Terre.

13. A Autun, Satan, les membres inférieurs enserrés par un serpent à trois têtes, tente sournoisement d'exercer une pression sur le fléau pour fausser la pesée, aidé en cela par un démon anonyme accroupi dans le plateau. Heureusement l'archange saint Michel, comme ferait le saint patron des expérimentateurs intègres, veille.

14. Voir ci-après le supplément (chap. VI).

CHAPITRE VI **Mesures de la circonférence terrestre**

1. Aujourd'hui Assouan.

2. Solstices et équinoxes étaient connus et reconnus dès la plus haute Antiquité.

3. *Midi, roi des étés, épandu sur la plaine*
Tombe en nappes d'argent des hauteurs du ciel bleu.
Charles Leconte de Lisle, *Midi*.

4. Du latin *meridies* (midi). Attention : l'heure légale avance sur l'heure solaire.

5. La fête de Jean-Baptiste (24 juin) ne coïncide pas avec le solstice, bien que son rituel pétri de paganisme en soit visiblement inspiré

6. *Comment ne pas perdre la tête,*
Serrée dans des bras audacieux ?
Lucienne DELYLE, *Mon amant de Saint-Jean* (Pour Isabelle).

7. Dans la bande de Terre que limitent, de part et d'autre de l'équateur, les deux tropiques (Cancer et Capricorne), le Soleil franchit deux fois par an le zénith, ayant au solstice dépassé ce point suprême.

8. Nous savons maintenant que Syène et Alexandrie — plutôt Assouan et Alexandrie — ne s'alignent pas exactement sur le même méridien : leurs longitudes diffèrent de trois degrés. Nous savons d'ailleurs aussi qu'Assouan est actuellement un peu au nord du Tropique (Syène occupait-elle le même site ?).

9. *S'y mire le temps, y meurt et s'y cueillent*
Les jours à l'endroit, les nuits à l'envers.
Gilles VIGNEAULT, *J'ai pour toi un lac.*

10. Voir *infra*, la définition du mètre.

11. Etait-il loisible d'introduire un chameau, pour compter ses pas — et reprendre plusieurs fois l'expérience, afin d'en préciser le résultat —, dans l'enclos réservé aux prêtres et aux divinités ? Peut-être, si l'on était précepteur du futur roi-dieu et directeur de la Grande Bibliothèque...

12. L'unité de masse, par exemple — le *gramme* — serait définie (1795) comme celle d'un centimètre cube — effectivement dérivé de l'unité de longueur, le mètre — d'eau distillée à son maximum de densité (quatre degrés Celsius). Pour des raisons pratiques, on lui préféra aussitôt le kilogramme, mille fois supérieur ; un prototype international en platine iridié en est maintenant l'étalon, conservé au Bureau international des Poids et Mesures (pavillon de Breteuil à Sèvres).

13. Deux degrés et demi de longitude Est.

14. Victor Hugo, *La Conscience* (*La Légende des siècles*).

15. « Chaîne de triangulation orientée suivant un méridien ». *Grand Dictionnaire encyclopédique Larousse* (1984).

16. Stéphane Mallarmé, *Le Guignon.*

17. Il était accompagné par le prototype du kilogramme, mis au point par Louis Lefèvre-Gineau, chevalier d'Ainelle.

CHAPITRE VII **La relativité selon Galilée**

1. Stéphane Mallarmé, *Pour Des Esseintes* (*Prose*).
2. Voltaire, *Œdipe*.
3. *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica.*
4. Voir *supra*, première partie, cnapitre III.
5. *...abrió la ventana del mar por si acaso descubría una luz nueva para entender el embrollo que le habían contado, y vio el acorazado de siempre que los infantes de marina habían abandonado en el muelle, y más allá del acorazado, fondeadas en el mar tenebroso, vio las tres carabelas.*

(... il ouvrit la fenêtre du côté de la mer dans l'espoir d'y découvrir peut-être une lueur nouvelle pour comprendre l'imbroglio qu'on lui avait raconté, et il vit, toujours là, le cuirassé que les cadets de marine avaient abandonné à quai, et par-delà le cuirassé, ancrées par le fond de la mer ténébreuse, il vit les trois caravelles.)

Gabriel GARCÍA MÁRQUEZ, *El otoño del patriarca*
(L'automne du patriarche).

6. Nicolás Guillén, *Canción en el Magdalena, Colombia* (Chanson sur le Magdalena, Colombie) (*El son entero*).

7. Georges Brassens, *La Marche nuptiale.*

8. *Aberrare* : s'écarter, s'égarer (pr. et fig.). (H. Bornecque et F. Cauët, *Le dictionnaire latin-français du baccalauréat.*)

9. *Un frais parfum sortait des touffes d'asphodèle ;*
Les souffles de la nuit flottaient sur Galgala.
Victor HUGO, *Booz endormi* (*La Légende des siècles*).

10. ... *au seuil des bivouacs désolés*
On voyait des clairons à leur poste gelés
Restés debout, en selle et muets, blancs de givre,
Collant leur bouche en pierre aux trompettes de cuivre.
Victor HUGO, *L'Expiation* (*Les Châtiments*).

11. Cet énoncé est en réalité plus général que le théorème tel que nous l'avons présenté. C'est sans importance pour notre propos.

12. Le frottement de la pièce sur l'air est totalement négligeable à cette échelle (voir ci-après).

13. Cette affirmation flaire la tautologie. En réalité, la verticale est définie par le fil à plomb, et donc par la direction du poids d'un objet quelconque. Le tapis est horizontal, c'est-à-dire perpendiculaire à la verticale, de par sa construction même (sauf cas exceptionnels, dans certaines stations particulières).

14. Voir *supra*, première partie, chapitre III.

CHAPITRE VIII **Les référentiels accélérés et leur apanage : les pseudoforces**

1. Stéphane Mallarmé (*Plusieurs Sonnets*).

2. Vitesse et accélération sont des vecteurs de l'espace.

3. C'est en enseignant la mécanique à l'Ecole polytechnique — dont il avait lui-même été élève en son temps — que Gaspard de Coriolis (1792-1843) découvrit ce qu'il nomma d'abord « accélération centrifuge composée ». La confirmation expérimentale ne tarda pas (pendule de Foucault, 1851, voir ci-après), mais Coriolis mourut pourtant avant de pouvoir la savourer.

4. « Selon le commandement de Dieu » (expression populaire hispanique).

5. C'est d'addition vectorielle qu'il s'agit.

6. Il s'agit ici de la masse inerte (cf. *supra*, chapitre II), puisque c'est celle qui apparaît initialement dans $F = ma$.

7. Les deux vraies forces s'équilibrant, le premier membre de la « pseudo-relation » est $\phi_e = - m\, a_e$; son second membre est $m\,A$ comme toujours ; le résultat $A = - a_e$ s'ensuit aussitôt.

8. *Al que se va por el mundo* (Qui va de par le monde
Suele sucederle así. S'expose à de tels tracas.)
Atahualpa YUPANQUI, *El árbol que tú olvidaste.*

9. « Uniforme » n'est plus vraiment adapté à ce trébuchement parfois éperdu, et même douloureux, qui s'empare du voyageur, lorsque le plancher se dérobe soudain sous ses pieds, pour suivre le wagon dans son mouvement giratoire.

10. L'influence du Soleil et des autres planètes est négligeable.

11. L'est-il vraiment ? Voir *infra*, chap. IX.

12. Nouvelle manifestation de la « coïncidence » numérique entre masse inerte et masse gravitationnelle : c'est la masse *inerte* de l'objet qu'introduit la première des deux formules (Relation fondamentale de la dynamique sur une trajectoire circulaire), alors que c'est évidemment la masse gravitationnelle qui intervient dans la force (deuxième formule).

13. Voir *supra*, chap. V.

14. De multiples influences diverses se conjuguent dans les phénomènes que nous allons décrire. La pseudoforce de Coriolis est seulement l'une d'elles, et pas toujours la plus importante. Mais, faible ou prépondérante, elle est là.

15. Alejo Carpentier, *El Siglo de las Luces* (Le Siècle des Lumières). Traduction de l'auteur.

16. *Dance of the Vampires*, comédie fantastique de Roman Polanski (1967).

17. La réalité est assurément beaucoup moins simple : la résistance des roches de la rive droite, le ralentissement de l'eau qui se heurte à elles ont pour effet la formation d'un méandre, suivi le plus souvent d'une courbe en sens inverse.

18. Louis Daguerre (1787-1851) n'était pas physicien ; pas chimiste non plus. Il réalisait, depuis l'âge de dix-sept ans, des décors de théâtre où les éclairages jouaient les premiers rôles. Familier de la chambre noire, il apprit un jour que Nicéphore Niepce avait réussi à fixer des images. Il n'eut de cesse qu'il ne s'associât à lui pour parfaire l'invention. Il poursuivit seul ses recherches après la mort de Niepce (1833). Ses efforts physico-chimiques aboutirent, enfin, en 1838.

19. Talleyrand ?

20. Christian Huygens (1629-1695), grand savant hollandais, publia notamment un *Horologium oscillatorium* (1673), dédié à Louis XIV.

21. Victor Hugo, *Hymne* (*Les Chants du crépuscule*).

22. Umberto Eco, *Le Pendule de Foucault* (traduction de Jean-Noël Schifano).

23. *Déjà la pierre pense où votre nom s'inscrit*
Déjà vous n'êtes plus qu'un mot d'or sur nos places
Déjà le souvenir de vos amours s'efface
Déjà vous n'êtes plus que pour avoir péri.
Louis ARAGON, *La Guerre et ce qui s'ensuivit* (*Le Roman inachevé*).

CHAPITRE IX **Recherche référentiel galiléen, désespérément**

1. « Desperately Seeking Susan », comédie cinématographique de Susan Seidelman (1985).

2. Joachim du Bellay, *Les Regrets*.

3. Voir *supra*, chapitre VIII.

4. Paul Verlaine, *Art poétique* (*Jadis et Naguère*).

5. Jean-Paul Sartre, *Les Mains sales*.

6. Nous l'avons commenté : une pseudoforce est toujours proportionnelle à la masse du corps sur lequel elle s'applique. C'est donc en termes d'accélération qu'il est préférable de raisonner.

7. Une vitesse s'exprime en mètres par seconde — ou kilomètres par heure. Une accélération, taux temporel d'accroissement de la vitesse, est

une longueur divisée par le carré d'un temps : mètre — ou centimètre — par seconde au carré.

8. Il suffirait que la Terre tourne dix-sept fois plus vite — ce qui aurait pu arriver : un tour en une heure vingt-cinq minutes — pour que la pseudo-force centrifuge compense, à l'équateur où elle est maximale, la véritable pesanteur. Les corps y flotteraient alors comme ils font dans un satellite artificiel.

9. Cent kilomètres à l'heure sont 100/3 600 km/s ou 100 000/3 600 m/s ; d'autre part, une minute équivaut à soixante secondes. Le résultat est donc 100 000/(3 600 × 60) $\mathrm{m/s^2} \simeq 0{,}5\ \mathrm{m/s^2}$.

10. Puisqu'il s'agit d'évaluer un ordre de grandeur, on fait comme si la trajectoire de la Terre était circulaire — elle en est proche ; son rayon R mesure alors cent cinquante millions de kilomètres. La vitesse angulaire ω de rotation est aisée à estimer : la Terre parcourt son orbite — soit trois cent soixante degrés, ou plutôt 2 π radians — en un an, qui équivaut environ à trente millions de secondes. On trouve ainsi $\omega = 2\ \pi/30\,000\,000 \simeq 2 \times 10^{-7}$ radian/s. L'accélération associée à ce mouvement circulaire est $R\omega^2$, produit du rayon de la trajectoire par le carré de la vitesse angulaire : $R\omega^2 = 1{,}5 \times 10^8\ \mathrm{km} \times 4 \times 10^{-14}\ \mathrm{s^{-2}} \simeq 6 \times 10^{-6}\ \mathrm{km/s^2} = 6\ \mathrm{mm/s^2}$.

11. Mais aussi terrestres (voir *supra*, chapitre VII).

12. De même que nous avons supposé, implicitement, que le satellite ne virevoltait pas, de même ici faisons-nous abstraction des pirouettes de la Terre autour de son axe. Nous les réintroduirons sous peu.

13. Voir *supra*, première partie, chapitre II.

14. Une galaxie rassemble de l'ordre de cent milliards d'étoiles, semblables — plus ou moins — à notre Soleil, dans un volume de cent mille années-lumière de diamètre (une année-lumière est la distance que parcourt la lumière en un an ; elle équivaut à 10^{16} mètres, à peu près).

15. Voir *supra*, chap. VIII.

TROISIÈME PARTIE

UNE NOUVELLE THÉORIE ÉBLOUISSANTE : L'ÉLECTROMAGNÉTISME SELON MAXWELL

1. William Shakespeare, *Hamlet*.

Introduction

1. Charles Baudelaire, *L'Invitation au voyage* (*Les Fleurs du Mal*). Cf. Henri Duparc.

CHAPITRE PREMIER **Familière et mystérieuse : la charge électrique**

1. Federico García Lorca, *Poema de la saeta* (*Cante Jondo*). Traduction de l'auteur.

2. L. Pearce Williams, *in Dictionary of Scientific Biography* (M. Faraday).

3. *The Feynman Lectures on Physics*, tome I, p. 7-10.

CHAPITRE II Quelques idées simples sur les atomes

1. Gabriel García Márquez, *Crónica de una muerte anunciada*. (Traduction de l'auteur.)
2. Lord Rutherford de Nelson n'était pas, si j'ai bien compris, noble de naissance ; ce sont les services — éminents — qu'il rendit à la science, et par là à la couronne britannique, qui amenèrent celle-ci à l'ennoblir, comme elle avait fait J.J. Thomson.
3. Dix-huit grammes est la *masse molaire* de l'eau.
4. C'est Jean Perrin qui le premier avait, en 1908, déterminé le nombre d'Avogadro, ce qu'il savait faire de plusieurs manières différentes et concordantes.
5. Le méson de Yukawa, qui s'appelle aujourd'hui le « pion ».
6. Flux de particules de haute énergie, parfois de très haute énergie, qui sillonnent l'espace en permanence. Leur direction, pratiquement isotrope, ne renseigne pas sur leur origine. On les attribue à des étoiles semblables au soleil (éruptions solaires), à de certains endroits de notre galaxie (supernovæ, pulsars), ou à des sources extragalactiques plus mystérieuses.
7. Dante Alighieri (1265-1321), *La Divine Comédie*.
8. Cf. « La bataille de l'eau lourde », documentaire franco-norvégien de T.V. Müller et J. Dréville (1948).

CHAPITRE III Où les charges électriques courent la prétentaine

1. Louis Aragon, *C* (*Les Yeux d'Elsa*).
2. Voir *supra*, première partie, chapitre IV.
3. Cervantes, *Don Quichotte* : « *En un lugar de la Mancha, de cuyo nombre no quiero acordarme...* » (Dans une bourgade de la Manche, dont je ne veux pas me rappeler le nom...)
4. *Ce sont les cadets de Gascogne*
   De Carbon de Casteljaloux.
   [...]
   Perce-Bedaine et Casse-Trogne
   Sont leurs sobriquets les plus doux.
   Edmond ROSTAND, *Cyrano de Bergerac*.
5. On dit aussi « différence de potentiel », dans le vocabulaire moderne.
6. On distinguait alors les conducteurs intrinsèques tels que les métaux, dits « de première classe », de ceux qui acquéraient leurs propriétés d'un traitement préalable, corde ou tige de verre humidifiée, par exemple. On les réunissait sous le terme de « deuxième classe » ; ils avaient sur les premiers l'avantage de ne pas vider instantanément les sources de charges sur lesquelles on les branchait, mais plus lentement : leur conductivité repose sur la décomposition électrolytique des sels dissous dans l'eau.
7. Contrairement à d'autres, cette pile semblait ne pas s'user même si l'on s'en servait.
8. Cette opinion est aujourd'hui confirmée.
9. Que les chimistes appellent aujourd'hui des « bases ».
10. Les explications qui terminent ce chapitre empruntent délibérément

au vocabulaire et aux notions modernes : c'est ainsi que l'électron, protagoniste privilégié s'il en fut, ne sera découvert qu'en 1897.

11. La mécanique quantique, qui régit l'évolution des électrons dans un conducteur métallique, accentue encore leur délocalisation dans le réseau cristallin.

CHAPITRE IV **À champs fondamentaux, équations fondamentales**

1. Paul Valéry, *Le Bois amical* (*Album de vers anciens*).

2. Voir *supra*, chapitre III.

3. Nous l'avons fait pour être sûr que le champ électrique n'est pas couplé à un champ magnétique. Voir *infra*, les équations de Maxwell.

4. Ce même nom, celui du physicien néerlandais Hendrik Antoon Lorentz (1853-1928), prix Nobel de physique en 1902, reviendra naturellement sous la plume lorsqu'il sera question de Relativité.

5. De façon plus précise, la valeur (ou module) de $v \times B$ est égale au produit des valeurs de v et B par le sinus de l'angle qui sépare leurs directions.

6. Pierre Simon, marquis de Laplace (1749-1827), par ailleurs mathématicien et astronome.

7. Voir *supra*, chap. III.

8. Un vecteur de l'espace à trois dimensions, comme l'est le champ vectoriel A en chacun des points de cet espace, est caractérisé par *trois composantes*, prises par exemple le long des trois axes de coordonnées cartésiennes Ox, Oy et Oz. Un *point* est de façon analogue repéré par *trois coordonnées*, par exemple x, y et z selon ces mêmes axes.

9. La classification (première, deuxième...) que nous adoptons n'a aucune signification physique ni hiérarchique ; rituelle, peut-être ?

10. Le coefficient ε_0 par lequel on divise est une constante universelle, dont la valeur numérique figure dans tous les livres spécialisés. Sa présence sert seulement — mais sert tout de même — à harmoniser les unités avec lesquelles se mesurent les diverses grandeurs, et à les « rationaliser », comme on dit.

11. La densité volumique de charge s'obtient en divisant la charge portée par une (petite) portion de l'espace par son volume.

12. Carl Friedrich Gauss (1777-1855), le « grand Gauss » comme l'appellent certains avec une feinte familiarité et un humour à peine esquissé.

13. Il s'agit d'un modèle, pas d'une théorie, ou tout au moins pas encore, pas, en tout cas, tant qu'on n'observe pas expérimentalement les monopôles de Dirac, ou qu'on ne met pas en évidence une autre conséquence spécifique de cette construction théorique.

14. rot note le rotationnel et $\partial B/\partial t$ la dérivée du champ magnétique par rapport au temps.

15. ... *C'est alors*
Qu'élevant tout à coup sa voix désespérée,
La Déroute, géante à la face effarée,
Qui, pâle, épouvantant les plus fiers bataillons,
Changeant subitement les drapeaux en haillons,
A de certains moments, spectre fait de fumées,
Se lève grandissante au milieu des armées,

La Déroute apparut au soldat qui s'émeut,
Et, se tordant les bras, cria : Sauve qui peut !
Victor HUGO, *L'Expiation* (*Les Châtiments*)
(pour Isabelle et Anita).

16. Voir *infra*, quatrième partie, chapitre I.

17. Soulignons-le à nouveau : la hiérarchie que nous établissons, pour la clarté de l'exposé, entre les équations de Maxwell (« la première »,... « la dernière ») ne repose sur aucun fondement objectif ; le rotationnel n'est ni plus ni moins important que la divergence, et les champs électrique et magnétique, bien que leurs propriétés soient sensiblement différentes, jouent des rôles similaires.

18. On reconnaît la constante ε_0 qui figurait déjà dans la première équation.

19. André Marie Ampère (1775-1836). Son patronyme a aussi été choisi pour désigner l'unité avec laquelle, dans le système international, on mesure l'intensité d'un courant électrique : « amp », disent nos amis anglo-saxons pour éviter tout problème de prononciation.

20. Si nous développons ces arguments qualitatifs c'est, évidemment, que les calculs explicites fondent l'image qui s'en dégage.

21. C'est plus exactement le produit de $\partial E/\partial t$ par ε_0 qui s'ajoute à j dans le second membre de l'équation et qui peut donc revendiquer le titre de courant (de déplacement). Noter que l'ensemble est ensuite, comme l'était déjà j, divisé par ε_0.

22. Alfred de Vigny, *La Mort du loup*.

23. *The Loneliness of the Long Distance Runner*, Alan Sillitoe. Film de Tony Richardson (1962).

24. « Sire, on voit dans le ciel des nuages de feu ;
Suspendez votre marche ; il ne faut tenter Dieu ».
Alfred de Vigny, *Le Cor* (*Poèmes antiques et modernes*).

25. Avec les conventions de notations que nous avons choisies — ce sont celles de Feynman (cf. première partie, chapitre III) —, le facteur qui multiplie rot B, dans la quatrième équation est le carré de c.

26. Voir *infra*, quatrième partie, chapitre I.

27. *John Brown's body lies a-moulding in the grave*
But his soul goes marching on.
(Le corps de John Brown moisit dans la tombe
Mais son âme continue sa marche.)

Chanson révolutionnaire des Etats-Unis glorifiant John Brown (1800-1859), meneur abolitionniste, qui prit la tête d'une troupe de partisans anti-esclavagistes mais fut finalement capturé et pendu.

28. Voir livre II, « Un siècle de Lumières ».

29. Friedrich Hölderlin, *Patmos* (*Les Derniers Hymnes*). (Traduction par Philippe Jaccottet, Gustave Roud et André du Bouchet.)

QUATRIÈME PARTIE

JEUX DE LUMIÈRE — LUMIÈRE ET RELATIVITÉ

1. Titre d'un tableau de Nicolas de Staël (1914-1955).

2. *A l'épreuve de la lumière* (1997), Maurice Fréchuret, conservateur du musée Picasso d'Antibes.

CHAPITRE PREMIER **Théorie de la lumière : premières tentatives**

1. Jorge Guillén, *La luz sobre el monte* (*Cántico*). Traduction de l'auteur.

2. Christian Huygens (1629-1695) fut par ailleurs l'auteur du premier ouvrage complet sur le calcul des probabilités (1656), et l'inventeur de l'échappement à ancre pour les horloges à balancier. Voici en quoi consiste cette invention, dans son principe tout au moins.

Un pendule — le balancier d'une « horloge de grand-père », comme disent les Américains — voit ses oscillations s'amortir puis s'arrêter en une dizaine de secondes, tout au plus quelques minutes si on ne lui demande pas d'entraîner le mécanisme ; la cause — inévitable — en est le frottement : frottement autour de l'axe, principalement, ou du pivot sur lequel s'appuie le mouvement. L'« échappement » permet de donner, à chaque passage, une petite chiquenaude à la tige du balancier, assez pour que son mouvement se perpétue, assez peu pour que la lentille ne heurte pas le buffet de bois. Il y faut de l'énergie, évidemment — que dissipent en chaleur les forces de friction — ; elle est délivrée par la descente progressive et lente de poids que l'on *remonte* chaque semaine.

3. Ne pas afficher un sourire condescendant : le sonar et le radar fonctionnent suivant ce second schéma, et c'est lui qui permet aux chauves-souris de se guider dans la nuit, en évitant les obstacles :

« *Se oían rezos en las escaleras batiendo las alas como murciélagos* » (On entendait dans les escaliers des prières battre des ailes comme des chauves-souris). Tomás Eloy Martínez, *Santa Evita.*

4. Voir *infra*, chapitre II.

5. Voir troisième partie, chapitre IV.

6. J.E. Montucla, *Histoire des mathématiques* (1758).

7. Pas le Louis Bréguet (1880-1955) pionnier de l'aviation, dont nous avons tous entendu parler, mais son grand-père (1804-1883), qui s'est illustré par de multiples inventions et perfectionnements techniques, et par la construction de nombreux instruments scientifiques de précision.

8. Les interférences lumineuses (voir ci-dessous) avaient déjà fourni aux idées ondulatoires des arguments décisifs. Mais les irréductibles du corpusculaire — ils n'avaient pas tous désarmé — n'auraient pas vu d'un mauvais œil que la théorie ondulatoire fût mise en difficulté.

9. Voir *supra*, première partie, chap. III.

10. Il est d'usage de compter plutôt les angles à partir de la *normale* à la séparation des deux milieux. L'angle d'incidence est alors supérieur à l'angle de réfraction.

11. La preuve n'est pas difficile ; simplement un peu technique.

12. Il est d'usage de repérer les directions par rapport à la droite perpendiculaire au dioptre plutôt que par rapport au plan de séparation.

13. « A la fin de l'envoi, je touche », Edmond Rostand, *Cyrano de Bergerac*.

14. *Midi le juste y compose de feux*
La mer, la mer toujours recommencée !
Paul VALÉRY, *Le Cimetière marin* (*Charmes*).

15. A. Cornu, Note à l'Académie des sciences (2 octobre 1871).

16. Académie des sciences, 14 décembre 1874.

17. Annapolis, capitable de l'Etat du Maryland, abrite la prestigieuse Académie navale des Etats-Unis.

18. *Je chante pour passer le temps*
Petit qu'il me reste de vivre
Comme on dessine sur le givre
Comme on se fait le cœur content
A lancer cailloux sur l'étang
Je chante pour passer le temps.
Louis ARAGON, *Le Roman inachevé.*

19. Circulaire pour ce qui concerne les vaguelettes de surface.

20. Nous invoquons uniquement crêtes et creux des vaguelettes (ou vibrations lumineuses), car ils parlent plus facilement à l'imagination. Des arguments de même portée restent valables aux instants où aucune des deux ondes n'est à son maximum ni à son minimum.

21. M. Hermann, professeur de physique au lycée Louis Barthou de Pau dans les années 1950.

22. Alfred de Musset, *Jamais* (*Poésies nouvelles*).

23. Nouveau Larousse illustré (1897).

CHAPITRE II **Lumière et son, air et éther**

1. Jorge Luis Borges, écrivain argentin (1899-1986), l'un des plus brillants esprits de notre époque, gagné par la cécité. *Una rosa y Milton* (*Antología poética*). John Milton, poète et polémiste, aveugle à quarante ans, auteur notamment d'un bouleversant *Paradise Lost* (Paradis perdu). Traduction de l'auteur.

2. ... *He has my dying voice.*
So tell him, with th'occurents more and less
Which have solicited — the rest is silence.
William SHAKESPEARE, *Hamlet.*

(... Il a ma voix mourante.
Dis-le-lui, avec les événements majeurs et moindres
Qui m'ont sollicité — le reste est silence.)
(Traduction de l'auteur.)

3. *La bouilloire sur le feu*
S'exalte et chante,
Oiseau des soirs d'hiver.
(Florilège personnel.)

Chemin faisant, que ce fut tendre
D'ouïr à deux le chant joli
Que l'eau du ciel faisait entendre
Sur le toit de mon parapluie !...
Georges BRASSENS, *Le Parapluie.*

Loin d'elles, loin des ruisseaux,
Loin des sources vagabondes,
Loin de la chanson des eaux,
Loin des cascades qui grondent...
Chanson d'André DASSARY, *Mes jeunes années.*

La bouche n'y suffirait pour décliner
tous tes noms ondoyants, eau.
Il faudrait te trouver un nom dans toutes les langues

en prononçant ensemble toutes leurs voyelles
et se taire en même temps — au nom d'un lac,
qui n'a jamais pu obtenir un nom quelconque,
et qui n'existe point sur terre, comme au ciel
n'existe cette étoile qui s'y refléterait. [...]
Quoi — quand — où que se soit passé
restera gravé dans l'eau de babel.

Wisława ZZYMBORSKA, *Eau* (*De la mort sans exagérer*).
Traduction de Piotr Kaminski.

4. *Si l'on chante un dieu,*
ce dieu vous rend son silence.
Nul de nous ne s'avance
que vers un dieu silencieux.

Rainer Maria RILKE, *Vergers*.

5. *La media luna soñaba* (La demi-lune rêvait
Un éxtasis de cigüeña. Une extase de cigogne.)

Federico GARCÍA LORCA, *Romance de la Guardia Civil española* (*Romancero gitano*).

6. *La houle me murmure une ombre de reproche,*
Ou retire ici-bas, dans ses gorges de roche,
Comme chose déçue et bue amèrement,
Une rumeur de plainte et de resserrement....

Paul VALÉRY, *La Jeune Parque*.

7. Les vitesses sont des vecteurs. Les composer signifie les additionner vectoriellement.

8. *En fermant les yeux, je vois, là-bas,*
Une humble retraite,
Une maisonnette toute blanche...

Jules MASSENET, *Manon*.

9. *Dans la nuit*
Dans la nuit
Je me suis uni à la nuit
A la nuit sans limites
A la nuit.

Henri MICHAUX, *Dans la nuit* (*Plume*).

10. Voir digression du chapitre III.

11. On peut aussi utiliser — on le fait le plus souvent — des ondes hertziennes.

12. Ce temps devient inappréciable pour des ondes hertziennes.

13. Henri Michaux, *Emportez-moi* (*Mes propriétés*).

14. « Que l'univers entier ne soit pour toi que le reflet de ton âme héroïque » (conseil de don Quichotte à Anatole France).

15. Ces données n'étaient certes pas connues au XIX^e siècle ; mais elles jettent un jour plus clair sur les débats et les enjeux de cette époque.

16. Alfred de Vigny, *La Mort du loup* (*Les Destinées*).

17. La « pointe » actuelle des techniques de vide se situe vers 10^{-8} pascal, ce qui laisse encore à peu près un million de molécules par centimètre cube.

18. Voir ci-dessous une *explication*.

19. Paul Robert, *Dictionnaire alphabétique et analogique de la langue française* (1965).

20. La sensibilité du procédé est très aiguë. C'est pourquoi il est inutile de saler l'eau auparavant : elle contient toujours une trace de chlorure de sodium. Mais si vous la salez...

21. *C'est la valse brune*
Des chevaliers de la lune...
Air populaire (à trois temps, bien entendu).

22. Une trajectoire presque circulaire de cent cinquante millions de kilomètres de rayon, bouclée en un an. On divise simplement la distance parcourue ($2\ \pi \times 150 \times 10^6$ km) par le temps mis à le faire (les tables me disent qu'un an équivaut à 3×10^7 secondes), et l'on trouve un résultat proche de trente kilomètres par seconde.

CHAPITRE III **Du langage et du chant, et du souvenir...**

1. Jules Supervielle, *Le Pommier* (*Les Amis inconnus*).
2. « *Pay-boû* », en béarnais.
3. « Bernard, qu'est-ce que ceci : ... ? »
4. « Ah ! Je ne l'ai jamais vu ! ».
5. « Hâte-toi lentement » (proverbe latin).
6.

¿ Qué dios detras de Dios la trama empieza	(Quel dieu derrière Dieu amorce la trame
De polvo y tiempo y sueño y agonía ?	De poussière et de temps et de rêve et d'agonie ?)

Jorge Luis BORGES, *Ajedrez* (*Antología personal*).

7. Jean-Pierre Claris de Florian, *Le Vacher et le Garde-Chasse* (*Fables*).
8. *Par les deux fenêtres qui sont en face de moi, les deux fenêtres qui sont à ma gauche et les deux fenêtres qui sont à ma droite, je vois, j'entends d'une oreille et de l'autre tomber immensément la pluie. Je pense qu'il est un quart d'heure après midi : autour de moi, tout est lumière et eau [...]. Ce n'est point de la bruine qui tombe, ce n'est point une pluie languissante et douteuse. La nue attrape de près la terre et descend sur elle serré et bourru, d'une attaque puissante et profonde.*

Paul CLAUDEL, *La Pluie* (*Connaissance de l'Est*).

9. « Pour le repos, le plaisir des mirlitaires... »
10. *Dans un jour de revers, heureux celui qui tombe,*
Qui pour toujours s'endort, couché dans un sillon.
Lorsque tu voleras auprès de cette tombe,
Fauvette chante-lui ta plus douce chanson.
11. Poème de Johann von Goethe, mis en musique par divers compositeurs (dont Henri Duparc).
12. Texte transcrit directement sous la dictée de la mémoire.
13. La banalité du texte était rachetée ici par la musique, qui restait suspendue à la dominante.
14. J'ai mis longtemps à déchiffrer ces mots ; j'entendais plutôt « où l'ombre y dort ». Inutile, bien entendu, de demander à Bon Papa ce que sont des lambris.
15. Ce passage me donnait le frisson : ces « hommes de marbre, dans la nuit », me semblaient des divinités — ce qu'ils étaient peut-être, après tout...

16. *C'est un trou de verdure où chante une rivière*
Accrochant follement aux herbes des haillons
D'argent, où le soleil de la montagne fière
Luit ; c'est un petit val qui mousse de rayons.

Arthur RIMBAUD, *Le Dormeur du val* (*Poésies*).

17. *En la ciudad gaditana del Puerto de Santa María, a la derecha de un camino, bordeado de chumberas, que caminaba hasta salir al mar, [...] había un melancólico lugar de retamas blancas y amarillas llamado la Arboleda Perdida.*
Todo era allí como un recuerdo.

(Dans la ville gaditaine [de la province de Cadix, c'est-à-dire] du Port de Sainte Marie, sur la droite d'un sentier, bordé de figuiers de Barbarie, qui cheminait jusqu'à déboucher sur la mer, [...] il y avait un lieu mélancolique planté de genêts blancs et jaunes appelé le Bois Perdu.
Là, tout semblait un souvenir.)

Rafael ALBERTI, *La Arboleda Perdida*.

18. *Je ne sais comment peut vivre qui ne porte pas à fleur d'âme les souvenirs de son enfance.*

Miguel DE UNAMUNO

CHAPITRE IV **L'aiguille et la paille, la paille et le grain**

1. Paul Verlaine, *Sagesse* (Livre III).
2. Alexander Graham Bell, inventeur du téléphone (1876).
3. Les franges du Michelson sont des anneaux circulaires, alternativement sombres et brillants.
4. K. Popper, *Logique de la connaissance scientifique* (1934).
5. La masse du neutron doit être supérieure à la somme des masses du proton et de l'électron, par conservation de l'énergie et de l'impulsion dans le processus de désintégration du neutron.
6. N'avons-nous pas compris, d'ailleurs, qu'un seul peut y suffire ?

CHAPITRE V **L'incroyable et triste histoire du candide éther luminifère**

1. Gabriel García Márquez, *La increible y triste historia de la cándida Eréndira y de su abuela desalmada.*
2. *¡ Oh mole del Moncayo blanca y rosa,*
allá, en el cielo de Aragón, tan bella !

(Ô masse du Moncayo, blanche et rose,
là-haut, dans le ciel d'Aragon, si belle !)

Antonio MACHADO, *A José María Palacio* (*Campos de Castilla*).

3. *... des héros Dieu trompait l'espérance,*
Tu désertais, victoire, et le sort était las.

Victor HUGO, *Waterloo* (*Les Châtiments*).

4. La notion d'*invariance* des lois a joué et joue encore un rôle fondamental en physique moderne.
5. Jean Racine, *Athalie* (Acte II, scène 5).

6. *Le champ couvert de morts sur qui tombait la nuit*, Victor HUGO, *Après la bataille* (*La légende des siècles*).

7. Ces fréquences sont énormes, de l'ordre de 10^{14} oscillations par seconde, celle du violet étant sensiblement double de celle du rouge.

8. *Ah ! Je voudrais tant que tu te souviennes*
Des jours heureux où nous étions amis !
En ce temps-là la vie était plus belle
Et le soleil plus brûlant qu'aujourd'hui.

Jacques PRÉVERT, *Les Feuilles mortes*
(Cf. Juliette Gréco, Yves Montand, puis tant d'autres...).

9. La *longueur d'onde* des radiations électromagnétiques est inversement proportionnelle à leur fréquence. Celles de la lumière visible se situent entre 0,4 (violet) et 0,8 (rouge) micromètres. Il faut donc les multiplier par plusieurs milliers — ou diviser leur fréquence par ce même facteur — pour accéder aux ondes millimétriques.

10. Le pic de la girouette.

11. « Secours », littéralement. En langue espagnole, il s'agit d'un prénom féminin, ou plutôt ici du nom d'une image de la Vierge : Marie du Bon Secours, que l'on abrège en « Secours ».

12. Très grand réseau.

13. *Oh ! combien de marins, combien de capitaines*
Qui sont partis joyeux pour des courses lointaines,
Dans ce morne horizon se sont évanouis !

Victor HUGO, *Oceano nox* (*Les Rayons et les Ombres*).

14. Se tromper est humain.

15. Liénard — l'avons-nous dit ? — notait *V* la vitesse que nous appelons maintenant *c*.

16. Cela ressemble en quelque manière aux propos qu'une anecdote prête à Pierre Simon de Laplace, grand mathématicien et grand astronome devant l'Eternel. A Napoléon, auquel il présentait ses travaux, et à la question : « Mais quel rôle y joue donc Dieu ? », il aurait répondu d'un air candide : « Sire, je n'ai pas eu besoin de cette hypothèse. »

17. Jacques-Benigne Bossuet, oraison funèbre de Madame, Duchesse d'Orléans.

Epilogue

1 Arno Penzias et Robert Wilson, prix Nobel 1978.
2 José-Maria de Hérédia, *Les Conquérants* (*Les Trophées*).
3 Camilo José Cela, *Cajón de sastre*.
4. Paul Verlaine, *La Bonne Chanson*.
5. Pierre Bacqué (non publié).

NOTES

LIVRE II
UN SIÈCLE DE LUMIÈRES

1. Saint-John Perse, *Poésie* (allocution au banquet Nobel du 10 décembre 1960).
2. Gabriel García Márquez, *Cómo se cuenta un cuento* (Comment conter un conte).

PREMIÈRE PARTIE
LA RÉVOLUTION RELATIVISTE

1. Charles Péguy, *Présentation de la Beauce à Notre-Dame de Chartres*.
2. Pierre Corneille *Polyeucte*, acte V, scène 5.

CHAPITRE PREMIER **Albert Einstein, 1905**

1. Saint-John Perse, *Dédicace* (*Amers*).
2. *Lors vous n'aurez servante oyant telle nouvelle,*
Desja sous le labeur à demy sommeillant,
Qui au bruit de Ronsard ne s'aille resveillant,
Bénissant vostre nom de louange immortelle.
Pierre DE RONSARD, *Sonnets pour Hélène.*
3. « Et pourtant, elle se meut ! »
4. « On dit qu'Homère était aveugle. »
5. Après avoir vécu pendant deux ans d'expédients, il avait fini par trouver un emploi de vérificateur au Bureau des brevets helvétiques à Berne.
6. ...*Qui t'a rendu si vain*
Toi qu'on n'a jamais vu les armes à la main ?
Pierre CORNEILLE, *Le Cid.*
7. Jean Perrin, 1908.
8. « *Une nouvelle détermination des dimensions moléculaires.* »
9. J'ai moi-même eu entre les mains un journal qui l'altérait en $E = CO_2$, sans pour autant la rendre totalement méconnaissable !
10. C'est à proprement parler la « Relativité générale » qui fut ainsi mise à l'épreuve avec succès, mais c'est la « Relativité restreinte » — plus compréhensible techniquement et plus riche en applications accessibles à l'expérience — à quoi nous nous attacherons principalement.

Chapitre II Le principe de Relativité

1. Pablo Neruda, *Canto general* (traduction de l'auteur).
2. Nous retrouvons Galilée à nouveau : on ne prête qu'aux riches. On aura soin pourtant de garder en mémoire que la transformation de Galilée est seulement valable en mécanique classique (newtonienne) — elle cédera la place, en Relativité, à la transformation de Lorentz — alors que la notion de référentiel galiléen — on dit aussi « référentiel d'inertie » —, inventée en mécanique classique, sera reprise par la mécanique relativiste (einsteinienne).
3. Les transformations de Galilée forment un groupe mathématique.
4. La vitesse est en réalité une grandeur vectorielle. La formule simple que nous écrivons ici reste valable vectoriellement. Nous ne l'utiliserons pourtant, dans la suite, qu'algébriquement : le vecteur v sera implicitement dirigé, comme la vitesse relative v_e, selon les axes Ox et $O'x'$, que nous avons choisis parallèles l'un à l'autre.

Chapitre III Une vérification moderne de la Relativité

1. *J'étais seul, l'autre soir, au Théâtre Français,*
Ou presque seul ; l'auteur n'avait pas grand succès.
Alfred de Musset, *Une soirée perdue* (*Poésies nouvelles*).
2. « Assieds-toi sur le seuil de ta maison, tu verras passer le cadavre de ton ennemi » (proverbe arabe).
3. Gérard Petit et Peter Wolf. Techniquement, ils ont pu établir que la vitesse de la lumière est indépendante de la direction de propagation à un milliardième près. On se souviendra à cette occasion des efforts désespérés de Michelson pour mettre en évidence une différence de vitesse de la lumière entre les directions est-ouest et nord-sud.

Chapitre IV Comment le temps devient relatif

1. Marcel Proust, *Le Temps retrouvé* (*A la recherche du temps perdu*).
2. [Les heures] blessent toutes, la dernière tue.
3. Pour ne pas compliquer le problème, tout changement de fuseau horaire a été soigneusement évité.
4. *A Jean, fils ou neveu de Pierre ou de Guillaume*
Plutôt qu'à Paul, plutôt qu'à moi.
Jean de La Fontaine, *Le Chat, la Belette et le petit Lapin* (*Fables*).
5. Mais se pose là un problème de décalage horaire, de nature différente. Restons donc en Europe occidentale.
6. « La nuit vieille. »
7. La durée propre d'un « top » de l'horloge parlante est supérieure — bien supérieure ! — au retard qu'occasionne sa transmission dans la région parisienne (où se trouve ma montre). Nous avons donc déjà conceptualisé les phénomènes.
8. Cet aspect aussi me paraît entrer en conflit avec la théorie de Popper.
9. Il suffit de songer à la mécanique statistique de Boltzmann, proposée en 1872, validée en 1908.
10. Victor Hugo, *Booz endormi* (*La Légende des siècles*).

11. Ainsi, voilà que nous plaçons *deux* gendarmes derrière chaque citoyen, mais l'un défile tandis que l'autre reste au garde-à-vous.

12. ... à condition de ne pas soulever de questions trop profondes quant à l'origine de l'instabilité même.

13. La question de la désintégration radioactive — ou de l'instabilité — de corpuscules microscopiques sera reprise, et développée du point de vue quantique, au chapitre IV de la quatrième partie. On voudra bien pardonner quelques redites destinées à ce que chacun des deux textes puisse être lu d'un trait pour lui-même.

14. Une même particule peut présenter plusieurs modes de désintégration distincts. Ce sont les probabilités quantiques qui sont à l'œuvre ici aussi.

15. Louis Aragon, *Il n'y a pas d'amour heureux* (*La Diane française*).

16. Alfred de Musset, *Rolla* (*Poésies nouvelles*).

17. Cf. *infra*, deuxième partie, chapitre II.

18. Nous nous en tenons à l'un des deux pions portant une charge électrique, car le pion neutre se comporte de façon un peu spéciale.

19. H.A. Lorentz était un théoricien éminent ; son nom reste attaché à plusieurs formules importantes. Loin de nous l'idée de le rayer, par cette comparaison qui lui est défavorable, du tableau d'honneur de nos grands ancêtres.

20. Cf. *supra*, chapitre II.

21. Charles Péguy, *Présentation de la Beauce à Notre-Dame de Chartres*.

CHAPITRE V **Changement relativiste de référentiel**

1. Friedrich Hölderlin, *Patmos* (*Les Derniers Hymnes*). (Traduction par Philippe Jaccottet, Gustave Roud et André du Bouchet.)

2. Voir *supra*, chapitre IV.

3. L'explosion d'une supernova est en réalité un ensemble extrêmement complexe, constitué par la juxtaposition et la succession d'une myriade d'événements élémentaires.

4. Attention : on continue, dans la Relativité d'Einstein, à qualifier de « *galiléens* » (ou « d'inertie ») les référentiels que relie maintenant la transformation de Lorentz.

5. Voir *infra*, supplément technique.

6. Voir *infra*, supplément technique.

7. Cf. *supra*, chapitre IV (figure).

8. A cette affirmation — presque un siècle pourtant après l'avènement de la théorie de la Relativité — il est encore des exceptions : voir *infra*, deuxième partie, chapitre I.

9. Nous avons été moins catégoriques au début du chapitre : la transformation de Lorentz peut se déduire du postulat d'Einstein, moyennant quelque autre hypothèse d'ordre général. Mais cela n'importe : nous ne cherchons pas je ne sais quelle axiomatique de la Relativité.

10. Un argument analogue, quoique inversé, pourrait être mené sans difficulté dans l'occurrence inverse.

11. Cette habitude que nous prenons est saine et salutaire : dans le domaine des faibles vitesses — faibles en comparaison de c —, nous devons retrouver les résultats qu'avaient avancés Galilée et Newton.

12. C'est, en toute rigueur, du référentiel géocentrique qu'il s'agit.
13. Diviser par a_0t/c est exactement équivalent à multiplier par son inverse c/a_0t. Alors, a_0t multiplié par c/a_0t donne simplement c.
14. Comme interviennent dans ce problème plusieurs directions — pas seulement celle de l'axe Ox, à laquelle nous nous sommes cantonnés jusqu'ici — nous n'essaierons pas de démontrer le résultat.

DEUXIÈME PARTIE

LA RELATIVITÉ S'IMPOSE

1. Paul Claudel, *L'Esprit et l'Eau* (*Cinq Grandes Odes*).

CHAPITRE PREMIER **Relativité et paradoxes**

1. Eschyle (v^e siècle avant Jésus-Christ), *Prométhée enchaîné*.
2. Einstein, Podolsky, Rosen — voir quatrième partie, chapitre VI.
3. « Et quand tu seras consolé (on se console toujours)... », Antoine de Saint-Exupéry, *Le Petit Prince*.
4. Si la montre a tendance à avancer ou retarder, T'_m sera un peu plus court ou un peu plus long qu'une véritable seconde, voilà tout.
5. Le facteur de proportionnalité est le même que plus haut, car $-v$ et v ont même carré v^2.
6. Voir première partie, chapitre IV, notamment la rubrique « Une montre en mouvement retarde-t-elle ? ».
7. Nicolas Boileau, *Art poétique*.
8. « Elle filait la laine, et gardait la maison » (*Florilège personnel*).
9. *Heureux qui, comme Ulysse, a fait un beau voyage,*
Ou comme cestuy là qui conquit la toison,
Et puis est retourné, plein d'usage et raison,
Vivre entre ses parents le reste de son âge !

Joachim DU BELLAY, *Les Regrets*.

10. Le « vieillissement intrinsèque » est une pure notion physique : tant d'autres événements peuvent hâter, ou retarder, le vieillissement véritable !
11. Ils peuvent être menés à bien, et l'ont été à propos de l'expérience des « jumeaux atomiques » (voir *infra*).
12. Un modèle est une construction théorique simplifiée — parfois même simpliste — qui reprend les aspects jugés essentiels de la véritable théorie mais en écarte certains autres, dans le but de rendre l'ensemble aisément calculable, ce qu'il ne serait pas sans ces aménagements. Dans le cas qui nous occupe, le modèle proposé schématise, dans le mouvement du jumeau voyageur, les épisodes accélérés, en les raccourcissant jusqu'à les rendre pratiquement instantanés (l'accélération qui s'y exerce doit alors être très grande).

CHAPITRE II **Intervalles d'espace-temps et causalité**

1. Victor Hugo, *Le Pas d'armes du roi Jean* (*Ballades*).
2. Peut-être me suis-je un peu égaré...
3. « *A man may be down but he's never out* » (Un homme peut être à terre

mais il n'est jamais vaincu). Ce slogan est proclamé en lettres monumentales par l'Armée du salut (lettres encore plus grandes, et rouges) sur une affiche de lancement de la campagne pour une collecte de fonds qui eut lieu en Grande-Bretagne du 19 au 26 mai 1919.

4. Criminal Investigation Department (Département des enquêtes criminelles), la police judiciaire d'outre-Manche.

CHAPITRE III **Un outil théorique puissant : l'invariance relativiste**

1. Victor Hugo, *Magnitudo parvi* (*Les Contemplations*).
2. Voir pourtant *infra*, chap. V.
3. Noter au passage que la masse m reste la même dans tous les référentiels : c'est une caractéristique intrinsèque de la particule.
4. Voir *infra*, chap. V.
5. Par le procédé maintenant connu, on déduit l'aspect que prend cette égalité dans le domaine non relativiste où v est faible devant c :

$$p = mv \text{ (non relativiste).}$$

On ne s'étonnera pas de retrouver ainsi le produit de la masse m par la vitesse v, que nous avons effectivement utilisé dans la section précédente, consacrée à la mécanique newtonienne.

6. Voir *infra*, chap. V.
7. « L'Intendance suivra. » Propos attribués au Général de Gaulle.
8. Voir *infra*, chap. V.

CHAPITRE IV **Contenu physique de l'équation d'Einstein**

1. Victor Hugo, *Dans le cimetière de...* (*Les Rayons et les Ombres*).
2. L'énergie relativiste E d'une particule libre de masse m animée de la vitesse v s'exprime comme (voir chap. III, rubrique « *Masse ou énergie ?* »)

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

Si v est petite par rapport à c, v/c l'est aussi par rapport à 1. On peut dès lors utiliser une première approximation :

$$\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \simeq 1-\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2},$$

suivie tout aussitôt d'une deuxième, de même acabit :

$$\frac{1}{1-v^2/2c^2} \simeq 1+\frac{v^2}{2\,c^2}$$

A ce degré de précision, l'énergie relativiste s'écrit

$$E \simeq mc^2\left(1-\frac{v^2}{2\,c^2}\right) = mc^2+\frac{mv^2}{2}$$

de sorte que l'énergie cinétique $E - mc^2$ se réduit à

$$E-mc^2 \simeq \frac{1}{2}\,m\,v^2$$

3. Si m_1 et m_2 différaient, le référentiel du centre de masse serait *défini* comme celui où l'impulsion totale est nulle.

4. Yukawa Hideki (1907-1981). Sut heureusement combiner (1935) les caractéristiques des forces nucléaires — notamment leur courte portée — avec les idées nouvelles de la théorie quantique des champs (voir *infra*, chapitre V de la cinquième partie) : les mésons π y étaient les analogues du photon en électrodynamique quantique. Prix Nobel en 1949.

5. Voir *infra*, cinquième partie, chapitre III.

6. Centre européen de recherches nucléaires, créé en 1952.

7. Fermi National Laboratory. Enrico Fermi (1901-1954), d'origine italienne, est l'un des physiciens les plus inventifs du XX[e] siècle. Malgré la brièveté de sa carrière, brutalement interrompue par la maladie (à Chicago, précisément), il reste l'une des figures les plus brillantes et les plus universelles de son siècle.

8. Ce n'est pas aussi simple à réaliser, mais voici le principe, schématisé, de la bombe H.

CHAPITRE V **Invariance et lois de conservation**

1. Jorge Luis Borges, *La lluvia* (*Antología poética*). Traduction de l'auteur.

2. « Vraiment pas ? »

3. Toute ressemblance avec des événements réels serait pure coïncidence.

CHAPITRE VI **La théorie, la conservation et le petit neutrino**

1. Rainer Maria Rilke, *Der Ball* (La balle), *Nouveaux Poèmes*. Traduction de Rémy Lambrechts.

2. Le lecteur se demande sans doute, de temps à autre, si la Relativité est vraiment nécessaire aux arguments présentés ; en effet, elle n'y apparaît pas toujours explicitement. Prenons donc pour exemple celui qui va suivre. Il y sera question d'électrons ayant 0,8 MeV pour énergie. Or l'énergie de masse de cette particule vaut environ 0,5 MeV. Une énergie totale presque deux fois supérieure à l'énergie de masse ne saurait être que relativiste. Viendra bientôt une particule — le neutrino — de masse très faible, peut-être nulle ; or le concept même de particule de masse nulle est exclusivement relativiste.

3. 1 MeV = un million d'électrons-volts.

4. Par raison de commodité, on est convenu depuis que cette particule-ci serait plutôt un antineutrino, ce que marque la barre surmontant le symbole ν_e.

5. Voir *infra*, cinquième partie, chapitre II.

6. Jean de La Fontaine, *Le Combat des rats et des belettes* (*Fables*, IV, 3).

CHAPITRE VII **Les groupes d'invariance relativiste**

1. Emile Noël, *Fleurs de méninges* (cf. Georges Moustaki et Serge Reggiani).

2. Comme nous l'avons toujours fait dans ce qui précède, nous nous limitons, pour simplifier l'argument, aux situations où les vitesses v_1 et v_2 sont toutes deux colinéaires à l'axe des abscisses Ox_0 de R_0.

3. Evariste Galois (1811-1832).
4. « propulsion », ici.
5. Saint-John Perse, *Innombrable l'image, et le mètre, prodigue* (*Chœur — Amers*).

TROISIÈME PARTIE

ONDES ET PARTICULES, PARTICULES ET ONDES

1. William Shakespeare, *Hamlet*. Traduction de l'auteur.

CHAPITRE PREMIER **Esquisse de la préhistoire quantique**

1. William Wordsworth, *I wandered lonely as a cloud.*
2. Voir « *En théorie...* » (livre I), quatrième partie.

CHAPITRE II **Des quanta aux photons**

1. Stéphane Mallarmé, *Apparition* (*Poésies*).
2. Cf. *supra*, première partie, chapitre I.
3. Voir « *En théorie...* » (livre I), quatrième partie, chapitre I.
4. C'est pour cette théorie de l'effet photoélectrique, et non pas pour la théorie de la Relativité, qu'Einstein obtint le prix Nobel (1922).
5. Il n'est pas évident — et pourtant vrai — qu'il le soit en totalité : il aurait pu se faire, après tout, qu'une fraction seulement du quantum $h\nu$ fût consommée dans le choc.
6. Dans l'effet photoélectrique, l'impulsion est sans nul doute conservée. Mais le recul du bloc de métal recevant l'impact d'un photon reste totalement inappréciable, eu égard à la masse macroscopique de la cible. La situation est analogue à celle d'une balle de tennis frappant le sol : la Terre ne réagit pas à ce choc de façon mesurable.
7. C'est pour des raisons de commodité qu'on choisit le champ électrique plutôt que le magnétique. Nous procéderons ainsi désormais.
8. Le petit calcul que voilà est quelque peu simpliste : devrait apparaître, dans le terme d'interférence, la différence de phase entre E_1 et E_2.
9. L'expérience est beaucoup plus difficile que nous ne l'indiquons : un photomultiplicateur ne réagit pas nécessairement lorsqu'il reçoit un photon ; son efficacité n'atteint jamais cent pour cent.
10. En physique, dans quelque domaine que ce soit, l'état d'un système à un instant est l'ensemble des données qui sont nécessaires — et suffisent — pour calculer toutes les propriétés du système à cet instant.

CHAPITRE III **De l'atome**

1. Stéphane Mallarmé, *Brise marine*.
2. Voir *supra*, troisième partie, chapitre I.
3. Joseph John Thomson (1856-1940).
4. Voir « *En théorie...* », troisième partie, chapitre II.

5. Anders Ångström (1814-1874), physicien suédois, fut le premier à mesurer des longueurs d'onde lumineuses de façon absolue.

6. Enrico Fermi (1901-1954), physicien italien devenu américain. L'un des plus brillants et des plus imaginatifs parmi les physiciens du XXe siècle.

7. Walter Ritz (1878-1909), physicien théoricien suisse qui s'en fut à Göttingen pour préparer une thèse sur la théorie des séries spectrales.

8. L'introduction des termes spectraux rend évidente la propriété de somme ($\nu_1 + \nu_2$) et de différence ($\nu_1 - \nu_2$) dont elle découle. Voici en effet trois raies dont les fréquences ν_1, ν_2 et ν_3 sont données comme différences de deux termes spectraux :

$$\nu_1 = T_1 - T_2 \,;\, \nu_2 = T_2 - T_3 \,;\, \nu_3 = T_4 - T_3$$

(c'est intentionnellement, bien sûr, que nous avons sollicité deux fois le terme T_2 et deux fois le terme T_3). Alors

$$\nu_1 + \nu_2 = T_1 - T_3 \text{ et } \nu_2 - \nu_3 = T_2 - T_4$$

sont potentiellement deux autres raies du même spectre.

9. Nous avons pris, dans ce qui précède, quelques précautions oratoires (« pas toujours », « potentiellement ») dans l'énoncé ou la démonstration de la règle d'addition et de soustraction. Lorsqu'il apparaissait, à cette époque, que deux termes spectraux, connus par ailleurs, ne donnaient par leur différence aucune raie observable, on invoquait une « *règle de sélection* », qui devait interdire entre eux toute transition. La terminologie adoptée parle d'elle-même : « règle » se référait à une loi encore inconnue, et « sélection » signifiait que les interdictions frappaient tel ou tel couple de termes. Mais le pourquoi de cette règle restait inconnu, ainsi que le comment s'opérait la sélection.

10. La longueur d'onde λ d'un rayonnement se déduit directement de sa fréquence ν : $\lambda = \frac{c}{\nu}$ (c est la vitesse de la lumière dans le vide).

11. Voilà que le mot « spectre » (cf. *supra*, troisième partie, chapitre I), après avoir désigné la globalité des raies d'un atome, glisse aussitôt à celle des énergies possibles.

12. Homonymie : Gustav Hertz (1887-1975) n'est pas Heinrich Hertz (1857-1894), l'inventeur des ondes hertziennes.

13. Le zéro de potentiel est fixé sur le filament qui les produit.

14. Ce n'est pas vrai dans les étoiles, en revanche.

15. Cela résulte de la mécanique newtonienne (conservation de l'impulsion dans les chocs).

16. Il est facile de montrer que, pour tout r, le deuxième terme, affecté d'un signe moins, est supérieur au premier, visiblement positif : sur une orbite circulaire quelconque, l'énergie totale (cinétique + potentielle) est toujours *négative*. Cela provient en réalité d'une *convention*, que nous n'avons pas explicitée pour ne pas alourdir l'exposé : disons simplement que le zéro d'énergie est réalisé lorsque le rayon r est très grand (infini) et que, corrélativement, la vitesse v est très faible. Dans ce cadre, à tout r fini est associée une énergie négative. Physiquement, cela signifie que — dans le cadre de la convention précédente — les énergies négatives sont associées aux *états liés*, où l'électron reste prisonnier au voisinage du proton.

17. Les historiens sauront sans doute répondre à cette question. Mais elle reste posée même si le déroulement des événements a été plus complexe, moins linéaire.

18. 1 Å = 10^{-10} mètre ; 1 eV = $1{,}6 \times 10^{-19}$ joule.
19. L'énergie fondamentale est négative (cf. note 16).
20. Cela fut effectivement tenté, notamment par Arnold Sommerfeld (1868-1951).

Chapitre IV **Quantification dans l'espace**

1. Dame Kouan Tao-Cheng (1262-1319, Chine), *Poème de vous et moi*, adapté par Claude Roy.
2. Les électroaimants comportent essentiellement deux noyaux de fer doux autour desquels est bobiné le fil où va passer le courant électrique. L'« entrefer » est la région de l'espace, entre les deux noyaux, où règne le champ.
3. Ils en acquièrent un, très faible — dit moment magnétique « induit » — lorsqu'on leur applique un champ magnétique.
4. Seuls les corps ferromagnétiques — et ils posent par là même une question fondamentale — rangent leurs moments magnétiques atomiques parallèlement les uns aux autres pour former un aimant perceptible à l'échelle macroscopique.
5. André Marie Ampère avait déjà, dès 1821, proposé que le moment magnétique des aimants fût créé par des « courants particulaires ». L'hypothèse s'est par la suite avérée.
6. L'argent se vaporise à 1 950°.
7. Un champ magnétique est créé par un aimant, le plus souvent un électroaimant (enroulements de spires de courant autour d'un noyau de fer doux). Il dévie les particules chargées et oriente leurs moments magnétiques.
8. Une tache de faible largeur, certes, mais pas vraiment une ligne : il faut compter avec le fait que, produits pourtant de manière identique, les atomes du jet n'ont pas tous exactement même vitesse (la dispersion des vitesses, et donc son influence sur l'image obtenue, peuvent être évaluées).
9. Voir « *explication* » ci-dessous.
10. Il va sans dire que cette image devra être foncièrement revue dans le cadre de la mécanique quantique.
11. Pour ne pas surcharger cet exposé déjà malaisé à suivre, peut-être, nous ne développerons pas la théorie quantique du moment cinétique, d'où découle ce résultat : $+\hbar/2$ et $-\hbar/2$ pour un spin 1/2.
12. Voir « *explication* » ci-dessous.
13. La mécanique quantique enseigne cependant que la notion d'orbite n'a pas cours dans le monde microscopique (voir *infra*, quatrième partie, chapitre V).
14. *To spin :* tourner sur soi-même.
15. C'est façon de parler : les quarante-sept électrons sont identiques et indiscernables ; on ne peut donc pas les classer en premiers, seconds, etc.

Chapitre V **Les ondes de matière**

1. Miguel de Cervantes, *Don Quijote de la Mancha*, deuxième partie, chapitre XXIV (traduction de l'auteur).
2. Nous préférerons désormais parler plutôt en termes de « *pulsation* » ω, où tout simplement $\omega = 2\pi\nu$.

3. Est-il besoin de rappeler que c désigne la vitesse de la lumière dans le vide ?

4. $\hbar$ se prononce « h barre ».

5. Louis de Broglie, aristocrate (prince, puis duc à la mort de son frère aîné Maurice, physicien lui aussi), reçut le prix Nobel à trente-sept ans pour l'invention de la mécanique ondulatoire (1924), développée ensuite par Schrödinger (1926), puis unifiée par Dirac (1927) avec la mécanique des matrices de Heisenberg. Il n'a jamais accepté la mécanique quantique, qu'il avait contribué à découvrir, à partir du moment où ce qu'on appelle l'Ecole de Copenhague (Niels Bohr) en présenta la version dite « orthodoxe », fondée sur l'interprétation probabiliste de la fonction d'onde (Max Born). Il consacra ensuite l'essentiel de ses efforts à élaborer une mécanique ondulatoire qui ne fût pas probabiliste mais fondamentalement déterministe (« théorie de la double solution »). Ces recherches demeurèrent vaines.

6. La longueur du vecteur k — l'étude des ondes le montre sans difficulté — est égale à $2\pi/\lambda$, où λ représente la longueur d'onde de la radiation. L'égalité $p = \hbar k$ se transforme alors facilement en $p = h/\lambda$, qui n'est autre que la relation de L. de Broglie.

7. En effet, la condition de quantification (pour $n = 1$) stipule que

$$m\text{v}r = \hbar.$$

Il suffit de multiplier les deux membres par 2π et de les diviser par $m\text{v}$ pour obtenir

$$2\pi r = \frac{h}{m\text{v}}.$$

Or, pour une particule non relativiste comme l'électron de l'atome d'hydrogène, l'impulsion p n'est autre que le produit $m\text{v}$ de sa masse m par sa vitesse v.

8. Le volume du grain de poussière — supposons-le sphérique, pour simplifier — vaut $\frac{4}{3}\pi\ (\frac{d}{2})^3$, soit quelque $0{,}5 \times 10^{-18}$ m^3. Pour la masse m, on multiplie par sa masse volumique (densité), approximativement 5 g/cm^3 (soit 5×10^3 kg/m^3), et on aboutit à $2{,}5 \times 10^{-15}$ kg.

9. Dans le système d'unités international, la constante de Planck a pour valeur $h = 6{,}6 \times 10^{-34}$, et le produit $mv = 10^{-15} \times 10^{-3}$. Le rapport de ces deux nombres conduit à $\lambda = 6{,}6 \times 10^{-16}$ (en mètres).

10. Egale à la température Celsius que nous manions quotidiennement augmentée de 273,15.

11. $k = 1{,}38 \times 10^{-23}$ joule par kelvin.

12. Une température de vingt-sept degrés (Celsius) correspond sensiblement à $T = 300$ kelvins. De la relation entre énergie cinétique et « énergie thermique » $3\ kT/2$, on déduit la vitesse

$$v = \sqrt{3\ kT\ /\ m_n}\ ,$$

puis l'impulsion

$$p = m_n v = \sqrt{3\ m_n\ kT},$$

et enfin la longueur d'onde

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{3\ m_n\ kT}}.$$

Il suffit ensuite de remplacer les symboles par leur valeur numérique :

$$p = \sqrt{3 \times 1,7 \times 10^{-27} \times 1,38 \times 10^{-23} \times 300} = 4,6 \times 10^{-24}$$

de sorte que

$$\lambda = \frac{6,6 \times 10^{-34}}{4,6 \times 10^{-24}} = 1,4 \times 10^{-10} \text{m}$$

13. La charge de l'électron est négative : $-q$, avec $q = 1,6 \times 10^{-19}$ coulomb. Le produit qV est donc positif.

14. De

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = qV$$

on déduit

$$v = \sqrt{\frac{2\,qV}{m_e}}.$$

puis

$$p = m_e v = \sqrt{2\,m_e\,qV}$$

Dans les unités internationales,

$$\sqrt{2\,m_e\,q} = \sqrt{2 \times 0,9 \times 10^{-30} \times 1,6 \times 10^{-19}} = 0,54 \times 10^{-24}.$$

La longueur d'onde λ peut donc être écrite

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{6,6 \times 10^{-34}}{0,5 \times 10^{-24}\sqrt{V}},$$

ce qui donne le résultat annoncé.

15. Il faut nuancer cette affirmation : les techniques d'optique électronique sont beaucoup moins efficaces que celles de l'optique lumineuse.

16. Le produit hc vaut $6,6 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^{8}$ dans les unités internationales, et donc $6,6 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^{8}/1,6 \times 10^{-19} = 1,2 \times 10^{-6}$ si l'on exprime les énergies en électron-volt. Pour $E = 10^{9}$ eV, la longueur d'onde descend à $1,2 \times 10^{-15}$ m.

17. Est-il besoin de le souligner ? Même à longueurs d'onde égales, protons et électrons fournissent des informations de type très différent sur les cibles qu'on leur expose.

18. Le proton et le neutron laissent voir une structure interne, que les expériences de haute énergie tentent d'explorer en détail. L'électron, en revanche, s'est — jusqu'à présent ! — toujours comporté comme ponctuel.

19. Voir *infra*, quatrième partie, chapitre I (postulat I).

20. Erwin Schrödinger (1887-1961), physicien autrichien, auteur notamment de quatre mémoires (1926) sur la mécanique quantique — qu'il appelait plus volontiers « ondulatoire ». L'un des nombreux intellectuels à avoir fui l'Allemagne en 1933 (année même où il reçut le prix Nobel).

21. Dans la mécanique quantique moderne, l'un des postulats fondamentaux porte le nom d'« équation de Schrödinger ». C'est une généralisation de celle-ci, qui en devient un cas particulier.

22. Dans cette formule, i est le symbole des nombres imaginaires, $\hbar$ la constante de Planck (divisée par 2π), m la masse de la particule — cette équation est valable pour une particule unique (sans spin) — ; V, qui dépend du point de l'espace : $V(x,y,z)$, représente l'énergie potentielle de la

particule ; $\partial\psi/\partial t$ est la dérivée (partielle) de la fonction d'onde ψ par rapport au temps ;

$$\Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}$$

désigne son laplacien (Pierre-Simon de Laplace, 1749-1827).

23. Les équations de Maxwell, fondements de l'électromagnétisme, sont linéaires par rapport aux champs électrique et magnétique, mais pas homogènes : les « termes de source », introduisant la densité de charge et la densité de courant, ne font pas intervenir directement les champs.

QUATRIÈME PARTIE

LA RÉVOLUTION QUANTIQUE

1. Nicolás Guillén, *Agua del recuerdo* (*El son entero*). (Traduction de l'auteur).
2. « Est-ce une révolte ? — Non, Sire ! C'est une révolution ! » — duc de La Rochefoucauld-Liancourt, grand maître de la garde-robe de Louis XVI.
3. Ernest Solvay (1838-1922), industriel belge, inventa le procédé de fabrication du carbonate de soude à l'aide d'ammoniaque et de gaz carbonique. Il consacra une partie des bénéfices que lui procura cette invention à financer des institutions et congrès scientifiques.
4. Voir *infra*, chap. II.
5. Einstein ne s'avoua jamais vaincu (voir *infra*, chap. VI).

CHAPITRE PREMIER **Postulats**

1. Claude Roy, *La Nuit* (pour Charles).
2. Il n'est pas indispensable d'avoir vraiment assimilé ces postulats pour comprendre la suite. Si tel d'entre eux est sollicité ici ou là, le lecteur sera renvoyé, pour mémoire, à l'énoncé que nous allons en donner ci-après.
3. Paul-Adrien-Maurice Dirac (1902-1984), physicien théoricien britannique.
4. Nous dirons désormais, indifféremment, « vecteur » (d'état) ou « ket ».
5. A un couple de vecteurs, $|\psi\rangle$ et $|\varphi\rangle$, on associe un *nombre complexe*, que l'on note suivant le célèbre « bracket » : $\langle\varphi|\psi\rangle$.
6. Voir *infra*, « Règles de quantification ».
7. Voir *supra*, troisième partie, chapitre IV.
8. Nous court-circuitons ici les périphrases destinées à distinguer l'état du système d'avec le ket qui lui est associé, et la grandeur physique d'avec l'observable qui la décrit.
9. Il y faut une certaine habileté : on doit arranger les choses pour que les probabilités $\mathscr{P}(a_n)$, dans leur ensemble, se somment à 1.
10. Voir *supra*, troisième partie, chapitre V.
11. Satyendranath Bose (1894-1974), physicien indien, a séjourné longtemps en Europe, où il collabora notamment avec Einstein.
12. Enrico Fermi (1901-1954), physicien italien, quitta l'Italie fasciste

pour les Etats-Unis en 1938. C'est l'un des plus grands physiciens du XX[e] siècle, par son imagination créatrice et la limpidité de ses idées.

13. Les vecteurs propres correspondants sont aussi connus.

14. Cf. *supra*, troisième partie, chapitre IV.

CHAPITRE II **Petite chronique d'un grand événement**

1. Traduction de Rémy Lambrechts.
2. Henri Michaux, *Qu'il repose en révolte* (*La Vie dans les plis*).

CHAPITRE III **Avènement et règne des probabilités**

1. Stéphane Mallarmé.

2. Jérôme Cardan en français.

3. L'un de ses fils fut condamné à la peine capitale, et exécuté, pour avoir empoisonné son épouse. Un autre menait une vie tellement dissolue que son propre père (J.C.) sollicita son incarcération. Des calculs astrologiques avaient amené Jérôme Cardan à prédire le jour de sa mort ; il se laissa mourir de faim au jour dit.

4. « Du jeu de dés. »

5. On enseigne encore dans nos universités, en optique, un « *principe de Fermat* » étonnant de généralité, de concision et d'originalité, qui transcende les lois de la réflexion et de la réfraction énoncées par son contemporain Descartes (1596-1650).

6. Blaise Pascal, *Œuvres complètes*, Le Seuil, Paris, 1963, p. 102.

7. « L'art de la conjecture. »

8. De la prestidigitation, peut-être, mais cela relève d'une autre histoire...

9. On ne peut certes pas exclure une suite de quatre-vingt-dix-neuf résultats « pile » consécutifs. En anticipant quelque peu, nous dirons que sa probabilité s'évalue aisément : $(1/2)^{99}$, ce qui ne pèse pas lourd ($1{,}5 \times 10^{-30}$), mais diffère sans aucun doute de zéro. Pourtant, bon sens contre bon sens, je m'en vais vous donner un conseil : après quatre-vingt-dix-neuf « pile » en enfilade, misez encore sur « pile » pour le centième coup ; il y a fort à parier, en effet, que la pièce en question ait été truquée, de sorte que les chances des deux faces ne sont *plus égales*.

10. « Ainsi se retrouvèrent-ils face à face, sans blessure, comme s'ils n'avaient pas combattu. Mais en eux tout avait lutté ! Chacun connaissait mieux la créature formidable qu'était l'autre... » J.H. Rosny Aîné, *La Guerre du feu*.

11. Comme des pièces de monnaie différentes se comportent elles aussi indépendamment les unes des autres, on peut de façon équivalente lancer cent pièces d'un coup, pour compter combien d'entre elles s'immobilisent sur pile, d'une part, et d'autre part combien affichent face.

12. Nous excluons implicitement toute tricherie, trucage ou prestidigitation.

13. De façon générale, l'écart à $N/2$ croît comme la racine carrée de N. Quand on évalue l'écart relatif, on se trouve divisant $\sqrt{N}$ par N ; ce quotient, qui est égal à *l'inverse* de $\sqrt{N}$, décroît quand N croît.

14. Puisque $N_p + N_f = N$, la somme des deux probabilités se monte tou-

jours à un ; comme elles sont égales, c'est bien un demi qu'elles valent l'une et l'autre.

15. Carrés du module, en toute rigueur, car ces coefficients sont des nombres complexes.

16. Émile Borel (1871-1956), mathématicien français. *Le hasard.*

17. Monologue attribué à Turenne, au cours de l'une de ses nombreuses campagnes.

18. Qu'on veuille bien me pardonner cette métaphore taurine, qui paraîtra à beaucoup — des Espagnols aussi — inutilement sanglante et barbare.

CHAPITRE IV **Loi universelle de la désintégration radioactive**

1. Victor Hugo, *Dans le cimetière de...* (*Les Rayons et les Ombres*).
2. Lois de la réflexion de la lumière (Descartes).
3. Troisième loi de Kepler.
4. Loi classique de la cinématique.
5. Entrée « cathodique ».
6. William Crookes (1832-1919) est un personnage peu commun. Aristocrate — Sir William Crookes —, il mène une carrière scientifique brillante (élu à la Société royale à trente et un ans à peine), au cours de laquelle, notamment, il découvre le thallium par analyse spectrale (1861), propose d'extraire l'argent de ses minerais en en formant un amalgame (alliage avec le mercure), invente le tube qui porte son nom et le « radiomètre » (tourniquet à quatre bras, enfermé dans une ampoule à vide, dont quatre faces sont noircies, et qui pivote à la manière d'un anémomètre lorsqu'on l'expose à la lumière), puis le « spinthariscope » (appareil muni d'un écran fluorescent au sulfure de zinc, destiné à observer la luminosité du radium). Lorsqu'il constata que les rayons cathodiques étaient déviés par un aimant (1878), il proposa de les considérer comme « un quatrième état de la matière » (état « extra-gazeux » ou « radiant »). Il s'adonna aussi aux joies troubles du spiritisme, dont il rendit compte à la Société royale en un mémoire spécial et officiel. Ses conceptions hardies, quoique débordant le strict cadre scientifique, se manifestèrent également dans une communication présentée à la Société chimique de Londres sur la genèse des éléments et la nature des corps simples.
7. Jean de La Fontaine, *Les Animaux malades de la peste* (*Fables*).
8. *Fondre ces régiments de granit et d'acier*
   Comme fond une cire au souffle d'un brasier.
   Victor HUGO, *L'Expiation* (*Les Châtiments*) (pour Anita).
9. Le paramètre τ ne peut pas être autre chose qu'un temps : pour pouvoir figurer dans l'exponentielle, le rapport t/τ doit être un « nombre pur », comme on dit parfois : que t soit mesuré en secondes ou en années, c'est dans la même unité que se mesure τ.
10. Le nombre qui figure au dénominateur est traditionnellement noté e ; c'est la base des logarithmes népériens.
11. $N(t)=N_0/1000$ entraîne que $\ln N(t)/N_0=\ln 1/1000$, ou, ce qui revient au même, $\ln N_0/N(t)=\ln 1000$. Or $\ln N_0/N(t)$ est précisément le rapport t/τ cherché — exponentielle et logarithme sont tels que $\ln \exp t/\tau = t/\tau$. Pour

conclure, $N(t)/N_0$ est égal à 1/1000 lorsque t/τ atteint ln 1000, c'est-à-dire lorsque

$$t \simeq 7\tau.$$

12. Un an équivaut approximativement à 3×10^7 secondes.

13. Restent, à l'instant t, $N(t)$ particules encore intactes. À chacune d'elles s'attache la probabilité $\alpha\, dt$ de se désintégrer pendant l'intervalle de temps très bref dt. À la manière de toutes les probabilités (« loi des grands nombres »), celle-ci se manifeste concrètement de la façon suivante : si $N(t)$ est encore très grand, $N(t) \times \alpha\, dt$ particules disparaîtront entre t et $t+dt$. Le nombre $N(t)$ va donc décroître. Comme toujours en physique, on *algébrise* la relation en disant que $N(t)$ croît, entre t et $t+dt$, d'une quantité dN petite et *négative* :

$$dN = -\alpha\, N(\mathrm{t})\, dt.$$

La seule solution à cette équation, si l'on connaît le nombre de particules N_0 à l'instant initial $t = 0$, conduit à la formule

$$n(t) = N_0 \exp(-\alpha t).$$

Chapitre V **La beauté des choses**

1. Jacques Roubaud, *c'était la beauté*.

2. On entend par là que les valeurs propres se présentent distinctes les unes des autres et isolées de leurs voisines par des lacunes inoccupées.

3. Les valeurs propres que détermine dans ce cas particulier la mécanique quantique se trouvent être numériquement égales aux énergies qu'avait proposées le modèle de Bohr.

4. Werner Heisenberg (1901-1976), physicien allemand.

5. Voir *supra*, troisième partie, chapitre V.

6. Système d'unités légal, fondé sur le mètre, le kilogramme, la seconde et l'ampère.

7. Exprimée en mètres, $\Delta x = 10^{-8}$ m. Comme $\hbar$ est très voisin de 10^{-34} J × s, on trouve les 10^{-26} MKSA annoncés.

8. En mécanique classique (non relativiste), l'impulsion d'une particule est égale au produit de sa masse par sa vitesse — sauf si un champ magnétique règne dans l'espace.

9. Evidemment, « << » se lit : « est beaucoup plus petit que ».

10. Voir chapitre I.

11. *Le ciel faisait sans bruit avec la neige épaisse*
Pour cette immense armée un immense linceul.
Victor Hugo, *L'Expiation* (*Les Châtiments*).

12. C'est le « *théorème spin-statistique* », fondé seulement sur des hypothèses très générales.

13. *Les atomes existent-ils vraiment ?*, troisième partie, chapitres III, IV et V.

14. Les deux premières citées sont constituées d'atomes identiques (homopolaires, *H-H* et *O-O*) et sont alors justiciables du postulat de symétrisation, au contraire des autres (hétéropolaires). La présente étude sera trop superficielle pour que les différences se fassent jour entre ces deux catégories.

15. La nature cristalline du sel de cuisine (« gros sel »), ou de la neige, ou de l'antimite, se manifeste entre autres par la manière dont ces corps

reflètent la lumière — la neige scintille, par exemple. Les métaux sont eux aussi des conglomérats de cristaux, mais trop petits pour être visibles à l'œil nu.

16. En réalité le même corps peut, suivant les conditions de température et de pression, adopter différents modes de cristallisation. Par exemple, le carbone se présente soit sous forme de diamant, soit sous forme de graphite (quelle différence !...).

17. L'existence d'un terme en $\hbar\omega/2$ pour chaque mode propre — ils sont en nombre infini — n'est pas sans poser de délicats problèmes, que nous n'aborderons pas.

18. Il faut dans ce cas travailler dans l'espace à trois dimensions.

19. « Niveau » signifie ici « valeur de l'énergie ».

20. Ces considérations s'avèrent quelque peu techniques. Le paragraphe se devait, en tout état de cause, de figurer parmi « la beauté des choses ». Mais on pourra n'en retenir que la figure finale, qui suffit à comprendre le paragraphe suivant.

21. On utilise aussi celui d' « *écran* » : pour l'électron que nous avons singularisé, la charge électrique (positive) du noyau est en partie compensée — « écrantée » — par celle (négative) des Z–1 autres électrons.

22. Pour être intelligible, tout le discours s'inscrit dans l'approximation des électrons indépendants, sans même prendre en compte leur identité.

23. Nous nous contentons ici d'introduire le nombre quantique azimutal et d'énoncer les règles suivies par les valeurs qu'il peut prendre. Son origine physique sera indiquée sous peu.

24. Comme dans le cas de l'hydrogène, l'énergie de ces états liés est négative.

25. On note — pour ne prendre que cet exemple frappant — que trois métaux de transition successifs (fer, cobalt, nickel) sont ferromagnétiques, c'est-à-dire se prêtent à la construction d'aimants permanents.

Chapitre VI **Encore des paradoxes**

1. Marivaux, *Le Triomphe de l'amour*.

2. Charles Baudelaire, *Les Chats* (*Spleen et idéal*).

3. « C'est ici que gît le lièvre. » (Qui parle de lièvre ?)

4. A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen. *La description que donne la mécanique quantique de la réalité peut-elle être considérée comme complète ?* (1935).

5. C'est sur des particules de spin 1/2 qu'avaient initialement raisonné EPR, et que nous raisonnerons ici également. Les expériences dont nous parlerons bientôt portèrent sur des photons, beaucoup moins difficiles à produire et à détecter. Mais l'argumentation se développe de façon exactement identique, *mutatis mutandis*.

6. Les deux particules sont en règle générale *identiques* : deux électrons, par exemple, ou plutôt deux photons. Elles sont donc tenues de se conformer au postulat de symétrisation. Toutefois, les contraintes qu'il impose n'apparaissent pas explicitement ici, parce que nous nous limitons aux seuls degrés de liberté de spin : aux kets que nous avons écrits ci-dessus sont associées des fonctions d'onde d'espace qui rétablissent les propriétés

de symétrie, de façon à les rendre conformes au postulat de symétrisation (les électrons sont des fermions, les photons des bosons).

7. Alain Aspect (1982).

8. Si elle portait à nouveau sur S_1, son résultat serait nécessairement le même que la première fois ($+\hbar/2$), avec certitude.

9. Le spin d'un photon n'est pas un demi, mais bien un. Toutefois, comme sa masse est nulle, il présente seulement deux états de polarisation, que l'on qualifie de « droite » et « gauche », et qui correspondent aux valeurs $+\hbar$ et $-\hbar$. On retrouve donc le formalisme simple que nous avons développé dans le cas de spins 1/2.

10. « La loi est dure, mais c'est la loi. »

11. *You qu'aïmi l'immourtèla* (Moi j'aime l'immortelle.
Mey que las aoutés flous, Je la préfère aux autres fleurs,
Coum ey toustemps fidèla, Parce qu'elle est toujours fidèle
Ataou soun mas amous. Comme le sont mes amours.)
Chanson béarnaise, *Dus pastous*.

CINQUIÈME PARTIE

DEUX THÉORIES FONDAMENTALES CONJUGUENT LEURS EFFORTS

1. Paul Claudel, *L'Esprit et l'Eau.*

CHAPITRE PREMIER **Où l'on construit l'équation d'onde relativiste**

1. Jorge Guillén, *Advenimiento* (avènement), *Cántico* (traduction de l'auteur).

2. Les fonctions d'onde de la mécanique quantique prennent en général des valeurs complexes.

3. Nous savons (deuxième partie, chapitre III) que l'impulsion relativiste ne respecte pas une simple et stricte proportionnalité à la vitesse v, comme elle le faisait en mécanique newtonienne.

4. Jean Le Rond d'Alembert (1717-1783). L'un des plus grands esprits de cette grande époque. Encyclopédiste avec Diderot. Abandonné à sa naissance sur le parvis de la chapelle Saint-Jean-le-Rond, près de Notre-Dame ; recueilli par une famille pauvre. Elu à l'Académie des sciences à vingt-trois ans, puis à l'Académie française, à trente-sept ans.

5. Parmi tous les signataires des articles consacrés, au cours de cette année exceptionnelle, à l'équation d'onde relativiste que nous examinons, la tradition, l'Histoire, a seulement retenu deux noms : ceux d'Oskar Klein (1894-1977) et de Walter Gordon (1893-1940).

CHAPITRE II **La mer de Dirac**

1. Saint-John Perse, *Invocation* (*Amers*).
2. André Spire, *Berceuse* (*Tentations*).
3. *L'Eternité et un jour*, film de Théo Angelopoulos (1997).
4. Carl Anderson (1932).

5. *Maintenant que Paris, ses pavés et ses marbres, [...]*
Maintenant que je suis sous les branches des arbres, [...]
Maintenant...

Victor HUGO, *A Villequier* (*Les Contemplations*).

6. Lorsque fut découverte la radioactivité (H. Becquerel, P. et M. Curie, 1896), on y distingua trois sortes de rayonnements, que l'on catalogua par les trois premières lettres de l'alphabet grec. On décela ensuite que ce sont des noyaux d'hélium qu'émet la radioactivité α, des électrons (ou des positrons !) la radioactivité β, et des photons la radioactivité γ.

7. La radioactivité γ (cf. note précédente) produit couramment des photons d'énergie suffisante.

8. Cf. *supra*, chapitre I.

9. Nous reparlerons des champs quantiques au chapitre V.

CHAPITRE III **Antiparticules**

1. Miguel de Cervantes, *Don Quijote*, deuxième partie, chapitre XXII. Traduction de l'auteur.

2. Elle est de $2{,}2 \times 10^{-6}$ seconde, ce qui est relativement long pour une particule : dans les appareillages qui traquent les particules, les muons de haute énergie parcourent des trajets conséquents (plusieurs dizaines de centimètres, voire plusieurs mètres).

3. L'indice *e* rappelle qu'il s'agit du neutrino associé à l'électron (voir ν_μ ci-après).

4. Voir *infra*, chap. IV.

5. On devait découvrir plus tard une troisième espèce de neutrinos, les ν_τ.

6. Encore que cette assertion ait récemment été mise en doute !

7. N'allez pas croire que ce soit véritablement un hasard : « il se trouve » cache notre ignorance.

8. L'antiparticule d'une antiparticule est la particule associée : pour un antiproton, l'antiparticule est le proton.

9. Voir *infra*, chap. IV.

10. Voir cependant *infra*, chapitre IV.

11. Sur la lancée humoristique de l'« étrangeté », on baptisera ensuite « charme » et « beauté » des « charges » analogues, conservées de façon approximative, qui se présenteront plus tard.

CHAPITRE IV **La conjugaison de charge est-elle une symétrie de la Nature ?**

1. Saint-Jean de la Croix, *Coplas del alma que pena por ver a Dios* (Strophes de l'âme qui peine pour voir Dieu) (traduction de l'auteur).

2. Les kets ont été introduits initialement par Dirac, pour simplifier et systématiser le maniement des fonctions d'onde et des vecteurs d'état de la mécanique quantique (voir *supra*, quatrième partie, chapitre I).

3. Les valeurs propres de la conjugaison de charge C se cantonnent à plus et moins un parce que le carré C^2 égale nécessairement l'opérateur identité (multiplication par +1) : la conjugaison appliquée au résultat d'une première conjugaison revient nécessairement au point de départ.

4. J'ai préféré ne pas suivre l'historique de ces questions un peu délicates. Il m'a semblé que leur signification pouvait en être mieux perçue.
5. Voir ci-dessous. Il a paru plus facile de centrer les débats sur la conjugaison de charge.
6. Cf. *supra*, chapitre III.
7. Pour des raisons qu'il n'est peut-être pas indispensable d'expliciter, la latéralité (gauche ou droite) d'une particule est déterminée par la projection de son spin sur son impulsion.
8. Ce produit consiste simplement à appliquer C, puis P, ce qui peut être fait dans l'un ou l'autre ordre.
9. Voir *infra*, note 14.
10. Il faut aussi prendre en compte la « parité intrinsèque » des pions, qui est négative : $P|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle$.
11. La fin de ce chapitre paraît un peu complexe, quoiqu'elle s'appuie simplement sur les principes de la mécanique quantique dans leur essence même. En cas de difficulté, on pourra consulter aussitôt la conclusion de ce chapitre IV puis le début du chapitre V.
12. Voir *supra*, note 10.
13. Les indices S et L ont leur origine dans les mots anglais « short » et « long », qui se réfèrent aux durées de vie des particules.
14. En réalité, on sait depuis 1964 que le « K^0 long » peut lui aussi donner deux pions, avec une faible probabilité (0,3 %). Cela implique d'une part que l'invariance par CP est légèrement violée, d'autre part que K^0_S et K^0_L ne sont pas strictement égaux aux combinaisons linéaires que nous avons données. L'analyse expérimentale de la violation de CP a montré qu'elle était due à des interactions superfaibles, qui se manifestent dans le système des kaons neutres à cause de son extrême sensibilité intrinsèque mais sont — pour le moment du moins — indétectables dans les autres processus d'interactions faibles.
15. Cela n'est pas rigoureusement exact : si l'on tient compte des durées de vie de K^0_S et K^0_L, on prédit une différence de masse extrêmement faible, que l'expérience est capable de mesurer.
16. Une même particule instable peut présenter plusieurs modes de désintégration qui — comme toujours en mécanique quantique — sont affectés chacun d'une probabilité. Pour K^0_S, l'état final $\pi^+ + \pi^-$ a une probabilité de 68,6 %, $\pi^0 + \pi^0$ emportant les 31,4 % restants. Les choses sont plus compliquées pour K^0_L : outre $\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ (21,1 %) et $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (12,6 %), il peut produire, avec des probabilités tout à fait comparables, des états finals comprenant un muon ou un électron (accompagné du neutrino associé).
17. On connaît en revanche des baryons d'étrangeté –1, –2 et même –3. Cette dissymétrie ne peut pas, on en conviendra, être l'effet du hasard. Le « modèle des quarks », qui considère les baryons comme composés de trois particules plus élémentaires (les quarks), donne de cette répartition de l'étrangeté une explication convaincante.

CHAPITRE V **Quelques pages sur la théorie quantique des champs**

1. René Char, *Seuil* (*L'amitié se succède*).
2. Au regard de l'éternité.
3. Voir *supra*, troisième partie, chapitre II.

4. Ce mot, « nucléon », désigne indistinctement les protons et les neutrons, particules constitutives des noyaux.

5. En réalité, le champ φ dépend du point courant d'espace-temps X, comme fait aussi A, évidemment. On prend le produit des trois champs au même point et on intègre sur l'ensemble de l'espace-temps.

6. Voir *supra*, quatrième partie, chapitre premier.

7. Chacun des deux termes agit également au niveau des antiparticules, mais nous nous en tenons pour simplifier aux particules elles-mêmes.

8. Le champ $A(X)$ présente en réalité quatre composantes : c'est un quadrivecteur de l'espace-temps. Mais deux seulement de ces composantes sont indépendantes : déjà en électromagnétisme classique, un photon ne porte que deux états de polarisation — deux états de spin — indépendants.

9. Le champ électronique, associé à l'équation de Dirac, possède quatre composantes indépendantes (qui constituent ici un spineur, pas un quadrivecteur). Elles correspondent aux deux états de spin possibles pour la particule (électron) comme pour l'antiparticule (positron).

10. La section qui s'amorce — son titre l'indique — décrit des procédés techniques qui pourront rebuter certains lecteurs. Ceux-ci se contenteront alors du « divertissement ».

11. Souvenir de la formulation lagrangienne (Joseph Louis de Lagrange, 1736-1813) de la mécanique classique, mieux adaptée que la formulation originelle de Newton à la quantification, c'est-à-dire à la construction du formalisme quantique.

12. La section efficace d'une réaction entre particules ou noyaux caractérise la probabilité que cette réaction se produise.

13. *Continuidad de los parques* (*Las armas secretas*).

14. De bonne foi.

15. Les nombres qui suivent sont connus avec une précision stupéfiante. Nous les arrondissons ici pour alléger l'écriture.

16. L'expérience, en revanche, saura distinguer des contributions aussi ténues (voir paragraphe suivant).

17. Particule à interactions fortes.

18. Kenneth Wilson, né en 1936, prix Nobel de physique en 1982.

EPILOGUE

1. Albert Einstein lui-même, pour ne prendre que son exemple prestigieux, démissionna précipitamment, lors de l'arrivée au pouvoir de Hitler, de son poste à l'Académie prussienne de Berlin, et rejoignit l'Institut des études avancées de Princeton, qu'il ne quitta plus sa vie durant. Il devint citoyen américain en 1940.

2. Il semble bien qu'Einstein n'avait pas connaissance, en 1905, des résultats obtenus par Michelson et Morley dans leur recherche du « vent d'éther ».

3. Il a été question ci-dessus, première partie, chapitre I, d'une telle expérience (déviation des rayons lumineux à leur passage au voisinage du Soleil), mais c'est la Relativité *générale* qu'elle mettait à l'épreuve (avec d'ailleurs une issue positive).

4. Cf. *supra*, troisième partie.

5. Cette « machine » n'était rien de moins que la guillotine.

INDEX

La lettre (A ou T) précédant les numéros de pages renvoie à *Les atomes existent-ils vraiment ?* (A) ou *Traité de physique à l'usage des profanes* (T).

I

J

K

L

P

Q

TABLE DES MATIÈRES

Livre I — « En théorie... »

Deuxième partie

DEUX THÉORIES PREMIÈRES ET COMPLÉMENTAIRES : NEWTON

Troisième partie

UNE NOUVELLE THÉORIE ÉBLOUISSANTE : L'ÉLECTROMAGNÉTISME SELON MAXWELL

Quatrième partie

JEUX DE LUMIÈRE. LUMIÈRE ET RELATIVITÉ

Livre II — « Un siècle de lumières »

Première partie

LA RÉVOLUTION RELATIVISTE

Deuxième partie

LA RELATIVITÉ S'IMPOSE

Troisième partie

ONDES ET PARTICULES, PARTICULES ET ONDES

Quatrième partie

LA RÉVOLUTION QUANTIQUE

DU MÊME AUTEUR

Qu'est-ce qu'une particule élémentaire ?, Masson, Paris, 1965.

Mécanique quantique (avec C. Cohen-Tannoudji et F. Laloë), Hermann, Paris, 2 tomes.

Eléments de physique statistique (avec C. Guthmann, D. Lederer et B. Roulet), Hermann, Paris, 1989.

Les atomes existent-ils vraiment ?, Éditions Odile Jacob, Paris, 1997.

Ouvrage proposé par Bernard Pire
et publié sous la responsabilité éditoriale
de Gérard Jorland

Graphiques réalisés par Romain Lecuiller

Impression réalisée sur CAMERON par

BUSSIÈRE CAMEDAN IMPRIMERIES

GROUPE CPI

à Saint-Amand-Montrond (Cher)
pour le compte des Éditions Odile Jacob
en septembre 2002

N° d'édition : 7381-0873-2. N° d'impression : 023923/4.
Dépôt légal : septembre 2002

Imprimé en France

SCIENCES

TRAITÉ DE PHYSIQUE À L'USAGE DES PROFANES

Qui n'a souhaité pouvoir comprendre la physique ? Qui n'a été rebuté, sinon découragé, par l'arsenal de formules inextricables ?
Ainsi s'est creusé chaque jour davantage le fossé entre les deux cultures, la littéraire et la scientifique, l'une ignorant le monde, l'autre négligeant l'homme.
En écrivant ce traité de physique pour les profanes, lui qui en a tant écrit pour les spécialistes, Bernard Diu contribue à combler ce fossé. De la science classique à la théorie quantique, il explique comment les physiciens ont écrit le récit de la nature, en se décourageant parfois, en se trompant beaucoup, mais en reprenant toujours le fil.

BERNARD DIU

Bernard Diu, ancien élève de l'École normale supérieure, est professeur de physique théorique à Paris-VII.

ISBN 2.7381.0873.3

9 782738 108739

38,11 € 250 F

www.odilejacob.fr