

Radioprotection et ingénierie nucléaire



Henri Métivier,
Coordinateur

Radioprotection et ingénierie nucléaire

GÉNIE ATOMIQUE

Radioprotection et ingénierie nucléaire

Coordonné par Henri Métivier



17, avenue du Hoggar
Parc d'activités de Courtabœuf, BP 112
91944 Les Ulis Cedex A, France

Illustration de couverture : Portique de contrôle de la contamination $\alpha / \beta / \gamma$.

© Rados Technology.

Publié avec le concours du ministère chargé de l'enseignement supérieur et de la recherche.

ISBN : 2-86883-769-7

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés, réservés pour tous pays. La loi du 11 mars 1957 n'autorisant, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41, d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé u copiste et non destinées à une utilisation collective », et d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation intégrale, ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (alinéa 1^{er} de l'article 40). Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du code pénal.

© EDP Sciences 2006

Introduction

Henri Métivier

Cet ouvrage, « Radioprotection et ingénierie nucléaire » s'inscrit dans le cadre de l'enseignement de Génie Atomique que dispense l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires. Il recouvre plusieurs aspects de la radioprotection pour répondre aux besoins des ingénieurs qui feront carrière dans l'électronucléaire ou dans la propulsion nucléaire, en particulier au niveau des réacteurs.

Cet ouvrage comme son titre l'indique, n'est pas un manuel exhaustif de radioprotection mais apporte aux élèves ingénieurs l'essentiel de ce qu'ils doivent connaître pour mener à bien leur carrière dans ce domaine.

C'est un ouvrage collectif, dans lequel chaque enseignant reprend de manière assez libre la structure de son cours. L'étudiant ne devra donc pas être étonné de voir ici des développements non abordés lors des cours, mais qui leur apporteront un complément utile. Nous espérons également que cet ouvrage sera aussi utile à des professionnels souhaitant actualiser leurs connaissances.

Pour accroître sa lisibilité et permettre aux ingénieurs, une lecture en « libre service », s'ils le souhaitent, nous l'avons structuré en plusieurs parties et annexes.

Il commence par un rappel des bases de la radioprotection car il est indispensable de savoir comment sont bâties les réglementations qui soit contraindront, soit protégeront les ingénieurs et techniciens dans leur vie professionnelle. De plus les activités nucléaires sont en permanence sous le regard critique de nos concitoyens. Un ingénieur qui ne connaîtrait pas la genèse de la radioprotection et son vocabulaire particulier ne serait pas considéré comme crédible lors de ses explications : *le sievert doit lui être familier*. Enfin l'ingénieur doit savoir que si le système de radioprotection se fonde sur des bases scientifiques, la science n'est pas son seul aspect, il intègre de plus en plus la demande sociétale, qui dans ce domaine, est particulièrement exigeante. Cette intégration, depuis son origine, a permis au système de radioprotection radiologique de prendre en compte le principe de précaution, voire le créer, sans entraver outre mesure le développement de l'électronucléaire qui apparaît de plus en plus comme indispensable pour couvrir les besoins futurs d'énergie.

La première partie de l'ouvrage traite des grandeurs dosimétriques et de la surveillance des travailleurs. C'est un choix que nous avons fait. Il nous paraît plus clair de traiter en premier les grandeurs, la manière de les mesurer et comment surveiller l'exposition des travailleurs. Un autre choix aurait été possible, nous en sommes conscient. Nous avons séparé la dosimétrie et la surveillance pour l'exposition externe de celle pour l'exposition interne. Les méthodes sont différentes, la première est l'œuvre de physiciens, la seconde

associe physiciens, chimistes, biologistes et médecins. Mais si la surveillance est traitée séparément, la protection radiologique ne fait aucune distinction et ne se préoccupe que de la somme des deux expositions.

La seconde partie, que nous aurions pu placer en premier, traite de la radioprotection lors de la conception du réacteur. Les métiers sont différents, les définitions aussi. Le lecteur ne devra pas s'en étonner. En séparant clairement ces deux premières parties, nous pensons que nous évitons ainsi certaines confusions. Certaines descriptions faisant appel à de nombreuses données, nous avons préféré les déplacer vers les annexes pour faciliter la lecture de ces chapitres 6 à 11.

La troisième partie traite des matériaux et des dispositifs de radioprotection. Selon les types de rayonnement et selon les contraintes de volume, il sera fait appel à différents matériaux. Pour éviter la dispersion des composés radioactifs, plusieurs techniques de confinement sont indispensables. Dans les ateliers, les lois physiques de la dispersion des aérosols sont essentielles à une bonne radioprotection. Toutes ces bases scientifiques et techniques sont rappelées dans cette partie.

Enfin la quatrième partie aborde la réglementation. Celle-ci évolue en permanence et nous avons voulu en expliquer plus la genèse que sa description littérale que les utilisateurs trouveront dans les textes des décrets. Dès sa création, le système de protection a mis en place le principe de précaution, sans que cela soit explicitement dit. Partant de l'idée que toute exposition peut avoir un effet, il devint nécessaire, pour obtenir les meilleurs résultats possible, de mettre en place l'optimisation de la radioprotection. Son importance est telle dans la vie de tous les jours que nous en avons fait un chapitre à lui seul.

Non directement enseigné, mais faisant toujours l'objet de questions, nous avons voulu décrire, dans l'annexe 1, les accidents qui ont émaillé cette technologie depuis la seconde guerre mondiale. Cet inventaire est planétaire, ce qui montre bien la bonne maîtrise de cette activité et le bien-fondé des règles de sûreté et de protection qui l'entourent. Dans l'annexe 2, le lecteur trouvera les méthodologies utilisées pour estimer l'impact des rejets radioactifs dans l'environnement. Les annexes 3 à 5 doivent permettre aux lecteurs de la seconde partie une lecture plus aérée des chapitres 6 à 11.

Ce livre est un ouvrage collectif, son aboutissement est l'effort de tout un groupe, je tiens à remercier tous les auteurs, cités en page 17, pour leur concours, nous avons croisé nos formations, nos points de vues, les réactions de nos étudiants. J'espère que le résultat montrera bien cet engagement de tous.

Je souhaite également remercier le Professeur Daniel Blanc qui a bien voulu nous conseiller au moment où la structuration de ce livre ne nous paraissait pas facile. Sa relecture critique nous a considérablement aidé.

Henri MÉTIVIER

Table des matières

Chapitre 1 : Les bases de la protection radiologique

Introduction	21
1.1. Radioactivité et exposition, quelques rappels	22
1.2. L'origine des règles de radioprotection, la CIPR	23
1.3. Effets des rayonnements ionisants	23
1.3.1. Altérations de l'ADN.....	24
1.3.2. Effets déterministes.....	26
1.3.3. Effets stochastiques	28
1.4. Notions de doses	29
1.4.1. La dose absorbée	30
1.4.2. La dose équivalente	30
1.4.3. La dose efficace	31
1.4.4. Le cas particulier de l'exposition interne, la notion d'engagement de dose	32
1.5. Bases du système de protection radiologique	34
1.5.1. Types d'activités	34
1.5.2. Les trois principes	35
1.5.3. Recommandations de la publication 60.....	36
1.6. Évolutions prévisibles des bases scientifiques et leurs répercussions potentielles sur le système de protection radiologique	37
1.6.1. Ce que la communauté scientifique sait.....	38
1.6.2. Mais restent des inconnues	39
1.6.3. Le choix de la CIPR pour la relation dose-effet.....	40
1.6.4. Un cas particulier qui mériterait plus ample réflexion, la gestion des déchets nucléaires à vie longue, la notion de radiotoxicité.....	42
1.6.5. Un cancer peut-il être attribué sûrement aux rayonnements ionisants ?....	43
1.6.6. Cancer radio-induit et prédisposition génétique	43
1.6.7. Effets combinés des rayonnements et d'autres polluants.....	44
1.7. La réflexion en cours à la CIPR pouvant modifier le système de protection radiologique	44
1.7.1. Pourquoi modifier le système ?	44
1.7.2. Que propose-t-elle de nouveau ?	45
1.8. Conclusions	47

Partie I Grandeurs, dosimétrie et surveillance

Chapitre 2 : Concepts de base

Introduction	51
2.1. Interaction des rayonnements avec la matière	52
2.1.1. Classification des rayonnements ionisants	52
2.1.2. Interaction des photons	52
2.1.3. Interaction des particules chargées avec la matière	61
2.1.4. Interactions des neutrons.....	69
2.2. Flux d'électrons secondaires dans un milieu irradié par un rayonnement électromagnétique	73
2.2.1. Notion d'équilibre électronique	73
2.2.2. Variation du flux électronique à la traversée de deux milieux différents ..	74

Chapitre 3 : Grandeurs radiométriques et dosimétrie

Introduction	77
3.1. Grandeurs radiométriques	77
3.1.1. Quantités intégrales	77
3.1.2. Quantités globales en un point.....	78
3.2. Grandeurs dosimétriques	79
3.2.1. Rappel	79
3.2.2. Dose absorbée	79
3.2.3. Kerma (Kinetic Energy Released in Matter)	80
3.2.4. Débit de dose et débit de Kerma	81
3.2.5. Exposition (non reprise dans la CIPR 60)	81
3.2.6. Relation entre les différentes grandeurs dosimétriques et radiométriques.	82
3.2.7. Notions d'équivalent de dose en un point et de dose équivalente pour un organe ou un tissu	89
3.3. Notions de microdosimétrie	90
3.3.1. Distribution microscopique de l'énergie communiquée	90
3.3.2. Grandeurs microdosimétriques	91
3.3.3. Microdosimétrie et radioprotection	93

Chapitre 4 : Dosimétrie et surveillance pour l'exposition externe

Introduction	99
4.1. Grandeurs opérationnelles	100
4.1.1. Grandeurs opérationnelles de l'ICRU pour la surveillance de l'environnement et de l'individu	100
4.1.2. Passage de la mesure à la dose absorbée (dosimétrie absolue et relative), à l'équivalent de dose et à la dose efficace	102
4.1.3. Caractéristiques des instruments de radioprotection requis en dosimétrie.....	104
4.1.4. L'étalonnage : grandeurs de référence et procédures associées.....	108
4.2. Dosimétrie absolue	108

4.2.1. Calorimétrie.....	109
4.2.2. Dosimétrie chimique de Fricke	110
4.2.3. Chambre d'ionisation et théorème de Bragg-Gray.....	110
4.3. Dosimétrie relative.....	112
4.3.1. Film photographique.....	113
4.3.2. Détecteur solide de traces.....	118
4.3.3. Thermoluminescence et photoluminescence	119
4.3.4. Dosimètres électroniques.....	128
4.4. Dosimétrie des neutrons	133
4.4.1. Problématique	133
4.4.2. Surveillance de l'environnement et dosimétrie individuelle	137
4.4.3. Étalonnage des dosimètres, spectrométrie des neutrons.....	140

Chapitre 5 : Dosimétrie et surveillance pour l'exposition interne

Introduction	145
5.1. Modèles de la CIPR.....	146
5.1.1. Modèles d'entrée	146
5.1.2. Modèles systémiques	148
5.2. Stratégie de surveillance	152
5.2.1. Moyens et objectifs d'un programme de surveillance.....	152
5.2.2. Choix d'un programme de surveillance.....	152
5.3. Mesures directes par anthroporadiamétrie.....	155
5.3.1. Principe	155
5.3.2. Anthroporadiamétrie haute énergie (> 200 keV).....	156
5.3.3. Anthroporadiamétrie basse énergie (< 200 keV).....	158
5.3.4. Mesure de l'iode dans la thyroïde	159
5.3.5. Orientations futures	160
5.3.6. Cas particulier de la mesure des plaies contaminées.....	161
5.4. Mesures « in vitro » : analyses des radioéléments dans les excréta.....	163
5.4.1. Principe de détection des rayonnements.....	163
5.4.2. Analyse des émetteurs γ	163
5.4.3. Analyse des émetteurs β	164
5.4.4. Analyse des émetteurs α	165
5.4.5. Conclusion	170
5.5. Calcul de la dose	170
5.5.1. Principe	170
5.5.2. Valeurs de référence et valeurs spécifiques	171
5.5.3. Procédure d'interprétation dosimétrique des mesures de surveillance	172

Partie II Ingénierie de la radioprotection

Chapitre 6 : L'ingénierie de la radioprotection : généralités

Introduction	179
6.1. L'ingénierie de la radioprotection : objectifs	180
6.2. Types de particules et gamme d'énergie.....	182

6.3. Gamme de temps	182
6.4. Grandeurs physiques d'intérêt.....	183
6.5. Exemples de grands domaines d'études et classes de problèmes	183

Chapitre 7 : Grandeurs physiques fondamentales et dérivées

Introduction	189
7.1. Flux de particules et grandeurs dérivées	190
7.1.1. Flux de particules.....	190
7.1.2. Relation entre flux et courant de particules	192
7.1.3. Réponse d'un détecteur.....	194
7.2. La concentration des radionucléides et grandeurs dérivées	207

Chapitre 8 : Les sources de rayonnements

Introduction	213
8.1. Les sources primaires de rayonnements.....	215
8.1.1. Neutrons prompts de fission.....	216
8.1.2. Neutrons retardés.....	216
8.1.3. Gamma prompts de fission.....	219
8.1.4. Gamma, les alpha et les bêta des produits de fission et des noyaux lourds	220
8.2. Sources secondaires	225
8.2.1. Gamma de capture radiative des neutrons (n, γ).....	225
8.2.2. Gamma de diffusion inélastique (n, n').....	225
8.2.3. Particules chargées protons et alpha produites par les réactions de type (n, p) et (n, α)	225
8.2.4. Particules α , β et γ des produits d'activation.....	225
8.2.5. Neutrons de fissions spontanées et des réactions (α, n)	230
8.2.6. Neutrons produits par les réactions photonucléaires	232
8.3. Inventaire radiologique et déchets radioactifs.....	233
8.3.1. Classement des déchets radioactifs.....	234
8.3.2. Formation du tritium	234
8.3.3. Formation du carbone 14.....	235
8.4. Les sources de rayonnements dans un tokamak.....	238
8.5. Les sources de rayonnements dans un accélérateur et dans un dispositif à spallation.....	239

Chapitre 9 : Méthodologie des études de protection

Introduction	245
9.1. Démarche générale.....	246
9.2. Examen du problème/choix des objectifs	247
9.3. Identification des sources de rayonnements	248
9.4. Recherche des contraintes.....	250
9.5. Recensement des matériaux possibles et disposition	252
9.5.1. Types de matériaux	252

9.5.2. Disposition des écrans	253
9.6. Mise en œuvre des calculs.....	254
9.7. Choix de la solution.....	257
9.7.1. Cas de l'exploitation	257
9.7.2. Cas de la conception initiale.....	258
9.8. Vérification expérimentale et suivi	258
9.9. Notion d'incertitude et qualification	259
9.9.1. Construction d'une base de qualification	259
9.9.2. Justification de la qualification d'un calcul.....	260

Chapitre 10 : Propagation des rayonnements : méthodes et codes de calcul

Introduction	263
10.1. Transport des particules chargées.....	271
10.2. Transport des particules neutres : neutrons et gamma	274
10.2.1. Forme intégré-différentielle de l'équation du transport.....	275
10.2.2. Forme intégrale de l'équation du transport.....	276
10.2.3. Notion de flux adjoint – Équation adjointe du transport	278
10.3. Calculs paramétriques, calculs de sensibilité et propagation d'incertitudes	279
10.4. La méthode d'atténuation en ligne droite	280
10.4.1. Principe de la méthode.....	280
10.4.2. Cas d'une source ponctuelle isotrope.....	282
10.4.3. Cas d'une source polycinétique spatialement distribuée	282
10.4.4. Détermination des facteurs d'accumulation	284
10.4.5. Codes de calculs.....	291
10.4.6. Techniques de calcul « manuelles ».....	295
10.4.7. Propagation des neutrons rapides.....	301
10.4.8. Intérêt et limites de la méthode d'atténuation en ligne droite	302
10.5. La méthode aux ordonnées discrètes (S_N).....	302
10.5.1. Principe de la méthode.....	302
10.5.2. Principe de la résolution en géométrie sphérique.....	303
10.5.3. Intérêt et limites de la méthode S_N	307
10.6. La méthode de Monte Carlo.....	309
10.6.1. Principe de la méthode	311
10.6.2. Les lois de tirage des événements – Construction du processus statistique	313
10.6.3. Estimation d'une grandeur physique	319
10.6.4. Notion de facteur de qualité	322
10.6.5. Simulation non analogue ou biaisée	322
10.6.6. Intérêt et inconvénients de la méthode de Monte Carlo	326
10.7. La méthode de propagation par albédo.....	329
10.7.1. Principe de la méthode.....	331
10.7.2. Définitions de l'albédo.....	332
10.7.3. Méthodes de calcul de l'albédo	334
10.7.4. Intérêt de la méthode de propagation par albédo.....	338

Chapitre 11 : Évolution isotopique : méthodes et codes de calcul

Introduction	345
11.1. Équations généralisées de Bateman	345
11.1.1. Évolution des produits de fission (PF) formés en réacteur.....	346
11.1.2. Évolution des noyaux lourds	347
11.1.3. Évolution des produits d'activation.....	348
11.2. Méthodes de résolution	348
11.2.1. Solution analytique pour une chaîne de filiation simple	349
11.2.2. Solution analytique des équations de Bateman généralisées.....	350
11.2.3. Résolution numérique des équations de Bateman généralisées.....	350
11.3. Codes de calcul	351
11.4. Calculs paramétriques, calculs de sensibilité et calcul d'incertitudes.....	352

Partie III Matériaux et dispositifs de radioprotection

Chapitre 12 : Les matériaux de protection et leur utilisation

Introduction	357
12.1. Interactions et atténuation des neutrons et des gamma dans la matière	357
12.1.1. Gamma	360
12.1.2. Neutrons	360
12.2. Matériaux.....	361
12.2.1. Eau (water)	362
12.2.2. Fer (iron)	366
12.2.3. Plomb (lead).....	372
12.2.4. Béton (concrete).....	374
12.2.5. Uranium	374
12.2.6. Un matériau organique : le polyéthylène	376
12.2.7. Air (20 °C, 1 bar).....	377

Chapitre 13 : Les dispositifs de protection contre la contamination interne

Introduction	379
13.1. La méthode d'analyse de sûreté	379
13.1.1. Premier niveau, la prévention	379
13.1.2. Second niveau, la surveillance	379
13.1.3. Troisième niveau, l'action de sécurité	380
13.2. Système de confinement	380
13.3. Zonage des installations pour le travail et l'intervention	380
13.3.1. Le premier système de confinement dans les usines	381
13.3.2. Le deuxième système de confinement dans les usines	381
13.3.3. Le dispositif de confinement dynamique	382
13.4. Captage de contamination	386
13.4.1. Principe de captation	386
13.4.2. Principaux systèmes de captation.....	386
13.5. Prévention individuelle	389

13.5.1. Appareils de protection des voies respiratoires	389
13.6. Système de surveillance	395
13.7. Mesurage des aérosols au poste de travail	395
13.7.1. Inhalation, pénétration et dépôt des aérosols	396
13.7.2. Échantillonnage des aérosols	398

Partie IV Gestion du risque radiologique

Chapitre 14 : Réglementation, organisation

14.1. Élaboration du système de gestion du risque radiologique – Concepts de base	409
14.1.1. Des standards de radioprotection établis au niveau international	409
14.1.2. Trois principes pour une gestion responsable du risque radiologique.....	410
14.2. La réglementation communautaire	413
14.2.1. Le traité Euratom	413
14.2.2. La directive 96/29/Euratom fixant les normes de base	414
14.3. La réglementation nationale	419
14.3.1. Ordonnance n° 2001-270 du 28 mars 2001	419
14.3.2. Décret n° 2002-460 du 4 avril 2002	420
14.3.3. Décret n° 2003-296 du 31 mars 2003	421
14.3.4. Décret n° 2003-295 du 31 mars 2003	422
14.3.5. Nouvelle organisation des pouvoirs publics dans les domaines de la radioprotection et de la sûreté nucléaire (domaine civil)	423

Chapitre 15 : Optimisation

15.1. La démarche ALARA : anticiper, suivre et analyser	425
15.2. Nécessité de l'engagement de tous les acteurs	426
15.2.1. Une culture commune ALARA	426
15.2.2. Engagement des autorités	426
15.2.3. Engagement de la hiérarchie	426
15.2.4. Engagement du personnel	427
15.2.5. Intégration dans les relations contractuelles	427
15.3. Des moyens adaptés	428
15.3.1. Des structures de décision et d'analyse	428
15.3.2. Des outils spécifiques	428
15.3.3. Des procédures adaptées	429
15.4. La démarche ALARA : un exemple	429
15.4.1. Étapes de la démarche en phase de préparation	429
15.4.2. Un exemple d'application : contrôle d'une vanne	431
15.5. Valeur monétaire de l'homme-sievert	439
15.5.1. Le concept	439
15.5.2. Détermination des valeurs monétaires de référence de l'homme-sievert	440
15.5.3. Présentation analytique du modèle	441
15.5.4. Systèmes existants	441
15.6. Conclusion	445

Annexe 1 - Les accidents radiologiques. Bilan de 50 ans d'accidents graves	447
Introduction	447
A1.1. Accidents reconnus d'emblée	448
A1.1.1. Gestion simple.....	448
A1.1.2. Gestion délicate.....	450
A1.1.3. Catastrophes	451
A1.2. Accidents non reconnus d'emblée	451
A1.2.1. Nombre réduit de victimes	452
A1.2.2. Victimes en nombre important.....	454
A1.2.3. Conséquences graves pour la population et l'environnement.....	455
A1.3. Accidents gardés secrets	457
A1.4. Conclusions.....	458
A1.4.1. Diagnostic de l'accident	458
A1.4.2. Diagnostic de la maladie	459
A1.4.3. Gestion de l'accident.....	459
A1.4.4. Gestion médicale de l'accidenté.....	459
 Annexe 2 - Introduction aux études d'incidence des rejets radioactifs	 465
Introduction	465
A2.1. Les radionucléides et les voies de transfert.....	465
A2.2. Aperçu concernant la dispersion.....	466
A2.2.1. Dispersion dans l'atmosphère	466
A2.2.2. Dispersion dans les rivières.....	468
A2.3. Migration dans les sols.....	468
A2.3.1. Notions générales	468
A2.3.2. Modèles de type unicouche.....	469
A2.3.3. Modèles faisant appel aux équations de diffusion/dispersion	470
A2.4. Transferts aux plantes et aux animaux.....	471
A2.4.1. Transferts aux plantes	471
A2.4.2. Transferts aux produits d'origine animale.....	472
A2.4.3. Les formulations globales.....	474
A2.4.4. Transferts du tritium et du carbone 14	475
A2.5. Le milieu aquatique	475
A2.5.1. Généralités	475
A2.5.2. Modèles simples	475
A2.6. Influence de la transformation des produits.....	476
A2.7. Calculs de doses	476
A2.7.1. Doses par immersion dans un nuage et par inhalation	477
A2.7.2. Doses par exposition aux dépôts.....	477
A2.7.3. Doses par ingestion	477
A2.8. Conclusion	478

Annexe 3 - Données complémentaires sur les sources de rayonnements	481
Annexe 4 - Fonctions exponentielles intégrales	491
Annexe 5 - Rappels élémentaires de probabilités et statistique	495
A5.1. Processus aléatoires et mesure.....	495
A5.1.1. Processus aléatoires.....	496
A5.1.2. Événements et famille d'événements	496
A5.2. Fonction de répartition, densité de probabilité.....	497
A5.3. Propriétés	498
A5.3.1. Espérance mathématique et variance.....	498
A5.3.2. Convergence stochastique	499
A5.3.3. Écart-type	500
A5.3.4. Estimation de la grandeur physique aléatoire.....	500
A5.4. Échantillonnage d'une densité de probabilité	500
A5.5. Générateurs de nombres aléatoires.....	502

Auteurs

Isabelle AUBINEAU-LANIECE

Ingénieur chercheur en métrologie des rayonnements au département de Recherche et Technologie du CEA, docteur ès sciences, en dosimétrie interne, de l'université Paris XI spécialité « champs, particules, matières », elle enseigne au Génie Atomique.

Éric BLANCHARDON

Ingénieur polytechnicien et docteur en biologie moléculaire de la cellule de l'université Paris XI, il travaille comme chercheur au sein du Service de Dosimétrie Interne de l'IRSN. Ses domaines d'expertise sont le calcul de la dose aux organes, la modélisation biocinétique et l'interprétation dosimétrique des mesures de surveillance de la contamination.

Céline BOUVIER-CAPELY

Docteur de chimie analytique de l'université Paris VI et en poste au Service de Dosimétrie Interne de l'IRSN. Ses activités de recherche concernent le développement et la mise au point de nouveaux protocoles de purification chimique des échantillons biologiques et l'utilisation de l'ICP-MS pour la mesure des actinides dans ces échantillons.

Michel BOYARD

Ingénieur en conception de réacteurs nucléaires et d'installations de soutien à AREVA-Technicatome principalement dans les domaines de la radioprotection et de la neutronique, il enseigne parallèlement la radioprotection au Génie Atomique au CEA/Cadarache dans le cadre de l'Institut National des Techniques Nucléaires.

Maurice CHIRON

Ingénieur-chercheur au CEA et spécialiste des études de radioprotection, il contribue également à la R&D dans ce domaine. Son expérience professionnelle dans l'industrie du nucléaire lui a valu d'être membre du groupe de travail qui a élaboré les catalogues « PMDS » relatifs aux écrans de protection contre les rayonnements gamma et neutron. Il enseigne la radioprotection à la Formation Nucléaire de Base au CEA et assure des formations sur l'utilisation de logiciels de radioprotection.

Cheikh M'Backé DIOP

Docteur ès Sciences de l'Université Paris XI, il est ingénieur-chercheur au CEA où il dirige le Laboratoire d'Études de Protection et de Probabilités. Il est co-responsable CEA du Master Spécialité Énergie et Rayonnements organisé conjointement par l'Université

Paris XI et le CEA/INSTN. Il enseigne dans la filière nucléaire de diverses formations d'ingénieur et universitaires dont le Génie Atomique de l'Institut National des Techniques Nucléaires.

Loïc de CARLAN

Docteur ès sciences de l'Université Paris XI, Rayonnement et imagerie en médecine, il est ingénieur chercheur à l'IRSN en dosimétrie interne dans le domaine de l'anthroporadiométrie.

Didier FRANCK

Docteur ès sciences, spécialité chimie nucléaire et radiochimie, de l'université Paris XI, il est actuellement responsable du laboratoire d'Évaluation de la Dose à l'IRSN. Ses travaux de recherche concernent actuellement le développement de nouveaux systèmes de mesure in vivo destinés à la mesure des actinides ainsi que le développement de nouvelles techniques de reconstruction de fantômes numériques voxélisés en vue de leur application à l'étalonnage réaliste des systèmes de mesure d'anthroporadiométrie et de spectrométrie gamma.

Tan Dat HUYNH

Docteur en Sciences de l'Université Paris XI, ingénieur-chercheur au CEA, il mène en particulier des travaux de R&D sur les sources de rayonnements induites par l'irradiation neutronique. Il contribue parallèlement à la qualification des logiciels de calcul dans le domaine de la physique des réacteurs nucléaires et participe à la constitution des bibliothèques de données nucléaires de base associées, au sein de groupes de travail de l'AEN/OCDE.

Bruno LAUWERS

Consultant en Sûreté nucléaire – AXILYA (conseil et ingénierie des systèmes sûrs), ancien officier spécialisé de la Marine, il enseigne la radioprotection à l'École des applications militaires de l'énergie atomique (EAMEA).

Jean-François LECOMTE

Ancien fonctionnaire au ministère de l'Industrie, où il a occupé des postes successivement à la Direction chargée de la sûreté nucléaire puis à celle chargée de l'énergie, il a été ensuite affecté au comité technique interministériel pour l'Euratom au moment de la négociation de la directive 96/29 sur les normes de base en radioprotection, puis a rejoint l'IRSN, où il a continué à suivre les questions de doctrine et de réglementation en radioprotection, au niveau national et international. Il est membre du Comité 4 (application des recommandations) de la CIPR. Il enseigne au Génie Atomique.

Christian LEFAURE

Docteur d'État ès science économiques, Directeur adjoint du CEPN, il a participé au développement de la méthodologie ALARA avec le NRPB dans les années 1980, puis à sa mise en œuvre à EDF. Depuis 1996, il est coordinateur du réseau ALARA européen à la demande de la Commission européenne et responsable du Centre européen du système ISOE pour le compte de l'AIEA et de l'AEN de l'OCDE. Il a enseigné au Génie Atomique.

Corinne MAGE

Titulaire d'un DESS « Analyse économique et gestion du risque » de l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires (INSTN) et d'une maîtrise de physique (Université de Versailles-Saint-Quentin-En-Yvelines). Après 4 années passées au Centre d'étude sur l'Évaluation de la protection dans le domaine nucléaire (CEPN), elle a rejoint le CEA en

2002 comme ingénieur radioprotection. Elle est en charge d'un groupe assurant la radioprotection d'une installation nucléaire de base en phase d'assainissement / démantèlement. Elle enseigne au Génie Atomique.

Henri MAUBERT

Ingénieur de l'École Nationale des Arts et Métiers, titulaire d'un master in Environmental and Water Sciences, Vanderbilt University (1977), il a travaillé dans le domaine de la radioécologie, avec un intérêt particulier pour la modélisation des transferts des polluants radioactifs dans l'environnement. Il s'est impliqué dans l'évaluation des conséquences environnementales des accidents nucléaires, notamment celui de Tchernobyl et des contre-mesures associées. Actuellement, il dirige le Service de Protection contre les rayonnements du centre CEA de Cadarache qui compte une vingtaine d'installations nucléaires de base.

Henri MÉTIVIER

Professeur responsable du module Radioprotection au Génie Atomique, docteur ès sciences de l'Université Paris VI en radiochimie, conseiller scientifique à l'IRSN, ancien directeur de Recherche au CEA, ancien membre du Comité 2 de la CIPR (calcul des doses), consultant auprès de la Communauté européenne et de l'Agence pour l'énergie nucléaire de l'OCDE, il enseigne dans la filière nucléaire de diverses formations d'ingénieur et universitaires. Il est auteur et coordinateur de nombreux ouvrages dans le domaine de la protection radiologique.

Jean-Claude NENOT

Docteur en médecine, conseiller scientifique à l'IRSN, ancien directeur de Recherche au CEA, ancien membre de la Commission principale de la CIPR, il est consultant auprès de l'AIEA et de l'OMS en matière de protection contre les rayonnements et de traitement médical des pathologies radio-induites.

Didier PAUL

Docteur ès sciences (physique radiologique et médicale, électronique), Professeur à l'INSTN puis Professeur des Universités associé à l'Université de la Méditerranée (Aix-Marseille II), Professeur adjoint à l'Université nationale de Colombie, Président des Laboratoires Associés de Radiophysique et de Dosimétrie (LARD), co-président fondateur de l'Association francophone pour le développement et l'utilisation de logiciels de simulation d'interactions rayonnements-matières (FIRAM), il enseigne au Génie Atomique.

François PAQUET

Docteur de l'Université des sciences et techniques de Nantes en biologie, il dirige le laboratoire de Radiotoxicologie expérimentale de l'IRSN, dont la vocation est de déterminer les effets des radionucléides sur la santé. Il participe à l'enseignement de la radioprotection dans certaines universités et est membre de nombreux groupes de travail internationaux dont le Comité 2 de la CIPR et de l'AEN.

Marie-Line PERRIN

Docteur ès sciences en physique de l'Université Paris VI, Adjointe du Chef du Service d'Études et d'Expertise en Radioprotection de l'IRSN, elle est, en outre, chargée, dans le domaine de la normalisation et de la réglementation en radioprotection, de suivre le développement des textes et leur application, et d'étudier et de promouvoir leur cohérence au sein des pratiques, en fonction de l'évolution des connaissances techniques et scientifiques. Elle enseigne au Génie Atomique.

Caroline SCHIEBER

Économiste de l'université Louis Pasteur de Strasbourg, titulaire d'un DESS en techniques statistiques et informatique à l'Université de Paris II, elle a rejoint le CEPN (Centre d'étude sur l'Évaluation de la Protection dans le domaine nucléaire) en 1990. Elle est en particulier impliquée dans le développement de méthodologies et d'outils pour la mise en œuvre pratique de l'optimisation de la radioprotection dans les centrales nucléaires.

Aimé TSILANIZARA

Docteur en Sciences de l'Université de Poitiers, ingénieur-chercheur au CEA, il exerce son activité dans le domaine de la physique des réacteurs nucléaires. Il développe notamment des méthodes et des logiciels dédiés à la simulation numérique des phénomènes de transmutation isotopique induits par la propagation de particules (neutrons, gamma, ...) dans la matière. Il contribue également à des formations sur l'utilisation de ces logiciels de calcul pour les études de radioprotection.

1

Les bases de la protection radiologique

Henri Métivier

Introduction

Il y a plus d'un siècle, fin 1895, Konrad Röntgen découvrait les rayons X ; quelques mois plus tard, en mars 1896, Henry Becquerel décrivit pour la première fois la radioactivité. On mesure depuis ces découvertes leurs conséquences pour l'histoire de l'humanité : la radiographie médicale a fait rapidement progresser la médecine, l'énergie nucléaire est aujourd'hui la source principale d'électricité de notre pays.

Rapidement, on a su que les rayonnements provoquaient des effets sur l'homme, anecdotiques au début, plus graves par la suite et il apparut dès lors le besoin de réglementer l'utilisation de ces rayonnements. Dès 1913, en Allemagne, et 1915 en Angleterre, on parla de protection des malades et du corps médical, mais ce n'est qu'en 1925 à Londres puis en 1928 à Stockholm que l'on créa, lors des congrès internationaux de radiologie, deux commissions internationales, non gouvernementales : la première chargée de définir les unités concernant la radioactivité et leurs effets, l'ICRU, Commission internationale pour les unités de rayonnements et leur mesure ; l'autre pour définir les règles de radioprotection, la CIPR¹, Commission internationale de protection radiologique. Ces deux commissions existent toujours ; la réglementation dans tous les pays, y compris la France, s'appuie très largement sur leurs recommandations.

La protection radiologique concerne les rayonnements ionisants dans leur ensemble, qu'ils soient des ondes électromagnétiques, les rayonnements γ , X et photons ou particulaires, neutrons, protons, α et β . Les rayonnements ionisants ont été définis ainsi car, possédant une forte énergie, ils sont capables d'arracher des électrons aux atomes et produire des ions. Par opposition, on appellera les rayonnements non ionisants ceux dont l'énergie est insuffisante pour ioniser un atome ; ce sont par exemple les rayonnements ultraviolet, visible et infrarouge, les hautes et basses fréquences, les micro-ondes. Ces rayonnements non ionisants font également, pour beaucoup d'entre eux, l'objet de réglementations. Leurs origines sont issues d'une commission internationale, l'ICNIRP (International Commission for Non Ionizing Radiation Protection), plus récemment créée à l'image de la CIPR.

¹ Pour reprendre une habitude française, nous utiliserons dans ce texte la traduction française de l'acronyme ICRP, la CIPR. Il est intéressant de noter ici qu'à l'inverse nous utilisons en France la dénomination ICRU sans la traduire.

1.1. Radioactivité et exposition, quelques rappels

La *radioactivité* est liée à la désintégration de noyaux d'atomes, particuliers, appelés pour cette raison radioactifs. Lors de cette désintégration il y a émission de particules α ou β qui peut être accompagnée de rayonnements électromagnétiques, rayonnements γ , lorsque les atomes produits retrouvent leur état stable. Ces désintégrations peuvent s'observer dans la nature, c'est la *radioactivité naturelle*, ou produites par l'homme, c'est la *radioactivité artificielle*. On appelle *radionucléide* un isotope radioactif d'un élément qui possède des isotopes stables et radioactifs, ^{137}Cs par exemple ; on appelle *radioélément* un élément dont tous les isotopes sont radioactifs, l'uranium par exemple.

Qu'elle soit d'origine naturelle ou artificielle, la radioactivité se manifeste de la même façon, par une ionisation des atomes et molécules touchés, elle se mesure par les mêmes méthodes et produit les mêmes effets sur l'homme et la matière en général (voir paragraphe 4). On la définit aujourd'hui en becquerel (Bq) qui correspond à une désintégration par seconde.

Le temps nécessaire pour que la moitié des atomes initialement présents se soient désintégrés s'appelle la *période radioactive*, par analogie le temps nécessaire pour que la moitié d'un radionucléide disparaisse du corps humain s'appelle la *période biologique*. Si, pour un poids égal, un produit est plus radioactif qu'un autre, on dit que sa *radioactivité spécifique* est plus grande, elle est inversement proportionnelle à la période radioactive.

La radioactivité n'est pas la seule source de rayonnements ionisants. En effet, il existe des dispositifs qui permettent de « générer » des rayonnements ionisants, cas par exemple des tubes à rayons X utilisés en radiologie, des accélérateurs médicaux en radiothérapie (X, e^-) et des accélérateurs utilisés en recherche (synchrotron, cyclotron).

L'irradiation d'un individu est liée à une *exposition externe* lorsque la source de rayonnement est à l'extérieur de l'organisme, cette exposition cesse dès que la source de rayonnement est suffisamment éloignée ou que l'on interpose un écran d'épaisseur suffisante. Elle augmente avec l'activité de la source de rayonnement, sa proximité et la durée de l'irradiation. À l'inverse, si la source radioactive est à l'intérieur de l'organisme, l'irradiation est liée à une *exposition interne* ; elle continue tant que le radionucléide n'est pas éliminé, même si l'exposition de l'homme à la source de contamination a cessé. L'exposition qui résulte de l'incorporation de radionucléides dépend donc de l'activité incorporée, par ingestion, inhalation ou blessure, de la nature du polluant et du temps que met notre organisme pour l'éliminer. Dans le cas de l'inhalation, l'activité incorporée (Bq) se déduit de l'activité volumique de l'air inspiré ($\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$) et du débit respiratoire moyen de l'individu exposé ($\text{m}^3\cdot\text{h}^{-1}$). Dans le cas de l'ingestion, il s'agit d'estimer les activités massiques ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$) et les quantités moyennes des aliments consommés ($\text{kg}\cdot\text{j}^{-1}$ ou $\text{kg}\cdot\text{an}^{-1}$).

Contrairement à l'exposition externe, tous les types de rayonnement peuvent contribuer à l'exposition interne, y compris et même plus particulièrement les particules α . En effet, en cédant brutalement leur énergie immédiatement au voisinage de leur atome émetteur, elles induisent localement des dégâts cellulaires plus importants.

1.2. L'origine des règles de radioprotection, la CIPR

Créée en 1928, la CIPR est constituée d'experts, choisis par cooptation, entièrement indépendants des gouvernements. Elle est constituée d'un Comité général que l'on appelle communément *la Commission principale* et des comités techniques sur laquelle elle s'appuie pour définir ses recommandations. Initialement au nombre de quatre, s'est joint dès la mi-2005 un cinquième comité chargé de la protection de l'environnement. Au total cela représente environ 80 experts en provenance du monde entier.

La CIPR émet régulièrement des recommandations aux utilisateurs de sources de rayonnements ionisants. Destinées à l'origine aux médecins radiologues, ces recommandations sont désormais destinées à l'ensemble des travailleurs soumis aux rayonnements ionisants, que ceux-ci soient d'origine naturelle ou humaine. Elles sont également destinées à la protection du public.

L'organisation de la CIPR laisse à sa commission principale le soin de rédiger les recommandations qui seront la base des réglementations. Par contre elle laisse aux comités le soin d'écrire des documents qui serviront, soit de base pour établir ces recommandations (par exemple le Comité 1 étudie les effets de rayonnements ionisants sur la santé de l'homme), soit des outils permettant leur application (le Comité 2 est chargé du calcul des doses d'irradiation). Le Comité 3 est destiné essentiellement aux applications médicales. Le Comité 4 assiste la commission principale pour l'application de ses recommandations. Plus jeune, le Comité 5 est chargé de la protection de l'environnement.

Les recommandations de la CIPR sont généralement reprises par l'ensemble des États. Le chapitre 14 décrira plus en détail le cheminement allant des recommandations à la réglementation, *via* la Communauté européenne pour notre pays.

À ce jour, le niveau de qualité de radioprotection dans le monde est largement attribuable à l'action de la CIPR ; tous les États adoptent quasiment les mêmes normes en matière de radioprotection au grand bénéfice des travailleurs et du public.

Ce chapitre se fonde principalement sur les dernières recommandations publiées de la CIPR en 1991 (Publication 60). Depuis, la CIPR a lancé un processus de révision qui devrait conduire à la publication de nouvelles recommandations en 2007. Le projet en cours, consultable sur le site Internet de la CIPR (www.icrp.org), n'apporte pas de bouleversements considérables, il souhaite clarifier certains points des recommandations précédentes. Nous n'y ferons référence que lorsque nous pensons que l'information est nécessaire. De plus nous ne savons pas, au moment de la publication de cet ouvrage, quelles seront les conséquences pour la réglementation, mais le passé a montré qu'une publication éventuelle de nouvelles recommandations en 2007 ne devrait pas avoir de suites réglementaires avant plusieurs années.

1.3. Effets des rayonnements ionisants

La radioactivité ou les rayonnements de forte énergie provoquent en premier lieu des ionisations, d'où leur nom de *rayonnements ionisants*. Pour un rayonnement donné, les effets sur la matière, qu'elle soit inerte ou vivante, sont identiques que les rayonnements soient d'origine naturelle ou artificielle, l'énergie nécessaire pour ioniser un atome étant indépendante de l'origine du rayonnement. On ne pourra donc pas distinguer à dose et débit de dose égaux les effets des irradiations qu'elles soient d'origine naturelle ou humaine.

1.3.1. Altérations de l'ADN

Les radiations ionisantes produisent des modifications au niveau des atomes et des molécules. Dans la cellule vivante, certaines de ces altérations peuvent avoir des conséquences à court ou à long terme. Les effets les plus graves se produisent au niveau de la molécule d'ADN, qui peut être cassée soit sur un seul de ses deux brins (CSB), soit sur les deux brins (CDB). Ces cassures peuvent résulter d'un effet direct du rayonnement sur la molécule d'ADN, ou d'une attaque secondaire d'un radical libre OH^\bullet , très réactif, formé lors de la radiolyse de l'eau induite par l'irradiation du milieu avoisinant l'ADN (Figure 1.1).

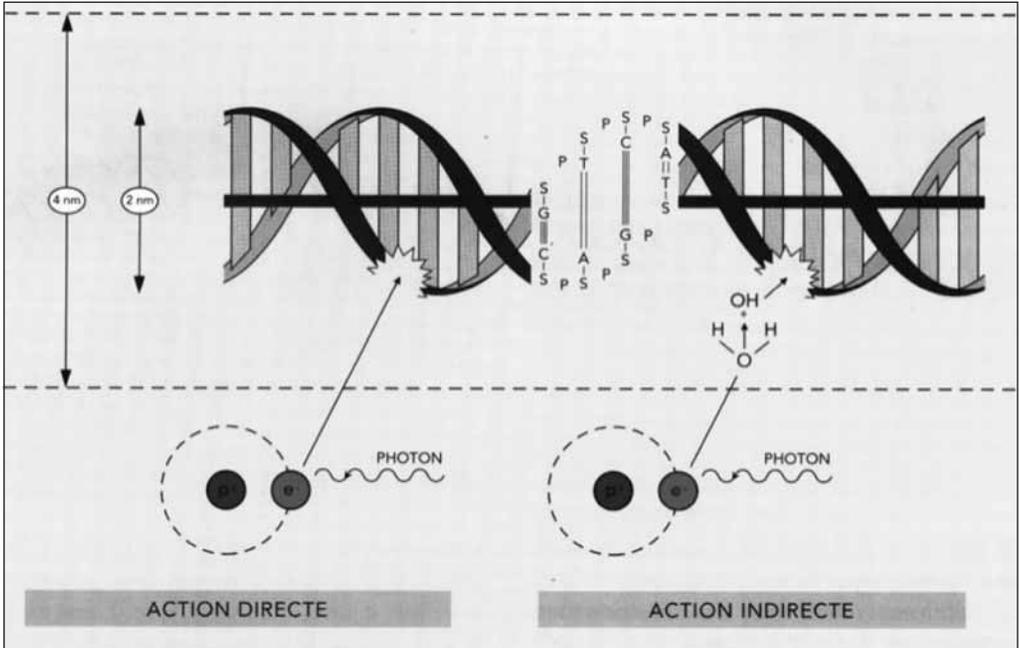


Figure 1.1. Effets directs et indirects des rayonnements sur l'ADN.

Ces cassures peuvent également survenir pour des raisons endogènes liées au métabolisme cellulaire. On estime aujourd'hui qu'il existe 3 000 cassures simple-brin par jour et par cellule et que 1 % se transforme en cassures double-brins.

Si ces dommages sont réparés parfaitement par les mécanismes enzymatiques en place dans la cellule, c'est pratiquement le cas pour les cassures simple-brin, la survie cellulaire sera alors normale.

À l'inverse, si l'énergie cédée conduit à des dommages irréparables, la cellule mourra. Cette mort peut survenir par deux mécanismes (Figure 1.2). L'un d'eux, la nécrose, conduit à un éclatement des structures cellulaires et au relargage de son contenu plus ou moins agressif, dans le milieu avoisinant. Il en résultera une réaction inflammatoire. Le second, l'apoptose intervient lorsque la cellule garde encore un mécanisme de contrôle, qui conduira à une mort programmée (suicide). Cette mort programmée évite de transmettre une information préjudiciable au système cellulaire. La cellule est transformée en fragments non agressifs pour le milieu ambiant. Cette mort par apoptose est un mécanisme régulateur qui combat les mécanismes d'apparition d'effets tardifs graves comme le cancer.

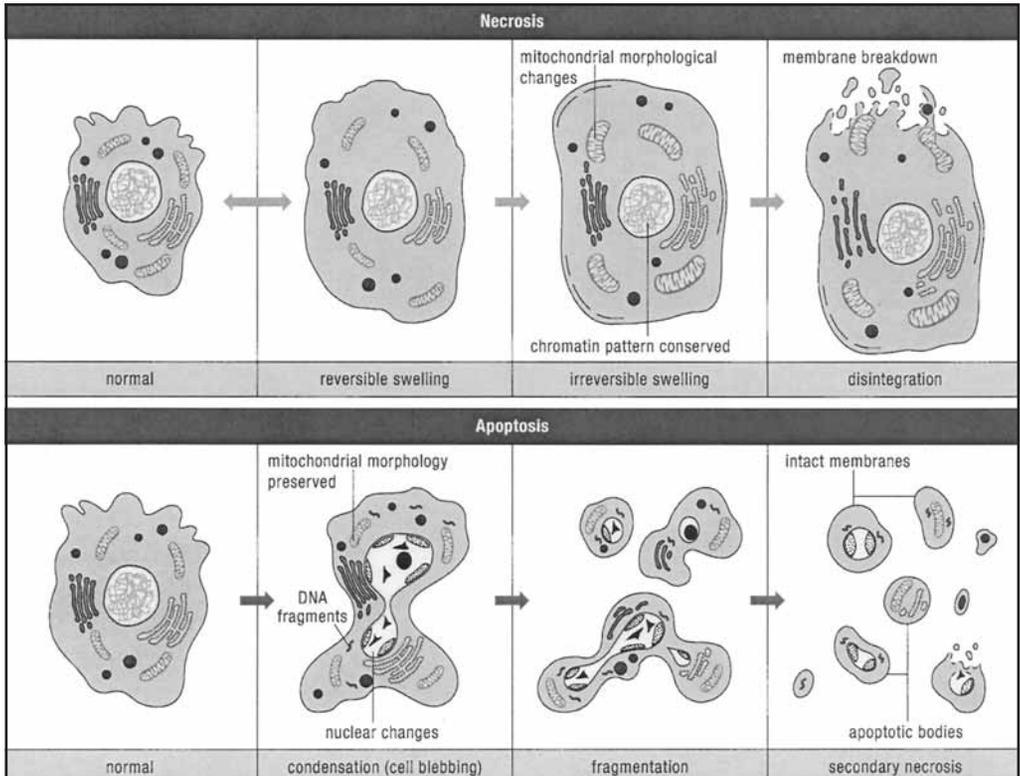


Figure 1.2. Représentation schématique de la mort cellulaire par nécrose et apoptose.

Entre ces deux situations extrêmes, pour des doses d'irradiation plus faibles, existent des situations où les dommages induits par les radiations ionisantes ne sont pas correctement réparés, on observera au niveau de l'ADN une mutation non mortelle. Cette mutation pourra être bénigne et sans effet grave à long terme mais aussi plus délétère et conduire à des pathologies génétiques ou cancéreuses. On estime aujourd'hui que les cassures double-brin endogènes sont plus faciles à réparer que les cassures double-brins produites par irradiation.

Ces cassures peuvent également être produites par le métabolisme cellulaire. Lors d'une irradiation, le débit de dose pour lequel le nombre de cassures double-brins est égal à celui produit pendant le même temps par le métabolisme cellulaire chez des cellules en prolifération est de $5 \text{ mGy}\cdot\text{min}^{-1}$, ce nombre est de 0,14 CDB par minute. Le nombre de cassures double-brins résultant d'une irradiation naturelle ne représente qu'une faible fraction du nombre total de cassures double-brins (moins de 1 pour 1000).

Les effets liés à ces cassures peuvent conduire à des pathologies lourdes, des cancers. Ils sont dits stochastiques car ils apparaissent au hasard parmi la population concernée, plus ou moins tardivement, ils sont toujours graves et leur fréquence d'apparition dépendra, après irradiation, de la dose reçue. Il est évident que le côté aléatoire de leur apparition résulte probablement d'une méconnaissance actuelle des mécanismes d'induction des cancers. Il n'est pas interdit de penser que les développements, en

biologie, permettront un jour de connaître les personnes risquant de voir apparaître une telle pathologie.

Ces différents modes d'agression cellulaire et leurs conséquences sont résumés dans la figure 1.3.

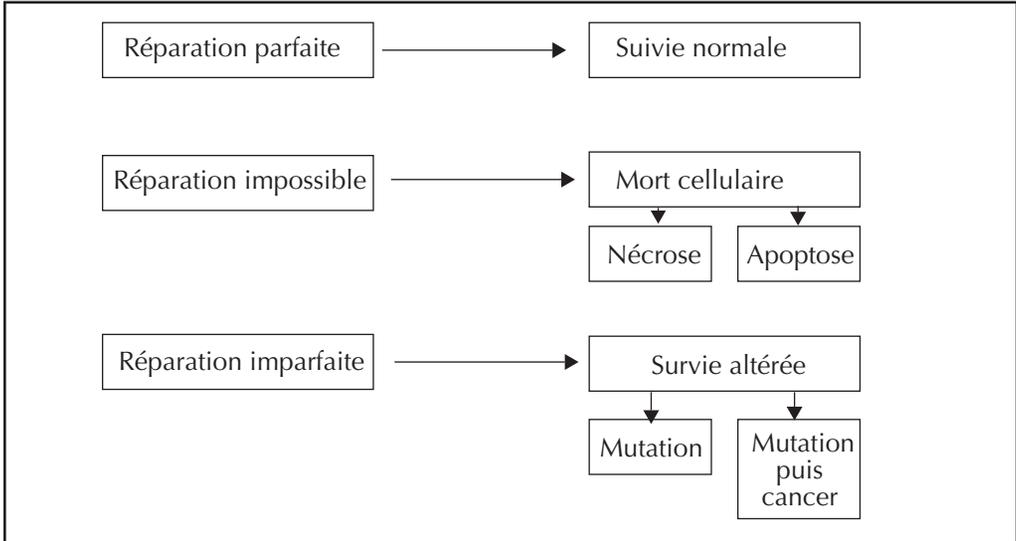


Figure 1.3. Effets des rayonnements ionisants aux niveaux moléculaire et cellulaire.

L'origine de ces pathologies étant associée à un défaut de réparation, on s'aperçoit alors qu'il sera impossible de distinguer un cancer lié à un événement naturel endogène, car l'effet d'un polluant formant des radicaux libres pouvant conduire à des cassures double-brins est comparable à l'effet produit par l'irradiation. Il n'y a aucune différence entre un cancer radio-induit et un cancer apparaissant sans cause apparente. On pourra toutefois faire un lien de présomption si un excès d'un type de cancer frappe une population irradiée comme par exemple pour la leucémie.

1.3.2. Effets déterministes

Les effets déterministes, précoces, surviennent par définition peu de temps après l'irradiation, de quelques heures à quelques mois. Ce sont toujours des effets à seuil qui n'apparaissent que si la dose de rayonnement reçue par l'individu ou l'organe dépasse un certain niveau (Figure 1.4).

En effet, l'irradiation peut tuer quelques cellules sans que cela n'affecte les caractéristiques physiologiques d'un organe, mais si trop de cellules disparaissent celui-ci ne pourra plus assurer correctement sa fonction, l'effet déterministe apparaîtra. Cette dose-seuil peut varier d'un tissu à un autre. Les variations individuelles existent, mais elles sont relativement faibles. Au-delà du seuil, la gravité de l'effet croît avec la dose. Les tissus les plus fragiles sont la peau, le poumon, les cellules formatrices du sang (la moelle osseuse) l'intestin et les organes sexuels. Pour certains effets, la gravité, et le pronostic vital, seront très différents si l'irradiation est localisée ou homogène.

La connaissance de ces seuils facilite la mise en place de politiques de protection. On place alors la limite réglementaire en dessous de ce seuil, en prenant une marge de précaution. Si cette pratique a guidé les premiers pas de la radioprotection, les niveaux de seuil d'apparition des effets déterministes étant relativement élevés par rapport aux situations jugées aujourd'hui comme normales, on considère aujourd'hui que seules les situations accidentelles peuvent être à l'origine d'expositions conduisant à des effets déterministes.

Un bilan des accidents radiologiques graves, dans le monde entier et depuis l'origine de l'énergie nucléaire, est présenté à la fin de cet ouvrage dans l'annexe 1, tous les effets décrits dans cette annexe sont des effets déterministes.

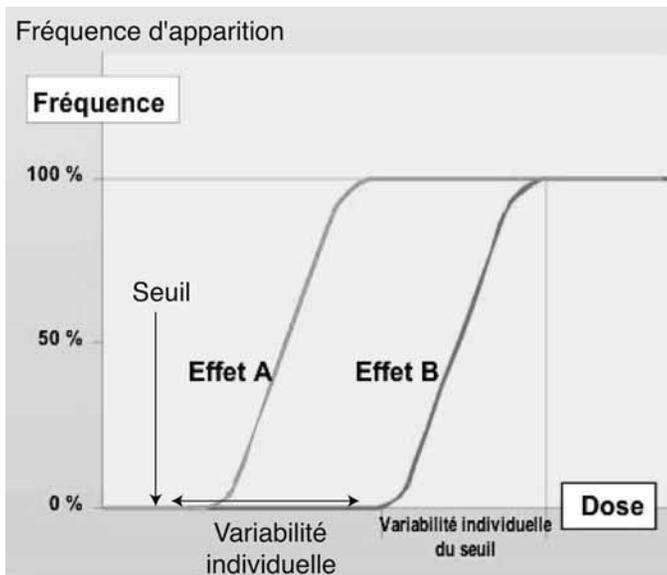


Figure 1.4. Relation dose-effet pour les événements à caractères déterministes.

1.3.2.1. Irradiation externe globale

Le tissu critique est tout d'abord la moelle osseuse où se forment les éléments figurés du sang. Le signe constaté pour la dose la plus faible (0,2-0,3 Gy) est une chute du nombre de globules blancs (lymphopénie) temporaire, régressant spontanément.

Au-dessous de 1 Gy (que nous définirons dans le paragraphe 1.4), les signes fonctionnels sont nuls, ils ne concernent que les globules blancs et régressent spontanément. Une surveillance hématologique est nécessaire, mais de telles irradiations sont sans gravité immédiate et ne nécessitent pas d'hospitalisation.

Les manifestations fonctionnelles apparaissent entre 1 et 2 Gy, mais les signes physiques sont absents. Il y a altération des globules blancs et des plaquettes. La guérison est spontanée après quelques précautions simples, l'hospitalisation est nécessaire, elle consiste en une surveillance hématologique avec ou sans transfusions et traitement antibiotiques si nécessaires pour pallier la baisse de vigilance liée à la chute des globules blancs.

Au-delà de 2 Gy, des précautions très strictes sont à prendre, l'hospitalisation en service spécialisé s'impose. La dose létale 50, à 60 jours, se situe pour des individus non traités entre 3,5 et 4 Gy. La chute maximale du nombre des cellules sanguines se situe entre la 3^e et la 4^e semaine, c'est à ce moment que se pose le problème vital. Paradoxalement, avant cette période très critique, la symptomatologie est pratiquement silencieuse. Le malade qui survit ne rentre en convalescence qu'au troisième mois. Le traitement devra être entrepris dans un service spécialisé, locaux stériles, repos, prévention des infections. La greffe de moelle longtemps préconisée n'est plus le traitement de référence pour des irradiés accidentels.

Si la dose est plus élevée que la dose létale, 8 à 12 Gy, la gravité peut être due aux complications digestives, le risque maximum commence 6 à 8 jours après l'irradiation, l'évolution sera très grave malgré le traitement.

Des lésions pulmonaires graves apparaissent à 10 Gy ; pour des doses de 15 à 20 Gy, un syndrome neurologique toujours fatal intervient.

1.3.2.2. Irradiations partielles

La peau est le tissu le plus souvent lésé en cas d'irradiation partielle. Les manifestations sont variables, elles dépendent de la dose. Les signes physiques sont schématiquement ceux des brûlures : érythème, phlyctène, œdème, nécrose et sclérose. Aucune lésion grave n'apparaît en dessous de 10 Gy.

Seule la production de spermatozoïdes est atteinte au niveau des testicules, on note une oligospermie transitoire et réversible spontanément à 0,5 Gy, une stérilité temporaire à 2 Gy. Pour des irradiations égales ou inférieures à 6 Gy, la stérilité est temporaire chez l'homme. L'ovaire est moins sensible que le testicule, il faut des doses de 12 à 15 Gy pour provoquer des ménopauses artificielles chez des jeunes, 7 Gy seulement chez des femmes de 40 ans.

Certains organes profonds sont plus résistants face aux effets précoces. Il faut des doses de 25 Gy au seul poumon pour que la mort survienne, des doses de 50 à 70 Gy pour voir des lésions irréversibles au niveau du cœur, le rein est définitivement altéré si la dose dépasse 30 Gy.

Il faut noter certains effets déterministes qui apparaissent plus tardivement comme la cataracte. Rien n'est observé au-dessous de 10 Gy pour les rayons X, au niveau du cristallin, le seuil est plus bas pour les neutrons (0,8 Gy). On observe également des troubles de la croissance pour des doses *in utero* supérieures à 1 Gy, une baisse des réactions immunologiques pour des doses supérieures à 1 Gy.

Pour le législateur, ces effets sont relativement faciles à gérer ; les normes de protection sont fixées à des niveaux bien inférieurs à leurs seuils d'apparition. Ces effets ne peuvent donc survenir qu'à la suite d'incidents ou d'accidents.

1.3.3. Effets stochastiques

Les principaux effets stochastiques sont les cancers qui surviennent quelques années ou quelques dizaines d'années après l'irradiation. L'effet cancérigène des rayonnements ionisants est avéré, mais il est très difficile de savoir s'il existe une dose seuil au-dessous de

laquelle il ne se manifeste plus, compte tenu de l'incidence spontanée des cancers dans la population, (25 à 30 % dans les populations occidentales, principalement au-delà de 60 ans).

Les données les plus fiables proviennent de l'expérimentation animale. Chez l'homme, la cohorte la plus cohérente et la plus étudiée est celle des survivants des bombardements de Hiroshima et de Nagasaki durant la seconde guerre mondiale. À côté de cette cohorte (86 500 personnes) figurent d'autres cohortes, plus limitées qui correspondent très souvent à des irradiations partielles. Citons par exemple ces femmes, qui utilisaient des peintures à base de radium pour peindre les cadrans de montres luminescentes ; 2 000 environ sont mortes suite à des cancers osseux radio-induits. Citons également les mineurs d'uranium atteints de cancers du poumon après inhalation de radon. Toutefois les informations recueillies parmi ces cohortes, si elles sont très précieuses, ne donnent que des informations limitées à un ou deux types maximum de cancers.

Ne connaissant pas de manière irréfutable les effets des faibles doses, la CIPR a, dès ses premières recommandations, proposé, par précaution que l'on adopte une relation linéaire sans seuil entre la dose et la fréquence des cancers, bien qu'au-dessous de 1 Gy pour les adultes et de 20 mGy chez l'enfant, aucune observation probante n'ait pu montrer que cette affirmation était vraie ou fausse. On dira donc que, quelle que soit la dose reçue, un effet est possible, même s'il n'est pas observable.

On pourra voir plus loin que, dans le cadre de la gestion des déchets radioactifs à vie longue, une autre approche pourrait être proposée.

Le temps de latence de ces cancers est très variable : 4 à 20 ans pour les leucémies, jamais inférieur chez l'adulte à 10 ans pour les autres cancers, il peut atteindre 35 à 40 ans pour les cancers digestifs. Chez l'enfant, ce temps de latence peut être considérablement diminué, comme l'a montré l'augmentation importante de cancers de la thyroïde chez les enfants proches de la centrale de Tchernobyl après l'accident de 1986.

La radiosensibilité des tissus est très variable.

Tous ces paramètres sont pris en compte par la CIPR pour définir son système de protection radiologique et proposer des limites d'exposition acceptables, comme nous le verrons plus loin. Cependant, il existe encore des inconnues qui seront discutées après la présentation du système de protection radiologique dans le paragraphe 1.6.

Il apparaît, à la suite de cette description rapide des deux types d'effets produits par les rayonnements ionisants, que la gestion de ces deux types d'effets est très différente. Pour les premiers, déterministes, il suffira de placer la limite réglementaire en dessous du seuil d'apparition de l'effet, la décision est facile à prendre et à expliquer. Pour les effets stochastiques, il a été décidé par précaution qu'un effet est toujours possible. Il appartiendra alors au législateur de concilier la pratique d'une activité et son acceptabilité en termes de risques pour la société. C'est la base actuelle du principe dit de précaution. Partant d'une base scientifique, la radioprotection devra dès lors prendre en compte des facteurs sociétaux, à la base de toutes les difficultés et parfois incompréhensions.

1.4. Notions de doses

L'irradiation d'un organisme engendre des lésions plus ou moins importantes. La grandeur utilisée pour quantifier la quantité de rayonnement reçu est la *dose*. C'est donc l'estimation de la dose, la dosimétrie, qui permet de quantifier l'atteinte de l'homme résultant des

différents types d'expositions. Elle ne se mesure pas chez l'homme, on l'estime à partir de dosimètres qui sont décrits dans le chapitre 3. Le passage de la dose mesurée par le dosimètre à la dose reçue par un individu dans son entier ou au niveau d'un organe fait l'objet du chapitre 4 lorsque l'irradiation provient d'une source externe à l'individu. En ce qui concerne la dose reçue par un individu après contamination interne, le mode de calcul est plus difficile à mettre en œuvre, il sera développé dans le chapitre 5.

1.4.1. La dose absorbée

Les rayonnements émis par les substances radioactives interagissent avec la matière en y cédant de l'énergie. La quantité d'énergie cédée est appelée la *dose absorbée*. Elle s'exprime en Gray (Gy) qui correspond à une énergie de 1 joule cédée dans un kilogramme de matière ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$). Ce dépôt d'énergie est à l'origine de perturbations dans la matière exposée, l'ionisation des atomes qui la constitue, mais l'effet biologique observé n'est pas lié à un effet thermique, minime, comme le laisserait supposer l'unité, mais au site touché, brin d'ADN par exemple, comme nous l'avons décrit ci-dessus. C'est pourquoi, pour la matière vivante, la dose absorbée n'est pas seule représentative du risque encouru et que deux concepts ont été créés : la dose équivalente et la dose efficace.

1.4.2. La dose équivalente

Tous les rayonnements ne produisent pas les mêmes effets. Si l'énergie est cédée dans un petit volume de tissu, la nuisance sera plus grande que si cette même énergie est cédée sur une plus grande distance. Le rayonnement α , dont le parcours moyen dans la matière vivante est d'environ $40 \mu\text{m}$ est *a priori* plus nocif que le rayonnement γ qui n'est que partiellement arrêté par l'homme. Le concept de *dose équivalente* permet d'exprimer de manière équivalente ces deux effets, en tenant compte d'un facteur de nocivité du rayonnement.

La dose équivalente à l'organe $H_{T,R}$ dans un tissu T liée à l'irradiation par le rayonnement R est donnée par l'équation :

$$H_{T,R} = \sum_R W_R D_{T,R}$$

où $D_{T,R}$ est la dose absorbée à l'organe T par l'irradiation R et W_R est le facteur de pondération lié à la nature du rayonnement R. La dose équivalente totale, H_T , est la somme de $H_{T,R}$ pour tous les types de rayonnement. Le facteur de pondération étant sans dimension, l'unité est la même que pour la dose absorbée, $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$, et son nom spécifique est le sievert (Sv).

La publication 60 de la CIPR (ICRP 1991) attribue à chaque type de rayonnement les facteurs de pondération W_R portés dans le tableau 1.1.

Dans le cas du rayonnement α , la dose équivalente est égale à vingt fois la dose absorbée, alors que pour le rayonnement γ , elle est égale à la dose absorbée.

Cette notion de dose équivalente est souvent utilisée pour quantifier la dose reçue par un organe particulier, irradié par plusieurs rayonnements, la thyroïde par exemple.

Ce concept de dose équivalente est un concept simplifié qui permet d'additionner des effets biologiques produits par des rayonnements différents. Son utilité n'est que réglementaire, le scientifique qui souhaite étudier les effets des rayonnements se contentera de la dose absorbée en Gy. Ces coefficients sont des estimations faites par des experts comparant l'efficacité biologique relative des différents rayonnements pour produire des cancers

Tableau 1.1. Facteurs de pondération W_R proposés dans la publication 60 de la CIPR.

Rayonnement	W_R
Photons de toutes énergies	1
Électrons et muons de toutes énergies	1
Neutrons d'énergie :	
< 10 keV	5
10 - 100 keV	10
100 keV - 2 MeV	20
2 MeV - 20 MeV	10
> 20 MeV	5
α , Fragments de fission, Noyaux lourds	20

dans un organe. Ces coefficients de pondération n'ont donc *a priori* de signification qu'aux faibles doses de rayonnement, conduisant à des effets stochastiques. La dose équivalente ne devrait donc être utilisée que pour des expositions aux faibles doses².

Ces facteurs de pondération peuvent être modifiés selon l'avancement de connaissances sur les effets biologiques des rayonnements. Ainsi aujourd'hui la nocivité des neutrons d'énergie inférieure à 1 MeV est diminuée de près de moitié par rapport aux valeurs données ci-dessus (ICRP 92) et le facteur de pondération des rayonnements α est débattu au sein de la CIPR qui hésite encore entre une valeur de 10 ou 20. Toutefois ces discussions au sein de la CIPR ne sont pas à ce jour transposées dans la réglementation et ce sont les valeurs du tableau 1.1 qui restent les valeurs à prendre en compte lors des calculs de protection.

1.4.3. La dose efficace

Le risque de production de cancer est lié à la dose, mais tous les tissus n'ont pas la même sensibilité aux rayonnements. C'est la *dose efficace* qui permet d'estimer le risque d'induction de cancer dans l'organisme entier en prenant en compte la radiosensibilité des différents tissus concernés.

La dose efficace est la somme des doses équivalentes pour chaque organe ou tissu de l'organisme pondérées par un facteur dépendant de la sensibilité aux effets stochastiques du tissu irradié W_T . Ces facteurs de pondération étant normalisés, leur somme est égale à 1.

La dose efficace s'exprime donc par l'expression :

$$E = \sum_T W_T H_T$$

La publication 60 de la CIPR (ICRP 1991) attribue les facteurs de pondération tissulaire pour les organes spécifiés qui figurent dans le tableau 1.2.

Pour des raisons de calcul, les « autres tissus ou organes » comprennent la glande surrénale, le cerveau, l'intestin grêle, les reins, les muscles, le pancréas, la rate, le thymus et l'utérus.

² Le terme « faible dose » est généralement utilisé pour des doses inférieures à 100 mGy ou 100 mSv et tout particulièrement pour les doses qui correspondent aux situations normales régies par la radioprotection.

Tableau 1.2. Facteurs de pondération W_T proposés dans la publication 60 de la CIPR.

Organe	W_T	Organe	W_T
Gonades	0,20	Sein	0,05
Moelle osseuse	0,12	Œsophage	0,05
Côlon	0,12	Thyroïde	0,05
Poumon	0,12	Peau	0,01
Estomac	0,12	Surface osseuse	0,01
Vessie	0,05	Autres tissus ou organes	0,05

Le facteur de pondération tissulaire étant sans dimension, l'unité est la même que pour la dose absorbée et la dose équivalente à l'organe, $J \cdot kg^{-1}$, et son nom spécial est, comme pour la dose équivalente à l'organe, le sievert (Sv).

Ainsi, à partir d'une donnée mesurable, la dose absorbée, il est possible d'estimer un risque pour l'homme à travers le concept de dose efficace.

Tout comme les facteurs de nocivité des rayonnements (W_R), ces facteurs de sensibilité (W_T) peuvent varier avec l'état des connaissances. C'est ainsi que, dans ses recommandations de 1991 qui sont la base de la réglementation française qui sera décrite dans le chapitre 14, ces facteurs ont été largement modifiés par rapport aux recommandations précédentes (CIPR 1977). Ceci était dû à une plus longue observation des survivants d'Hiroshima et de Nagasaki. Depuis ces recommandations de la CIPR et leur transposition en termes réglementaires, le facteur de pondération pour les gonades est discuté (CIPR 2005). Représentant le risque d'effets héréditaires, il pourrait être ramené de 0,20 à 0,05 pour tenir compte de l'absence de tels effets près de 60 ans après l'exposition de cette population. Il faudra attendre encore une ou deux générations pour confirmer éventuellement la tendance actuelle montrant l'absence d'effet héréditaire lié à l'irradiation. Ce facteur représentait la précaution des recommandations de la CIPR de l'époque qui voulait prendre en compte dans son système de protection un risque héréditaire potentiel. Toutefois, tout comme pour la dose équivalente, ces réflexions ne déboucheront pas dans un avenir proche sur une éventuelle modification des méthodes de calcul de la dose efficace.

1.4.4. Le cas particulier de l'exposition interne, la notion d'engagement de dose

L'estimation d'une dose due à une exposition externe est *a priori* plus aisée que celle résultant d'une incorporation de radionucléides. En effet, l'exposition externe cesse dès que les rayonnements ne parviennent plus à l'organisme. Dans le cas d'une exposition interne, l'irradiation de l'organisme se poursuit tant que celui-ci n'a pas éliminé le radionucléide. Pour prendre en compte l'ensemble de la dose qui sera délivrée pendant tout le temps que les radionucléides séjournent dans l'organisme après leur incorporation, la Commission internationale de protection radiologique a créé le concept de *dose engagée*. Il s'agit de la dose équivalente à l'organe ou de la dose efficace à l'organisme entier qui est engagée dès lors que les radionucléides sont ingérés ou inhalés. Si l'individu exposé est un adulte, l'estimation de la dose engagée prend en compte l'irradiation de son organisme durant les 50 ans qui suivent l'incorporation, quel que soit son âge.

Pour l'enfant, du nouveau-né à l'adulte (20 ans), l'estimation de la dose efficace engagée se fait par convention jusqu'à l'âge de 70 ans. Si le calcul se fait sur une période plus courte, on l'appellera *dose tronquée* et il sera précisé sur quelle période de temps elle est calculée ; 1,3, 5 ans par exemple. Les coefficients de dose publiés par la CIPR le sont pour 50 ans ou jusqu'à l'âge de 70 ans ; ils ne peuvent donc pas être utilisés sans précaution pour estimer un effet à moyen terme, telle une leucémie, après incorporation d'un élément dont le temps de séjour dans l'organisme est particulièrement long, uranium ou plutonium.

La méthode de calcul de la dose équivalente engagée tient compte pour chaque tissu-sensible, T, de l'irradiation produite par le rayonnement émis en son sein et tout autre organe source S lorsque le rayonnement est suffisamment pénétrant et ceci au cours des années qui suivent son incorporation, 50 ans pour les adultes et jusqu'à l'âge de 70 ans pour un enfant.

Pour la calculer, il est nécessaire d'utiliser des modèles dosimétriques représentés par le diagramme suivant (Figure 1.5).

À partir des voies d'entrées, deux types de modèles sont proposés par la CIPR, les modèles d'entrée (pulmonaire, gastro-intestinal, la peau ou la blessure) et les modèles systémiques.

Rappelons toutefois ici les grandes lignes de la dosimétrie après contamination que nous développerons plus en détail dans le chapitre 5 de cet ouvrage.

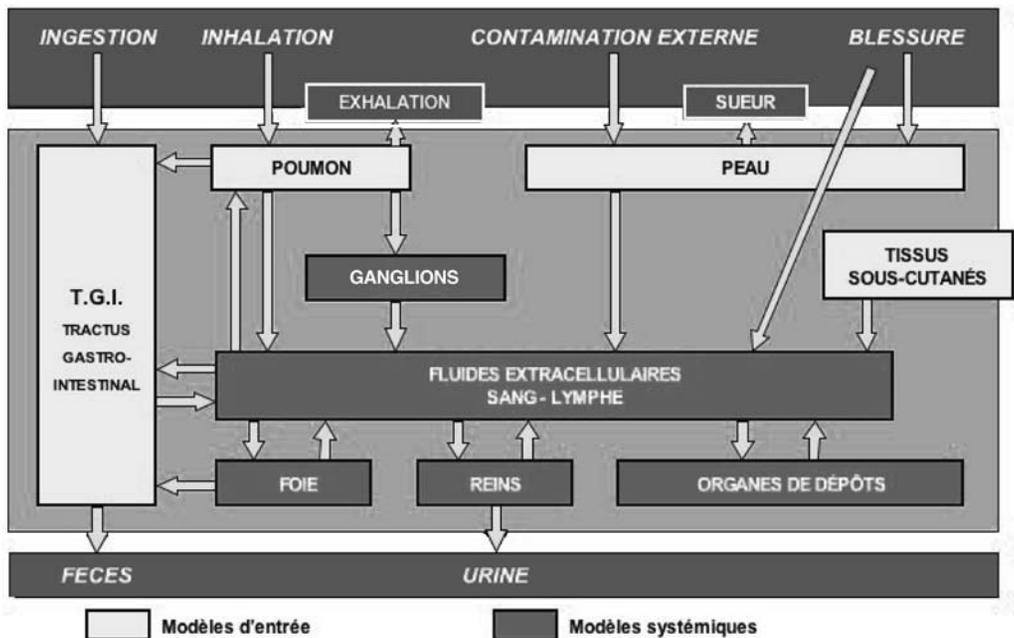


Figure 1.5. La notion de modèle biocinétique.

Les modèles d'entrées dépendent essentiellement de la physico-chimie du polluant. Un composé soluble inhalé migrera plus rapidement vers le sang qu'un composé insoluble. À l'inverse, le composé insoluble s'éliminera lentement du poumon par remontée mucociliaire jusqu'au carrefour pharyngé pour suivre ensuite le transit gastro-intestinal et être

finalement éliminé par voie fécale. On voit donc que le suivi des composés solubles peut se faire par la mesure des radionucléides urinaires alors qu'on privilégiera la voie fécale pour les seconds.

Le radionucléide dissous sur le site d'entrée se lie avec des molécules complexantes au niveau sanguin. La distribution du radionucléide au niveau des organes irrigués par le sang ne dépendra plus de la forme initiale mais de la stabilité du complexe véhiculé.

Pour calculer la dose engagée, il faudra pour commencer, calculer la concentration du radionucléide au niveau de l'organe sur une durée maximale de 50 ans, ou plus pour les enfants. Il faudra ensuite calculer, en fonction du temps, la dose absorbée (en Gy) délivrée dans cet organe par le radionucléide. Ceci sera fait pour tous les organes et la dose efficace engagée sera ensuite calculée selon les modes décrits ci-dessus prenant en compte les facteurs de pondération des rayonnements et des tissus. Lorsque le rayonnement est pénétrant, l'irradiation ne s'arrête pas à l'organe. Tous les autres organes s'auto-irradient. On calculera en fonction du temps l'auto-irradiation de l'organe mais aussi son irradiation par les organes adjacents. La dose engagée fera ensuite la somme de toutes les irradiations quelle qu'en soit l'origine.

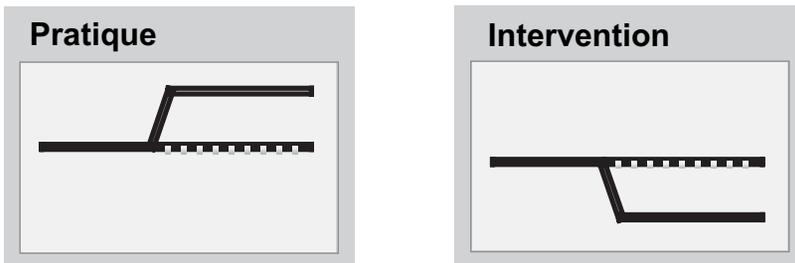
1.5. Bases du système de protection radiologique

Toute personne peut être exposée à des rayonnements, venant de sources naturelles ou artificielles. Le but premier de la protection radiologique est de fournir un niveau de protection adapté à l'homme sans limiter indûment les pratiques bénéfiques.

Le système de protection radiologique, appliqué ce jour dans le monde entier, est basé sur l'hypothèse que même de faibles doses de rayonnement peuvent produire des effets stochastiques nocifs sur la santé, leur fréquence d'apparition étant d'autant plus faible que l'irradiation sera faible. À l'inverse, tous les effets déterministes qui apparaissent à des doses plus élevées seront évités par l'établissement de limites en dessous des seuils au-delà desquels apparaissent ces effets.

1.5.1. Types d'activités

La CIPR classe actuellement les activités humaines en deux groupes (Figure 1.6) :



On limite l'augmentation de dose car on planifie.

On diminue la dose en intervenant.

Figure 1.6. Caractérisation des pratiques et interventions.

Certaines activités augmentent l'exposition aux rayonnements soit en augmentant l'exposition des individus soit en augmentant le nombre d'individus exposés. Ces activités sont appelées des « *pratiques* ». C'est le cas d'une installation nucléaire, mais aussi des installations à vocation médicale.

D'autres activités peuvent diminuer l'exposition totale, soit au niveau des individus soit au niveau du nombre d'individus exposés. Ces activités sont appelées « *interventions* », c'est le cas des actions concernant le radon dans les habitations ou les actions d'urgence qui vont suivre une situation accidentelle (Figure 1.6).

Les dispositions réglementaires seront différentes pour les pratiques et les interventions. Pour une pratique, on peut la planifier, l'accepter ou la refuser. Ces activités seront strictement réglementées. Pour les interventions, la notion de réglementation ne s'applique plus, il appartient aux acteurs de gérer la crise et d'agir dans un concept d'optimisation adapté à la situation. Il en va de même pour l'irradiation naturelle où la décision de réduire ses effets éventuels ne peut que découler d'une décision politique optimisée en termes de santé publique, c'est le cas du radon par exemple.

Une intervention sur un lieu de travail, réparation par exemple d'un ensemble défaillant, est, pour la CIPR, une pratique qui sera soumise à réglementation (voir Chapitre 13). Elle entre dans le fonctionnement supposé d'une installation. Il ne faut donc pas confondre ce terme technique avec la définition de la CIPR pour qui intervention ne concerne que les situations héritées de la situation géologique, le radon, ou d'un accident qui par définition ne se réglemente pas, celui de Tchernobyl par exemple.

Compte tenu de cette difficulté de langage qui peut conduire à confusion, la CIPR réfléchit actuellement sur la redéfinition de ce concept.

En effet, à l'usage, cette distinction ne s'avère pas aussi opérationnelle qu'on a pu l'attendre. Prenons par exemple le cas d'un site contaminé dû à un héritage du passé, situé à proximité d'une installation nucléaire : les personnes du public comprennent mal que les expositions provenant de l'un soient gérées selon des critères différents de celles provenant de l'autre, on y reviendra plus loin.

Enfin, pour l'irradiation médicale, la CIPR distingue bien l'irradiation du patient pour lequel un bénéfice immédiat est attendu, et pour lequel il n'y aura pas de réglementation, seulement des recommandations pour optimiser la pratique et le personnel qui se verra appliquer la réglementation courante.

1.5.2. Les trois principes

Le système de protection radiologique pour les pratiques existantes ou envisagées est basé sur trois principes qui seront de nouveau évoqués dans le chapitre 14 traitant de la réglementation.

La *justification des pratiques* : aucune pratique ne peut être adoptée si elle n'apporte pas un avantage suffisant aux individus exposés ou à la société. Cette justification trouve ses racines dans les fondements même de la démocratie, ainsi certains États trouvent justifiée la production d'électricité par l'énergie nucléaire, d'autres non. La CIPR laisse aux États la responsabilité de la justification.

L'*optimisation de la protection* est fondée sur l'adoption, par principe, de la relation dose-effet linéaire sans seuil. Sachant que toute irradiation produira un effet, la CIPR demande que, pour toute source associée à une pratique, le niveau des doses individuelles, le

nombre de personnes exposées, ainsi que la probabilité de subir des expositions soient maintenues aussi bas que raisonnablement possible, compte tenu des facteurs économiques et sociaux. Ce principe demande aux acteurs que le risque accepté soit réduit à un niveau socialement acceptable. Là encore le dialogue démocratique avec les différents acteurs de la société aura une place importante. L'optimisation étant un point essentiel dans la mise en place du système de protection radiologique, nous l'évoquerons de nouveau dans le chapitre 14 et nous le détaillerons dans le chapitre 15.

Enfin, si une activité est justifiée, si l'optimisation est mise en place, la CIPR demande que cela ne se fasse pas au détriment d'une seule personne ou d'un petit groupe et demande qu'au niveau individuel, aucun individu ne soit exposé à un niveau de risque jugé inacceptables dans le cadre des pratiques et dans des circonstances normales, c'est le principe de *limitation des expositions*.

L'application simultanée de ces trois principes est nécessaire. Il est fondamental que ces principes soient considérés comme un tout. Aucun d'entre eux ne peut être appliqué séparément.

1.5.3. Recommandations de la publication 60

Les recommandations de la CIPR, publiées en 1991 (publication 60 de la CIPR), sont la base de la réglementation actuelle qui sera développée dans le chapitre 14. Elles succédaient à de précédentes recommandations publiées en 1977. Actuellement la CIPR a lancé une nouvelle réflexion pour moderniser ses dernières recommandations. Le processus en cours pourrait se terminer en 2007. Nul ne peut préjuger de leur prise en compte pour de nouvelles recommandations. Notons, par exemple que les recommandations de 1991 ne se sont retrouvées dans la réglementation française qu'en 2002.

Nous verrons dans le paragraphe 1.7 les caractéristiques des évolutions majeures.

En 1990, la CIPR a publié des recommandations (ICRP 60, 1991) en tenant compte de l'évolution des connaissances scientifiques de l'époque et tout particulièrement les données concernant les survivants des bombardements d'Hiroshima et de Nagasaki. Compte tenu des temps de latence des différents cancers observés, la CIPR avait dans cette publication modifié les facteurs de sensibilité (W_T) des différents organes publiés dans les précédentes recommandations (ICRP 26, 1977) (Figure 1.7). De nouveaux travaux scientifiques avaient montré que la toxicité des neutrons était sous-évaluée, la CIPR a donc doublé les valeurs des facteurs de nocivité des neutrons (W_R). Depuis cette même CIPR est revenue en arrière pour les neutrons dont l'énergie est inférieure à 1 MeV (ICRP 92, 2003).

Toujours dans ses recommandations de 1990, la CIPR a modifié, par rapport à ses recommandations de 1977, ses facteurs de risque par unité de dose. Enfin la CIPR a tenu compte dans ses dernières recommandations de l'état de l'art de l'époque, sur les effets du débit de dose.

S'appuyant sur toutes ces considérations, la CIPR a recommandé alors de nouvelles limites d'exposition pour les travailleurs et le public ; une limite de 100 mSv sur 5 ans pour les travailleurs, à condition qu'une valeur de 50 mSv ne soit pas dépassée en une seule année et une limite annuelle de 1 mSv pour le public, valeur limite qu'il ne faut pas ajouter à l'irradiation naturelle préexistante. Pour les travailleurs, de nombreux États, dont la France, n'ont pas pris en compte la souplesse autorisée par la CIPR et fixent à 20 mSv la limite annuelle.

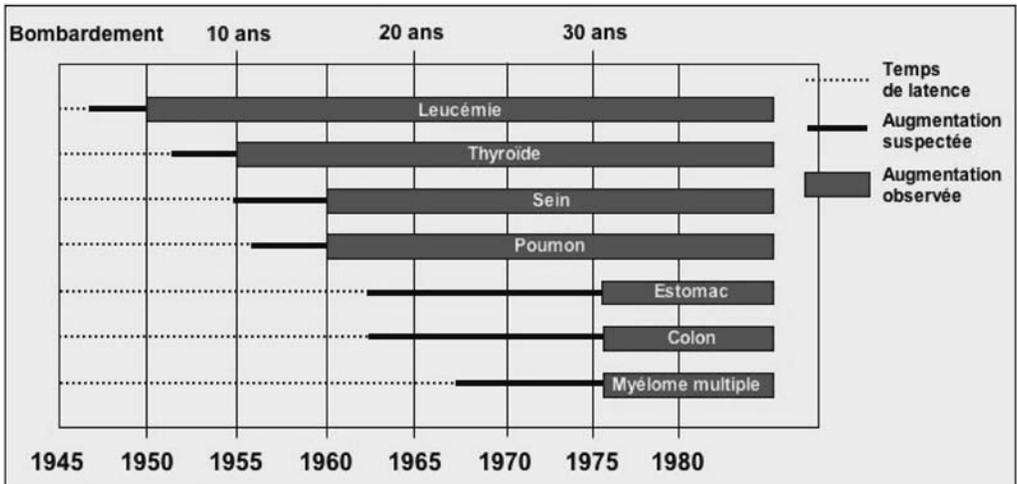


Figure 1.7. Chronologie de l'apparition des différents cancers parmi les survivants des bombardements d'Hiroshima et de Nagasaki.

Comment en est-elle arrivée à ces valeurs ? La CIPR a étudié l'espérance de vie d'une population exposée aux rayonnements ionisants. Elle compare ce qu'il adviendrait en cas d'une exposition, chaque année à la limite d'exposition et ce durant toute la vie professionnelle, aux courbes d'espérance de vie des populations de référence (Figure 1.8 a). Compte tenu des facteurs de risque qu'elle a choisis et du temps de latence des différents cancers qui peuvent résulter d'une exposition aux rayonnements ionisants, elle a évalué la perte d'espérance de vie pour différents niveaux de dose, allant de 50 mSv.an^{-1} (figure 1.8.b) à 20 mSv.an^{-1} et en a déduit que la valeur de 20 mSv.an^{-1} ne modifiait en rien l'espérance de vie d'un travailleur qui y serait exposé durant toute sa vie professionnelle. Elle considère alors que le risque lié à une exposition de 20 mSv.an^{-1} est acceptable et c'est cette limite qu'elle recommande pour réglementer l'exposition aux risques liés aux rayonnements ionisants. Malgré cette considération, la CIPR recommande toutefois, nous l'avons vu dans la définition du principe d'optimisation, qu'il est recommandé de tendre vers une exposition la plus faible possible.

1.6. Évolutions prévisibles des bases scientifiques et leurs répercussions potentielles sur le système de protection radiologique

Après les débats souvent très vifs qui ont entouré l'adoption en 1990 de nouvelles recommandations par la CIPR (CIPR 60) pour la protection des personnes à l'égard des rayonnements ionisants et au moment où les différents pays appliquent dans leur réglementation ces recommandations plus restrictives, il est nécessaire de se poser la question suivante : des avancées scientifiques en radiobiologie et radiopathologie peuvent-elles introduire des modifications nouvelles dans le système de radioprotection dans les 5 à 10 ans à venir et plus particulièrement sur quatre points suivants ; la relation dose-effet, l'éventuelle signature des rayonnements sur un cancer, la prédisposition génétique et la quantification

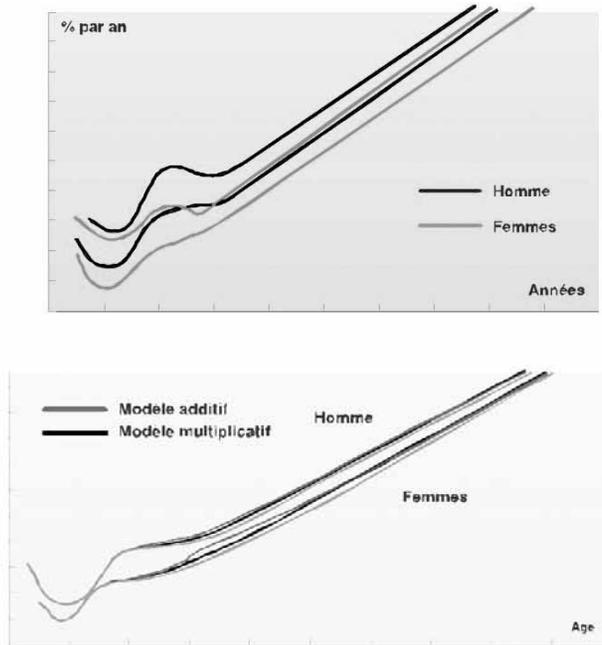


Figure 1.8. a) Probabilité de décès par an pour diverses populations, b) Effet sur l'espérance de vie d'une exposition permanente à 50 mSv/an durant toute la vie professionnelle (50 ans). D'après ICRP Publication 60 (1991, 1990)

des effets combinés sur la santé. C'est ce qu'a fait, entre autres, le comité de radioprotection et de santé publique de l'OCDE en 1998 (AEN 1998), réflexion renouvelée en 2005. En France, l'Académie de médecine a également réfléchi à ces questions en 2005.

1.6.1. Ce que la communauté scientifique sait

Les rayonnements ionisants provoquent des effets déterministes aux fortes doses (à partir de 1 Gy), telles l'atteinte du système hématopoïétique (moelle osseuse) qui a condamné rapidement une trentaine de personnes à Tchernobyl, les brûlures dermiques, la cataracte si l'on est exposé aux neutrons, etc.

Ils peuvent induire des cancers aux faibles doses, mais le pouvoir cancérogène est faible dans les conditions d'expositions normales que l'on rencontre dans la vie professionnelle.

L'augmentation du taux de cancers n'a été prouvée qu'au-dessus d'une exposition allant selon les différentes études de 50 à 100 mSv chez l'adulte et de 10 à 20 mSv chez l'enfant.

Aucun effet héréditaire n'a été observé à ce jour chez l'homme, ni parmi les survivants d'Hiroshima-Nagasaki, ni chez les travailleurs de l'industrie nucléaire, ni parmi les liquidateurs et les victimes de Tchernobyl. Aujourd'hui la CIPR discute de l'opportunité de baisser la part attribuée au risque génétique en abaissant éventuellement le W_T qui lui est attribué de 0,20 à 0,05. Seule la prudence qui recommande d'attendre plusieurs générations avant de prendre une telle décision retarde cette décision.

La sensibilité des organes à l'apparition de cancers varie d'un organe à l'autre, le poumon est par exemple plus sensible que le sein lors d'une irradiation homogène.

À l'exception des leucémies (qui apparaissent environ 5 ans après irradiation chez l'adulte) et des cancers de la thyroïde chez l'enfant (le premier excès de cancers de la thyroïde à Tchernobyl a été observé 3 ans après l'accident), les temps de latence sont longs (15 à 30 ans).

Il existe des mécanismes naturels de réparation de l'ADN endommagé par exemple par l'irradiation, mais qui ne sont pas toujours efficaces.

L'embryon et le fœtus sont plus sensibles que l'adulte. Nous savons aujourd'hui que pour les cancers de la thyroïde observés parmi les populations proches de Tchernobyl, les enfants les plus sensibles ont été ceux exposés *in utero*. La sensibilité décroît avec l'âge et s'approche de celle de l'adulte peu après 5 ans.

1.6.2. Mais restent des inconnues

On ne sait toujours pas si la relation dose-effet aux faibles doses est linéaire ou avec seuil. Au cas par cas, on connaît des exceptions où l'on voit des effets de seuil, l'inhalation d'oxyde de plutonium, l'ingestion de radium...

La notion de dose pour évaluer le risque après incorporation de radionucléides émetteurs α est sujette à caution.

La part des facteurs individuels (âge, sexe, prédisposition génétique, etc.) et la part des facteurs environnementaux (pollution, infections, etc.) restent toujours mal connues.

La nocivité comparée des différents rayonnements n'est pas bien connue aux faibles doses.

La comparaison des effets observés après une exposition chronique et une exposition aiguë est à revisiter.

L'effet des rayonnements sur les différentes étapes de la cancérogenèse reste en partie inexpliqué. Ces étapes du processus tumoral démarrent par une lésion de l'ADN ou d'une erreur de réplication de celui-ci, apparaît ensuite la phase d'initiation par mutations, transpositions ou délétions en l'absence de réparation efficace, c'est après ce stade que la prolifération clonale de cellules initiées peut démarrer. Vient ensuite une accumulation d'événements conduisant à l'apparition de cellules pré-cancéreuses puis cancéreuses et à leur progression vers une malignité croissante.

Il est possible qu'aux faibles doses et faibles débits de dose, l'apoptose, qui est un mécanisme d'autosuppression des cellules anormales, soit le phénomène majeur éliminant les cellules touchées. Si ceci était confirmé, l'existence d'un seuil serait possible.

L'origine d'un cancer particulier ne peut être précisément attribuée à l'exposition aux rayonnements.

L'existence d'une réponse adaptative de l'organisme aux rayonnements ionisants est inconnue au niveau de l'induction tumorale alors qu'elle est observée au niveau cellulaire.

L'existence d'effets bénéfiques des rayonnements chez l'homme, hormésis, n'a jamais été démontrée de manière irréfutable aux faibles doses, bien que ces faibles doses puissent avoir un effet stimulant sur les mécanismes de réparation des lésions de l'ADN.

Le risque de maladies non cancéreuses induites par les rayonnements et affectant les systèmes cardiovasculaire, pulmonaire et digestif est difficile à interpréter en terme de relation dose-effet. Et l'on ne sait pas aujourd'hui s'il existe un seuil aux environs de 500 mSv.

Enfin, on ne connaît pas encore très bien les conséquences de « l'effet de proximité » qui consiste à observer, parmi des cellules non irradiées, des modifications identiques à celles observées chez des cellules irradiées. Pour certains, cet effet pourrait être un facteur aggravant, pour d'autres, un effet protecteur par induction de mécanisme apoptotique.

1.6.3. Le choix de la CIPR pour la relation dose-effet

Le débat sur la relation dose-effet remonte à plusieurs décennies déjà, mais n'est toujours pas clos. Pour les effets stochastiques, plusieurs hypothèses sont proposées (Figure 1.9). Le système de radioprotection reste cependant basé depuis plus de quarante ans sur des hypothèses prudentes et raisonnables mais non vérifiées. Aujourd'hui l'hypothèse linéaire sans seuil qui prédit, quelle que soit la dose, une augmentation, si faible soit-elle, des cancers, reste le fondement de la radioprotection bien qu'une autre relation puisse être établie dans certains cas. Ainsi les dernières analyses du suivi de survivants d'Hiroshima et Nagasaki montrent que l'apparition des leucémies n'est notable qu'au-delà de 100 mSv et qu'une relation linéaire quadratique est la plus probable (Figure 1.10.a). Mais comme la relation linéaire est plus prudente pour les autres cancers (cancers solides) (Figure 1.10.b) et que ceux-ci sont plus nombreux, c'est cette relation que la CIPR a donc choisie et continue d'appliquer.

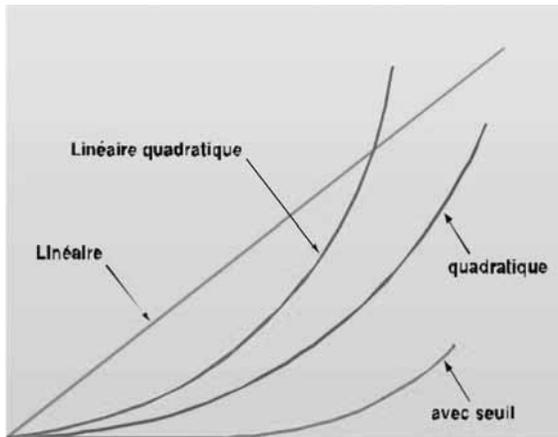


Figure 1.9. Forme des relations dose-effet stochastiques.

Les dernières données concernant les survivants d'Hiroshima et de Nagasaki n'ont pas apporté d'enseignements décisifs quant à la forme de la relation aux très faibles doses. Elles conduisent à des coefficients de risques légèrement inférieurs à ceux retenus par la CIPR dans ses dernières recommandations (CIPR 60). Ceci est lié à l'apport d'observations supplémentaires parmi les survivants qui conduisent plus de 40 ans après l'irradiation à une estimation de plus en plus sûre des effets et une amélioration des estimations statistiques.

Notons également que, lorsque la CIPR a fait ses premières estimations de risque, le devenir des survivants des bombardements n'était pas connu. Il lui fallait donc, sur la base des premières observations, choisir entre un modèle additif (Figure 1.11.a) ou multiplicatif (Figure 1.11.b) pour prédire l'apparition de cancers. Par rapport à l'apparition « spontanée » des cancers en fonction de l'âge, le modèle additif (a) provoque une addition notable mais qui ne dure pas dans le temps, alors que le modèle multiplicatif (b) multiplie de manière constante la fréquence d'apparition des cancers.

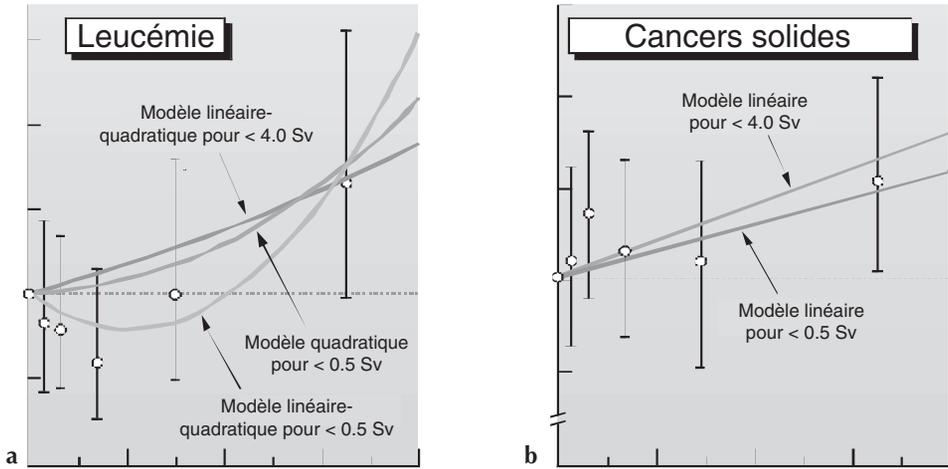


Figure 1.10. Relations dose-effet pour les leucémies (a) et les cancers solides (b) observés parmi les survivants des bombardements d'Hiroshima et de Nagasaki.

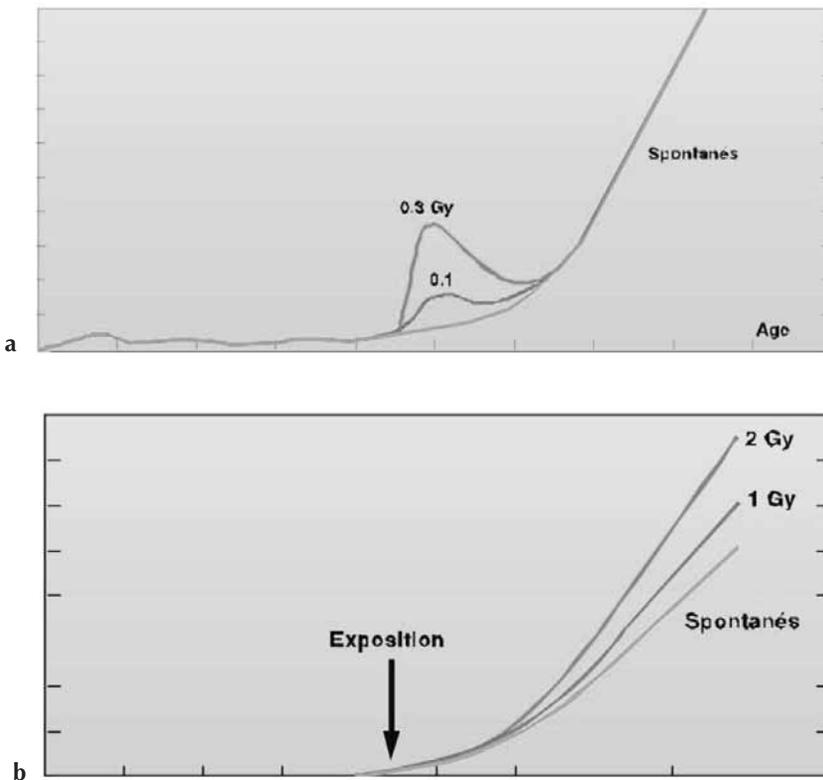


Figure 1.11. Addition d'événements stochastiques par rapport à la fréquence d'apparition « spontanée » des cancers avec l'âge selon un modèle « additif » (a) ou « multiplicatif » (b).

Par précaution, la CIPR a d'emblée choisi le modèle multiplicatif, plus conservateur, l'histoire lui a donné raison, bien qu'aujourd'hui, il semble majorer sensiblement le risque.

1.6.4. Un cas particulier qui mériterait plus ample réflexion, la gestion des déchets nucléaires à vie longue, la notion de radiotoxicité

La radiotoxicité d'un radionucléide se définit actuellement en termes de dose efficace engagée que recevra un individu, suite à l'incorporation d'un radionucléide. La dose par unité d'incorporation (DPUI) est exprimée en Sv par Bq. Plus la DPUI sera élevée, plus le radionucléide sera considéré comme radiotoxique. Son calcul, nous l'avons vu, tient compte de la période radioactive du radionucléide, de l'énergie de son émission, et de sa période biologique (Tableau 1.3).

Tableau 1.3. Activités spécifiques et radiotoxicité de certains radionucléides

Radionucléide	Demi-vie (années)	Activité spécifique (Bq·g ⁻¹)	Dose efficace engagée après ingestion (Sv·Bq ⁻¹)
¹²⁹ I	15,7 × 10 ⁶	6,53 × 10 ⁶	1,1 × 10 ⁻⁷
¹³⁵ Cs	2,3 × 10 ⁶	4,25 × 10 ⁷	2,0 × 10 ⁻⁹
¹³⁷ Cs	30,2	3,2 × 10 ¹²	1,3 × 10 ⁻⁸
²³⁸ U	4,47 × 10 ⁹	1,24 × 10 ⁴	4,5 × 10 ⁻⁸
²³⁵ U	7,04 × 10 ⁸	7,11 × 10 ⁴	4,7 × 10 ⁻⁸
²³⁷ Np	2,14 × 10 ⁶	2,6 × 10 ⁷	1,1 × 10 ⁻⁷
²³⁸ Pu	87,7	6,34 × 10 ¹¹	2,3 × 10 ⁻⁷
²³⁹ Pu	2,41 × 10 ⁴	2,3 × 10 ⁹	2,5 × 10 ⁻⁷
²⁴¹ Am	432	1,27 × 10 ¹¹	2,0 × 10 ⁻⁷

Les normes de radioprotection sont actuellement fondées, par précaution, sur le principe que, quelle que soit la dose de rayonnement reçue par un organisme, un effet stochastique sera possible, seule sa fréquence d'apparition sera fonction de la dose reçue. La relation entre la dose et l'effet est supposée linéaire et sans seuil. La radiotoxicité, basée sur la seule approche dosimétrique, sous-tend cette relation dose-effet linéaire sans seuil, quels que soient les effets biologiques réellement observés.

Le système de la dose équivalente et la dose efficace qui permet de comparer les effets de tous les rayonnements est un système qui permet de manière relativement simple, et malgré ses incertitudes, de gérer dans les laboratoires et usines la radioprotection. Il paraît difficile de le remettre en cause, tout particulièrement dans les installations où le risque potentiel est mixte. Les résultats des cinquante dernières années montrent qu'il est opérationnellement fiable.

À l'inverse, pour les situations où le problème n'est pas de légiférer des activités humaines, mais de prévoir le risque potentiel de telle ou telle activité, ou d'estimer les conséquences d'un accident, il devient tout à fait envisageable, voire nécessaire de ne plus adopter une telle attitude mais le risque réel, si des connaissances scientifiques nous l'autorisent. C'est

le cas de la gestion des déchets à long terme tout comme l'exposition à certaines sources naturelles.

Lorsque l'exposition résulte d'une exposition interne suite à une contamination par des radionucléides à vie longue, cette relation peut être remise en cause au profit d'une relation supra-linéaire ou d'une relation avec seuil ou pseudo-seuil. L'acquisition de connaissances scientifiques solides permettrait une approche spécifique de l'évaluation du risque qui pourrait répondre de manière appropriée au problème de la gestion des déchets nucléaires à vie longue, par définition d'activité spécifique faible. Leur retour à l'homme, par la chaîne alimentaire, ne conduira qu'à de faibles expositions à de faibles débits de doses, la notion d'activité spécifique étant prépondérante dans ce cas de figure. Rappelons qu'une thyroïde humaine contient entre 10 à 15 mg d'iode, ce qui représenterait entre 65 000 et 100 000 Bq si tout cet iode était ^{129}I .

Ce type de relation dose-effet a été observé chez l'animal après l'inhalation d'oxyde de ^{239}Pu par le rat ou l'inhalation d'oxyde de ^{239}Pu ou ^{238}Pu par des chiens. Ce phénomène a été également observé chez l'homme pour les cancers des os induits à faible débit de dose par du ^{226}Ra . À tous ces exemples qui mettent en cause des émetteurs α , il faut ajouter les travaux de l'Université de Davis chez des chiens qui ont ingéré du ^{90}Sr . Bien que celui-ci soit un émetteur β , il existe également un seuil de 13,3 Gy pour les leucémies et de 20 Gy pour les autres cancers dont les cancers osseux.

1.6.5. Un cancer peut-il être attribué sûrement aux rayonnements ionisants ?

Nous savons par expérience que l'augmentation de certains cancers, leucémies par exemple, est liée à l'exposition aux rayonnements. Parmi les enfants proches de la centrale de Tchernobyl, l'augmentation brutale de cancers de la thyroïde est liée sans aucun doute à la dispersion d'iode radioactif pendant l'accident. Cependant, il est impossible, dans l'état actuel des connaissances, de reconnaître parmi les cancers, ceux qui sont provoqués par l'exposition aux rayonnements aux faibles doses, et ceux dont l'apparition serait « spontanée ».

L'indemnisation des maladies professionnelles des travailleurs est actuellement basée sur la notion de risque attribuable. Si de réelles avancées scientifiques permettaient d'attribuer un cancer aux rayonnements, les bases de l'assurance maladie et l'indemnisation des travailleurs seraient bouleversées. Néanmoins on ne peut pas espérer, dans ce domaine, des avancées spectaculaires et applicables dans un proche avenir.

1.6.6. Cancer radio-induit et prédisposition génétique

La question de la prédisposition génétique aux cancers induit par les radiations, et en particulier celles des travailleurs, est un sujet de préoccupation pour la radioprotection car elle risque de devenir un des grands sujets de la radioprotection, dans la mesure où elle peut avoir un impact sur les politiques nationales en matière d'emploi, d'assurance et d'indemnisation.

Aujourd'hui, par exemple, les sujets atteints d'une maladie rare, l'ataxie-télangectasie, ont une sensibilité aiguë aux rayonnements ionisants. Facilement identifiables, ils ne seront pas acceptés pour des emplois à risque. D'autres recherches, plus générales, sur la prédisposition à certains cancers sont en cours, mais les résultats scientifiques sont difficiles à

interpréter et n'apparaissent qu'à des doses élevées relevant plus de la radiothérapie que de la radioprotection.

Il faut toutefois attirer l'attention sur l'application en termes d'emploi de ces éventuels tests pour détecter la prédisposition génétique d'un individu. Comme pour d'autres secteurs d'activités, l'hypothèse d'une éventuelle « sélection génétique » qui pourrait en découler à l'embauche soulève des problèmes éthiques et sociaux considérables.

1.6.7. Effets combinés des rayonnements et d'autres polluants

La relation dose-effet aux faibles doses est actuellement mal connue aussi bien pour les rayonnements ionisants que pour les autres polluants (amiante, tabac, solvants, etc.). Il est donc très difficile de prédire des effets combinés. Toutefois, il faut noter que les estimations de risques de la CIPR sont faites à partir de populations soumises à des effets combinés (Hiroshima-Nagasaki) puisque c'est le lot de tout individu dans le monde actuel. On peut raisonnablement penser que ces coefficients de risque prennent bien en compte ces effets combinés. Il ressort toutefois que, parmi les cofacteurs fréquemment rencontrés, le tabac a un effet dominant.

1.7. La réflexion en cours à la CIPR pouvant modifier le système de protection radiologique

Nous avons vu tout au long de ce chapitre que certains points des bases de la protection radiologique pouvaient dans un avenir plus ou moins proche, changer.

1.7.1. Pourquoi modifier le système ?

Plusieurs raisons de modifier sensiblement le système sont apparues (Sugier et Nenot, 2005) :

– Depuis 1990, la connaissance des effets des radiations s'est affinée, tant au niveau des mécanismes qu'au niveau de l'épidémiologie. Ceci conduit la CIPR à proposer des valeurs du détriment total (cancers plus effets héréditaires) légèrement plus faibles aujourd'hui qu'en 1990 (6,5 % par sievert pour les populations et 4,9 % pour les travailleurs au lieu de 7,3 et 5,6 respectivement). Mais les connaissances scientifiques acquises depuis une quinzaine d'années, si importantes soient-elles, ne justifient pas de remaniement en profondeur du système de radioprotection, ni de modifications notables des limites réglementaires. Seuls des ajustements des facteurs de pondération W_R et W_T seront prochainement proposés, le point le plus marquant étant la baisse du risque héréditaire (voir les paragraphes 1.4.3 et 1.4.4).

– Le retour d'expérience de l'application des recommandations de 1990 de la CIPR, bien que récent dans certains pays, (la France n'a transposé ces recommandations qu'en 2002 – voir Chapitre 14) a montré que le système paraissait complexe et soulevait parfois des problèmes pratiques difficiles à résoudre. Notons par exemple la frontière entre *pratique* et *intervention*. Le public a du mal à comprendre que la limite de dose pour le public soit fixée à 1 mSv, valeur inférieure au bruit de fond naturel. De plus cette limite ne s'applique pas dans les situations d'urgence.

– Pour l’optimisation, le mécanisme proposé est identique pour toutes les situations (Figure 1.12). Au centre des cercles figurent la situation souhaitée. À gauche, la pratique, on optimise obligatoirement à l’intérieur du cercle puisqu’on régleme l’exposition maximale autorisée. À droite, après un accident ou suite à une exposition préexistante, on tentera de rentrer dans un cercle identique au précédent et tendre vers la situation souhaitée par touches successives. Avec une telle présentation, il est possible d’expliquer au public les différences observées dans la gestion de situations différentes plus facilement, différences qui ne sont que temporaires.

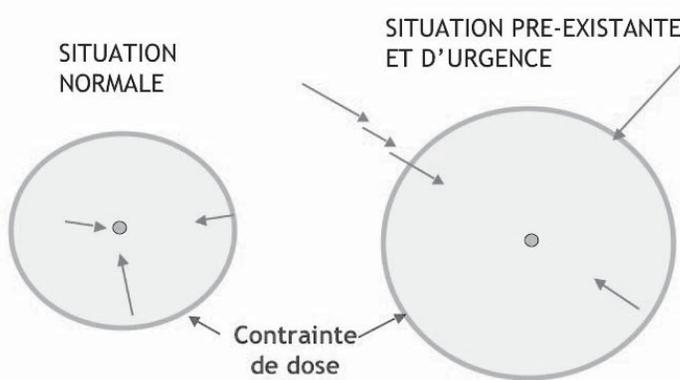


Figure 1.12. Schéma d’organisation de l’optimisation.³

– Enfin et peut-être surtout, il est apparu nécessaire d’adapter les règles de 1990 à l’évolution des courants de pensée de la société moderne. Ainsi la CIPR propose dans ses nouvelles réflexions d’affiner ses recommandations pour la protection de l’environnement. Elle considère également qu’il devient aujourd’hui nécessaire d’associer les parties prenantes dans les aspects décisionnels, mais laisse aux États le soin d’organiser cette concertation.

1.7.2. Que propose-t-elle de nouveau ?

Les trois principes évoqués plus avant, *Justification des pratiques*, *Optimisation de la protection* et *Limitation des expositions* sont conservés.

La CIPR met aujourd’hui encore plus l’accent sur la protection de l’individu et fait primer désormais le concept de contrainte de dose. Ceci pour mieux protéger selon elle, l’individu. La limite de dose ne s’applique qu’aux situations d’expositions normales (les pratiques) alors que la contrainte s’applique quelle que soit la situation (normale, d’urgence ou préexistante).

Dans l’ancien système, la limite était multisource et fixée pour un individu. Dans sa réflexion actuelle, la CIPR fixe la contrainte au niveau d’une source unique (parfois difficile à définir) et la lie à l’optimisation.

Exception faite de l’exposition des patients irradiés pour des raisons médicales, la contrainte constitue le niveau de base de protection, qui doit être atteint dans les situations normales, les accidents et les urgences, ainsi que dans le cas d’exposition maîtrisable pré-existante.

³ Avec la collaboration de Jean-François Lecomte.

Toutefois, tout comme la limite dans le système actuel, le dépassement de la contrainte de dose ne signifie en aucun cas le franchissement d'un cap dans l'échelle des risques, ce sera tout simplement une infraction si les autorités nationales lui confèrent ce statut.

La CIPR indique dans son projet actuel quatre valeurs maximales de contraintes (exprimées en dose efficace), pour les travailleurs et les personnes du public, regroupant plusieurs situations d'exposition à une source, prédominante sur toutes les autres sources. Le tableau 1.4. résume les caractéristiques des situations répondant à ces critères et fournit des exemples concrets.

Toutefois, la CIPR maintient les limites qu'elle avait fixées dans ses recommandations précédentes ce qui, contrairement aux objectifs fixés, ne semble pas perçu actuellement comme une simplification.

Au niveau des grandeurs dosimétriques, la CIPR propose de ne garder que la dose absorbée et la dose efficace, comme nous les avons définies dans ce chapitre. La dose équivalente disparaîtra formellement et ne sera qu'une étape du calcul de la dose efficace.

En fait, le projet tel qu'il est présenté constitue plus une actualisation des recommandations qu'un réel changement. Actuellement on ne peut préjuger de son devenir, tant les résistances sont fortes, et si l'on se réfère à l'expérience passée, sa transposition dans la réglementation des différents pays soulèvera encore bien des discussions, si finalement elle a lieu.

Tableau 1.4. Contraintes de dose maximale, selon les situations d'exposition, pour une source dominante. D'après Sugier *et al.*, Radioprotection (2005).

Contraintes (mSv en 1 an)	Situations d'exposition	
	Caractéristiques des situations	Exemples concrets de situations
100	Aucun bénéfice individuel ou sociétal	Urgences , uniquement pour sauver des vies humaines
20	Difficilement maîtrisable Bénéfice individuel direct ou indirect Information précise du public, formation et surveillance des travailleurs	Urgences Quand les mesures de protection sont difficiles à mettre en œuvre
1	Facilement maîtrisable Bénéfice individuel direct ou indirect Information et évaluation de l'exposition du public, formation et surveillance des travailleurs	Exposition professionnelle en général Expositions préexistantes Exposition des personnes du public dans les urgences, quand les mesures de protection sont faciles à mettre en œuvre Exposition des accompagnateurs et soignants de patients (domaine médical)
0,01	Facilement maîtrisable Bénéfice sociétal, mais pas de bénéfice individuel direct Information générale, pas de formation, pas d'évaluation individuelle de l'exposition	Exposition des personnes du public en général
< 0,01	Utilité du contrôle sujette à appréciation	Toutes les situations d'expositions

1.8. Conclusions

Le système de protection radiologique a été particulièrement efficace si l'on se réfère aux nombres de maladies professionnelles déclarées, moins de 20 par an en France depuis sa création, dans ce secteur d'activité.

Ce système est critiqué, voire combattu et F. Romerio a fait l'analyse des différents paradigmes qui ont été conçus pour estimer et gérer les risques des radiations ionisantes à faible doses (Romero, 2000). Le premier paradigme sur lequel se base la CIPR et les réglementations actuelles affirme que l'effet des faibles doses est relativement faible, mais qu'il existe et que l'on peut le gérer à un niveau acceptable compte tenu des bénéfices parallèlement observés. Le second représenté par exemple par l'Académie des sciences et l'Académie de médecine juge que le risque à faible dose est surestimé et que l'existence d'un seuil est avérée (Académie des sciences, 1995, Tubiana, 2005). Il en résulte que les tenants de ce paradigme estiment que les recommandations de la CIPR 60 sont excessivement contraignantes à faible dose. Enfin le troisième paradigme représenté par les opposants irréductibles à l'énergie nucléaire affirme que les risques aux faibles doses sont bien plus forts qu'aux doses élevées et que les limites recommandées actuellement ne sont pas assez contraignantes. On peut craindre hélas, que la rivalité entre ces trois paradigmes n'a pas vraiment bénéficié au progrès scientifique, ce progrès pourrait être escompté si les tenants des trois paradigmes s'avaient prêts à confronter leurs hypothèses et à comparer leurs résultats. Aujourd'hui on peut hélas parler d'opposition figée.

La conclusion est que le paradigme sur lequel se fonde la réglementation actuelle semble aux yeux de la majorité le plus mûr et le mieux accepté par la majorité du monde scientifique et du monde sociétal. Ce système, et la baisse des limites de doses réglementaires qu'il a introduit en 1990, ne semble pas devoir être remis en cause dans la décennie prochaine par de nouveaux résultats scientifiques. En effet, le système de radioprotection a largement anticipé sur les progrès des connaissances, car il était évident, par exemple, qu'on ne pouvait attendre d'avoir tous les enseignements du suivi médical des survivants d'Hiroshima-Nagasaki pour bâtir un système de radioprotection fiable. Toutefois il faut saluer la CIPR qui, ayant tiré les leçons des incompréhensions que peuvent engendrer le système actuel, a proposé des évolutions. Ceci conforte l'impression que le premier paradigme est bien le plus mûr, prêt à accepter toute discussion permettant d'aller, une nouvelle fois, de l'avant au grand bénéfice des travailleurs, de la population et de la société (Clarke, 1999).

Références

- Académie des sciences (1995) *Problèmes liés aux effets des faibles doses de radiations ionisantes*, rapport n° 34 (Tec & Doc, Paris).
- Académie des sciences (2002) *Du combustible nucléaire aux déchets, recherches actuelles*, compte rendus de l'Académie des Sciences, Tome 3, fascicules 7-8, septembre-octobre 2002.
- AEN (1998) *Évolution de radiobiologie et de radiopathologie : répercussions sur la radioprotection*, rapport OCDE, Paris.
- Clarke R. (1999) La dose maîtrisable : discussion sur la maîtrise des doses individuelles du fait d'une source donnée, *Radioprotection*, **34** (2), 211-236.
- IAEA (1994) *International basic safety Standards for Protection against ionizing radiation and for the safety of radiation sources* (Vienna).

- ICRP Publication 26 (1977) Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, *Annals of the ICRP*, **1** (3).
- ICRP Publication 60 (1991, 1990) Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, *Annals of the ICRP*, **21** (1-3).
- ICRP Publication 92 (2000), Relative Biological Effectiveness (RBE), Quality Factor (Q), and Radiation Weighting Factor (w_R), *Annals of the ICRP*, **33** (4).
- Métivier H. (1997) In : *Plutonium, Toxiques Nucléaires*, P. Galle Ed. 2^e édition, (Masson, Paris) pp. 225-245.
- Romerio F. (2000) *Gérer les risques des radiations ionisantes* (Librairie Droz, Genève-Paris).
- Sugier A., Nenot J.-C., Lecomte J.-F. (2005) Les recommandation de la CIPR : les raisons d'un changement, *Radioprotection*, **40** (3).
- Tubiana M., Aurengo A., Averbeck D., Bonnin A., Le Guen B., Masse R., Monier R., Valleron A.-J., de Vathaire F. (2005) *La relation dose-effet et l'estimation des effets cancérogènes des faibles doses de rayonnements ionisants*, Rapport de l'Académie des sciences et de l'Académie de médecine (Nucleon edition).
- United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, UNSCEAR (2000) *Report to the general Assembly, with scientific annexes, Sources and Effects of Ionizing Radiation*, vol. I, Sources, vol. II, Effects (United Nations, New York).

Partie I

GRANDEURS, DOSIMÉTRIE ET SURVEILLANCE

2

Concepts de base

*Bruno Lauwers, Didier Paul
et Isabelle Aubineau-Lanière*

Introduction

Ce chapitre est basé sur la relation fondamentale qui lie le couple (émetteur – récepteur) en physique. En radioprotection, l'émetteur est constitué dans notre cas particulier par une source radioactive ou un générateur de rayonnements (tube à rayons X, accélérateur). Le récepteur est quant à lui représenté par un détecteur inerte de rayonnements de type radiomètre, compteur, dosimètre ou spectromètre, étudié et décrit au chapitre 4. L'homme face aux rayonnements est considéré à ce niveau comme un « détecteur » particulier, mettant en évidence les effets des rayonnements sur la matière vivante.

L'objectif de ce chapitre est la description des concepts de base qui permettent de passer de l'émetteur au récepteur, donc de la source au dosimètre et du dosimètre à l'homme que l'on cherche à protéger. Il convient donc de caractériser les rayonnements et de les classer selon leur nature et leurs modes d'interaction.

Nous nous intéresserons dans un premier temps à l'atténuation des photons X ou γ en vertu de la dualité onde corpuscule. Classés souvent non rigoureusement comme des rayonnements non ionisants, il est préférable d'insister sur le caractère aléatoire, probabiliste des interactions qui conduisent à une perte en nombre des photons à la traversée d'un milieu. Sur un plan quantitatif, le résultat des interactions est caractérisé par un jeu de coefficients macroscopiques décrivant le phénomène d'atténuation des photons comme une combinaison d'effets relatifs à l'absorption et à la diffusion de ces photons que l'on peut relier aux sections efficaces.

Dans un deuxième temps, nous étudierons les particules chargées en séparant les particules légères (électrons) et les particules lourdes directement générées ou indirectement mises en mouvement par des photons ou encore des neutrons. Les interactions entre particules chargées sont donc de nature coulombienne et systématique contrairement aux photons et conduisent à un ralentissement de ces particules qui perdent leur énergie sur leur parcours par collision (production de rayonnement de freinage). Les coefficients associés sont les pouvoirs d'arrêt ou pouvoirs de ralentissement et le transfert linéique d'énergie.

L'interaction des neutrons classés en fonction de l'énergie est aussi traitée notamment avec le tissu biologique.

2.1. Interaction des rayonnements avec la matière

Un certain nombre de particules ou de rayonnements sont émis lors des phénomènes nucléaires. Ces rayonnements et particules sont susceptibles d'entraîner des dommages dans la matière, qu'elle soit vivante ou non, car ils vont y produire des interactions.

Ces interactions seront différentes selon le type de particules ou de rayonnements, le but du cours d'interaction rayonnement matière est d'étudier ces phénomènes qui permettront la compréhension des grandeurs utilisées en dosimétrie.

2.1.1. Classification des rayonnements ionisants

Les rayonnements ionisants sont classés selon deux types. Cette distinction se justifie par le fait que les interactions, en raison de leurs mécanismes, sont fondamentalement différentes même si les conséquences sont sensiblement identiques.

La classification des rayonnements est la suivante :

- les rayonnements électromagnétiques et particules non chargées appelés rayonnements indirectement ionisants (*RII*), ce sont donc les rayonnements γ , X, de freinage, les neutrons et les neutrinos ;
- les particules chargées, appelées aussi rayonnements directement ionisants (*RDI*), ce sont donc les particules α , β^+ , β^- , les protons et les fragments de fissions.

2.1.2. Interaction des photons

Les rayonnements électromagnétiques sont des ondes caractérisées par leur énergie et leur provenance (Figure 2.1).

Les émissions de photons peuvent provenir des phénomènes suivants :

- la désexcitation du noyau suite à une modification de sa structure ;
- la désexcitation du cortège électronique ;
- la production de rayonnement de freinage ;
- la dématérialisation ou l'annihilation des positons.

L'ordre de grandeur de l'énergie est de quelques keV à la centaine de keV pour les X et de quelques keV à quelques MeV pour les γ (rarement plus de 2 à 3 MeV suite à une désintégration, mais possible jusqu'à 7 MeV pour les réactions nucléaires).

Remarque : La différence entre photons X et γ ne se fait pas au niveau de l'énergie mais uniquement en fonction de leurs origines.

Quelle que soit l'origine du photon, son comportement dans la matière sera rigoureusement identique à énergie égale.

Les gammes d'énergie des photons sont fonction de leur origine :

- du keV à quelques MeV pour les γ ;
- du rayonnement ultraviolet jusqu'à environ 150 keV pour les X ;
- de quelques dizaines de keV à la valeur de l'énergie cinétique de l'électron ou du positon qui lui a donné naissance pour le rayonnement de freinage ;
- 511 keV pour les photons issus de la dématérialisation de la paire électron-positon appelé aussi annihilation.

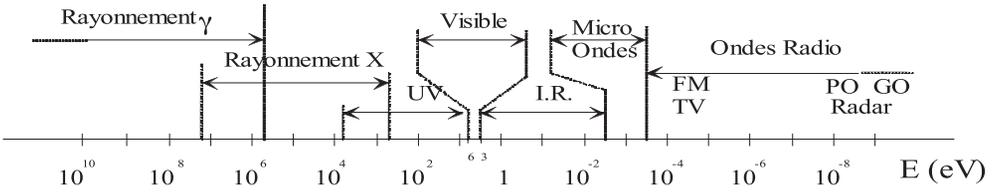


Figure 2.1. Répartition des ondes électromagnétiques en fonction de l'énergie.

Les photons peuvent arracher des électrons du cortège électronique. Pour cela il faudra une influence directe du photon sur l'électron puisque le photon n'est pas chargé. Selon qu'il y a disparition ou non du photon, l'appellation de l'effet sera différente.

2.1.2.1. Atténuation des photons, les effets prédominants

Effet photoélectrique

C'est l'interaction d'un photon avec un électron du cortège électronique (Figure 2.2). Cette interaction se traduit par la disparition, pour l'atome cible, de l'un de ses électrons qui devient libre. Ce mécanisme conduit à la création d'une paire d'ions comprenant l'atome ionisé (chargé positivement) et l'électron mis en mouvement (de charge négative).

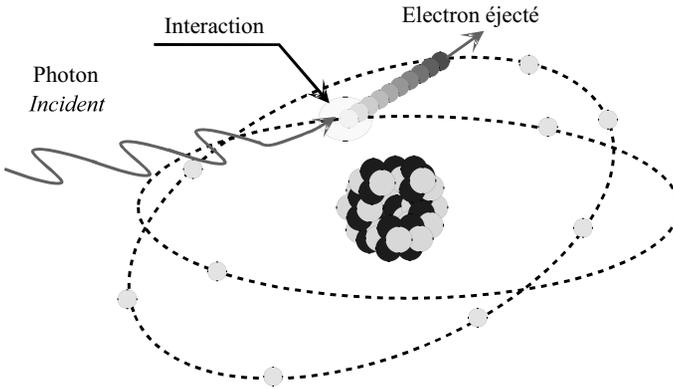


Figure 2.2. Effet photoélectrique.

Le photon a donc cédé toute son énergie. Une partie de cette énergie est cédée sous forme d'énergie cinétique à l'atome et, du fait de la grande différence de masse entre l'électron et le noyau, on peut considérer que l'intégralité de cette énergie est emportée par l'électron. L'énergie cinétique de l'électron T_{eph} sera alors :

$$T_{eph} = E_{\gamma} - E_l$$

L'énergie de liaison des électrons E_l sur les couches les plus profondes varie selon la nature de l'atome (plus le Z de l'atome est élevé, plus l'énergie de liaison des électrons est forte) : de 13,6 eV pour l'hydrogène à 142 keV pour le fermium.

C'est cet électron qui créera des ionisations dans la matière, le photon n'a pour sa part provoqué directement qu'une seule ionisation.

L'effet photoélectrique est utilisé dans les cellules du même nom, les photons lumineux (d'une énergie de quelques eV) arrachant des électrons périphériques d'atomes dont les caractéristiques sont compatibles avec l'effet recherché. Il s'agit généralement du silicium dont l'énergie de liaison des électrons les plus externes est de 7 eV.

Si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de liaison des électrons de la couche K, E_k la majeure partie des interactions se fera avec cette couche. L'effet photoélectrique est composé à 80% sur la couche K.

L'effet photoélectrique :

- diminue lorsque l'énergie du photon augmente en $1/E^{3,5}$ pour les photons de faible énergie et en $1/E$ pour les photons dont l'énergie est supérieure à 0,5 MeV ;
- augmente avec le Z de l'atome cible (la section efficace de l'effet photoélectrique évolue en $Z^{4,5}$ en moyenne, en Z^3 pour $E_\gamma < E_k$ puis en Z^5 si $E_\gamma > E_k$).

La somme des énergies cinétiques des particules émises et des énergies des rayonnements est égale à l'énergie du photon à l'origine de l'interaction.

Effet Compton

Il s'agit d'une interaction élastique d'un photon γ avec un électron, qui se traduit par l'éjection d'un électron peu lié ou libre (Figure 2.3), et par la diffusion d'un γ' d'énergie inférieure au γ incident (Figure 2.4).

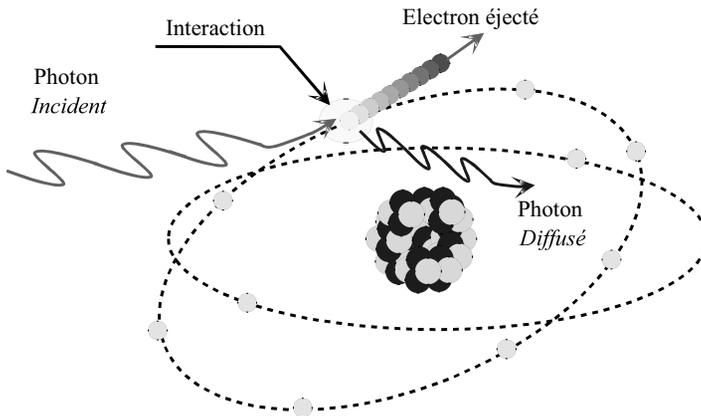


Figure 2.3. Effet Compton.

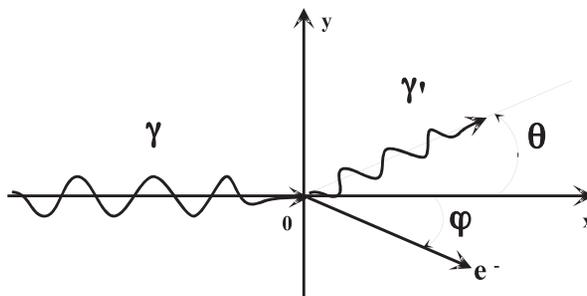


Figure 2.4. Diffusion lors de l'effet compton.

L'énergie du photon diffusé :

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{\frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} \times (1 - \cos\theta) + 1}$$

sera :

- maximale lorsque θ tend vers 0 (si $\theta = 0$ cela correspond à l'absence d'interaction) ;
- minimale lorsque θ tend vers 180° (rétrodiffusion du photon).

L'énergie maximale du photon diffusé est donc comprise entre :

$$\frac{E_{\gamma}}{2 \times \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} + 1} \leq E_{\gamma}' \leq E_{\gamma}$$

L'énergie de l'électron mis en mouvement est :

$$T_{ec} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_e c^2}{E_{\gamma}(1 - \cos\theta)}}$$

En fonction de l'angle d'incidence, on a une énergie comprise entre :

$$0 < T_{ec} < \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_e c^2}{2 \times E_{\gamma}}}$$

Dans le cas du photon rétro-diffusé :

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{\frac{2 \times E_{\gamma}}{m_e c^2} + 1}$$

ce qui donne si E_{γ} est très grand :

$$\lim_{E_{\gamma} \rightarrow \infty} E_{\gamma}' = \frac{m_0 c^2}{2} = 255 \text{ keV}$$

Dans le cas des électrons Compton :

On pose, là aussi, $m_0 c^2 = 511 \text{ keV}$, ce qui donne :

$$T_{ec \text{ max}} = \frac{4E_{\gamma}^2}{1 + 4E_{\gamma}}$$

Remarque : Dans cet exemple E est exprimée en MeV.

La somme des énergies cinétiques des particules émises et des énergies des rayonnements est égale à l'énergie du photon à l'origine de l'interaction.

Effet de matérialisation

Il s'agit de la matérialisation d'électrons dans un champ coulombien (Figure 2.5). Dans le cas où l'interaction se ferait dans le champ du noyau, l'énergie transmise à celui-ci est très

faible du fait de sa masse importante, on peut donc négliger son influence, l'énergie seuil de l'interaction est alors égale à la somme des énergies de masse au repos des deux particules qui sont créées, soit 1,022 MeV.

Elle peut se faire dans le champ coulombien d'un électron, son influence n'est pas négligeable et l'énergie seuil est alors de 2,044 MeV, trois particules étant alors émises.

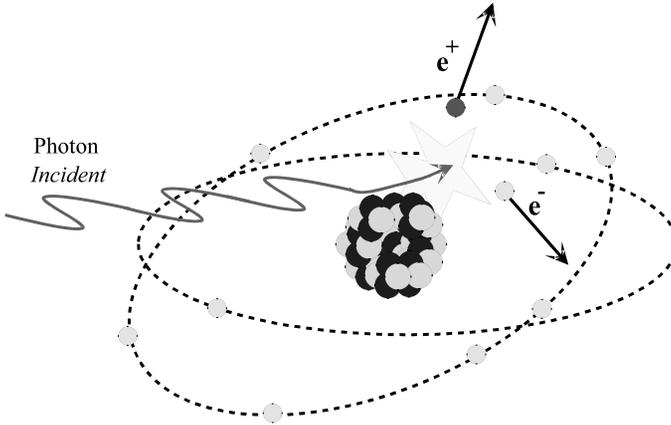


Figure 2.5. Effet de matérialisation.

On observe la disparition du photon et la mise en mouvement d'une paire de particules légères chargées. Cet effet s'appelle aussi l'effet de création de paires.

Si on se contente d'étudier les matérialisations qui se produisent dans le champ du noyau, (les plus probables étant donné l'énergie des photons couramment rencontrés), la loi de conservation de l'énergie s'écrit :

$$E_{\gamma} = 2m_e c^2 + T_{e^-} + T_{e^+}$$

L'interaction est, bien entendu, nulle pour $E_{\gamma} < 1,022$ MeV et, contrairement à l'effet photoélectrique et Compton, elle augmente lorsque l'énergie du photon augmente.

Elle varie également selon le Z de la cible :

- en Z^2 pour les interactions dans le champ coulombien du noyau ;
- en Z pour les interactions dans le champ coulombien de l'électron.

Remarque : Lorsque le positon aura cédé toute son énergie dans le milieu, on retrouvera le phénomène d'annihilation qui sera évoqué plus loin.

La figure 2.6 montre l'importance relative de chacun des effets en fonction de l'énergie du photon et de la masse atomique du matériau. Chaque corps simple ou composé possède une courbe caractéristique (Figure 2.7).

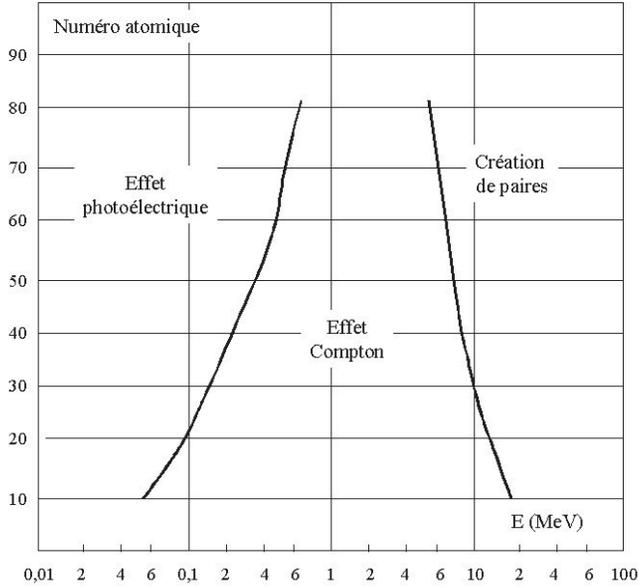


Figure 2.6. Importance relative des interactions élémentaires γ en fonction du numéro atomique de l'élément.

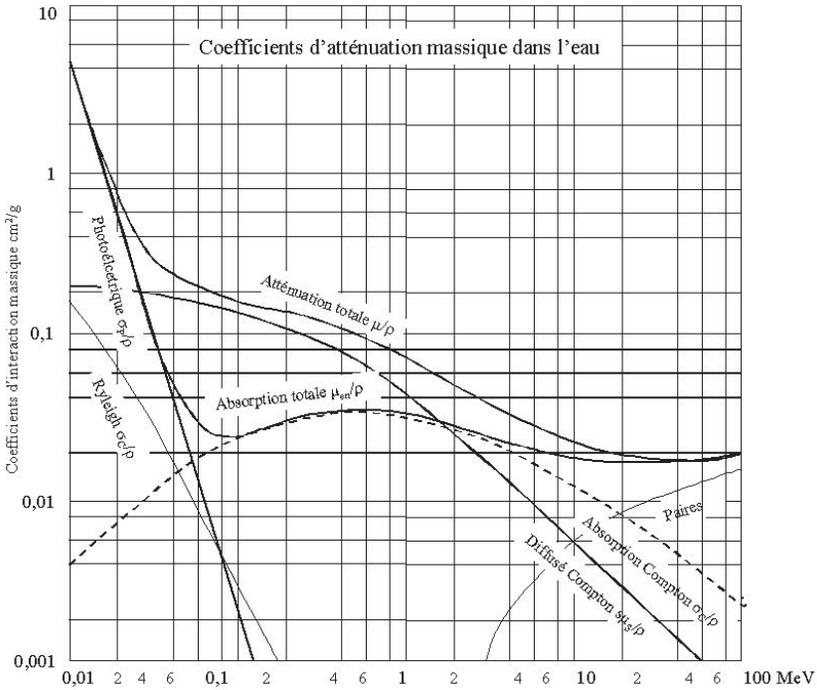


Figure 2.7. Représentation graphique des coefficients d'atténuation massique de chaque interaction dans l'eau en fonction de l'énergie du photon incident (d'après Evans 1955).

2.1.2.2. Les autres effets

Absorption par le noyau

Si le photon a une énergie correspondant à l'énergie nécessaire pour porter le noyau d'un état énergétique à un autre niveau énergétique possible, le photon peut être capturé et le noyau se trouve ainsi excité. C'est ce que l'on appelle la résonance.

La désexcitation du noyau pourra se faire par :

- l'émission d'un γ d'énergie égale à celle du photon qui a créé l'excitation ;
- l'émission d'un γ d'énergie inférieure à celle du photon qui a créé l'excitation et une excitation résiduelle du noyau ;
- l'émission de plusieurs photons de plus faible énergie émis en cascade ;
- l'émission d'électrons de conversion ;
- l'émission de nucléons qui pourront être plus ou moins nombreux selon l'énergie qui aura été fournie au noyau.

Ainsi on observa pour la première fois en 1934 la décomposition du noyau de deutérium en ses deux constituants sous l'action de photons de 2,62 MeV.

Diffusions Thomson et Rayleigh

Ces deux interactions avec le cortège électronique de l'atome consistent en des diffusions sans changement de longueur d'onde, le photon diffusé a donc une énergie égale à celle du photon incident. La diffusion Thomson se produit sur les électrons libres ou peu liés alors que la diffusion Rayleigh se produit sur des électrons plus liés.

2.1.2.3. Résultat des interactions

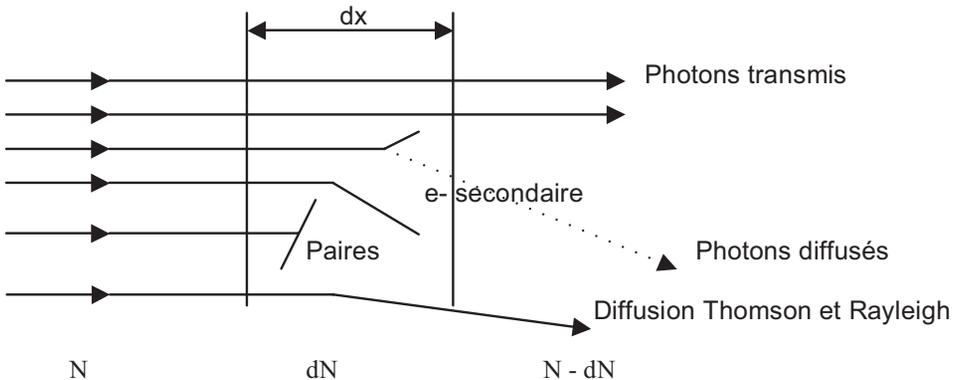


Figure 2.8. Représentation du devenir des particules en fonction des interactions qui se sont produites dans un milieu.

Le passage de rayonnements électromagnétiques dans la matière conduira à (Figure 2.8) :

- une transmission intégrale du photon derrière la cible ;
- la mise en mouvement d'électrons secondaires dans le milieu ;
- l'émission de photons diffusés d'énergie dégradée ;
- l'émission de photon diffusé d'énergie initiale.

Section efficace

La section efficace microscopique notée σ s'exprime en unité de surface. Comme elle représente une valeur à l'échelle atomique (donc très petite), on utilisera une unité particulière, le barn (b) : $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

La section efficace totale est la somme des sections efficaces partielles :

$$\sigma = \sigma_{TOT} = \sum_i \sigma_i = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pp}$$

Coefficients d'atténuation

La section efficace microscopique représente un domaine d'interaction à l'échelle atomique, mais elle est peu pratique en ce qui concerne l'interaction dans un matériau. On définit donc des coefficients d'atténuation qui peuvent être de plusieurs types :

- Coefficient d'atténuation linéique :

$$\mu = n_c \times \sigma$$

où :

- n_c est le nombre de particules cibles par unité de volume dans la cible : $n_c = \frac{N_A \cdot \rho}{A}$
- N_A : nombre d'Avogadro ($6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)
- ρ : masse volumique ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)
- A : masse atomique ($\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$)

On obtient donc :

$$\mu = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot \sigma \text{ en cm}^{-1}$$

- Coefficient d'atténuation massique : il présente le même intérêt que l'expression d'une épaisseur en masse surfacique :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot \sigma \text{ en cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$$

Les tables de coefficient d'atténuation sont généralement données avec cette grandeur.

- Coefficient d'atténuation partiel étant directement lié à la section efficace, il est donc représentatif d'un effet :

$$\mu_i = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \cdot \sigma_i$$

Le coefficient d'atténuation total est la somme des coefficients d'atténuation :

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_{pp}$$

Coefficient d'absorption et de diffusion

Sur la figure 2.8, il est fait état du devenir des rayonnements après interaction avec le milieu. On notera que l'énergie totale perdue du faisceau initial est égale à la somme des

énergies cinétiques des électrons secondaires absorbées par le milieu et à l'énergie des rayonnements diffusés en dehors du milieu.

Tableau 2.1. Bilan énergétique des interactions.

E	=	E_{tr}	+	E_s
Énergie perdue par le faisceau incident		Énergie cinétique des e-secondaires		Énergie des photons secondaires
Atténuation		Absorption		Diffusion
		↓		↓
μ	=	$\mu_{tr} (= \mu \cdot E_{tr}/E)$	+	$\mu_s (= \mu \cdot E_s/E)$
Coefficient global d'atténuation		↓ Kerma = $\mu_{tr}/\rho \cdot \Phi \cdot E$		

Le Kerma exprime un transfert d'énergie (cf. paragraphe 3.2.3).

Loi d'atténuation

Lors du passage dans un matériau, les photons ont une certaine probabilité d'interagir et le nombre de photons diminue avec l'épaisseur. Cette diminution suit une loi exponentielle, lorsque l'on se trouve dans un faisceau collimaté, dans laquelle $\frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient d'atténuation total.

L'évolution du nombre de photons dans l'écran est de la forme :

$$n_{(x)} = n_0 \cdot e^{-\mu x}$$

où $e^{-\mu x}$ représente la fraction de photons qui n'ont pas interagi, on appelle aussi ce membre d'équation le facteur de transmission.

Épaisseur de demi-atténuation

Par définition, l'épaisseur ou la couche de demi-atténuation (CDA) est l'épaisseur de matériau qu'il est nécessaire d'interposer pour diminuer de moitié le nombre de photons incidents. L'épaisseur moitié est généralement notée : $x_{1/2}$

D'après la loi d'atténuation, on détermine que : $x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$.

Les valeurs des épaisseurs moitié et dixième sont fonction de la nature du matériau et de l'énergie des photons incidents.

Tableau 2.2. Exemples de valeurs de coefficients d'atténuation et d'épaisseurs de demi-atténuation.

$E = 1 \text{ MeV}$	Pb	Fe	Eau	Béton
$\mu \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	0,79	0,47	0,07	0,15
CDA (cm)	0,88	1,47	9,90	4,62
$\rho \text{ (g}\cdot\text{cm}^{-3}\text{)}$	11,30	7,85	1,00	2,30

2.1.2.4. Facteur d'accumulation (Build-up Factor)

Le facteur d'accumulation est un facteur dont la valeur sera toujours supérieure ou égale à 1. Il est noté B . Il est lié au fait que le faisceau de rayonnements ne soit pas collimaté ou qu'il soit quelconque. Ce sont les rayonnements secondaires qui sont à l'origine de l'augmentation du nombre de photons. Ces rayonnements secondaires sont :

- les photons diffusés Compton ;
- les photons issus de l'annihilation consécutive à la production de paires ;
- les photons de fluorescence produits par la réorganisation du cortège électronique ;
- les photons diffusés de Thomson-Rayleigh.

$$B = \frac{\Phi_{\text{primaire}} + \Phi_{\text{secondaire}}}{\Phi_{\text{primaire}}}$$

La loi de Bert-Lambert donne :

$$n_{(x)} = n_0 \cdot e^{-\mu x} \cdot B$$

où B , facteur d'accumulation, ou *build-up factor*, dépend de la nature et de l'épaisseur de l'écran, de l'énergie des photons, de la géométrie source-écran.

$$B = 1 + (0,8 \times b^{1,24}) \text{ pour le } {}^{60}\text{Co}$$

où b est l'épaisseur du matériau exprimé en nombre de libre parcours moyen.

2.1.3. Interaction des particules chargées avec la matière

On les divise également en deux groupes :

- les particules lourdes chargées ;
- les particules légères chargées.

2.1.3.1. Ralentissement des électrons, collisions et rayonnements de freinage

Les particules légères chargées ont principalement les origines suivantes :

- les électrons et les positons issus de la désintégration de noyaux ;
- les électrons mis en mouvement ;
- les électrons et positons issus de phénomènes de matérialisation ;
- les électrons émis lors de phénomènes de désexcitation :
 - du noyau par le phénomène de conversion interne ;
 - du cortège électronique par l'intermédiaire d'émission d'électrons Auger ;

On définit le pouvoir de ralentissement ou pouvoir d'arrêt comme étant le rapport de la valeur moyenne de la perte d'énergie par unité de longueur de la trajectoire :

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right)$$

La valeur du pouvoir de ralentissement dépend de la nature du matériau traversé et de l'énergie de la particule : il varie donc, dans un même matériau, tout au long de la trajectoire.

On définit également le pouvoir d'arrêt massique qui présente comme intérêt l'indépendance de l'état physique :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \times \frac{dE}{dx}$$

Deux mécanismes de perte d'énergie sont possibles pour les particules chargées :

- les collisions qui regroupent les phénomènes d'ionisation et d'excitation ;
- le rayonnement de freinage avec les noyaux.

Ionisation

Il s'agit de l'arrachement d'un des électrons très liés du cortège électronique (Figure 2.9).

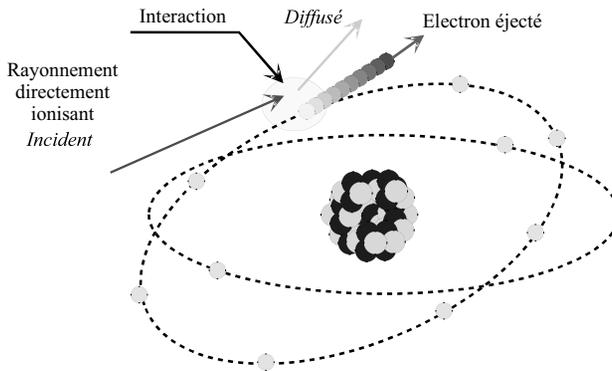


Figure 2.9. Phénomène d'ionisation par une particule chargée.

Cette interaction n'est possible que si l'énergie incidente est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron sur sa couche.

Une partie de l'énergie transférée est utilisée pour réaliser l'extraction de l'électron, l'autre partie est utilisée sous forme d'énergie cinétique par l'électron éjecté. Il y a donc deux électrons mis en mouvement suite à une ionisation.

D'un atome électriquement neutre au départ, on obtient après l'interaction un atome chargé une fois positivement (ion lourd) et un électron libre. Ce couple est appelé paire d'ions.

Excitation

L'énergie cédée à l'électron est inférieure à l'énergie de liaison de l'électron (Figure 2.10). L'électron est « bousculé », passant sur une couche plus externe, donc moins liée. Le cortège électronique est alors dit « excité ». En effet l'état énergétique du cortège électronique est plus important (le surplus d'énergie est égal à la différence d'énergie de liaison entre le niveau initial et le niveau final, c'est également l'énergie qui a été cédée à l'électron).

La lacune créée provoque un réarrangement du cortège, le surplus d'énergie étant réémis sous forme :

- de photons : il s'agit de l'émission d'un photon dont l'énergie va de l'ultraviolet au X. L'énergie du photon émis est égale à la différence d'énergie de liaison entre les couches ;
- d'électrons : il s'agit de l'émission d'un électron dit « électron Auger ».

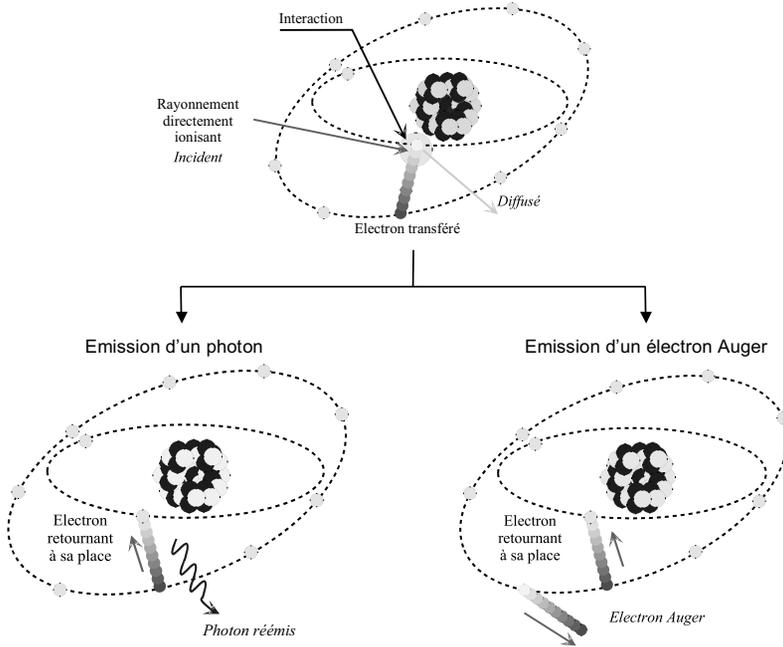


Figure 2.10. Phénomène d'excitation et ses conséquences.

L'ensemble de ces deux interactions est regroupé sous le terme générique de collisions (même s'il n'y a pas de choc direct).

Interaction avec les noyaux

L'autre interaction pour les particules légères chargées est la déviation. En passant dans le champ coulombien du noyau, la particule va interagir et être déviée. D'après les lois de l'électromagnétisme classique, toute accélération d'une particule chargée se traduit par une perte d'énergie émise sous forme de rayonnement : c'est le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*).

Cette émission d'énergie est d'autant plus importante que l'angle de déviation (donc l'accélération) est important. Pratiquement l'importance du rayonnement de freinage est d'autant plus grande que l'énergie de l'électron incident est élevée et que le Z de la cible est grand (Figure 2.11).

Ce phénomène est employé pour la production de rayons « X » utilisés en radiographie. On définit donc un pouvoir de ralentissement pour chacun des deux effets qui conduiront à une perte d'énergie. Le pouvoir de ralentissement est le rapport de la valeur moyenne de la perte d'énergie par unité de longueur de la trajectoire :

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right) , \text{ exprimé en } \text{MeV} \cdot \text{cm}^{-1}.$$

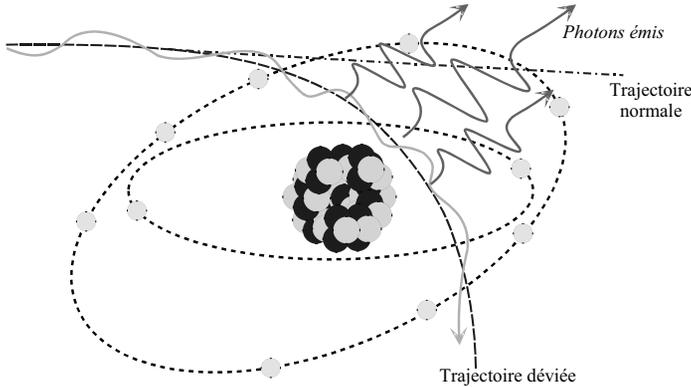


Figure 2.11. Phénomène d'émission de rayonnements de freinage.

Pouvoir d'arrêt massique par collision

Entre un e^- en mouvement et un électron périphérique d'un atome, il y a expulsion de l'électron (ionisation) ou changement d'orbite (excitation), le pouvoir d'arrêt massique par collision est :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{collision}}, \text{ exprimé en } \text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}.$$

Pouvoir d'arrêt massique par freinage

Un électron e^- en mouvement passe dans le champ coulombien du noyau, il y a attraction, décélération de l'électron et émission de photons, le pouvoir d'arrêt par freinage est :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{freinage}}, \text{ exprimé en } \text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}.$$

L'énergie émise sous forme de photons est prélevée sur l'énergie cinétique de l'électron. L'énergie du photon de freinage peut être égale à l'énergie cinétique de l'électron avant l'interaction.

Le pouvoir de ralentissement total est la somme de ces deux pouvoirs de ralentissement :

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{collision}} + \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{freinage}}$$

Les autres effets des e^- dans la matière

Les réactions nucléaires conduisent à une capture électronique quand les niveaux d'excitation et d'énergie sont compatibles.

Cas des positons β^+ et e^+

Le positon est une antiparticule qui ne peut exister lorsqu'il ne se déplace pas (Figure 2.12). Ainsi lorsqu'il aura cédé toute son énergie dans la matière, le positon s'associera avec un électron du milieu, les deux particules se dématérialiseront produisant de l'énergie (égale à la somme des deux énergies de masse, soit deux fois 0,511 MeV).

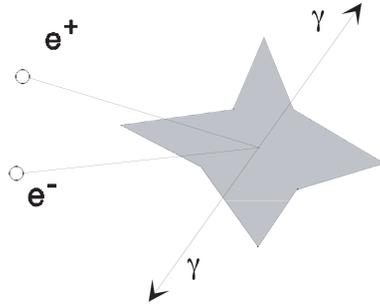


Figure 2.12. Phénomène d'annihilation.

Effet Cerenkov

La limite pour la vitesse d'une particule est celle de la lumière dans le vide ($\approx 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Or, celle-ci est plus faible dans un milieu autre que le vide (divisée par n , indice de réfraction). Une particule pourra donc dépasser cette vitesse.

Nous savons que les électrons ont une vitesse très proche de celle de la lumière dans le vide, ils peuvent donc traverser un matériau à une vitesse supérieure à celle de la lumière.

Au même titre que le dépassement de la vitesse du son conduit à la production d'une onde de choc sonore, le dépassement de la vitesse de la lumière conduit à la création d'une onde de choc électromagnétique, caractérisée par une lumière bleu visible dans les milieux.

Parcours et portée des e^-

Lorsqu'une particule pénètre dans la matière, elle y produit des interactions pouvant conduire à des déviations importantes de celle-ci. Il y a donc lieu de considérer deux grandeurs différentes :

- *le parcours* : c'est la distance effectivement parcourue dans la matière (la longueur de la trajectoire) ;
- *la portée* : c'est la profondeur de pénétration de la particule dans la matière.

Ces deux grandeurs peuvent être exprimées en unité de masse surfacique ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$).

Il existe plusieurs relations empiriques donnant la valeur de la portée des électrons. Dans ces relations, l'énergie est exprimée en MeV :

- Relations de Katz et Penfold :

– pour $100 \text{ keV} < E < 3 \text{ MeV}$: $P_{\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}} = 0,412 E^{1,265 - 0,0954 \cdot \ln E}$

– pour $E > 3 \text{ MeV}$: $P_{\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}} = 0,53E - 0,106$

- Relation de Faether :

– pour $E > 0,8 \text{ MeV}$: $P_{\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}} = 0,54E - 0,16$

Remarque : Dans la plupart des ouvrages, le terme de parcours est utilisé à tort pour désigner la portée.

Atténuation du spectre β

Lors de leur pénétration dans la matière, les électrons vont interagir entraînant une perte d'énergie. Cela conduira à la dégradation du spectre par :

- la disparition des électrons de plus faible énergie ;
- la diminution de l'énergie des électrons du spectre.

Ces deux phénomènes entraînent un déplacement du spectre aux basses énergies, là où le pouvoir de ralentissement est le plus fort.

La variation de l'énergie cédée par un spectre β en fonction de l'épaisseur peut être représentée par une courbe du type de la figure 2.13.

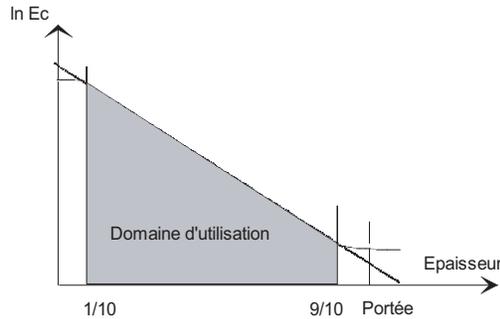


Figure 2.13. Atténuation de l'énergie cédée par un spectre β en fonction de la portée.

Cette courbe n'est valable que pour l'atténuation du spectre β et présente (en coordonnées semi-logarithmiques) une partie linéaire, entre 1/10 et 9/10 de la portée maximum des électrons du spectre.

On peut donc considérer que l'énergie cédée varie exponentiellement sur cette plage.

Loevinger a donné l'expression de l'évolution de cette énergie cédée localement en fonction de l'épaisseur de matériau traversé dans l'air, l'eau et les milieux légers :

$$E_{\text{cédée}}(x) = E_{\text{cédée}}(0) \times e^{-k\rho x}$$

Ce facteur k est déterminé dans les deux milieux de référence choisis, grâce aux formules suivantes :

– Pour l'air :

$$k = \frac{16}{(E_{\beta_{\text{max}}} - 0,036)^{1,4}} \text{ en cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$$

– Pour l'eau et les matériaux légers :

$$k = \frac{18,6}{(E_{\beta_{\text{max}}} - 0,036)^{1,37}} \text{ en cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$$

Dans les trois relations précédentes l'énergie est exprimée en MeV.

Pouvoir d'ionisation

De la même façon que pour le pouvoir de ralentissement, on peut définir l'ionisation spécifique I_s comme étant le nombre de paires d'ions créées dI par unité de parcours dx :

$$I_s = \frac{dI}{dx}$$

Ce terme est bien évidemment fonction de l'énergie de la particule, il peut être déterminé expérimentalement. Connaissant le pouvoir de ralentissement de la particule (perte d'énergie par unité de parcours) et la valeur de l'ionisation spécifique, on peut déterminer l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire d'ions dans la matière :

$$\bar{W} = \frac{S_{\text{coll}}}{I_s} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}}}{\left(\frac{dI}{dx}\right)} = \frac{(dE)_{\text{coll}}}{dI}$$

La valeur de \bar{W} est pratiquement indépendante de l'énergie de la particule, elle varie de 1% dans le cas de particules α d'énergie comprise entre 4 et 9 MeV.

Le tableau 2.3 donne la valeur de \bar{W} pour quelques éléments.

Tableau 2.3. Exemples de valeurs moyennes pour créer une paire d'ions dans certains gaz.

	Air	Argon	Azote	CO ₂	Méthane	Argon - Méthane
\bar{W} (eV)	33,7	26,2	34,3	32,8	27,3	27

La valeur de l'énergie moyenne nécessaire pour arracher un électron dans ces matériaux est en fait inférieure (10 à 15 eV). En effet, la valeur de \bar{W} prend en compte la part de l'énergie cédée non sous forme d'ionisation mais d'excitation du cortège.

Transfert linéique d'énergie

On appelle transfert linéique d'énergie (TLE), l'énergie transférée par la particule au milieu par unité de longueur de trajectoire.

La valeur de ce transfert linéique d'énergie est donnée par la relation de Bethe :

$$\text{TLE} = \frac{K \times z^2 \times n \times Z}{v^2}$$

où :

- K représente une constante,
- z est la charge de la particule incidente,
- v est la vitesse de la particule incidente,
- n est le nombre d'atomes par unité de volume,
- Z est le numéro atomique du milieu.

Le TLE est exprimé couramment en KeV· μm^{-1} .

En analysant cette relation, on s'aperçoit que le TLE est :

- proportionnel :
 - au carré de la charge de la particule incidente ;
 - au nombre d'atomes constituant le milieu ;
 - au nombre de charges des atomes constituant ce milieu ;
- inversement proportionnel :
 - au carré de la vitesse de la particule incidente.

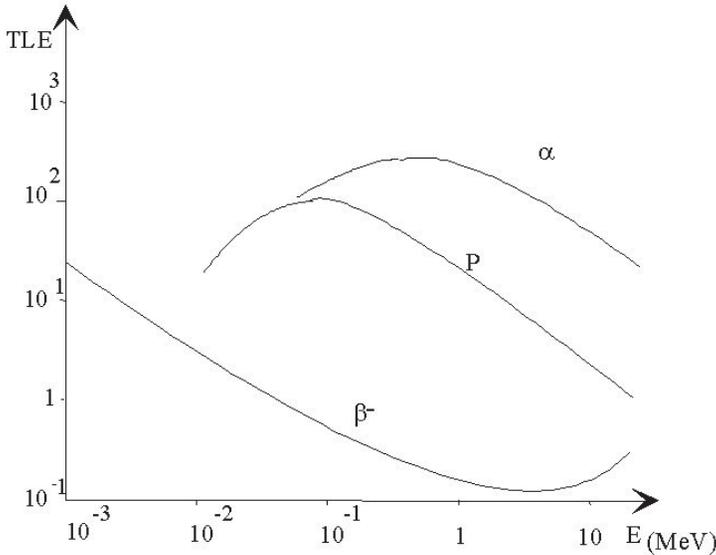


Figure 2.14. Évolution du TLE pour différentes particules en keV/μm (d'après D.J. Gambani et R. Granier, 1996).

2.1.3.2. Modes d'interaction des particules lourdes chargées

Les interactions des particules α dans la matière se font essentiellement avec les électrons du cortège. En effet, les interactions avec le noyau (hors absorption par le noyau) ne seront observées qu'en fin de parcours.

Interaction avec les électrons du cortège électronique

Du fait de la charge deux fois positive de la particule α , et de sa vitesse réduite, les interactions avec les électrons sont nombreuses. Les transferts d'énergie et les angles de diffusion sont faibles.

Lors des interactions, une partie de l'énergie de la particule α sera cédée à l'électron. On observera donc les deux phénomènes déjà connus que sont l'ionisation et l'excitation.

Portée de la particule α

Les interactions des particules lourdes chargées se faisant essentiellement avec les électrons conduisent à des diffusions faibles. On peut en déduire que le parcours dans la matière est rectiligne, avec une légère déviation en fin de parcours (correspondant aux interactions avec les noyaux).

On peut donc assimiler, dans le cas des particules lourdes chargées, le parcours à la portée (Figure 2.15).

On observe bien dans ce cas que les deux grandeurs parcours et portée sont quasiment identiques.

Une relation permet de calculer la portée exprimée en cm des particules α dans l'air :

$$P_{\text{air}} = 0,32 \times E^{1,5} \text{ pour } 3 \text{ MeV} < E_{\alpha} < 9 \text{ MeV}.$$

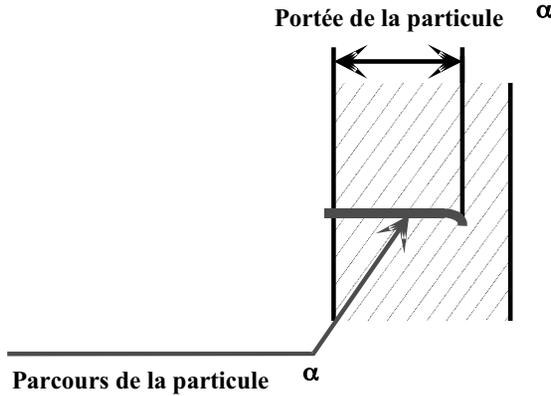


Figure 2.15. Parcours d'une particule α dans la matière.

Remarque : Cette relation couvre la gamme d'énergie des émissions α et donne la valeur de la portée avec une précision de $\pm 10\%$.

On peut déterminer la portée dans des matériaux simples différents P_1 , P_2 à partir d'une portée de référence pour laquelle cette valeur est connue.

- Règle de Kleeman :

$$P_2 = P_1 \times \frac{\rho_1}{\rho_2} \times \sqrt{\frac{A_2}{A_1}}$$

Le matériau de référence utilisé le plus souvent est l'air (pour lequel $A = 14,5$), les masses volumiques sont exprimées en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$. A est le nombre de masse du milieu.

2.1.4. Interactions des neutrons

2.1.4.1. Interactions des neutrons avec les noyaux

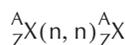
On peut classer les différentes interactions des neutrons avec la matière en deux familles :

- la diffusion : ralentissement des neutrons par transfert d'une partie de leur énergie au milieu ;
- la capture : disparition du neutron par absorption.

Diffusion élastique

Par définition, dans ce cas, il y a conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement. L'énergie du neutron incident est entièrement communiquée au neutron diffusé et à la cible. Lors du « recul » du noyau, celui-ci peut perdre son cortège électronique, pour former ainsi une particule très lourde fortement chargée (facilement détectable). Ce type d'interaction est toujours énergétiquement possible, il n'y a donc pas là de notion de « seuil » de réaction.

En utilisant la notation appliquée aux réactions nucléaires, on obtient :



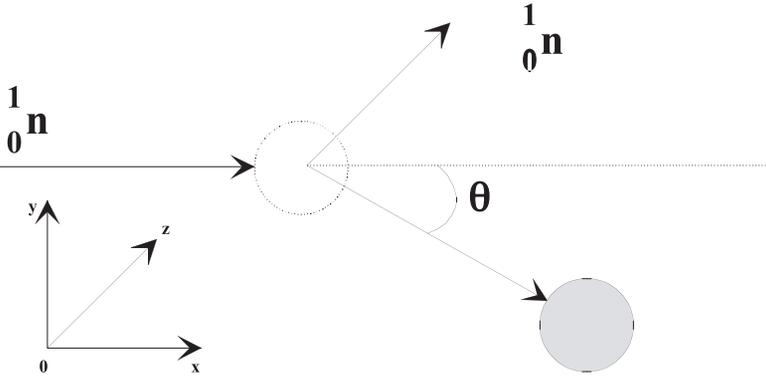


Figure 2.16. Diffusion élastique.

Les lois de conservation permettent de déterminer l'énergie cédée par le neutron au noyau :

$$E_{\text{cible}} = \frac{4m_n \cdot m_{\text{cible}}}{(m_n + m_{\text{cible}})^2} \times E_n \times \cos^2 \theta$$

Trois cas sont particulièrement intéressants à étudier :

– Si $m_c = m_n$ (cas de l'atome d'hydrogène où m représente le nombre de masse), l'équation de transfert d'énergie se simplifie, l'énergie maximale cédée est égale à l'énergie du neutron incident. Il y a apparition de protons de recul facilement détectables (c'est d'ailleurs un des principes de dosimétrie des neutrons), ce phénomène est la cause de plus de 90% des effets biologiques des rayonnements dans les tissus pour les neutrons rapides.

– Si $m_c \gg m_n$ (cas des matériaux lourds), l'énergie maximale transférée au matériau cible peut s'exprimer par la relation simplifiée :

$$E_{\text{max cible}} = \frac{4}{m_{\text{cible}}} \times E_n$$

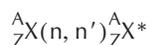
– Si on simplifie la formule en posant $m_n = 1$ et $m_{\text{cible}} = A$, on obtient :

$$E_{\text{cible}} = \frac{4A}{(A + 1)^2} \times E_n \times \cos^2 \theta$$

Remarque : Plus le noyau sera lourd, moins la perte d'énergie à chaque interaction sera importante, donc les matériaux lourds seront de mauvais ralentisseurs des neutrons intermédiaires.

Diffusion inélastique

Lors de cette diffusion il n'y a pas conservation de l'énergie cinétique. Le neutron est absorbé par le noyau et un neutron de plus faible énergie est réémis très rapidement, la différence d'énergie étant conservée par le noyau sous forme d'énergie d'excitation. Ce phénomène de diffusion se note :



Du fait de l'existence de niveaux d'excitation possibles du noyau, cette interaction n'est possible que si l'énergie cinétique du neutron est supérieure au premier niveau énergétique du noyau cible. Si l'énergie cinétique du neutron incident est suffisante, plusieurs voies correspondant aux différents niveaux d'excitation sont possibles.

Dans tous les cas, le noyau cible subit un recul et l'énergie fournie par le neutron est partagée entre énergie d'excitation du noyau et énergie cinétique de celui-ci, l'énergie seuil de la réaction n'est donc pas E_{\min}^* mais $E_{\min}^* \cdot (A+1)/A$, l'énergie emportée par le noyau cible sous forme d'énergie de recul étant $E_n/(A+1)$.

La désexcitation du noyau se fera :

- par l'émission de photons (éventuellement plusieurs en cascade) dont l'énergie (ou la somme des énergies) sera égale à la différence d'énergie entre l'état excité et l'état fondamental ;
- par l'émission d'électrons ou par conversion interne.

Ce sera l'interaction privilégiée pour les neutrons rapides dans les matériaux lourds.

Capture radiative

Le neutron est capturé par le noyau qui se retrouve à un état énergétique supérieur à son état fondamental, le supplément d'énergie sera alors émis sous forme de photons (ou par phénomène de conversion interne). Si le noyau obtenu est radioactif, on dit qu'il y a eu activation. Très souvent le type de radioactivité consécutif sera l'émission β^- puisque le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons aura augmenté, conduisant à un excès de neutrons.

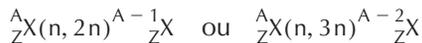
Exemple : L'énergie d'excitation lors de la capture radiative par ^{23}Na est de 6,4 MeV.

Capture non radiative

Lors de la réaction de capture, l'énergie d'excitation peut servir à extraire un certain nombre de particules du noyau, sous réserve que l'énergie soit suffisamment importante. Ces particules pourront être des particules chargées ou des neutrons.

• Émission de neutrons

On se retrouvera plus dans le cas de la diffusion inélastique, où le neutron est réémis immédiatement et, si l'énergie est encore suffisante après cette première phase, l'arrachement d'un autre neutron. On la note :



Cette réaction présente un seuil, puisqu'il est nécessaire de fournir un travail pour extraire un des neutrons.

Les deux exemples ci-dessous donnent les valeurs extrêmes des énergies seuil, pour la réaction (n, 2n) :



Ce type de réaction peut être utilisé pour faire la dosimétrie des neutrons très rapides en cas d'accident de criticité.

On pourra également observer des interactions de type (n, p), mais là encore pour des gammes d'énergie élevées.

• *Émission de particules chargées*

Parmi les interactions provoquant l'émission de particules chargées, nous nous contenterons de citer les réactions (n, p) et (n, α) de loin les plus probables (Tableau 2.4).

Cette interaction est à seuil, mais celui-ci peut être du domaine de l'énergie des neutrons thermiques, pour certains éléments (noyaux légers). Dans le domaine des neutrons lents, la section efficace de l'interaction diminue lorsque l'énergie augmente (en $1/v$), tandis que les éléments concernés par les interactions avec les neutrons rapides (réactions à seuil parfois élevé) voient la section efficace de l'interaction augmenter avec l'énergie, jusqu'à un maximum, avant de décroître (puisqu'elles entrent alors en compétition avec d'autres interactions).

Tableau 2.4. Exemples d'énergie seuil et de section efficace de quelques réactions (n, p) et (n, α).

Réaction	Énergie seuil (MeV)	Section efficace (barn)	
		$E_n = 0,025 \text{ eV}$	$E_n = 14 \text{ MeV}$
${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$	/	51 000	/
${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$	/	1,8	/
${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$	/	940	/
${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$	/	3 840	/
${}^{56}\text{Fe}(n, p){}^{56}\text{Mn}$	2,97	/	150
${}^{27}\text{Al}(n, \alpha){}^{24}\text{Na}$	3,25	/	120

Notons que la réaction ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$, est à la base de la production de ${}^{14}\text{C}$ dans l'atmosphère, sous l'effet des neutrons cosmiques et que la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ est couramment utilisée pour la détection des neutrons thermiques.

2.1.4.2. Atténuation dans les tissus biologiques

Comme pour les autres rayonnements indirectement ionisants, l'atténuation des neutrons dans les tissus suit une loi de forme exponentielle :

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

Les tissus musculaires composés d'éléments simples subissent les interactions suivantes :

- hydrogène 10,2% : diffusion élastique, capture radiative ;
- carbone 12,3% : diffusion élastique et inélastique et réaction (n, x) ;
- azote 3,5% : diffusion élastique et inélastique et réaction (n, x) ;
- oxygène 72,9% : diffusion élastique et inélastique et réaction (n, x).

2.2. Flux d'électrons secondaires dans un milieu irradié par un rayonnement électromagnétique

Nous avons vu que les photons interagissaient avec le matériau qu'ils irradiaient et qu'ils produisaient des électrons secondaires par effet photoélectrique, Compton ou création de paires, qui eux-mêmes interagissent par les processus d'ionisation.

Par ailleurs, les sections efficaces d'interaction croissant avec le numéro atomique du milieu irradié, le nombre d'électrons augmentera avec le Z des matériaux traversés par le flux primaire.

2.2.1. Notion d'équilibre électronique

Considérons un faisceau parallèle de photons mono-énergétiques passant du vide dans un milieu matériel disposé normalement à sa trajectoire. On suppose que le faisceau n'est pas atténué. Or, compte tenu que pour les photons la probabilité d'interagir par unité de longueur est constante, on admettra que chaque tranche d'épaisseur dx est le siège d'un nombre constant d'interactions.

Les électrons mis en mouvement emportent en moyenne toujours la même quantité d'énergie \overline{E}_{tr} et leur portée dans le milieu est donc fixée (4 dx dans l'exemple de la figure 2.17).

Au départ, chaque tranche dx est traversée par un nombre croissant d'électrons et ce n'est qu'à partir de la quatrième tranche que le nombre atteint une valeur qui demeure constante.

Au-delà de la profondeur correspondant à la portée maximale des électrons mis en mouvement, il y a autant d'électrons secondaires qui terminent leur parcours qu'il y en a de mis en mouvement. C'est à partir de cette profondeur que l'équilibre électronique est réalisé, le rapport entre la fluence de photons et la fluence d'électrons est alors constant.

Pour vérifier que l'équilibre électronique est réalisé à la profondeur considérée, on calculera la portée maximum des électrons mis en mouvement par les photons avec les relations de Katz et Penfold. Il convient donc de déterminer quelle est l'interaction la plus probable compte tenu de la nature de la matière et de l'énergie du rayonnement électromagnétique afin de connaître l'énergie maximale des électrons secondaires.

Dans le cas de l'effet photoélectrique prépondérant pour les matériaux légers (Al, air, tissus mous...) aux énergies γ incidentes inférieures à 50 keV et pour les matériaux lourds aux énergies inférieures à 1 MeV, on utilisera la formule suivante (on pourra négliger l'énergie de liaison de l'électron atomique) :

$$T_{e_{ph}} \approx h\nu \approx E_{\gamma}$$

Dans le cas de l'effet Compton, généralement prépondérant pour les matériaux légers aux énergies courantes des rayonnements γ , on emploie la relation donnant l'énergie maximale des électrons :

$$T_{e_{c_{max}}} \approx \frac{4E_{\gamma}^2}{1 + 4E_{\gamma}}$$

$T_{e_{c_{max}}}$ et E_{γ} sont exprimés en MeV.

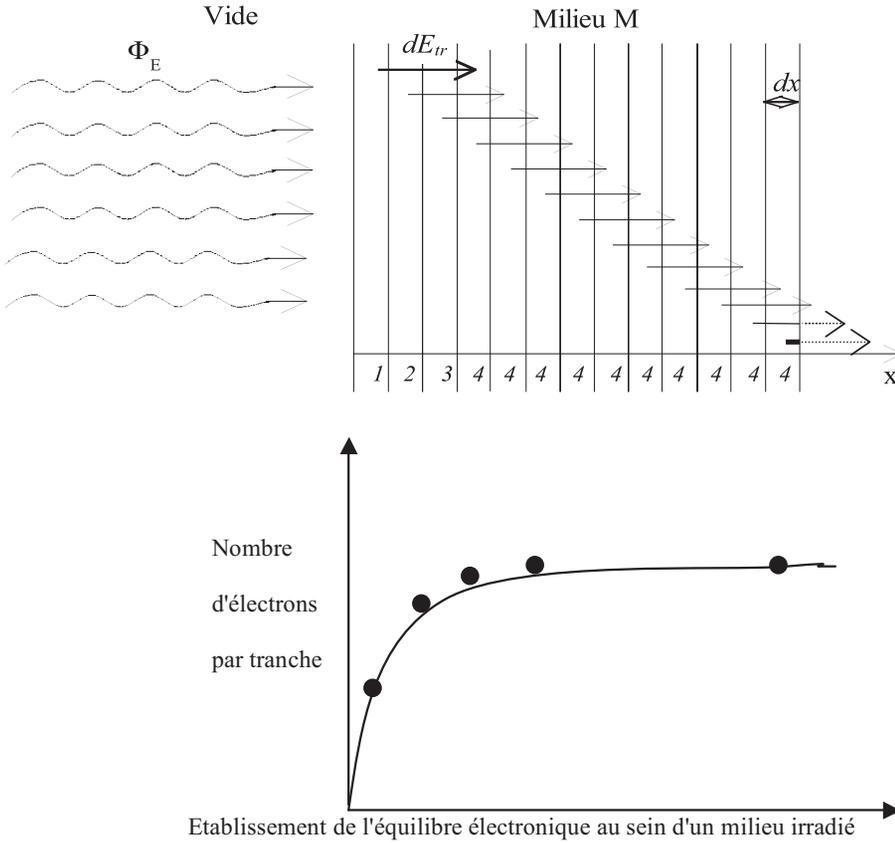


Figure 2.17. Évolution du nombre d'électrons secondaires mis en mouvement.

En réalité le flux de photons subit progressivement une atténuation et diminue. Dès que l'équilibre électronique est réalisé, le flux d'électrons secondaires diminue dans les mêmes proportions (Figure 2.18).

2.2.2. Variation du flux électronique à la traversée de deux milieux différents

La figure 2.19 rend compte de la variation du flux d'électrons secondaires aux interfaces lors de la traversée de deux milieux différents, elle ne tient pas compte de l'atténuation dans la matière. Le phénomène de rétrodiffusion montré sur ce schéma est lié au fait que le parcours des électrons est très perturbé et peut entraîner une redistribution des électrons dans le milieu en augmentant le flux d'électrons initial. L'augmentation du nombre d'électrons due à la rétrodiffusion entraîne une diminution du nombre d'électrons attendus plus loin dans le milieu.

On considère un faisceau de photons mono-énergétiques passant du vide à un milieu M1. Comme cela a été montré dans le cadre de l'équilibre électronique, le nombre d'électrons secondaires va croître et arriver à un niveau d'équilibre où il y aura un rapport constant entre le nombre d'électrons secondaires émis et le nombre de photons incidents.

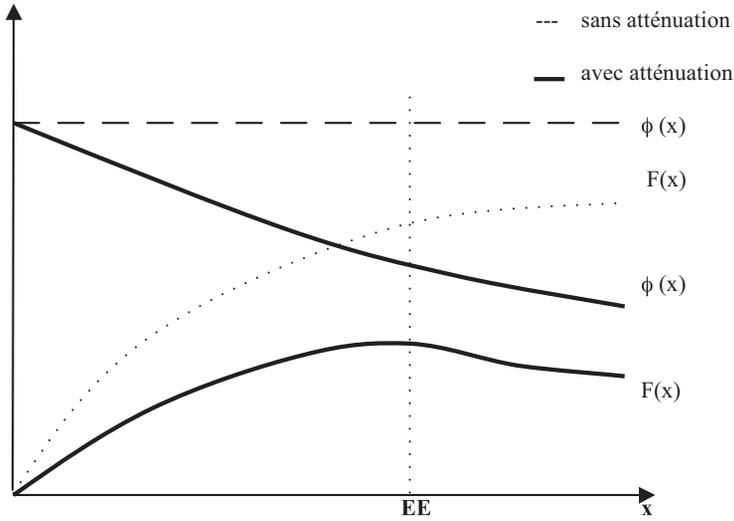


Figure 2.18. Évolution des flux de photons et d'électrons dans la matière.

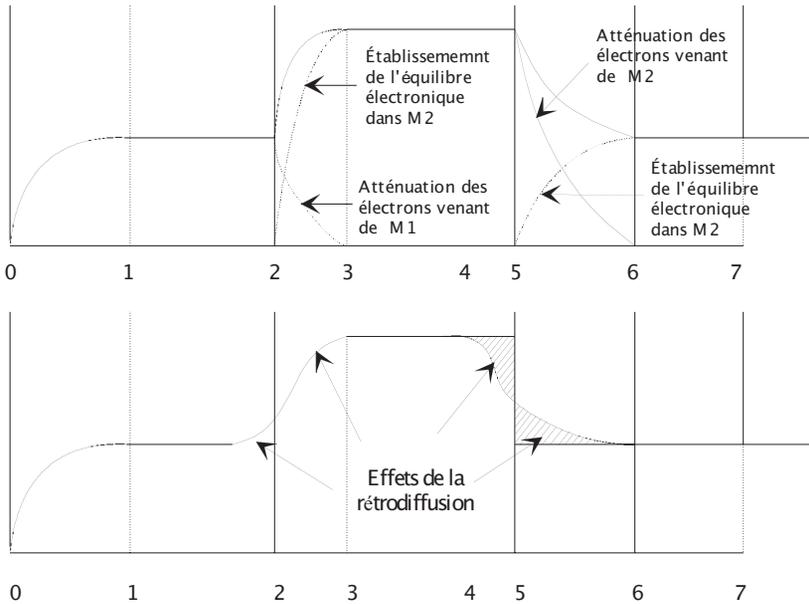


Figure 2.19. Évolution du flux d'électrons au passage de différents milieux (d'après H. de Choudens et G. Troesch, 1997).

À l'interface du second milieu, si le numéro atomique est plus important, le nombre d'interactions augmentera et le nombre d'électrons secondaires évoluera aussi tandis que le nombre d'électrons secondaires mis en mouvement dans le premier milieu va s'estomper progressivement au gré des ionisations qu'ils produiront. L'équilibre électronique sera réalisé dans le second milieu dès que le rapport Φ/F sera constant.

Les électrons mis en mouvement le sont du fait des interactions prédominantes vues au paragraphe 2.1.2.1, mais aussi de phénomènes de rétrodiffusion. Ainsi, lorsque le matériau qui suit est moins sujet à générer ce type de réactions, l'équilibre est déstabilisé à l'entrée, dans le matériau suivant et le rapport Φ/F diminue. De retour dans un écran constitué de matériau M1, l'influence de la diminution du nombre d'électrons rétrodiffusés est sensible et accentue la perte d'électrons mis en mouvement, l'équilibre électronique est réalisé quand le rapport Φ/F est constant.

Références

- De Choudens H. et Troesch G. (1997) *Radioprotection dans les installations nucléaires* (Lavoisier Tec & Doc).
- Evans R.D. (1955). *The Atomic Nucleus*, Mc Graw-Hill, New York.
- Gambini D.J. et Granier R. (1996) *Manuel pratique de radioprotection*. Éditions Médicales Internationales (Lavoisier Tec & Doc).

3

Grandeurs radiométriques et dosimétrie

*Isabelle Aubineau-Lanièce,
Bruno Lauwers, Didier Paul*

Introduction

Les paragraphes de ce chapitre décrivent les grandeurs caractérisant l'émetteur et le récepteur, à savoir le champ de rayonnement représenté par des grandeurs radiométriques d'un côté, le dosimètre et l'homme exposé de l'autre côté, décrits par des grandeurs dosimétriques traduisant le dépôt d'énergie. À chaque grandeur physique correspond un concept et une unité propres, rigoureusement définis par l'ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) qu'il est nécessaire de bien connaître et de ne pas confondre. Du becquerel au sievert, le but de ce chapitre est de savoir interpréter et relier ces unités par l'intermédiaire des coefficients d'interaction qui permettent, à partir d'un nombre de particules, de déterminer l'énergie déposée par ces particules dans une masse inerte ou vivante en prenant en compte dans le cas particulier de l'homme, la nature du rayonnement et son poids biologique.

Les limites d'utilisation des différentes notions de dose en radioprotection (équivalent de dose, dose équivalente, dose efficace) seront abordées pour des petits domaines, à l'échelle de la cellule ou des noyaux de cellule par exemple, masses qui requièrent l'utilisation d'une autre discipline fondée également sur un certain nombre de quantités de base, la microdosimétrie.

3.1. Grandeurs radiométriques

3.1.1. Quantités intégrales

Ces quantités caractérisent le rayonnement, dans tous les milieux (vide ou matériaux) qu'il soit émis, transmis ou reçu (Tableau 3.1).

- *Nombre de particules* symbolisé par la lettre N . Il représente le nombre de particules présentes, émises, transférées ou reçues dans un milieu. Cette grandeur n'a pas d'unité.
- *Énergie radiante* symbolisée par la lettre R . C'est la somme de l'énergie des particules présentes, émises, transférées ou reçues, à l'exclusion de l'énergie au repos de cette particule. L'énergie radiante s'exprime en joule.

3.1.2. Quantités globales en un point

• *Fluence de particules.* La fluence de particules est égale au quotient du nombre de particules dN ayant pénétré dans une sphère de section diamétrale d'aire da (Figure 3.1). La fluence de particule s'exprime en m^{-2} .

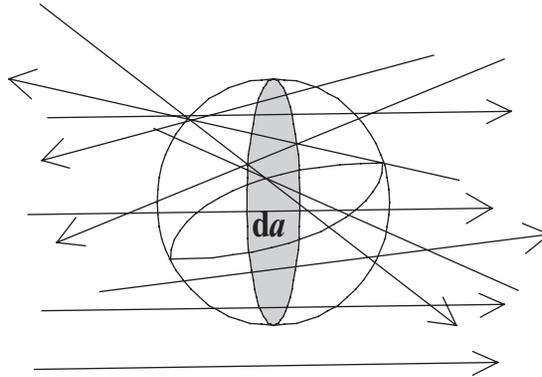


Figure 3.1. Fluence traversant une surface.

Φ est remplacé par la lettre F pour les particules directement ionisantes (α , β ...)

$$\Phi = dN / da \text{ ou } F = dN / da$$

Cette grandeur est calculable si l'on connaît l'activité, le taux d'émission, le temps d'exposition et la position de la source de rayonnements, elle est mesurable avec des appareils qui comptent des impulsions par unité de surface.

Remarque : La fluence n'est pas une grandeur directionnelle. Elle comptabilise les particules avec des poids indépendants de leur direction.

• *Fluence énergétique.* C'est l'énergie radiante traversant sur une sphère une section diamétrale d'aire da . Cette grandeur est calculable connaissant l'activité, l'énergie des rayonnements mis en œuvre et la position, le taux d'émission, le temps d'exposition à la source de rayonnements mais difficilement mesurable. Elle s'exprime en $J \cdot m^{-2}$.

$$\Psi = dR / da$$

• *Débit de fluence de particules.* Il représente le nombre de particules traversant un élément de surface da (section droite d'une sphère) par unité de temps. Il s'exprime en $m^{-2} \cdot s^{-1}$.

$$\dot{\Phi} = \varphi = \frac{d\Phi}{dt}$$

Cette grandeur est calculable si l'on connaît l'activité, le taux d'émission et la position de la source de rayonnements et mesurable avec des appareils comptant des débits d'impulsions par unité de surface.

• *Débit de fluence énergétique.* Il représente l'énergie radiante traversant une sphère sur une section diamétrale d'aire da par unité de temps. Il s'exprime en $W \cdot m^{-2}$

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt}$$

Cette grandeur est calculable mais difficilement mesurable.

• *Fluence spectrique*. Elle représente la fluence de particules des particules d'énergie comprise entre E et $E + dE$ sur l'énergie des particules. Elle s'exprime en $m^{-2} \cdot J^{-1}$.

$$\Phi_E = \frac{d\Phi}{dE}$$

Cette grandeur est calculable et mesurable.

Tableau 3.1. Grandeurs radiométriques.

Grandeurs radiométriques	Symbole	unité
Nombre de particules	N	1
Énergie radiante	R	J
Fluence de particules directement ionisantes	F	m^{-2}
Fluence de rayonnements indirectement ionisants	Φ	m^{-2}
Fluence énergétique	Ψ	$J \cdot m^{-2}$
Débit de fluence de particules directement ou indirectement ionisantes	φ ou $\dot{\Phi}$, \dot{F}	$m^{-2} \cdot s^{-1}$
Débit de fluence énergétique	$\dot{\Psi}$	$W \cdot m^{-2}$
Fluence spectrique	Φ_E	$m^{-2} \cdot J^{-1}$

3.2. Grandeurs dosimétriques

3.2.1. Rappel

Les grandeurs stochastiques :

- sont définies dans des domaines de taille finie, variant de façon discontinue dans le temps et dans l'espace ;
- de valeur non prédictible, mais la probabilité d'une valeur particulière est déterminée par une distribution de probabilité ;
- le caractère aléatoire ne préjuge pas de l'exactitude avec laquelle on peut déterminer des valeurs individuelles.

Les grandeurs non stochastiques :

- sont définies en tout point, en général, fonction continue et différentiable du temps et de l'espace (gradient et débit) ;
- de valeur calculable dans les conditions données ;
- estimées par la moyenne de valeurs observées d'une grandeur stochastique associée.

3.2.2. Dose absorbée

Par définition, l'énergie communiquée à un volume élémentaire de matière est égale à (Figure 3.2) :

$$\varepsilon = R_e - R_s + \sum Q_i$$

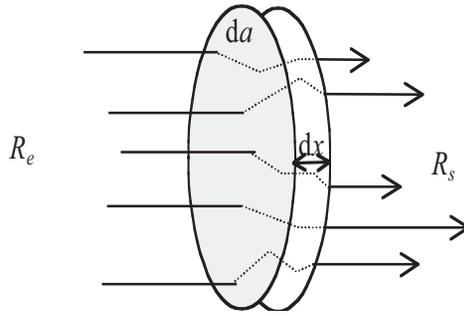


Figure 3.2. Énergie communiquée à la matière.

avec :

- R_e : énergie radiante entrant dans le volume élémentaire ;
- R_s : énergie radiante sortant du volume de matière ;
- Q_i : somme de toutes les modifications de l'énergie interne résultant des transformations qui se produisent dans le volume.

L'énergie délivrée ε n'est pas identique d'un élément de volume à l'autre. On définit donc la dose absorbée comme le quotient de l'énergie moyenne déposée localement par des particules chargées dans un volume élémentaire sur la masse de cet élément de matière :

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \text{ en } \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{ ou gray (Gy).}$$

L'ancienne unité de la dose absorbée est le rad : $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$.

3.2.3. Kerma (Kinetic Energy Released in Matter)

Dans le cas des rayonnements indirectement ionisants, ce sont les particules chargées mises en mouvement qui déposent leur énergie dans le milieu. Pour déterminer cette quantité, il est nécessaire de connaître quelle est la part de l'énergie incidente transférée dans un élément de matière.

Le Kerma représente la quantité d'énergie cinétique transférée aux particules chargées qui sont mises en mouvement suite aux interactions des rayonnements indirectement ionisants dans un volume élémentaire au sein d'un matériau uniformément irradié :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \text{ en } \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{ ou gray (Gy).}$$

Dans la figure 3.3, $dE_{tr} = E_1 + E_2$. En effet, dans l'élément dm , certains rayonnements subissent des collisions au cours desquelles une énergie dE_{tr} est transférée aux particules secondaires. Une partie seulement de dE_{tr} est dissipée dans dm .

Par contre, l'énergie qui a été communiquée à dm et qui constitue donc la dose absorbée dans dm est représentée par :

$$dE_a = E_1 + E'_2 + E_3 = \bar{\varepsilon}$$

On voit donc que $dE_{tr} \neq dE_a$ et qu'il n'y a pas égalité entre Kerma, K et dose absorbée, D :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} ; D = \frac{dE_a}{dm}$$

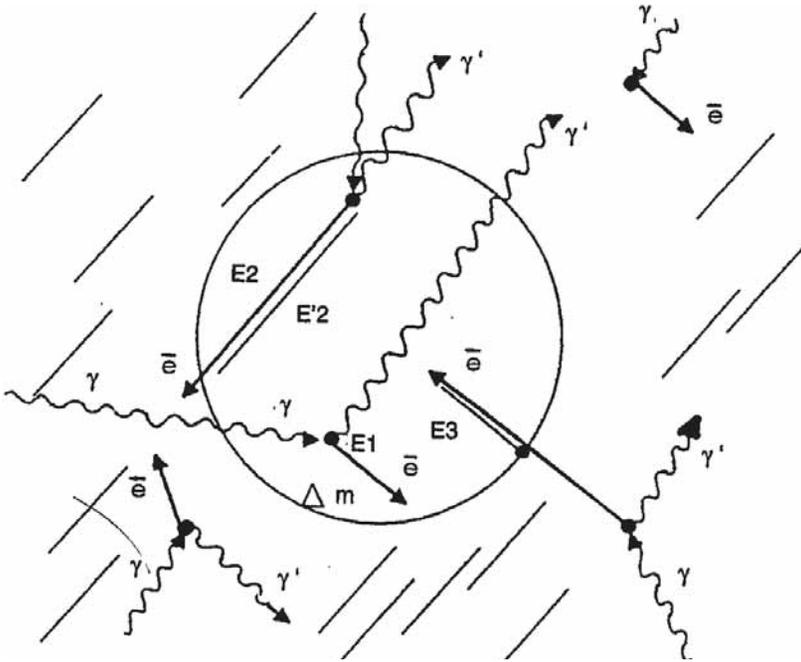


Figure 3.3. Énergie transmise et cédée dans le milieu (d'après H. de Choudens et G. Troesch, 1997).

Comme la dose absorbée, le Kerma est une quantité macroscopique qui n'est définie que pour une région suffisamment grande, pour contenir un nombre d'interactions statistiquement significatif.

Cette quantité a les mêmes dimensions que la dose absorbée (énergie divisée par la masse). L'unité utilisée est comme pour la dose absorbée le gray (unité ancienne le rad).

Il faut bien noter que cette notion de Kerma ne concerne que les rayonnements non directement ionisants (X, γ , neutrons), c'est donc une notion plus restrictive que celle de dose absorbée qui concerne tous les types de rayonnement.

3.2.4. Débit de dose et débit de Kerma

Pour caractériser le risque potentiel de séjour dans un champ de rayonnements, on utilise le débit de dose ou de Kerma :

$$\dot{K} = \frac{dE_{tr}}{dm \cdot dt} \text{ et } \dot{D} = \frac{dE_a}{dm \cdot dt}$$

3.2.5. Exposition (non reprise dans la CIPR 60)

Dans un volume d'air où des électrons secondaires sont libérés par des photons (X ou γ), l'exposition X est la charge électrique totale de tous les ions de même signe, produits par ces électrons secondaires sur la totalité de leur parcours, rapportée à l'unité de masse de ce volume.

$$X = \frac{dQ}{dm}$$

dQ est exprimée en C (coulomb), dm en kg dans le système international.

L'ancienne unité d'exposition est exprimée en röntgen : $1R = 2,58 \times 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$.

Il faut bien noter que cette notion d'exposition ne caractérise que l'interaction de rayonnements X ou γ dans l'air.

Remarque : Très longtemps employée de manière courante, l'exposition est généralement remplacée par le Kerma dans l'air. Cependant, certains appareils de radioprotection sont encore gradués en röntgen.

Le tableau 3.2 récapitule l'ensemble des grandeurs dosimétriques.

Tableau 3.2. Grandeurs dosimétriques.

Grandeurs dosimétriques	Symbole	Unité
Énergie communiquée	ϵ	J
Dose absorbée	D	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ou Gy
Débit de dose absorbée	\dot{D}	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ou $\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$
Kerma	K	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ou Gy
Débit de Kerma	\dot{K}	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ou $\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$
Exposition	X	$\text{C} \cdot \text{kg}^{-1}$
Constante de débit de Kerma	Γ	$\text{m}^2 \cdot \text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
Coefficient massique de transfert d'énergie	μ_{tr}/ρ	$\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$
Coefficient massique d'absorption en énergie	μ_{en}/ρ	$\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$
Pouvoir total de ralentissement	S/ρ	$\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{kg}^{-1}$

3.2.6. Relation entre les différentes grandeurs dosimétriques et radiométriques

3.2.6.1. Débit de fluence d'une source ponctuelle isotrope

Une source est considérée ponctuelle et isotrope si :

- ses dimensions sont très petites devant la distance « source - détecteur » ;
- l'émission des rayonnements est équiprobable sous 4π .

Si l'émission est isotrope, le nombre de rayonnements traversant la surface élémentaire par seconde vaut :

$$\Phi = \frac{A \cdot I}{4\pi \cdot r^2}$$

où :

- A est l'activité exprimée en becquerel ;
- I est le taux d'émission pour les particules incidentes ;
- r est la distance qui sépare la source du point de mesure.

Cette grandeur est calculable et mesurable.

3.2.6.2. Relation fluence - dose absorbée des électrons

Électrons mono-énergétiques

Si on considère une fluence unidirectionnelle d'électrons mono-énergétiques, le pouvoir d'arrêt massique par collision étant S_c/ρ et par freinage S_f/ρ , l'énergie transmise par les électrons par unité de masse de matière est le produit de la fluence par la somme des pouvoirs de ralentissement.

L'énergie perdue par rayonnement de freinage n'étant pas absorbée localement, elle n'intervient pas dans la dose absorbée en ce point.

Cette dose est donc : $D = F \cdot S_c/\rho$.

Si F est exprimé en cm^{-2} et S_c/ρ en $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, D sera exprimé en $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1}$. Le coefficient de conversion est $1,6 \times 10^{-10} \text{ Gy/MeV} \cdot \text{g}^{-1}$.

Au cours de la traversée du milieu par un faisceau d'électrons mono-énergétique, la fluence reste constante jusqu'au parcours maximal. Cependant, tout au long de ce parcours, les électrons vont céder une partie de leur énergie. Comme S_c/ρ augmente lorsque l'énergie des électrons diminue, la dose absorbée dans le milieu évoluera de la façon suivante (Figure 3.4). Cette grandeur est calculable et mesurable.

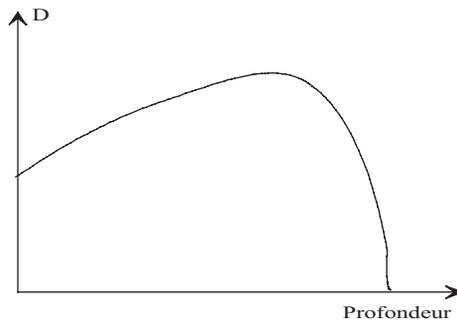


Figure 3.4. Évolution de la dose en profondeur pour un faisceau mono-énergétique.

Électrons polyénergétiques

L'énergie déposée localement par une particule chargée est fonction de sa propre énergie cinétique et pour chaque électron d'énergie comprise entre E et $E + dE$, la part d'énergie déposée dans un élément de volume n'est pas constante (Figure 3.5).

Par ailleurs, on a vu précédemment que le faisceau d'électrons issus d'un spectre β évoluait dans la matière en suivant une loi exponentielle (formule de Lovinger).

Si l'on a en un point un spectre d'électrons, la fluence est caractérisée par une répartition en énergie $\frac{dF}{dE}$:

$$D = \int_0^{E_m} \frac{dF}{dE} \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{coll}} dE$$

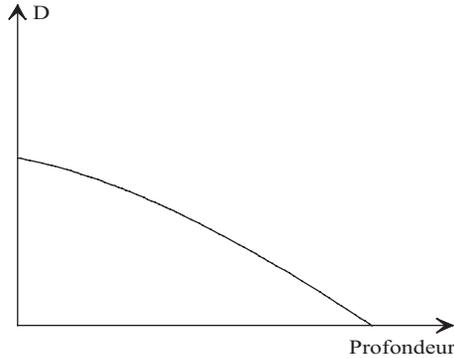


Figure 3.5. Évolution de la dose en profondeur pour un faisceau polyénergétique.

À partir de cette relation, on recherche le coefficient de pouvoir d'arrêt massique moyen :

$$\left(\frac{\bar{S}}{\bar{\rho}}\right)_{\text{coll}} = \frac{1}{F} \int_0^{E_M} \frac{dF}{dE} \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{coll}} dE$$

Pour un spectre d'électrons dont l'énergie maximale est supérieure à 100 keV, le pouvoir d'arrêt massique moyen est égal au pouvoir d'arrêt massique de l'énergie moyenne du spectre β .

Dans le cas d'un spectre β , la relation fluence dose est la suivante :

$$D = F \times \left(\frac{\bar{S}}{\bar{\rho}}\right)_{\text{coll}} \quad \text{et} \quad \dot{D} = \dot{F} \times \left(\frac{\bar{S}}{\bar{\rho}}\right)_{\text{coll}}$$

3.2.6.3. Dosimétrie des photons

Relation fluence - Kerma

Le faisceau de photons d'énergie E_γ de fluence Φ transmet son énergie à la matière avec, comme on l'a vu précédemment, un coefficient μ_K ou μ_{tr} .

On a donc les relations donnant le Kerma :

$$K = \Phi \cdot E_\gamma \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right) \quad \text{et} \quad \dot{K} = \dot{\Phi} \cdot E_\gamma \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)$$

Si nous avons un spectre de raies, la formule suivante serait plus appropriée :

$$\dot{K} = \sum_{E_M} \dot{\Phi}_i \cdot E_{\gamma i} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)$$

Relation fluence - dose absorbée

Il n'y a pas de relation simple pour calculer la dose absorbée due aux photons tant que l'équilibre électronique n'est pas réalisé dans le milieu. Lorsque l'équilibre électronique des électrons mis en mouvement par l'interaction des photons dans la matière est réalisé, l'énergie absorbée localement est égale à l'énergie transférée aux particules chargées, déduction faite de celle dépensée sous forme de rayonnement de freinage. En effet, la part de l'énergie cinétique des électrons secondaires perdue par rayonnement de freinage est

délivrée en dehors de l'élément de volume considéré ; seule l'énergie communiquée par collision est absorbée « localement ». On a donc :

$$D = K \cdot (1 - g)$$

où g représente la fraction d'énergie emportée par rayonnement de freinage. D et K sont exprimés en Gy.

En définissant le coefficient d'absorption massique en énergie par :

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \cdot (1 - g)$$

on obtient (valable uniquement à l'équilibre électronique) :

$$D = \Phi \cdot E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad \text{et} \quad \dot{D} = \dot{\Phi} \cdot E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$$

Dans le cas des matériaux légers, aux énergies courantes : $g \approx 0$,

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho},$$

et alors le Kerma est égal à la dose.

Effet de la diffusion - facteur d'accumulation

Les modes d'interaction des photons avec la matière et notamment l'effet Compton sont à l'origine de multiples diffusions dans le milieu. L'expression de la dose absorbée définie précédemment ne prend pas en compte le flux secondaire des photons diffusés alors que leurs éventuelles interactions dans le milieu contribuent à y déposer de l'énergie.

La dose absorbée en profondeur dans un milieu soumis à un faisceau large de photons est donc supérieure à la dose théorique définie ci-dessus et se caractérise par l'utilisation d'un facteur d'accumulation de dose noté B (*Build-up*). En conséquence :

$$D = \Phi \cdot E_{\gamma} \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \cdot B$$

La détermination exacte du facteur d'accumulation de dose exige des calculs mathématiques complexes. En dosimétrie, nous prendrons l'habitude de nous en affranchir expérimentalement en utilisant des fluences de photons (faisceau collimaté).

Évolution de la dose absorbée dans la matière

Dans un milieu, la fluence de photons décroît de façon exponentielle en fonction de l'épaisseur de matière. On a donc :

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot e^{-(\mu \cdot x)}$$

Comme le Kerma est en tout point du milieu proportionnel à la fluence de photons :

$$K(x) = K_0 \cdot e^{-(\mu \cdot x)} \quad \text{et} \quad \dot{K}(x) = \dot{K}_0 \cdot e^{-(\mu \cdot x)}$$

Par contre, la dose absorbée n'est proportionnelle à la fluence de photons que lorsque l'équilibre électronique est réalisé dans le milieu matériel. Dans ce cas :

$$D(x) = D_0 \cdot e^{-(\mu \cdot x)} \quad \text{et} \quad \dot{D}(x) = \dot{D}_0 \cdot e^{-(\mu \cdot x)}$$

Il n'est pas possible de relier théoriquement la dose absorbée en profondeur avec la fluence de photons lorsque l'équilibre électronique n'est pas réalisé. Cependant, l'énergie

absorbée localement étant délivrée dans la matière par les électrons mis en mouvement suite à l'interaction des photons, la dose absorbée peut être exprimée en tout point du milieu par :

$$D = F \times \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{\text{coll}}$$

où F définit la fluence des électrons secondaires.

Dans la formule ci-dessus, $\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{\text{coll}}$ représente le pouvoir d'arrêt massique moyen des électrons secondaires mis en mouvement par les photons incidents. On le déterminera en prenant le pouvoir d'arrêt à l'énergie moyenne des électrons secondaires.

Énergie moyenne des particules secondaires

Le nombre de rayonnements électromagnétiques qui interagissent par élément du volume dv est égal à $dN = \Phi \cdot \mu \cdot dv$; or nous savons que $dN = N \times \mu \times dx$ et que $dm = \rho \times dv$.

Si on note \bar{T} , l'énergie cinétique moyenne d'un électron secondaire, on peut alors déterminer l'énergie totale transférée à la matière par élément de volume :

$$dE_{tr} = \Phi \cdot \mu \cdot dv \times \bar{T}$$

Or, il découle des équations vues dans le chapitre ($K = \frac{dE_{tr}}{dm}$ et $K = \Phi \cdot E_{\gamma} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho}$) que

$$dE_{tr} = \Phi \cdot E_{\gamma} \cdot \mu_{tr} \cdot dv.$$

Donc, en comparant ces deux expressions et en simplifiant, on obtient :

$$\Phi \times \mu \times dv \times \bar{T} = \Phi \times E_{\gamma} \times \mu_{tr} \times dv$$

$$\bar{T} = E_{\gamma} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\mu}$$

Changement de milieu

On désire connaître l'évolution du Kerma et de la dose absorbée dans la matière lorsqu'un faisceau de photons mono-énergétiques d'énergie E_{γ} passe d'un milieu M_1 dans un milieu M_2 .

• Cas du Kerma

À l'interface « M_1 - M_2 », la fluence de photons n'est pas modifiée, donc : $\Phi_{M_1} = \Phi_{M_2}$

$$\text{Dans le milieu } M_1 : K_{M_1} = \Phi \cdot E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_1}$$

$$\text{Dans le milieu } M_2 : K_{M_2} = \Phi \cdot E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_2}$$

$$\text{On en déduit en simplifiant par } \Phi : \frac{K_{M_1}}{K_{M_2}} = \frac{\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_1}}{\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{M_2}}$$

Le rapport des Kerma est égal au rapport des coefficients de transfert massique en énergie.

• Cas de la dose absorbée

Considérons de part et d'autre de l'interface séparant les milieux M_1 et M_2 deux épaisseurs élémentaires dx_1 et dx_2 suffisamment minces pour que la fluence des électrons mis en mouvement par l'interaction des photons ne subisse pas de variations soit : $F_{M_1} = F_{M_2}$ (Figure 3.6).

La dose absorbée dans le milieu M_1 , au niveau de l'interface, est :

$$D_{M_1} = \left(\frac{\overline{S_c}}{\rho} \right)_{M_1} F_{M_1}$$

De même, la dose absorbée à l'interface dans le milieu M_2 est :

$$D_{M_2} = \left(\frac{\overline{S_c}}{\rho} \right)_{M_2} F_{M_2}$$

On en déduit donc : $\frac{D_{M_1}}{D_{M_2}} = \frac{\left(\frac{\overline{S_c}}{\rho} \right)_{M_1}}{\left(\frac{\overline{S_c}}{\rho} \right)_{M_2}}$

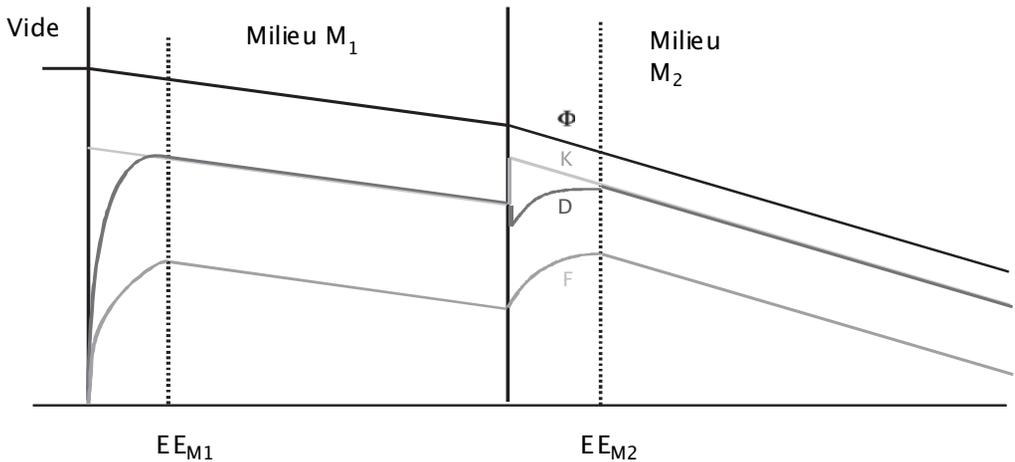


Figure 3.6. Changement de milieu. EE_{M_1} et EE_{M_2} : équilibre électronique dans le milieu M_1 et M_2 .

Dans certains cas, il sera possible que les derniers électrons mis en mouvement dans le milieu M_1 , aient, dans le milieu M_2 , une portée supérieure aux électrons mis en mouvement dans ce second milieu. Il faudra alors déterminer l'équilibre électronique dans M_2 en considérant l'énergie maximale des électrons mis en mouvements dans M_1 pour pouvoir calculer la dose absorbée dans le second milieu.

3.2.6.4. Relation fluence – Kerma pour les neutrons

Les interactions des neutrons avec la matière sont multiples et conduisent généralement à communiquer de l'énergie cinétique aux noyaux du milieu soit par diffusion, soit par réaction nucléaire.

Cependant, dans le cas de la diffusion, un même neutron effectue plusieurs collisions et l'équilibre entre la fluence des particules secondaires mises en mouvement et celle des neutrons incidents n'est jamais parfaitement réalisé. Il existe néanmoins une zone où les conditions d'équilibre des particules secondaires chargées et où le rapport des fluences primaire et secondaire est sensiblement constant.

Kerma de première collision

Considérons un échantillon mince de matière tel que le neutron primaire n'a qu'une seule interaction dans le milieu et que l'influence du rayonnement électromagnétique soit négligeable. Dans ce cas, la dose absorbée est égale au Kerma. Cette dose absorbée ou Kerma de première collision considère uniquement l'énergie absorbée due aux particules chargées.

Le nombre de réactions produites par unité de masse sera :

$$n_i = N_i \cdot \sigma_i \cdot \Phi$$

Avec :

- Φ : la fluence de neutrons en cm^{-2} .
- σ : la section efficace de la réaction étudiée en cm^2 .
- N_i : le nombre de noyaux cibles de l'élément i par unité de masse du milieu en g^{-1} .

Et comme : $K = \frac{dE_{tr}}{dm}$, alors : $K = N_i \cdot \sigma_i \cdot \phi \cdot E \cdot X_{(E)}$

où E est l'énergie du neutron incident (MeV) et $X_{(E)}$, la fraction d'énergie cédée aux particules chargées.

L'indice i désigne un type de réaction.

Dans le cas d'une collision élastique :

$$\overline{X_{(E)}} = \frac{2A}{(A + 1)^2}$$

où A est le nombre de masse de l'élément composant la matière irradiée.

Kerma de multi-collisions

Dans un milieu soumis à un champ neutronique, la fluence observée en un point situé à une profondeur donnée du matériau est fonction de la forme et des dimensions de l'objet irradié. Il faut alors recourir au calcul statistique pour évaluer le Kerma.

En dosimétrie, on utilise généralement une méthode dite de « Monte Carlo » qui simule, au moyen d'un modèle mathématique, le cheminement probabiliste des neutrons en examinant ce qui se passe à chaque interaction.

Une nouvelle approche consiste dorénavant à recourir à une géométrie de référence commune à tous les rayonnements pour assurer l'étalonnage des dosimètres.

Des réflexions sont menées par des groupes de travail internationaux, elles pourraient conduire à recommander l'utilisation d'un fantôme de 30 cm × 30 cm × 15 cm à parois minces de PMMA (quelques mm), rempli d'eau, qui simulerait encore mieux le fantôme ICRU. Une technique identique serait préconisée pour réaliser les fantômes « doigt » ou « bras ».

La relation dose efficace/fluence neutronique ne dépend plus seulement de l'énergie des particules mais également de nombreux autres paramètres comme l'angle d'incidence des rayonnements par rapport à la face avant du fantôme, l'épaisseur du fantôme (Figure 3.7).

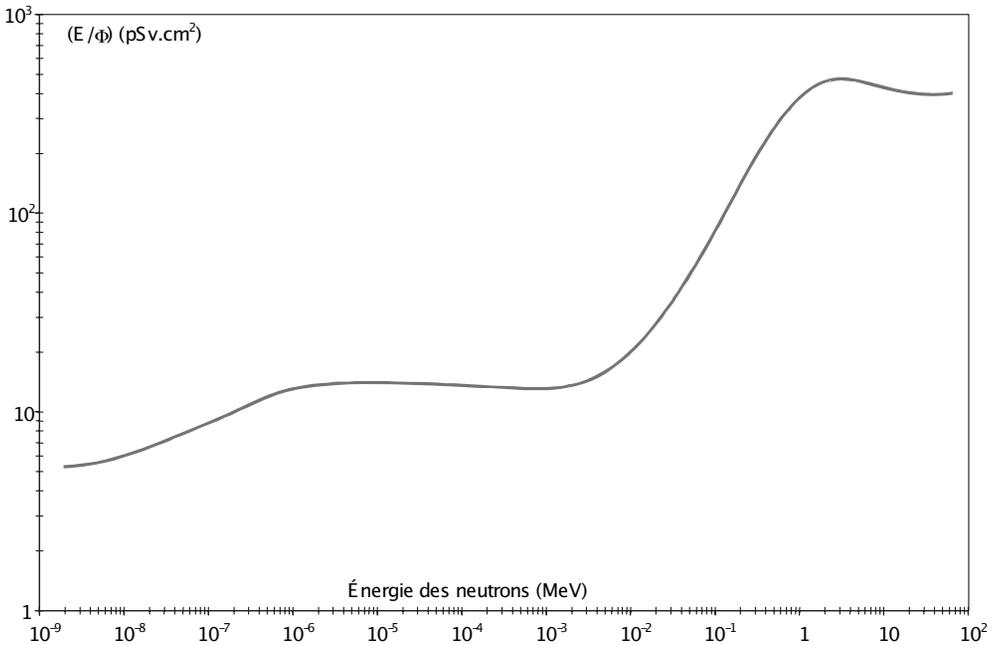


Figure 3.7. Relation dose efficace / fluence neutronique d'après la publication 57 de l'ICRU.

3.2.7. Notions d'équivalent de dose en un point et de dose équivalente pour un organe ou un tissu

Dose absorbée au tissu ou à l'organe

Pour les besoins de la protection radiologique, il est utile de définir une dose absorbée moyenne dans un tissu ou un organe, D_T exprimée en Gy, c'est-à-dire :

$$D_T = \frac{\epsilon_T}{m_T}$$

où ϵ_T (en joule) est l'énergie totale transmise à un tissu ou un organe et m_T (en kg) est la masse de ce tissu ou de cet organe. L'indice T caractérise le tissu ou l'organe. Par exemple, les valeurs de m_T peuvent varier de moins de 10 g pour les ovaires, jusqu'à 70 kg pour le corps entier. Cette grandeur n'est que calculable.

Équivalent de dose

L'efficacité biologique relative (EBR) est un facteur de pondération donné par rapport aux photons X de 250 keV, ce rayonnement étant pris comme référence à une valeur égale à 1. L'EBR varie aussi selon le débit de dose. Des études ont permis de définir, à partir d'observations sur les dégâts occasionnés à des cellules et en considérant les valeurs de transfert linéique d'énergie, un facteur de pondération qui prend en compte le détriment des tissus ou organes irradiés.

Pour une même valeur de la dose absorbée, les dommages créés par les rayonnements ionisants dans les tissus organiques dépendent de la nature du rayonnement et des conditions d'irradiation. La dose absorbée ne suffit donc pas pour caractériser ces dommages et l'ICRU a été amenée à définir une grandeur appelée « équivalent de dose » permettant d'exprimer sur une échelle commune à tous les rayonnements les effets provoqués sur les personnes exposées.

L'équivalent de dose est défini par la relation :

$$H = D \times Q$$

où D est la dose absorbée en un point et Q est le facteur de qualité du rayonnement. Ce facteur sans dimension représente une fonction de transfert d'énergie linéique infini. Le facteur de qualité, noté aussi Q_L est décrit par trois équations (CIPR 60) selon la gamme de transferts linéiques d'énergie L exprimés en $\text{keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$:

$$\begin{aligned} Q_L &= 1 && \text{pour } L < 10 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1} \\ Q_L &= 0,32 L - 2,2 && \text{pour } 10 \leq L \leq 100 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1} \\ Q_L &= 300/\sqrt{L} && \text{pour } L > 100 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1} \end{aligned}$$

H est exprimé en sievert (Sv). L'ancienne unité est le rem : $1 \text{ rem} = 10^{-2} \text{ Sv}$.

Cette grandeur n'est que calculable.

Dose équivalente pour un organe ou un tissu

Les grandeurs de protection actuellement recommandées par la CIPR sont définies dans la publication 60.

$$H_T = \sum_R W_R \times D_{T,R}$$

H_T (Sv) est la dose équivalente dans un organe ou tissu T ; $D_{T,R}$ (Gy) est la dose absorbée moyenne dans cet organe ou tissu T due à un rayonnement incident de type R et W_R le facteur de pondération du rayonnement. Cette grandeur n'est que calculable. Le tableau 1.1 a donné les valeurs du facteur de pondération du rayonnement.

3.3. Notions de microdosimétrie

3.3.1. Distribution microscopique de l'énergie communiquée

En microdosimétrie, la notion de dépôt d'énergie est essentielle. La grandeur de base utilisée est l'énergie cédée au milieu ε dans un volume donné. ε peut être définie comme la somme des dépôts d'énergie élémentaires, ε_i , ayant eu lieu aux différents points i de transfert inclus dans l'élément de volume considéré, chaque dépôt élémentaire correspondant à une interaction de la particule incidente avec le milieu traversé (Figure 3.8) :

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^{\mu} \varepsilon_i \text{ (en eV) avec } \mu \text{ le nombre de points de transfert.}$$

Par ailleurs, ε étant définie pour un temps donné d'exposition du site sensible, elle représente toute l'énergie cédée pendant ce temps, qu'elle ait été cédée par l'intermédiaire d'un ou de plusieurs événements¹. Or un volume microscopique, exposé à une dose D de rayonnement, fait l'expérience d'un nombre d'événements n aléatoires, et indépendants, distribués suivant une loi de Poisson ($P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} \cdot e^{-\bar{n}}$). Aussi on a :

$$\varepsilon = \sum_{j=1}^n \left(\sum_{i=1}^{\mu} \varepsilon_i \right)$$

Les nombres d'interaction et les grandeurs des dépôts élémentaires étant aléatoires ainsi que le nombre d'événements, il en résulte que la valeur de l'énergie cédée ε est elle-même aléatoire.

3.3.2. Grandeurs microdosimétriques

La quantité d'énergie déposée dépendant du choix du volume biologique considéré, Rossi a introduit en 1968, pour surpasser l'incertitude pesant sur ce choix, deux quantités stochastiques que sont l'énergie spécifique z et l'énergie linéale y (ICRU, 1983) (Figure 3.8).

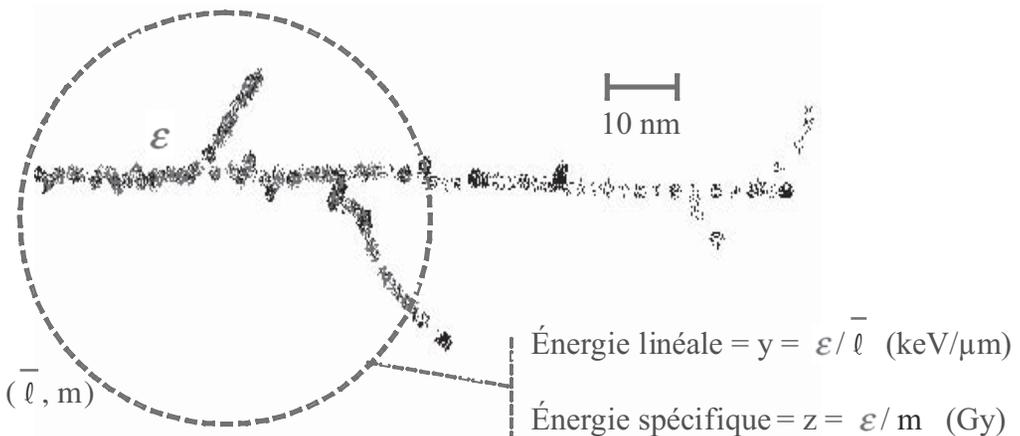


Figure 3.8. Caractérisation du dépôt d'énergie. Il s'agit ici de la trace d'une particule α , chaque point correspond à un transfert d'énergie.

L'énergie spécifique, z , est définie comme le rapport :

$$z = \frac{\varepsilon}{m} \text{ (en Gy)}$$

où ε est l'énergie cédée au milieu dans un élément de volume de masse m .

¹ La notion d'« événement » en microdosimétrie est définie comme la somme des dépôts d'énergie dus au passage dans le volume considéré d'une particule ionisante et de ses particules chargées secondaires, ou encore au passage de particules ionisantes statistiquement corrélées dans le volume. Dans le cas de volumes cibles non touchés, on est amené à parler d'événement nul.

L'énergie linéale, y , est définie comme le rapport :

$$y = \frac{\varepsilon}{\bar{\ell}} \text{ (en keV}/\mu\text{m)}$$

où $\bar{\ell}$ est égale à la longueur moyenne de la corde interceptant le volume considéré. Pour un volume sphérique de diamètre d et une distribution isotrope et uniforme de cordes interceptant la sphère, on a :

$$\bar{\ell} = \frac{2}{3}d$$

Il s'ensuit dans ce cas de volume sphérique la relation suivante entre les variables z et y :

$$z = 0,204 \frac{y}{d^2}$$

Les grandeurs z et y , tout comme ε , sont aléatoires puisque soumises aux fluctuations statistiques des interactions élémentaires des particules ionisantes avec le milieu. On s'intéresse donc à leurs distributions statistiques et à leurs valeurs moyennes. Le volume de forme et de taille données, pour lequel elles sont définies, doit être petit ($\approx \mu\text{m}$ ou $< \mu\text{m}$) pour pouvoir enregistrer les fluctuations statistiques de ces variables aléatoires.

De ces deux grandeurs, l'énergie spécifique z est la plus pertinente car étant définie pour n'importe quel nombre d'événements dans le volume considéré, elle dépend du niveau de dose absorbée. À l'inverse, l'énergie linéale y est, par définition, uniquement liée aux événements individuels. En fait, y est la variable aléatoire définie par analogie au TEL, et z est la variable aléatoire définie par analogie à la dose absorbée. En effet, la valeur de z tend vers la valeur de la dose absorbée lorsque la taille du volume considéré augmente (Figure 3.9).

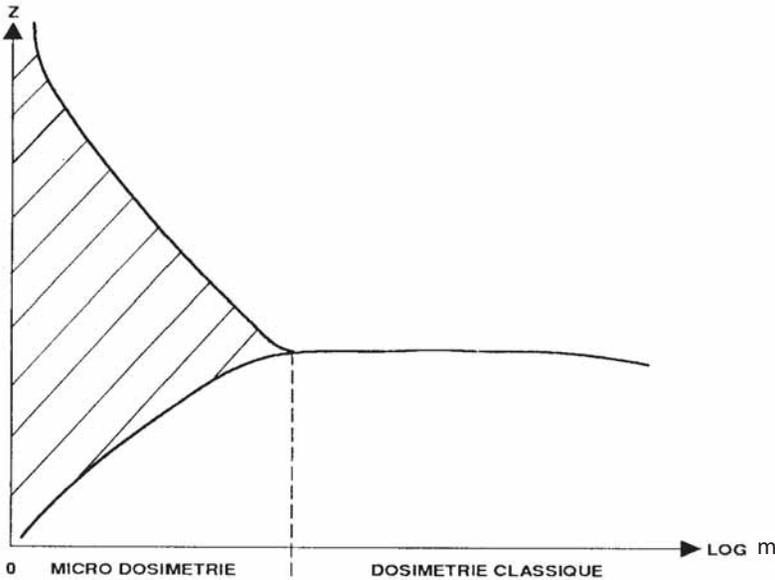


Figure 3.9. Détermination des domaines microdosimétrique et dosimétrique en fonction de la masse m du volume considéré (d'après D. Blanc, 1990).

3.3.3. Microdosimétrie et radioprotection

Les grandeurs microdosimétriques jouent un rôle conceptuel primordial dans le domaine de la radiobiologie et de fait de la radioprotection. Ainsi, la détermination de l'équivalent de dose en un point d'un champ de rayonnements nécessite de connaître la valeur du facteur de qualité Q à appliquer pour le champ de rayonnements considéré. Or cette valeur peut ne pas être définie, notamment dans le cas d'un champ de rayonnement mixte (n, γ) pour lequel un facteur de qualité moyen \bar{Q} doit être appliqué. À partir du spectre à un unique événement $f_1(y)$ et en assimilant le transfert linéique d'énergie à l'énergie linéale et par suite $Q(L)$ à $Q(y)$, il est possible de déterminer la valeur moyenne du facteur de qualité, \bar{Q} , par la formule suivante :

$$\bar{Q} = \int Q(y) \frac{y \cdot f_1(y)}{y_F} dy$$

avec le spectre $Q(y)$ divisé en pratique en trois parties tel que présenté dans le paragraphe 3.2.7 (« Équivalent de dose »).

Le terme $\frac{y \cdot f_1(y)}{y_F}$ correspond à la proportion de l'énergie (ou de la dose absorbée) ayant

été communiquée par des événements d'énergie linéique y . Ce terme, appelé distribution de dose en énergie linéique, est noté $d(y)$.

Compteurs microdosimétriques

La fonction $d(y)$ peut être déterminée à partir de compteurs microdosimétriques (ICRU, 1983). Il s'agit de détecteurs à impulsion proportionnels, applicables à une large gamme de rayonnements rencontrés en radioprotection.

Les compteurs microdosimétriques sont constitués d'une petite cavité sphérique remplie de gaz à basse pression. Le gaz emplissant la cavité et les parois de cette dernière sont composés d'un plastique équivalent tissu. Le compteur microdosimétrique de type « Rossi » est présenté sur la figure 3.10.

L'équivalence d'un volume microscopique d'un milieu donné m (en l'occurrence ici tissulaire) et d'un volume de gaz g en microdosimétrie repose sur l'exigence que l'énergie cédée par une particule chargée (δE) soit identique en traversant l'un et l'autre volume (Figure 3.11), *i.e.* (ICRU, 1983) :

$$\delta E_m = \left[\frac{S}{\rho} \right]_m \rho_m \cdot d_m = \left[\frac{S}{\rho} \right]_g \rho_g \cdot d_g = \delta E_g$$

où $\frac{S}{\rho}$ est le pouvoir d'arrêt massique de la particule, ρ la densité du milieu, d_m et d_g des trajectoires équivalentes respectivement dans le volume du milieu et le volume de gaz.

Les compteurs proportionnels équivalent tissu (CPET) simulent des volumes de l'ordre du μm^3 . Aussi, les dimensions de leur volume de gaz sont petites par rapport au parcours des particules chargées. L'équivalence ci-dessus peut donc être applicable aux compteurs proportionnels sur la base du principe de Bragg-Gray dont l'hypothèse principale est qu'une cavité de « petites dimensions » ne perturbe pas le champ de particules chargées

¹ En pratique, les compteurs proportionnels peuvent simuler des volumes de l'ordre de $0,3 \mu\text{m}^3$. Toutefois, les compteurs commerciaux généralement utilisés opèrent de manière fiable à partir de $1 \mu\text{m}^3$.

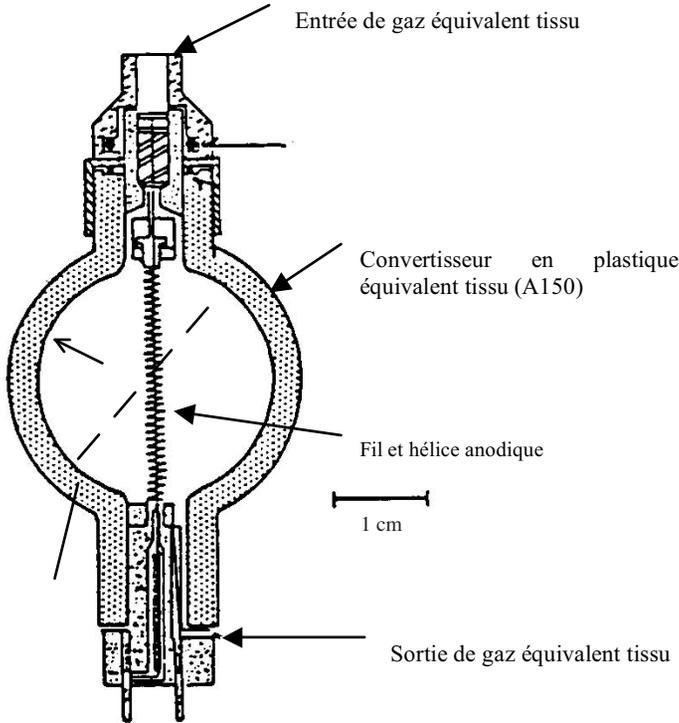


Figure 3.10. Structure détaillée d'un compteur proportionnel de type « Rossi ». La forme sphérique du volume sensible requise pour la simulation de sites biologiques conduit à la distorsion du champ électrique près des extrémités du fil central. Cette asymétrie est corrigée par l'ajout d'une hélice concentrique à l'anode et maintenue à un potentiel intermédiaire.

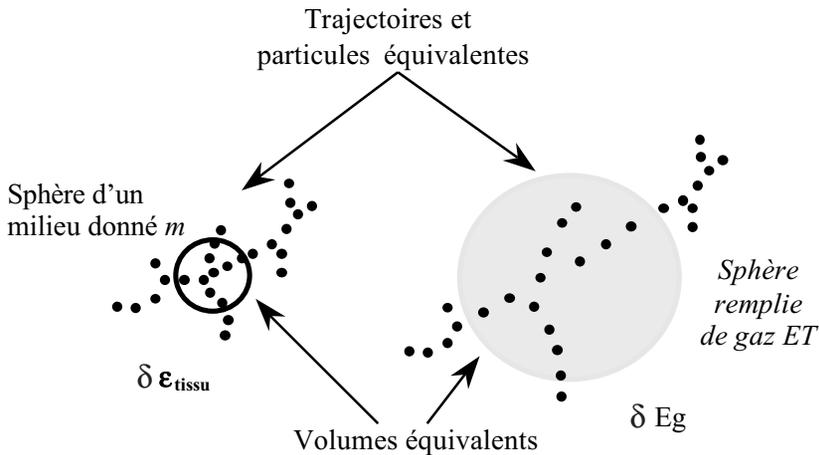


Figure 3.11. Principe de la microdosimétrie. Les compteurs proportionnels équivalent tissu (CPET) simulent un site microscopique de tissu par une cavité gazeuse remplie de gaz à basse pression. L'énergie déposée par les particules chargées (*crossers*) dans le gaz est égale à celle perdue dans le tissu pour des trajectoires équivalentes.

secondaires émises dans le milieu autour de la cavité (voir paragraphe 4.2.3). Ce principe représente toutefois une idéalisation. En effet, en particulier pour les neutrons, les conditions de « petites cavités » ne sont pas nécessairement remplies en même temps pour toutes les particules chargées émises suivant leur type et leur énergie, d'autant que ces particules pénètrent dans la cavité après avoir été ralenties dans le milieu (Tableau 3.3).

Tableau 3.3. Parcours moyen dans le plastique équivalent tissu pour des protons et des particules α de différentes énergies.

Énergie (MeV)	R_p (μm)	R_α (μm)
0,1	1,3	0,9
0,5	7,7	2,67
1,0	22,0	4,91
5,0	35,4	36,5
10,0	1216	112

Ces difficultés sont approximativement résolues par le théorème de Fano selon lequel pour un milieu de composition donnée, le flux de particules secondaires est indépendant de la densité et des variations de densité du milieu, pourvu que les sections efficaces d'interaction des rayonnements primaires et les pouvoirs d'arrêt soient indépendants de la densité du milieu. En pratique, les compositions du milieu et du gaz ne sont pas strictement identiques. De plus, les gaz et parois des compteurs proportionnels doivent répondre à des critères particuliers, liés par exemple, pour le gaz, au mode de fonctionnement du compteur proportionnel, et pour la paroi du compteur, à sa conductivité. Les compositions du gaz et de la paroi ne sont dès lors, en général, pas identiques entre elles, et ne font qu'approcher la composition des tissus que l'on veut simuler (Tableau 3.4).

Les compteurs proportionnels mesurent des amplitudes d'ionisation et non des dépôts d'énergie. Les compteurs proportionnels microdosimétriques opérant en mode d'impulsion, ils permettent de mesurer les distributions d'ionisation dans le gaz par les particules chargées émises dans la paroi et le milieu environnant, événement par événement. Autrement dit, l'amplitude de chaque impulsion correspond au nombre de paires d'ions produites par un événement.

La conversion des spectres d'ionisation en distribution d'énergie cédée au volume de gaz de la cavité s'opère directement en utilisant la valeur moyenne de l'énergie dépensée pour former une paire d'ions dans le gaz, \bar{W} , définie par (ICRU, 1979) :

$$\bar{W} = \frac{E}{N}$$

où \bar{N} est le nombre moyen de paires d'ions formés lorsque l'énergie de la particule chargée E est complètement absorbée. La particule ayant perdu toute son énergie non seulement au cours d'ionisations mais aussi d'excitations, la valeur de \bar{W} est plus élevée que le potentiel d'ionisation. \bar{W} est une valeur moyenne qui dépend du type de la particule et de son énergie.

Un exemple de spectre de dose est donné sur la figure 3.12. Le débit de dose est limité par les phénomènes d'empiement liés à l'électronique du système de détection.

Tableau 3.4. Composition (pourcentage en poids) pour différents tissus, matériaux équivalents tissus (utilisés pour la paroi des détecteurs et les fantômes) et gaz équivalents tissus [ICRU, 1989].

En effet, le transfert d'énergie des particules chargées dépend principalement, d'après des observations empiriques, de la composition atomique des matériaux traversés (pas de dépendance par rapport à la combinatoire chimique des constituants). Aussi, les matériaux aux propriétés d'absorption équivalentes à celles des tissus peuvent être constitués de mélanges des 4 éléments les plus courants : HCNO.

Milieu	H	C	N	O	Autres composants
Muscle ICRU	10,2	12,3	3,5	72,9	1,1
Os ICRU	6,4	27,8	2,7	41,0	22,1
Tissus graisseux sous-cutanés	11,7	64,4	0,8	22,8	0,3
A-150 équivalent tissu plastique	10,1	77,7	3,5	5,2	3,5
Plexiglas	8,0	60,0	-	32,0	-
Polystyrène	7,7	92,3	-	-	-
Gaz équivalent tissu (propane)	10,3	56,9	3,5	29,3	-
Gaz équivalent tissu (méthane)	10,2	45,6	3,5	40,7	-

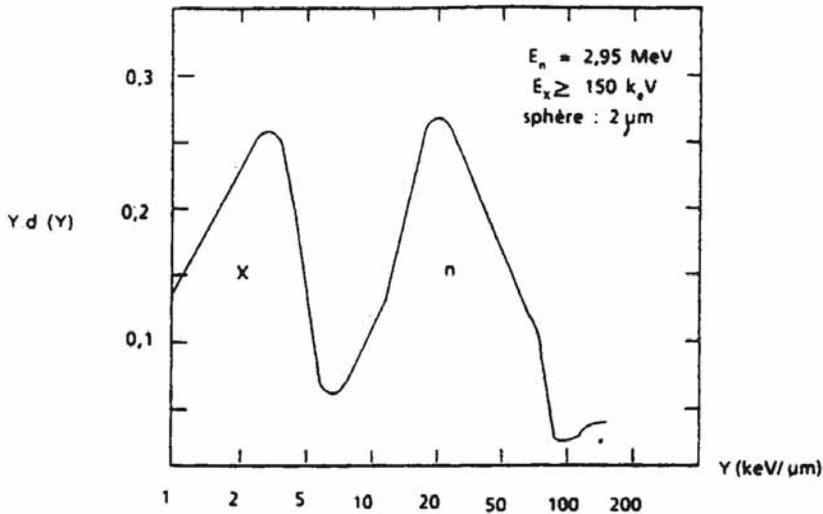


Figure 3.12. Exemple d'un spectre de dose provenant d'un champ de rayonnement X et de neutrons de 2,95 MeV (de Choudens, 1997).

Références

- Blanc D. (1990) *Les rayonnements ionisants, détection, spectrométrie, dosimétrie* (Masson, Paris).
- De Choudens H. et Troesch G. (1997) *Radioprotection dans les installations nucléaires* (Lavoisier Tec & Doc).
- ICRP Publication 60 (1991) *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, Annals of ICRP 21 (1-3).
- ICRU Report 31, *Average Energy Required to Produce an Ion Pair* (Pergamon Press, Oxford).
- ICRU Report 36 (1983) *Microdosimetry* (Pergamon Press, Oxford).
- ICRU Report 44 (1989), *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement*. (Pergamon Press, Oxford).
- ICRU Report 57 (1998) *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation* (Pergamon Press, Oxford)
- Rossi H.H. (1968) *In Proceedings of Symposium on Microdosimetry*, Euratom, Brussels.

4 Dosimétrie et surveillance pour l'exposition externe

*Didier Paul, Isabelle Aubineau-Lanière,
Bruno Lauwers*

Introduction

En 1991, la Commission internationale de radioprotection (CIPR) introduit avec sa publication numéro 60 un nouveau système de protection radiologique, source d'inspiration de la directive 96/29/Euratom du 13 mai 1996. Cette directive entérine les nouvelles grandeurs de protection – la dose équivalente et la dose efficace – et impose des limites de dose plus contraignantes pour les travailleurs exposés et pour le public.

Ces grandeurs comme les précédentes (*l'équivalent de dose à l'organe et l'équivalent de dose efficace*, CIPR Publication 26, 1977) ne sont pas mesurables et l'International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU) a instauré depuis 1985 un système opérationnel basé sur le concept d'équivalent de dose en un point donné dans une sphère réceptrice « ICRU » modélisée.

Les grandeurs opérationnelles définies par l'ICRU sont destinées à fournir des approximations raisonnables des grandeurs de protection de la CIPR dans le but de respecter les limites réglementaires. Ces grandeurs sont donc des estimateurs « majorants » ($H_{op} \geq H_{pro}$) développées pour les besoins de l'étalonnage pratique de l'instrumentation affectée aux surveillances de l'environnement et des personnes. La cohérence des grandeurs opérationnelles avec les grandeurs de protection a fait l'objet d'un groupe de travail CIPR/ICRU et d'une publication commune : la publication 74 de la CIPR (1996) et le rapport 57 de l'ICRU portant sur les coefficients de conversion utilisés en protection radiologique (irradiation externe).

L'application des recommandations de la CIPR et de l'ICRU nécessite une bonne compréhension des nombreux concepts, grandeurs et techniques d'étalonnage, objet du premier paragraphe de ce chapitre. Le décret n° 2003-296 du 31 mars 2003 relatif à la protection des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants rend obligatoire la dosimétrie opérationnelle pour toute opération se déroulant en zone contrôlée ou spécialement réglementée. Les modalités d'application sont fixées par arrêté et portent en particulier sur les caractéristiques requises en dosimétrie active (opérationnelle) et les conditions d'étalonnage. Depuis 1985, les commissions internationales recommandent que les instruments de radioprotection soient étalonnés en terme de grandeurs opérationnelles.

La métrologie des rayonnements ionisants est nécessaire pour caractériser les faisceaux et sources de référence à des fins d'étalonnage des dosimètres relatifs. Elle fait appel à des dosimètres absolus permettant le passage direct d'une grandeur physique à une grandeur

dosimétrie, instruments de laboratoire décrits dans le deuxième paragraphe. La radioprotection utilise sur « le terrain » des dosimètres relatifs étalonnés dans des conditions de référence. Le paragraphe 4.3 traite les principaux détecteurs utilisés en dosimétrie passive (toujours réglementaire) pour la surveillance individuelle et le contrôle d'ambiance et en dosimétrie active au service du principe d'optimisation pour le personnel (dosimètres électroniques).

Enfin le paragraphe 4.4 est consacré à la dosimétrie des neutrons qui comporte un certain nombre de spécificités quant à la détermination de l'équivalent de dose, issu d'une spectrométrie préalable et d'une dosimétrie de champ et individuelle. L'instrumentation fait l'objet d'un étalonnage particulier.

4.1. Grandeurs opérationnelles

4.1.1. Grandeurs opérationnelles de l'ICRU pour la surveillance de l'environnement et de l'individu¹

Les grandeurs ICRU données dans les *rapports 39 et 51* de l'ICRU (ICRU, 1985, 1993) sont destinées à fournir des approximations raisonnables de la dose efficace et de la dose équivalente pour la peau (quand ces grandeurs sont calculées avec la relation *Q-L* du tableau A-1 de la publication 60 de la CIPR) et à permettre le *respect de la réglementation*. La détermination de grandeurs de remplacement liées à l'équivalent de dose efficace et à l'équivalent de dose à la peau (publication 26 de la CIPR, rapport n° 39 de l'ICRU) a été faite séparément pour la surveillance de l'environnement (y compris les zones de travail) et la surveillance individuelle. Certaines conventions ont été utilisées pour cette surveillance.

Toutes ces grandeurs sont basées sur le concept de *l'équivalent de dose en un point donné dans la sphère ICRU* composée d'oxygène (76,2 %), de carbone (11,1 %), d'hydrogène (10,1 %) et d'azote (2,6 %), de diamètre : 30 cm et de masse volumique : $1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Cette sphère, qui représente le « récepteur humain modélisé », est souvent considérée comme théorique pour la définition des équivalents de dose de zone, définis en un point par l'ICRU. Elle est remplacée par un fantôme parallépipédique rempli d'eau pour la détermination de l'équivalent de dose individuel. Les dosimètres de zone sont étalonnés dans l'air, le coefficient d'étalonnage donne un équivalent de dose à partir d'un coefficient de conversion calculé : fluence, Kerma ou dose absorbée supérieur à l'équivalent de dose calculé dans la sphère théorique ICRU. Cependant, rien n'empêche un laboratoire de métrologie de fabriquer une sphère ICRU et de mesurer directement l'équivalent de dose à une certaine profondeur dans cette sphère au lieu d'utiliser un facteur de conversion à partir d'une grandeur physique de base.

Pour l'étalonnage d'un dosimètre individuel, le dosimètre est irradié sur un fantôme parallépipédique et l'équivalent de dose fourni par le dosimètre est celui donné par un facteur de conversion à une certaine profondeur dans le fantôme. Là encore, il est possible de fournir un étalon expérimental pour cet équivalent de dose au moyen d'un petit dosimètre placé à une certaine profondeur dans le fantôme parallépipédique. L'approche théorique *via* les facteurs de conversion calculés par méthode de Monte Carlo est la plus couramment utilisée (CIPR 74 ou ICRU 57) mais l'approche expérimentale n'est pas inconcevable.

¹ D'après paragraphe A.14 de la publication 60 de la CIPR et le rapport 51 de l'ICRU.

L'ICRU a modélisé le récepteur mais aussi l'émetteur en définissant des *champs de rayonnement dérivés* du champ de rayonnement réel pour la détermination des grandeurs opérationnelles. Les termes « *expansé* » et « *unidirectionnel* » sont donnés dans le rapport 39 de l'ICRU (traduction officielle CEA/IPSN) pour caractériser ces champs de rayonnement dérivés. Dans le champ expansé, la fluence et ses distributions angulaire et énergétique ont les mêmes valeurs dans le volume concerné que le champ réel au point de référence. Dans le champ expansé et unidirectionnel, la fluence et sa distribution en énergie sont les mêmes que dans le champ expansé, mais la fluence est unidirectionnelle. Le champ expansé est ainsi appliqué sur l'ensemble du dosimètre mais aussi sur tout le volume d'intérêt : le récepteur représenté par la sphère ICRU (Figure 4.1).

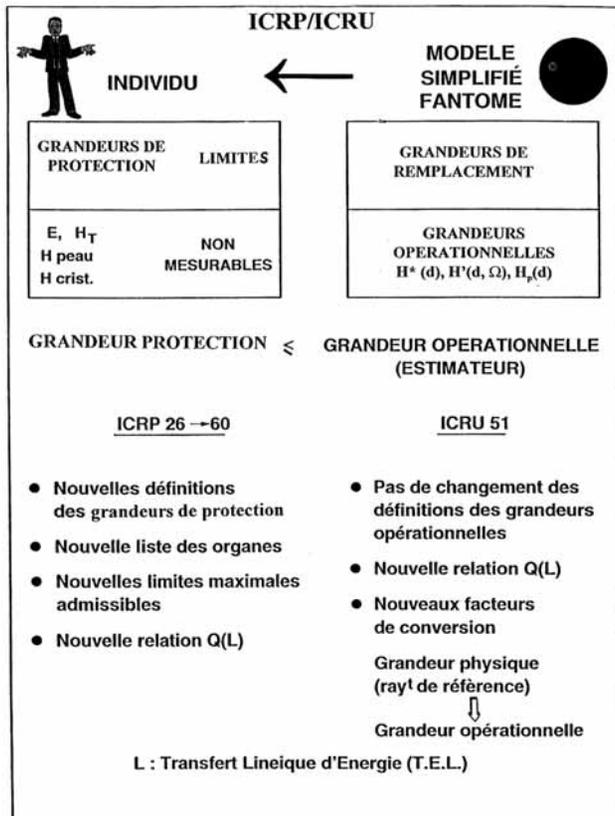


Figure 4.1. Détermination des grandeurs opérationnelles pour la surveillance des zones de travail et de l'environnement dans un champ dérivé (expansé) dont la fluence et ses distributions angulaire et énergétique ont dans la sphère ICRU les mêmes valeurs qu'au point de référence dans le champ réel (d'après G. Portal, 1989).

4.1.1.1. Surveillance de l'environnement

Deux concepts liant le champ de rayonnement externe à la dose efficace et à la dose équivalente dans la peau sont introduits en vue de la surveillance de l'environnement et de la surveillance de zone. Le premier de ces concepts, l'équivalent de dose ambiante, $H^*(d)$,

est approprié aux rayonnements fortement pénétrants, et le second, l'équivalent de dose directionnel, $H'(d, \Omega)$ se réfère aux rayonnements faiblement pénétrants. Le caractère « pénétrant » des rayonnements dépend (selon la définition donnée dans le rapport 51 de l'ICRU) du rapport à la valeur limite de l'équivalent de dose. Un rayonnement sera faiblement pénétrant si l'équivalent de dose le plus proche de la limite est l'équivalent de dose au niveau de la lentille de l'œil ou celui défini pour la peau ; pour un rayonnement fortement pénétrant, l'équivalent de dose « corps entier » pour la dose efficace est le plus proche de la limite.

L'équivalent de dose *ambient*, $H^*(d)$, en un point du champ de rayonnement, est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé et unidirectionnel correspondant, dans la sphère ICRU, à une profondeur « d », sur le rayon opposé à la direction du champ unidirectionnel ; $d = 10$ mm pour les rayonnements fortement pénétrants, 0,07 mm pour les rayonnements faiblement pénétrants (dose à la peau) et 3 mm pour l'œil (Figure 4.4).

L'équivalent de dose *directionnel*, $H'(d, \Omega)$ en un point du champ de rayonnement, est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé correspondant dans la sphère de l'ICRU, à une profondeur « d », sur un rayon dont la direction Ω est spécifiée ; $d = 0,07$ mm ou 3 mm (Figure 4.4).

4.1.1.2. Surveillance individuelle

Au lieu de deux grandeurs définies dans le rapport 39 de l'ICRU (ICRU, 1985) pour la surveillance individuelle, un concept simplifié appelé *équivalent de dose individuel ou personnel* $H_p(d)$ est recommandé pour des rayonnements fortement et faiblement pénétrants. Selon l'ICRU, rapport 51 (1993), $H_p(d)$ est l'équivalent de dose dans le tissu mou, à une profondeur appropriée « d », sous un point spécifié du corps ; $d = 10$ mm, 3 mm ou 0,07 mm.

Ces grandeurs sont dans leur principe adaptées aux besoins (paragraphe suivant) de la surveillance de zone et de la surveillance individuelle, rigoureusement définies, mesurables et traçables métrologiquement.

4.1.2. Passage de la mesure à la dose absorbée (dosimétrie absolue et relative), à l'équivalent de dose et à la dose efficace

La dosimétrie absolue relève plus de la spécialité du métrologiste que de celle du radioprotectionniste qui travaille avec des dosimètres dits relatifs. Cependant, la radioprotection, par déduction, s'appuie sur la dosimétrie absolue qui caractérise les *références* avec lesquelles sont étalonnés les instruments relatifs.

L'opération absolue d'un dosimètre consiste à atteindre la dose absorbée en un point d'un milieu M au moyen d'un matériau détecteur M' , de masse m , placé dans le milieu M au point considéré.

La dose absorbée $\bar{D}_{M'}$ dans le milieu matériau M' est par définition liée à l'énergie moyenne \bar{E} déposée dans la masse m , proportionnelle à la valeur g d'une grandeur mesurable. La relation fondamentale est la suivante (d'après D. Blanc, 1990) :

$$\bar{D}_{M'} = \frac{\bar{E}}{m} = \frac{\omega g}{m}$$

La dose D_M recherchée est déduite de la mesure dans le matériau détecteur M' selon la théorie de la cavité, en remplaçant au point considéré, le matériau M' du détecteur par le milieu considéré.

Trois dosimètres absolus répondent directement à la définition de la dose absorbée : le calorimètre, le dosimètre chimique et la chambre d'ionisation.

La quantité caractéristique de ces dosimètres constitue le facteur de proportionnalité, ω , entre la grandeur mesurée et l'énergie moyenne \bar{E} .

Les dosimètres relatifs ont une réponse qui ne peut pas être directement liée à l'énergie déposée dans le matériau détecteur, car de nombreux paramètres physiques, chimiques et géométriques interviennent dans la réponse. Les caractéristiques de ces dosimètres doivent être déterminées au moyen des dosimètres absolus.

En radioprotection, dosimétrie externe, la grandeur mesurable considérée est l'équivalent de dose, produit de la dose absorbée par le facteur de qualité du rayonnement ($H = D \cdot Q$). Le passage de la mesure à l'équivalent de dose ou plutôt les équivalents de dose, définis dans l'ICRU, peut se faire selon plusieurs approches définies dans le rapport 47 de l'ICRU (1992) :

- une approche microdosimétrique (absolue) basée sur la définition même de l'équivalent de dose à partir de la mesure de l'énergie linéale y absorbée, grandeur proche du TEL et du facteur de qualité $Q(y)$,

- une approche qui consiste à mesurer une autre quantité avec un dosimètre relatif, par exemple l'exposition ou le Kerma pour les photons et à appliquer un coefficient de conversion calculé. Ces facteurs dépendent de l'énergie du rayonnement incident, une information sur le spectre en énergie est nécessaire. Cette méthode est couramment employée pour les étalonnages.

Dans le cadre habituel de la radioprotection, la détermination de l'équivalent de dose est généralement faite selon la deuxième approche. La réglementation imposant le respect des limites est basée sur le concept de la dose efficace, grandeur relative au corps humain. Grandeurs de protection et grandeurs opérationnelles peuvent être reliées à des grandeurs radiométriques comme la fluence de particules ou dosimétriques comme le Kerma, la dose absorbée ou encore entre elles par le biais des coefficients de conversion, comme le montre la figure 4.2.

Les grandeurs opérationnelles actuellement utilisées pour l'étalonnage des dosimètres ont été à l'origine définies en 1985 pour être compatibles avec les grandeurs de la publication 26 de la CIPR (1977). Depuis, l'ICRU a publié de nouveaux calculs concernant ses grandeurs en introduisant des données physiques récentes avec la révision de la relation $Q-L$ de la publication 60 de la CIPR (rapport 47 de l'ICRU, 1992) pour les photons et les électrons. De nouveaux pouvoirs de ralentissement pour les protons et les particules α (rapport 49 de l'ICRU, 1993) ont conduit à une révision des coefficients de conversion pour les neutrons (publication 74 de la CIPR, rapport 57 de l'ICRU).

La compatibilité des grandeurs opérationnelles (H_{op}) avec les nouvelles grandeurs de protection de la publication 60 de la CIPR (H_{prot}) suivant le principe général :

$$H_{prot} \leq H_{op}$$

a été étudiée par un groupe de travail CIPR/ICRU. Les figures 4.3 et 4.4 issues de la publication 74 de la CIPR (1996) montrent quelques exemples de calculs de conversion entre les jeux de grandeurs pour les photons (Figure 4.2) et les électrons (Figure 4.3).

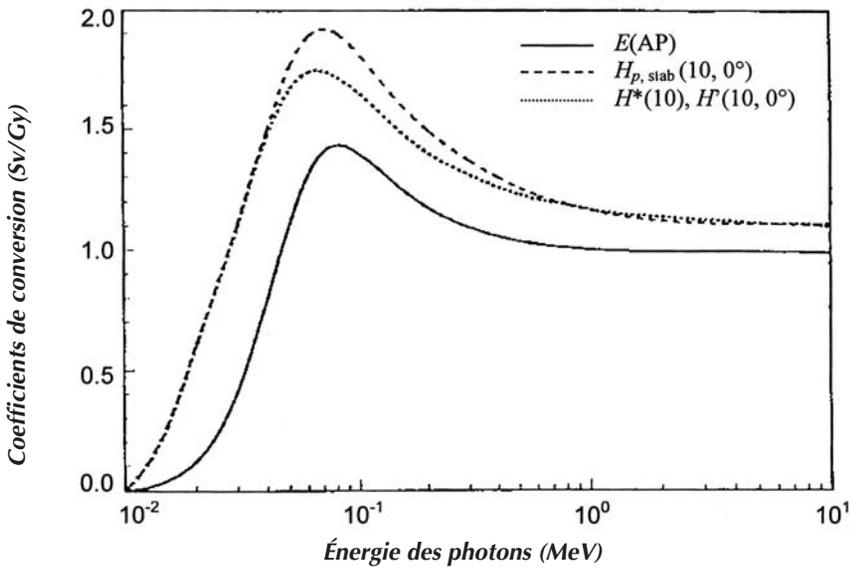


Figure 4.2. Estimation des grandeurs de protection de la CIPR par les grandeurs opérationnelles de l'ICRU (d'après J.L. Chartier, 1998).

Le groupe de travail indique dans sa conclusion que dans la plupart des situations réellement rencontrées, les grandeurs opérationnelles définies par l'ICRU en 1985 constituent toujours une *base satisfaisante* pour les mesures de protection radiologique relativement à une irradiation externe en photon ou électron, ceci malgré tous les changements dans les deux jeux de grandeurs. La surestimation est typiquement de 20 % ou plus, quelle que soit la géométrie d'irradiation.

4.1.3. Caractéristiques des instruments de radioprotection requises en dosimétrie

La qualité d'un instrument de radioprotection réside dans sa capacité à répondre correctement aux grandeurs opérationnelles $H^*(d)$ et $H'(d, \Omega)$ définies pour les instruments de mesure d'ambiance et $H_p(d)$ pour les dosimètres individuels.

Dans le tableau 4.1, pour les deux catégories d'instruments et les différents rayonnements utilisés, pénétrants ou peu pénétrants, sont indiquées la quantité dosimétrique mesurée, fonction de l'étalonnage, et la grandeur opérationnelle considérée, issue de la conversion par un facteur approprié. Pour chacune de ces grandeurs, les réponses angulaire et énergétique de l'instrument sont rigoureusement étudiées.

Rappelons que la réponse d'un instrument est l'indication de la valeur de la quantité mesurée.

Compte tenu de la définition des différents équivalents de dose, la réponse angulaire de l'instrument doit être *isotrope* pour $H^*(10)$ c'est-à-dire que sa lecture doit être indépendante de la direction du rayonnement incident, non isotrope pour les autres équivalents

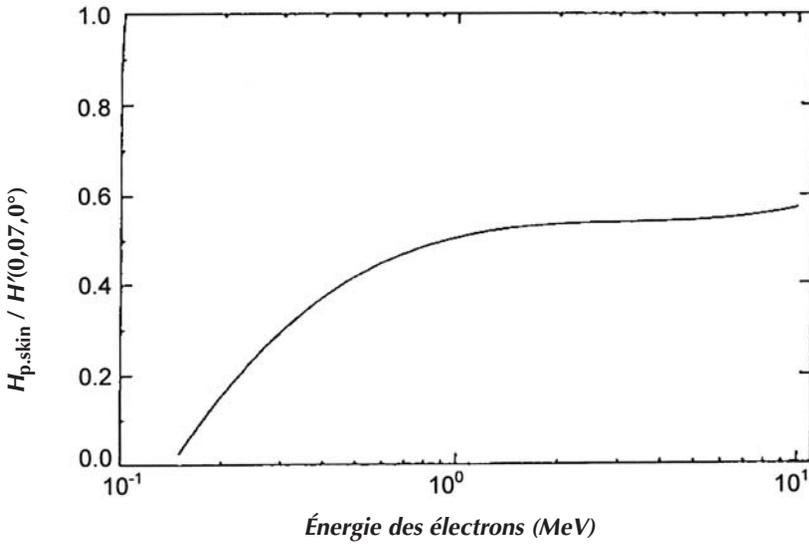


Figure 4.3. Coefficients de conversion du Kerma dans l'air en grandeurs opérationnelles et en dose efficace en fonction de l'énergie des photons (géométrie d'irradiation AP) d'après la publication 74 de la CIPR (CIPR, 1996).

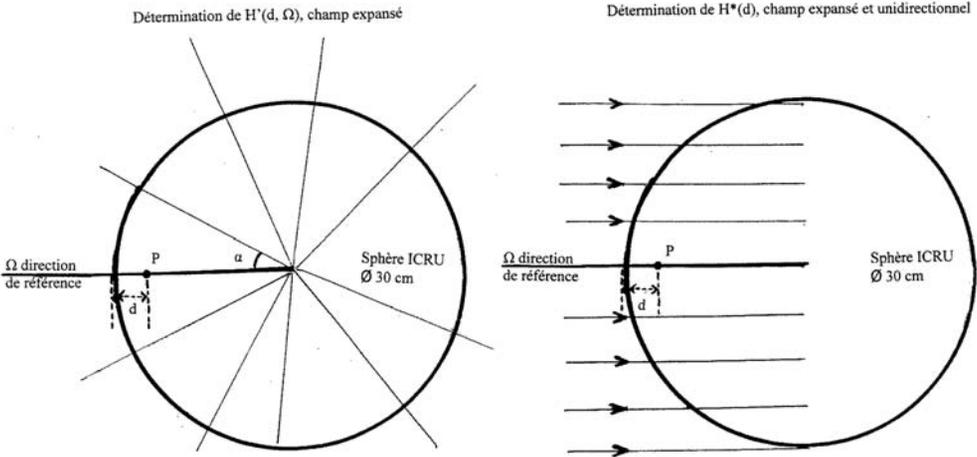


Figure 4.4. Rapport entre la dose équivalente à la peau et l'équivalent de dose directionnel ($H'(0,07 ; 0^\circ) \approx H_p(0,07)$) en fonction de l'énergie des électrons, d'après la publication 74 de la CIPR (CIPR, 1996).

de dose ou encore *isodirectionnelle* si la lecture varie avec la direction du rayonnement incident suivant la quantité opérationnelle considérée.

Tableau 4.1. Données sur les fonctions de conversion (d'après le rapport 43 de l'ICRU, 1988).

Instrument	Pouvoir du rayonnement	Équivalent de dose	Réponse angulaire	Type de rayonnement	Grandeur primaire
Mesure d'ambiance (hors fantôme)	Pénétrant	H^* (10) (ambiant)	Isotrope	Photon Électron Neutron	Kerma dans l'air Fluence Fluence
	Peu pénétrant	H' (0,07) (directionnel)	Isodirectionnelle	Photon Électron Neutron β	Kerma dans l'air Fluence Fluence Dose dans l'air ou le tissu, ou activité de la source
Dosimètre individuel	Pénétrant	H_p (0,07) (individuel)	Isodirectionnelle	Photon Électron Neutron	Kerma dans l'air Fluence Fluence
	Peu pénétrant	H_p (0,07) et H_p (3)	Isodirectionnelle	Photon Électron Neutron β	Kerma dans l'air Fluence Fluence Dose dans l'air ou le tissu, ou activité de la source

En dosimétrie individuelle, la CEI (Commission électrotechnique internationale) recommande pour les photons que le rapport entre une lecture à un angle α et une lecture $\alpha = 0^\circ$ pour des angles allant de $+75^\circ$ à -75° soit au plus de $\pm 20\%$ à l'énergie de ^{137}Cs (662 keV) et de $\pm 50\%$ à l'énergie de ^{241}Am (60 keV).

En ce qui concerne la réponse en énergie, le tableau 4.2 donne les normes fixant les spécifications relatives aux dosimètres individuels passifs et actifs (d'après A. Rannou *et al.*, 1998).

Plusieurs dosimètres mesurent l'équivalent de dose dans les tissus adjacents au port du badge à 0,07, 3 et 10 mm de profondeur. Les dosimètres thermoluminescents qui sont de bons « équivalents-tissu » pour les photons ont des réponses angulaire et en énergie proches de l'idéal grâce à l'adjonction de filtres. Leur volume sensible est cependant encore trop épais pour la dosimétrie β . Malgré quelques détecteurs spécifiques (ultra-minces ou dopés au carbone), leur utilisation en dosimétrie β est réservée aux énergies élevées (par exemple, ^{90}Sr - ^{90}Y). Les films photographiques avec filtres sont toujours utilisés bien qu'étant de mauvais « équivalents-tissu ». L'indépendance énergétique pour différents angles d'incidence est en général difficile à assurer surtout aux basses énergies pour les photons.

En dosimétrie de zone pour les photons, les instruments de mesure d'ambiance qui posent des problèmes de sensibilité excessive au-dessous de 100 keV en terme d'exposition ou de Kerma varient moins fortement en fonction de l'énergie pour la mesure de H^* (10).

Tableau 4.2. Normes internationales fixant les spécifications relatives aux dosimètres individuels (d'après A. Rannou et al., 1998).

Dosimètres	Photographiques (20 keV – 9 MeV)	Thermoluminescents dosimétrie individuelle	Électroniques
Norme	ISO 1757	CEI-ISO 1066	CEI 1283 (X, γ , β) et CEI 1323 (n) – 1995 CEI 1525 (X, γ , β et n) 1997
Réponse au débit de dose			< 20 % jusqu'à 1 Sv/h (^{137}Cs pour les photons, $^{241}\text{Am-Be}$ ou ^{252}Cf pour les neutrons)
Réponse en énergie	± 35 % pour les photons entre 20 keV et 1,2 MeV	± 30 % entre 15 keV et 3 MeV pour les photons ± 30 % entre 50 keV et 3 MeV pour les rayonnements β	± 30 % entre 50 keV et 1,5 MeV par rapport au ^{137}Cs pour les photons, –50 %, +100% pour 6 MeV (test uniquement sur site réacteur) ± 50 % pour les neutrons entre 100 keV et 15 MeV
Réponse angulaire	± 30 % pour angles 0° , $\pm 30^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 60^\circ$ et aux énergies 58 keV ou ^{241}Am et γ du ^{137}Cs ou ^{60}Co	15 % pour les angles 0° , $\pm 20^\circ$, $\pm 40^\circ$, $\pm 60^\circ$ et pour les photons de 60 ± 5 keV	Entre 0° et $\pm 75^\circ$: ± 20 % pour ^{137}Cs ± 50 % pour ^{241}Am ± 30 % pour $^{241}\text{Am-Be}$ ou ^{252}Cf

Cette conversion heureuse en équivalent de dose permet à beaucoup d'instruments mesurant l'exposition ou le Kerma de déterminer $H^*(10)$ par un simple changement d'échelle pour passer des anciennes grandeurs et unités aux nouvelles.

Pour le rayonnement β , l'instrument le plus utilisé en métrologie est la chambre à extrapolation qui présente une réponse quasi isodirectionnelle relativement à $H'(0,07, \Omega)$.

La dosimétrie des neutrons constitue un chapitre à part entière qui dépasse le cadre de cet exposé.

La dosimétrie opérationnelle est généralement associée à la dosimétrie active au service des principes d'optimisation et de limitation en radioprotection. Les dosimètres électroniques (diodes silicium) règnent en maître pour les photons. Malgré ses petites dimensions, le détecteur présente une bonne sensibilité. Par contre le silicium n'est pas un bon « équivalent-tissu » compte tenu de son numéro atomique relativement faible. En dosimétrie individuelle, ils sont étalonnés en $H_p(d)$, leur réponse entre dans les limites de variation autorisées par la norme CEI à partir de 60 keV jusqu'à 3 MeV. Notons que certains dosimètres sont munis d'une diode supplémentaire pour permettre la mesure de $H_p(0,07)$ à partir d'une énergie de l'ordre de 15 à 20 keV.

4.1.4. L'étalonnage : grandeurs de référence et procédures associées

On entend par étalonnage d'un instrument, la détermination du *facteur d'étalonnage* N par lequel on multiplie la lecture de l'instrument pour obtenir l'équivalent de dose désiré :

$$N = H / M$$

où M est la lecture de l'instrument dans un champ de référence où l'équivalent de dose est connu.

Pour bien étalonner un instrument, il faut étudier sa réponse angulaire, spectrale et la manière dont elle dépend d'autres paramètres. L'ensemble des procédures à accomplir et les caractéristiques requises apparaissent dans les normes CEI et ISO qui définissent également les champs de référence appropriés pour réaliser ces étalonnages (photon, électron, neutron).

À l'heure actuelle, les laboratoires de métrologie utilisent encore les quantités primaires du tableau 4.1 : *Kerma dans l'air, fluence, dose absorbée dans l'air ou le tissu, activité de la source*, comme *grandeurs de référence* et transforment ces données en grandeurs opérationnelles par l'intermédiaire de facteurs de conversion calculés, que l'on trouve dans les rapports 47 et 57 de l'ICRU et la publication 74 de la CIPR.

La procédure pour les dosimètres d'ambiance β est différente de celle des photons et des neutrons puisqu'elle n'utilise pas de facteurs de conversion calculés. Les dosimètres sont étalonnés en terme de dose absorbée sous $7 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ de matériau « équivalent-tissu ». Cette mesure est équivalente à celle de H' (0,07) avec un facteur de qualité égal à 1.

L'étalonnage des *dosimètres individuels* se fait en présence d'un *fantôme adéquat* qui reproduit le rayonnement diffusé par le corps de l'individu, contribution intégrée dans la définition de $H_p(d)$.

Pour les photons, le facteur d'étalonnage de beaucoup d'instruments est relativement indépendant de l'énergie. La procédure d'étalonnage est complexe, plusieurs méthodes sont utilisées pour réduire l'incertitude sur le facteur d'étalonnage (normes ISO). Pour obtenir une précision de mesure de 30 %, il faut réaliser un étalonnage de l'instrument avec une précision inférieure à 10 % ce qui implique des références connues à moins de 5 %.

Le rapport 47 de l'ICRU recommande le fantôme PMMA de $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$ dont la masse est proche de la sphère ICRU et dont les caractéristiques de rétrodiffusion sont proches de celles du corps humain.

4.2. Dosimétrie absolue

Les dosimètres absolus sont des dosimètres qui donnent des informations proportionnelles à la dose absorbée par le milieu détecteur. L'information donnée par le dosimètre absolu traduit directement la quantité d'énergie cédée au milieu par une mesure de température, de spectrophotométrie ou de courant électrique.

Pour un dosimètre considéré, la grandeur g est proportionnelle à l'énergie moyenne déposée $\bar{\varepsilon}$ dans le milieu, ω est la grandeur caractéristique du dosimètre considéré :

$$\bar{\varepsilon} = \omega \cdot g$$

La masse m du matériau dosimétrique étant connue, on en déduit la dose absorbée dans le milieu par la relation :

$$\bar{D} = \frac{\bar{\varepsilon}}{m} = \frac{1}{m} \cdot \omega \cdot g$$

4.2.1. Calorimétrie

Le calorimètre est un instrument qui permet théoriquement de mesurer la dose absorbée dans un milieu dont la capacité calorifique est connue. Ce type de dosimètre peut être employé pour la mesure des doses absorbées délivrées par des photons, des neutrons et des électrons. La mesure de ces différents rayonnements se fera par un choix approprié du milieu détecteur ou par l'emploi de plusieurs détecteurs et différenciation. On mesurera la quantité d'énergie q délivrée par l'élévation de température ΔT dans un milieu de masse m . Ce milieu constitue le dosimètre absolu. Dans un dosimètre idéal, l'énergie moyenne cédée doit être égale à l'énergie thermique. En réalité, il faut prendre en compte un facteur de conversion qui caractérise les réactions endoénergétiques ou exoénergétiques créées dans le milieu détecteur. Les matériaux qui offrent un déficit thermique minimum sont le graphite et le polystyrène, par contre, ils ont l'inconvénient de ne pas être toujours équivalents aux tissus.

Le dosimètre calorimétrique est généralement constitué d'un absorbeur autour duquel il y a une enceinte qui l'isole thermiquement. Entre l'absorbeur et l'enceinte, un espace vide parfait cette isolation. C'est le dosimètre adiabatique. Dans la pratique, il est difficile de réaliser un système totalement adiabatique. On a donc recours à plusieurs types de dosimètres calorimétriques, les calorimètres à enceinte isotherme, les calorimètres quasi adiabatiques à contrainte thermique et les calorimètres à enceinte isotherme en régime permanent.

Soit c la capacité calorifique de l'absorbeur, l'énergie moyenne absorbée par le milieu est proportionnelle à l'élévation de température ΔT , on a alors :

$$D = \frac{\bar{\varepsilon}}{m} = \frac{q}{m} = c \cdot \Delta T$$

avec $\bar{\varepsilon}$ et q en J, c en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et m en kg.

Ce type de dosimètre a un domaine d'utilisation assez restreint en raison des énergies mises en jeu. En effet,

- la quantité de chaleur produite est faible et le ΔT est faible, il faut des thermomètres extrêmement sensibles ;
- le défaut ou l'excès thermique n'est pas toujours connu avec une bonne précision ;
- la masse de l'absorbeur doit être adaptée au type de mesures que l'on souhaite effectuer.

Exemple : l'eau a une capacité calorifique $c = 4,18 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, pour une dose absorbée de 5 Gy, dose létale 50 pour l'homme. On en déduit que :

$$\Delta T = \frac{5 \text{ Gy}}{4,18 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}} = 1,2 \times 10^{-3} \text{ K}$$

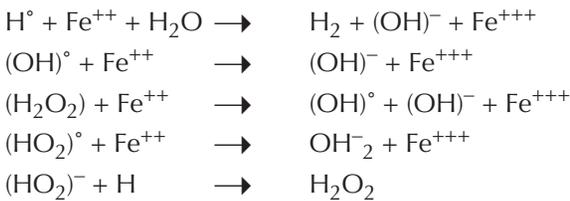
La dosimétrie par calorimétrie n'est donc pas envisageable en radioprotection, elle est limitée au laboratoire de métrologie pour des doses très importantes.

4.2.2. Dosimétrie chimique de Fricke

La radiolyse de l'eau et la formation de radicaux libres est à la base du dosimètre chimique de Fricke. Lors de l'irradiation d'une solution aqueuse, des radicaux libres et des molécules sont formés : H° , $(OH)^\circ$, H_2 , OH_2 , $(H_2O)^\circ$. Pour chaque réaction donnant un atome, une molécule ou un radical, il existe un « rendement ». Ce rendement G , qui caractérise le nombre d'atomes, de molécules ou de radicaux produits par mole, est exprimé en $\text{Mol}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{Gy}^{-1}$. Il varie selon la nature et l'énergie des rayonnements.

Pour mesurer une dose absorbée, on ajoute dans une solution aqueuse des ions ferreux Fe^{++} qui réagissent stœchiométriquement avec les radicaux libres pour former des ions ferriques Fe^{+++} dont la concentration se mesure avec précision par spectrophotométrie à une longueur d'onde de 304 nm.

Les réactions sont les suivantes :



La présence d'oxygène dans la solution est indispensable au bon fonctionnement du dosimètre car elle améliore le rendement radiochimique global d'un facteur 2.

Ainsi, les rendements chimiques en ions ferriques Fe^{+++} sont les suivants :

en l'absence d'oxygène :

$$G(Fe^{+++}) = G_{H^\circ} + G_{(OH)^\circ} + 2G_{H_2O_2} + 3G_{(HO_2)^\circ} = 0,84 \times 10^{-6} \text{ Mol}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{Gy}^{-1}$$

en présence d'oxygène :

$$G(Fe^{+++}) = 3G_{H^\circ} + G_{(OH)^\circ} + 2G_{H_2O_2} + 3G_{(HO_2)^\circ} = 1,6 \times 10^{-6} \text{ Mol}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{Gy}^{-1}$$

L'introduction d'impuretés organiques dans la solution peut modifier le rendement G . Ainsi l'introduction d'alcools favorisera l'oxydation du fer et donc, augmentera le rendement G . La présence de dérivés de styrène réduira l'oxydation du fer et donc le rendement.

Par spectrophotométrie, on peut détecter 10^{-7} mol, pour un rendement G de 10^{-7} , cela donne une sensibilité de 1 Gy. Les dosimètres chimiques sont employés pour mesurer des fortes doses, au-delà de celles couvertes par les chambres d'ionisation.

Comme le dosimètre calorimétrique, l'utilisation du dosimètre chimique n'est pas envisageable en radioprotection, elle reste limitée au laboratoire de métrologie ou à la radiochimie.

4.2.3. Chambre d'ionisation et théorème de Bragg-Gray

Considérons, à l'intérieur d'un milieu matériel M , une chambre d'ionisation (cavité remplie d'un gaz de détection).

Si :

– les dimensions de la cavité sont faibles devant le parcours des électrons mis en mouvement par les photons dans le milieu M , et que leur spectre n'est pas modifié dans la cavité ;

- les interactions des photons générant des électrons dans la cavité sont négligeables devant la quantité d'électrons mis en mouvement dans le milieu M ;
- la distribution en énergie des électrons issus de la paroi est la même en tout point de la cavité ;
- la fluence de photons primaires est spatialement uniforme dans la région par laquelle les électrons secondaires pénètrent dans la cavité ;

On considère que les conditions du théorème de Bragg-Gray sont réunies.

Sachant que l'énergie nécessaire pour créer une paire d'ions dans le gaz est \bar{w} , si ${}_v j$ est le nombre d'ionisations créées dans le gaz par unité de volume et par unité de temps, l'énergie absorbée dans le gaz par unité de volume et par unité de temps vaut :

$${}_v \dot{E} = {}_v j \cdot \bar{w}$$

On peut donc déterminer l'énergie absorbée dans le volume gazeux par unité de masse et par unité de temps :

$${}_m \dot{E} = {}_m j \cdot \bar{w}$$

Si l'équilibre électronique est réalisé dans le milieu M qui constitue l'enveloppe du détecteur, compte tenu du changement de milieu, on obtient le débit de dose absorbée derrière la paroi par la relation :

$$\dot{D}_M = \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_c^M {}_m j \cdot \bar{w}$$

– $\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_c^M$ est le rapport du pouvoir d'arrêt par collision du milieu M sur celui de la cavité gazeuse C ;

– ${}_m j$ représente le nombre d'ionisations créées par unité de masse et de temps.

On a donc : ${}_m j = \frac{dQ}{e} \cdot \frac{1}{dm} \cdot \frac{1}{dt}$

Sachant que $\frac{dQ}{dt}$ est égal à l'intensité i en ampère, on obtient la relation suivante :

$${}_m j = \frac{i}{e \cdot \rho \cdot dv}$$

$$\dot{D}_M = \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_c^M \frac{i}{e \cdot \rho \cdot dv} \cdot \bar{w}$$

avec :

- i : intensité du courant (A),
- e : charge d'un électron ($1,6 \times 10^{-19}$ C),
- dv : élément de volume de la cavité (cm^3),
- \bar{w} : énergie moyenne pour créer une paire d'ions dans le gaz (eV).

Cas des chambres d'ionisation remplies d'air à paroi équivalente aux tissus

Le rapport du pouvoir d'arrêt des tissus sur celui de l'air est pratiquement constant sur toute la gamme d'énergie courante et vaut environ 1,14.

La relation donne :

$$\overset{\circ}{D}_{\text{tissus}} = 1,14 \times (33,7 \times 1,6 \times 10^{-19}) \times \frac{i}{1,6 \times 10^{-19} \times 1,293 \times 10^{-6} \times V_{\text{gaz}}} \times 3600$$

avec :

- 33,7 eV : énergie moyenne dans l'air pour créer une paire d'ions,
- $1,6 \times 10^{-19}$ (au numérateur) : passage de l'eV au J,
- $1,6 \times 10^{-19}$ (au dénominateur) : charge d'un électron,
- $1,293 \times 10^{-6}$: masse volumique de l'air ($\text{kg}\cdot\text{cm}^{-3}$),
- 3600 : passage de la seconde à l'heure.

Ainsi, le débit de dose absorbée est $\overset{\circ}{D}_{\text{tissus (Gy/h)}} = 1,07 \times 10^{11} \frac{i_{(\text{A})}}{V_{\text{gaz (cm}^3\text{)}}$

Les chambres d'ionisation sont capables de mesurer de faibles débits de dose et conviennent parfaitement pour une utilisation en radioprotection.

4.3. Dosimétrie relative

Un dosimètre est dit relatif lorsque sa réponse ne peut pas être directement liée à l'énergie déposée dans le matériau détecteur, du fait de l'intervention dans sa réponse de nombreux paramètres physiques, chimiques et/ou géométriques. Les dosimètres relatifs doivent être étalonnés au moyen des dosimètres absolus précédemment décrits.

Tout comme les dosimètres absolus, les dosimètres relatifs entrent dans deux catégories, passive ou active, suivant leur mode d'exploitation :

- Les dosimètres passifs sont ceux pour lesquels l'irradiation produit une modification durable de l'élément détecteur. L'ensemble de ces modifications apparaissant pendant la période de port est intégré, puis révélé plus ou moins longtemps après l'exposition par un laboratoire spécialisé. Appartiennent à cette catégorie l'émulsion nucléaire, les détecteurs solides de trace et les détecteurs à thermoluminescence ou radiophotoluminescence.
- Les dosimètres actifs, également appelés dosimètres électroniques, sont composés d'un élément sensible fournissant un signal électrique sous l'effet d'un rayonnement. Les dosimètres actifs délivrent non seulement comme les dosimètres passifs la dose intégrée à l'issue de la période de port, mais également le débit de dose en temps réel, c'est-à-dire à tout moment pendant la période de port. Ils peuvent également déclencher une alarme pour un seuil prédéfini de dose intégrée. Les dosimètres électroniques offrant les plus vastes possibilités d'exploitation sont ceux qui évoluent actuellement le plus rapidement.

4.3.1. Film photographique

Le dosimètre photographique, encore très utilisé, est le plus ancien dosimètre. Généralement porté sur le tronc, il est essentiellement utilisé comme « détecteur individuel d'irradiations externes » pour la dosimétrie des rayonnements X, γ , des particules β et des neutrons. Bien que les dosimètres photographiques ne soient pas directement sensibles aux neutrons, ils permettent néanmoins d'accéder à la dosimétrie des neutrons thermiques.

Principe de détection des films photographiques

On appelle « film photographique » une émulsion photographique déposée en une mince couche de 10 à 85 μm d'épaisseur sur un support d'acétate de cellulose, également appelé film. Une couche d'émulsion photographique consiste en une gélatine contenant une suspension de cristaux d'halogénure d'argent BrAg, agglomérés en grains approximativement sphériques d'un diamètre de 0,1 à 3 μm (Figure 4.5).

Lors de l'exposition, si une certaine quantité d'énergie est communiquée à l'halogénure par un rayonnement incident, la libération d'un certain nombre d'électrons est provoquée (rayonnement incident + $\text{Br}^- \rightarrow \text{Br} + \text{e}^-$). Les électrons libérés peuvent être captés par des pièges situés dans la bande interdite. Ces pièges constituent alors des centres de sensibilité ionisés. Les atomes ionisés Ag^+ qui existent dans le grain de BrAg peuvent être attirés par les centres de sensibilité ionisés : ils sont alors neutralisés ($\text{Ag}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{Ag}$). Les atomes d'argent métalliques ainsi formés constituent l'image latente ; ce sont les grains impressionnés.

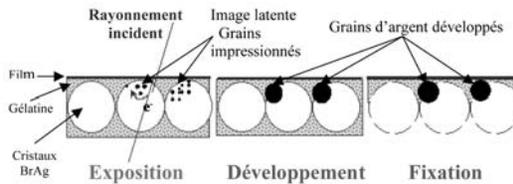


Figure 4.5. Schéma de principe du film photographique.

Pour rendre l'image visible, des opérations de développement et de fixation sont réalisées. L'opération de développement consiste à multiplier (d'un facteur de l'ordre de 10^{12}) à l'aide d'un révélateur chimique les atomes d'argent métalliques, les nouveaux venant se fixer sur les premiers formés, jusqu'à obtention de grains d'argent réduits qui noircissent le film. L'action du révélateur est arrêtée en plongeant l'émulsion dans un bain constitué par une solution d'acide acétique. L'opération de fixation élimine, à l'aide d'hyposulfite de sodium, les cristaux d'halogénure n'ayant pas reçu d'image latente.

Le noircissement, pour un développement constant, est proportionnel à l'énergie totale absorbée par l'émulsion et, par conséquent, à l'irradiation initiale.

Courbe de noircissement, étalonnage

La mesure du noircissement est obtenue par numérisation densitométrique, c'est-à-dire par la mesure de l'absorption du film d'un faisceau lumineux qui le traverse. La densité optique, d , est définie comme le logarithme décimal du rapport entre l'intensité lumineuse incidente, I_0 , et l'intensité transmise par le film, I : $d = \log(I_0/I)$.

La caractéristique d'un film est la courbe de la densité optique après développement en fonction de l'énergie absorbée par le film, ou de toute quantité qui lui est proportionnelle telle que la dose absorbée (Figure 4.6).

L'ordonnée à l'origine de cette courbe traduit la valeur du voile de fond, généralement inférieur à 0,2. Celui-ci correspond à la densité optique d'un film non exposé et développé. Plus la gamme de dose, sur laquelle la réponse du film est linéaire, sera grande et plus l'utilisation dosimétrique de ce film sera intéressante. Il existe différents types d'émulsion présentant différentes gammes de sensibilité en dose.

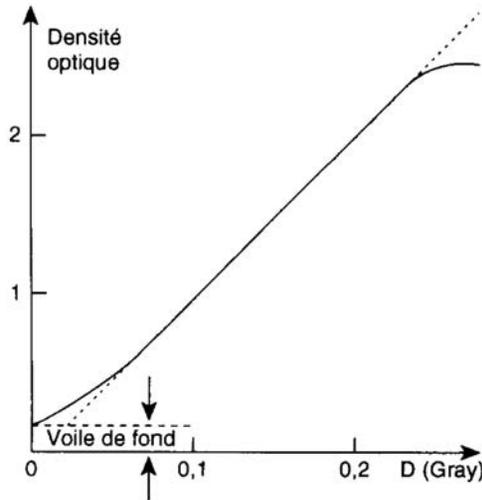


Figure 4.6. Densité optique en fonction de la dose absorbée (De Choudens, 1997).

Exploitation comme dosimètre individuel pour des rayonnements X, γ et β : réponse en fonction de l'énergie

Le noircissement d'un film exposé à une fluence de rayonnements X et γ est conjointement dû aux électrons émis à l'intérieur de l'émulsion et à ceux émis à l'extérieur de l'émulsion mais qui la traversent. Le noircissement d'un film soumis à une fluence de photons dépend donc étroitement de l'environnement du film, celui-ci déterminant la fluence d'électrons pénétrant l'émulsion. Par ailleurs, pour un environnement donné, la réponse d'un film photographique présente des variations considérables en fonction de l'énergie du rayonnement électromagnétique incident (Figure 4.7).

La forte augmentation de réponse du film dans les faibles énergies (on parle d'hypersensibilité du film) s'explique par les deux phénomènes suivants. D'une part, pour des photons d'énergie inférieure à quelques centaines de keV, la fluence traversant l'émulsion est due de façon prépondérante aux électrons créés dans l'émulsion elle-même. D'autre part, la présence des atomes lourds de Br et d'Ag dans la couche photosensible rend majoritaire la perte d'énergie des photons par effet photoélectrique, qui varie comme E_γ^{-3} .

Le rapport de la valeur de noircissement maximal (ici atteint à 50 keV) à la valeur constante (correspondant ici aux énergies supérieures à environ 500 keV) varie suivant la nature de l'émulsion (pour l'émulsion considérée ici : D (film nu) = 50 \times D (tissus) à 50 keV).

La figure 4.7 montre que pour déterminer une dose dans les tissus à partir du noircissement d'une émulsion photographique, il faut tenir compte de l'énergie du rayonnement. Une moyenne de l'énergie de la fluence incidente peut être déduite du rapport de noircissement entre deux courbes. Si cette énergie est comprise entre 80 keV et 1 MeV, la courbe E_6 , correspondant à un film muni d'un écran composé de 0,4 mm de plomb et de 1 mm d'étain, donne directement la dose dans les tissus. Si cette énergie est inférieure à 80 keV, la valeur de la dose absorbée réelle sera déterminée en appliquant un facteur de correction à la valeur lue sur une des courbes, le facteur correspondant à cette courbe pour l'énergie considérée.

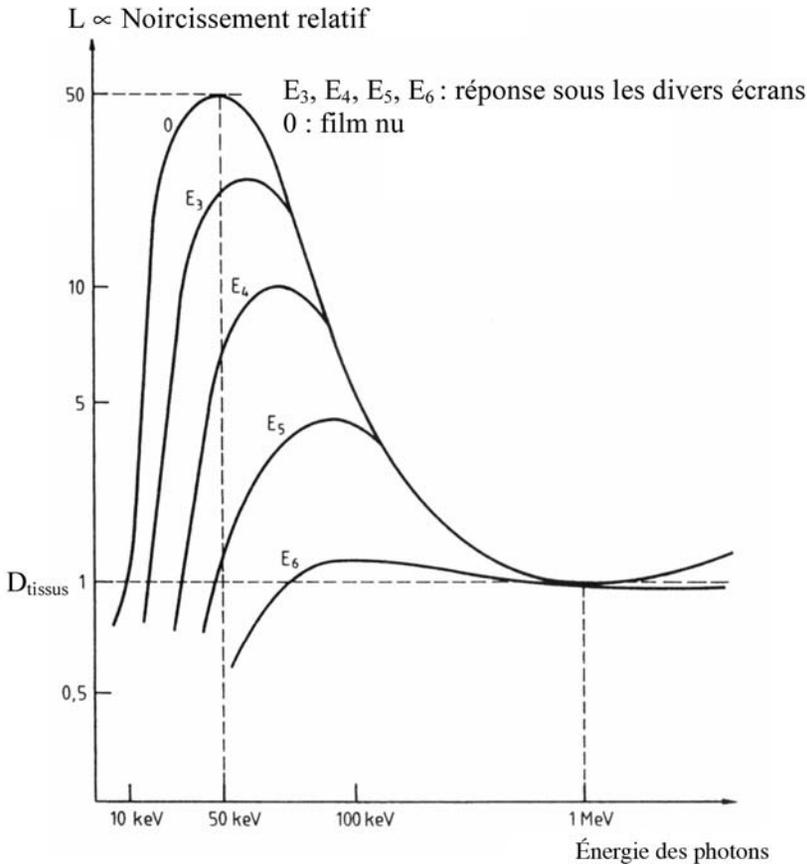


Figure 4.7. Noircissement du film, relativement à la dose tissu, en fonction de l'énergie des photons pour le film nu (courbe notée 0) et pour le film sous divers écrans (courbes notées E_3 ... E_6) (d'après Blanc, 1990).

Pour une détermination plus précise de la dose et des énergies des différents rayonnements qui ont atteint le film, les dosimètres utilisent à l'aide d'une méthode de calcul itératif sur ordinateur les résultats de noircissement du film sous différents écrans. Cette méthode consiste à rechercher, parmi toutes les combinaisons possibles d'énergie, celles qui auraient pu donner la plus forte et la plus faible dose totale, tout en donnant les doses lues sur le film sous les différents écrans.

Dosimètre photographique

Il existe différents types de dosimètres photographiques (mis au point par le CEA, l'IRSN...). Composé de deux ou trois émulsions correspondant à des gammes différentes de sensibilité en dose, le film est conditionné dans un emballage polyéthylène étanche aux vapeurs. Le film est alors placé dans un boîtier plastique, muni de différents écrans destinés à absorber sélectivement les rayonnements suivant leur nature et leur énergie et qui définissent sept plages de mesure :

- plage nue (pour irradiation de face seulement),
- plage plastique de $300 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$,
- plage de 1,5 mm d'aluminium,
- plage de 0,2 mm de cuivre + 1,3 mm d'aluminium,
- plage de 0,6 mm de cuivre,
- plage de 0,34 mm de cadmium + 0,6 mm d'étain + 0,4 mm de plomb,
- plage de 1 mm d'étain + 0,4 mm de plomb.

Les trois premières plages servent à détecter et à différencier les rayonnements β , X, et γ mous.

Les deux plages suivantes sont définies pour les photons X et γ d'énergie comprise entre 30 et 100 keV.

La comparaison des deux dernières plages permet d'évaluer les doses imputables aux photons de fortes énergies et aux neutrons thermiques. En effet, toutes deux présentent les mêmes caractéristiques d'absorption des rayonnements γ , mais celle contenant du cadmium arrête les neutrons thermiques et produit des γ par la réaction (n, γ) . Par ailleurs, la dernière plage destinée aux γ d'énergie supérieure à 80 keV a été étudiée dans le but de réduire l'hypersensibilité de l'émulsion aux faibles énergies (voir courbe E_6 de la figure 4.7).

Dosimétrie photographique des neutrons

L'action directe des neutrons sur les émulsions photographiques n'est pas suffisamment grande pour permettre leur dosimétrie.

Comme il a été explicité au paragraphe précédent, la dosimétrie des neutrons thermiques revient à effectuer une dosimétrie γ . Pour cela, la réaction $\text{Cd}(n, \gamma)\text{Cd}$, dans laquelle un γ de 5 MeV est émis par capture, est exploitée. Une feuille de cadmium de 0,3 à 0,4 mm d'épaisseur, placée de part et d'autre du film, suffit pour absorber plus de 99 % des neutrons thermiques incidents. Le noircissement résultant d'une quantité de neutrons thermiques qui produirait une dose équivalente de 10 mSv est comparable à celui résultant d'une quantité de rayonnement γ produisant un équivalent de dose de 2, 3 mSv. Afin de connaître l'origine du noircissement et ainsi en déduire l'équivalent de dose résultant, les deux dernières plages du film sont comparées comme expliqué précédemment (le noircissement, dû aux rayonnements γ accompagnant les neutrons thermiques, est déterminé en plaçant, sur une partie de l'émulsion, un filtre d'étain quasi insensible aux neutrons ayant la même absorption que le cadmium pour les γ).

La dosimétrie des neutrons rapides ne peut, quant à elle, passer par une mesure de noircissement. Elle repose sur le dénombrement, au microscope, des traces des protons de recul engendrés par les neutrons rapides dans la matière hydrogénée de l'émulsion, de son

support et du papier d'emballage, ou éventuellement dans un radiateur hydrogéné placé au contact (Figure 4.8).

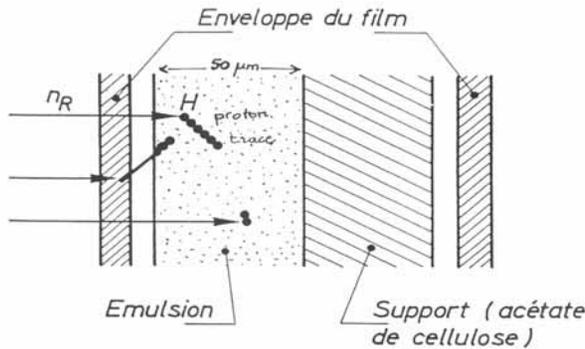


Figure 4.8. Émulsion nucléaire NTA.

La mesure des longueurs de trace (proportionnelle à l'énergie du proton) au microscope, en tenant compte de l'angle d'inclinaison dans la gélatine, permet d'accéder au spectre des neutrons incidents. La mesure de la densité des traces permet d'accéder à la dose reçue. Le seuil en énergie est cependant assez élevé (> 1 MeV). Les émulsions nucléaires, destinées à la dosimétrie des neutrons rapides, peuvent également être insérées dans les étuis de film.

Avantages et inconvénients des films photographiques

Le dosimètre photographique fournit, en plus de la dose, d'autres indications qui peuvent être très utiles en cas d'enquête sur une irradiation :

- Il est possible de remonter au type d'irradiation du film.
- Le film fournit une véritable « image » de l'irradiation. Les films photographiques sont en effet également utilisés dans le domaine de l'autoradiographie. Des irrégularités de répartition de l'irradiation ou des taches de contamination peuvent ainsi être mises en évidence.
- Certains boîtiers contiennent un moyen d'identifier la direction du rayonnement. Ainsi, certains dosimètres contiennent des pastilles de plomb sur leur face arrière qui permettent de distinguer un rayonnement venant de l'avant d'un rayonnement venant de l'arrière.

Le dosimètre photographique présente, néanmoins, de nombreux inconvénients :

- effacement progressif des images latentes dans une émulsion photographique en fonction de la température et avec la présence d'eau dans l'émulsion ;
- pour une exposition donnée, noircissement dépendant des conditions de développement : durée de développement, température, composition du révélateur, âge du bain, etc. ;
- sensibilité de l'émulsion à divers agents chimiques (mercure, ammoniac, certaines vapeurs organiques...) entraînant un noircissement n'ayant aucune relation avec une irradiation ;
- exploitation longue et complexe. L'étalonnage du film en fonction de la dose des γ du ^{60}Co et en fonction de l'énergie entraîne des erreurs de mesure et de calcul.

Spécificités des films photographiques

- Rayonnements et particules détectées : X et γ , électrons et β , neutrons thermiques.
- Seuil de mesure : 0,2 mSv.
- Gamme : 250 mSv.
- Précision : 20 %.

4.3.2. Détecteur solide de traces

Ces détecteurs connaissent un développement récent notamment dans le domaine de la dosimétrie des neutrons, ainsi que pour les mesures passives du radon où, associés à des détecteurs radiothermoluminescents, ils constituent depuis quelques années en France le dosimètre réglementaire des mineurs d'uranium.

Principe de détection des détecteurs solides de trace

Les détecteurs solides de traces sont des matériaux polymères. Insensibles aux rayonnements X et γ , ainsi qu'aux électrons, les détecteurs solides de trace ne détectent que les particules chargées lourdes (noyaux de fission, particules α , protons). Pour la dosimétrie des neutrons, ces détecteurs sont placés derrière un convertisseur (Figure 4.9), couche mince d'un composé contenant du lithium et/ou du bore enrichi en ^6Li , et ^{10}B de façon à générer sous l'action des neutrons de basse énergie des réactions (n, α). Un radiateur en uranium enrichi au ^{235}U permettra de mesurer les neutrons rapides par l'intermédiaire des noyaux de fission produits ; le $(\text{CH}_2)_n$ est également utilisé par l'intermédiaire des protons de recul.

Une particule lourde chargée traversant un diélectrique minéral (mica, verre, quartz...) ou organique (polyéthylène, acétate, carbone de cellulose...) y crée des dommages d'échelle atomique tout au long de sa trajectoire. Ces dommages ou défauts subsistent après l'irradiation et constituent une trace latente du passage de la particule. À l'issue de l'irradiation, ces défauts peuvent être révélés par un processus d'attaque chimique à l'aide d'un réactif approprié (acide fluorhydrique, soude ou potasse). Plus précisément, le réactif chimique attaque la surface du matériau irradié et à une plus grande vitesse le cœur endommagé des traces latentes, donnant lieu à l'issue de l'immersion du matériau à des « trous » microscopiques de différentes morphologies (Figure 4.10).

Comptage des traces

Le comptage des traces peut être réalisé de différentes façons :

- La technique visuelle, après développement électrochimique, consiste à utiliser un microscope optique. Il existe à cet égard des méthodes automatiques de lecture et de traitement informatique de la « surface » (sur la profondeur des traces) du matériau détecteur qui transmettent les données observées par un microscope optique conventionnel à un ordinateur *via* une caméra TV.
- Une autre technique consiste à déposer une très fine couche de métal sur la face du détecteur qui n'est pas au contact du radiateur. Après révélation des traces, si le détecteur est soumis à un fort champ électrique, des décharges se produisent à l'endroit des trous correspondant au passage des particules. Le comptage de ces décharges détermine le nombre de traces.

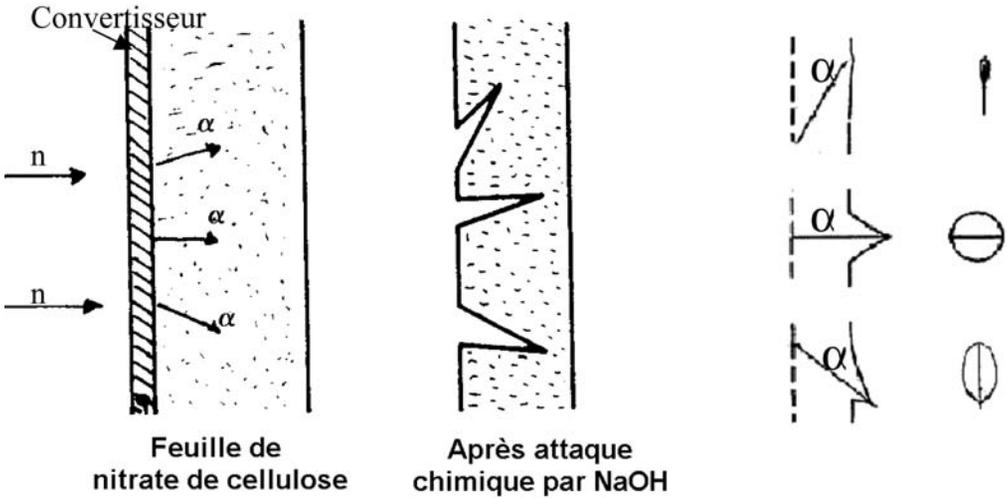


Figure 4.9. Schéma de principe du détecteur solide de traces (d'après Blanc, 1990).

Exploitation comme dosimètre individuel : réponse en fonction de l'énergie

L'étude et le comptage des traces permettent de mesurer la fluence des particules incidentes. Par étalonnage, il est possible de relier le nombre de traces mesurées par cm^2 à l'équivalent de dose.

La réponse du détecteur solide de traces en fonction de l'énergie dépend du transfert d'énergie linéique et de l'angle d'incidence de la particule détectée, ainsi que de la nature du matériau détecteur. Il existe un seuil de détection en énergie. En effet, seuls les dépôts d'énergie supérieurs à 200 keV donnent lieu à des traces détectables. Par conséquent, dans le cas d'un radiateur à protons de recul, on ne pourra pas détecter les neutrons d'énergie inférieure à 200 keV.

Spécificités des dosimètres basés sur les détecteurs solides de trace

- Particules détectées : α , protons, neutrons.
- Bruit de fond (existence dans tous les cas d'une certaine quantité de traces dans un dosimètre non irradié) : de 0,1 à 2 mSv suivant la nature du matériau détecteur.
- Sensibilité : 10^4 traces par cm^2 pour 1 mSv.

4.3.3. Thermoluminescence et photoluminescence

Certains matériaux minéraux emmagasinent de l'énergie sous irradiation en piégeant des électrons excités de la bande de conduction dans des défauts cristallins au niveau d'impuretés, qui se comportent comme des activateurs. Deux processus particulièrement importants, la photoluminescence et la thermoluminescence, donnent lieu à deux types de dosimètres : les dosimètres photoluminescents et les dosimètres thermoluminescents.

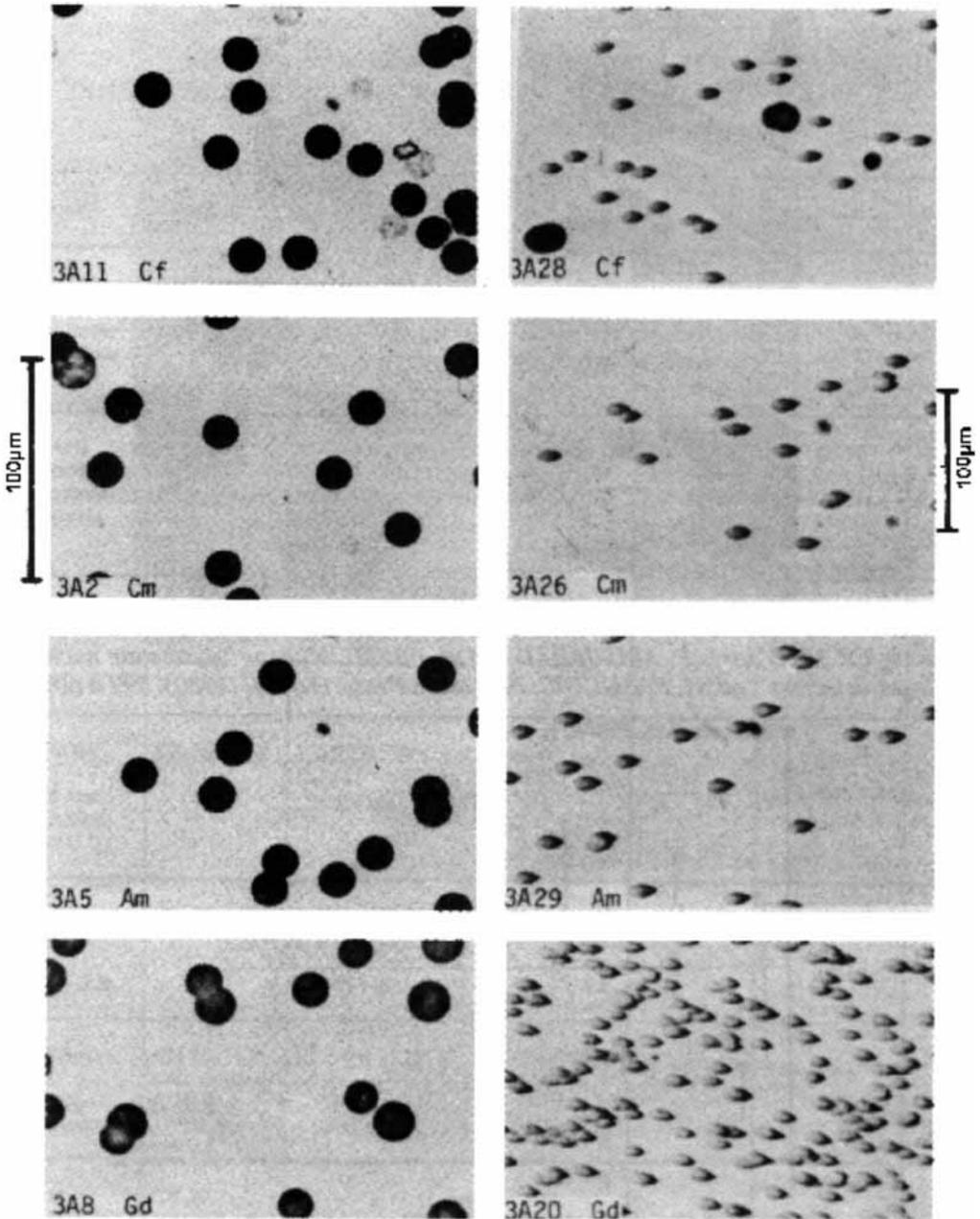


Figure 4.10. Microphotographie de traces de particules α à l'incidence normale et à 45° , pour différents émetteurs (Blanc, 1990).

4.3.3.1. Dosimètres thermoluminescents

Apparus à la fin des années 1960, la dosimétrie par matériaux thermoluminescents s'est considérablement développée ces dernières années. Performante en dosimétrie individuelle, environnementale et médicale, la thermoluminescence est la méthode dosimétrique la plus utilisée ou en passe de l'être. Elle est devenue la dosimétrie légale dans de nombreux pays (Pays-Bas, Italie, etc.).

Principe de détection des détecteurs thermoluminescents

Les détecteurs thermoluminescents sont essentiellement constitués de composés minéraux ioniques cristallisés, contenant des défauts ponctuels générés par adjonction d'un activateur. L'introduction de ces défauts dans le réseau cristallin perturbe la périodicité des atomes et crée des niveaux d'énergie localisés qui sont situés dans la bande interdite (Figure 4.11).

L'action d'un rayonnement sur un cristal se fait essentiellement par les particules chargées constituant ce rayonnement (α , β , protons) ou résultant de son interaction avec les atomes du cristal (X , γ , neutrons). Sous l'effet d'une excitation, due au ralentissement progressif dans le cristal d'une particule chargée, un électron de la bande de valence peut recevoir une énergie suffisante pour passer dans la bande de conduction, où il devient mobile. L'électron circulant dans la bande de conduction a tendance à retomber vers la bande de valence. Ce faisant, il peut être capturé par un piège au voisinage de celle-ci. L'énergie ainsi stockée dans les pièges est proportionnelle à la dose absorbée dans le cristal. En effet, le nombre d'électrons piégés au cours de l'irradiation est proportionnel au nombre d'électrons créés dans le cristal suite aux interactions des rayonnements incidents avec ce cristal, lui-même proportionnel à l'énergie cédée par ces rayonnements au sein du cristal et par conséquent à la dose absorbée dans le cristal.

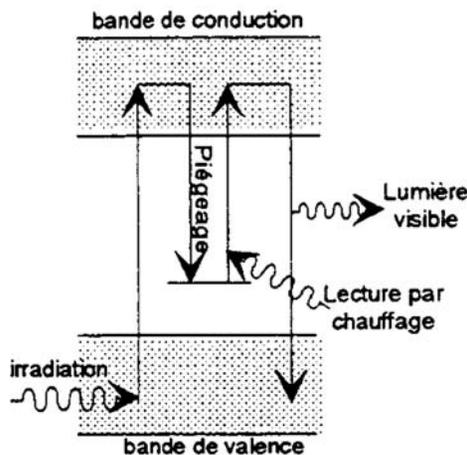


Figure 4.11. Schéma de principe de la thermoluminescence (Bodineau, 1995).

Lecture des dosimètres thermoluminescents

Afin de connaître la quantité d'énergie stockée au sein des pièges du cristal, et donc la dose absorbée par le cristal au cours de l'irradiation, celui-ci est chauffé et la quantité de lumière émise par suite du phénomène de thermoluminescence est mesurée à l'aide d'un photomultiplicateur.

La diversité des défauts existants dans le réseau cristallin entraîne la formation de pièges d'énergies variées. La libération des porteurs par les différents pièges se fera donc à des températures différentes. Si lors de la lecture d'un matériau thermoluminescent ayant été irradié, la température de chauffage croît suivant une loi linéaire, on obtient l'intensité relative de la luminescence en fonction de la température (Figure 4.12).

Pour les deux cas de matériaux luminescents représentés (Figure 4.12), à savoir le fluorure de lithium LiF et le fluorure de calcium CaF₂, trois pics principaux apparaissent. Pour la dosimétrie, seule est utilisée la partie de la thermoluminescence émise à une température suffisamment élevée pour que son émission spontanée soit pratiquement nulle dans le domaine des températures d'utilisation et de conservation normalement rencontrées, généralement admises entre -40 °C et 80 °C. Concernant le LiF et le CaF₂, leur pic principal situé respectivement vers 200 °C et 275 °C est utilisé pour la dosimétrie.

Il existe de nombreux lecteurs automatiques dans le commerce offrant une reproductibilité de 5 à 30 % suivant la sélection faite sur les produits. La capacité de lecture peut aller de 100 à 500 dosimètres par heure.

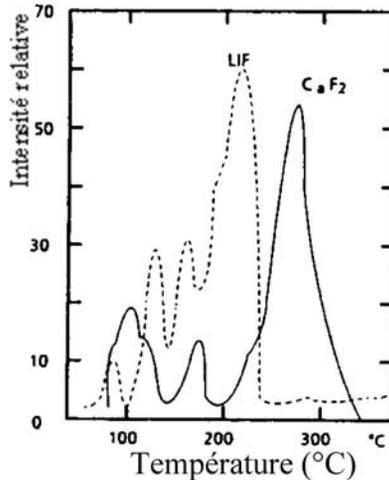


Figure 4.12. Courbes de thermoluminescence pour le LiF et le CaF₂ (d'après de Choudens, 1997).

La lecture d'un dosimètre thermoluminescent peut également se faire optiquement (Magne *et al.*, 2000). On parle alors de luminescence stimulée optiquement (*Optically Stimulated Luminescence* ou *OSL*). Trois familles de matériaux de faible Z ont été étudiées à Saclay, à savoir des poudres de sulfure de magnésium, des fibres en silice photochromique, ainsi que des pastilles et fibres cristallines d'alumine. La lecture peut s'effectuer en opération et nécessite un temps court de remise à zéro d'environ une minute, autorisant potentiellement un véritable suivi, déporté par fibre optique, en temps réel des intervenants sous radiations. Le stockage optique de l'information accroît la sûreté de fonctionnement du système du fait de son insensibilité aux pannes électroniques (surveillance post-accidentelle).

Exploitation comme dosimètre individuel : réponse en fonction de l'énergie

Il a été vu précédemment que la quantité de lumière émise par suite du phénomène de thermoluminescence est proportionnelle à la dose absorbée dans le cristal. Pour que cette dose absorbée soit la plus proche possible de celle absorbée dans les tissus, des corps dont

les atomes ont des masses atomiques voisines de celles du carbone, de l'oxygène ou de l'azote sont utilisés.

La figure 4.13 représente les écarts calculés entre l'énergie absorbée par différents corps thermoluminescents et l'énergie absorbée dans les tissus pour le rayonnement électromagnétique en fonction de son énergie.

D'après la figure 4.13, un mélange de borate de lithium $B_4O_7Li_2$ avec 4 % de manganèse Mn aurait une réponse idéal. Cependant, pour des raisons de commodité de réalisation et d'emploi, c'est le fluorure de lithium LiF qui est universellement utilisé. Le fluorure de lithium, LiF, présente une très bonne réponse pour les X et γ grâce à son numéro atomique moyen faible. Étaloné dans un faisceau de γ du ^{60}Co , la dose dans les tissus peut être directement mesurée, quelle que soit l'énergie du rayonnement (erreur maximale à 50 keV de plus 50 %). Par ailleurs, son rendement de luminescence élevé permet à l'aide de dosimètres de très petites tailles de mesurer de faibles doses.

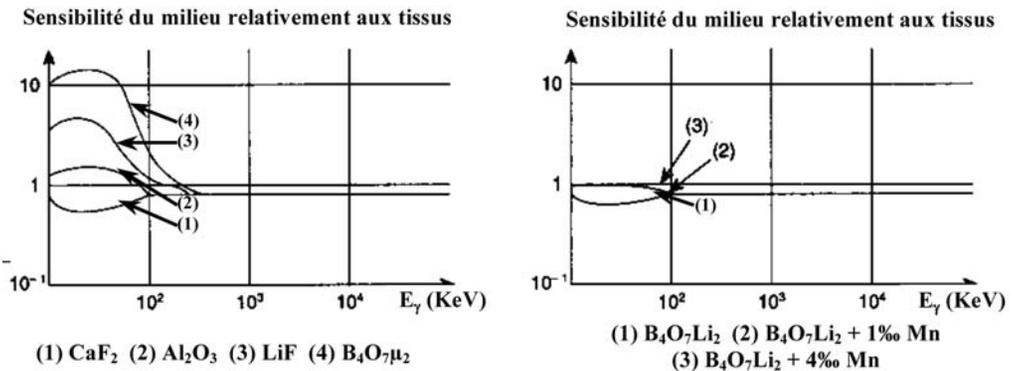


Figure 4.13. Sensibilité en fonction de l'énergie E_γ des photons de quelques substances thermoluminescentes (d'après de Choudens, 1997).

Dosimètres thermoluminescents : différentes applications

Les matériaux thermoluminescents peuvent être employés sous forme de poudre, de pastilles frittées ou enrobées dans du téflon ou de l'alumine, ou sous beaucoup de formes adaptées aux contextes de mesure.

Le tableau 4.3 donne la nature de matériaux radiothermoluminescents pour différentes applications.

Tableau 4.3. Nature de matériaux radiothermoluminescents pour différentes applications.

Dosimétrie individuelle	Dosimétrie environnementale	Dosimétrie médicale	Dosimétrie de criticité
LiF (Dy)	CaSO ₄ (Dy)	Li ₂ B ₄ O ₇ (Cu)	Al ₂ O ₃ (insensible aux neutrons)

Les dosimètres thermoluminescents ont deux grandes applications : la surveillance de l'irradiation des mains, la mesure des neutrons d'albédo.

Pour la dosimétrie des mains, le matériau thermoluminescent est conditionné soit sous forme annulaire (première phalange des doigts), soit sous forme de film (pulpe des doigts).

Il s'agit dans le premier cas d'une pastille de LiF plaquée sur un anneau par un plastique thermorétractable. D'épaisseur équivalente à celle de la couche cornée de la peau, ce film plastique permet la mesure de $H_p(0,07)$, dose à la peau des doigts, qu'elle soit due à des photons ou à des β . Cette dose peut être importante même lorsque la dose au corps entier est faible. En effet, le débit de dose est inversement proportionnel au carré de la distance séparant la source d'irradiation au tissu cible. Or cette distance peut être très faible au niveau des doigts d'une personne manipulant des produits radioactifs (une source de $3,7 \times 10^7$ Bq de ^{60}Co qui donne à 1 m un débit d'équivalent de dose de l'ordre de 0,01 mSv peut varier d'environ 0,2 mSv à 10 Sv).

Pour la dosimétrie des neutrons d'albédo, le ^6LiF thermoluminescent est utilisé du fait de sa forte sensibilité aux neutrons thermiques. Le ^6LiF réagit avec les neutrons thermiques ($^6_3\text{Li} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^3_1\text{H}$) en formant deux particules, l' α et le tritium, dont les énergies absorbées sur place contribuent entièrement à la thermoluminescence (1 mSv de neutrons thermiques répond de façon analogue à 100 mSv de γ). La dosimétrie des neutrons d'albédo consiste donc à utiliser cette sensibilité pour évaluer la dose totale due aux neutrons en mesurant les neutrons thermalisés et réémis par le corps (cette réémission s'appelle albédo) du porteur du dosimètre. Pour cette dosimétrie, le couple de détecteurs ^6LiF et ^7LiF est utilisé. Le dernier détecteur n'étant sensible qu'aux photons, la réponse aux neutrons est déterminée par différence des réponses des deux détecteurs. Ce type de dosimètre dispose d'un champ de mesure allant d'environ 0,2 mSv à 4 Sv.

Avantages et inconvénients

Le dosimètre est réutilisable (plusieurs centaines de fois sauf cassures) après remise à zéro par chauffage à haute température. Cette caractéristique signifie également que la lecture détruisant l'information, le dosimètre ne peut être lu qu'une seule fois. Toutefois, l'information de base que constitue la courbe de thermoluminescence ou « thermogramme » peut être enregistrée par des moyens informatiques.

Pour les dosimètres optoélectroniques (OSL), il est possible de suivre en temps réel des intervenants sous radiations. Par ailleurs, intégré dans un PC portable, les dosimètres OSL permettent d'effectuer des mesures de doses dans des endroits difficilement accessibles tels des passages de doigt de gant. En effet, le capteur peut être déporté par une fibre silice intégrant un polycristal de MgS:Ce:Sm , la stimulation est alors assurée par une diode laser et un photomultiplicateur mesure l'émission OSL via un coupleur.

Placé dans son conditionnement, le dosimètre thermoluminescent est une technique « robuste », pratiquement insensible aux conditions environnementales courantes.

Concernant la dosimétrie neutron, la méthode utilisant les dosimètres thermoluminescents est beaucoup plus sensible que celle consistant à mesurer directement les neutrons rapides par comptage des traces dans une émulsion nucléaire ou dans une matière plastique. En outre, cette méthode privilégie la détection des neutrons de faible énergie qui sont généralement plus nombreux lorsque l'on n'est pas en vue directe des sources. Elle présente néanmoins un grand inconvénient. En effet, du fait de sa forte décroissance en sensibilité lorsque l'énergie des neutrons augmente, un coefficient d'étalonnage particulier à chaque poste de travail doit être déterminé.

Enregistrant fort bien le bruit de fond radiatif naturel, le dosimètre thermoluminescent doit être stocké à l'abri de ce rayonnement naturel, par exemple dans un château de plomb.

Il est sujet au fading (perte d'informations au cours du temps).

Spécificités des dosimètres thermoluminescents

- Particules détectées : α , β , protons, X et γ , neutrons.
- Limite de détection : de quelques mSv (CaSO_4 dopé au Dy) à environ 1 mSv (LiF dopé au Mg, Ti).
- Domaine de dose : 0,1 mGy à 10^3 Gy pour le fluorure de lithium LiF.
- Effacement de l'ordre de 5 % par an pour le fluorure de lithium LiF, et de l'ordre de 10 % en 2 mois pour le fluorure de calcium activé au manganèse CaF_2 (Mn).

4.3.3.2. Dosimètres photoluminescents

La première application de la photoluminescence à la dosimétrie des rayonnements ionisants débute en 1968. Cette technique ne sera cependant pas immédiatement opérationnelle en dosimétrie mensuelle du personnel, la prédose (ou dose en l'absence de toute irradiation) étant trop élevée, puisque atteignant plusieurs mGy. Cette technique trouvera par contre son application en dosimétrie d'accident. En effet, placée en complément du film, elle permet de lever tout doute éventuel de forte irradiation. Malgré l'existence d'une prédose, l'avancée technologique réalisée au niveau de la lecture des matériaux photoluminescents a favorisé l'utilisation en dosimétrie du personnel de ce type de dosimètre à Karlsruhe et la dosimétrie d'ambiance tout récemment au CEA/Saclay.

Principe de détection des détecteurs photoluminescents

Comme son nom l'indique, la radiophotoluminescence (RPL) est une émission de lumière obtenue par stimulation optique qui apparaît après une irradiation par un rayonnement ionisant. De nombreux matériaux (verres, cristaux) présentent un tel phénomène, mais dans la grande majorité des cas, il est accompagné d'un intense « fading » (c'est-à-dire d'une intense perte progressive de l'information enregistrée au cours du temps).

Le processus physique, schématisé sur la figure 4.14, est voisin de celui de la thermoluminescence. Néanmoins, dans le cas de la photoluminescence, les pièges ne sont pas en contact thermique avec la bande de conduction. Il en résulte qu'il est possible d'exciter les pièges garnis de porteurs de charges sans toutefois leur fournir une énergie suffisante pour en provoquer l'expulsion. Sitôt après l'excitation, les pièges et leurs porteurs de charges retombent aux niveaux d'énergie qu'ils avaient avant l'excitation en émettant dans certains cas un photon lumineux : il y a alors fluorescence. Les centres fluorescents (stabilisés par des atomes d'argent) créés par piégeage électronique présentent une forte bande d'absorption thermiquement stable dans le proche UV. Ceci est dû au fait que l'électron du centre est peu couplé au réseau. Ces pièges possèdent une grande stabilité en particulier dans les semi-réseaux lacunaires et amorphes comme les verres phosphatiques.

Dans le cas idéal, l'intensité de luminescence est strictement proportionnelle à la dose. Le verre n'étant pas parfait, les électrons piégés lors de sa fabrication lui donne une prédose. Pour un détecteur donné, cette prédose dépend de son volume. De ce fait, le seuil d'utilisation des dosimètres dépend de leur taille et de la qualité du lecteur utilisé.

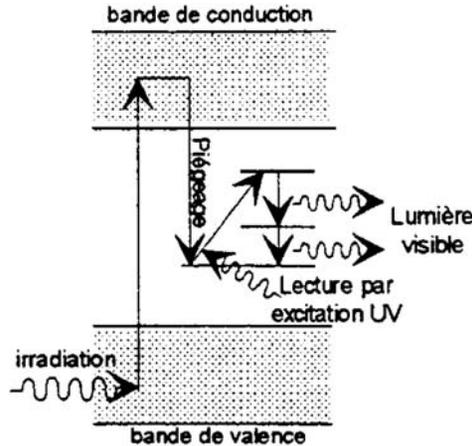


Figure 4.14. Schéma de la photoluminescence (Bodineau, 1995).

Lecture des dosimètres photoluminescents

Contrairement au cas des dosimètres thermoluminescents, la lecture n'est ici pas destructive et un dosimètre photoluminescent peut être lu autant de fois que voulu. Il existe deux principes de lecture différents pour mesurer l'intensité de la fluorescence du verre, le fluorimètre traditionnel et le chronofluorimètre (à source optique laser).

Dans le cas du fluorimètre traditionnel, une source UV, continue ou lentement variable dans le temps, excite le verre à travers un filtre primaire ne laissant passer que les photons UV utiles. La fluorescence est mesurée à 90° de l'axe du faisceau incident à l'aide d'un photomultiplicateur après élimination des photons UV, réfléchis ou diffusés, à l'aide d'un filtre secondaire placé entre ce dernier et le verre radiophotoluminescent. Dans ce cas, une relation linéaire relie l'intensité de la fluorescence, l'intensité UV excitatrice et la dose. Les meilleurs qualités de fabrication de verres associées à ce type de lecteur permettent des mesures à partir de 0,5 mGy pour les verres japonais et en pratique courante 5 mGy pour les verres français. Avec un bon lecteur, une précision de 1 % est obtenue sur la mesure de l'intensité de fluorescence, et la précision pour les faibles doses est d'environ 25 % à 0,5 mGy, 3 % à 10 mGy et 1 % au-delà de 100 mGy.

Dans le cas du chronofluorimètre laser, les mesures sont extraordinairement meilleures. Kastner et Barthe ont constaté que le déclin de la fluorescence excitée par des impulsions laser de quelques microsecondes évolue considérablement avec la dose. Ce déclin peut être décomposé en trois exponentielles. En fait, la seconde exponentielle est parfaitement proportionnelle à la dose. Les résultats de ce type de lecteur sont excellents. Une pré-dose de 2 μ Gy avec une précision de 10 % est obtenue. La précision est de 1 % pour une mesure de 0,1 mGy et elle avoisine 0,5 % au-delà de 1 mGy.

Exploitation comme dosimètre individuel : réponse en fonction de l'énergie

Les verres photoluminescents ont des composantes de numéro atomique assez élevé, ce qui entraîne une hypersensibilité pour des énergies γ relativement faibles. Même les verres de plus faible numéro atomique sont 3,6 fois plus sensibles à 50 keV qu'aux γ du ^{60}Co . Il est possible d'améliorer cette hypersensibilité en tentant d'abaisser le Z moyen par incorporation de béryllium, et en recouvrant le verre par des écrans (Figure 4.15). Du fait de

leur correction par des écrans, les verres s'apparentent aux films et permettent, dans les cas extrêmes, d'estimer la nature et l'énergie du rayonnement. Les verres ainsi compensés présentent une réponse en énergie relativement constante ($\pm 15\%$ pour une irradiation sur fantôme par des photons entre 12 keV et 1,2 MeV).

Sensibilité relative

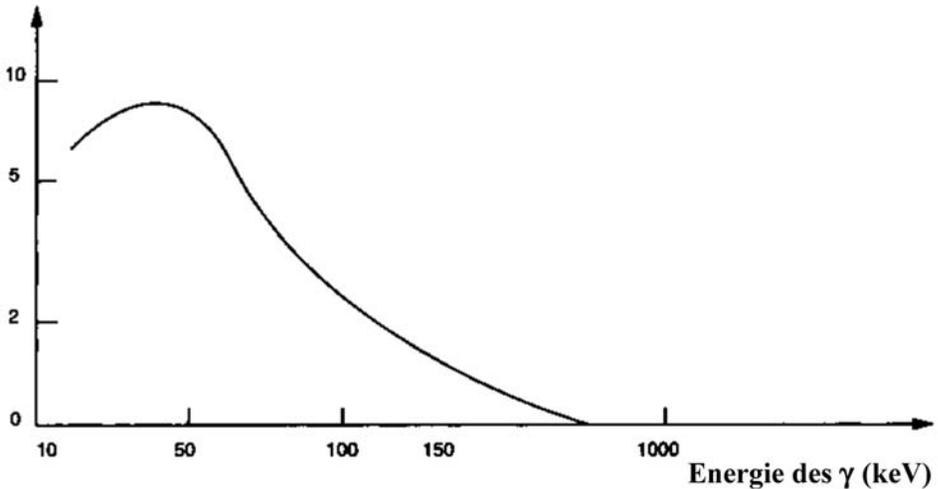


Figure 4.15. Réponse en fonction de l'énergie γ du dosimètre CEC. Celui-ci est enfermé dans une enveloppe en tantale ce qui permet d'aplatir la courbe (d'après de Choudens, 1997).

Dosimètres photoluminescents : différentes applications

Finalement, les dosimètres photoluminescents par suite de leur prédose relativement importante et de leur mauvaise réponse en fonction de l'énergie n'étaient jusqu'à très récemment guère utilisés que comme dosimètres individuels d'accidents. Aujourd'hui, avec les récents progrès de la photoluminescence par excitation laser, dite « verre RPL », les dosimètres photoluminescents sont également utilisés pour assurer la dosimétrie de zone de routine et d'environnement (M. Girod, 2000).

Ainsi, les dosimètres photoluminescents sont essentiellement destinés :

- aux applications biologiques et médicales (microdosimètre de 6 mm de hauteur et de 1 mm de diamètre),
- à la dosimétrie individuelle en cas d'accident (criticité en particulier). Ce type de dosimètre est plus sensible et moins fragile que le précédent (6 mm de hauteur et 3,7 mm de diamètre),
- à la dosimétrie des travailleurs dans les locaux des installations nucléaires de Saclay (dosimétrie d'ambiance).

Dans le cadre de la dosimétrie individuelle d'accident, si la dose est supérieure à 10 Gy, alors la lecture du dosimètre peut être réalisée par une simple mesure de la densité optique de l'échantillon. En effet, les centres chargés de porteurs sont également appelés « centres colorés » car ils agissent sur la densité optique de l'échantillon et au-delà de 10 Gy, la variation de transparence consécutive à une irradiation est mesurable.

Avantages et inconvénients

- La lecture est non destructive. À noter que du fait que le dosimètre continue d'intégrer après lecture, son archivage nécessite de le placer en château de plomb.
- Ce dosimètre est réutilisable (une centaine de fois environ) après remise à zéro par chauffage à haute température (la dose est effacée par passage à environ 400 °C pendant 10 min).
- L'intensité de photoluminescence est fonction de la température de mesure et n'atteint sa valeur définitive que plusieurs heures (jusqu'à plusieurs jours) après l'irradiation suivant la température de stockage. Dans la pratique, un délai de 24 h après irradiation à la température ambiante est suffisant. Le couple « température-temps » joue un rôle d'autant plus crucial que la température est élevée et les risques d'erreur sont considérables.

Spécificités des dosimètres photoluminescents

- Particules détectées : α , β , protons, X et γ .
- Limite de détection avec un fluorimètre traditionnel : de 0,5 mGy pour les verres japonais à 5 mGy pour les verres français en pratique courante.
- Linéarité de lecture avec la dose jusqu'à 30 mGy environ.
- La réponse angulaire en particulier aux photons de faibles énergies dépend de la forme et de la taille du dosimètre photoluminescent et du système d'écran. Les verres plats ont une réponse angulaire pratiquement constante ($\pm 30\%$) entre 0 et 60° pour des énergies supérieures à 12 keV.

4.3.4. Dosimètres électroniques

La radioprotection des individus, notamment en terme de surveillance dosimétrique, est un domaine en profonde mutation. En effet, un certain nombre de textes réglementaires (décret du 24/12/98, arrêté du 23/03/99 et directive européenne n° 96/29 transposable en droit français à compter du 13/05/2000) redéfinit les modalités et les techniques appliquées en dosimétrie du personnel. Le changement important est relatif à l'obligation de l'employeur à assurer une dosimétrie active des personnes, c'est-à-dire à fournir un dosimètre individuel mesurant l'équivalent de dose individuel en temps réel et en continu. Néanmoins, cette dosimétrie opérationnelle ne se substitue pas à la dosimétrie réglementaire toujours en vigueur, assurée par le dosimètre individuel passif, constitué d'un film dosimétrique et/ou de pastilles thermoluminescentes.

Le détecteur de rayonnement utilisé dans les dosimètres individuels électroniques est de deux types possibles : un détecteur à gaz (Geiger-Muller, compteur proportionnel équivalent tissu...) ou, dans la majorité des cas, une diode à semi-conducteur (silicium). Les dosimètres basés sur un détecteur à gaz sont de type absolu (*cf.* paragraphe 4.2), aussi ce chapitre ne concerne-t-il que les dosimètres électroniques à diode.

Principe d'une diode

Un semi-conducteur est un matériau dont la largeur de la bande interdite est de quelques eV (Figure 4.16). Une diode est constituée de l'assemblage de deux matériaux semi-conducteurs, l'un de type N est le donneur de charges, et l'autre de type P est l'accepteur de charges (Figure 4.17). En pratique, on réalise par exemple une implantation P dans un matériau N car il n'est pas possible d'accoler les deux types de matériau simplement. On réalise ainsi une jonction P-N. Le déséquilibre des charges va impliquer la migration d'électrons de la zone N vers la zone P et inversement pour les trous

(Figure 4.18). Ce phénomène induit un champ électrique qui tend à empêcher cette migration des charges pour aboutir à un équilibre où une partie de la diode se trouve désertée de charges libres : c'est ce qu'on appelle la zone désertée ou la zone de charges d'espace.

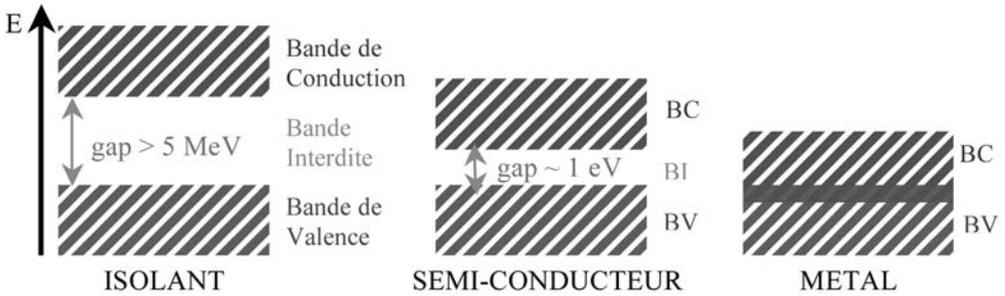


Figure 4.16. Propriétés isolante, semi-conductrice ou conductrice dépendant du schéma de bandes.

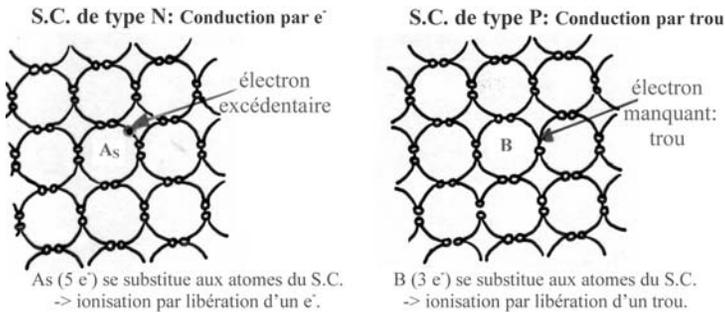


Figure 4.17. Les différents types de semi-conducteurs N et P.

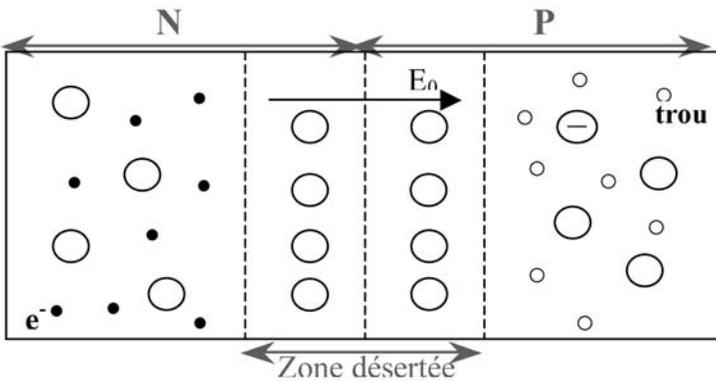


Figure 4.18. Une jonction P-N avec sa zone désertée.

Cette zone désertée est utilisée comme zone sensible en détection des particules en choisissant par exemple un matériau N avec un fort dopage P qui permet de considérer la désertion uniquement du côté N impliquant une zone morte P négligeable. Par ailleurs, l'application sur cette diode d'une tension inverse conduit à augmenter cette zone désertée jusqu'à ce qu'elle représente la totalité du matériau.

C'est dans cette configuration que le matériau va être utilisé pour la détection (Figure 4.19). Tout comme pour le détecteur gazeux, le principe de détection est basé sur la séparation des paires électron-trou créées par l'interaction avec la zone dépourvue de porteurs libres d'une particule ionisante. Ces paires électron-trou induisent un signal qui est traité par une chaîne électronique de mesure. L'intensité du courant électrique est proportionnelle à l'énergie du rayonnement.

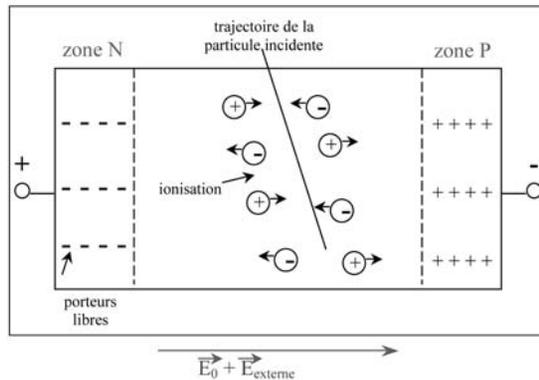


Figure 4.19. Détection d'un rayonnement à l'aide d'une jonction P-N polarisée en inverse.

Principales caractéristiques des diodes

Les semi-conducteurs présentent une densité plusieurs milliers de fois supérieure à celle des gaz. Ainsi, le silicium de densité $2,3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ peut détecter les rayons X d'énergie inférieure à 30 keV. Par ailleurs, la mobilité des porteurs de charges étant relativement rapide, les taux de comptages associés peuvent être supérieurs à $10^7 \text{ coups}\cdot\text{s}^{-1}$. Enfin, l'énergie nécessaire pour produire une paire d'ions étant de seulement 3,61 eV dans le silicium et de 2,98 eV dans le germanium, soit trois fois plus faible que dans un autre matériau (33,85 eV dans l'air), le nombre de charges collectées est trois fois plus élevé, ce qui améliore la qualité de détection (notamment la résolution énergétique qui varie de 0,5 et 0,01 %).

L'augmentation du volume de la zone sensible, permettant la détection de rayonnements pénétrants X, γ , peut être réalisée :

- en insérant un cristal intrinsèque pur entre les zones N et P (NIP) ;
- en comprimant la jonction au lithium ;
- en utilisant des matériaux de Z élevé comme le tellure de cadmium (Cd Te) ou l'iodure de mercure (HgI_2).

Les détecteurs à jonction P-N ou N-P sont surtout adaptés à la détection (comptage et spectrométrie) des rayonnements peu pénétrants α , protons et β , alors que les détecteurs NIP type Si (Li) ou Ge (Li) et au germanium ultra pur sont adaptés à la détection des particules chargées pénétrantes, des X et des γ . Enfin, les détecteurs CdTe et HgI_2 présentent une efficacité de détection très élevée pour les X et γ .

Le tableau 4.4 présente les caractéristiques générales et applications de différents types de semi-conducteur, ainsi que les rayonnements qu'ils détectent.

Tableau 4.4. Principales caractéristiques de différents détecteurs utilisant des semi-conducteurs (d'après Gambini et Granier, 1996).

Détecteur	Caractéristiques et applications	Rayonnements détectés
Jonction N-P ou P-N	Bonne résolution en énergie Contrôle de contamination	α , proton, β
NIP Si (Li) Ge (Li)	Bonne résolution en énergie Spectrométrie fine	X, γ
AuGe ultra-pur	Fixe ou mobile Bonne résolution en énergie	X, γ
Type CdTe ou Hgl ₂	Portable, fonctionne à 300 K Efficacité élevée pour les X ou γ	X, γ

Exploitation comme dosimètre individuel

• **Réponse en fonction de l'énergie.** D'après la norme CEI 61526, les limites d'erreurs tolérées en fonction de l'énergie sont de plus ou moins 30 %, considérant une réponse normalisée à 1 à l'énergie du ¹³⁷Cs (i.e. à 662 keV).

La figure 4.20 présente la variation de la réponse H_p (10) en fonction de l'énergie du rayonnement.

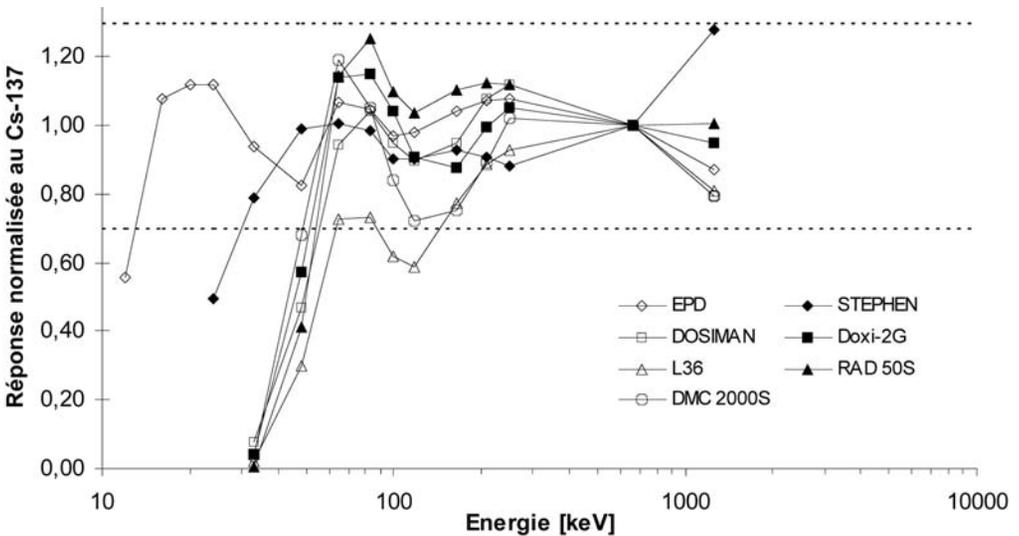


Figure 4.20. Variation de la réponse H_p (10) de différents types de dosimètres commercialisés en fonction de l'énergie du rayonnement incident (d'après Texier et al., 2000).

Il s'avère que la réponse de la plupart des dosimètres commercialisés chute en dessous de 50 keV et ne respecte pas la limite de plus ou moins 30 % requise. Parmi ceux présentés, seuls deux dosimètres permettent la mesure des photons de basse énergie (le Siemens EPD à partir de 15 keV et le Stephen 6000 à partir de 30 keV). Inversement, la plupart des dosimètres sous-estiment la dose à l'énergie du ⁶⁰Co (i.e. à 1300 keV), la réponse variant d'environ 0,8 à 1.

• **Réponse en fonction de l'angle d'incidence.** D'après la norme CEI 61526, les limites d'erreurs tolérées en fonction de l'angle d'incidence sont de plus ou moins 30 % à 662 keV (^{137}Cs) et de plus ou moins 50 % à 65 keV pour des angles d'incidence allant jusqu'à 60°.

Les figures 4.21 et 4.22 présentent la variation de la réponse de certains dosimètres commercialisés en fonction de l'angle d'incidence aux deux valeurs d'énergie précédemment spécifiées.

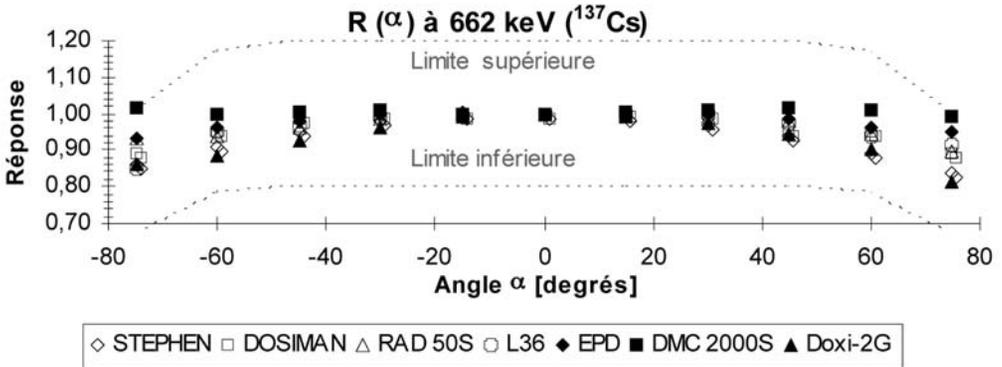


Figure 4.21. Variation de la réponse de différents types de dosimètres commercialisés en fonction de l'angle d'incidence à l'énergie de 662 keV (d'après Texier *et al.*, 2000).

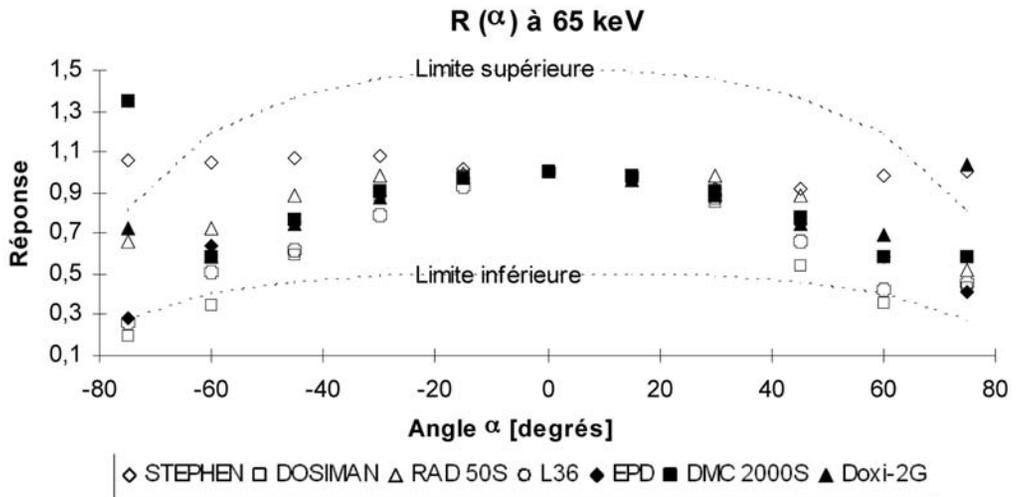


Figure 4.22. Variation de la réponse de différents types de dosimètres commercialisés en fonction de l'angle d'incidence à l'énergie de 65 keV (d'après Texier *et al.*, 2000).

La réponse tracée en ordonnée de ces figures correspond au rapport entre l'indication lue sur le dosimètre pour une irradiation angulaire α donnée et celle lue pour une irradiation angulaire $\alpha = 0$. Cette réponse est normalisée à 1 pour l'incidence de référence ($\alpha = 0$).

Ces courbes permettent de constater que pour des valeurs d'angle variant de -60° à $+60^\circ$, tous les dosimètres étudiés restent dans les limites d'erreur tolérées. Cependant, certains dosimètres présentent une réponse pratiquement isotrope qui ne suit pas la loi de variation

$H_p(10; \alpha) / H_p(10; \alpha = 0)$ de référence (courbes noires en pointillés sur les figures 4.21 et 4.22) et par conséquent sur- ou sous-estiment la mesure.

Avantages et inconvénients des dosimètres électroniques

L'appellation dosimètres électroniques regroupe en fait tous les dosimètres actifs. Intimement liés à la dosimétrie opérationnelle, les dosimètres électroniques donnent une information en temps réel, en dose intégrée et en débit de dose, par un affichage directement lisible par l'opérateur. Les dosimètres électroniques disposent de plusieurs niveaux de seuils d'alarmes et de pré-alarmes, optiques et sonores, en dose et en débit de dose.

- **Information en cas d'accident d'irradiation.** Les dosimètres électroniques sont, *stricto sensu*, les seuls appareils de dosimétrie individuelle capables de fournir une information en débit de dose, paramètre qui peut être important en cas d'accident d'irradiation.

- **Prévention et optimisation des expositions :**

- Des alarmes visuelles (éclairs lumineux) et sonores en fonction du débit de dose et de la dose intégrée équipent les dosimètres individuels. Cette fonction d'alarme permet au travailleur de limiter lui-même son exposition.

- Des modules de télétransmission permettant de gérer à distance, et en temps réel, la dosimétrie de plusieurs travailleurs peuvent être adaptés sur les dosimètres électroniques. Ce suivi est particulièrement utile en cas d'intervention concertée en zone à un niveau de rayonnement élevé, et permet, suivant le principe d'optimisation, de gérer les déplacements et l'intervention du travailleur pour limiter les doses reçues.

- **Logiciels de gestion des informations dosimétriques.** Proposés par les fabricants, ou conçus par les utilisateurs, des logiciels de gestion des informations dosimétriques pour un ensemble de personnel peuvent être utilisés. Ces systèmes permettent, non seulement de conserver l'enregistrement des doses prises par le personnel sur le long terme, mais aussi de mettre en application le principe d'optimisation (ALARA). À EDF, par exemple, le système de gestion DOSINAT permet un suivi, journalièrement actualisé, des travailleurs. À l'entrée de la zone contrôlée, les agents prennent un dosimètre électronique qui est remis à zéro. À la sortie, ce dosimètre est lu et la dose enregistrée. Le système de gestion développé, relié à toutes les centrales, permet aux responsables locaux de la radioprotection de connaître le cumul des doses de tous les travailleurs qui vont d'une centrale à l'autre, afin d'éviter que l'un d'eux n'atteigne les limites de doses.

- **Manque de sensibilité aux faibles énergies.** Les dosimètres électroniques présentent encore, en majorité, l'inconvénient d'un manque de sensibilité en dessous de 50 keV (cf. paragraphe 4.4), ce qui les rend inutilisables dans certaines situations (dans les ateliers où est manipulé le plutonium ou en radiologie médicale, par exemple).

- **Perturbation des mesures.** Certains modèles sont sensibles aux parasites électromagnétiques.

4.4. Dosimétrie des neutrons

4.4.1. Problématique

L'évaluation des doses reçues par les individus exposés à des neutrons constitue un problème spécifique de protection radiologique. Ce problème est lié à la nature même des

neutrons produits, à leurs effets biologiques et à la présence d'un champ mixte constitué à la fois de rayonnements neutroniques et de rayonnements photoniques, dans des proportions parfois très différentes. L'instrumentation développée est complexe, particulière et non universelle, elle est souvent constituée d'une combinaison de détecteurs pour couvrir l'ensemble du problème qui avant d'être « dosimétrique » est « spectrométrique ». La Commission internationale de protection radiologique a par ailleurs introduit dans son rapport 60 (ICRP, 1991) de nouveaux concepts en dosimétrie mais aussi un abaissement des limites maximales admissibles et une révision à la hausse des facteurs de qualité des neutrons, utilisés pour la détermination des grandeurs opérationnelles de l'ICRU et donc l'étalonnage des dosimètres. La correspondance entre les deux jeux de grandeurs définis dans le paragraphe 4.1 n'est pas aussi bonne que pour les photons en vertu de la différence conceptuelle entre le facteur de pondération radiologique W_R utilisé par la CIPR et le facteur de qualité Q utilisé par l'ICRU.

Les neutrons sont principalement produits dans les ateliers de fabrication des éléments combustibles, les réacteurs nucléaires ou auprès des châteaux de transport. Les accélérateurs de particules produisent également des neutrons par réaction nucléaire sur des cibles. L'origine des neutrons peut être encore cosmique. En radioprotection, les énergies détectées s'étendent de 10^{-3} eV à 10^8 eV et les équivalents de dose sont compris entre quelques dixièmes de mSv et quelques mSv (hors accident de criticité). Ces champs de neutrons génèrent des spectres complexes de particules chargées secondaires interagissant avec le tissu biologique avec une efficacité biologique supérieure à celle des photons, dépendant de l'énergie des neutrons. La surveillance radiologique des travailleurs en vertu du respect des limites de dose réglementaires en terme de dose efficace est donc délicate.

Les facteurs W_R et W_T nécessaires au calcul de la dose efficace sont donnés dans le chapitre 1 (Publication 60 de la CIPR). En ce qui concerne les neutrons, la CIPR a proposé récemment deux relations donnant une approximation de W_R en fonction de l'énergie des neutrons E_n , plus pratiques à utiliser au niveau des calculs que la fonction en escalier (congrès IRPA 11 à Madrid en 2004) :

$$W_R(E_n) = 2,5 + 18,2 \exp[-(\ln(E_n))^2/6] \quad \text{pour } E_n < 1 \text{ MeV.}$$

$$W_R(E_n) = 5 + 17 \exp[-(\ln(2E_n))^2/6] \quad \text{pour } E_n \geq 1 \text{ MeV.}$$

La Commission a également modifié ses recommandations concernant la relation formelle entre le facteur de qualité $Q(L)$ et le transfert linéique d'énergie infini, L , afin de refléter les valeurs les plus élevées de l'efficacité biologique maximum relative pour les neutrons intermédiaires. Ces valeurs sont données dans le paragraphe 3.2.7 du chapitre 3 et sont nécessaires pour le calcul de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ ou de l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$. Plusieurs méthodes sont possibles (Figure 4.23) :

- la méthode globale qui permet de convertir directement la fluence totale des neutrons en équivalent de dose par l'intermédiaire d'un coefficient expérimental ;
- les méthodes spectrométriques faisant intervenir soit une matrice de coefficients de conversion expérimentaux appliqués à la fluence différentielle intégrée sur l'ensemble du spectre, soit le facteur de qualité $Q(L)$ d'après la distribution des transferts linéiques du champ de rayonnements (paragraphe 3.3.3 du chapitre 3).

Pour le calcul de la dose efficace E , les valeurs de W_R utilisées sont déterminées par les caractéristiques du rayonnement incident sur les organes (ou le tissu) et appliquées à la dose absorbée moyenne dans les organes considérés. Les mêmes valeurs de W_R sont utilisées, que les organes soient profonds ou superficiels, ou encore, quelles que soient les

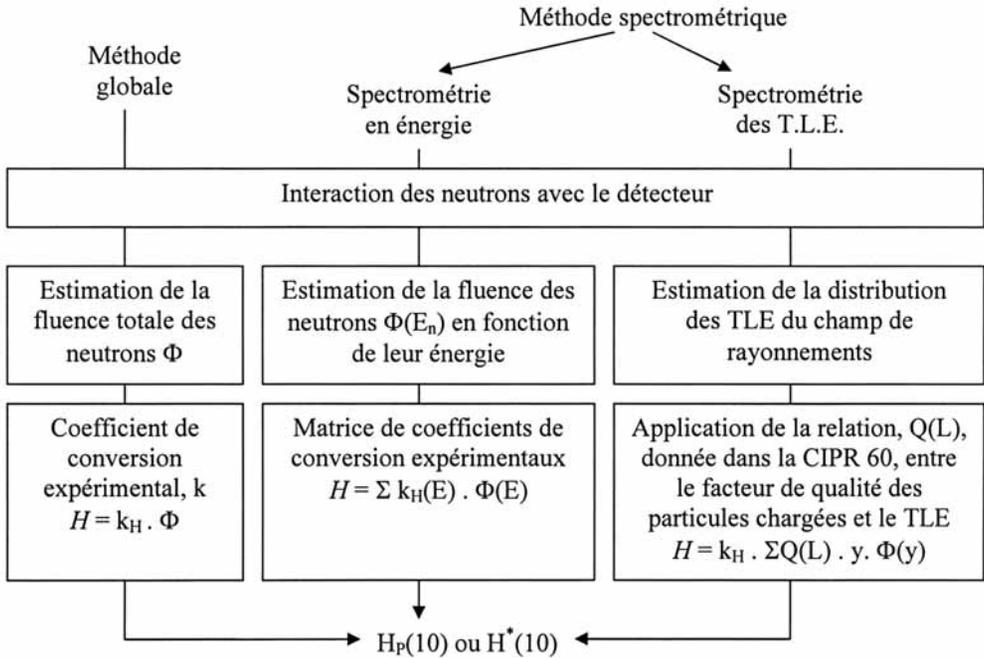


Figure 4.23. Méthodes d'évaluation de l'équivalent de dose individuel ou de l'équivalent de dose ambiant (d'après Bordy et al., 1997).

modifications spectrales du champ de rayonnement avant d'atteindre les organes. Cette simplification engendre une certaine instabilité entre les grandeurs de protection et les grandeurs opérationnelles comme le montre la figure 4.24.

Plusieurs zones énergétiques sont caractérisées par une substantielle sous-estimation de la grandeur opérationnelle par rapport à la dose efficace, au-dessous de 50 keV et aux énergies supérieures à 30 MeV, touchant les activités auprès des accélérateurs ou encore celle des vols spatiaux ou de haute altitude.

Cependant, pour juger des performances de l'estimateur, c'est-à-dire la grandeur opérationnelle ou grandeur de remplacement par rapport à la dose efficace : $H \geq E$, une réponse correcte ne peut être faite sans prendre en compte le spectre total des neutrons. En général, cette condition est satisfaite pour de nombreux cas usuels rencontrés, en particulier, les installations du cycle du combustible comme le démontre la figure 4.25 pour la dosimétrie individuelle (d'après Chartier, 1998).

$H^*(10)$ apparaît donc comme un relativement bon estimateur de la dose efficace à l'exception des faibles (< 10 keV) et hautes énergies, $H_p(10)$ également pour différentes géométries d'irradiation sauf dans le cas où la personne serait irradiée de dos, la dose efficace serait alors sous-estimée.

La publication 74 de la CIPR (1996) et l'ICRU Report 57 (1998) contiennent les résultats relatifs aux photons, aux neutrons et aux électrons en ce qui concerne les relations entre les grandeurs physiques de base (fluence, Kerma, dose absorbée), les grandeurs de protection (via les coefficients W_R et W_T sur des fantômes anthropomorphes) et les grandeurs opérationnelles (via $Q(L)$ sur fantôme ICRU). On trouve en particulier, dans ces publications, les

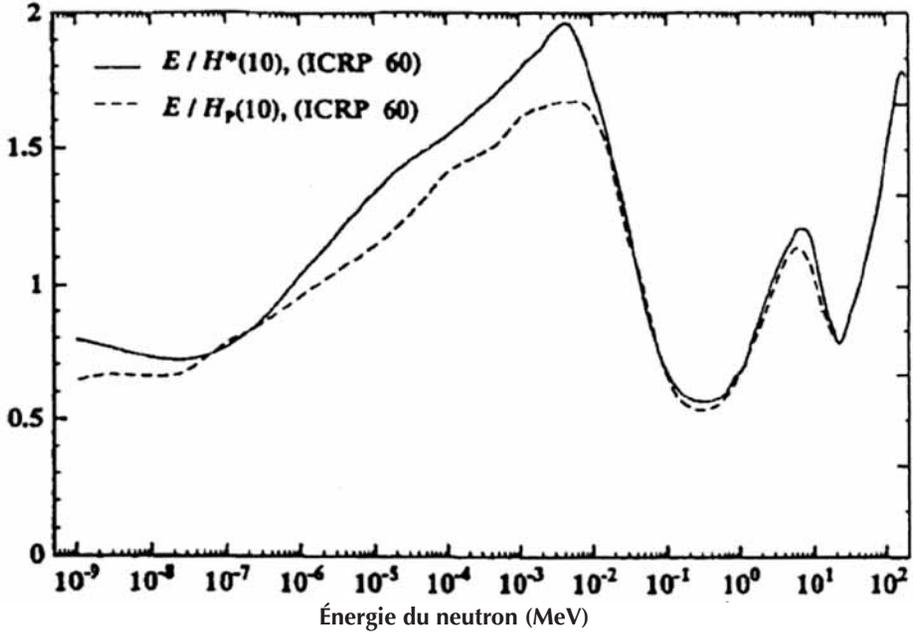


Figure 4.24. Rapports $E/H^*(10)$ et E/H_p , slab (10) pour la géométrie d'irradiation Antéro-Postérieure (d'après ICRU 57 Fig. 57).

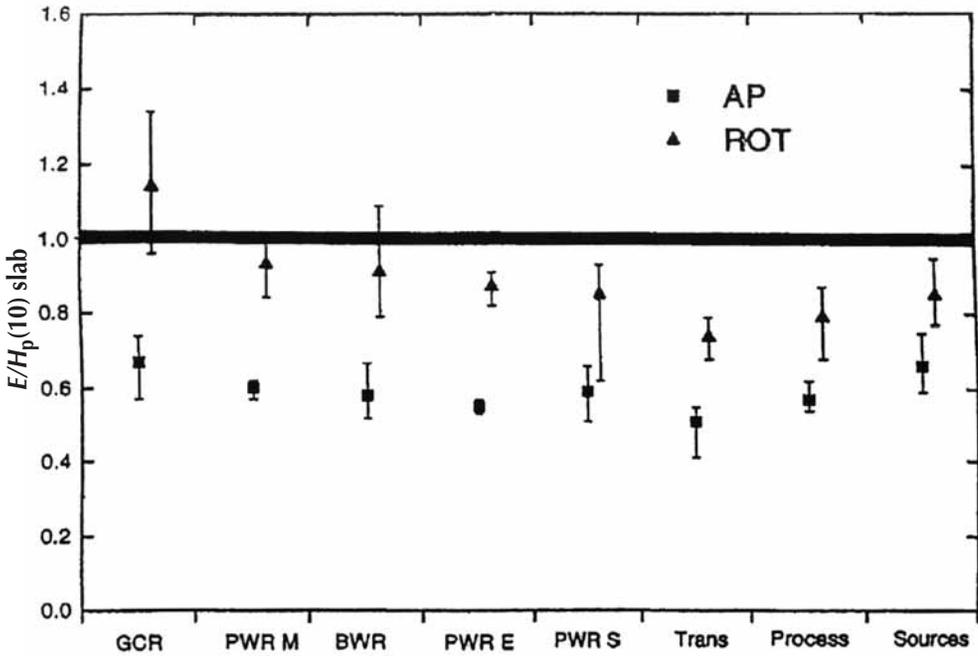


Figure 4.25. Rapport E/H_p , slab (10) pour différents spectres « réalistes » de neutrons (d'après Chartier, 1998).

valeurs numériques des coefficients de conversion pour les rayonnements monoénergétiques. Dans le cas d'un spectre « large » de rayonnement, il est recommandé de déterminer le coefficient de conversion moyen relatif au spectre concerné à l'aide d'une interpolation par la méthode « des 4 points de Lagrange ».

Comme nous l'avons étudié dans les chapitres précédents, les grandeurs de protection de la CIPR sont définies à partir des facteurs de pondération W_R (fonction de la nature du rayonnement et de son énergie incidente) et W_T . Les grandeurs opérationnelles de l'ICRU sont déterminées à partir du facteur de qualité $Q(L)$ pondérant la dose absorbée au point de référence afin d'estimer la dose équivalente ou la dose efficace.

Les nouvelles valeurs de W_R des neutrons issues des relations présentées par la CIPR prennent maintenant en compte la contribution des γ de faible TLE (W_R) à la dose absorbée principalement pour les énergies inférieures à 1 MeV. Ces valeurs (γ compris pour les neutrons de haute énergie) intègrent dorénavant l'influence du paramètre TLE et facilitent la comparaison entre la mesure (grandeurs opérationnelles) et les valeurs calculées de la dose efficace.

Il subsiste toujours beaucoup d'incertitude quant au W_R pour les neutrons de haute énergie (> 20 MeV). Pour les cas particuliers mettant en jeu des particules lourdes chargées, la CIPR continue à recommander l'utilisation du facteur de qualité $Q(L)$ dont les valeurs sont données dans la publication 60.

Finalement, il est important de ne pas oublier que la dose efficace est une grandeur appropriée uniquement pour les besoins de la radioprotection mais qu'elle ne convient pas pour des études épidémiologiques ou autres recherches sur l'exposition de l'homme. En dehors de la radioprotection, il vaut mieux utiliser la dose absorbée aux organes d'intérêt et prendre les EBR spécifiques en fonction de la nature des rayonnements.

4.4.2. Surveillance de l'environnement et dosimétrie individuelle

La surveillance dosimétrique des travailleurs repose, en pratique, soit sur une surveillance des postes de travail soit sur la mesure au niveau individuel.

Pour la surveillance de l'environnement en routine, les « sievert-compteurs » ont pratiquement résolu le problème de mesure des débits d'équivalent de dose sans beaucoup d'information sur les spectres de neutrons. Le dosimètre idéal comporte une réponse en fluence isotrope, avec une dépendance en fonction de l'énergie semblable à celle du coefficient de conversion fluence-équivalent de dose ambiant (Figure 4.26 d'après ICRU 57 Fig. 31). Les compteurs proportionnels remplissent relativement convenablement cette condition. Les compteurs à ^3He utilisant la réaction de capture non radiative (n, p) sont les plus utilisés car sensibles aux neutrons thermiques (section efficace de 5 000 barns) et aux neutrons rapides s'ils sont enveloppés dans une sphère modératrice de polyéthylène qui thermalise les neutrons. L'adjonction de cadmium permet d'ajuster la réponse pour approcher la courbe de conversion fluence – équivalent de dose. Des compteurs à protons de recul sont également utilisés. Ils sont fondés sur la réaction de collision élastique sur l'hydrogène de l'enveloppe du compteur. Le gaz de remplissage peut être un gaz équivalent-tissu. Sensibles aux photons, ces compteurs ne détectent que les neutrons d'énergies supérieures à quelques keV. Cette réaction (protons de recul) est aussi utilisée avec des scintillateurs organiques (NE213) en solution dans du styrène.

Les compteurs proportionnels équivalents tissu (CPET) sont utilisés en microdosimétrie pour mesurer le transfert linéique d'énergie des neutrons par simulation des dépôts d'énergie produits par le ralentissement des particules chargées à l'échelle des structures biologiques (cavité de Bragg-Gray). Ces compteurs sont décrits dans le chapitre 3, paragraphe 3.3.3.

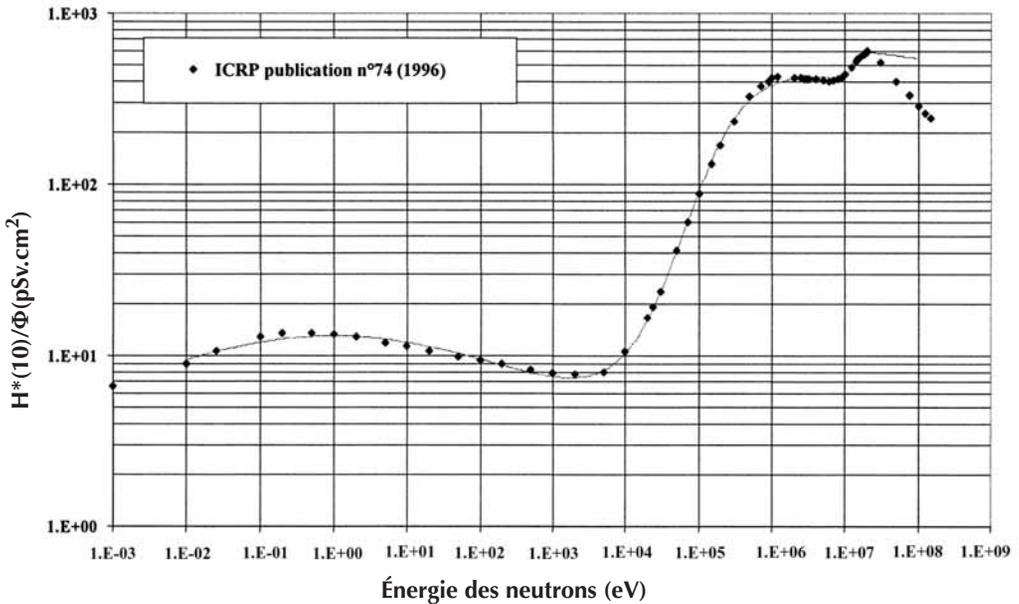


Figure 4.26. Coefficients de conversion de référence fluence – équivalent de dose ambient calculés par différentes institutions.

Les dosimètres individuels sont souvent classés en deux catégories, les « passifs » et les « actifs ». Le tableau 4.5 (Griffith, 1992) résume les caractéristiques des techniques passives les plus couramment employées et décrites par Rannou (1996).

Tableau 4.5. Caractéristiques des dosimètres individuels neutrons passifs les plus courants avec les limites inférieure de détection (LID) et supérieure de détection (LSD) (Griffith, 1992).

	Albédo (TLD)	Détecteurs à bulles	CR-39 (DST)	Film NTA
Réponse en énergie	médiocre	très bonne	bonne	acceptable
LID (mSv)	0,005-0,2	0,005-0,2	0,02-0,3	0,3-0,8
LSD (mSv)	>100	1-10	>50	>100
Réponse photon	oui	non	non	oui, un peu
Coût détecteur	modéré	élevé	faible	faible
Sensibilité à l'environnement	très faible	température et chocs	très faible	faible
Facilité de lecture	excellente	bonne	bonne	fastidieuse

Le dosimètre à albédo est basé sur l'utilisation d'un couple de détecteurs thermoluminescents : le ^6Li sensible aux neutrons de basse énergie (thermalisés par le corps humain, effet albédo) grâce à une réaction (n, α) et le ^7Li sensible aux photons et peu sensible aux neutrons. La réponse de ce dosimètre décroît très rapidement au-delà de 10 keV environ et son facteur d'étalonnage n'est valable que pour une installation donnée.

Les détecteurs solides de traces, insensibles aux électrons (donc aux photons) sont sensibles aux particules α , aux ions lourds et aux fragments de fission issus de réactions avec les neutrons. Ces particules génèrent des traces latentes dans un diélectrique minéral ou organique, révélées chimiquement et dénombrées par comptage au microscope. La réaction (n, p) permet de détecter des neutrons au-dessus de 50 keV et la réaction (n, α) permet la mesure des neutrons thermiques. La réponse angulaire de ces dosimètres s'écarte un peu de la norme.

Les émulsions photographiques nucléaires détectent les protons de recul issus de la réaction (n, p) avec l'hydrogène présent dans le matériau pour des neutrons rapides d'énergie supérieure à 1 MeV environ.

Les dosimètres à bulles contiennent de fines gouttelettes de fréon dispersées dans un gel polymère transparent. L'énergie libérée lors des interactions des neutrons provoque la vaporisation des gouttelettes, comptables à l'œil nu. Il existe deux types de dosimètres, un pour les neutrons thermiques, un pour les neutrons intermédiaires et rapides.

Cette liste n'est pas exhaustive, il manque entre autres les détecteurs à activation (dosimètres individuels et dosimètres de zone) utilisés pour la dosimétrie des neutrons en cas d'accident de criticité caractérisé par l'émission initiale d'un champ de rayonnement mixte (n, γ) intense et de courte durée. Différentes cibles métalliques sont activées pour couvrir l'étendue du spectre, en particulier des cibles d'or et de cuivre pour les neutrons thermiques, d'indium et de soufre pour les neutrons rapides. La mesure par comptages (spectrométrie γ , β) de l'activité induite de l'élément formé permet d'évaluer la fluence neutronique intégrée. Ces détecteurs sont insensibles aux γ , ils permettent d'évaluer grossièrement la distribution en énergie des neutrons, la fluence des neutrons et l'équivalent de dose par le biais des facteurs de conversion. Le tableau 4.6 donne les caractéristiques nucléaires des radioéléments formés dans le dosimètre criticité de zone (SNAC 2) utilisé au CEA. On retrouve ces éléments au niveau de la ceinture de criticité portée par le personnel exposé à ce risque.

Tableau 4.6. Caractéristiques nucléaires des radioéléments formés dans le dosimètre criticité SNAC 2 (de Choudens, 1997).

Élément	Isotope mesuré	Énergie γ (MeV)	I (%)	Période
Magnésium	^{24}Na	1,368	100	14,96 h
Nickel	^{58}Co	0,810	99,4	70,8 j
Indium	$^{115\text{m}}\text{In}$	0,336	45,9	4,48 h
Cuivre	^{64}Cu	0,511	36,2	12,7 h
Or	^{198}Au	0,412	95,6	2,69 j
Ébonite (soufre)	^{32}P	$E_{\beta\text{max}} = 1,71$ MeV	100	14,28 j

La dosimétrie individuelle active fait appel à l'électronique et à l'utilisation de diodes silicium en particulier. Plusieurs études ont été menées pour trouver un système répondant aux cahiers des charges, avec une ou plusieurs diodes (méthode différentielle). L'un des dosimètres sur le marché comporte une diode unique (jonction P-N) avec un système d'analyse des temps de montée des impulsions pour discriminer les photons et les neutrons (Bordy, 1997). La diode est précédée d'un convertisseur en polyéthylène dopé en bore 10 permettant la détection des neutrons thermiques et rapides jusqu'à 15 MeV. Sa gamme de mesure s'étend de 1 μSv à 10 Sv pour un débit d'équivalent de dose compris entre 10 $\mu\text{Sv/h}$ et 1 Sv/h. Conformément à la norme, la variation de la réponse en énergie est de 50 % sur toute la gamme d'énergie (Figure 4.27) et la variation de la réponse angulaire (source Am-Be) est de $\pm 30\%$ entre -75° et $+75^\circ$. La sensibilité aux photons d'un tel système, en $H_p(10)$, est inférieure à 5 % (Lahaye, 2000).

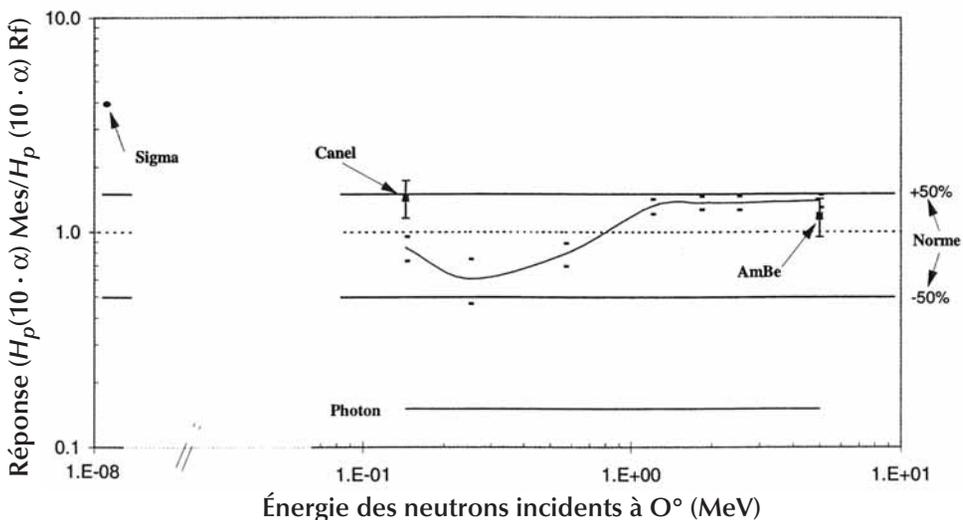


Figure 4.27. Réponse du prototype Saphydose-n en fonction de $H_p(10)$.

Une revue des dosimètres passifs et actifs individuels a été publiée par Alberts *et al.* (1996). Cet article met l'accent sur l'importance de l'étalonnage de tels dosimètres dans des champs neutroniques de référence.

4.4.3. Étalonnage des dosimètres, spectrométrie des neutrons

L'étalonnage d'un dosimètre se fait depuis 1985 en fonction de la valeur $H^*(10)$ ou $H_p(10)$ selon des procédures parfaitement normalisées par l'ISO dans des champs de référence (ISO, 1989). Les dosimètres d'ambiance sont étalonnés dans l'air, les dosimètres individuels sur fantôme en utilisant les sources à spectre large (Am-Be, Am-B, ^{252}Cf ou ^{252}Cf modérée par D_2O) et les spectres réalistes recommandés par l'ISO. Ces derniers récemment introduits permettent d'étalonner le dosimètre avec des spectres en énergie simulant ceux rencontrés aux postes de travail dans différentes installations (Chartier *et al.*, 1997,

Paul, 1997). La figure 4.28 présente l'installation « CANEL » conçue et mise au point à l'Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire pour fabriquer des spectres modulaires, réalistes (figures 4.28 et 4.29). Compte tenu de la dépendance inéluctable de la réponse des dosimètres en fonction de l'énergie et de l'angle, cette solution permet d'affecter au dosimètre un coefficient d'étalonnage acceptable propre à certaines situations radiologiques faisant apparaître généralement un spectre dégradé par des protections biologiques. Cette approche nécessite, d'une part la connaissance des courbes de réponse en énergie des systèmes dosimétriques mesurées dans des champs de référence de neutrons monoénergétiques, d'autre part, une caractérisation des spectres par plusieurs méthodes spectro-métriques, aux postes de travail et dans le laboratoire d'étalonnage pour valider les spectres réalistes simulés.

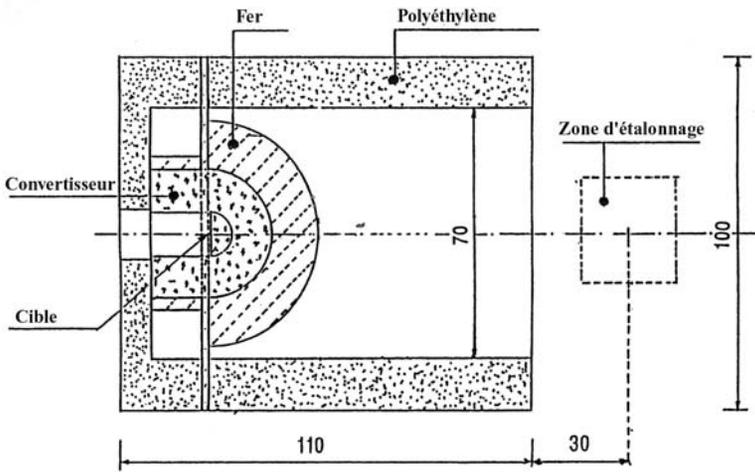


Figure 4.28. Dispositif d'étalonnage à spectres larges de neutrons (CANEL) de l'IRSN.

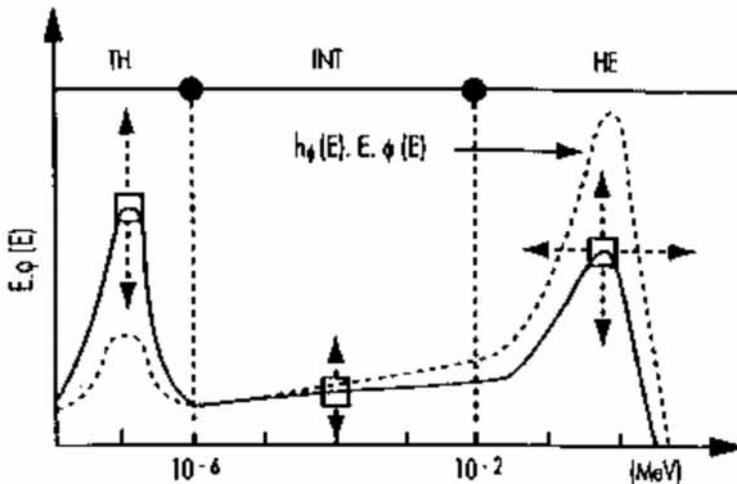


Figure 4.29. Modèle de spectre neutronique réaliste.

Les dosimètres n'étant pas parfaits, la caractérisation spectrale en énergie des champs de rayonnement aux postes de travail, grâce à des moyens de spectrométrie opérationnelle est un préalable indispensable à leurs étalonnages.

La spectrométrie permet de caractériser un champ de rayonnement en terme de distribution en énergie, elle fait appel généralement à plusieurs techniques pour couvrir l'ensemble du spectre à mesurer. Ces techniques sont décrites précisément dans un article de synthèse rédigé par Alevra (1999). Les deux principales sont la spectrométrie par protons de recul et la spectrométrie par sphères de Bonner.

La spectrométrie par protons de recul emploie essentiellement des compteurs proportionnels gazeux (CH_4 et H_2) et des scintillateurs organiques tels que le NE213. La restitution du spectre de fluence en énergie se fait par l'intermédiaire d'un code de déconvolution à partir de la distribution des hauteurs d'impulsion. Le domaine couvert par cette technique se situe entre environ 100 keV et 2 MeV.

La spectrométrie par sphères de Bonner permet de couvrir une gamme d'énergies plus large, des neutrons thermiques jusqu'à 20 MeV mais avec une moins bonne résolution en énergie. Ce système « multisphères » se compose de détecteurs proportionnels (^3He ou BF_3) placés au centre de sphères modératrices en polyéthylène de différents diamètres et on recueille les comptages fournis par les 8 ou 9 sphères de différents diamètres (entre 2'' et 18''). À l'aide des fonctions de réponse en énergie de chaque sphère associée à son détecteur et d'un code matriciel de déconvolution des comptages, il est possible de remonter au spectre de neutrons incidents en retenant la solution analytique la plus réaliste parmi différentes solutions mathématiquement possibles.

Un exemple de spectre est donné figure 4.30, il a été obtenu en associant ces différentes techniques spectrométriques.

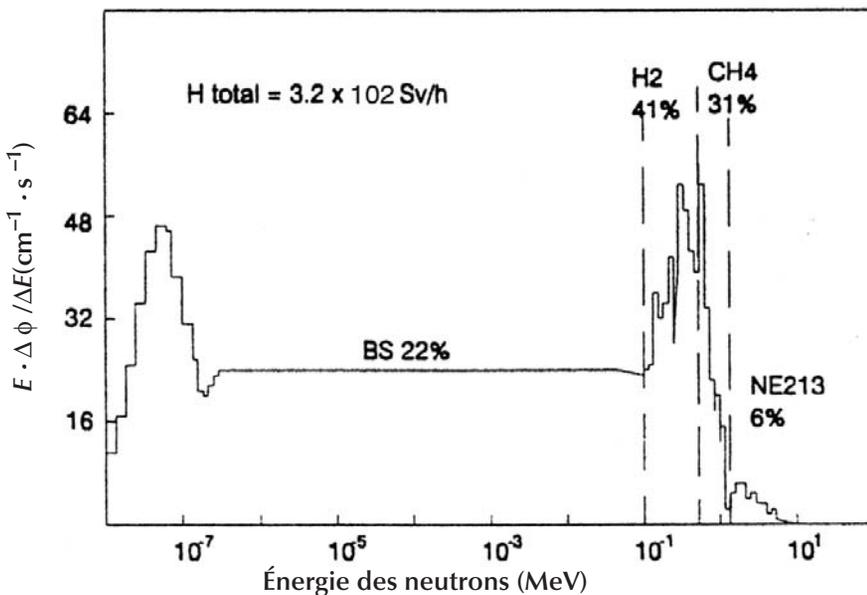


Figure 4.30. Exemple d'un spectre de neutrons mesuré auprès d'un conteneur (Posny, 1992).

D'autres techniques existent comme la mesure du temps de vol basée sur la relation liant la vitesse des neutrons et leur énergie. Elle consiste à mesurer le temps écoulé entre l'émission des neutrons à la source et leur détection. Elle a l'inconvénient de n'être applicable qu'aux champs de rayonnements pulsés. Les détecteurs à activation développés pour la dosimétrie de criticité et les chambres à fission (uranium 235, 238, neptunium 237) permettent également de faire de la spectrométrie en jouant sur les seuils en énergie correspondant aux sections efficaces d'activation et de fission.

Toutes ces mesures de spectrométrie ou de dosimétrie d'ambiance, individuelle comportent des incertitudes plus importantes que pour les photons. Une surestimation ou sous-estimation de l'équivalent de dose donc de la dose efficace d'un facteur 2 ou 3 n'est pas surprenante, en particulier pour les faibles valeurs rencontrées en radioprotection.

Références

- Alevra A.V. (1999) Neutron Spectrometry, *Radioprotection*, **34** (4), 305-333.
- Blanc D. (1990) *Les Rayonnements Ionisants, détection, spectrométrie, dosimétrie* (Masson, Paris).
- Bodineau J.C. (1995) *Cours post-universitaire de radioprotection*, vol.1 ; Collection Cours de Formation n° 5, Chap. 3 : Détection des rayonnements (Agence Internationale de l'Énergie Atomique, Vienne).
- Bordy J.-M., Lahaye T., Landre F., Hoflack C., Lequin S. et Barthe J. (1997) Single diode detector for individual neutron dosimetry using pulse shape analysis, 8^e symposium sur la dosimétrie des neutrons, 1995, Paris, *Radiat. Prot. Dosim.*, **70**, 73-78.
- CEI 1525 (1996) *Instrumentation pour la radioprotection – Rayonnement X, gamma et bêta d'énergie élevée, et neutroniques. Moniteur individuel à lecture direct d'équivalent de dose et/ou débit d'équivalent de dose.*
- Chartier J.L. (1998) *Résultats des travaux du Groupe de travail ICRP-ICRU sur les Conséquences des Recommandations de l'ICRP Publication 60 en Dosimétrie des Neutrons.* Journées organisées par la Société Française de Radioprotection, Section de Protection Technique sur la dosimétrie des neutrons (INSTN/Cadarache).
- Clarke R. (2004) *The ICRP Proposals for the 21st Century, 11th International Congress of the International Radiation Protection Association* (Madrid, Espagne).
- Décret n° 2003-296 du 31 mars 2003 relatif à la protection des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants.
- Directive 96/29/Euratom du Conseil, du 13 mai 1996, fixant les normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers résultant des rayonnements ionisants.
- Girod M. (2000) *Dosimétrie de zone et d'environnement par radio-photoluminescence : Bilan de notre première année d'exploitation au CEA Saclay*, Résumé communication du congrès SFRP, Tours, juin 2000.
- Griffith R. (1992) Individual Neutron Monitoring – Needs for the Nineties, 7th symposium on Neutron Dosimetry, 1991, Berlin, *Radiat. Prot. Dosim.*, **44**, 259-266.
- ICRP Publication 26 (1977) Recommendations of the ICRP, *Ann. ICRP*, **1** (3).
- ICRP Publication 74 (1996) Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation, *Ann. ICRP*, **26** (3-4).
- ICRP Publication 60 (1991) Recommendations of the IRP, *Ann. ICRP*, **21** (1-3).

- ICRP Publication 74 (1996) Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation, *Ann. ICRP*, **26** (3-4).
- ICRU Rapport 39 (1985) Détermination des Équivalents de Dose dus aux sources externes de Rayonnement (Pergamon Press, Oxford).
- ICRU Rapport 43 (1988) *Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources, Part 2* (Pergamon Press, Oxford).
- ICRU Rapport 47 (1992) *Measurement of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations* (Pergamon Press, Oxford).
- ICRU Rapport 51 (1993) *Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry* (Pergamon Press, Oxford).
- ICRU Rapport 57 (1998) *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation* (Pergamon Press, Oxford).
- ISO 8963 (1988) *Dosimetry of X and gamma reference radiations for radiation protection over the energy range from 8 keV to 1,3 MeV*.
- ISO 6980 (1992) *Reference beta radiations for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of beta radiation energy*.
- ISO 4037 (1992) *X and gamma reference radiations for calibrating dosimeters and dose ratemeters and for determining their response as a function of photon energy, Part 1 et 2*.
- ISO 8529 (1989) *Neutron reference radiation for calibrating neutron-measuring devices used for radiation protection purposes and for determining their response as a function of neutron energy* (Genève).
- Lahaye T., D. Cutarella, S. Ménard, A. Rannou et T. Bolognese-Milsztajn (2000) Dosimètre individuel électronique pour les neutrons : Saphydose-n, *Radioprotection*, **35** (2), 223-230.
- Magne S. et al. (2000) Dosimétrie γ optoélectronique. *Résumé communication du congrès SFRP* (Tours, juin 2000).
- Paul D., Pelcot G. and Itié C. (1997) Advances in Realistic Neutron spectra : Progress in fluence monitoring of the DD reaction, 8^e symposium sur la dosimétrie des neutrons, 1995, Paris, *Radiat. Prot. Dosim.*, **70**, 331-335.
- Portal G. (1989) Communication personnelle.
- Rannou A., Barthe J., Aubert B., Bregeon B., Champlong J., Colson P., Espagnan M., Herbaut Y., Thévenin J.C. and Valero M. (1998) État de l'art des techniques de dosimétrie individuelle et analyse des besoins, *Radioprotection*, **33** (4), 405-433.
- Rannou A. (1996) *La dosimétrie des neutrons*, journée EDF « Effets biologiques des neutrons : conséquences en radioprotection » (Paris).
- Texier C. et al. (2000) Caractérisation sous rayonnement X et γ de dosimètres individuels électroniques (Rapport SDOS/2000-011, IPSN).

5 Dosimétrie et surveillance pour l'exposition interne

Henri Métivier, Isabelle Aubineau-Lanièce, Éric Blanchardon, Céline Bouvier-Capely, Loïc de Carlan, Didier Franck, François Paquet

Introduction

L'exposition interne d'un travailleur du nucléaire peut résulter d'une incorporation de composés radioactifs par inhalation, ingestion, contamination cutanée ou blessure. Sur le lieu de travail, l'ingestion est très rare, la contamination respiratoire est la plus fréquente. Si elle demeure également très rare, la contamination par blessure reste une préoccupation constante des services de protection car la contamination qu'elle entraîne peut être importante. La contamination cutanée, sur une peau saine, a peu de conséquences à l'exception des composés tritiés qui peuvent traverser la barrière cutanée.

L'irradiation liée à la contamination à l'intérieur de l'organisme ne cesse pas avec la fin de l'exposition au polluant, elle continuera tant que le radionucléide sera présent dans l'organisme. Cette particularité a conduit à développer des méthodes spécifiques pour mesurer cette contamination, calculer les doses d'irradiation qui en résultent et évaluer le risque associé. Ces méthodes sont communément appelées par simplification « dosimétrie interne ».

Le calcul de la dose reçue tiendra compte de la répartition du radionucléide dans l'organisme et de son devenir en fonction du temps. Pour ce faire, la Commission internationale de protection radiologique (CIPR) a développé des modèles mathématiques appelés « modèles dosimétriques ». Ces modèles sont généralement adoptés par tous au plan international.

La contamination peut être décelée instantanément, les services de surveillance mettront alors en place toutes les techniques d'évaluation ; mais si elle est silencieuse, elle ne pourra être évaluée que par une surveillance régulière des travailleurs. La stratégie de surveillance dépendra du devenir biologique du radionucléide et de sa cinétique.

La mesure de la contamination n'est pas aisée, elle se fait selon que le radionucléide émet des rayonnements pénétrants ou non par des méthodes de comptage externe ou des méthodes indirectes. Les premières consistent à placer l'individu sous un compteur, c'est l'anthroporadiométrie ; les secondes consistent à mesurer la contamination dans les excréta, urines et fèces, ce sont les méthodes appelées « radiotoxicologiques ».

À partir de ces résultats de mesure, le service médical du travail calculera ensuite à l'aide de modèles dosimétriques, la dose d'irradiation.

Bien que la contamination interne reste limitée pour les travailleurs des centrales nucléaires, le caractère aléatoire de son intensité conduit à la mise en place de méthodes

assez sophistiquées et coûteuses qui seront expliquées dans ce chapitre. Pour s'en prémunir, il existe des dispositifs de protection, ils seront décrits dans le chapitre 13.

5.1. Modèles de la CIPR

Les modèles dosimétriques utilisés par la majorité des services médicaux en charge de la protection des travailleurs ont été développés par le Comité 2 de la CIPR.

Ces modèles sont de plusieurs types. Les modèles biocinétiques décrivent le devenir biologique des radionucléides. On les appellera « modèles d'entrée » lorsqu'ils permettent de prédire ce devenir biologique à partir d'une source d'entrée, inhalation, ingestion ou blessure. On les appellera « modèles systémiques » lorsqu'ils décriront la répartition du radionucléide à partir du sang, et son élimination par les voies naturelles, une fois le radionucléide transféré de la porte d'entrée au compartiment sanguin. Enfin, des modèles dosimétriques permettront de calculer la dose d'irradiation en fonction du temps pour un organe contaminé, mais aussi lorsque c'est nécessaire, l'irradiation d'un organe en fonction du temps par les autres organes contaminés agissant alors en terme source.

Les modèles d'entrée sont très étroitement associés à la forme physico-chimique du polluant : taille et nature des poussières inhalées, nature du composé ingéré ou injecté par blessure. À l'inverse, une fois solubilisé ou transformé sur le site d'entrée, poumon, tube digestif ou site de la blessure, le radionucléide transféré dans le compartiment sanguin se répartira dans l'organisme selon la forme physico-chimique présente dans le sang et non plus selon la nature du polluant d'origine. Ces modèles seront dessinés par familles chimiques, présentant en général de grandes similarités dans leur distribution, élément par élément.

Tous ces modèles sont utilisables soit pour les travailleurs, soit pour les populations et ceci quel que soit l'âge. Nous ne traiterons ici que des modèles appliqués pour la surveillance des travailleurs, mais il faut savoir qu'il existe également des modèles dosimétriques établis pour calculer la dose d'irradiation d'un enfant par sa mère si elle est contaminée, soit durant la grossesse, soit après la naissance si celle-ci allaite.

5.1.1. Modèles d'entrée

La CIPR a développé deux modèles d'entrée, le modèle respiratoire appelé « *Human Respiratory Tract Model* » (HRTM) et le modèle alimentaire « *Human Alimentary Tract Model* » (HATM). Un modèle blessure est en cours d'élaboration par le Comité américain de radioprotection.

5.1.1.1. Modèle respiratoire

Dans ce modèle, le système respiratoire est divisé en 5 régions (Figure 5.1).

- Le compartiment extrathoracique (ET) est divisé en deux parties ET1, antérieure au nez et ET2 qui comprend la partie postérieure au nez, la voie orale, le pharynx et le larynx.
- La région thoracique (BB) comporte la trachée, les grosses bronches qui correspondent aux huit premières générations des voies respiratoires.
- La partie bronchiolaire comporte les générations 9 à 15 des bronchioles.
- La partie alvéolo-interstitielle (AI) est la zone d'échange gazeuse du poumon.

– Les tissus ou nodules lymphatiques sont associés aux parties extrathoraciques, ils seront appelés LN_{ET} et LN_{TH} respectivement.

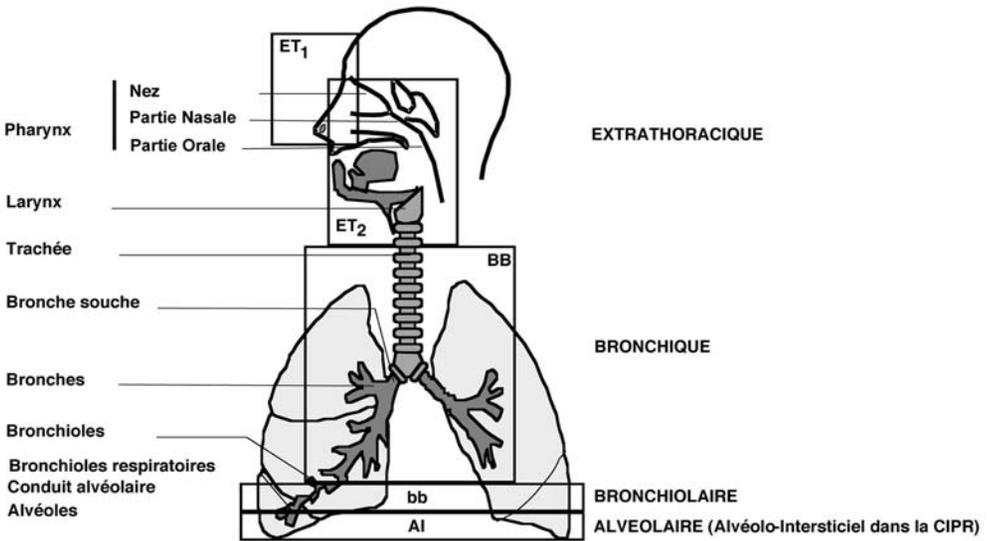


Figure 5.1. Structure du modèle respiratoire (HRTM) (d'après ICRP, publication 66).

Les valeurs des dimensions et les paramètres fonctionnels sont spécifiés dans ce modèle. La quantité de polluant inhalé déposée dans le poumon et sa localisation dépendra de la taille aérodynamique des particules inhalées (Figure 5.2). Cette taille aérodynamique est une combinaison de la taille réelle et de la densité de la particule. La cinétique d'élimination du polluant à partir du dépôt dans le poumon est liée à sa nature physico-chimique, taille et solubilité des particules. Le modèle propose une classification par défaut de tous les composés et attribue à chaque classe des paramètres cinétiques par défaut. Ces classes sont respectivement la classe F pour les composés très solubles (*Fastly soluble*), M pour les composés moyennement solubles (*Moderatly soluble*) et S pour les composés dits insolubles (*Slowly soluble*).

À partir de ce modèle, on établira des coefficients de dose par unité d'incorporation (DPUI) (exprimés en Sv par Bq inhalé) pour l'inhalation. Ils sont publiés dans les textes réglementaires. Si les services de protection connaissent les caractéristiques spécifiques des polluants, ils pourront remplacer les paramètres par défaut du modèle par des paramètres spécifiques ; les coefficients de dose calculés ainsi seront appelés « Dose par unité d'incorporation spécifique ». Le modèle permet aussi au médecin du travail d'adapter ses calculs de dose au profil individuel du travailleur, son tabagisme par exemple.

La qualité de la protection des travailleurs ou l'efficacité des traitements mis en place dépendra étroitement de la bonne connaissance des caractéristiques du polluant inhalé. Seule une collaboration étroite entre les opérateurs et concepteurs d'une part, et les services de surveillance d'autre part, le permettra.

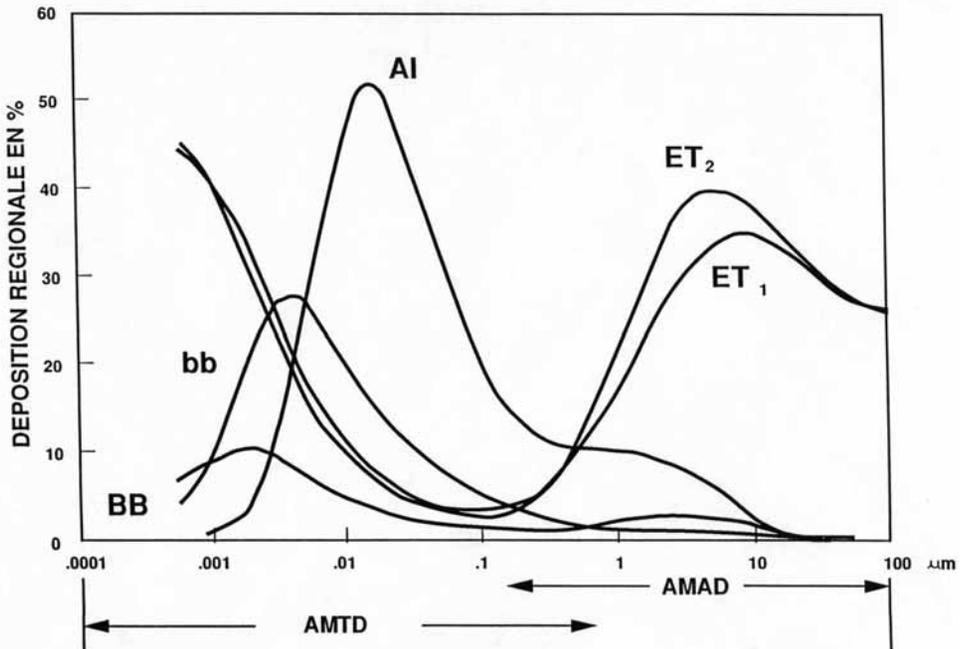


Figure 5.2. Dépôts régionaux en fonction de la taille des particules pour une personne respirant par le nez (d'après ICRP, publication 66).

5.1.1.2. Modèle alimentaire

Un nouveau modèle alimentaire (HATM) vient d'être mis en place par la CIPR. Ce modèle est étroitement lié à l'anatomie du système alimentaire. Il est divisé en plusieurs régions : la bouche, l'œsophage, l'estomac, l'intestin grêle, le gros intestin divisé en partie gauche du côlon, partie droite du côlon et un dernier compartiment regroupant la partie sigmoïde du côlon et le rectum (Figure 5.3). Le modèle prend en compte la rétention potentielle au niveau de plusieurs compartiments : les dents, la muqueuse buccale, l'estomac et l'intestin dans son ensemble. Ce modèle considère que le transfert vers le sang peut se faire au niveau de la bouche, de l'estomac et des différents compartiments de l'intestin. Tout comme le modèle respiratoire, il propose des paramètres cinétiques et morphométriques par défaut, mais lorsque l'information existe, le service de surveillance pourra utiliser des paramètres spécifiques. Son utilisation permettra d'obtenir des DPUI pour l'ingestion.

5.1.2. Modèles systémiques

Les modèles systémiques décrivent le comportement des radionucléides après la traversée des barrières digestive, cutanée ou pulmonaire et leur arrivée dans le compartiment sanguin. Ces modèles peuvent être plus ou moins sophistiqués, selon qu'ils tiennent compte de l'âge des individus (cas de 31 éléments), prévoient un recyclage des éléments par le transfert d'un organe à un autre via un retour vers le sang, c'est le cas des actinides et des terres rares, ou non (pour H, Co, Mo, Zr, Ru entre autres). Ces modèles sont décrits dans les publications 30, 56, 67, 69 et 71 de la CIPR (ICRP, 1980, 1989, 1993, 1995a et b).

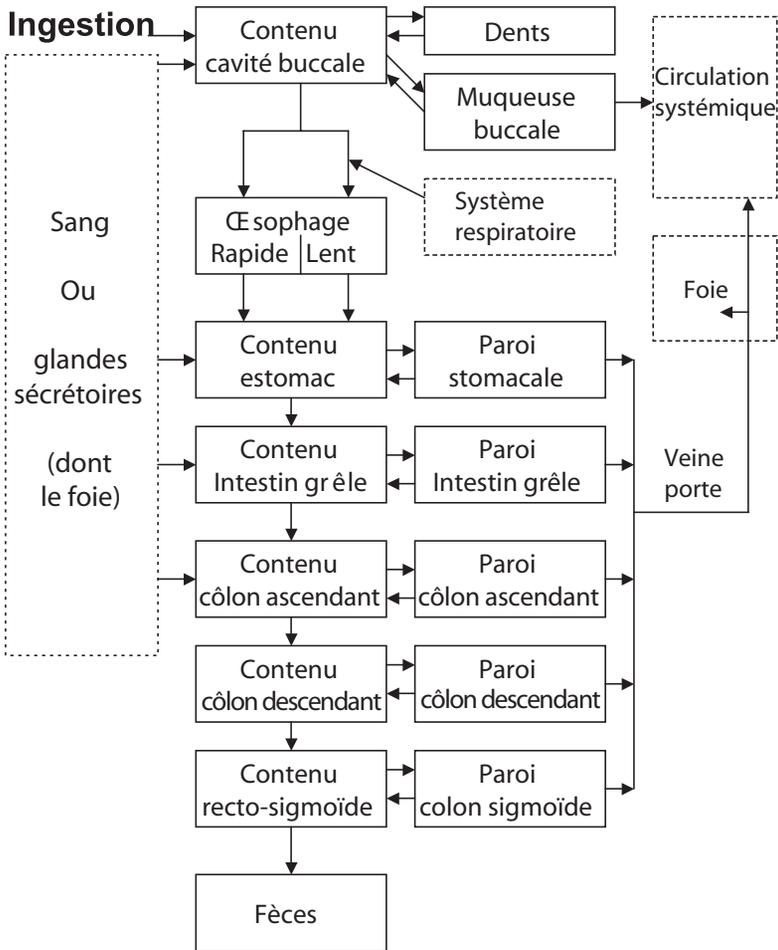


Figure 5.3. Structure du modèle alimentaire (HATM) (d'après ICRP, publication 99).

À titre d'illustration, nous décrirons ci-dessous deux types de modèles, celui de l'uranium illustrant les modèles recyclants des actinides et des terres rares et un modèle spécifique à un élément, celui de l'iode.

Ces modèles sont issus de l'analyse de nombreuses données animales (essentiellement singes, chiens et rats) et humaines. Ces dernières sont pour certains éléments, assez nombreuses et documentées grâce à certaines études réalisées sur des humains mais aussi grâce au retour d'expérience des contaminations sur les lieux de travail.

5.1.2.1. Modèle de l'uranium

Le modèle utilisé pour l'uranium décrit le dépôt, à partir du sang, de l'élément vers les différents tissus, son transfert d'un compartiment vers un autre, son retour vers le sang et son éventuelle excrétion. Ce modèle est un modèle réaliste car il suit au plus près la

physiologie humaine et constitue donc l'un des modèles les plus performants parmi ceux disponibles.

Le modèle de l'uranium est présenté figure 5.4. Il postule que l'uranium s'échange en permanence entre le sang et le compartiment ST0 des « tissus mous ». Cet ensemble sang + ST0 peut donc être considéré comme un ensemble à part. Si l'on fait abstraction de ce compartiment, les sites principaux de dépôt de l'uranium systémique sont le squelette (15 %), les reins (12 %) et le foie (2 %). Une partie de l'uranium se dépose dans deux autres compartiments des tissus mous (ST1 et ST2 qui concentrent, respectivement, 6,7 % et 0,3 % de l'uranium). Le reste de l'uranium (environ 63 %) est rapidement excrété par la voie urinaire avec une période de 7 jours.

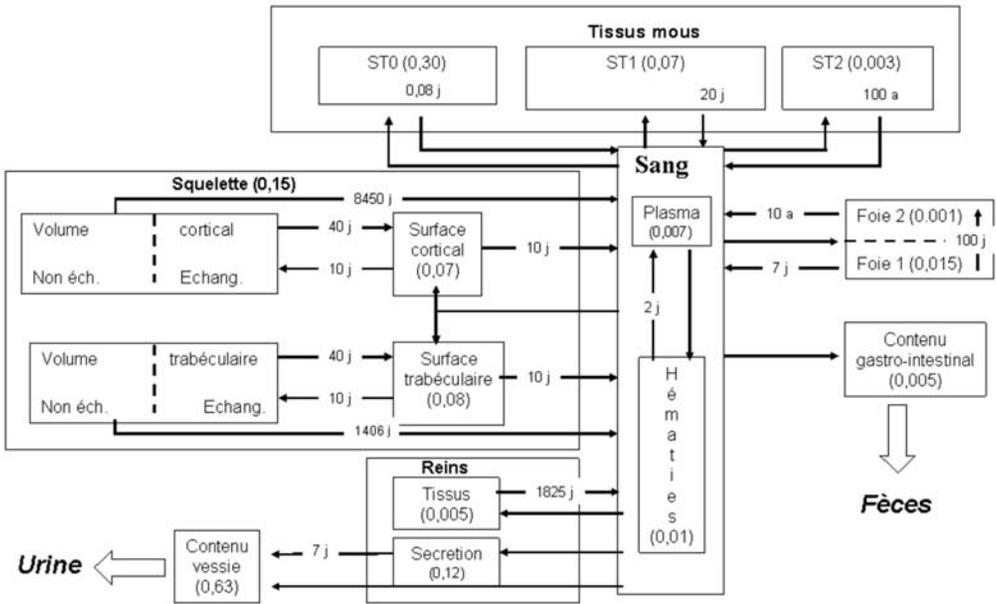


Figure 5.4. Modèle systémique de l'uranium (d'après ICRP, Publication 69, 1995a).

L'uranium déposé dans un premier temps peut retourner vers le sang (cas des tissus mous) ou, au contraire, être transféré vers d'autres tissus ou même vers d'autres compartiments d'un même tissu (cas du foie). Dans le cas du squelette, les dépôts se font dans un premier temps sur les surfaces osseuses. L'uranium quitte ensuite son site initial de dépôt avec une période biologique de 10 jours pour se répartir pour moitié entre le volume osseux et le plasma. L'uranium déposé dans le volume osseux peut alors soit être enfoui par apposition d'une nouvelle couche osseuse lors de la croissance de l'individu, soit migrer vers les surfaces osseuses.

Le temps de résidence de l'uranium au sein des différents compartiments est partiellement décrit par les périodes biologiques d'élimination, qui représentent le temps nécessaire pour éliminer la moitié du composé présent. Ce temps varie de quelques heures pour le compartiment ST0 à plusieurs années pour ST2. Le problème dans ce genre de modèle est que la quantité réelle d'uranium présente dans un tissu à un instant donné dépend de sa période biologique d'élimination mais aussi de la quantité redéposée suite aux processus

de recyclage. La représentation de tels phénomènes combinés est délicate et la CIPR propose donc uniquement des périodes d'élimination, assorties de coefficients de transfert d'un compartiment vers un autre. Une analyse de ces coefficients montre que, hormis quelques cas particuliers, le transfert de l'uranium entre les différents compartiments est un processus rapide, compris généralement entre 10 et 50 jours.

5.1.2.2. Modèle de l'iode

Le modèle de l'iode prévoit également un recyclage de l'élément, il décrit la distribution de l'iode en trois compartiments seulement (Figure 5.5). Il tient compte également de l'âge des individus.

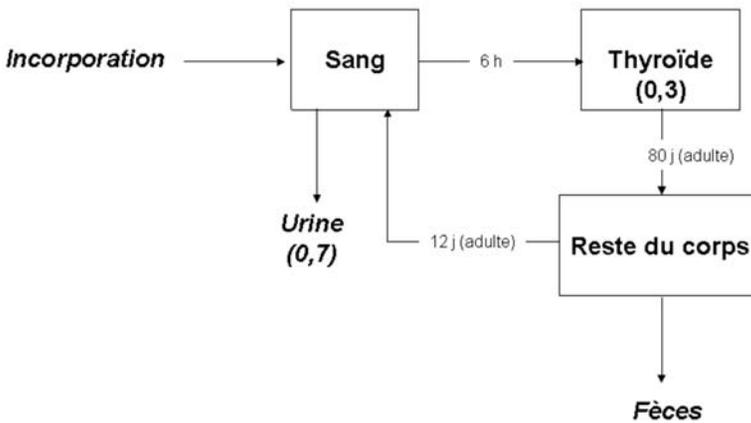


Figure 5.5. Modèle systémique de l'iode (d'après ICRP, Publication 67, 1993).

Le modèle prédit que, pour un individu adulte, environ 30 % de l'iode circulant se dépose dans la glande thyroïde, le reste (70 %) est éliminé par les urines. Ce niveau de dépôt varie en réalité énormément en fonction des individus et du niveau naturel d'iode stable présent dans la nourriture. Dans les pays où la concentration d'iode dans la nourriture est naturellement faible, le dépôt dans la glande thyroïde est toujours plus important.

La plupart de l'iode entrant dans la thyroïde est ensuite métabolisée dans les différents tissus du reste du corps et retourne ensuite en grande majorité (80 %) dans le sang sous forme d'iode inorganique ou est excrétée (20 %) sous forme de bile *via* le foie et le tractus gastro-intestinal.

Le renouvellement de l'iode dans le corps humain adulte est d'environ 12 jours. Dans la thyroïde, la CIPR décrit une « période apparente d'élimination » liée au fait que l'isotope ^{131}I , utilisé généralement pour les études, est lui-même un composé de période radioactive courte (8 jours). Ce genre d'isotope ne permet pas le suivi au long cours de la période d'élimination et ne permet donc pas de définir l'existence de compartiments à long terme. La période apparente d'élimination donnée par la CIPR pour l'homme adulte est de 80 jours (ICRP, 1993).

Rappelons pour mémoire, que l'élimination de l'iode par les enfants est beaucoup plus rapide.

5.2. Stratégie de surveillance

5.2.1. Moyens et objectifs d'un programme de surveillance

L'objectif général des programmes de surveillance opérationnelle est l'évaluation des conditions au poste de travail et des expositions individuelles. L'évaluation des doses reçues par les travailleurs régulièrement ou potentiellement exposés aux radiations par l'incorporation de matières radioactives constitue une partie intégrante de tout programme de radioprotection. Pour ce faire, les techniques couramment employées sont la mesure directe des radioéléments dans le corps entier ou dans des organes spécifiques, la mesure des radioéléments dans les excréta et la mesure de prélèvements d'air ambiant.

Un programme de surveillance doit s'assurer du respect de la part liée à la contamination interne dans la limite de dose efficace de 20 mSv engagée suite aux expositions annuelles. On peut définir, à partir de cette limite de dose annuelle :

- un niveau d'enquête, désignant une valeur de dose efficace engagée au-delà de laquelle un résultat de surveillance est considéré comme suffisamment important pour justifier une étude approfondie des conditions d'exposition,
- un niveau d'enregistrement au-delà duquel la valeur de dose est inscrite dans le dossier individuel du travailleur,
- des niveaux dérivés qui sont les valeurs limites des quantités mesurées dans le programme de surveillance (activité retenue, excrétée ou concentration dans l'air) impliquant un dépassement de la limite de dose annuelle, du niveau d'enquête ou du niveau d'enregistrement.

On distingue la situation de surveillance de routine, qui vise à détecter chez des travailleurs potentiellement exposés la survenue éventuelle d'une contamination par le moyen de mesures d'activité à intervalles réguliers, de la surveillance spéciale qui vise à estimer les conséquences dosimétriques d'un incident avéré.

La diversité des situations pratiques rencontrées (émissions et formes physico-chimiques des radionucléides, degré de confinement, fréquence des contaminations...) conduit à envisager différents choix des paramètres du programme de surveillance : il faut choisir en particulier la ou les techniques de mesure adaptée(s) ainsi que la durée de l'intervalle de surveillance de routine permettant de détecter un niveau minimum d'incorporation avec une incertitude suffisamment réduite. Dans le cadre de la surveillance spéciale, on adapte, en général, le nombre de mesures d'activité, les moyens mis en œuvre pour caractériser les conditions d'exposition et la précision du calcul de dose proportionnellement au niveau de dose supposé après une première estimation.

5.2.2. Choix d'un programme de surveillance

5.2.2.1. Type de mesure

La mesure des radioéléments dans les excréta reflète la vitesse d'élimination du corps des substances radioactives par voie urinaire ou fécale et doit être reliée à l'incorporation par un modèle biocinétique qui induit en général une large incertitude dans l'estimation de la dose engagée. Cependant, la capacité des analyses radiochimiques à détecter de faibles

niveaux d'activité permet à la mesure des excréta de détecter l'activité incorporée avec une grande sensibilité.

La mesure directe offre l'avantage d'une estimation rapide et pratique de l'activité totale dans le corps ou dans une partie du corps au moment de la mesure. Elle est moins dépendante des modèles biocinétiques que les mesures indirectes, et donc préférable lorsqu'elle est possible et suffisamment sensible. Néanmoins, elle souffre d'incertitudes d'étalonnage plus importantes et implique une procédure plus contraignante pour le travailleur.

La mesure de l'activité en suspension dans l'air peut se faire par le moyen d'un filtre statique mesurant la contamination ambiante (SAS) ou d'un filtre personnel porté par le travailleur (PAS) (voir chapitre 13). Le résultat de cette mesure ne permet pas de faire une estimation dosimétrique précise et ne devrait pas être utilisé seul lorsque la dose est susceptible de dépasser 1 mSv. En revanche, la caractérisation de la contamination aérienne peut permettre d'obtenir des informations sur la granulométrie des aérosols qui sont utiles pour l'évaluation de la dose.

Enfin, chaque technique de mesure possède une limite de détection (LD), prenant en compte différents paramètres tels que la présence de substances radioactives naturelles, les fluctuations statistiques de comptage ainsi que différents facteurs relatifs à la préparation des échantillons. Le tableau 5.1 indique les modèles biocinétiques les plus importants et les techniques de mesure couramment utilisées pour divers radioéléments suivant leur forme chimique, qui les rend plus ou moins transférables au sang.

Tableau 5.1. Correspondance entre les radionucléides, les modèles et les mesures.

Radionucléides	Modèle	Mesure
Émetteurs X et γ – formes peu transférables ^{60}Co , ^{226}Ra , ^{235}U , ^{241}Am , ^{239}Pu ... – formes transférables : – ^{137}Cs – ^{131}I	rétenion pulmonaire rétenion systémique	directe activité thoraco-pulmonaire spectrométrie X, γ activité corporelle spectrométrie γ activité d'un organe (thyroïde) spectro- métrie γ
Émetteurs α , β – formes transférables ^3H , ^{14}C , ^{90}Sr , ^{137}Cs ... – formes peu transférables actinides (nitrates, oxydes...)	excrétion urinaire excrétion fécale	indirecte activité des urines + spectrométrie activité des selles + spectrométrie

5.2.2.2. Intervalle de surveillance

Le choix de l'intervalle de surveillance de routine est le résultat d'un compromis entre l'incertitude sur l'estimation de la dose résultant d'une date d'incorporation inconnue mais restreinte à la durée de l'intervalle et le coût des mesures. Ce compromis dépend de la sensibilité de la technique de mesure (exprimée en terme de LD) et de la cinétique de rétenion ou d'excrétion du contaminant, qui est elle-même fonction du radioélément et de sa forme chimique.

En effet, une cinétique de décroissance rapide de la quantité mesurée, rétention ou excrétion, peut faire qu'une incorporation significative en début d'intervalle se traduise par une activité inférieure à la limite de détection au moment de la mesure de fin d'intervalle. Typiquement, la fréquence de surveillance devrait être définie de façon à détecter toute incorporation correspondant à plus de 5 % de la limite de dose annuelle (IAEA, 1999).

De plus, lorsque la date d'incorporation est inconnue, la CIPR recommande de faire, pour l'estimation de la dose, l'hypothèse d'une incorporation au milieu de l'intervalle de surveillance. Mais une large incertitude sur la date d'incorporation peut induire une erreur de plusieurs ordres de grandeur sur l'estimation de l'activité incorporée. Aussi, la CIPR recommande de choisir un intervalle de surveillance suffisamment étroit pour que l'hypothèse de référence d'une incorporation au milieu de l'intervalle ne risque pas de sous-estimer la dose engagée de plus d'un facteur trois (ICRP, 1998).

Le tableau 5.2. présente des valeurs standard de paramètres des programmes de surveillance de l'exposition interne à différents composés industriels de l'uranium, du plutonium, du césium et de l'iode issues des recommandations du groupe d'experts européens du projet OMINEX (Etherington *et al.*, 2003) et de la CIPR (ICRP, 1998). Ce choix prend en compte les solubilités de référence des composés chimiques indiquées par la CIPR et les limites de détection des techniques utilisées, indiquées par la CIPR ou estimées à partir des données rassemblées dans le cadre du projet OMINEX.

Tableau 5.2. Intervalles de mesure de surveillance de routine de l'exposition à l'uranium, au plutonium, au césium et à l'iode recommandés par la CIPR (ICRP, 1998) ou le groupe OMINEX (Etherington *et al.*, 2003).

Contaminant	Type d'absorption	Mesure directe	LD (Bq)	Mesure urinaire	LD (mBq/24h)	Mesure fécale
Nitrate d'uranium Tributylphosphate d'uranium Peroxide d'uranium	F	non	20	30 jours	0,05	non
Diuranate d'ammonium Trioxyde d'uranium Tétrafluoride d'uranium	M	pulmonaire 180 jours		90 jours		180 jours
Octoxyde d'uranium Dioxyde d'uranium	S	pulmonaire 180 jours		90 jours		180 jours
Nitrate de plutonium	M	non	5 200 (ou 10 Bq d' ²⁴¹ Am)	365 jours	0,15	365 jours
Dioxyde de plutonium MOX	S	forte exposition		365 jours		365 jours
Césium-137	F	corps entier 180 jours	70	180 jours	1 000	non
Iode-131	F	thyroïde 14 jours	80	30 jours	500	non

5.3. Mesures directes par anthroporadiamétrie

5.3.1. Principe

La mesure anthroporadiamétrique consiste à mesurer les radionucléides incorporés en détectant, à l'extérieur de l'organisme, les rayonnements X et gamma qu'ils émettent lors de leurs désintégrations ou qui sont associés à leurs désintégrations. Cette technique a connu son essor lorsque les autorités médicales ont reconnu l'aide qu'un tel système pouvait leur apporter. Sans prise de sang, sans prélèvement d'urines ou de selles, l'anthroporadiamétrie permet de quantifier l'activité retenue dans l'organisme à un moment donné et d'estimer l'incorporation initiale. On parlera indifféremment d'anthroporadiamétrie ou de mesure *in vivo*.

Elle utilise généralement des détecteurs de grandes dimensions, placés au sein de chambres blindées, nécessaires pour se prémunir, au moins partiellement, du bruit de fond dû au rayonnement cosmique. Une chaîne électronique associée aux détecteurs permet de réaliser une spectrométrie et enregistre le spectre des raies X et gamma émises où seuls les pics d'absorption totale, ce qui correspond majoritairement aux pics dus à l'effet photoélectrique, seront utilisés. L'interprétation des résultats se fait en deux étapes :

- l'identification des radionucléides présents qui est obtenue en recherchant les pics d'absorption totale et leurs énergies dans le spectre et en les comparant aux énergies caractéristiques des radioéléments qui sont contenues dans les bibliothèques de données nucléaires ;
- la détermination de l'activité des radioéléments précédemment détectés qui est obtenue en comparant les résultats avec des valeurs de référence issues de mesures réalisées avec des mannequins semblables au corps humain que l'on appelle fantômes anthropomorphes d'étalonnage.

En bref, l'utilisation de cette technique va dépendre, pour un radioélément donné, de :

- l'énergie (ou les énergies) et l'abondance des photons émis,
- sa distribution dans le corps,
- la sensibilité de la technique dans chaque géométrie qui sera définie par ce qui est couramment appelé la limite de détection.

Cette technique est donc très appréciée pour sa facilité de mise en œuvre. Cependant, comme il a été dit précédemment, elle n'est applicable que pour les radioéléments émetteurs X et gamma et pour quelques émetteurs bêtas (par l'intermédiaire de leur rayonnement de freinage) du fait de la détection à l'extérieur de l'organisme des rayonnements émis par les radionucléides. Pour des produits d'activation (PA) comme le cobalt ou des produits de fission (PF) comme le césium, la détection est relativement simple car l'énergie des photons émis est supérieure à 200 keV environ conduisant à une faible absorption dans les tissus humains. Il n'en va pas de même pour la mesure des actinides émetteurs X et gamma d'énergie inférieure à 200 keV à cause de la forte absorption dans les tissus qui dégrade la sensibilité. Dans ce cas, elle n'est vraiment utile que si un dépôt significatif de ce radioélément conduit à un signal détectable à l'extérieur de l'organisme. C'est la raison pour laquelle les performances seront présentées dans la suite séparément pour les installations permettant les mesures des émetteurs de haute énergie (> 200 keV pour les PA et PF) et de basse énergie (< 200 keV pour les actinides). Par ailleurs, le cas de la mesure de l'iode qui va principalement se fixer au niveau de la thyroïde sera traité séparément.

5.3.2. Anthroporadiamétrie haute énergie (> 200 keV)

Un nombre important de PA et de PF, comme ^{60}Co et ^{137}Cs se répartissent assez uniformément dans l'organisme et émettent des rayonnements gamma de haute énergie, respectivement de 662 keV et 1,173 ; 1,333 MeV et de grande intensité (nombre de photons émis pour une désintégration). Ces particularités permettent l'estimation de leur incorporation à des valeurs très faibles par rapport à des niveaux de référence, avec des équipements simples. Ces niveaux de référence peuvent être obtenus en considérant l'activité incorporée (AI) conduisant à une dose efficace engagée de 20 mSv (AI₂₀) (Delacroix *et al.*, 2004). Il est à noter que cette valeur de AI₂₀ correspond à une activité incorporée et non pas à une valeur de rétention d'activité, cette dernière étant celle estimée par anthroporadiamétrie, mais permet néanmoins une comparaison fort utile en pratique.

Dans le cadre de la mesure « haute énergie », la répartition étant considérée assez uniforme, la mesure d'une partie du corps est représentative de la rétention dans l'organisme entier. Il est cependant évident que la sensibilité et donc les performances demandées aux systèmes de mesure dépendront de la raison du contrôle (accident, routine) et donc de la nécessité ou non de rapidité d'intervention et de l'objectif des mesures : détermination fine de l'activité ou tri des personnes.

Dans le cadre de la surveillance de routine des travailleurs du nucléaire, les installations ont pour objectif de détecter une éventuelle contamination et devront donc avoir une sensibilité aussi bonne que possible. Leurs caractéristiques comprennent :

- des enceintes blindées épaisses permettant de réduire le bruit de fond. Ces installations seront à poste fixe ;
- un nombre de détecteurs suffisant permettant d'obtenir une bonne efficacité de mesure. Les systèmes équipés de détecteurs germanium de haute pureté (GeHP), refroidis à l'azote liquide ont, dans ce cas, tendance actuellement à remplacer peu à peu les systèmes utilisant des scintillateurs NaI(Tl) qui fonctionnent à température ambiante, en raison d'une meilleure résolution en énergie et donc d'une meilleure quantification et d'une meilleure discrimination en cas de contamination multi-élémentaire ;
- des temps de mesure longs (10 à 30 minutes) et la possibilité d'effectuer plusieurs mesures.

Ce type d'installation équipe actuellement la plupart des laboratoires médicaux impliqués dans la surveillance des personnes travaillant dans le secteur nucléaire (figure 5.6). Lors de l'accident de Tchernobyl, ce type d'équipement a largement été utilisé lors de campagnes de mesures. Il a permis d'estimer très rapidement la charge corporelle des individus contaminés et ainsi évaluer la dose liée à la contamination par le césium due à l'accident.

À titre d'exemple, les limites de détection¹ pour ^{137}Cs et ^{60}Co sont données dans le tableau 5.3. et peuvent être comparées aux niveaux de référence AI_{20inhalation} obtenus à partir des données de la CIPR 78 (CIPR 78, 1997).

¹ Dans cette partie, la limite de détection, qui exprime la sensibilité d'un système de mesure, sera celle retenue par le Groupe de travail et de normalisation (GTN5, 1989) et décrite par la formule suivante :

$$LD = 8,8 \times \sqrt{\frac{R \times B}{x_t}} \times \frac{1}{Eff}$$

avec : LD : limite de détection en Bq ; R : résolution du pic étudié (keV) ; B : taux de comptage du bruit de fond (cps·keV⁻¹·s⁻¹) ; Eff : efficacité de détection ; t : temps de mesure (s).

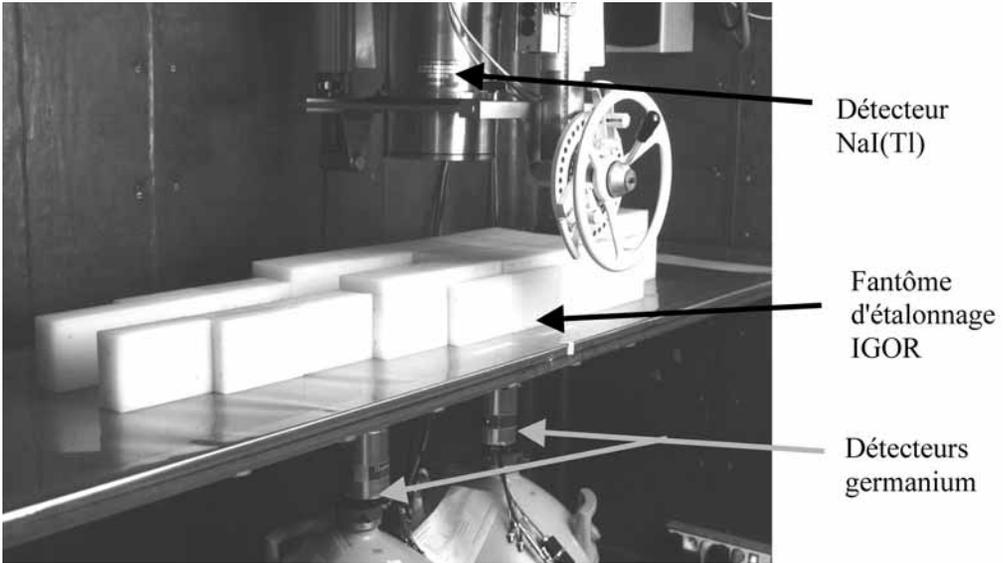


Figure 5.6. Système de mesure anthroporadiométrique haute énergie de l'IRSN à Fontenay-aux-Roses comprenant 1 détecteur NaI (au-dessus) et 2 détecteurs germanium (en dessous). L'installation est présentée avec un fantôme d'étalonnage constitué de briques de polyéthylène : le fantôme IGOR.

Tableau 5.3. Exemples de limites de détection (LD) du système fixe de l'IRSN (Fontenay-aux-Roses) composés de 2 détecteurs GeHP 60 % (figure 5.6) comparées aux Al_{20} pour ^{137}Cs et ^{60}Co .

Élément	Énergie (keV)	$Al_{20inhalation}$ (Bq)	LD (Bq), 20 min
^{137}Cs (F)	661,7	$3,0 \times 10^6$	20
^{137}Cs ($f_1=1$)	661,7	$1,5 \times 10^6$ ($Al_{20ingestion}$)	20
^{60}Co (M)	1332,5	$2,8 \times 10^6$	20

Il existe également d'autres systèmes de mesure des PF et PA qui sont cette fois transportables à bord de camionnettes ou de camions. Dans ce cas l'objectif est, en cas d'accident, de pouvoir effectuer un tri rapide des personnes exposées. L'équipement sera alors léger et robuste (vibration, température, etc.) pour permettre un déplacement éventuel de l'installation sur le terrain, ce qui entraîne une moins bonne protection contre les rayonnements cosmiques d'où un bruit de fond plus important et donc une moins bonne sensibilité. Dans ce cas, les détecteurs les plus communément utilisés sont les scintillateurs : plastiques, NaI(Tl). Les temps de mesure seront de quelques minutes ce qui conduira également à détériorer la sensibilité par rapport aux systèmes à poste fixe. Sur ce principe a été réalisé un certain nombre d'installations mobiles sur camion et même sur voiture rail. L'AIEA en 1990 a ainsi réalisé près de 9 000 mesures chez des personnes dans 7 villages sélectionnés dans les zones contaminées autour de Tchernobyl. Les limites de détection

de ces systèmes (pour 5 minutes de comptage) seront environ 25 fois plus grandes que celles présentées précédemment, en sachant que l'objectif n'est pas du tout le même que pour des mesures de surveillance des travailleurs.

5.3.3. Anthroporadiamétrie basse énergie (< 200 keV)

La mesure *in vivo* basse énergie recouvre la spectrométrie des radionucléides émetteurs de raies X et gamma inférieures à 200 keV, et plus particulièrement en dessous de 100 keV, qu'il est possible d'observer au niveau de certains organes cibles (poumon, crâne) ou tissus (blessures ou criblage cutané : cf. paragraphe 5.3.6). Cette mesure est importante pour suivre les travailleurs en cas d'exposition accidentelle par des actinides, en particulier les isotopes du plutonium sous des formes chimiques insolubles qui entraînent des niveaux de rétention élevés. Contrairement à la mesure haute énergie, la technique ne trouvera son application que dans des contrôles de contamination aiguë ou dans le cas de contrôles d'incorporation suivant une incorporation chronique à long terme. Elle présente en effet de grandes difficultés liées principalement à l'absorption rapide des photons de basse énergie dans les tissus avant de pouvoir être détectés ainsi qu'aux faibles taux d'émission des photons, les actinides étant principalement émetteurs alpha. Cet effet diminue la sensibilité de la mesure et sa représentativité par rapport à l'ensemble de l'organisme, le système de mesure ne détectant que les radionucléides présents à faible profondeur et dans un angle solide limité. Dans le cadre de l'incorporation des actinides, la voie principale de contamination est l'inhalation, impliquant que la mesure n'est quasiment possible qu'au niveau des poumons. C'est la raison pour laquelle on associera fréquemment mesure basse énergie et mesure pulmonaire. Un exemple de système de mesure, celui du LABM (Laboratoire d'analyses de biologie médicale) de Marcoule (AREVA/CEA) est présenté sur la figure 5.7.

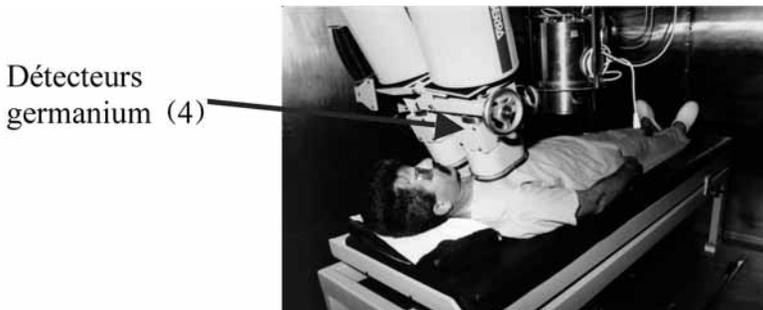


Figure 5.7. Système de détection pulmonaire du LABM de COGEMA Marcoule.

Le cas le plus difficile à cet égard est sans aucun doute celui de la mesure pulmonaire de ^{239}Pu étant donné d'une part les faibles énergies (< 25 keV) et les faibles intensités des raies X utilisées pour la détection et d'autre part les dimensions et la complexité du volume à mesurer. Le tableau 5.4 rappelle les valeurs de $\text{Al}_{20\text{inhalation}}$ actuellement proposées pour ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{235}U en se basant sur les données de la CIPR 78. Comme on le voit, si pour ^{241}Am et ^{235}U , la limite de détection d'un système GeHP est bien inférieure aux $\text{Al}_{20\text{inhalation}}$, pour la mesure de ^{239}Pu , c'est l'inverse qui se produit.

Étant donné la difficulté de mesure des actinides (Franck *et al.*, 1997), des fantômes spécifiques dédiés à la mesure pulmonaire ont été développés. Un exemple de ce type de

Tableau 5.4. Comparaison des $AI_{20inhalation}$ et des valeurs de limites de détection obtenues à l'aide d'un système de détecteurs GeHP (cf. figure 5.7) pour quelques actinides.

Élément	$AI_{20inhalation}$ (Bq)	LD (Bq) du système GeHP, 30 min
^{235}U (S)	3 280	5-10
^{239}Pu (S)	2 410	3 000-7 000
^{241}Am (M)	741	5-10

fantôme (fantôme de Livermore, Griffith *et al.*, 1978) est présenté sur la figure 5.8. Il est beaucoup plus réaliste que le fantôme IGOR vu précédemment (Figure 5.7) étant donné les absorptions dans les tissus extra-thoraciques. Dans ce but, différentes plaques extra-thoraciques sont disponibles afin de représenter au mieux la morphologie thoracique de la personne à mesurer. Il est équipé de poumons amovibles uniformément contaminés permettant l'étalonnage avec différents radioéléments.

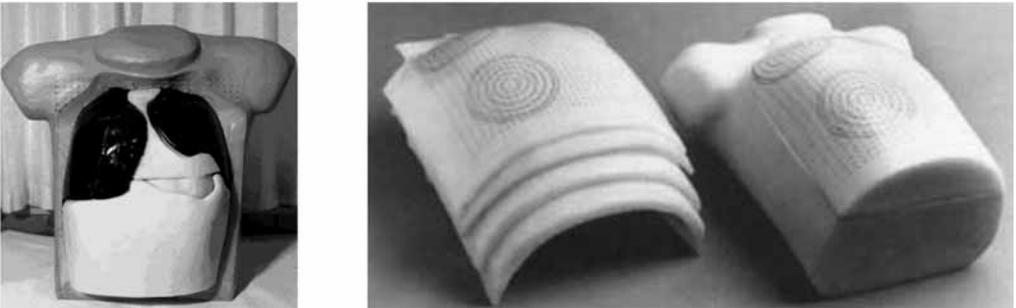


Figure 5.8. Fantôme de Livermore et plaques extra-thoraciques additionnelles.

5.3.4. Mesure de l'iode dans la thyroïde

La mesure de l'iode (produit de fission) représente une mesure particulière puisque l'iode a une affinité pour la thyroïde ce qui implique une mesure spécifique et des fantômes d'étalonnages adaptés. Pour cette raison, les systèmes de mesure sont plus petits et doivent être plus maniables pour réaliser une mesure dans de bonnes conditions. La gamme d'énergie s'étend de 27 keV (^{125}I) à quelques centaines de keV (^{131}I). Les détecteurs GeHP sont de dimensions tout à fait adaptées (environ 50 mm de diamètre) à la taille de la thyroïde, et assez larges pour fournir une efficacité suffisante dans l'ensemble de la gamme d'énergie. Pour les systèmes légers installés dans les dispositifs transportables, les scintillateurs NaI(Tl) sont également utilisés mais possèdent une moins bonne discrimination en énergie que les systèmes germanium.

Les étalonnages des systèmes de détection nécessitent l'utilisation de fantômes reproduisant le mieux possible la thyroïde et donnant des étalonnages reproductibles. Ceci est particulièrement critique pour l'étalonnage de ^{125}I dont les raies X de basses énergies sont très sensibles à toute variation d'étalonnage. La plus importante incertitude dans la détermination de l'activité réside dans la profondeur à laquelle se trouve la thyroïde sous la peau qui n'est en général pas connue.

Un système de mesure de la thyroïde ainsi qu'un fantôme assez réaliste est montré sur la figure 5.9. Ce fantôme possède un cou constitué d'un matériau équivalent tissu dans lequel s'insère une thyroïde creuse qui peut être remplie d'une solution d'un isotope choisi.

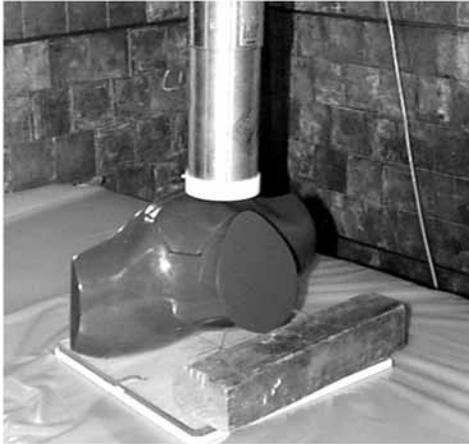


Figure 5.9. Exemple de système de mesure et fantôme associé pour la détection de l'iode dans la thyroïde (photo de droite Lawrence Livermore National Laboratory).

À partir de ce système, les limites de détection et $AI_{20inhalation}$ sont présentées dans le tableau 5.5 montrant une très bonne sensibilité de mesure.

Tableau 5.5. Comparaison des $AI_{20inhalation}$ et des valeurs de limites de détection obtenues à l'aide d'un système de détecteurs GeHP pour quelques isotopes de l'iode.

Élément	$AI_{20inhalation}$ (Bq)	LD (Bq) du système GeHP, 10 min
^{125}I (F)	$2,7 \times 10^6$	1,4
^{129}I (F)	$0,4 \times 10^6$	4,5
^{131}I (F)	$1,8 \times 10^6$	3,7

5.3.5. Orientations futures

À partir des différentes techniques exposées précédemment, il apparaît clairement que les progrès en anthroporadiométrie doivent être réalisés suivant deux directions dans le domaine des basses énergies : l'augmentation de la sensibilité de détection d'une part, avec la recherche de nouveaux systèmes de détection et l'amélioration des étalonnages d'autre part, avec le développement de la simulation à l'aide de fantômes numériques.

5.3.5.1. Amélioration de la sensibilité

Les différentes voies de recherche explorées actuellement comportent principalement :

- la production de cristaux de germanium de grand volume permettant le développement de systèmes *in vivo* de plus grande surface ;
- la recherche de nouveaux semi-conducteurs fonctionnant à température ambiante.

L'utilisation de cryostats restant toujours un réel obstacle, la deuxième voie semble être la plus prometteuse pour le futur de la mesure *in vivo*. La raison principale est que le recours à une technologie à température ambiante présente l'avantage vis-à-vis du détecteur germanium fonctionnant à température azote liquide de permettre une grande surface de détection mieux ajustée aux géométries complexes du corps humain. Pour la mesure spécifique du plutonium, un projet a été initié à l'IRSN pour développer un système pulmonaire basé sur l'utilisation du silicium de haute résistivité, car seule la fabrication des détecteurs de type silicium avec de grandes dimensions est bien maîtrisée au plan industriel et offre des garanties suffisantes de fiabilité pour des applications en radioprotection. Ce système devrait permettre un gain d'un facteur 2 sur la limite de détection pour la mesure de ^{239}Pu ce qui représente une avancée significative (de Carlan *et al.*, 1998). Il reste, néanmoins, que les difficultés techniques liées à la mise en œuvre de ces détecteurs sont nombreuses.

5.3.5.2. Perspectives d'étalonnage numérique des installations

Comme il a été vu précédemment, bien que d'importants efforts aient été réalisés pour rendre le plus réaliste possible les fantômes physiques utilisés pour l'étalonnage des systèmes anthroporadiométriques, ils ne représentent qu'une géométrie approximative et généralement ne contiennent qu'une distribution uniforme des radioéléments dans les tissus contaminés. De ce fait, des corrections significatives doivent être faites sur les facteurs d'étalonnage afin d'obtenir les efficacités absolues applicables à un individu donné. Si l'on considère la mesure *in vivo* des émetteurs X et γ basse énergie déposés dans les poumons ou dans les plaies, ces corrections deviennent particulièrement cruciales et pratiquement impossibles à évaluer dans le cas de contaminations inhomogènes.

Pour pallier ces limitations et ainsi permettre une meilleure estimation de la contamination, des efforts de recherche importants sur de nouvelles techniques d'étalonnage sont en train d'être réalisées associant des fantômes numériques basés sur les données anatomiques des personnes à mesurer et des codes de calcul Monte Carlo. Ces méthodes utilisent des fantômes mathématiques voxellisés (de voxel, pour « *volume element* » ou volume élémentaire) reconstruits à partir d'images numériques produites par tomodensitométrie (CT ou scanner) ou par imagerie par résonance magnétique (IRM) associés à des codes de Monte Carlo permettant le transport des particules. C'est ce qui a été réalisé à l'IRSN en développant un outil appelé CEDIPE (Outil d'Évaluation de la Dose Interne Personnalisée) (Aubineau-Lanièce *et al.*, 2004) qui permet à la fois la construction de fantômes numériques voxellisés spécifiques des personnes pour la simulation de la mesure anthroporadiométrique et à la fois des calculs de dose associés. Un exemple de réalisation d'un fantôme numérique représentant le fantôme de Livermore et les détecteurs associés pour la mesure pulmonaire est présenté sur la figure 5.10.

5.3.6. Cas particulier de la mesure des plaies contaminées

Après l'incorporation par inhalation représentée par le modèle pulmonaire et l'incorporation par ingestion qui se réfère au modèle de transfert gastro-intestinal, il existe encore un autre mode de transfert de la radioactivité à l'intérieur du corps humain, il s'agit de l'incorporation par transfert cutané. Le transfert peut se faire par l'intermédiaire d'une plaie ou simplement par passage du contaminant à travers les couches de la peau (eau tritiée). Ce dernier mode de transfert cutané reste néanmoins assez rare car la peau est une barrière efficace contre les substances radioactives.

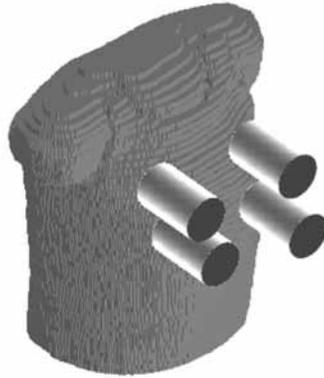


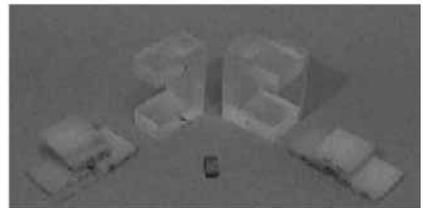
Figure 5.10. Fantôme de Livermore voxellisé et système de mesure associé.

Ainsi, dans la majorité des cas, le risque de contamination sera lié soit à une blessure causée par la mauvaise manipulation d'un objet coupant ou pointu (lame, pince, tournevis...), soit à une brûlure (acide, feu). On se trouve alors devant un cas d'exposition mixte puisqu'il combine une irradiation locale au niveau de la peau ou de la plaie et une contamination générale du corps entier par l'intermédiaire du circuit vasculaire. De plus, la contamination par blessure ou brûlure peut conduire à des activités incorporées importantes et donc à des doses efficaces engagées élevées.

L'évaluation dosimétrique consistera en premier lieu à identifier le ou les radiocontaminants s'il s'agit d'un mélange, ensuite à mesurer la quantité déposée, c'est-à-dire à mesurer très précisément l'étendue de la surface contaminée en tenant compte de la localisation anatomique et de l'hétérogénéité du dépôt, puis à estimer l'activité surfacique présente au niveau de la plaie. Un exemple de moyen de mesure est donné sur la figure 5.11 (A) ainsi qu'un fantôme d'étalonnage réalisé spécialement pour la mesure de plaies sur la figure 5.11 (B).



A



B

Figure 5.11. Exemple d'appareillage utilisé pour la mesure de plaies (A) et de fantômes d'étalonnages associés (B).

L'estimation dosimétrique des plaies reste cependant extrêmement difficile à réaliser étant donné la variabilité de la position (étendue, profondeur, localisation), du type de plaie (brûlure, coupure...) et de la méconnaissance de la biocinétique après incorporation.

5.4. Mesures « *in vitro* » : analyses des radioéléments dans les excréta

L'analyse des radioéléments dans les excréta (urine ou selles), appelé également analyse radiotoxicologique, est un des moyens mis en œuvre pour évaluer une contamination interne. Les résultats de ces analyses permettent de remonter à l'activité initialement incorporée à l'aide des modèles biocinétiques. Les techniques de mesures utilisées pour ces analyses dépendent du type de rayonnement émis par le radio-isotope. C'est pourquoi il nous a semblé utile de rappeler dans un premier temps le principe de détection des rayonnements et les différentes familles de détecteurs qui en découlent. Ensuite, nous présenterons les techniques les plus couramment utilisées dans les LABM pour les analyses des radioéléments dans les excréta, en fonction du type de rayonnement émis (émetteurs γ , β et α).

5.4.1. Principe de détection des rayonnements

La détection des rayonnements repose sur les phénomènes mis en jeu lors de leur interaction avec la matière traversée. Lorsqu'une particule traverse un certain volume, elle va céder tout ou partie de son énergie sur sa trajectoire en provoquant :

- des ionisations par arrachements d'électrons, soit directement si les particules sont chargées, soit indirectement dans le cas d'émission de particules neutres ;
- des excitations par déplacement d'un électron vers une couche périphérique du cortège électronique, suivies d'émissions de photons lumineux lors du retour de l'atome à son état fondamental dans les détecteurs à scintillation ;
- des créations de charges positives et négatives mobiles (paire « électrons de conduction trou ») dans les semi-conducteurs.

De ces trois modes d'interaction découlent donc trois grandes familles de détecteurs : les détecteurs à ionisation gazeuse (chambre d'ionisation, compteurs proportionnels), les détecteurs à scintillation (scintillateurs ZnS, NaI, compteurs à scintillation liquide) et les détecteurs à semi-conducteurs (silicium, germanium). Le principe est ensuite le même : le détecteur convertit en impulsions électriques les électrons ou les photons créés par le rayonnement. Nous allons voir l'utilisation pratique de ces détecteurs à travers des exemples d'analyse de radioéléments dans les excréta.

5.4.2. Analyse des émetteurs γ

Pour les émetteurs γ comme les produits de fission (^{137}Cs , ^{131}I) ou les produits d'activation (^{60}Co), une mesure directe par spectrométrie γ -X peut être réalisée sur les échantillons urinaires. Les détecteurs utilisés sont les mêmes que pour l'anthroporadiométrie. Le principe est donc le même. L'identification des radio-isotopes est effectuée par la mesure des énergies des pics d'absorption totale présents dans le spectre d'énergie. Cette méthode repose sur un étalonnage en énergie de la chaîne de mesure, effectué préalablement au

moyen de sources contenant des radioéléments émettant des raies γ , couvrant le domaine d'énergie étudié. De même, un étalonnage en efficacité est réalisé à l'aide de sources étalon, le principe étant identique à celui utilisé pour les mesures *in vivo* (étalonnage avec un fantôme). La géométrie de la source utilisée pour l'étalonnage est aisément reproductible et très proche de celle de la mesure réelle des échantillons. Les incertitudes de mesure systématiques sont donc, contrairement à la mesure *in vivo*, pratiquement négligeables.

Le système de mesure est généralement constitué d'un château de plomb bas bruit permettant de diminuer le bruit de fond et d'un détecteur germanium haute pureté (GeHP) permettant d'obtenir une bonne résolution en énergie. Un exemple est donné sur la figure 5.12.



Figure 5.12. Système de spectrométrie γ utilisé pour la mesure d'échantillons urinaires constitué d'un détecteur germanium GeHP et d'une enceinte en plomb.

La mesure directe des émetteurs γ dans l'urine par spectrométrie γ permet d'atteindre des limites de détection voisines de $1 \text{ Bq}\cdot\text{L}^{-1}$ pour 1 heure de comptage et une mesure sur 500 mL d'urine.

5.4.3. Analyse des émetteurs β

Les deux systèmes de comptage habituellement utilisés pour la détection des émetteurs β dans l'urine sont les compteurs proportionnels et les compteurs à scintillation liquide.

5.4.3.1. Compteurs proportionnels

Les compteurs proportionnels à circulation de gaz sont particulièrement bien adaptés aux mesures des activités β , la source pouvant être placée à l'intérieur du compteur (géométrie 4π) ou à l'extérieur (géométrie 2π) dans le cas d'un compteur à fenêtre mince.

Dans un compteur fonctionnant en régime proportionnel, certains électrons libérés lors de l'ionisation des molécules de gaz par les particules incidentes vont provoquer à leur tour une ionisation dite secondaire. Le nombre d'ionisation secondaire est proportionnel à la

haute tension appliquée. La quantité de charges électroniques collectées à l'anode reste alors proportionnelle au nombre de paires d'ions créés par la particule β donc à son énergie, mais elle est supérieure d'un facteur k à celle recueillie dans le même détecteur utilisé en régime d'ionisation simple, ce qui permet une meilleure détection.

Les compteurs proportionnels sont utilisés par exemple pour la mesure de ^{90}Sr dans l'urine après un traitement chimique de l'échantillon.

5.4.3.2. Scintillation liquide β

Le comptage par scintillation liquide s'est imposé comme méthode de mesure des émetteurs β de faible activité et de basse énergie. La scintillation liquide consiste à mélanger l'échantillon à analyser, par exemple l'urine, avec un liquide scintillant dans un flacon de comptage. Les émetteurs β présents dans l'échantillon se trouvent donc en contact intime avec le liquide scintillant. Les particules β qu'ils émettent peuvent céder leur énergie au milieu scintillant, et ainsi exciter certaines molécules qui vont émettre lors de leur retour à l'état fondamental des photons détectables au moyen de photodétecteurs.

Le comptage par scintillation liquide est par exemple utilisé pour la mesure du tritium dans l'urine avec une limite de détection d'environ $60 \text{ Bq}\cdot\text{L}^{-1}$ pour 1 heure de comptage et une prise d'échantillon de 2 mL d'urine.

Un exemple de système de comptage par scintillation liquide β est représenté sur la figure 5.13.



Figure 5.13. Compteur à scintillation liquide (Tri-Carb 2900TR[®]).

5.4.4. Analyse des émetteurs α

Les techniques d'analyse des émetteurs α (actinides : ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{238}U , ...) reposent principalement sur la détection des particules α émises (techniques radiométriques) mais également pour certains radioéléments (uranium, plutonium) sur des mesures de masse (techniques élémentaires).

5.4.4.1. Techniques radiométriques

Parmi les techniques radiométriques, les deux techniques les plus couramment utilisées pour l'analyse des émetteurs α sont le comptage α et la spectrométrie α .

Comptage α

Deux techniques de comptage α sont utilisées, une basée sur l'emploi de compteurs proportionnels à circulation de gaz (90 % argon + 10 % méthane), l'autre utilisant des compteurs à scintillation (ZnS). Ces compteurs présentent l'avantage d'avoir de bonnes efficacités de comptage (rendements de détection de l'ordre de 45 %), mais ils effectuent un comptage du nombre de particules α émises pendant un temps donné sans déterminer l'énergie de la particule incidente. Cette technique ne permet donc pas de déterminer la nature du radioélément présent dans l'échantillon. Par ailleurs, en présence de plusieurs isotopes d'un même même radioélément, le comptage α donne une mesure globale de l'activité dans l'échantillon.

Du fait de ces limites, le comptage α trouve son intérêt majeur lors d'incidents de contamination par des émetteurs α . Cette mesure globale permet, en effet, de connaître rapidement le niveau d'activité. Le comptage α permet d'atteindre des limites de détection de l'ordre de $3 \text{ mBq}\cdot\text{L}^{-1}$ pour 1 jour de comptage.

Spectrométrie α

Contrairement aux compteurs α , les spectromètres α sont conçus pour trier les particules α en fonction de leur énergie et permettent donc de réaliser une analyse isotopique de l'échantillon. Cette technique présente cependant quelques contraintes dans le cas de l'analyse de radioéléments dans les excréta. Tout d'abord, les particules α étant très vite arrêtées dans la matière, il est impossible de mesurer directement les émetteurs α présents dans les excréta (urines ou selles). La préparation d'une source en couche mince est indispensable afin que l'atténuation énergétique des particules α soit la plus faible possible. Par ailleurs, dans le cas d'un mélange de radioéléments dans l'échantillon (par exemple présence d'uranium, de plutonium et d'américium), il est nécessaire de séparer les différents radioéléments les uns des autres pour éviter les interférences en énergie des différents pics de chaque isotope.

L'analyse des émetteurs α dans les excréta requiert donc une purification radiochimique des échantillons avant leur mesure par spectrométrie α . Les protocoles de purification comportent les étapes principales suivantes : une minéralisation de l'échantillon (destruction de la matière organique), une concentration des radioéléments, une purification chimique (séparation du reste de la matrice et séparation des différents radioéléments) et la fabrication des sources en couche mince (par coprécipitation ou électrodéposition).

Quant à la mesure, les chambres à grille, basées sur la détection dans un mélange gazeux, sont de plus en plus remplacées par des détecteurs semi-conducteurs en silicium (détecteurs à barrière de surface). Ces détecteurs sont simples d'emploi, l'échantillon est placé en dessous du détecteur dans une chambre sous vide (Figure 5.14). Ils ont de très faibles bruits de fond et de bonnes résolutions en énergie (de l'ordre de 40 keV pour les particules α). La qualité de la séparation des différents pics dépendra essentiellement de la qualité des échantillons soumis à la mesure.

En terme de temps d'analyse, le traitement radiochimique requiert deux à trois jours de travail et la mesure par spectrométrie α nécessite trois jours supplémentaires pour mesurer

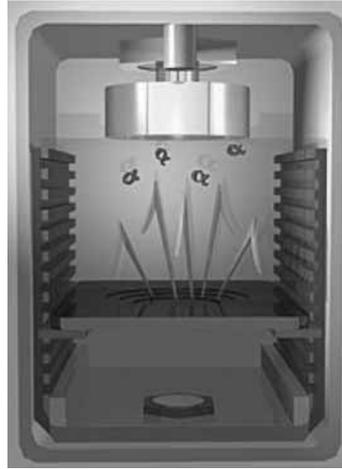


Figure 5.14. Chambre de mesure avec détecteurs semi-conducteurs en silicium.

des niveaux d'activité par isotope de l'ordre de $1 \text{ mBq}\cdot\text{L}^{-1}$ (niveau d'activité recherché pour la surveillance systématique).

5.4.4.2. Techniques élémentaires

Contrairement aux techniques radiométriques qui reposent sur la détection des particules α , les techniques élémentaires, également appelées techniques pondérales, mesurent le nombre d'atomes (ou la masse) de radioélément présent dans l'échantillon. En règle générale, les techniques élémentaires sont des techniques de mesure rapides. Parmi les différentes techniques élémentaires existantes, nous allons voir tout d'abord, à travers l'exemple de l'analyse de l'uranium dans l'urine, deux techniques pondérales, la fluorimétrie et le KPA (*Kinetic Phosphorescence Analysis*), qui sont très souvent utilisées en parallèle des techniques radiométriques pour évaluer le risque chimiotoxique de l'uranium. Ensuite, nous présenterons une autre technique élémentaire, la spectrométrie de masse couplée à un plasma d'argon (ICP-MS), dont l'utilisation dans le domaine de l'analyse radiotoxicologique est plus récente mais qui peut dans certains cas être une alternative à la spectrométrie α .

Analyse de l'uranium par des techniques pondérales

L'analyse isotopique de l'uranium par spectrométrie α permet de déterminer l'activité de l'uranium isotope par isotope et donc d'appréhender sa radiotoxicité en cas de contamination. Cependant, l'uranium présente également une toxicité chimique du fait de ces caractéristiques chimiques de métal lourd (Hengé-Napoli *et al.*, 2001). Or, pour apprécier ce risque chimiotoxique, une analyse pondérale de l'uranium est indispensable. Les deux techniques pondérales les plus utilisées pour l'analyse de l'uranium sont la fluorimétrie et le KPA. Ces techniques utilisent deux propriétés de l'uranium, la fluorescence et la phosphorescence.

La fluorimétrie classique repose sur le fait que les sels d'uranium sont fluorescents suite à une exposition aux rayonnements ultraviolets. Cette fluorescence est directement proportionnelle à la quantité d'uranium présent dans l'échantillon. La fluorescence présente une sensibilité considérable lorsque l'uranium est incorporé à du fluorure de sodium et du

carbonate de sodium. C'est pourquoi après évaporation de l'urine contenant les sels d'uranyle, ceux-ci sont incorporés par fusion à du fluorure de sodium et du carbonate de sodium. La limite de détection en uranium par fluorimétrie est d'environ $4 \mu\text{g}\cdot\text{L}^{-1}$ (soit $100 \text{ mBq}\cdot\text{L}^{-1}$ pour de l'uranium naturel).

La technique KPA repose sur la phosphorescence de l'uranium. Dans certaines conditions, un atome lourd comme l'uranium peut être excité avec passage d'un état singulet excité vers un état triplet excité. La transition de retour vers l'état fondamental étant interdite, il en résulte une émission d'un rayonnement faible de phosphorescence pouvant durer des heures au lieu de quelques nanosecondes pour la fluorescence. Le KPA mesure la phosphorescence d'un échantillon contenant de l'uranium après excitation par un laser pulsé à colorant. Le nombre de photons détectés est proportionnel au nombre d'ions excités. La mesure par KPA est réalisée en général sur des échantillons d'urine après minéralisation. Les limites de détection obtenues pour l'uranium par KPA sont d'environ $1 \mu\text{g}\cdot\text{L}^{-1}$ (soit $25 \text{ mBq}\cdot\text{L}^{-1}$ pour de l'uranium naturel).

Ces méthodes rapides permettent aisément un tri en cas d'accidents et/ou de suspicion de contamination. De plus, les volumes de prise d'essai sont suffisamment faibles (inférieures à 1 mL) pour que les analyses isotopiques par spectrométrie α puissent être démarrées en même temps.

ICP-MS (Inductively Coupled Plasma - Mass Spectrometry)

L'ICP-MS utilise un plasma d'argon à couplage inductif comme source d'ions, couplé à un spectromètre de masse qui permet de trier les ions en fonction de leur rapport masse/charge (m/Z). Ce système permet la mesure rapide et simultanée de la plupart des éléments du tableau périodique.

La figure 5.15 montre le schéma d'un ICP-MS dont le principe de fonctionnement est le suivant.

Une pompe péristaltique permet le transport en continu de la solution à analyser vers le nébuliseur, puis l'injection dans la chambre de nébulisation. Seule une fraction de l'échantillon nébulisé (les plus fines gouttelettes) poursuit son parcours jusqu'à la torche à plasma. À l'extrémité de la torche, une bobine d'induction permet de générer un plasma d'argon, gaz vecteur, et de maintenir une température d'environ 8000 K au cœur de celui-ci. Les éléments constitutifs de l'échantillon sont ainsi désolvatés, les molécules dissociées et les atomes ionisés avant leur migration vers le spectromètre de masse. La mesure par spectrométrie de masse nécessitant un vide poussé (10^{-6} mbar) et le plasma étant généré à pression ambiante, un système à étage de pression est utilisé pour une transmission optimale des ions. Le spectromètre de masse peut être un quadripôle comme représenté sur le schéma, ou bien un secteur magnétique ou encore la combinaison d'un secteur électrostatique et d'un secteur magnétique. Seuls les ions d'un rapport masse sur charge donné auront un parcours stable et pourront être détectés. La mesure des ions ainsi sélectionnés est réalisée grâce à un multiplicateur d'électrons en forme d'entonnoir.

L'ICP-MS étant bien adapté pour l'analyse d'échantillons liquides, la mesure des émetteurs α peut être réalisée directement dans l'urine après dilution pour minimiser les effets de matrice. Elle peut également être mise en œuvre après minéralisation de l'urine et concentration des radioéléments afin d'abaisser les limites de détection (Baglan *et al.*, 1999). La mesure des émetteurs α dans les selles est quant à elle effectuée après calcination et redissolution des cendres et éventuellement concentration des radioéléments.

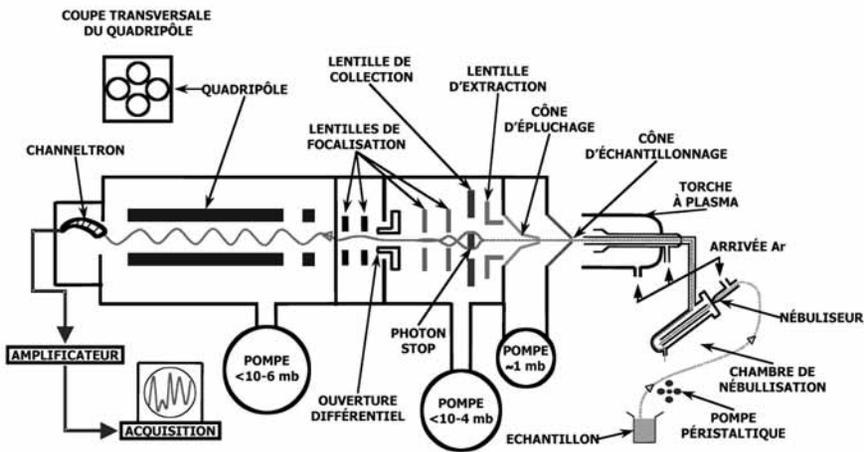


Figure 5.15. Schéma d'un ICP-MS.

Contrairement aux autres techniques élémentaires (fluorimétrie et KPA), la technique ICP-MS permet en plus une analyse isotopique de l'échantillon, puisqu'elle donne une réponse pour chaque unité de masse atomique. Ainsi, l'ICP-MS permet non seulement de mesurer la concentration totale en uranium dans l'échantillon avec une limite de détection de l'ordre de $5 \text{ ng}\cdot\text{L}^{-1}$ (soit $0,12 \text{ mBq}\cdot\text{L}^{-1}$ pour de l'uranium naturel et une dilution de l'urine d'un facteur 20) mais également celle de ces isotopes (^{234}U , ^{235}U et ^{238}U). Il est donc possible de connaître la composition isotopique de l'uranium présent dans l'échantillon (Baglan *et al.*, 1999).

Comparée à la spectrométrie α , la technique ICP-MS présente plusieurs avantages. Tout d'abord la mesure par ICP-MS représente un gain considérable en temps de comptage (quelques minutes) comparé à la spectrométrie α (plusieurs heures à plusieurs jours en fonction de la limite de détection recherchée). Par ailleurs, elle peut être mise en œuvre directement sur des échantillons d'urine diluée. Enfin, alors que la spectrométrie α nécessite la séparation de tous les différents radioéléments émetteurs α afin de limiter les interférences spectrales en énergie, la mesure ICP-MS est moins exigeante puisqu'elle ne requiert que la séparation des éléments de masse voisine (par exemple séparation $^{237}\text{Np}/^{238}\text{U}$ ou $^{238}\text{U}/^{239}\text{Pu}$). Tous ces avantages peuvent être mis à profit pour l'analyse

des radioéléments émetteurs α dans le cadre de la surveillance des travailleurs, afin de réduire le délai de réponse au médecin du travail. Pour les isotopes de période $> 5 \times 10^4$ ans, la technique ICP-MS représente une excellente alternative à la spectrométrie α puisqu'elle permet d'atteindre des limites de détection comparables voire plus basses avec un temps d'analyse beaucoup plus court (Bouvier-Capely *et al.*, 2004). Ainsi l'ICP-MS est particulièrement compétitif pour l'analyse de l'uranium dans les excréta. Pour le plutonium, la technique ICP-MS est complémentaire puisqu'elle permet de mesurer les isotopes 239 et 240, isotopes non séparables en spectrométrie α . En revanche, pour les isotopes de période $< 5 \times 10^4$ ans (^{238}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm), elle ne permet pas d'atteindre des limites de détection aussi basses qu'en spectrométrie α ($0,2 \text{ mBq}\cdot\text{L}^{-1}$ pour 3 jours de comptage) (Bouvier-Capely *et al.*, 2004). Dans tous les cas, la mesure par ICP-MS ne nécessitant qu'un très faible volume (1 mL), l'analyse par spectrométrie α peut être démarrée en parallèle sur le reste de l'échantillon si nécessaire.

5.4.5. Conclusion

Les différentes techniques de mesure qui viennent d'être présentées sont utilisées dans le cadre des contrôles de routine (surveillance systématique) mais également en cas d'incident ou de suspicion de contamination interne (surveillance post-incidentelle). Pour chaque demande d'analyse de radioéléments dans les excréta, le choix des techniques mises en œuvre va dépendre des radioéléments à analyser, de la sensibilité recherchée et du délai de réponse visé. Par conséquent, en fonction des cas, une ou plusieurs de ces techniques seront utilisées sur un même échantillon.

5.5. Calcul de la dose

5.5.1. Principe

À l'inverse de la situation de la dosimétrie externe, il est, en général, impossible de mesurer directement la dose due à une contamination interne. Afin de vérifier la conformité des résultats de la surveillance du public ou des travailleurs avec la réglementation, les mesures d'activité retenue ou excrétée doivent être interprétées en termes de dose engagée, à l'aide des modèles décrivant la biocinétique des radioéléments et le transport des radiations. En pratique, l'interprétation dosimétrique d'une mesure d'activité se décompose en deux points : l'estimation de l'activité incorporée I qui s'obtient en divisant la valeur d'activité M mesurée t jours après la contamination par la valeur $m(t)$ de la fonction m de rétention ou d'excrétion ; puis le calcul de la dose E , efficace ou à un organe en particulier, engagée sur 50 ans pour les adultes, ou jusqu'à l'âge de 70 ans pour les enfants, en multipliant la valeur d'activité incorporée par le coefficient de dose par unité incorporée ϵ (DPUI définie au paragraphe 5.1.1.1).

$$I = \frac{M}{m(t)} \qquad E = I \times \epsilon$$

La fonction de rétention/excrétion et le coefficient de dose découlent d'un modèle dépendant du sujet contaminé, du radio-isotope mesuré ainsi que des conditions d'exposition. L'application par l'expert d'un modèle adapté à la situation réelle nécessite donc de fixer

différents paramètres décrivant ces trois éléments. Pour déterminer parfaitement l'activité incorporée et la dose engagée, il faut connaître, par ordre approximatif de complexité :

- le ou les radio-isotopes contaminant(s) ;
- l'activité mesurée. Éventuellement la connaissance de la composition isotopique d'un mélange contaminant peut permettre de déduire de la mesure d'activité d'un des isotopes celle du reste du mélange ;
- la ou les dates de contamination. Elle peut avoir lieu en une ou plusieurs incorporations aiguës ou durant une période d'incorporation chronique ;
- la voie de contamination parmi l'inhalation, l'ingestion, l'injection et la blessure, ou l'association de plusieurs voies de contamination ;
- les caractéristiques physico-chimiques du contaminant : solubilité pulmonaire, intestinale ou cutanée, diamètre et densité des particules composant un aérosol ;
- l'anatomie et la physiologie du sujet : vitesses d'absorption dans le sang, d'épuration muco-ciliaire et d'excrétion, temps de rétention de la radioactivité dans les différents organes, morphologie, densité et radiosensibilité des tissus. Ces caractéristiques dépendent notamment de l'âge, du sexe et des antécédents médicaux.

5.5.2. Valeurs de référence et valeurs spécifiques

Cependant, la valeur exacte de tout ou partie de ces paramètres du calcul de dose est, en général, inconnue et souvent difficile, voire impossible, à déterminer. Aussi, la CIPR recommande d'utiliser des valeurs de référence des paramètres correspondant à une moyenne des valeurs rapportées dans la littérature.

À défaut d'informations spécifiques, le sujet est donc représenté par l'homme de référence décrit dans les publications CIPR 23 (ICRP, 1975) et 89 (ICRP, 2002) ; un travailleur est supposé être actif 8 heures par jour à un débit respiratoire moyen de $1,2 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ (ICRP, 1994a) ; la solubilité pulmonaire du contaminant est assimilée à l'un des trois types d'absorption F (rapide), M (modérée) ou S (lente) (ICRP, 1994a) ; la solubilité intestinale est déduite d'une valeur fixée de la fraction absorbée f_1 (ICRP, 1979) ; la granulométrie des particules composant un aérosol contaminant est modélisée par une distribution gaussienne d'écart type 2,5 du diamètre des particules autour d'une valeur médiane en activité (DAMA ou AMAD) de $5 \mu\text{m}$ pour les travailleurs exposés ou de $1 \mu\text{m}$ pour le public et sa densité est fixée à $3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ (ICRP, 1994a) ; la contamination d'un travailleur exposé est supposée avoir eu lieu au milieu de l'intervalle de surveillance (ICRP, 1998a).

En utilisant le paramétrage correspondant à l'homme, aux types d'absorption sanguine et aux aérosols de référence, la CIPR a déduit des modèles décrits au paragraphe 5.1 des fonctions prédisant la rétention des radioéléments dans un organe ou dans le corps entier, chaque jour après la contamination, en Bq par Bq incorporé, ainsi que l'excrétion urinaire ou fécale en Bq par jour et par Bq incorporé. Des valeurs précalculées de ces fonctions à des temps choisis sont disponibles notamment dans la publication CIPR 78 (ICRP, 1998a), dans un numéro spécial du journal *Health Physics* (Potter, 2002) et sur le site internet du National Institute of Radiological Sciences japonais (Ishigure *et al.*, 2003).

Par ailleurs, des modèles dosimétriques de référence ont été mis au point afin de quantifier la dose moyenne absorbée dans un organe cible par désintégration d'un radionucléide distribué de façon homogène dans un organe source. L'estimation de ces valeurs de dose moyenne absorbée (également appelées SEE pour *Specific Effective Energies*) s'effectue à

l'aide de codes de calcul de type Monte Carlo simulant les dépôts d'énergie des particules dans la matière, la position relative des organes étant modélisée à l'aide de fantômes anthropomorphes définis de façon mathématique à partir de données morphologiques et de densités moyennes. Une série de fantômes connus sous le nom de « fantômes ORNL » a été développée pour représenter l'adulte, le nouveau-né, et les enfants de 1, 5, 10 et 15 ans. Ces fantômes sont basés sur la description de l'homme de référence et sur des données anthropomorphiques de l'Oak Ridge National Laboratory (ORNL, États-Unis) qui améliorent la définition de la tête, des seins, de la thyroïde, du cœur et d'autres tissus. Les valeurs de SEE peuvent être obtenues à partir du logiciel SEECAL (ORNL).

À partir des fonctions de rétention et des modèles dosimétriques de référence, la CIPR a calculé des coefficients de dose engagée en Sv par Bq incorporé, disponibles notamment dans les publications CIPR 56 (ICRP, 1989), 67 (ICRP, 1993), 69 (ICRP, 1995a), 71 (ICRP, 1995b), 72 (ICRP, 1996) pour le public, dans les publications 68 (ICRP, 1994b) et 78 (ICRP, 1998b) pour les travailleurs, dans les deux cd-rom édités par la CIPR (ICRP, 1998b ; ICRP, 1999), dans les International Basic Safety Standards for protection against ionizing radiation and for the safety of radiation sources (BSS) de l'AIEA (IAEA, 1996) et dans la base de donnée ECRIN de l'Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire (IRSN, <http://www.irsn.org/ecrin>). Ces coefficients de dose sont entérinés par la législation française (arrêté du 1^{er} septembre 2003).

Néanmoins, l'écart entre les paramètres de référence et la situation réelle peut entraîner une erreur importante dans le calcul de la dose. Pour la réduire, l'expert est amené à rechercher des informations spécifiques sur les conditions de la contamination étudiée et à formuler des hypothèses sur la valeur des différents paramètres du calcul au vu de ces informations et des mesures d'activité réalisées.

En pratique, le calcul de fonctions de rétention/excrétion et de coefficients de dose utilisant des paramètres non standard (AMAD autre que 1 ou 5 μm , type d'absorption intermédiaire entre F, M et S, modèle biocinétique différent de celui de la CIPR) nécessite l'utilisation de logiciels spécialisés comme LUDEP (NRPB, Royaume-Uni), IMBA (NRPB, UK), IMIE (RPI, Ukraine), MONDAL/MONDES (NIRS, Japon), MMK-01 (IBPh, Russie) et CYCLOMOD/DECODIX (IRSN, France). Ces logiciels comportent de plus des bases de données de fonctions et de coefficients de référence ainsi que des algorithmes pouvant aider l'expert à optimiser le choix des paramètres compte tenu des mesures d'activités réalisées. Concernant le modèle anatomique du corps humain, il est possible de réaliser des fantômes à partir d'images médicales de cadavres ou de patients. Ces fantômes dits « voxelisés » ou tomographiques sont plus réalistes que les fantômes définis à partir d'équations mathématiques. Les images médicales, obtenues par imagerie tomographique ou imagerie par résonance magnétique, sont segmentées, c'est-à-dire qu'une valeur de densité est assignée à chaque voxel constituant le fantôme. Un code de calcul Monte Carlo dédié au transport des particules, tel que EGS, MCNP ou PENELOPE, permet ensuite d'estimer les distributions de dose ou les valeurs de SEE.

5.5.3. Procédure d'interprétation dosimétrique des mesures de surveillance

La « meilleure estimation » de la dose est obtenue en établissant le scénario de contamination (activité incorporée et conditions d'exposition) le plus vraisemblable compte tenu des mesures réalisées, de l'erreur associée à chaque mesure et des informations disponibles

sur les conditions d'exposition. En termes mathématiques, il s'agit de minimiser le khi carré, χ^2 , représentant l'écart entre les résultats de mesure observés et les prédictions du modèle :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{[M_i - I \times m(t_i)]^2}{\sigma_i^2}$$

I désigne l'activité incorporée, M_i le résultat de mesure au temps t_i , $m(t_i)$ la prédiction du modèle pour l'activité mesurée au temps t_i et σ_i caractérise l'erreur associée à M_i . Cette valeur σ_i influe de façon importante sur le résultat du calcul et est estimée à partir de la connaissance des différentes sources d'erreur de mesure, en considérant que celles-ci entraînent une dispersion normale d'écart type σ_i des données de mesures par rapport à la valeur d'activité réelle. Une formule similaire est obtenue pour les logarithmes de ces grandeurs si l'on fait plutôt l'hypothèse d'une dispersion log-normale des données de mesure. L'étude de la propagation des erreurs de mesure et de paramétrage du modèle à l'incertitude sur le résultat du calcul de dose dépasse le cadre de cet ouvrage et constitue un domaine de recherche dont les statistiques bayésiennes et le calcul de Monte Carlo permettent une approche opérationnelle.

En suivant ces principes généraux, le groupe d'experts européens du projet IDEAS (Doerfel *et al.*, 2003) propose une formalisation de la procédure du calcul de dose interne dont nous reprenons ici les grandes lignes.

5.5.3.1. Surveillance de routine

Dans le cadre de la surveillance de routine, une mesure de l'activité retenue ou excrétée est réalisée périodiquement à un intervalle T . Le résultat de la mesure M est comparé à une valeur « critique » $M_c(1)$, valeur théorique de mesure qui correspond dans les conditions de référence à une dose efficace annuelle de 0,1 mSv engagée sur 50 ans suite aux incorporations de l'année en cours :

$$M_c(1) = \frac{0,1 \text{ mSv} \times m(T/2)}{\epsilon} \times \frac{T}{365}$$

où $m(T/2)$ est la fonction de rétention ou d'excrétion correspondant à l'activité mesurée au temps $T/2$ et ϵ est le coefficient de dose efficace.

- Si $M \leq M_c(1)$ l'évaluation s'arrête et la valeur M est enregistrée.
- En revanche, si $M \geq M_c(1)$ la valeur d'activité nette N est déduite de M par soustraction de la contribution à l'activité mesurée des incorporations précédentes P :

$$N = M - P$$

et comparée au facteur de dispersion σ , estimé à partir de la quantification précise des erreurs de mesure ou de la connaissance par l'expérience de la dispersion, supposée normale d'écart type σ , des données de mesures sur le site considéré.

- Si $P/\sigma \leq N \leq P \times \sigma$, on considère qu'il n'est pas vraisemblable qu'une incorporation se soit produite dans l'intervalle de surveillance. L'évaluation s'arrête et la valeur M est enregistrée.
- Si $N \leq P/\sigma$, la mesure est en désaccord avec les estimations des intervalles précédents. La fiabilité de la mesure et les estimations de dose antérieures doivent être vérifiées.

– Si $N \geq P \times \sigma$, la survenue d'une incorporation significative est confirmée et la dose efficace est calculée en utilisant les paramètres de référence :

$$E = \left(\frac{N}{m(T/2)} \right) \times \varepsilon$$

– Si la dose efficace annuelle qui en résulte est inférieure à 1 mSv, l'évaluation s'arrête et la valeur de dose est enregistrée.

– Si, au contraire, la dose efficace annuelle dépasse 1 mSv, une procédure spéciale d'évaluation est nécessaire.

5.5.3.2. Surveillance spéciale

Dans le cadre de la surveillance spéciale ou si la dose efficace annuelle est susceptible de dépasser 1 mSv, un nombre minimum de mesures, dépendant du radio-isotope et de la période de contamination possible, devrait être réalisé et la voie d'incorporation devrait être connue.

Une estimation de la dose est réalisée par la méthode du maximum de vraisemblance, en utilisant les résultats des n mesures d'activité, leurs erreurs associées, les valeurs de paramètres spécifiques à la contamination étudiée lorsqu'elles ont pu être déterminées et les valeurs de référence à défaut :

$$E = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{M_i \times m(t_i)}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{m^2(t_i)}{\sigma_i^2}} \times \varepsilon$$

Puis l'estimation est éventuellement reconduite en ajustant les valeurs de date(s) d'incorporation, d'AMAD, d'absorption pulmonaire (F, M, S ou un mélange des trois) et intestinale (f_1) tant que la comparaison par un test du χ^2 des résultats des mesures avec les prédictions du modèle ainsi paramétré n'est pas jugée acceptable ($\alpha < 0,01$).

– Si la dose calculée est inférieure à 6 mSv, l'évaluation s'arrête et la valeur de dose est enregistrée.

– En revanche, si la dose est supérieure à 6 mSv ou s'il s'avère impossible d'obtenir une adéquation entre le modèle et les mesures d'activité, l'estimation est reprise en ajustant les valeurs de l'ensemble des paramètres biocinétiques des modèles respiratoire, digestif puis systémique tant que la comparaison des résultats des mesures avec les prédictions du modèle n'est pas jugée acceptable ($\alpha < 0,05$).

Dans les cas où il apparaît impossible d'ajuster le modèle de la CIPR aux mesures d'activité ou si la dose engagée est susceptible d'être très élevée, supérieure à quelques centaines de mSv, des modèles biocinétiques et dosimétriques personnalisés doivent être développés et appliqués. Il est possible de réaliser une dosimétrie personnalisée en créant le fantôme propre au sujet et en associant ce fantôme personnalisé à un code de transport des particules dans la matière grâce à un logiciel dédié.

Références

- Arrêté du 1^{er} septembre 2003 définissant les modalités de calcul des doses efficaces et des doses équivalentes résultant de l'exposition des personnes aux rayonnements ionisants. J.O. n° 262 du 13 novembre 2003, p. 19236.
- Aubineau-Lanière I., de Carlan L., Clairand I., Lemosquet A., Chiavassa S., Pierrat N., Franck D. (2004) Current developments at IRSN on computational tools dedicated to dose assessment for both internal and external exposure. Invited paper, *Conférence ICRS-RPS 2004*, 9-14 mai 2004 (Madeira).
- Baglan N., Cossonnet C., Tromprier F., Ritt J., Bérard P. (1999) Implementation of ICP-MS protocols for uranium urinary measurements in worker monitoring », *Health Phys.*, **77** (4), 455-461.
- Bouvier-Capely C., Ritt J., Baglan N., Cossonnet C. (2004) Potentialities of mass spectrometry (ICP-MS) for actinides determination in urine, *Appl. Rad. Isotopes*, **60**, 629-633.
- de Carlan L., Franck D., Burger P., Legou Ph., Maillard O., Mazur C., Meyer O., Pihet P., Soulié R. (1998) Feasibility of room temperature semiconductors to perform low energy in vivo spectroscopy, *Radiat. Prot. Dosim.*, **79** (1-4), 485-489.
- Delacroix D., Guerre J.P., Leblanc P. (2004) Guide Pratique : Radionucléides et Radioprotection, *Radioprotection*, **39** (EDP Sciences).
- Doerfel H., Andradi A., Bailey M., Berkovski V., Castellani C.-M., Hurtgen C., Jourdain J.-R., LeGuen B. (2003) Guidance on internal dose assessments from monitoring data (projects ideas), *Radiat. Prot. Dosim.*, **105** (1-4), 645-647, <http://www.ideas-workshop.de>
- Etherington G., Ansoborlo E., Bérard P., Cossonnet C., Franck D., Genicot J.L., Hodgson A., Hurtgen C., Jourdain J.-R., Le Guen B., Rahola T., Sovijärvi J., Stradling G.N. (2003) Design and implementation of monitoring programmes for internal exposure (Project OMINEX), *Radiat. Prot. Dosim.*, **105** (1-4), 641-644.
- Franck D., de Carlan L., Bérard Ph., Dousse C., Pihet P., Razafindralambo N., Soulié R. (1997) Les mesures anthroporadiométriques dans les basses énergies : évolution technologique et bases des recherches futures, *Radioprotection*, **32** (5), 685-696.
- Griffith R.V., Dean P.N., Anderson A.L., Fisher J.C. (1978) A tissue-equivalent torso phantom, in *Proceedings of an IAEA Conference, Advances in radiation monitoring* (Vienna, IAEA ; IAEA-SM-229/56), pp. 4493-4504.
- Groupe de Travail de Normalisation n° 5 (GTN 5) (1989) *Détermination du seuil et de la limite de détection en spectrométrie gamma* (Rapport CEA-R-5506).
- Hengé-Napoli M.H., L'Azou B., Bérard P., Cambar J. (2001) *L'Uranium - de l'environnement à l'Homme*, H. Métivier Ed. (Collection IPSN, EDP Sciences), pp. 239-260.
- IAEA (1991) *The International Chernobyl Project. Assessment of the radiological consequences and evaluation of protective measures, reported by an International Advisory Committee* (IAEA, Vienna).
- IAEA, FAO, ILO, OECD/NEA, PAHO, WHO (1996), *International basic safety standards for protection against ionizing radiation and for the safety of radiation sources*, Safety Series n° 115 (IAEA, Vienna).
- IAEA Publication 78 (1998), *Individual monitoring for internal exposure of workers* (ICRP, Elsevier Science, Oxford).

- IAEA (1999) *Assessment of occupational exposure due to intakes of radionuclides*, Safety Standards Series n° RS-G-1.2 (IAEA, Vienna).
- ICRP Publication 23 (1975) *Report of task group on reference man*, (Pergamon Press, Oxford and New York).
- ICRP Publication 30 (1979) *Limits for intakes of radionuclides by workers, ICRP, Part 1* (Pergamon Press, Oxford).
- ICRP Publication 30 (1980) *Limits for intakes of radionuclides by workers, Part 2* (Pergamon Press, Oxford).
- ICRP Publication 56 (1989) *Age-dependant doses to members of the public from intakes of radionuclides, Part 1* (Pergamon Press, Oxford).
- ICRP Publication 67 (1993) *Age-dependant doses to members of the public from intakes of radionuclides, Part 2, Ingestion dose coefficients* (Elsevier Science Ltd., Oxford).
- ICRP Publication 66 (1994a) *Human Respiratory tract Model for Radiological Protection* (Elsevier Science Ltd, Oxford).
- ICRP Publication 68 (1994b) *Dose coefficients for intakes of radionuclides by workers, ICRP* (Elsevier Science Ltd., Oxford).
- ICRP Publication 69 (1995) *Age-dependant dose to members of the public from intakes of radionuclides, Part 3, Ingestion dose coefficients* (Elsevier Science Ltd. Oxford).
- ICRP Publication 71 (1995) *Age-dependant dose to members of the public from intake of radionuclides, Part. Inhalation Doses coefficients* (Oxford).
- ICRP Publication 72 (1996) *Age-dependent doses to members of the public from intake of radionuclides, Part 5, Compilation of ingestion and inhalation dose coefficients* (Elsevier Science Ltd, Oxford).
- ICRP Publication 78 (1998a) *Individual monitoring for internal exposure of workers* (Elsevier Science, Oxford).
- ICRP (1998b) *The ICRP database of dose coefficients : workers and members of the public ver. 1* (Elsevier Science Ltd, Oxford).
- ICRP 1999, *The ICRP database of dose coefficients : workers and members of the public (CD-ROM)* (Distributed by Elsevier Science Ltd., Oxford).
- ICRP Publication 89 (2002) *Basic anatomical and physiological data for use in radiological protection : reference values* (Elsevier Science Ltd., Oxford).
- ICRP Publication 99 (2005) *Human Alimentary Tract Model for Radiological Protection* (Elsevier Science Ltd, Oxford, à paraître).
- Ishigure N., Nakano T., Matsumoto M., Enomoto H. (2003) Database of calculated values of retention and excretion for members of the public following acute intake of radionuclides, *Radiat. Prot. Dosim.*, **105** (1-4), 311-316, <http://www.nirs.go.jp:8080/anzen/db/RPD/gpmd.php>
- Potter C.A. (2002) Intake retention fractions developed from models used in the determination of dose coefficients developed for the ICRP Publication 68 – particulate inhalation, *Health Phys.*, **83**, 5.

Partie II

INGÉNIERIE DE LA RADIOPROTECTION

6

L'ingénierie de la radioprotection : généralités

*Cheikh M'Backé Diop, Maurice Chiron,
Michel Boyard*

Introduction

C'est au mois de janvier 1896 que le physicien allemand Wilhelm Conrad Röntgen (1845-1923) découvre, en étudiant les rayons cathodiques, un rayonnement invisible, inconnu jusqu'alors et qu'il baptise pour cette raison rayons X. Il fait un certain nombre d'observations importantes : les rayons X impressionnent une plaque photographique, ils ionisent l'air, ils traversent des épaisseurs relativement importantes de matière, l'absorption des rayons X dépend de la masse atomique de l'élément traversé. Ces observations ont ouvert la voie d'une part à l'étude de l'atténuation des rayonnements par la matière et d'autre part à la radiologie (Segrè 1984).

Depuis, l'investigation scientifique instruite par l'homme a montré l'omniprésence des rayonnements naturels dans son environnement : les rayonnements cosmiques constitués de protons, de neutrons, de muons, d'électrons... et les rayonnements issus de la radioactivité naturelle. L'écorce terrestre contient des radionucléides, comme l'uranium 238 et ses descendants, dont la désintégration induit des rayonnements α , β , γ , etc. L'atmosphère, siège de réactions nucléaires induites par les rayonnements cosmiques, comporte aussi des noyaux radioactifs dont le plus célèbre est sans doute le carbone 14, émetteur β de période 5730 ans, formé par la réaction : neutron + Azote 14 \rightarrow Carbone 14 + proton et utilisé pour la datation des échantillons archéologiques (d'origine organique) appartenant au paléolithique supérieur et même au-delà (jusqu'à -70000 ans). Rappelons également l'existence du réacteur nucléaire naturel d'Oklo, au Gabon, qui a fonctionné avant l'apparition de l'homme sur Terre, il y a 2 milliards d'années (Naudet, 1991).

À côté de ces rayonnements naturels existent des sources de rayonnements produites par l'homme dans des dispositifs très variés à vocation (Caillot, 2002) :

- expérimentale : accélérateurs de particules, réacteurs nucléaires de recherche, tokamaks, lasers...
- médicale : appareils radiologiques, accélérateurs de protons pour le traitement des cancers de l'œil...
- industrielle : réacteurs nucléaires producteurs d'électricité, irradiateur d'aliments et stérilisation d'appareils médicaux...

Paul Bonet-Maury (1969) restitue dans son livre, *La radioprotection*, la prise de conscience de la nécessité de l'étude systématique et rationnelle du risque induit par l'exposition aux rayonnements :

« Bien que la nécessité d'une radioprotection ait été reconnue presque immédiatement après la découverte des rayons X, il n'y avait aucune organisation professionnelle de radioprotection avant celle de Health Physics (Physique de la santé), réalisée à l'Université de Chicago peu de temps avant et après la mise en route du premier réacteur nucléaire, le 2 décembre 1942. Ce premier groupe de huit physiciens de la santé comprenait E. O. Wollan, H. M. Parker, C. C. Gamertsfelder, K. Z. Morgan, J. C. Hart, R. R. Coveyou, O. G. Landsverk et L. A. Pardue ; il fut réuni pour la première fois à Chicago, puis un peu plus tard à Oak Ridge et Handford [...]

Dès la réunion par A. H. Compton de ce nouveau groupe, la physique sanitaire a eu pour objet l'étude et la pratique de la radioprotection [...] La radioprotection était définie comme l'étude des effets des radiations ionisantes sur l'homme et son milieu et la recherche des moyens de l'en protéger, de façon qu'il puisse bénéficier pleinement des applications des radiations ionisantes [...] Si l'on jette un regard en arrière sur les deux dernières décennies, il est évident que de grands progrès ont été faits dans de nombreuses disciplines scientifiques intéressant la radioprotection et que physiciens, chimistes, ingénieurs, biologistes, mathématiciens, géologues, écologistes, météorologistes travaillent en commun pour faire progresser la radioprotection. »

La Protection ou Ingénierie de la radioprotection – Radiation Shielding en anglais – en tant que discipline et métier, au sens où nous l'entendons ici, naît comme le nécessaire corollaire de la Radioprotection au sens de la première partie du présent ouvrage et de la Neutronique (*Core physics : Physique du cœur du réacteur nucléaire*), pendant la Seconde Guerre mondiale avec les recherches entreprises pour la mise au point du premier réacteur atomique (« la pile de Fermi ») par l'équipe du physicien E. Fermi à Stagg Field à Chicago (1942) et celle de la bombe atomique.

La Protection s'est progressivement constituée en une discipline à part entière tout en gardant des liens étroits avec la Neutronique qui, elle, étudie de manière privilégiée le comportement des neutrons dans le cœur d'un réacteur nucléaire.

À son développement dans les décennies qui ont suivi la Seconde Guerre mondiale se rattachent des figures marquantes comme Theodore Rockwell III et Everitt P. Blizard et leurs collaborateurs aux États-Unis (Rockwell, 1956 ; Jaeger, 1968), John Butler et Alan F. Avery en Angleterre (Avery *et al.*, 1960 ; Butler *et al.*, 1964 ; Sanders *et al.*, 1991), Pierre Lafore, Jean Rastoin, Christian Devillers et Jean-Claude Nimal en France au sein du CEA (CEA, 1963 ; Pannetier, 1966 ; Rastoin, 1968 ; Devillers, 1977 ; Baur, 1985).

Tous les 4 à 5 ans elle fait l'objet d'une grande conférence internationale : l'ICRS, *International Conference on Radiation Shielding*, à laquelle sont présentés les progrès réalisés par les méthodes et les logiciels de calcul ainsi que les études de protection novatrices. D'autres conférences sont également le lieu de présentations de développements de méthodes et d'études intéressant la Protection, parmi lesquelles *Mathematics and Computations*, *Monte Carlo Conference*, *International Seminar on Monte Carlo Methods (IMACS)*, les conférences et manifestations organisées par la *SFRP* et la *SFEN*, etc.

6.1. L'ingénierie de la radioprotection : objectifs

Considérons le cas d'un réacteur nucléaire. Les études de protection interviennent tout autant dans les phases de conception du réacteur, de son exploitation et de son démantèlement. Elles intéressent tout le cycle du combustible nucléaire.

Parmi les grandeurs radiologiques importantes à prendre en compte on peut citer :

- *Le débit de dose associé aux neutrons et aux γ* qui se propagent dans l'enceinte et hors de l'enceinte du réacteur. En effet, il faut déterminer les débits de doses auxquels le personnel et le public sont respectivement exposés au cours du fonctionnement normal de l'installation, d'interventions en des lieux spécifiques en situations incidentelle et/ou accidentelle et s'assurer que ces débits de dose restent compatibles avec les valeurs maximales admissibles.

- *L'énergie déposée dans les structures de l'installation par les neutrons et les γ* . La connaissance de cette énergie permet d'évaluer les dommages causés aux matériaux par les rayonnements, d'évaluer également la production de gaz, comme l'hydrogène et l'hélium, formés par des réactions nucléaires et des processus radiolytiques.

- *L'activité des fluides* qui circulent dans les diverses canalisations du réacteur. Tel est le cas de l'eau du circuit primaire, où la capture neutronique sur l'oxygène 16 produit de l'azote 16 ; l'azote 16 est émetteur de deux γ : l'un d'énergie 6,13 MeV et le second de 7,11 MeV. Cette activation induit des débits de dose dont l'estimation est rendue nécessaire en cas d'intervention. L'activation apparaît aussi dans les problèmes de contamination des circuits de fluides par la circulation et le dépôt de produits de corrosion.

- *La puissance résiduelle dégagée par le combustible irradié*. En effet, l'évacuation de la puissance résiduelle, en régime normal et accidentel (la plage des « temps de refroidissement » d'intérêt s'étend sur quelques jours), conditionne le dimensionnement des circuits de refroidissement. Elle influe également sur les caractéristiques technologiques du combustible et la gestion du combustible dans le cœur. Sur la gamme des temps de refroidissement s'étendant jusqu'à quelques années, intervient le stockage en piscine qui exige de ne pas dépasser une puissance admissible pour le cœur déchargé, puis le transport du combustible en château soumis au respect d'une puissance maximale. Dans *l'aval du cycle*, on cherche à déterminer la puissance résiduelle dégagée par les déchets en rapport avec leur conditionnement et les conditions de stockage/entreposage ; les temps de refroidissement vont alors de quelques mois à plusieurs millions d'années.

- *La radiotoxicité des radionucléides* produits dans l'ensemble du cycle du combustible nécessitant d'établir un inventaire radiologique des objets irradiés.

Ainsi, plus généralement dans l'ensemble des opérations du cycle du combustible (« en réacteur » et « hors réacteur » : fabrication, gestion dans le réacteur, stockage en piscine, transport, retraitement, recyclage, entreposage, stockage géologique) toutes filières considérées : REP, RNR, REB, UNGG, réacteurs expérimentaux, réacteurs avancés, systèmes hybrides accélérateur/réacteur sous-critique se posent l'un ou plusieurs des problèmes suivants :

- le contrôle des quantités de matières radioactives (établissement de bilans matière),
- l'évacuation de la puissance résiduelle,
- la protection contre les rayonnements (détermination du terme source),
- la détermination du niveau de contamination (radiotoxicité...).

Les études de protection ont donc pour but :

- de quantifier, à l'aide de méthodes de physique-mathématiques et de codes de calcul – *codes protection* – des grandeurs macroscopiques pertinentes permettant d'évaluer l'effet des rayonnements sur la matière organique et la matière inerte (les matériaux) et de prendre les mesures appropriées éventuelles pour s'en protéger ;

– la conception et le dimensionnement de dispositifs permettant de ramener l'intensité des rayonnements à un niveau n'affectant ni la santé des personnes, ni l'intégrité des matériaux.

6.2. Types de particules et gamme d'énergie

Il est rappelé que les rayonnements sont répartis en différentes catégories :

- les *particules directement ionisantes* qui sont des particules chargées comme les électrons, protons, particules α ...
- les *particules indirectement ionisantes* qui sont des particules neutres dont les interactions avec la matière donnent naissance à des particules ionisantes,
- les *particules ionisantes* qui regroupent les particules directement ionisantes et les particules indirectement ionisantes.

Dans le domaine des réacteurs nucléaires, les neutrons et les γ sont deux des principaux types de rayonnements à considérer sous les aspects propagation et phénomènes radioactifs induits par interaction avec la matière. La gamme d'énergie s'étend de 0 à 20 MeV pour les neutrons, de 0 à 14 MeV pour les γ . S'agissant des particules chargées, notamment les particules β (électrons et positons) et les particules α émises par les isotopes radioactifs du combustible nucléaire, leurs énergies varient de 0 à 6 MeV environ.

Cependant le champ des études de protection dépasse le strict cadre des réacteurs nucléaires et du cycle du combustible. On peut, en effet, y ajouter les domaines d'application suivants : les machines à fusion thermonucléaire (confinement magnétique et inertiel), les accélérateurs de particules, la conception de systèmes nucléaires complexes comme les systèmes hybrides accélérateur/réacteur sous-critique, la médecine nucléaire, le spatial, les dispositifs industriels divers comme les irradiateurs d'aliments etc. La figure 6.1 indique les régions d'énergie d'intérêt correspondantes relatives aux neutrons, aux gamma, aux protons et aux électrons.

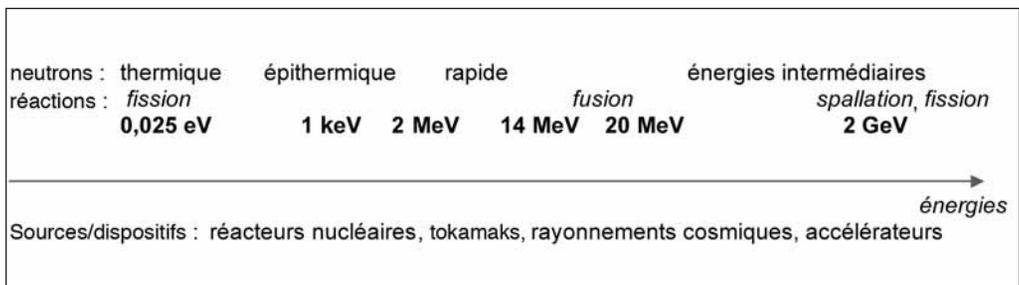


Figure 6.1. Domaine d'énergie couvert par les différentes particules ionisantes : neutrons, gamma, protons, électrons, particules α , ...

6.3. Gamme de temps

Quant à la gamme de temps à considérer (Figure 6.2), elle est très vaste puisqu'elle va de 10^{-23} seconde (temps caractéristique de réactions nucléaires directes) à plusieurs millions d'années (radioactivité des radio-isotopes).

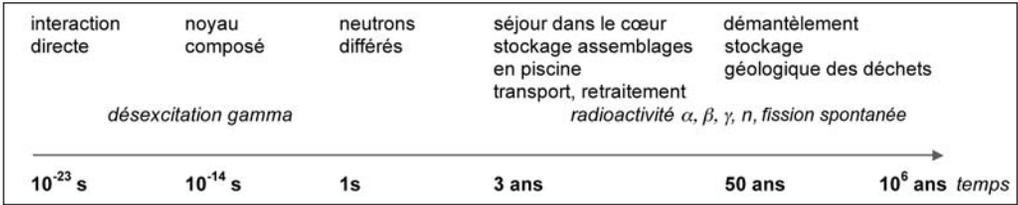


Figure 6.2. La gamme de temps à considérer en radioprotection.

En fonction de leur énergie et de leur nature, du milieu dans lequel elles se propagent, les particules parcourent des distances variables dans la matière : de la fraction de centimètres à quelques mètres pour les neutrons et les γ . De quelques micromètres à quelques centimètres pour les particules chargées.

6.4. Grandeurs physiques d'intérêt

Parmi les grandeurs physiques d'intérêt associées à l'irradiation, deux d'entre elles sont fondamentales car les autres en sont dérivées :

– le flux et/ou le courant de particules, qui caractérisent la population de particules en propagation ;

– la concentration isotopique, qui représente le nombre de radionucléides d'une espèce considérée présents à un instant donné.

Deux exemples de grandeurs dérivées sont respectivement le débit de dose, qui rend compte des effets induits par les rayonnements dans la matière, et la radiotoxicité, qui rend compte de la nocivité d'un radionucléide inhalé et/ou ingéré.

Le flux de particules et la concentration d'un radio-isotope sont gouvernés par deux équations portant respectivement les noms d'équation du transport, forme linéaire de l'équation de Boltzmann (physicien allemand, 1844-1906) et les équations d'évolution, formes généralisées des équations de Bateman (mathématicien anglais, 1882-1946).

Pour déterminer ces grandeurs, la *Protection* ou *l'Ingénierie de la radioprotection* a recours à l'ensemble des théories et données physiques qui caractérisent les rayonnements, aux méthodes des mathématiques appliquées et à l'informatique. Elle s'approprie donc de puissants moyens pour résoudre les équations régissant le comportement spatial, énergétique et temporel des grandeurs physiques recherchées dans des configurations géométriques et des modes de fonctionnement du dispositif étudié pouvant être fort complexes. Les problèmes concrets qu'elle doit résoudre exigent d'elle tout à la fois une utilisation maîtrisée des données physiques de base (sections efficaces, données de décroissance radioactive...), des développements théoriques, des modélisations, l'élaboration de logiciels de simulation spécifiques à son objet.

6.5. Exemples de grands domaines d'études et classes de problèmes

Outre la caractérisation de l'ambiance dosimétrique au sein d'une installation nucléaire et dans l'environnement, le dimensionnement des protections d'une installation

nucléaire, d'autres types de problèmes gouvernent les études de Protection, induites par l'activité d'organismes de recherches, de compagnies industrielles, d'ingénieries, d'installations médicales, etc. – en France : CEA, EDF, Framatome-Anp et Cogema du groupe Areva, Andra, Technicatome... – opérant dans le domaine du nucléaire. Parmi ceux-ci on peut citer :

– *la durée de vie des réacteurs nucléaires de puissance* et l'extension de cette durée de vie (40 ans, 50 ans, 60 ans ?) qui requiert de déterminer la fluence des neutrons sur la cuve (RGN 5, 1999 ; RGN 6, 1993) ;

– *la déconstruction (démantèlement) des installations nucléaires* (la filière UNGG par exemple en France : Bugey 1, Chinon A2, Saint-Laurent A1 et A2, ...) qui conduit à imaginer des scénarios de démantèlement à partir de la connaissance de l'inventaire radiologique des différentes structures au cours du temps (1 an, 10 ans, 50 ans 100 ans, 300 ans... après l'arrêt de l'installation) d'une part et de l'autre des débits de dose induits par les rayonnements issus des processus radioactifs (RGN 3, 1998) ;

– *la gestion des déchets radioactifs (loi de 1991)* qui poussent à des inventaires isotopiques et une caractérisation de la radiotoxicité correspondante toujours plus exhaustifs (Lefèvre, 1986 ; RGN 5, 1997 ; Clef CEA n° 46, 2002) ;

– *la sûreté des installations et des dispositifs* où interviennent des études de criticité et de protection aux différentes étapes du cycle du combustible : fabrication/enrichissement, fonctionnement, transport, retraitement, stockage (Libman, 1996) ;

– *les installations de recherches et les projets industriels futurs* (réacteurs générations III et IV, tokamaks, fusion inertielle, accélérateurs, systèmes hybrides...) pour lesquels il faut dimensionner des protections, estimer des échauffements et des dommages dans les structures, évaluer une ambiance dosimétrique, des contraintes radiologiques de manutention et de maintenance, concevoir et interpréter des expériences (RGN 5, 1995 ; RGN 2, 1999 ; RGN 6, 2002 ; RGN 3, 2002).

Le tableau 6.1 synthétise ces exemples d'études de protection dont l'analyse permet de dégager une classification et une typologie des problèmes à traiter.

Tableau 6.1. Exemples d'études de protection.

Installation	Grandeurs physiques d'intérêt	Finalité
REP, réacteurs expérimentaux	<p>Ambiance dosimétrique : calculs de DED* neutron et γ.</p> <p>Dosimétrie : fluence neutronique, dommages induits par les neutrons dans les matériaux, échauffements γ.</p> <p>Puissance résiduelle γ, β, α, sources de rayonnements γ, β, α, neutrons, émises par un combustible irradié.</p>	<p>Accessibilité dans différentes zones de l'installation.</p> <p>Durée de vie de la cuve et des internes du réacteur.</p> <p>Dimensionnement des expériences d'irradiation en réacteur.</p> <p>Détermination de la puissance du réacteur. Dimensionnement des dispositifs pour évacuation de la chaleur résiduelle (circuits de refroidissement, piscine...).</p>

Tableau 6.1. Exemples d'études de protection. (...)

UNGG démantèlement	Activation structures Radionucléides importants Débit de dose γ	Contribution à l'élaboration de scénarios de déconstruction d'une installation nucléaire. Études requises pour entreprendre les différentes phases de la déconstruction. Classement des structures irradiées en termes de déchets.
Château de transport combustible UOX et MOX	Source neutrons Source γ , échauffement Débit de dose au contact Débit de dose à 2 m	Dimensionnement d'un château de transport.
Colis de déchets radioactifs	Calculs d'activité Calculs de DED Échauffements γ	Dimensionnement de colis de déchets. Détermination de son contenu (spectrométrie γ , interrogation neutronique...). Étude de la radiolyse dans le conteneur ou la roche d'accueil du site de stockage.
Tokamak	Source de neutrons Énergie déposée dans les structures. Source de photoneutrons Calculs de DED neutrons et γ	Tenue des matériaux à l'irradiation. Intégrité de la première paroi. Conservation de l'état supraconducteur des aimants. Accessibilité dans les différentes zones de l'installation. Opération de maintenance.
Accélérateur de particules Dispositifs à spallation	Source de neutrons Activation des structures Source γ de <i>Bremsstrahlung</i> Source de photoneutrons	Accessibilité dans les différentes zones de l'installation. Opérations de maintenance. Tenue et durée de vie de la cible de spallation.
Irradiateur	Source γ Débit de dose	Conservation des aliments, stérilisation de matériels médicaux
Médecine	Dose neutron Dose γ Traceurs radioactifs : activité	Traitement de cancers. Optimisation de la collimation des rayonnements et de leurs spectres en énergie. Diagnostics médicaux.
Spatial Aviation	Doses neutron, γ , particules chargées Dépôts d'énergie	Tenue des matériaux à l'irradiation. Protection des astronautes.

* DED : Débit d'Équivalent de Dose.

Comme le tableau ci-dessus le suggère, les modélisations et les outils de simulation de systèmes physiques développés initialement dans le cadre du nucléaire de puissance, l'expérience acquise dans les études précitées peuvent bénéficier à bien d'autres domaines importants : celui de connaissance de la structure de la matière, du médical, du spatial, des applications industrielles spécifiques, de l'archéologie...

On constate que la finalité des études de protection exige de résoudre deux grandes classes de problèmes :

– *la détermination du terme source de rayonnements* qui revêt généralement deux aspects essentiels :

- la détermination de la nature des radionucléides formés par les divers processus nucléaires, leur concentrations, leurs masses et leurs activités,
- la détermination de la nature des rayonnements émis, leur caractérisation par une distribution en espace, une distribution en énergie (spectre) et une distribution en angle (isotropie ou anisotropie). On est conduit à faire la distinction entre sources de rayonnements instantanés émis lors d'une réaction nucléaire (γ de capture radiative, par exemple) et sources de rayonnements différés dans le temps, associées à des processus de désintégrations radioactives et donc obéissant à une loi d'évolution temporelle ;

– *le transport ou propagation des rayonnements* au point ou zone de calcul, les sources de rayonnements étant connues. Plusieurs types de configurations sont mises en évidence :

- la propagation des rayonnements dans des milieux homogènes et/ou lamellaires : ce sont des problèmes à atténuation pure,
- la propagation des rayonnements dans des milieux lacunaires c'est-à-dire comportant des vides : ce sont des problèmes à fuite de rayonnements,
- la propagation des rayonnements dans des milieux hétérogènes ou cas des géométries complexes : ce sont des problèmes qui combinent les phénomènes d'atténuation et de diffusion des rayonnements.

On peut d'ores et déjà retenir que *trois principes fondamentaux* permettent de limiter l'exposition aux rayonnements :

- *la distance* : la quantité de rayonnements reçue par unité de surface est d'autant plus réduite que la distance entre la source et le sujet/objet est grande,
- *l'écran de matière* : l'interposition d'un écran de matière entre la source et le sujet/objet réduit la quantité de rayonnements reçue par le sujet/objet. Cette réduction dépend de la nature et de l'épaisseur de l'écran de matière,
- *le temps* : ce facteur intervient tout particulièrement pour les sources radioactives. L'émission de rayonnements ou l'énergie dégagée issue de la radioactivité décroît sensiblement au bout d'un temps, qualifié de « temps de refroidissement », suffisamment long. Il se rapporte également à la limitation de la durée de l'exposition aux rayonnements.

Il convient enfin de mentionner le problème de la détermination de l'incertitude associée à la valeur d'une grandeur physique calculée : comment les incertitudes notamment sur les données technologiques, sur les données physiques de base utilisées dans les calculs, celles dues aux modélisations, se propagent-elles jusqu'à la grandeur d'intérêt calculée ? En effet, la maîtrise des marges d'incertitude est un enjeu crucial à la fois pour la sûreté et au plan économique.

Cette deuxième partie de l'ouvrage s'articule ainsi autour de trois axes principaux :

- *la détermination des différentes sources de rayonnements* rencontrées notamment sur l'ensemble du cycle du combustible nucléaire,
- *la méthodologie générale* mise en œuvre dans une étude de protection,
- *les méthodes, techniques et logiciels de calcul* des grandeurs physiques intéressant la protection.

Références

- AEN/OCDE (1996) *Report on computing radiation dose to reactor pressure vessel and internals – State of the Art*, NSC/DOC (96)5.
- Avery A.F., Bendall D.E., Butler J., Spinney K.T. (1960) *Methods of Calculation for Use in the Design of Shields for Power Reactors*, AERE-R 3216.
- Bonnet-Maury P. (1969) *La radioprotection* (Paris, Presses Universitaires de France).
- Butler J. (1964) *The Status of Theoretical Methods for Reactor Shield Design*, AEEW-R 361.
- Caillot A. (2002) *La radioactivité au service de l'industrie et de l'environnement* (Tec & Doc, Lavoisier).
- CEA (1963) *Formulaire sur le calcul de la protection des réacteurs par les ingénieurs du Service d'Études de Protection de Piles (SEPP) du Commissariat à l'Énergie Atomique*, rapport CEA n° 2253.
- CEA (1984) *Isotopes rayonnements et Biologie* (Paris, Eyrolles, Collection du Commissariat à l'Énergie Atomique, série Synthèses).
- CEA (2002) *Bilan de la sûreté des installations du CEA de 1999 à 2001* (CEA, CEA/Saclay).
- Clefs CEA 45* (2001) *Physique nucléaire et Sûreté*.
- Clefs CEA 46* (2002) *Les recherches pour la gestion des déchets nucléaires*.
- Clefs CEA 47* (2002-2003) *Recherche et simulation*.
- Jaeger R.G. ed. (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, (Springer Verlag, Berlin) ; vol. I, *Shielding fundamentals and methods* ; vol. II, *Shielding materials* ; vol. III, *Shielding design and Engineering*.
- Lefèvre J. éd. (1986) *Les déchets nucléaires* (Paris, Eyrolles, Collection du Commissariat à l'Énergie Atomique, série Synthèses).
- Libmann J. (1996) *Éléments de sûreté nucléaire* (Paris, Les Éditions de physique/EDP Sciences).
- Naudet R. (1991) *Oklo : des réacteurs nucléaires fossiles* (Paris, Eyrolles, Collection du Commissariat à l'Énergie Atomique).
- Pannetier R. (1966) *Contrôle des rayonnements ionisants et mise en œuvre des techniques de protection, Vade me cum du technicien*.
- Rastoin J. (1968) *Génie Atomique, Cours fondamental, tome II, Écrans de protection des réacteurs* (PUF, Bibliothèque des sciences et techniques nucléaires), pp. 295-384.
- RGN 5* (1989) *Les transports dans le cycle du combustible*.
- RGN 6* (1993) *L'irradiation de la cuve : un phénomène sous surveillance*.
- RGN 5* (1995) *Les cinquante ans du CEA*.
- RGN 5* (1997) *La gestion des déchets nucléaires. Bilan d'étape de la loi de 1991*.
- RGN 3* (1998) *Démantèlement des installations nucléaires*.
- RGN 2* (1999) *Les réacteurs nucléaires de demain et d'après-demain*.
- RGN 3* (1999) *Transport et manutention des matières nucléaires*.
- RGN 5* (1999) *Gérer la durée de vie des installations nucléaires*.
- RGN 3* (2002) *Les réacteurs nucléaires d'essais et de recherche*.
- RGN 5* (2002) *Les installations nucléaires face à leur environnement*.

RGN 6 (2002) Les réacteurs à haute température : un nouvel essor ?

Rockwell T. III ed. (1956) *Reactor shielding design manual* (McGraw Hill Compagny).

Sanders J.E., Butler J., Butland A.T.D. (1991) AEA, Winfrith Technology Center, Dorchester, A brief review of reactor physics, shielding and criticality in the UK, in British Nuclear Energy Society, aimablement communiqué par le Dr John Rowlands de UKAEA.

Segrè E. (1984) *Les physiciens et leurs découvertes* (Paris, Fayard),

www.infoscience.fr/histoire/biograph/biograph.php3?Ref=71.

www-gap.dcs.st-and.ac.uk/~history/Mathematicians/Bateman.html.

www-gap.dcs.st-and.ac.uk/~history/Mathematicians/Boltzmann.html.

7

Grandeurs physiques fondamentales et dérivées

Cheikh M'Backé Diop, Maurice Chiron,
Michel Boyard

Introduction

On considère un milieu (système physique) dans lequel se propagent des particules neutres – neutrons et/ou γ ici. Deux équations fondamentales permettent d'étudier un tel milieu dans le cadre de l'ingénierie de la radioprotection :

– l'équation de Boltzmann qui régit la propagation des particules neutres dans la matière (Duderstadt *et al.*, 1979 ; Reuss *et al.*, 1985 ; Lux *et al.*, 1991) ;

– les équations généralisées de Bateman (encore appelées équations d'évolution en physique des réacteurs nucléaires), qui régissent en fonction du temps l'évolution isotopique du milieu sous flux ou hors flux (Evans, 1961, chapitre 15).

La présentation de ces équations de base est faite respectivement dans les chapitres 10 et 11. Ces deux équations qui gouvernent le transport des particules neutres dans la matière et l'évolution temporelle isotopique du milieu sous flux, sont couplées et requièrent, pour être résolues, de connaître de nombreuses *données physiques de base* relatives à l'occurrence des réactions particule-matière (sections efficaces), l'énergétique des réactions nucléaires, la nature des isotopes et des particules produites dans les processus physiques mis en jeu, etc. Elles sont fournies dans des bases de données internationales appelées évaluations¹.

On rappelle, ci-après, la définition des différentes grandeurs physiques d'intérêt pour l'ingénierie de la radioprotection. À titre illustratif des exemples d'ordres de grandeur sont donnés. Ils sont largement complétés, pour les sources de rayonnements, dans le chapitre 8 suivant qui leur est consacré.

Une population de particules peut être décrite par la donnée, à chaque instant t , de :

- la position : variable \vec{r} ,
 - la vitesse : variable v ou énergie E ,
 - la direction : variable $\vec{\Omega}$
- de chacune des particules.

L'ensemble des valeurs de ces variables associées à une particule peut être considéré comme un « point » dans un espace à 7 dimensions, appelé *espace des phases*.

¹ Voir les JEF (Joint European Files) reports publiés par l'AEN/OCDE par exemple.

Dans le système d'unités SI, les unités correspondant aux différentes variables de l'espace des phases sont :

- \vec{r} le mètre (m)
- E le joule (J)
- $\vec{\Omega}$ le stéradian (strd)
- t la seconde (s)

Dans la pratique, on utilise fréquemment :

- \vec{r} le centimètre (cm)
- E le MeV : $1 \text{ MeV} = 1 \text{ eV} \times 10^6 = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ J}$
 $= 1,602 \cdot 10^{-6} \text{ erg}$
- $\vec{\Omega}$ le stéradian (strd)
- s la seconde (s)

Parmi les grandeurs physiques qui intéressent l'ingénieur protectionniste, il en existe deux, fondamentales, les autres en étant dérivées : le *flux de particules* et la *concentration des radionucléides*.

7.1. Flux de particules et grandeurs dérivées

7.1.1. Flux de particules

Le *flux de particules* caractérise la propagation des particules dans le système physique étudié ; dans sa définition la plus exhaustive, le flux représente, à un instant considéré, le nombre des particules traversant en un point de l'espace l'unité de surface avec une énergie et une direction données. L'unité de surface considérée est perpendiculaire à la direction de propagation de la particule.

C'est l'*Équation du transport*, forme linéaire de l'*Équation de Boltzmann* (par habitude et abus de langage, en physique des réacteurs, on emploie souvent l'expression *Équation de Boltzmann* pour désigner sa forme linéaire) qui régit le flux de particules neutres neutrons et/ou γ ici. Dans le domaine d'énergie des réacteurs nucléaires actuels (0 à 20 MeV) elle fait intervenir les interactions particule-matière notamment :

- les réactions nucléaires induites par neutron,
 - les interactions des γ avec le cortège électronique de l'atome,
- par l'intermédiaire des grandeurs appelées sections efficaces (*cross sections* en anglais).

En effet, différents phénomènes physiques d'interaction particule-matière modifient l'état de la particule et celui du noyau ou de l'atome qui interagissent :

- le phénomène d'absorption fait disparaître la particule incidente et apparaître d'autres particules,
- le phénomène de diffusion modifie sa direction et son énergie.

Le flux en phase $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ (ou encore appelé *flux angulaire*, *angular flux*) fournit une description détaillée de la population de particules étudiées. Il s'agit d'une distribution différentielle par rapport aux différentes variables de l'espace des phases :

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \text{ particules} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{strd}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

C'est le nombre de particules au point $(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ de l'espace des phases par unité de surface perpendiculaire à la direction $\vec{\Omega}$, par unité d'angle solide dans la direction $\vec{\Omega}$, par unité d'énergie et par unité de temps. En régime stationnaire, c'est-à-dire indépendant du temps, le flux en phase est noté : $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$.

Le flux scalaire $\varphi(\vec{r}, E, t)$ s'obtient par intégration du flux en phase $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ sur la variable angulaire $\vec{\Omega}$.

$$\varphi(\vec{r}, E, t) = \iint_{4\pi} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^2\Omega \text{ particules} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

nombre de particules au point \vec{r} , à l'énergie E , à l'instant t respectivement par unité de surface, par unité d'énergie et par unité de temps. En régime stationnaire, c'est-à-dire indépendant du temps, le flux scalaire est noté : $\varphi(\vec{r}, E)$.

Le flux total $\varphi_T(\vec{r}, t)$ s'obtient par intégration du flux scalaire sur la variable énergie :

$$\varphi_T(\vec{r}, t) = \int_0^\infty \varphi(\vec{r}, E, t) dE \text{ particules} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

nombre de particules au point \vec{r} , à l'instant t respectivement par unité de surface et par unité de temps. En régime stationnaire, c'est-à-dire indépendant du temps, le flux total est noté : $\varphi_T(\vec{r})$.

La fluence $F_t(\vec{r})$ est obtenue par intégration du flux total sur la durée de l'irradiation :

$$F_t(\vec{r}) = \int_0^t \varphi_T(\vec{r}, t') dt' \text{ particules} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Quelques ordres de grandeur :

- flux de neutrons thermiques ($E < 0,4$ eV) dans un REP : $4 \times 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;
- flux de neutrons total dans un REP : $3 \times 10^{14} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;
- proportion de la population de neutrons du cœur d'un REP dans différents groupes d'énergie :

– $E > 0,9$ MeV :	24 %
– $0,9 \text{ MeV} < E < 5 \times 10^{-3}$ MeV :	35 %
– $5 \times 10^{-3} \text{ MeV} < E < 6,25 \times 10^{-7}$ MeV :	26 %
– $E < 6,25 \times 10^{-7}$ MeV :	15 %
- flux total de γ dans un cœur REP : quelque $10^{14} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Les contributions des γ prompts de fission, des γ secondaires (capture radiative, diffusions inélastiques... des neutrons) et des γ émis par les produits de fission sont additionnés ;
- le flux des neutrons d'énergie $E > 1$ MeV derrière l'enveloppe du cœur REP est de l'ordre de $2 \times 10^{11} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;
- le flux des neutrons d'énergie $E > 1$ MeV à l'entrée de la cuve d'un REP est de l'ordre de $6 \times 10^{10} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;

– une valeur indicative de la fluence neutronique sur la cuve pour $t = 40$ ans de fonctionnement d'un REP est $6 \times 10^{19} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$.

7.1.2. Relation entre flux et courant de particules

- Notion d'angle solide (Figure 7.1)

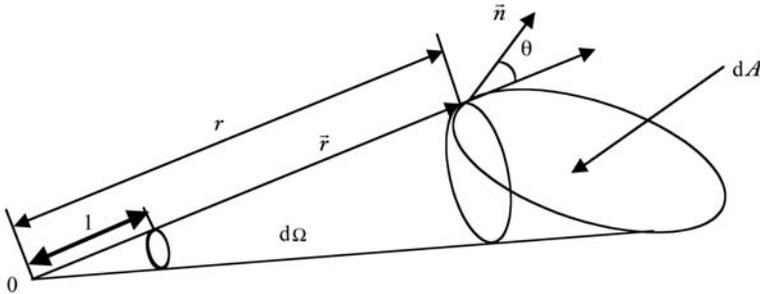


Figure 7.1. Angle solide : $d\Omega \cdot \vec{n}$: normale à la surface dA .

L'angle solide $d\Omega$ est défini par la relation :

$$d\Omega = \frac{dA \cos \theta}{r^2}$$

ou

$$d\Omega = \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{r^3} dA$$

$d\Omega$ est numériquement égal à l'aire de la portion de sphère de centre O et de rayon unité, coupée par le cône.

- Calcul de l'angle solide Ω compris entre deux cônes de révolution de même axe et de même sommet (Figure 7.2) :

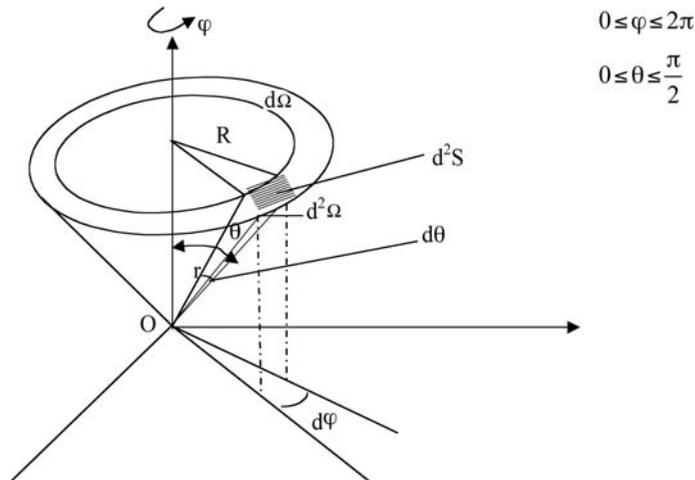


Figure 7.2. Angles solides en coordonnées sphériques.

L'angle solide élémentaire $d^2\Omega$ s'écrit :

$$d^2\Omega = \frac{d^2S}{r^2}$$

$$\begin{cases} d^2S = R d\varphi r d\theta \\ R = r \sin\theta \end{cases}$$

d'où

$$d^2\Omega = \frac{d^2S}{r^2} = \sin\theta d\theta d\varphi = d(\cos\theta) d\varphi$$

– par intégration en φ sur 2π : $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta = 2\pi d(\cos\theta)$;

– par intégration en θ entre θ_1 et θ_2 : $\Omega = 2\pi (\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$.

• **Relation entre flux et courant de particules** : on considère la situation schématisée sur la figure 7.3 :

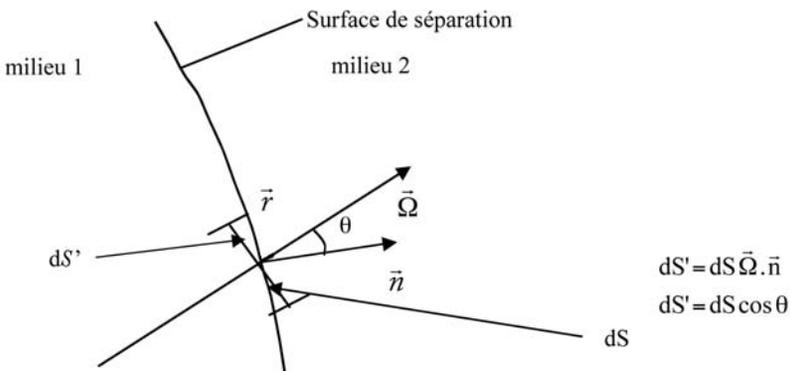


Figure 7.3. Relation flux/courant de particules. $\vec{\Omega}$ est la direction de propagation des particules considérées.

Afin de simplifier les notations, on fait abstraction des variables énergie et temps.

Le nombre de particules traversant l'élément de surface dS centré autour du point \vec{r} est :

$$N_s = J(\vec{\Omega}) dS$$

où $J(\vec{\Omega})$ est la composante, suivant la normale \vec{n} à la surface dS , du courant de particules au point \vec{r} (voir définition du courant comme une grandeur vectorielle) c'est-à-dire le nombre de particules par unité de surface et par unité de temps de direction $\vec{\Omega}$, au point \vec{r} .

Le nombre de particules traversant l'élément de surface dS' est :

$$N_{s'} = \phi(\vec{\Omega}) dS'$$

où $\phi(\vec{\Omega})$ est le flux angulaire de particules au point \vec{r} , c'est-à-dire le nombre de particules par unité de surface et par unité de temps, au point \vec{r} , la surface unité étant perpendiculaire à la direction $\vec{\Omega}$. L'élément de surface dS' est orienté perpendiculairement à la direction $\vec{\Omega}$ et donc tel que $dS' = dS \cos\theta$ par construction.

Toute particule traversant dS traverse dS' . Ceci implique $N_s = N_{s'}$ soit :

$$J(\vec{\Omega})dS = \phi(\vec{\Omega})dS' \text{ d'où } J(\vec{\Omega}) = \phi(\vec{\Omega})\vec{\Omega} \cdot \vec{n} = \phi(\vec{\Omega})\cos\theta$$

• Cas particuliers :

– Le flux angulaire $\phi(\vec{\Omega})$ est monodirectionnel : $\phi(\vec{\Omega}) = \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0)$ où $\delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0)$ est la distribution de Dirac centrée sur $\vec{\Omega}_0$.

On a $\vec{\Omega} \cdot \vec{n} = 1$ et donc $\phi(\vec{\Omega}_0) = J(\vec{\Omega}_0)$.

– Le flux angulaire $\phi(\vec{\Omega})$ est isotrope sur 4π stéradian : $\phi(\vec{\Omega}_0) = \frac{\varphi_0}{4\pi}$ où φ_0 est une constante (flux scalaire).

$$\text{Alors : } \phi(\vec{\Omega}) = \frac{\varphi_0}{4\pi}\vec{\Omega} \cdot \vec{n} = \frac{\varphi_0}{4\pi}\cos\theta$$

$J(\vec{\Omega})$ varie comme le cosinus de l'angle formé entre la direction $\vec{\Omega}$ et la normale \vec{n} à la surface. On peut montrer que l'intégration de $J(\vec{\Omega})$ sur chaque demi-espace fournit respectivement deux valeurs égales au quart du flux scalaire φ_0 : $J^+ = J^- = \frac{\varphi_0}{4}$

où :

$$J^+ = \iint_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n} > 0} J(\vec{\Omega})\vec{\Omega} \cdot \vec{n} d\vec{\Omega} \text{ et } J^- = \iint_{\vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0} J(\vec{\Omega})\vec{\Omega} \cdot \vec{n} d\vec{\Omega}$$

Il est important de bien percevoir la différence entre $J(\vec{\Omega})$ et $\phi(\vec{\Omega})$ afin de prévenir tout risque d'introduire de grossières erreurs lorsqu'il s'agit par exemple de fixer les conditions aux limites d'un problème de propagation.

Des grandeurs d'intérêt dérivées du flux, souvent rencontrées en radioprotection, sont rassemblées dans le tableau 7.1 avec leurs unités respectives.

Quelques-unes de ces grandeurs dérivées sont décrites ci-après. D'autres, plus complexes, comme les *facteurs d'accumulation* et les *albédos* seront introduites plus loin dans le chapitre 10 consacré aux méthodes de calcul relatives à la propagation des particules.

7.1.3. Réponse d'un détecteur

Dans la pratique, on ne s'intéresse pas seulement au flux de particules, mais également à d'autres grandeurs physiques macroscopiques qui sont « sensibles » au flux de particules et qui sont « directement » mesurables par une instrumentation appropriée. En général,

Tableau 7.1. Unités des principales grandeurs rencontrées en radioprotection.

Grandeurs physiques	Unités
Flux, courant angulaires	$\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{strd}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Flux scalaire, courant intégré en angle	$\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Flux total, courant	$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Fluence	cm^{-2}
Taux de réaction : taux d'absorption, taux de diffusion des particules	Réactions $\cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$
Débits de dose	$\text{Gy} \cdot \text{h}^{-1}$
Débits d'équivalent de dose	$\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$
Échauffements	$\text{W} \cdot \text{g}^{-1}, \text{W} \cdot \text{cm}^{-3}$
Déplacements d'atomes	dpa
Albédo	sans
Albédo différentiel en énergie	MeV^{-1}
Albédo différentiel en énergie et en angle	$\text{MeV}^{-1} \cdot \text{strd}^{-1}$
Facteurs d'accumulation ou <i>build up factor</i>	sans

cette sensibilité est relative à l'énergie des particules ; on la note, ici, $s(E)$. On définit une grandeur sensible au flux de particules, $\varphi(\vec{r}, E)$ par une expression de la forme :

$$R(\vec{r}) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} C s(E) \varphi(\vec{r}, E) dE$$

$R(\vec{r})$ est appelée réponse du détecteur (*tally* en anglais) considéré, c'est-à-dire du dispositif expérimental (appareil) choisi pour mesurer la grandeur physique d'intérêt qu'il s'agisse d'une dosimétrie relative aux personnes, d'une dosimétrie relative à la tenue des matériaux ou encore d'une dosimétrie renseignant sur l'état du cœur du réacteur et contribuant à son contrôle (de Choudens, 1997 ; Portal, 1978 ; Fontana, 1981 ; Béraud, 1982 ; Hantouche, 1984 ; Aït Abderrahim, 1990). C est une constante associée au type de grandeur que l'on détermine. Les bornes d'intégration en énergie E_{\min} et E_{\max} dépendent du détecteur (gamme d'énergie d'intérêt).

Exemples

$R(\vec{r})$ est :

– un taux de réaction de fission sur l'uranium 235 mesuré par une chambre d'ionisation à fission [*Chambre à Fission Mobile* (CFM) placée dans un cœur REP permettant de déterminer les distributions axiale et radiale de la puissance du cœur, de détecter les points chauds, de déterminer l'usure du combustible]. La réaction $^{235}\text{U}(n, f)$ donne naissance à des fragments de fission très ionisants car dépourvus de cortège électronique au moment de leur émission ;

– un taux de réaction sur le bore 10 mesuré par une chambre d'ionisation à dépôt de bore. La réaction est $^{10}\text{B}(n, \alpha) ^7\text{Li}$ et c'est l'une des deux particules chargées α ou ^7Li qui sert à la détection. Ce type de détecteur est placé hors du cœur du réacteur (« chambre

ex-core ») et a pour finalité de suivre l'*axial offset*, c'est-à-dire le déséquilibre axial de la puissance du cœur du réacteur ;

– un taux de réaction sur l'hélium 3 dans un détecteur à proton de recul. La réaction est ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$. Ce sont les protons qui ionisent le gaz d'hélium remplissant le détecteur.

Dans ces trois cas-exemples, $s(E)$ est une *section efficace microscopique* et A est égal au nombre de noyaux cibles (${}^{235}\text{U}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^3\text{He}$) par unité de volume au point \vec{r} .

$R(\vec{r})$ est un *échauffement* mesuré par un thermocouple, comme dans le cas du *thermomètre* γ dont le principe est de mesurer la température d'un matériau exposé au flux de γ du réacteur afin d'en déduire la puissance locale. Dans ce cas, $s(E)$ est une section efficace de dépôt d'énergie, A est égal au nombre de noyaux cibles par unité de volume. La connaissance de l'échauffement γ est importante pour la conception des expériences d'irradiation d'échantillon de matériau dans lesquelles sont imposées des contraintes en température.

$R(\vec{r})$ est un *débit d'équivalent de dose* (DED) mesuré par un dosimètre. Dans ce cas, $s(E)$ est le *facteur de conversion de flux en débit d'équivalent de dose*.

$R(\vec{r})$ est un *dommage* dans un matériau, alors $s(E)$ est une *section efficace de dpa* (déplacements par atome) ou de production de gaz (H, ${}^3\text{H}$, He...).

Remarque : La réponse peut être recherchée non pas en un point \vec{r} mais dans une région D limitée de l'espace (cas souvent rencontré) : le détecteur a une étendue spatiale. Dans ce cas la réponse du détecteur s'écrit :

$$R_D = \int_D d\vec{r} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} C s(E) \varphi(\vec{r}, E) dE$$

Les expressions mathématiques de ces grandeurs dérivées et celles qui leur sont associées sont explicitées ci-après.

7.1.3.1. Calcul d'un taux de réaction

Le taux de réaction macroscopique, $\tau(\vec{r})$, est défini, sur l'intervalle en énergie (E_{\min} , E_{\max}) par l'expression :

$$\tau(\vec{r}) = N(\vec{r}) \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma(E) \varphi(\vec{r}, E) dE = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Sigma(\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, E) dE$$

avec :

$N(\vec{r})$: nombre de noyaux-cibles par unité de volume (unités : cm^{-3}) autour du point \vec{r} concernés par la réaction nucléaire de section efficace microscopique $\sigma(E)$ (unités : cm^2).

$\Sigma(\vec{r}, E) = N(\vec{r}) \sigma(E)$: section efficace macroscopique à l'énergie E (unités : cm^{-1}).

$\varphi(\vec{r}, E)$: flux de particules au point \vec{r} , à l'énergie E , (unités : particules $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).

$\tau(\vec{r})$ représente le nombre de réactions produites par unité de volume et unité de temps au point \vec{r} : réactions $\cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. On détermine ainsi des taux de capture radiative, des taux d'absorption, des taux de fission, des taux de diffusion.

Ordre de grandeur

Pour une puissance de $35 \text{ W}\cdot\text{g}^{-1}$, le taux de fission volumique (dans le domaine d'énergie thermique) dans un combustible UO_2 d'un REP, c'est-à-dire le nombre de fissions produites par unité de volume et par unité de temps est de l'ordre de $9 \times 10^{12} \text{ fissions}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$.

La détermination du taux de réaction permet de calculer les sources de rayonnements induits par les différentes réactions nucléaires provoquées par les neutrons ou les γ dans la matière. Quelques exemples en sont donnés ci-après.

Calcul d'une source de gamma prompts produits dans le cœur d'un réacteur

La source volumique de γ prompts $S_f(\vec{r}, E_\gamma)$ produits dans le cœur du réacteur est proportionnelle au taux de fission (donc à la puissance volumique ou au flux de neutrons) :

$$S_f(\vec{r}, E_\gamma) = \sum_i \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_{fi}(\vec{r}, E_n) \varphi(\vec{r}, E_n) N_{fi}(E_n, E_\gamma) dE_n \quad (\text{gamma}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}).$$

avec :

i : indice associé au type de noyau fissile (^{235}U , ^{239}Pu ...).

$\varphi(\vec{r}, E_n)$: flux des neutrons à la position \vec{r} et à l'énergie E_n ($\text{neutrons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

$\Sigma_{fi}(\vec{r}, E_n)$: section efficace macroscopique de fission sur l'isotope fissile i , à l'énergie E_n (cm^{-1}).

$N_{fi}(E_n, E_\gamma)$: nombre de gamma prompts émis à l'énergie E_γ par un neutron d'énergie E_n induisant une fission de noyau fissile de type i .

$\Sigma_{fi}(\vec{r}, E_n) \varphi(\vec{r}, E_n)$: taux de fission relatif à l'isotope i au point \vec{r} ($\text{fissions}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$).

Σ_i : sommation sur tous les types i de noyaux fissiles.

La source de γ de capture radiative des neutrons, $S_c(\vec{r}, E_\gamma)$ au point \vec{r} et à l'énergie E_γ s'obtient par une expression de la forme :

$$S_c(\vec{r}, E_\gamma) = \sum_i \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sum_{ci}(\vec{r}, E_n) \varphi(\vec{r}, E_n) N_{ci}(E_n, E_\gamma) dE_n \quad (\text{gamma}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}).$$

avec :

i : indice associé au noyau capturant.

$\varphi(\vec{r}, E_n)$: flux des neutrons à la position \vec{r} et à l'énergie E_n ($\text{neutrons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

$\Sigma_{ci}(\vec{r}, E_n)$: section efficace macroscopique de capture radiative (n, γ) sur l'isotope de type i , à l'énergie E_n (cm^{-1}).

$N_{ci}(E_n, E_\gamma)$: nombre de gamma de capture radiative émis à l'énergie E_γ par un neutron d'énergie E_n induisant une réaction (n, γ) sur un noyau d'espèce i .

$\Sigma_{ci}(\vec{r}, E_n) \varphi(\vec{r}, E_n)$: taux de capture radiative au point \vec{r} ($\text{réactions}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$).

Σ_i : sommation sur toutes les espèces i de noyaux capturants.

Calcul d'une source de neutrons produits par réactions (γ, n)

La source de neutrons produite par une réaction nucléaire (γ, n) est donnée par l'expression :

$$S_p(\vec{r}, E_n) = \sum_p(\vec{r}, E_\gamma) \varphi(\vec{r}, E_\gamma)$$

où E_n est l'énergie du neutron émergent donnée par l'expression (Wattenberg, 1947) :

$$E_n = (A - 1)/A [E_\gamma - E_s - E_\gamma^2 / (1862 (A - 1))] + \delta$$

$$\delta \approx E_\gamma \cos\theta [[2(A - 1) (E_\gamma - E_s)/(931A^3)]^{1/2}$$

A : masse atomique du noyau cible, en unité de masse de neutron.

E_s : énergie de seuil de la réaction (γ, n) considérée (MeV).

E_γ : énergie des gamma incidents (MeV).

$\Sigma_p(\vec{r}, E_\gamma)$: section efficace macroscopique de la réaction (γ, n) sur l'isotope considéré au point \vec{r} , induite par un gamma d'énergie E_γ (cm⁻¹).

$\phi(\vec{r}, E_\gamma)$: flux de gamma d'énergie E_γ au point \vec{r} (gamma·cm⁻²·s⁻¹).

7.1.3.2. Calcul de l'énergie cédée à la matière – Échauffements

La connaissance de la quantité d'énergie déposée par les neutrons et les γ dans les différentes structures du réacteur et les protections est importante pour évaluer leur tenue dans la durée sous irradiation.

Pour désigner cette énergie déposée, on utilise aussi le terme d'échauffement (*heating*).

La figure 7.4 (repris avec quelques modifications de MacFarlane, 1991) explicite les différents types d'échauffements induits par les neutrons et les γ prompts et différés :

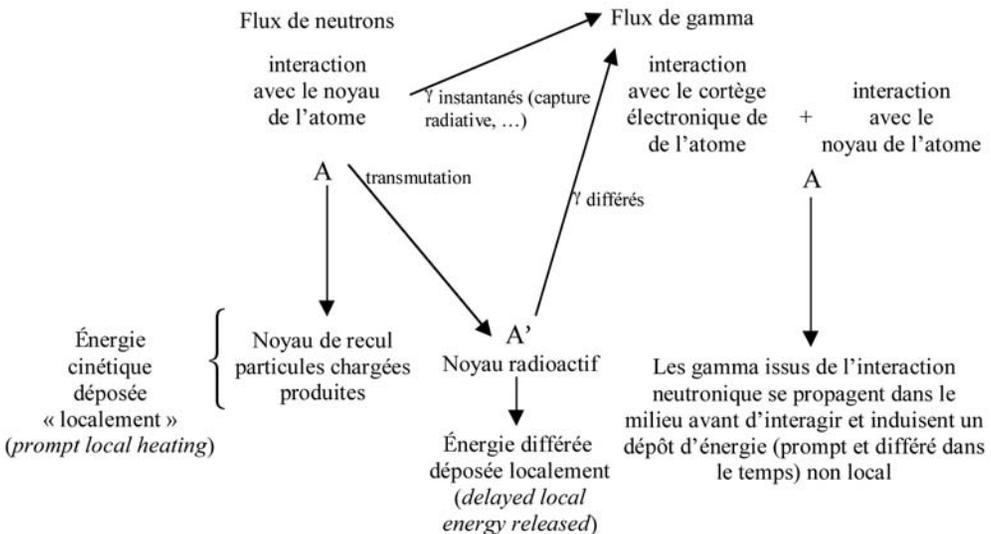


Figure 7.4. Échauffements induits par les neutrons et les γ .

Remarques :

En toute rigueur les dépôts d'énergie dits locaux ne sont pas locaux car le noyau de recul et les particules chargées effectuent des parcours dans la matière : de l'ordre du μm à quelques cm selon les énergies, la nature de la particule et la nature du milieu.

La formation de noyaux radioactifs induit dans la matière un dépôt d'énergie différé dans le temps, dépendant de la période radioactive de l'isotope. L'énergie libérée par de tels noyaux est désignée sous le terme de puissance résiduelle (*residual heating, decay heat*; Huynh, 1995).

On la considère ici comme une grandeur dérivée de la concentration isotopique (cf. paragraphe 7.2).

7.1.3.3. Calcul de l'échauffement dû aux neutrons

L'échauffement (cf. notion de Kerma; Kerma: *Kinetic Energy Released in Matter*, chapitre 3) dû aux neutrons est donné par l'expression :

$$\begin{aligned} H_n(\vec{r}) &= \int_0^{E_{\max}} h(\vec{r}, E) dE \\ &= \int_0^{E_{\max}} \left(\sum_i \sum_j N_i(\vec{r}) \sum_{\ell} \bar{W}_{ij\ell}(E) \sigma_{ij}(E) \varphi_n(\vec{r}, E) \right) dE \end{aligned}$$

Unités : $W \cdot cm^{-3}$ ou $W \cdot g^{-1}$.

Avec :

i : indice de repère du type de noyau.

j : indice de repère du type de réaction.

ℓ : indice de repère de la nature de la particule chargée (noyau de recul y compris).

E : énergie cinétique de la particule incidente (du neutron).

$\varphi_n(\vec{r}, E)$: flux de neutrons au point \vec{r} à l'énergie E (neutrons $\cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$).

$\sigma_{ij}(E)$: section efficace microscopique relative à la réaction j sur l'isotope d'espèce i en cm^2 .

$\bar{W}_{ij\ell}(E)$: moyenne de l'énergie cinétique de la particule chargée ℓ produite lors de l'interaction j sur l'isotope i du neutron d'énergie E (J).

$N_i(\vec{r})$: nombre d'isotopes d'espèce i (concentration) par unité de volume (cm^{-3}) ou par gramme de matière (g^{-1}), au point \vec{r} .

La sommation est effectuée sur toutes les réactions possibles, toutes les espèces d'isotopes présentes et sur le spectre en énergie des neutrons au point \vec{r} .

On définit la *section efficace microscopique d'échauffement* par l'expression :

$$k_{ij}(E) = \sum_{\ell} \bar{W}_{ij\ell}(E) \sigma_{ij}(E)$$

Unité : eV-barn si $\bar{W}_{ij\ell}(E)$ en eV et $\sigma_{ij}(E)$ en barns ($10^{-24} cm^2$).

Ce mode de calcul a été mis en œuvre pour élaborer les fonctions réponses d'échauffement de la bibliothèque MACKLIB-IV (Gohar *et al.*, 1978; Abdou *et al.*, 1978; Odette *et al.*, 1976; Greenwood *et al.*, 1976).

Cet échauffement peut être obtenu également par une méthode de bilan :

$$k_{ij}(E) = (E + Q_{ij} - \bar{W}_{ijn} - W_{ij\gamma}) \sigma_{ij}(E)$$

avec :

E : énergie du neutron incident.

Q_{ij} : « chaleur de la réaction » j sur l'isotope i .

\overline{W}_{ijn} : énergie totale moyenne des neutrons secondaires produits avec prise en compte des multiplicités.

$\overline{W}_{ij\gamma}$: énergie totale moyenne emportée par les γ incluant la production de photons (*photon yield*).

Ce mode de calcul est implémenté dans le module HEATR du système de traitement des données nucléaires d'origine américaine NJOY (MacFarlane, 1991).

L'énergie cédée à la matière par réaction neutronique est obtenue en traitant chaque type de réactions nucléaires (Devillers, 1977 ; Lott *et al.*, 1973 ; Gabriel *et al.*, 1976) :

Réaction élastique

– Énergie E_R cédée au noyau de recul lors d'un choc :

$$E_R = E \frac{2A(1 - \mu_c)}{(A + 1)^2}$$

E : énergie du neutron incident (MeV).

μ_c : cosinus de l'angle de déviation du neutron diffusé dans le système du centre de masse.

A : masse du noyau cible en unité de masse du neutron.

L'énergie moyenne du noyau de recul, \overline{E}_R , est donnée par l'expression :

$$\overline{E}_R = E \frac{2A(1 - \overline{\mu}_c)}{(A + 1)^2}$$

$\overline{\mu}_c$: cosinus moyen de l'angle de déviation du neutron diffusé dans le système du centre de masse.

– Énergie transférée à l'unité de masse de matière faite d'un mélange d'isotopes d'espèces i :

$$T_1(E) = \sum_i N_i \sigma_i^s E \frac{2A(1 - \overline{\mu}_{ci})}{(A + 1)^2}$$

Unité : MeV·cm²·g⁻¹.

N_i : nombre d'isotopes d'espèce i par gramme de matière, au point \vec{r} considéré.

σ_i^s : section efficace microscopique de diffusion élastique du neutron d'énergie E , relative à l'isotope d'espèce i (cm²).

Réaction inélastique discrète

– Énergie E_R cédée au noyau de recul :

$$E_R = E - E' - E_v$$

E' : énergie du neutron diffusé.

E_v : énergie d'excitation du noyau composé réémise sous forme de γ .

L'énergie moyenne, \overline{E}_R , du noyau de recul est donnée par la relation :

$$\bar{E}_R = E \frac{2A \left[1 - \left(1 - \frac{E_v A + 1}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \bar{\mu}_c \right]}{(A + 1)^2} - \frac{E_v}{A + 1}$$

– Si la diffusion est isotrope dans le centre de masse, on a :

$$\bar{\mu}_c = 0 \text{ et } \bar{E}_R = E \frac{2A}{(A + 1)^2} - \frac{E_v}{A + 1}$$

– Énergie transférée à 1 gramme de matière :

$$T_2(E) = \sum_i \sum_v N_i \sigma_i^v \left[E \frac{2A \left[1 - \left(1 - \frac{E_v A + 1}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \bar{\mu}_c \right]}{(A + 1)^2} - \frac{E_v}{A + 1} \right]$$

Unité : MeV·cm²·g⁻¹.

σ_i^v : section efficace inélastique d'excitation du niveau v , du neutron d'énergie E , relative à l'isotope d'espèce i (cm²).

Réaction inélastique continue

– Énergie moyenne au noyau de recul :

$$\bar{E}_R = E \frac{A - 1}{A(A + 1)} + \frac{1}{A} \int_{E'_m}^{E'_M} E' g(E, E') dE'$$

$g(E, E')$ est le spectre de renvoi en énergie dans le domaine du continuum. E'_m et E'_M sont les limites en énergie de ce domaine.

– Énergie transférée à 1 gramme de matière faite d'un mélange d'isotopes d'espèces i :

$$T_3(E) = \sum_i N_i \sigma_i^c \left(E \frac{A - 1}{A(A + 1)} + \frac{1}{A} \int_{E'_m}^{E'_M} E' g(E, E') dE' \right)$$

Unité : MeV·cm²·g⁻¹.

σ_i^c : section efficace inélastique d'excitation du continuum supposée isotrope dans le système du centre de masse, du neutron à l'énergie E , relative à l'isotope d'espèce i (cm²).

Réactions (n, p) et (n, α)

On admet ici que le noyau de recul est produit dans son état fondamental et qu'il n'y a pas de production de γ .

La somme de l'énergie E_R du noyau de recul et de celle E_p du proton est donnée par la relation :

$$E_R + E_p = E + Q_p, \quad Q_p \text{ énergie disponible de la réaction (n, p).}$$

La somme de l'énergie E_R du noyau de recul et de celle E_α de la particule α est donnée par la relation :

$$E_R + E_\alpha = E + Q_\alpha, \quad Q_\alpha \text{ énergie disponible de la réaction (n, } \alpha \text{).}$$

L'énergie transférée à 1 gramme de matière :

$$T_4(E) = \sum_i N_i [\sigma_i^{n,p}(E + Q_{pi}) + \sigma_i^{n,\alpha}(E + Q_{\alpha i})]$$

Unité : MeV·cm²·g⁻¹.

$\sigma_i^{n,p}$: section efficace de la réaction (n, p), du neutron à l'énergie E , relative à l'isotope d'espèce i (cm²).

$\sigma_i^{n,\alpha}$: section efficace de la réaction (n, α), du neutron à l'énergie E , relative à l'isotope d'espèce i (cm²).

Q_{pi} : énergie disponible de la réaction (n, p), relative à la réaction (n, p) sur l'isotope d'espèce i (MeV).

$Q_{\alpha i}$: énergie disponible de la réaction (n, α), relative à la réaction (n, α) sur l'isotope d'espèce i (MeV).

Réactions (n, γ)

– Énergie du noyau de recul (approximativement) :

$$E_R = \frac{E_\gamma^2}{2(A+1)c^2}$$

E_γ : énergie du γ émis par capture radiative.

c : vitesse de la lumière.

– Énergie transférée à 1 gramme de matière faite d'un mélange d'isotopes d'espèce i :

$$T_5(E) = \sum_i \sigma_i^{n,\gamma} N_i \sum_k \eta_k \frac{(E_\gamma^k)^2}{2(A+1)c^2}$$

η_k : nombre de γ émis d'énergie E_γ^k .

$\sigma_i^{n,\alpha}$: section efficace de capture radiative d'un neutron d'énergie E , relative à un isotope d'espèce i (cm²).

L'échauffement $q(\vec{r})$, en W·g⁻¹, d'un gramme de matière soumis au flux de neutrons $\varphi(\vec{r}, E)$ s'écrit :

$$q(\vec{r}) = \int_0^\infty (T_1(E) + T_2(E) + T_3(E) + T_4(E) + T_5(E)) \varphi(\vec{r}, E) dE$$

7.1.3.4. Calcul de l'échauffement dû aux gamma

Dans la gamme d'énergie généralement considérée ici (15 keV à 10 MeV), les interactions majeures sont l'effet photoélectrique, la production de paires et l'effet Compton. Lors de ces processus, l'énergie E_γ du γ incident est transférée essentiellement aux électrons du cortège électronique.

Effet photoélectrique

– Énergie cédée à l'électron :

$$E_e \simeq E_\gamma$$

E_e : énergie cinétique de l'électron éjecté (MeV).

E_γ : énergie du photon absorbé (MeV).

– Énergie cédée à 1 gramme de matière faite d'un mélange d'isotopes d'espèce i :

$$T_1(E_\gamma) = \sum_i N_i \sigma_i^{\text{ph}} E_\gamma$$

Unité : $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

N_i : nombre d'isotopes d'espèce i par gramme de matière.

σ_i^{ph} : section efficace de l'effet photoélectrique, d'un gamma d'énergie E_γ (cm^2).

Production de paires

– Énergie cédée au positron et à l'électron :

$$E_{e^+} + E_{e^-} \approx E_\gamma - 2m_0c^2$$

E_{e^+} : énergie cinétique du positron.

E_{e^-} : énergie cinétique de l'électron.

m_0c^2 : masse au repos de l'électron = 0,511 MeV.

– Énergie transférée à 1 gramme de matière faite d'un mélange d'isotopes d'espèces i :

$$T_2(E_\gamma) = \sum_i N_i \sigma_i^{\text{p}}(E_\gamma - 1,022)$$

Unité : $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

σ_i^{p} : section efficace de production de paires, d'un gamma d'énergie E_γ relative à un isotope d'espèce i (cm^2).

Effet Compton

– Énergie cédée à l'électron :

$$E' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

E' : énergie cinétique de l'électron.

$\cos \theta$: cosinus de l'angle formé entre la direction du gamma incident et la direction de l'électron.

– Énergie transférée à 1 gramme de matière faite d'un mélange d'isotopes d'espèces i :

$$T_3(E_\gamma) = \sum_i N_i Z_i \sigma_i^{\text{C}} E_\gamma$$

Unité : $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

Z_i : numéro atomique de l'isotope d'espèce i .

σ_i^{C} : section efficace Compton d'absorption en énergie, d'un gamma d'énergie E_γ ($\text{cm}^2/\text{électron}$).

Échauffement γ d'1 gramme de matière

On a :

$$q(\vec{r}) = \int_0^\infty (T_1(E_\gamma) + T_2(E_\gamma) + T_3(E_\gamma))\varphi(\vec{r}, E_\gamma)dE_\gamma \quad (\text{MeV}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{s}^{-1})$$

où $\varphi(\vec{r}, E_\gamma)$ est le flux de γ ($\gamma\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

Si l'énergie E_γ est exprimée en joules alors $q(\vec{r})$ représente le nombre de watts par gramme de matière ($1 \text{ MeV} = 1,602 \times 10^{-13} \text{ J}$).

Ordres de grandeurs

Pour une puissance spécifique de $38,25 \text{ W}\cdot\text{g}^{-1}$ de métal lourd initial d'uranium, l'énergie déposée dans la gaine du crayon combustible UO_2 par les γ est de l'ordre de $0,9 \text{ W}\cdot\text{g}^{-1}$. Elle est de $0,015 \text{ W}\cdot\text{g}^{-1}$ pour les neutrons.

Dans le cœur du réacteur OSIRIS, d'une puissance de 70 MW, les échauffements γ varient de quelques $\text{W}\cdot\text{g}^{-1}$ à $15 \text{ W}\cdot\text{g}^{-1}$; en périphérie de cœur, les valeurs ne dépassent pas $2 \text{ W}\cdot\text{g}^{-1}$ (Malouch, 2003).

7.1.3.5. Calcul du débit d'équivalent de dose

Le facteur de conversion de flux en débit d'équivalent de dose $D_e(\vec{r})$ est le cas particulier du dépôt d'énergie dans les tissus biologiques.

Le calcul détaillé du débit d'équivalent de dose est complexe : il nécessite la prise en compte de la distribution et de l'efficacité biologique de toutes les particules secondaires susceptibles d'être émises dans toutes les interactions possibles du rayonnement incident, avec le tissu organique (voir première partie du présent ouvrage). En un point \vec{r} , le résultat final peut s'exprimer sous la forme :

$$D_e(\vec{r}) = \int_0^\infty C(E)\varphi(\vec{r}, E)dE$$

où $C(E)$ est le facteur de conversion du flux en débit d'équivalent de dose à l'énergie E .

Unités : $C(E) : (\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1})/(\text{particules}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1})$

$D_e(\vec{r}) : \text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$.

Le tableau 7.2 fournit des valeurs indicatives du flux neutronique à différentes énergies délivrant $25 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ (référence utilisée de $C(E)$: norme ANS 6.1.1 (1977)).

Tableau 7.2. Valeurs du flux neutronique à différentes énergies pour $D_e(\vec{r}) : 25 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$

Énergie des neutrons	Flux ($\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)
Thermique	670
5 keV	570
20 keV	280
100 keV	80
500 keV	50
1 keV	18
5 MeV	18
10 MeV	17

7.1.3.6. Calcul de dommages dans les matériaux

Deux types de phénomènes engendrés par les rayonnements sont à l'origine de dommages dans les matériaux :

– La formation de noyaux nouveaux par transmutation (réactions nucléaires, décroissance radioactive). C'est ainsi que la formation d'hydrogène et d'hélium provoque l'apparition de bulles de gaz ayant un effet de dilatation dans le matériau (gonflement des gaines des crayons combustibles par exemple).

– La modification du réseau cristallin : si une particule du faisceau de rayonnements possède une énergie suffisante (énergie du seuil), elle peut communiquer à un atome du réseau cristallin une énergie cinétique telle que celui-ci soit délogé de sa position initiale. L'atome ainsi éjecté laisse un trou appelé *lacune*. Il occupe une position nouvelle dans le réseau cristallin appelée *interstitiel*. Le couple lacune/interstitiel est appelé *paire de Frankel*. Les atomes déplacés au cours de la première collision provoquée par les particules incidentes sont appelés *atomes primaires* (en anglais *Primary Knock-on Atom – PKA*).

Les atomes primaires peuvent à leur tour, si leur énergie cinétique est suffisamment élevée, déplacer d'autres atomes du réseau cristallin. Il se produit ainsi un phénomène appelé *cascade de déplacements*.

Ces phénomènes d'endommagement modifient les caractéristiques physico-chimiques et thermo-mécaniques du matériau irradié (Lemaignan, 2004).

7.1.3.7. Caractérisation des dommages dans un matériau irradié

Il existe différents indicateurs de dommages qui visent à renseigner sur la tenue des matériaux sous irradiation :

– *La fluence des neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV* (Exemple de la durée de vie des cuves des réacteurs). Cette grandeur est immédiatement déduite du calcul de propagation des neutrons. De plus elle est mesurable *via* une dosimétrie appropriée (Alberman *et al.*, 1983).

– *Les déplacements par atome* ou *dpa* caractérisés par le rapport du nombre des atomes déplacés dans un volume fixé au nombre d'atomes présents dans ce même volume. Cette grandeur physique est aujourd'hui calculée de manière approximative par différentes méthodes.

À ces déplacements d'atomes, on fait correspondre la section efficace de déplacement : $\sigma_{\text{dpa}}^i(E)$ associée à la réaction nucléaire j sur l'isotope i :

$$\sigma_{\text{dpa}}^i(E) = \sum_j \sigma_{ij}(E) \int_{E_s}^{\infty} g_j(E, T) \nu(T) dT$$

Unité : dpa·cm².

$\sigma_{ij}(E)$: section efficace de la réaction j induite par un neutron d'énergie E sur l'isotope i .

$g_j(E, T)$: densité de probabilité que l'atome primaire de recul ait acquis l'énergie cinétique T .

$\nu(T)$: nombre moyen de déplacements induits par un atome primaire d'énergie T .

N_{dpa} le nombre de déplacements par atome ou nombre de dpa dans un volume V de matière est alors obtenu par :

$$N_{\text{dpa}} = \int_V d\vec{r} \sum_i N_i \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} \sigma_{\text{dpa}}^i(E) \varphi(\vec{r}, E) dE$$

Unité : dpa/s.

N_i : nombre d'isotopes d'espèces i par unité de volume (cm^{-3}) au point \vec{r} .

$\varphi(\vec{r}, E)$: flux de neutrons au point \vec{r} , à l'énergie E ($\text{neutrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$).

La difficulté majeure réside dans le calcul du nombre $\nu(T)$, nombre moyen de déplacements induits par un PKA d'énergie cinétique T .

Deux approches calculatoires existent (Cuendet, 1998).

Approche par la dynamique moléculaire

Elle consiste à simuler au cours du temps de la manière la plus exacte possible (*méthode de Monte Carlo*) les cascades de déplacements en prenant en compte l'interaction à plusieurs corps, la position et la vitesse des atomes dans le réseau cristallin. Une telle simulation requiert la connaissance du potentiel d'interaction entre deux atomes (Vascon, 1997). Le temps caractéristique d'une cascade est de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-11} seconde.

Approche par modélisation : approche par collisions binaire (BCA : Binary Collision Approach)

Le problème est réduit à l'interaction entre deux entités : le projectile (neutron ou atome) et l'atome cible. Différents modèles ont été proposés :

- *Le modèle de Kinshin-Pease* suppose que le nombre d'atomes déplacés ou nombre de dpa $N_{\text{dpa}}(E)$ est proportionnel à l'énergie E de la particule incidente à condition que l'énergie E soit supérieure à l'énergie de seuil E_d : On a ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{ll} 0 < E < E_d & N_{\text{dpa}}(E) = 0 \\ E_d < E < 2E_d & N_{\text{dpa}}(E) = 1 \\ 2E_d & N_{\text{dpa}}(E) = \frac{E}{2E_d} \end{array} \right.$$

À titre d'exemple le tableau 7.3 donne des valeurs de E_d pour divers matériaux.

Tableau 7.3. Énergie de seuil E_d pour divers matériaux.

Matériaux	Énergies E_d (eV)
Aluminium	33,8
Cuivre	37,5
Acier	50,33
Titane	37,5
Vanadium	50
Tantale	68
Niobium	75

• *Le modèle de Lindhard*. Lindhard établit une équation régissant le nombre moyen de déplacements $v(E)$ engendrés par la particule incidente d'énergie E . Par ailleurs, il propose pour l'énergie de dommage E_D (c'est-à-dire l'énergie cédée au milieu engendrant les déplacements d'atomes) l'expression suivante :

$$E_D = \frac{E}{1 + kg(\epsilon)}$$

où k est une constante et $g(\epsilon)$ une fonction qui tend vers 0 lorsque ϵ (variable proportionnelle à E) tend vers 0.

• *Le modèle de Norgett, Robinson, Torrens* (1972). Ces trois auteurs proposent pour le nombre de dpa, $N_D(E)$, l'expression :

$$N_D(E) = \frac{\eta E_D}{2E_d}$$

où η est un coefficient pris égal à 0,8. On parle alors de *dpa NRT*.

Remarque importante : Les modèles indiqués ci-dessus s'appliquent à des milieux monoatomiques. Certains auteurs (Alberman *et al.*, 1989 ; Lesueur, 1981 ; Simeone, 1997) ont généralisé ces résultats à des milieux polyatomiques.

Ordres de grandeur

Le taux de dommages d'une gaine zircaloy d'un combustible REP est de l'ordre de 2 dpa.an⁻¹ et de l'ordre de $2,5 \times 10^{-3}$ dpa.an⁻¹ pour la cuve en acier du réacteur (Malouch, 2003).

Des valeurs de spectres de PKA et de dpa figurent dans Lott *et al.* (1973), Gabriel *et al.* (1976), Simeone (1997).

7.2. La concentration des radionucléides et grandeurs dérivées

La concentration des radionucléides caractérise l'évolution du milieu sous irradiation. Les concentrations sont gouvernées par des équations différentielles couplées, les équations généralisées de Bateman – on dit aussi *équations d'évolution*. La concentration d'un radionucléide à un instant donné résulte de phénomènes de transmutation par :

- des réactions nucléaires induites par les particules incidentes (neutrons, γ ...),
- des phénomènes de décroissance radioactive qui transforment un isotope d'une espèce dans une autre.

Ainsi, la résolution des équations différentielles d'évolution exige de disposer, en plus des sections efficaces, des données de décroissance radioactive (*decay data*) qui caractérisent les processus de désintégration ainsi que les rendements de fission relatifs aux différents isotopes fissiles.

Des grandeurs physiques d'intérêt dérivées de la concentration d'un radionucléide sont présentées dans le tableau 7.4 avec leurs unités respectives courantes.

Quelques-unes de ces grandeurs dérivées et de grandeurs physiques associées sont décrites ci-après.

Tableau 7.4. Grandeurs dérivées de la concentration d'un radionucléide.

Grandeurs physiques	Unités
Concentration de radionucléides ou concentration isotopique	Noyaux·cm ⁻³ , noyaux·g ⁻¹ , noyaux·t ⁻¹
Activité	Bq (curie* : ancienne unité)
Masse	g, kg, t
Puissances résiduelles α , β , γ	MeV·s ⁻¹ ·t ⁻¹ , W·t ⁻¹ , W·g ⁻¹
Taux de réaction	Réactions·cm ⁻³ ·s ⁻¹
Production de particules α , β , γ , neutron	Particules·cm ⁻³ ·s ⁻¹ Particules·g ⁻¹ ·s ⁻¹ Particules·t ⁻¹ ·s ⁻¹
Radiotoxicité	Sv·g ⁻¹

* 1 curie = $3,7 \times 10^{10}$ Bq.

Calcul de l'activité d'un isotope

L'activité $A(t)$ d'un isotope radioactif de concentration $N(t)$ à l'instant t est donnée par le produit de la constante de décroissance radioactive, λ , de cet isotope par $N(t)$:

$$A(t) = \lambda N(t) \quad (\text{bq} \cdot \text{cm}^{-3} \text{ ou } \text{bq} \cdot \text{g}^{-1} \text{ ou } \text{bq} \cdot \text{t}^{-1})$$

Ordre de grandeur

L'activité de l'empilement en graphite (environ 2000 tonnes) du réacteur Bugey-1 de la filière Uranium Naturel Graphite Gaz (UNGG), mis en service en avril 1972 et arrêté en mai en 1994 (puissance électrique : 540 MWe) est de l'ordre de 1×10^{16} Bq, 5 années après l'arrêt (on dit aussi : « après un temps de refroidissement de 5 ans »). Cette activité se répartie majoritairement entre trois isotopes : tritium (³H, de période 12,3 ans) : $8,5 \times 10^{15}$ Bq, carbone 14 (¹⁴C, de période 5730 ans) : $3,8 \times 10^{14}$ Bq, cobalt 60 (⁶⁰Co : de période 5,3 ans) : $2,3 \times 10^{15}$ Bq (Brésard *et al.*, 2000).

À l'instar du taux de réaction calculé à partir du flux scalaire des particules, la détermination de l'activité d'un isotope permet de calculer les sources de rayonnements induits par les différents processus radioactifs émetteurs de particules, bêta (β), alpha (α), gamma (γ) et neutrons dans le milieu irradié.

Calcul de la source gamma émise par un combustible irradié

Afin d'alléger les notations, dans les formules qui suivent, on a omis la variable d'espace \vec{r} définissant un point dans le milieu physique considéré.

Le nombre de γ , $S_{\gamma, i, k}(E_{\gamma, i, k}, t)$ émis à l'énergie $E_{\gamma, i, k}$ à l'instant t , par unité de temps et de masse (ou de volume) par un radionucléide d'espèce i est donné par l'expression :

$$S_{\gamma, i, k}(E_{\gamma, i, k}, t) = A_i(t) I_{\gamma, i, k}$$

avec :

$A_i(t)$: activité massique (ou volumique) du nucléide i à l'instant t considéré.

$I_{\gamma, i, k}$: intensité de la raie γ d'énergie $E_{\gamma, i, k}$.

Le nombre de particules α , $S_{\alpha, i, k}(E_{\alpha, i, k}, t)$ émises à l'énergie $E_{\alpha, i, k}$ par unité de temps et de masse (ou de volume) par un radionucléide d'espèce i , à l'instant t , est donné par l'expression :

$$S_{\alpha, i, k}(E_{\alpha, i, k}, t) = A_i(t) I_{\alpha, i, k}$$

avec :

$I_{\alpha, i, k}$: intensité de la raie correspondant à l'émission d'une particule α d'énergie $E_{\alpha, i, k}$.

Les spectres énergétiques d'émission β sont continus. Le nombre de particules β , $S_{\beta, i}(E_{\beta, i}, t)$ émises à l'énergie $E_{\beta, i}$ par unité de temps et de masse (ou de volume) par un radionucléide d'espèce i , à l'instant t , est donné par l'expression :

$$S_{\beta, i}(E_{\beta, i}, t) = A_i(t) I(E_{\beta, i})$$

avec :

$I(E_{\beta, i})$: nombre de β émis par unité d'énergie à l'énergie $E_{\beta, i}$ lors de la désintégration d'un radionucléide d'espèce i .

Calcul des puissances résiduelles α , β et γ dégagées par un combustible irradié

Les puissances résiduelles dégagées par un combustible irradié sont déduites de l'activité et des énergies moyennes α , β et γ , mises en jeu dans les processus de désintégration. À un radionucléide d'espèce i présentant, à l'instant t , une activité à la fois α , $A_{\alpha, i}(t)$, et β , $A_{\beta, i}(t)$, on associe les puissances résiduelles α , β et γ :

$$P_{\alpha, i}(t) = A_{\alpha, i}(t) \bar{E}_{\alpha, i}$$

$$P_{\beta, i}(t) = A_{\beta, i}(t) \bar{E}_{\beta, i}$$

$$P_{\gamma, i}(t) = A_i(t) \bar{E}_{\gamma, i}$$

$A_i(t) = A_{\alpha, i}(t) + A_{\beta, i}(t)$: activité totale du radionucléide i .

$\bar{E}_{\alpha, i}$: énergie moyenne libérée lors d'une désintégration α du radionucléide i .

$\bar{E}_{\beta, i}$: énergie moyenne libérée lors d'une désintégration β du radionucléide i .

$\bar{E}_{\gamma, i}$: énergie moyenne γ libérée lors d'une désintégration du radionucléide i , tous processus confondus.

Calcul de la puissance résiduelle due aux neutrons retardés

Les neutrons retardés contribuent également à la puissance résiduelle $P_{nr}(t)$ durant une certaine de secondes après l'arrêt du réacteur (Huynh, 1995) :

$$P_{nr}(t) = \sum_i \tau_{fi}(t) E_{fi} \rho 1,602 \times 10^{-13}$$

où :

t : temps après arrêt du réacteur.

$\tau_{fi}(t)$: taux de réaction de fission à l'instant t nombre de fission par cm^3 et par seconde relatif à l'isotope fissile d'espèce i présents dans le combustible. Ce taux de réaction est déterminé à partir du flux de neutrons retardés calculé à l'instant t par résolution d'une équation cinétique faisant intervenir le nombre de neutrons retardés émis lors d'une fission.

E_{fi} : énergie moyenne libérée par une fission d'un isotope de l'espèce i .

ρ : masse volumique ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$) du métal lourd dans l'oxyde.

$1,602 \times 10^{-13}$: facteur de conversion de MeV en J.

$P_{nr}(t)$: puissance dégagée par fission induite par les neutrons retardés en $\text{W}\cdot\text{g}^{-1}$ d'uranium métal.

Σ : signe de sommation sur tous les isotopes fissiles d'espèces i présents dans le combustible.

Calcul de la source de neutrons produits par fissions spontanées dans un combustible irradié

La production de neutrons $P_{fs, n, i}(t)$ par fission spontanée d'un isotope d'espèce i , à l'instant t , est donnée par l'expression :

$$P_{fs, n, i}(t) = A_i(t) (\lambda_{fs, i}/\lambda_i)v_i$$

avec :

$\lambda_{fs, i}$: constante de désintégration du noyau d'espèce i par fission spontanée.

λ_i : constante de désintégration du noyau d'espèce i tous phénomènes de désintégration pris en compte.

v_i : nombre moyen de neutrons émis lors d'une fission spontanée du noyau d'espèce i .

La caractérisation complète de cette source de neutrons nécessite d'affecter un spectre en énergie aux neutrons de fission spontanée, $S_{fsi}(E_n)$: nombre de neutrons produits à l'énergie E_n par unité d'énergie. La source de neutrons en fonction de l'énergie des neutrons émis est alors donnée par le produit :

$$Q_{fs, n, i}(E_n, t) = P_{fs, n, i}(t) S_{fsi}(E_n)$$

Calcul de la source de neutrons produits par réactions (α, n) dans un combustible irradié

Les réactions (α, n) se produisent en particulier sur les éléments légers comme par exemple l'oxygène 17 et l'oxygène 18 présents dans les combustibles oxydes UOx et MOx, ou encore les éléments légers des déchets vitrifiés.

La production de neutrons $P_{(\alpha n), i}(t)$ par réaction (α, n) associée à un isotope émetteur α d'espèce i , à l'instant t , est donnée par l'expression :

$$P_{(\alpha n), i}(t) = A_i(t) (\lambda_{(\alpha n), i}/\lambda_i)r_{(\alpha n), i}$$

avec :

$\lambda_{(\alpha n), i}$: constante de désintégration α du noyau d'espèce i .

$r_{(\alpha n), i}$: nombre de neutrons émis par réaction (α, n) lors du ralentissement des particules α émises par un isotope d'espèce i dans le milieu considéré (UO₂, PuO₂, SiO₂...).

$r_{(\alpha n), i}$ est également appelé *rendement* (α, n). Il peut être déterminé pour un α d'énergie donnée se ralentissant dans un milieu donné ou bien pour un isotope émetteur α donné et un milieu ralentisseur donné.

La caractérisation complète de cette source de neutrons nécessite d'affecter un spectre en énergie aux neutrons produits par la réaction (α, n), $S_{(\alpha n), i}(E_n)$: nombre de neutrons produits à l'énergie E_n par unité d'énergie. La source de neutrons en fonction de l'énergie des neutrons émis est alors donnée par le produit :

$$Q_{(\alpha n), i}(E_n, t) = P_{(\alpha n), i}(t) S_{(\alpha n), i}(E_n)$$

On désigne par k le facteur de multiplication effectif du combustible irradié (assemblage dans un château de transport par exemple : $k = 0,2$). Pour déterminer la source totale de neutrons, il faut tenir compte des fissions induites par les neutrons de fission spontanées et ceux issus des réactions (α, n) en multipliant les sources associées à ces deux phénomènes

et exprimées ci-dessus par le facteur $\frac{1}{1-k}$: $P_{tot, i}(t) = [P_{fs, n, i}(t) + P_{(\alpha n), i}(t)] \frac{1}{1-k}$.

Références

- Abderrahim H.Aït. (1990) *Mise au point d'un schéma de calcul et validation expérimentale pour la dosimétrie et l'échauffement γ dans les réacteurs à eau*, thèse doctorat en sciences, Université Paris-Sud Orsay.
- Abdou M.A., Gohar Y., Wright R.Q. (1978) *MACK-IV, A new version of MACK ; A program to calculate nuclear Response fonctions from data in ENDF/B format*, ANL/FPP-77-5 (Argonne National Laboratory, USA).
- AEN/OCDE (1996) *Report on computing radiation dose to reactor pressure vessel and internals – State of the Art*, NSC/DOC (96)5.
- Alberman A., Lesueur D. (1989) Détermination de fonctions de dommages pour les matériaux polyatomiques irradiés en réacteurs de recherche, in : H. Farrar IV, E.P. Lippincott eds., *Reactor Dosimetry : Methods, Applications, and Standardization*, ASTM STP 1001, (American Society for Testing Materials, Philadelphia), pp. 560-575.
- Albermann A. et al. (1983) *Expérience de dosimétrie « DOMPAC » - Simulation neutronique de la cuve d'un réacteur à eau pressurisée – Caractérisation des dommages d'irradiation*, rapport CEA-R-5217.
- Beraud G., Guillery P. (1982) *Le thermomètre γ – Nouvelle instrumentation fixe pour la mesure de puissance locale d'un réacteur PWR*, communication Congrès AIEA, AIEA-SM-265/63.
- Brésard I., Bonal J.P. (2000) *Caractérisation mécanique chimique et radiologique du graphite des réacteurs de la filière UNGG* (CEA/Direction de l'Énergie nucléaire).
- Cuendet P. (1998) *Développement et validation d'un schéma de calcul pour l'étude des systèmes spallateurs*, thèse Doctorat en Sciences physiques, Université Pierre et Marie Curie – Paris VI.
- de Choudens H., Troesch G. (1997) *Radioprotection dans les installations nucléaires* (Lavoisier Tec&Doc).
- Devillers C. (1977) *Cours de Protection, DEA Physique des Réacteurs nucléaires*, chapitre V.
- Duderstadt J.J., Martin W.R. (1979) *Transport Theory* (New York, John Wiley & Sons).
- Evans R.D. (1961) *Le noyau atomique*, (traduction française, Paris, Dunod) chap. 15.
- Fontana X. (1981) *Synthèse et simulation d'un filtre correcteur permettant la restitution de la puissance locale dans le cœur d'un PWR à partir du signal émis par un thermomètre γ* , thèse doctorat 3^e cycle, Université Paris-Sud Orsay.
- Huynh T.D. (1995) *Mise au point de la bibliothèque physique et développement du système PEPABAC (Progiciel FAKIR) à l'aide des codes PEPIN et APOLLO-1*, thèse de doctorat en sciences, Université Orsay – Paris XI, note CEA-N-2815.
- Gabriel T.A., Amburgey J.D., Greene N.M. (1976) Radiation Damage Calculations : Primary Knock-On Atom Spectra, Displacement Rates and Gas Production Rates, *Nuclear Science and Engineering*, **61**, 21-32.
- Gohar Y., Abdou M.A. (1978) *MACKLIB-IV, A Library of Nuclear Responses Functions Generated with the MACK-IV Computer Program from ENDF/B-IV*, ANL/FPP-TM-106 (Argonne National Laboratory, USA).
- Greenwood L.R., Smither R.K. (1985) *SPECTER : Neutron Damage Calculations for Material Irradiations*, ANL/FPP/TM-197 (Argonne National Laboratory, Illinois, USA).

- Hantouche C. (1984) *Le thermomètre γ , instrument de mesure de la puissance nucléaire du cœur d'un réacteur à eau légère*, thèse d'État ès sciences, Université scientifique et médicale de Grenoble-INPG.
- Lemaignan C. (2004) *Science des matériaux pour le nucléaire* (EDP Sciences).
- Lesueur D. (1981) Cascades de déplacements dans les solides polyatomiques, *Philosophical Magazine A*, **44** (4), 905-929.
- Lott M., Genthon J.P., Gervaise F., Mas P., Mogniot J.C., Nguyen V.D. (1973) Sections efficaces de dommages, *Nuclear Data in Science and Technology*, **1**, IAEA-SM-170/65, (IAEA Vienne), 89-126.
- Lux I., Koblinger L. (1991) *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations* (CRC Press).
- MacFarlane R. (1991, 1994, 1999) *The NJOY Nuclear Data Processing System* (Los Alamos National Laboratory, USA).
- Malouch F. (2003) *Accroissement du flux rapide local pour des expériences de dommages dans un réacteur de recherche*, thèse de doctorat en sciences, Conservatoire National des Arts et Métiers, rapport CEA-R-6034.
- Norgett M.J., Robinson M.T., Torrens I.M. (1972) *Une méthode de calcul du nombre de déplacements atomiques dans les métaux irradiés*, rapport CEA-R-4389.
- Odette G.R., Doiron D.R. (1976) Neutron-energy dependent defect production cross sections for fission and fusion applications, *Nuclear Technology, Material*, **29**, 346-368.
- Patarin L. (2002) *Le cycle du combustible nucléaire* (EDP Sciences/INSTN).
- Portal G. (1978) *Étude et développement de la dosimétrie par radiothermoluminescence*, thèse d'État ès sciences, Université Paul Sabatier de Toulouse.
- Proceedings of the 10th International Symposium on Reactor Dosimetry – Radiation metrology and assessment*, 12-17 september 1999 (Osaka, Japan).
- Reuss P., Bussac J. (1985) *Traité de neutronique*, 2^e éd. (Paris, Hermann).
- Simeone D., Hablot O., Micalet V., Bellon P., Serruys Y. (1997) Contribution of recoil atoms to irradiation damage in absorber materials, *Journal of Nuclear Materials*, **246**, 206-214.
- Vascon R. (1997) *Cascades de déplacements atomiques dans le Fer- α Simulation par la dynamique moléculaire*, thèse de doctorat en sciences physiques, Université Paris XI-Orsay, rapport CEA-R-5755.
- Wattenberg A. (1947) Photo-neutron sources and the Energy of the Photos-neutrons, *Physical Review*, **11** (8), 497.

8

Les sources de rayonnements

*Cheikh M'Backé Diop, Tan Dat Huynh,
Maurice Chiron*

Introduction

Les sources de rayonnements présentées ci-après concernent essentiellement *les réacteurs nucléaires et le cycle du combustible* qui lui est associé.

Les principales sources de rayonnements sont décrites en précisant les processus physiques mis en jeu, en identifiant les isotopes impliqués, en fournissant des indications sur leur importance relative et leurs propriétés énergétiques.

Cette caractérisation des sources de rayonnements est nécessaire pour déterminer les différentes grandeurs physiques qui rendent compte de leurs effets et donc pour prendre des mesures pour protéger les personnes et limiter les dommages dans les matériaux : débit de dose, activité, radiotoxicité, chaleur résiduelle, échauffements, etc. (voir chapitres 6 et 7). À cet égard, il faut souligner le rôle fondamental joué par *l'inventaire radiologique*, c'est-à-dire la composition isotopique des matériaux irradiés (combustible, structures, fluides de l'installation...) au cours du temps. On regroupe souvent sous le vocable de *terme source* les concentrations isotopiques et certaines des grandeurs physiques précitées qui en sont dérivées.

Les principaux phénomènes à considérer, ayant comme point de départ la fission, sont indiqués sur la figure 8.1. Les figures 8.2 et 8.3 montrent respectivement la localisation des sources de rayonnements dans un réacteur en fonctionnement et à l'arrêt (Devillers, 1977) :

- Le combustible irradié, sorti du cœur du réacteur, reste émetteur de rayonnements. Il est stocké pendant une durée variable dans une piscine dans laquelle il « refroidit ».
- Son acheminement dans un autre lieu, l'usine de retraitement par exemple, s'effectue dans des châteaux de transport ou emballages de transport (*shipping cask*) conçus à cet effet.
- Dans un entreposage ou un stockage de déchets la matière radioactive, émettrice de rayonnements, est confinée dans un conteneur selon divers procédés en fonction du type de déchets.
- Le démantèlement d'un réacteur nucléaire (et plus généralement d'une installation nucléaire) requiert également une connaissance des sources de rayonnements présentes dans les différentes structures de l'installation après l'arrêt définitif du réacteur et l'évacuation de son combustible. Dans ce type de configuration, ces sources de rayonnements proviennent de deux processus :
 - l'activité résiduelle des matériaux activés par les neutrons durant la période de fonctionnement du réacteur,

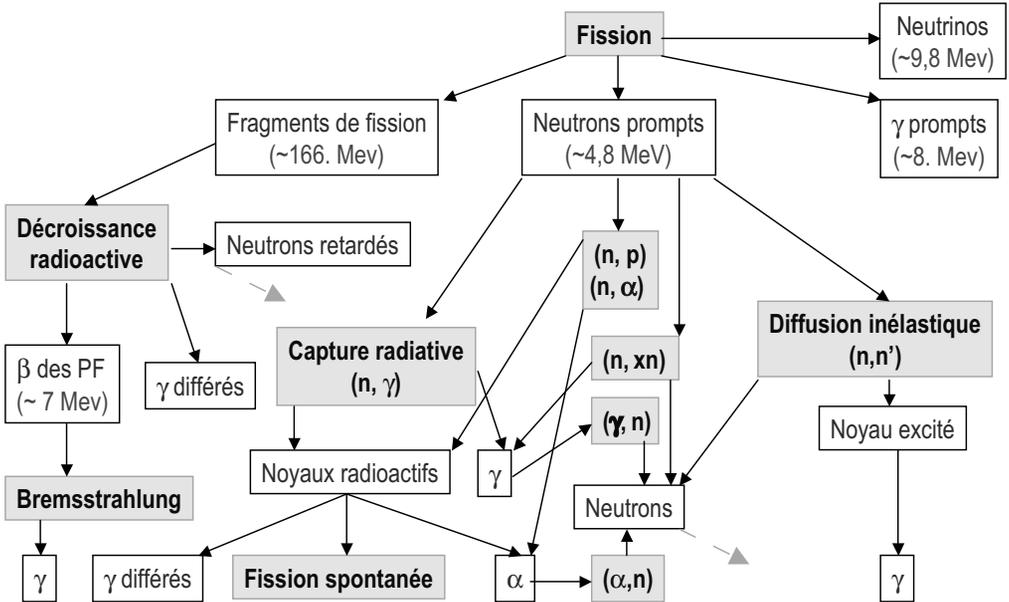


Figure 8.1. Les différentes sources de rayonnements issues de la fission.

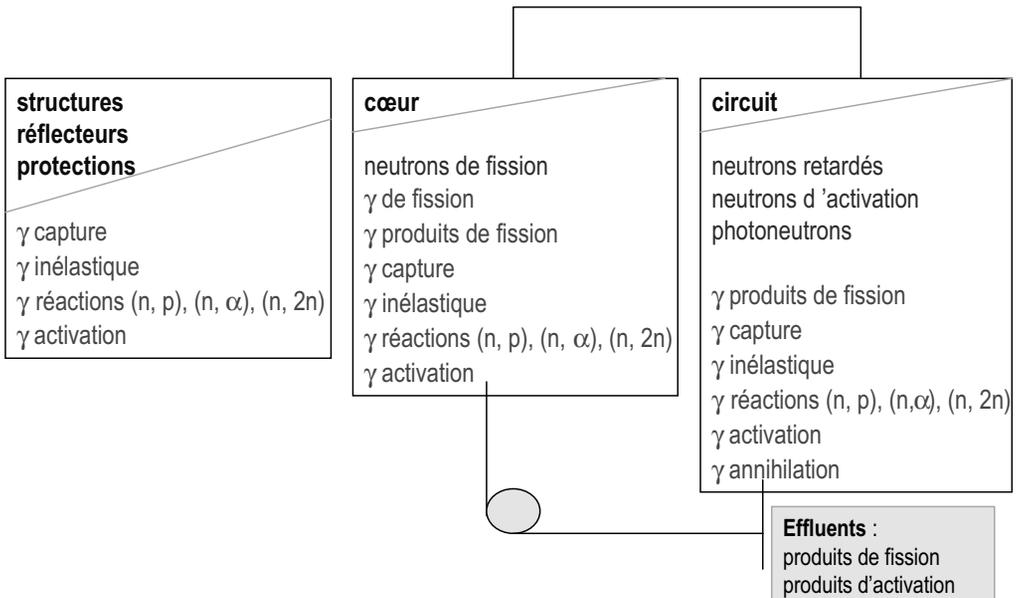


Figure 8.2. Localisation des sources de rayonnements dans un réacteur en fonctionnement.

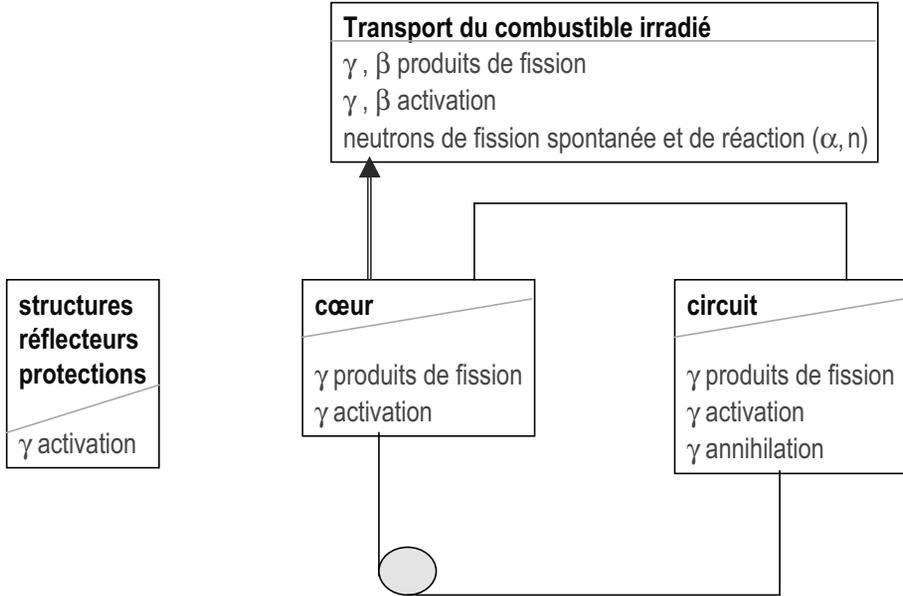


Figure 8.3. Localisation des sources de rayonnements dans un réacteur à l'arrêt.

– la contamination due à l'activation neutronique de produits de corrosion et d'érosion transportés et déposés en différents lieux par le fluide de refroidissement par exemple ou encore à la dispersion de produits radioactifs du combustible (produits de fission gazeux par exemple s'étant échappés lors d'une rupture de gaine)...

Dans la suite, on présente successivement les sources primaires de rayonnements directement émis lors de la fission d'un noyau lourd et les sources secondaires de rayonnements résultant de l'interaction avec la matière des particules émises lors du processus de fission. Est ensuite abordé l'aspect inventaire isotopique dans le cas des déchets nucléaires. Les deux derniers paragraphes fournissent quelques données sur les sources de rayonnements dans d'autres types d'installations : les tokamaks ou machines dédiées à la fusion thermonucléaire, les accélérateurs et les dispositifs à spallation.

8.1. Les sources primaires de rayonnements

Celles-ci sont directement libérées par le phénomène de fission. Elles comportent les neutrons prompts de fission, les neutrons retardés, les γ prompts de fission, les particules α , β et γ des noyaux lourds et des produits de fission.

Dans le processus de fission d'un noyau d'uranium 235 induit par un neutron thermique, l'énergie (en MeV) produite se répartit de la manière suivante (tableau 8.1)¹.

Une répartition analogue de l'énergie produite dans le processus de fission induit par un neutron est établie pour l'²³³U, l'²³⁵U, l'²³⁸U, le ²³⁹Pu, le ²⁴¹Pu.

¹ Évaluation américaine des données nucléaires ENDF/B6 (<http://www.nea.fr>).

Tableau 8.1. Répartition de l'énergie de fission relative à la fission induite par neutron de ^{235}U .

Produit de fission	Énergie (MeV)
Fragments de fission	169,12
Neutrons prompts	4,79
Neutrons retardés	$7,4 \times 10^{-3}$
γ prompts	6,97
γ retardés	6,33
β retardés	6,5
Neutrinos	8,75
Total	202,47

8.1.1. Neutrons prompts de fission

Leur distribution en énergie, $N(E)$ (E : énergie des neutrons), est donnée par le *spectre de Watt* à deux paramètres A et B dépendant de chaque type d'isotopes fissiles (Figure 8.4) :

$$N(E) = C \exp(-AE) \operatorname{sh} \sqrt{BE} \quad (\text{neutrons} \cdot \text{fissions}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1})$$

C est la constante de normalisation à l'unité du spectre de Watt :

$$C = 2 \exp \{-B/(4A)\} A^{3/2}/(\pi B)^{-1/2}$$

L'énergie moyenne des neutrons émis selon ce spectre est alors donnée par l'expression :

$$E_{\text{moy}} = (1/A) \{3/2 + B/(4A)\}$$

Le tableau 8.2 ci-après fournit un exemple des valeurs des constantes A et B du spectre de Watt, de l'énergie moyenne des neutrons émis par fission et du nombre moyen de neutrons émis par fission induite de deux isotopes fissiles, l'uranium 235 et le plutonium 239, dans le domaine d'énergie thermique. On suppose que les neutrons sont émis de manière isotrope.

Le tableau 8.3 illustre la répartition en énergie des neutrons de fission (Jaeger, 1968).

8.1.2. Neutrons retardés

Ce sont des neutrons émis par certains produits de fission appelés pour cette raison « précurseurs » : $^{85}_{33}\text{As}$, $^{87}_{35}\text{Br}$, $^{88}_{35}\text{Br}$, $^{89}_{35}\text{Br}$, $^{90}_{35}\text{Br}$, $^{87}_{35}\text{Br}$, $^{93}_{37}\text{Rb}$, $^{94}_{37}\text{Rb}$, $^{137}_{53}\text{I}$, $^{138}_{53}\text{I}$. Ainsi, le brome 87 et l'iode 137 donnent lieu aux désintégrations suivantes :



On considère que ces neutrons sont émis de manière isotrope. Leurs énergies sont comprises entre 250 keV et 520 keV. Dans la pratique, ils sont rassemblés dans des groupes définis à partir du critère « période des précurseurs » comme le montre le tableau 8.4 dans le cas de l'uranium 235.

Les neutrons retardés représentent environ 1 % des neutrons émis par fission. Outre leur rôle déterminant pour le pilotage d'un réacteur (cinétique) :

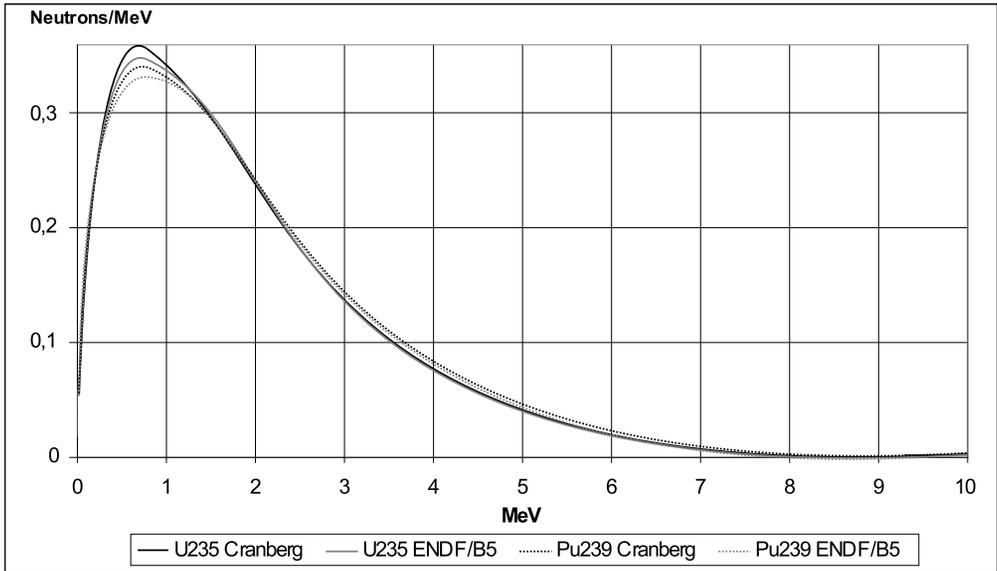


Figure 8.4. Spectres des neutrons de fission (fission induite par un neutron thermique) de l'uranium 235.

Formule de Watt avec coefficients de Cranberg (^{235}U : $A = 1,03627$, $B = 2,29$; ^{239}Pu : $A = 1,02$, $B = 2,495$) et coefficients de l'évaluation américaine de données nucléaires ENDF/B5 (^{235}U : $A = 1,012$, $B = 2,249$; ^{239}Pu : $A = 1,035$, $B = 2,842$). A et B en MeV^{-1} .

Tableau 8.2. Exemples de valeurs des constantes A et B du spectre de Watt. Pour un même isotope fissile ces valeurs diffèrent selon les auteurs.

Noyau fissile	A (MeV^{-1})	B (MeV^{-1})	E_{moy} (MeV)	ν
^{235}U	1,012	2,249	2,01	2,43
^{239}Pu	1,035	2,842	2,11	2,88

A et B : valeurs issues de ENDF/B5 ; ν : valeurs issues de Wagemans (1991).

E_{moy} : Énergie moyenne des neutrons émis par fission.

ν : nombre moyen de neutrons émis par fission.

– ils provoquent de l'activation (incidence potentielle sur les opérations de déchargement du combustible du réacteur),

– ils jouent aussi un rôle dans les techniques mises au point pour effectuer les contrôles non destructifs dans l'industrie nucléaire : détection de rupture de la gaine d'un crayon combustible (RNG 3, 1990), dosages de matière fissile contenue dans des colis (Lyoussi, 1994).

Les neutrons retardés contribuent également à la puissance résiduelle durant une centaine de secondes après l'arrêt du réacteur (Tobias, 1980 ; Huynh, 1996). Au temps de refroidissement de 0,1 seconde (temps compté à partir de l'arrêt du réacteur), ils peuvent représenter plus de 60 % de la puissance résiduelle. Dans les dix premières secondes après l'arrêt du réacteur, leur contribution est supérieure à celle des produits de fission. Elle n'est plus que de quelques millièmes de la puissance résiduelle totale à 100 s de temps de refroidissement.

Tableau 8.3. Distribution en énergie des neutrons de fission. Normalisation à 1 fission et à l'unité.

<i>E</i> : Énergie des neutrons (MeV)	Fraction du nombre de neutrons d'énergie > <i>E</i>	Énergie correspondante (MeV)
0,00	1,0	1,98
0,25	0,948	1,973
0,50	0,867	1,942
0,75	0,779	1,887
1,00	0,690	1,810
1,25	0,606	1,715
1,50	0,528	1,608
1,75	0,457	1,493
2,00	0,394	1,374
2,50	0,288 4	1,138
3,00	0,208 2	0,919
3,50	0,148 6	0,726
4,50	0,073 6	0,430
5,00	0,051 2	0,324
5,50	0,035 44	0,241
6,00	0,024 39	0,178
6,50	0,016 69	0,130
7,00	0,011 38	$9,41 \times 10^{-2}$
7,50	$7,72 \times 10^{-3}$	$6,76 \times 10^{-2}$
8,00	$5,22 \times 10^{-3}$	$4,83 \times 10^{-2}$
8,50	$3,52 \times 10^{-3}$	$3,43 \times 10^{-2}$
9,00	$2,364 \times 10^{-3}$	$2,42 \times 10^{-2}$
9,50	$1,583 \times 10^{-3}$	$1,70 \times 10^{-2}$
10,00	$1,058 \times 10^{-3}$	$1,187 \times 10^{-2}$
10,50	$7,05 \times 10^{-4}$	$8,25 \times 10^{-3}$
11,00	$4,686 \times 10^{-4}$	$5,72 \times 10^{-3}$
11,50	$3,108 \times 10^{-4}$	$2,714 \times 10^{-3}$
12,00	$2,058 \times 10^{-5}$	$1,271 \times 10^{-3}$
13,00	$8,97 \times 10^{-5}$	$1,271 \times 10^{-3}$
14,00	$3,88 \times 10^{-5}$	$5,88 \times 10^{-4}$
15,00	$1,67 \times 10^{-5}$	$2,69 \times 10^{-4}$
16,00	$7,10 \times 10^{-6}$	$1,22 \times 10^{-4}$
17,00	$3,00 \times 10^{-6}$	$5,48 \times 10^{-5}$
18,00	$1,26 \times 10^{-6}$	$2,44 \times 10^{-5}$

Tableau 8.4. Principales données des neutrons retardés, émis dans la fission thermique de ^{235}U (Barjon, 1993 ; voir aussi Wagemans, 1991 ; Huynh, 1996).

Les évaluations JEF-2.2 et ENDF/B6 fournissent des données relatives aux neutrons retardés respectivement pour 158 et 270 précurseurs.

Groupe	Précurseurs				Neutrons émis		
	Isotopes dominants	Constante radioactive λ (s^{-1})	Vie moyenne τ (s)	Période $T_{1/2}$ (s)	Nombre neutrons par fission	Fraction β (p.c.m : 10^{-5})	Énergie moyenne \bar{E} (MeV)
1	^{87}Br	0,012 4	80,4	55,7	0,005 2	21	0,250
2	^{137}I , ^{88}Br	0,030 5	32,8	22,72	0,003 46	142	0,460
3	^{138}I , ^{89}Br	0,112	8,9	6,2	0,003 10	123	0,405
4	^{139}I , ^{90}Br	0,301	3,3	2,3	0,006 24	257	0,450
5	^{140}I	1,14	0,88	0,61	0,001 82	75	0,520
6		3,01	0,33	0,23	0,000 66	27	
Total					0,015 8	0,006 5	

8.1.3. Gamma prompts de fission

Ce sont les γ émis concomitamment au processus de fission. Leur émission est supposée isotrope. Leur répartition en énergie dans le cas d'une fission induite par neutron sur l'uranium 235 est indiquée dans le tableau 8.5.

Tableau 8.5. Nombre de γ prompts de fission émis normalisé à 1 fission¹.

Énergies limites (MeV)		Énergie moyenne (MeV)	Nombre de γ ^{235}U	Nombre de γ ^{239}Pu
0,506	0,75	0,628	2,59	2,96
0,75	1,25	1,0	1,59	1,49
1,25	1,75	1,5	0,748	0,68
1,75	2,25	2,0	0,346	0,34
2,25	2,75	2,5	0,211	0,22
2,75	3,5	3,125	0,169	0,19
3,5	4,5	4,0	0,0896	0,11
4,5	5,5	5,0	0,0313	0,045 7
6,5	5,5	6,0	0,0155	0,017 5
6,5	7,5	7,0	$6,2 \times 10^{-3}$	$5,7 \times 10^{-3}$
7,5	8,5	8,0	$5,9 \times 10^{-4}$	$1, \times 10^{-3}$

1. Valeurs indicatives provenant d'un traitement des données de l'évaluation de données nucléaires américaine ENDF/B4 (VITAMIN-C 171 neutron, 36 γ -ray group cross-sections, DLC 41, ORNL-RSIC-37).

Des formules approximatives, fondées sur des mesures, ont été proposées par Goldstein (Jaeger, 1968, p. 76) pour déterminer le spectre de γ prompts de fission :

$$N(E) = 8 \exp(-1,1 E)$$

avec :

- E : énergie du γ en MeV,
- $N(E)$: nombre de γ émis par fission et par MeV ($\text{gamma-fission}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$).

8.1.4. Gamma, les alpha et les bêta des produits de fission et des noyaux lourds

Dans le combustible d'un réacteur REP, plus de 700 produits de fission et une centaine de noyaux lourds (ou actinides) sont formés par capture stérile des neutrons. Dans l'évaluation internationale JEF-2.2, des données existent pour 762 produits de fission et 123 noyaux lourds. Il s'agit notamment des processus de désintégration, des périodes correspondantes, des rendements de fission, des énergies de désintégrations, des spectres des γ , des α et des β produits. Ces nombres sont portés respectivement à 1300 et 843 dans JEFF-3. Les particules α sont émises quasi exclusivement par les noyaux lourds ; les exceptions sont les produits de fission suivants : le cérium 142, l'osmium 147, l'osmium 148, l'osmium 149 et le gadolinium 152. Les β sont émis à la fois par les produits de fission et les actinides. Les γ émis accompagnent en général les deux processus de désintégration α et β .

Les principaux noyaux fissiles (on dit aussi « systèmes fissiles ») auxquels correspondent des valeurs tabulées de rendements (rendement indépendant et rendement cumulé) de produits de fission sont : ^{232}Th , ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{238}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , ^{242}MAm , ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{243}Cm , ^{244}Cm , ^{245}Cm , ^{252}Cf .

Deux grandeurs physiques importantes sont associées aux phénomènes radioactifs dont un combustible irradié est le siège : les spectres énergétiques d'émission de rayonnements et l'énergie dégagée par ces rayonnements appelée *puissance résiduelle* (*decay heat*, figure 8.5).

8.1.4.1. Spectres gamma

Une fission induite par un neutron d'un noyau d'uranium 235 (fission élémentaire de l'uranium 235) conduit à l'émission retardée (on dit aussi différée) de γ selon un spectre s'étalant entre 0 et 8 MeV. Le qualificatif « retardée » (ou « différée ») signifie que ces γ sont émis lors des désintégrations β des produits de fission. Le tableau 8.6 fournit les valeurs de ce spectre dans le cas d'une fission induite par un neutron thermique d'un noyau d'uranium 235, à un temps de 0,1 s après la fission.

Ce spectre est un peu modifié si la fission est induite par un neutron rapide. Il présente aussi des valeurs différentes selon la nature de l'isotope subissant la fission induite (^{235}U , ^{239}Pu ...).

Lorsque la capture du neutron est stérile (expression signifiant que l'interaction du neutron avec un noyau d'uranium 235 ou de plutonium 239 par exemple n'a pas conduit à la fission) il se forme un nouveau noyau lourd en général instable radioactif α et/ou β . Les désintégrations de ces noyaux s'accompagnent généralement d'une émission de γ .

Le spectre global des γ émis par un combustible irradié comporte de nombreuses raies d'énergie (plus de 10 000) de sorte que, dans la pratique, il est souvent représenté comme un spectre continu constant par plage (ou groupe) d'énergie. Ce spectre varie relativement peu après quelques heures d'irradiation (Tsilanzara *et al.*, 2000).

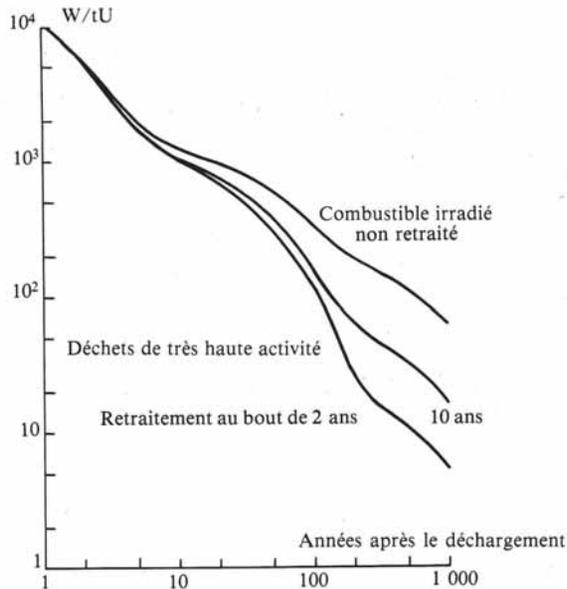


Figure 8.5. Décroissance de la puissance thermique dans un combustible irradié de réacteur REP et dans les déchets de très haute activité issus de son retraitement (Lefèvre, 1986).

Dans la pratique, pour un combustible irradié on détermine fréquemment la puissance γ émise, c'est-à-dire, l'énergie des γ émise par unité de temps et par unité de masse de métal lourd (en MeV par seconde par tonne de métal lourd par exemple) dans un découpage énergétique donné du domaine 0 – 8 MeV. On en déduit le spectre des γ émis :

- soit le nombre de γ émis dans chaque groupe d'énergie en divisant par l'énergie médiane du groupe,
- soit le nombre de γ émis par unité d'énergie dans chaque groupe d'énergie en divisant par la largeur en énergie du groupe.

Les valeurs de cette énergie des γ émise montre que les γ d'énergies plus élevées apparaissent aux temps courts de refroidissement. L'émission γ due aux produits de fission représente la majeure partie de l'émission γ totale (produits de fission et noyaux lourds). Aux temps très courts, de très nombreux produits de fission contribuent à l'émission γ . À titre d'illustration, pour un combustible UO_2 enrichi à 3,25 % en uranium 235 d'une puissance spécifique de 38,25 W/g, irradié à 33 000 MWj/t, une estimation de l'énergie des γ émise montre que les produits de fission qui contribuent à plus de 1 % à celle-ci sont : ^{89}Kr , ^{91}Rb , ^{93}Sr , ^{94}Sr , ^{96m}Y , ^{101}Zr , ^{100}fNb , ^{101}Mo , ^{103}Mo , ^{105}Mo , ^{104}Tc , ^{106}Tc , ^{133m}Te , ^{132}fI , ^{134}I , ^{135}I , ^{136}I , ^{138}Xe , ^{138}Cs , ^{140}Cs , ^{142}La , ^{144}La (F : état fondamental ; m : état métastable).

Ainsi par exemple, en fin du palier d'irradiation (temps de refroidissement = 0 s), le ^{138}fCs émet $1,7 \times 10^{17} \text{ MeV} \cdot \text{s}^{-1}$, énergie qui représente 2,55 % de l'énergie totale émise : $6,7 \times 10^{18} \text{ MeV} \cdot \text{s}^{-1}$. Le spectre d'émission γ de cet isotope est donné dans le tableau 8.7.

Tableau 8.6. Spectre des γ retardés au temps 0,1 s après la fission d'un noyau d'uranium 235. Normalisation à 1 fission induite par un neutron thermique¹.

Bornes découpage (MeV)		Spectre γ (MeV·s ⁻¹)	% du total	Nombre γ	% du total	Énergie γ moyenne (MeV)
0,0000	$7,1300 \times 10^{-2}$	$1,1288 \times 10^{-3}$	0,23	$3,2251 \times 10^{-2}$	4,39	0,0350
$7,1300 \times 10^{-2}$	$1,0550 \times 10^{-1}$	$1,2179 \times 10^{-3}$	0,25	$1,2709 \times 10^{-2}$	1,73	0,0958
$1,0550 \times 10^{-1}$	$1,5620 \times 10^{-1}$	$1,1406 \times 10^{-2}$	2,33	$8,9168 \times 10^{-2}$	12,15	0,1279
$1,5620 \times 10^{-1}$	$2,3120 \times 10^{-1}$	$1,5177 \times 10^{-2}$	3,10	$8,1144 \times 10^{-2}$	11,05	0,1870
$2,3120 \times 10^{-1}$	$3,4230 \times 10^{-1}$	$1,4113 \times 10^{-2}$	2,89	$4,9264 \times 10^{-2}$	6,71	0,2865
$3,4230 \times 10^{-1}$	$5,0660 \times 10^{-1}$	$4,4341 \times 10^{-2}$	9,07	$1,1121 \times 10^{-1}$	15,15	0,3987
$5,0660 \times 10^{-1}$	$7,5000 \times 10^{-1}$	$8,2233 \times 10^{-2}$	16,82	$1,3338 \times 10^{-1}$	18,17	0,6165
$7,5000 \times 10^{-1}$	1,2500	$1,2281 \times 10^{-1}$	25,12	$1,2758 \times 10^{-1}$	17,38	0,9626
1,2500	1,7500	$5,1060 \times 10^{-2}$	10,44	$3,6022 \times 10^{-2}$	4,91	1,4174
1,7500	2,2500	$7,4465 \times 10^{-2}$	15,23	$3,7890 \times 10^{-2}$	5,16	1,9653
2,2500	2,7500	$2,5284 \times 10^{-2}$	5,17	$1,0306 \times 10^{-2}$	1,40	2,4535
2,7500	3,5000	$2,6173 \times 10^{-2}$	5,35	$8,5910 \times 10^{-3}$	1,17	3,0465
3,5000	4,5000	$1,4999 \times 10^{-2}$	3,07	$3,6773 \times 10^{-3}$	0,50	4,0788
4,5000	5,5000	$3,5068 \times 10^{-3}$	0,72	$7,1272 \times 10^{-4}$	0,10	4,9203
5,5000	6,5000	$9,4805 \times 10^{-4}$	0,19	$1,6374 \times 10^{-4}$	0,02	5,7899
6,5000	7,5000	$1,6574 \times 10^{-5}$	0,00	$2,3717 \times 10^{-6}$	0,00	6,9882
TOTAL :		$4,8888 \times 10^{-1}$	100,00	$7,3406 \times 10^{-1}$	100,00	

1. Valeurs obtenues avec un code de calcul comme DARWIN/PEPIN2 (cf. A. Tsilianzara et al., 2000). Voir aussi Henri de Choudens, Gilbert Troesch, *Radioprotection dans les installations nucléaires*, Paris, Lavoisier TEC & DOC, 1997, pp. 284-288.

Parmi les actinides, seuls ²³⁹U et ²³⁹Np ont un apport du même ordre de grandeur (quelques pour cents).

Au bout de cinq jours de refroidissement, les produits de fission dominant l'émission γ sont : ⁹⁵Zr (10,57 %), ⁹⁵Nb (11,64 %), ¹⁰³Fu (6,61 %), ¹⁰⁶Rh (1,08 %), ¹³¹I (2,41 %), ¹³²Te (1,05 %), ¹³²I (10,57 %), ¹⁴⁰Ba (2,21 %), ¹⁴⁰La (31,66 %), ¹⁴¹Ce (1,04%), ¹³⁴Cs (2,22 %), ¹⁴⁴Pr (0,33 %).

Au bout d'une année de refroidissement, les produits de fission dominant l'émission γ sont : ⁹⁵Zr (5,64 %), ⁹⁵Nb (12,73 %), ¹⁰⁶Rh (14,50 %), ^{110m}Ag (1,01 %), ¹²⁵Sb (1,20 %), ¹³⁴Cs (41,99 %), ^{137m}Ba (13,81 %), ¹⁴⁴Ce (2,40 %), ¹⁴⁴Pr (3,58 %), ¹⁵⁴Eu (2,62 %).

Au bout de dix années de refroidissement, les produits de fission dominant l'émission γ sont : ¹²⁵Sb (0,83 %), ¹³⁴Cs (13,88 %), ^{137m}Ba (76,21 %), ¹⁵⁴Eu (8,63 %).

Au bout d'une année de refroidissement, les isotopes lourds dominant l'émission γ associée à la désintégration des actinides sont : ²³⁹Np, ²³⁸Pu, ²⁴¹Pu, ²⁴¹Am, ²⁴²Cm, ²⁴⁴Cm.

Tableau 8.7. Spectre des γ émis par le césium 138 formé dans un combustible UOX enrichi à 3,25 % en uranium 235, à un taux de combustion de 33000 MWj/t (temps de refroidissement de 0 s).

Groupes d'énergie Bornes en MeV		Énergie γ émise (MeV·s ⁻¹)
0,0000	$7,1300 \times 10^{-2}$	$1,5540 \times 10^{13}$
$1,0550 \times 10^{-1}$	$1,5620 \times 10^{-1}$	$1,5913 \times 10^{14}$
$1,5620 \times 10^{-1}$	$2,3120 \times 10^{-1}$	$3,9152 \times 10^{14}$
$2,3120 \times 10^{-1}$	$3,4230 \times 10^{-1}$	$8,9668 \times 10^{13}$
$3,4230 \times 10^{-1}$	$5,0660 \times 10^{-1}$	$1,1920 \times 10^{16}$
$5,0660 \times 10^{-1}$	$7,5000 \times 10^{-1}$	$4,5518 \times 10^{15}$
$7,5000 \times 10^{-1}$	1,2500	$2,7518 \times 10^{16}$
1,2500	1,7500	$8,3098 \times 10^{16}$
1,7500	2,2500	$2,5676 \times 10^{16}$
2,2500	2,7500	$1,5681 \times 10^{16}$
2,7500	3,5000	$1,4359 \times 10^{15}$
3,5000	4,5000	$1,7612 \times 10^{14}$

Au temps de refroidissement d'une année, l'émission γ due aux actinides est encore 10 000 fois inférieure à celle des produits de fission.

Il faut mentionner aussi la formation du thallium 208 qui émet un γ d'une énergie particulièrement élevée : 2,61 MeV. Cet isotope est à considérer, en particulier en présence de la chaîne du thorium.

8.1.4.2. Spectres des particules α et β

Qu'il s'agisse des produits de fission ou des noyaux lourds, les β sont émis selon un spectre continu en énergie. L'énergie maximale des β peut atteindre plusieurs MeV. Leur spectre s'obtient à l'aide d'un formalisme fondé sur la théorie de Fermi de l'émission β (Evans, 1961). Les évaluations de données nucléaires fournissent les données requises pour déterminer ces spectres β .

Les spectres d'émission α sont constitués de raies dont l'énergie atteint de l'ordre de 6 MeV. L'énergie maximale des β peut atteindre plusieurs MeV.

Les tableaux A 3.1 à A 3.7 de l'Annexe 3 fournissent quelques caractéristiques des émissions α , β et γ de certains actinides : rapports de branchement, énergies moyennes des particules émises.

8.1.4.3. Puissances résiduelles

Les puissances résiduelles dégagées par un combustible irradié sont déduites de l'activité et des énergies moyennes α , β et γ , mises en jeu dans les processus de désintégration (Patarin, 2002).

Pour un combustible UO₂ et un combustible MOX irradiés à 45 000 MWj/t, les tableaux 8.8 et 8.9 montrent comment les puissances résiduelles γ , β et α évoluent en fonction du temps de refroidissement (valeurs indicatives).

Tableau 8.8. Puissances résiduelles γ , β et α pour des combustibles UOX irradié à 35 000 MWj/t et MOX irradié à 45 000 MWj/t – Temps de refroidissement 0,1 s.

Cas : temps de refroidissement 0,1 seconde	W·t ⁻¹	
Combustibles irradiés à 45 000 MWj/t	UOX 3,25 %	MOX
Produits de fission et actinides	2,2919 × 10 ⁶	2,2351 × 10 ⁶
Produits de fission	2,1599 × 10 ⁶	2,0969 × 10 ⁶
Puissance β	1,1553 × 10 ⁶	1,1319 × 10 ⁶
Puissance γ	1,0046 × 10 ⁶	9,6505 × 10 ⁵
Actinides sauf (²³⁹ U et ²³⁹ Np)	2,0392 × 10 ³	2,5103 × 10 ⁴
Puissance α	2,0308 × 10 ³	2,5034 × 10 ⁴
Puissance β	7,1372	5,3682 × 10
Puissance γ	1,2723	1,5980 × 10
²³⁹ U et ²³⁹ Np	1,2994 × 10 ⁵	1,1309 × 10 ⁵
Puissance β	9,6642 × 10 ⁴	8,4105 × 10 ⁴
Puissance γ	3,3301 × 10 ⁴	2,8982 × 10 ⁴

Tableau 8.9. Puissances résiduelles γ , β et α pour des combustibles UOX et MOX irradiés à 45 000 MWj/t – Temps de refroidissement 1 an.

Cas : temps de refroidissement 1 an	W·t ⁻¹	
Combustibles irradiés à 45 000 MWj/t	UOX 3,7 %	MOX
Produits de fission et actinides	1,3006 × 10 ⁴	2,1436 × 10 ⁴
Produits de fission	1,1950 × 10 ⁴	1,3442 × 10 ⁴
Puissance β	8,6087 × 10 ³	9,8881 × 10 ³
Puissance γ	3,3411 × 10 ³	3,5534 × 10 ³
Actinides sauf (²³⁹ U et ²³⁹ Np)	1,0561 × 10 ³	7,9945 × 10 ³
Puissance α	1,0487 × 10 ³	7,9570 × 10 ³
Puissance β	6,5965	3,1214 × 10
Puissance γ	8,0843 × 10 ⁻¹	6,1874

Au-delà d'une quinzaine de jours de temps de refroidissement, la contribution de la chaîne uranium 239 et neptunium 239 à la puissance résiduelle totale devient négligeable.

8.2. Sources secondaires

Les sources secondaires sont essentiellement constituées par les γ de capture radiative des neutrons, les γ des réactions inélastiques, les particules α , β et γ provenant des produits d'activation, les neutrons produits par réactions (α , n), par fission spontanée ainsi que par réactions photonucléaires. Ces neutrons induisent des fissions dans la matière fissile et donc la production de neutrons de fission

8.2.1. Gamma de capture radiative des neutrons (n , γ)

Ces γ ont des énergies pouvant atteindre 10 MeV. Le tableau A 3.2 de l'Annexe 3 en fournit le spectre pour différents isotopes d'intérêt rencontrés dans le combustible (uranium...), les matériaux de structure (aciers : fer chrome, nickel, manganèse...), les matériaux de protection (béton : oxygène, hydrogène, silicium, calcium...).

La capture neutronique sur le bore 10 constitue un cas particulier, car l'émission photonique se réduit à un γ d'une énergie de 0,477 MeV.

La valeur particulièrement élevée de sa section efficace neutronique de capture radiative dans le domaine d'énergie thermique, 3 800 barns environ, fait donc du bore 10 est un bon corps neutrophage du point de vue de la protection contre les rayonnements.

8.2.2. Gamma de diffusion inélastique (n , n')

Ils sont émis de manière supposée isotrope, avec une énergie dont l'ordre de grandeur est 1,2 MeV.

8.2.3. Particules chargées protons et alpha produites par les réactions de type (n , p) et (n , α)

Ces particules sont à prendre en considération pour les études d'échauffement, de dommage, d'activation et de production de gaz dans les matériaux. En règle générale, ce sont des réactions endo-énergétiques, donc celles pour lesquelles l'énergie disponible, Q , est négative. Parmi les exceptions importantes, il faut noter les réactions suivantes² :

- $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ ($Q = 0,63$ MeV ; $\sigma_{\text{th}} = 1,82$ barns) et $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ ($Q = \text{MeV}$; $\sigma_{\text{th}} = 0,24$ barns) qui présentent des incidences biologiques,
- $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ($Q = 3,35$ MeV ; $\sigma_{\text{th}} = 3\,838$ barns) qui se produit dans les composés borés présents dans les barres de contrôle en B_4C , par exemple, dans les protections borées comme le béton, le polythène...
- $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ ($Q = 4,78$ MeV ; $\sigma_{\text{th}} = 942$ barns) qui intervient dans des protections spéciales faites en hydrure de lithium.

8.2.4. Particules α , β et γ des produits d'activation

Les produits d'activation sont formés dans les gaines, les structures et les composants du réacteur. Leur prise en compte est importante pour définir, par exemple, des conditions

² σ_{th} désigne la section efficace neutronique dans le domaine d'énergie thermique.

Tableau 8.10. Exemples de réactions nucléaires induisant des sources secondaires de γ et de β .

Type de structure/ composants	Réaction	Période isotope produit par la réaction nucléaire	Type de désintégration/ induite par neutron	Section efficace (barns à 2200 m ⁻¹)	Intégrale de résonance (barns)	Section efficace à 14 MeV (barns)	Section efficace moyenne sur un spectre de fission (barns)	Energie des particules émises (MeV)
Alliages d'aluminium (ex. caisson réacteur de recherche, gaine élément combustible)	Al27(n, γ) Al28 \rightarrow Si28	2,24 m	β^-	0,233	0,13	$0,5 \times 10^{-3}$	$0,31 \times 10^{-3}$	$E_{\beta\text{moy}} = 1,213$; $E_{\beta\text{max}} = 2,86$; $E_{\gamma\text{moy}} = 1,779$; $E_{\gamma} : 1,778$ (100 %)
	Al27(n, p) Mg27 \rightarrow Al27	9,45 m	β^-			$0,77 \times 10^{-1}$	$0,45 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,670$; $E_{\beta\text{max}} = 1,76$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,891$; $E_{\gamma} : 1,014$ (28 %); 0,843 (71,8 %)
Alliages de zirconium (ex. gaine en zircaloy d'un crayon combustible REP, tube guide en zircaloy...)	Zr94(n, γ) Zr95 \rightarrow Nb95	65,5 j	β^-	$0,49 \times 10^{-1}$	0,28	$0,21 \times 10^{-4}$	$0,73 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,115$; $E_{\beta\text{max}} = 0,4$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,741$; $E_{\gamma} : 0,724$ (44 %); 0,757 (55 %)
	Nb95 \rightarrow Mo95	35,1 j	β^-	0,022				$E_{\beta\text{moy}} = 0,043$; $E_{\beta\text{max}} = 0,16$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,766$; $E_{\gamma} : 0,766$ (100 %)
	Zr96(n, γ) Zr97 \rightarrow Nb97	16,8 h	β^-	$0,23 \times 10^{-1}$	5,58	$0,83 \times 10^{-3}$	$0,93 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,670$; $E_{\beta\text{max}} = 1,9$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,179$; $E_{\gamma} : 1,750$ (1,34%); 1,362 (1,34%); 1,276 (0,97%); 1,148 (2,64%); 1,021 (1,34%)
	Nb97 \rightarrow Mo97	73,6 m						$E_{\beta\text{moy}} = 0,467$; $E_{\beta\text{max}} = 1,27$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,655$; $E_{\gamma} : 1,515$ (0,12 %); 1,268 (0,157%); 0,657 (98,3%)
Aciers et inconels (grilles des assemblages et en inconel, enveloppe du cœur et cuve en acier, barres de commande...)	Cr50(n, γ) Cr51 \rightarrow V51	27,7 j	β^+	15,99	7,49	$0,108 \times 10^{-2}$	$0,442 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 3,662$; $E_{\beta\text{max}} = 0,75$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,032$; $E_{\gamma} : 0,320$ (9,8 %)
	Mn55(n, γ) Mn56 \rightarrow Fe56	2,58 h	β^-	13,45	11,77	$0,665 \times 10^{-3}$	$0,295 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,818$; $E_{\beta\text{max}} = 2,85$; $E_{\gamma\text{moy}} = 1,692$; $E_{\gamma} : 3,369$ (0,168 %); 2,959 (0,306 %); 2,657 (0,653 %); 2,113 MeV (14,3 %); 1,810 MeV (27,2 %); 0,847 MeV (99 %)
	Fe54(n, p) Mn54 \rightarrow Cr54	312,5 j	β^-	2,26	1,85	$0,792 \times 10^{-3}$	$0,36 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,004$; $E_{\beta\text{max}} = 0,54$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,836$; $E_{\gamma} : 0,835$ (100 %)
	Fe58(n, γ) Fe59 \rightarrow Co59	44,6 j	β^-	1,27	1,48	$0,792 \times 10^{-3}$	$0,256 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,117$; $E_{\beta\text{max}} = 1,57$; $E_{\gamma\text{moy}} = 1,189$; $E_{\gamma} : 1,481$ (0,058 %); 1,292 (43,6 %); 1,099 (56,1 %)
	Ni58(n, p) Co58 \rightarrow Fe58	71,3 j	β^+ , CE	1717,	6084,	0,166	0,163	$E_{\beta\text{moy}} = 0,038$; $E_{\beta\text{max}} = 2,3$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,975$; $E_{\gamma} : 1,674$ (0,5 %); 0,810 (99,4 %); 0,511 (29,8 %)
Ni52(n, γ) Ni53 \rightarrow Fe53	100 a	β^-	2,512	1,53	$0,4224 \times 10^{-3}$	$0,4923 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,049$; $E_{\beta\text{max}} = 1,32$; pas d'émission de γ .	

Tableau 8.10. Exemples de réactions nucléaires induisant des sources secondaires de γ et de β .

Eau légère Modérateur/Caloporteur (REP, REB...)	O16 (n, p) N16 \rightarrow O16	7,12 s				$0,153 \times 10^{-1}$	$0,699 \times 10^{-5}$	$E_{\text{seuil}} = 11$; $E_{\beta\text{moy}} = 2,664$; $E_{\beta\text{max}} = 10,4$; $E_{\gamma\text{moy}} = 4,618$; $E_{\gamma} : 8,87 (0,07\%) ; E_{\gamma} : 7,1 (5\%) ; E_{\gamma} : 6,1 (69\%)$ $E_{\text{seuil}} = 6$; $E_{\beta\text{moy}} = 1,710$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,036$; $E_{\beta\text{max}} = 8,67$; $E_{\beta} : 1 \text{ MeV} (95\%)$
	O17 (n, p) N17 \rightarrow O16	4,17 s						$E_{\beta\text{moy}} = 1,807$; $E_{\beta\text{max}} = 4,62$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,957$; $E_{\gamma} : 4,179 (0,136\%) ; 2,583 (0,163\%) ; 1,6 (0,0172\%)$; $1,55 (2,2\%) ; 1,444 (3,35\%) ; 1,356 (50,3\%) ; 0,197 (90,3\%)$
	O18 (n, γ) O19 \rightarrow F19	26,91 s						$E_{\beta\text{moy}} = 0,249$; $E_{\beta\text{max}} = 1,65$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,988$; $E_{\gamma} : 0,511 (193\%)$
	O18 (n, p) F18 \rightarrow O18	109,8 m						$E_{\beta\text{moy}} = 0,00568$; $E_{\beta\text{max}} = 0,0186$; pas d'émission de γ
Eau lourde Modérateur/Caloporteur (CANDU, EL4/Brennilis)	H2(n, γ)H3 \rightarrow He3	12,3 a			15,9	$0,947 \times 10^{-5}$	$0,695 \times 10^{-5}$	
	Na23 (n, γ) Na24 \rightarrow Mg24	15,02 h			0,31	$0,2124 \times 10^{-3}$	$0,2810 \times 10^{-3}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,553$; $E_{\beta\text{max}} = 4,14$; $E_{\gamma\text{moy}} = 4,123$; $E_{\gamma} : 3,867 (0,52\%) ; 2,754 (99,9\%) ; 1,368 (100\%)$
Sodium liquide Modérateur/Caloporteur (RNR)	Na23 (n, p) Ne23 \rightarrow Na23	37,24 s				$0,6020 \times 10^{-1}$	$0,1677 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 1,901$; $E_{\beta\text{max}} = 4,37$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,164$; $E_{\gamma} : 2,982 (0,037\%) ; 2,076 (0,1\%) ; 1,636 (0,97\%) ; 0,440 (33\%)$
Graphite/CO ₂ Modérateur graphite/ Caloporteur CO ₂ (UNGG, MAGNOX)	C13 (n, γ) C14 \rightarrow N14	5730 a			$1,6 \times 10^{-3}$			$E_{\beta\text{moy}} = 0,049$; $E_{\beta\text{max}} = 0,156$; pas d'émission de gamma
	He3 (n, p) H3 \rightarrow He3	12,3 a			15,9	$0,947 \times 10^{-5}$	$0,695 \times 10^{-5}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,00568$; $E_{\beta\text{max}} = 0,0186$; pas d'émission de gamma
Gaz de remplissage des crajon combustible REP : l'hélium	Ag107 (n, γ) Ag108F \rightarrow Cd108, Pd108	2,39 m			104,3*	$0,245 \times 10^{-2}$ *	0,11194*	$E_{\beta\text{moy}} = 0,609$; $E_{\beta\text{moy},+} = 0,00098$; $E_{\beta\text{max}} = 1,65$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,018$; $E_{\gamma} : 1,007 (0,014\%) ; 0,633 (1,75\%)$
	Ag107 (n, γ) Ag108M \rightarrow Pd108	127 a						$E_{\beta\text{moy}} = 0,011$; $E_{\beta\text{max}} = 0,26$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,018$; $E_{\gamma} : 0,722 (90,9\%)$
Béton Protection biologique...	Ca40 (n, γ) Ca41	$1,4 \times 10^6$ a			0,2054	$0,5 \times 10^{-3}$	$0,12 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,00229$; $E_{\beta\text{max}} = 0,42$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,0004$;

Tableau 8.10. Exemples de réactions nucléaires induisant des sources secondaires de γ et de β .

Impuretés									
Alliages de zirconium (ex. gaine en zircaloy d'un crayon combustible REP, tube guides en zirca- loy,...)	Sb124 (n, γ) Sb125 \rightarrow	2,73 a	β	6,526	25,99	$0,2503 \times 10^{-2}$	$0,5997 \times 10^{-1}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,099$; $E_{\beta\text{max}} = 0,622$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,433$; $E_{\gamma} : 0,635 (11,3\%)$; $0,606 (5,02\%)$; $0,600$ $(17,8\%)$; $0,027 (61,1\%)$; $0,463 (10,5\%)$; $0,427$ $(29,4\%)$	
	Te125m \rightarrow Te125F	58 J	IT					$E_{\beta\text{moy}} = 0,035$; $E_{\beta\text{max}} = 0,14$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,106$; $E_{\gamma} :$ $0,109 (0,28\%)$; $0,035 (6,67\%)$; $0,031 (25,7\%)$; $0,027 (61,1\%)$	
Aciers et inconels (embouts et grilles des assemblages, enveloppe du cœur et cuve en acier, barres de commande...)	Co59 (n, γ) Co60 \rightarrow Ni60	10,47 m	β	37,33*	75,96*	$0,9 \times 10^{-3}$ *	$0,5 \times 10^{-2}$ *	$E_{\beta\text{moy}} = 0,054$; $E_{\beta\text{max}} = 1,49$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,0067$; $E_{\gamma} : 2,158 (0,00075\%)$; $1,332 (0,25\%)$; $0,031$ $(25,7\%)$	
	Co59 (n, γ) Co60m \rightarrow Ni60	5,27 a	β					$E_{\beta\text{moy}} = 0,096$; $E_{\beta\text{max}} = 1,55$; $E_{\gamma\text{moy}} = 2,504$; $E_{\gamma} :$ $2,505 (0,2 \cdot 10^{-5}\%)$; $2,158 (0,0011\%)$; $1,332$ (100%) ; $1,173 (99,9\%)$	
Graphite/CO ₂ Modérateur graphite/ Caloporteur CO ₂ (UNGG, MAGNOX)	Cl35 (n, γ) Cl36	$3,01 \times 10^5$ a	β^+	43,63	17,81	$0,3494 \times 10^{-3}$	$0,1081 \times 10^{-2}$	$E_{\beta\text{moy}} = 0,230$; $E_{\beta\text{moy}^+} = 0,5 \cdot 10^{-2}$; $E_{\beta\text{max}} = 0,71$; $E_{\beta\text{moy}} = 1, \cdot 10^{-2}$; $E_{\beta^+} : 0,511 (0,235 \cdot 10^{-3}\%)$	
	Li6 (n, α) H3 \rightarrow He3	12,3 a	β	941	422,3	$0,2600 \times 10^{-1}$	0,3264	$E_{\beta\text{moy}} = 0,00568$; $E_{\beta\text{max}} = 0,0186$; pas d'émission de gamma	
Béton Protection biologique...	Li6 (n, α) H3 \rightarrow He3	12,3 a	β	941	422,3	$0,2600 \times 10^{-1}$	0,3264	$E_{\beta\text{moy}} = 0,00568$; $E_{\beta\text{max}} = 0,0186$; pas d'émission de gamma,	
	Eu151 (n, γ) Eu152F \rightarrow Gd152, Sm152	13,33 a	$\beta(27,9\%)$ $\beta^-(72,1\%)$	9189	3366	$0,1649 \times 10^{-2}$	0,3573	$E_{\beta\text{moy}} = 0,118$; $E_{\beta\text{moy}^+} = 0,09$; $E_{\beta\text{max}} = 1,47$; $E_{\gamma\text{moy}}$ $= 1,177$; $E_{\gamma} : 1,408 (20,9\%)$; $1,112 (13,6\%)$; $1,085$ $(9,92\%)$; $0,964 (14,5\%)$; $0,867 (421,6\%)$; $0,778 (1,3\%)$	
	Eu153 (n, γ) Eu 154 \rightarrow Gd154, Sm154	8,8 a	$\beta(100\%)$ $\beta^-(0,02\%)$	1358	1342	$0,2603 \times 10^{-2}$	0,222	$E_{\beta\text{moy}} = 0,278$; $E_{\beta\text{moy}^+} = 0$; $E_{\beta\text{max}} = 1,85$; $E_{\gamma\text{moy}}$ $= 1,254$; $E_{\gamma} : 1,274 (35,5\%)$; $1,004 (17,9\%)$; $0,996$ $(10,3\%)$; $0,873 (11,5\%)$; $0,723 (19,7\%)$	
	Ho165 (n, γ) Ho166m			64,86	720,2	$0,1276 \times 10^{-2}$	0,122	$E_{\beta\text{moy}} = 0,127$; $E_{\beta\text{max}} = 1,86$; $E_{\gamma\text{moy}} = 1,747$; $E_{\gamma} :$ $0,810 (64\%)$; $0,752 (13,4\%)$; $0,711(59,9\%)$; $0,410 (11,8\%)$; $0,280 (30,7\%)$; $0,184 (7,4\%)$	
									$E_{\beta\text{moy}} = 0,442$; $E_{\beta\text{max}} = 2,49$; $E_{\gamma\text{moy}} = 1,284$; $E_{\gamma} :$ $1,293 (99,2\%)$; $1,677 (0,052\%)$
Solutions	Na, K, Mg, Al, Cl, Ca, Ar40 (n, γ) Ar41 \rightarrow K41	1,83 h	β	0,6646	0,3049	$0,1700 \times 10^{-3}$	$0,8713 \times 10^{-3}$		

* : valeur pour toutes voies de sortie confondues,

Référence pour les valeurs de sections efficaces : AEN/OCDE (1994a) JEF-Report 14.

Référence pour les données de décroissance : J. Blachot et al. (1986).

CE : capture électronique; IT : Transition isomérique; s : seconde; h : heure; j : jour; a : année; E_{γ} : énergie des raies γ émises; $E_{\beta\text{moy}}$: énergie moyenne β émise; $E_{\beta\text{max}}$: énergie maximale du spectre β ; (%) : intensité des raies d'émission γ en %.

Tableau 8.11. Valeurs d'activités d'une cellule du modérateur en graphite d'un réacteur de la filière UNGG (Brésard *et al.*, 1998).

Radio-isotope	Activité (Bq)	
	Temps de refroidissement 1 seconde	Temps de refroidissement 20 ans
^{60}FCo	$5,20 \times 10^{12}$	$3,74 \times 10^{11}$
^{154}FEu	$2,28 \times 10^9$	$4,55 \times 10^8$
^{134}FCs	$9,73 \times 10^8$	$1,17 \times 10^6$
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	$1,02 \times 10^8$	$1,62 \times 10^{-1}$
^{152}FEu	$8,66 \times 10^4$	$3,04 \times 10^4$
^{14}C	$4,41 \times 10^{11}$	$4,40 \times 10^{11}$
^{55}Fe	$1,91 \times 10^{11}$	$1,12 \times 10^9$
^{65}Zn	$8,41 \times 10^{10}$	$8,39 \times 10^1$
^{63}Ni	$4,13 \times 10^{10}$	$3,59 \times 10^{10}$
^{54}Mn	$4,79 \times 10^8$	$4,40 \times 10^1$
^{36}Cl	$5,89 \times 10^6$	$5,89 \times 10^6$
^3H	$1,32 \times 10^{13}$	$4,30 \times 10^{12}$
Total	$4,22 \times 10^{13}$	$5,17 \times 10^{12}$

d'accès et de manutention, établir un inventaire radiologique en vue d'un entreposage/stockage de déchets.

Le tableau 8.10 recense quelques-unes des réactions nucléaires d'activation importantes induites par les neutrons.

Il faut noter la circulation dans le fluide caloporteur de produits d'activation (^{54}Mn , ^{58}Co , ^{60}Co) et/ou produits de fission (PF volatils : iode, césium, xénon, krypton...). Cette présence est due au phénomène de corrosion des gaines des crayons combustibles et des parois des circuits de fluides ainsi qu'à l'existence éventuelle de fissures ou de défauts dans les gaines des éléments combustibles.

Les impuretés dans les matériaux sont par définition en faible concentration, mais leur présence est à l'origine de sources de rayonnements γ secondaires souvent dominantes, notamment par le biais des réactions d'activation neutronique. Les études de démantèlement d'une installation nucléaire portant sur les inventaires radiologiques (masses, activités) et/ou les débits de dose induits par la désintégration des radionucléides formés dans les différentes structures, illustrent concrètement cette remarque comme le montre le tableau 8.11 tiré de la référence (Brésard *et al.*, 1998).

La formation d'azote 16 par réaction (n, p) sur l'oxygène 16 est aussi à souligner en raison de l'énergie élevée des gamma émis lors de cette réaction : 7,1 et 6,1 MeV.

8.2.5. Neutrons de fissions spontanées et des réactions (α, n)

Pour certains noyaux lourds, comme le curium 244, la fission spontanée est un phénomène concurrent de la désintégration α . Elle provoque alors l'émission de neutrons selon un spectre en énergie et de produits de fission. Les isotopes les plus importants émetteurs de sources de neutrons dans le contexte des réacteurs nucléaires sont les plutonium 238 et 240, l'américium 241, les curium 242, 244, 246, 248, le californium 252.

Les réactions (α, n) se produisent sur les éléments légers comme par exemple l'oxygène 17 et l'oxygène 18 présents dans les combustibles oxydes UOX et MOX, ou encore les éléments légers des déchets vitrifiés. On appelle rendement (α, n) le nombre de neutrons émis par réaction (α, n) lors du ralentissement d'une particule α émise (à une énergie donnée) sur un isotope d'espèce i dans le milieu considéré (UO_2 , PuO_2 , SiO_2 ...). Ainsi, pour le curium 244 on a les valeurs de rendement (α, n) indiquées dans le tableau 8.12.

Tableau 8.12. Données relatives au curium 244.

Énergie de la particule α émise (MeV)	Intensité de la raie (%)
4,960	$0,13 \times 10^{-3}$
5,513	$0,35 \times 10^{-2}$
5,664	$0,22 \times 10^{-1}$
5,762	23,6
5,804	76,4

Isotope	Période	Constante de décroissance s^{-1}	Phénomènes	Valeurs
^{244}Cm	18,11 ans	$1,213 \times 10^{-9}$	Fission spontanée (probabilité) Nombre moyen de neutrons Rendement (α, n) dans UO_2	$1,347 \times 10^{-6}$ 2,69 $2,6 \times 10^{-8}$

Le spectre en énergie des neutrons produits dépend à la fois de l'émetteur α et de la nature du milieu ralentisseur. Dans un milieu de type UO_2 ce spectre présente un pic entre 2 et 3 MeV (Tableau 8.13 ; Anderson, 1967 ; Jacobs *et al.*, 1983, Figure 8.6).

Les tableaux A3.9 à A3.13 de l'Annexe 3 fournissent les données de décroissance radioactive et de rendement permettant de déterminer les productions de neutrons par fission spontanée et réaction (α, n) par les isotopes lourds présents dans un combustible irradié : ^{236}Pu , ^{232}U , ^{228}Th , ^{244}Cm , ^{240}Pu , ^{236}U , ^{242}Am , ^{242}Pu , ^{242}Cm , ^{238}Pu , ^{234}U , ^{230}Th , ^{226}Ra , ^{238}U , ^{241}Pu , ^{241}Am , ^{237}Np , ^{233}U , ^{229}Th , ^{243}Cm , ^{243}Am , ^{239}Pu , ^{235}U , ^{231}Pa , ^{227}Ac .

À titre d'illustration les tableaux 8.14 et 8.15 donnent une estimation des productions totales de neutrons émis par les processus de fission spontanée, réaction (α, n) et (γ, n) dans le cas de deux combustibles UOX et MOX.

Tableau 8.13. Spectre des neutrons produits par la réaction (α, n) dans un milieu de type UO_2 (voir également la figure 8.6). Normalisation à l'unité.

Bornes en énergie (MeV)	Nombre de neutrons émis pour la réaction dominante $^{18}O (\alpha, n) ^{21}Ne$
4,493 3 - 4,965 9	$0,199 30 \times 10^{-2}$
4,065 7 - 4,493 3	$0,192 35 \times 10^{-1}$
3,678 8 - 4,065 7	$0,456 88 \times 10^{-1}$
3,328 7 - 3,678 8	$0,856 33 \times 10^{-1}$
3,011 8 - 3,328 7	0,132 70
2,725 3 - 3,011 8	0,128 94
2,466 0 - 2,725 3	0,118 86
2,231 3 - 2,466 0	0,103 59
2,019 0 - 2,231 3	$0,877 58 \times 10^{-1}$
1,826 8 - 2,019 0	$0,723 85 \times 10^{-1}$
1,653 0 - 1,826 8	$0,479 00 \times 10^{-1}$
1,495 7 - 1,653 0	$0,402 46 \times 10^{-1}$
1,353 4 - 1,495 7	$0,340 15 \times 10^{-1}$
1,224 6 - 1,353 4	$0,293 30 \times 10^{-1}$
1,108 0 - 1,224 6	$0,265 39 \times 10^{-1}$
1,002 6 - 1,108 0	$0,251 99 \times 10^{-1}$

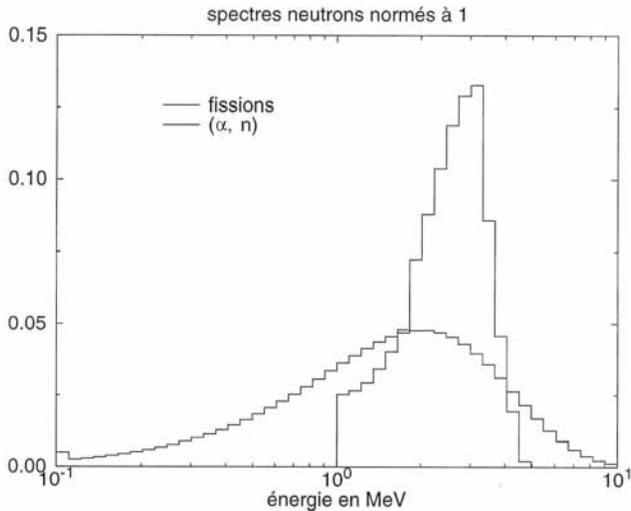


Figure 8.6. Spectre en énergie des neutrons issus des réactions (α, n) dans un milieu UO_2 comparé au spectre de fission.

Tableau 8.14. Production de neutrons par fissions spontanées, réactions (α , n) dans un combustible UOX. Puissance spécifique 38,25 MW·t⁻¹, temps de refroidissement : 1 mois.

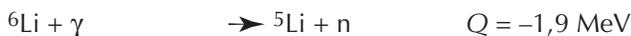
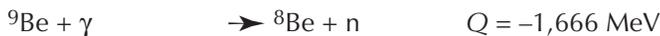
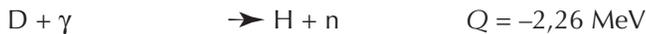
Taux de combustion (MWj·t ⁻¹)	Source (α , n) (n·cm ⁻³ ·s ⁻¹)	Source fission spontanée (n·cm ⁻³ ·s ⁻¹)
1 000	0,22	0,21
10500	10,1	47,7
21000	$1,05 \times 10^2$	$7,49 \times 10^2$
31500	$3,52 \times 10^2$	$3,41 \times 10^3$
42000	$7,15 \times 10^2$	$9,55 \times 10^3$

Tableau 8.15. Production de neutrons par fissions spontanées, réactions (α , n) dans un combustible MOX. Puissance spécifique 38,25 MW·t⁻¹, temps de refroidissement : 1 mois.

Taux de combustion (MWj·t ⁻¹)	Source (α , n) (n·cm ⁻³ ·s ⁻¹)	Source fission spontanée (n·cm ⁻³ ·s ⁻¹)
1 000	$6,28 \times 10^2$	$2,76 \times 10^3$
10500	$3,26 \times 10^3$	$2,35 \times 10^4$
21000	$4,55 \times 10^3$	$4,68 \times 10^4$
31500	$5,37 \times 10^3$	$7,48 \times 10^4$
42000	$5,98 \times 10^3$	$1,07 \times 10^5$

On constate que, pour le temps de refroidissement considéré d'un mois, la production de neutrons par la fission spontanée devient, en fonction du taux de combustion croissant, largement supérieure à celle due aux réactions (α , n). À noter également la valeur nettement plus forte de l'émission neutronique du combustible MOX comparativement au combustible UOX.

8.2.6. Neutrons produits par les réactions photonucléaires



Le tableau 8.16 indique une estimation de la production de neutrons émis par réaction (γ , n) dans le cas de deux combustibles UOX et MOX.

Avec des énergies de seuil plus élevées, pouvant atteindre près de 14 MeV (cas du ⁵⁴Fe) ces réactions photonucléaires se produisent sur d'autres isotopes. Sur les noyaux lourds du combustible, les gamma peuvent provoquer la fission par réactions de type (γ , f) dont les énergies de seuil sont indiquées dans le tableau 8.17 ci-dessous :

Les sections efficaces de ces réactions photonucléaires ont des valeurs allant de quelques millibarns à quelques centaines de millibarns.

Tableau 8.16. Production de neutrons par (γ, n) sur le deutérium de l'eau (teneur 0,015 % soit 10^{19} noyaux \cdot cm $^{-3}$) dans un combustible UOX et un combustible MOX. Puissance spécifique 38,25 MW \cdot t $^{-1}$, Temps de refroidissement : 1 mois.

Taux de combustion (MWj \cdot t $^{-1}$)	Source (γ, n) (n \cdot cm $^{-3} \cdot$ s $^{-1}$) (valeurs enveloppes) cas UOX	Source (γ, n) (n \cdot cm $^{-3} \cdot$ s $^{-1}$) (valeurs enveloppes) cas MOX
1 000	66	77
10 500	90	98
21 000	92	98
31 500	94	98
42 000	95	98

Tableau 8.17. Énergies de seuil des réactions de type (γ, f) sur divers isotopes lourds (Lyoussi, 1994 ; Wagemans, 1991).

Isotope	Énergie de seuil (MeV)
^{232}Th	6
^{233}U	5,7
^{234}U	6
^{235}U	5,8
^{236}U	5,9
^{238}U	5,38
^{237}Np	5,6
^{239}Pu	5,8

8.3. Inventaire radiologique et déchets radioactifs

La connaissance de l'inventaire isotopique d'un combustible nucléaire irradié est une précieuse source d'informations. Ainsi :

– L'analyse isotopique d'un combustible irradié par le calcul et/ou par diverses méthodes expérimentales (spectrométrie γ , spectrométrie de masse...) renseigne sur son historique d'irradiation :

- le ^{140}La (β^- , période 1,7 j), le ^{92}Sr (β^- , période 2,7 h), le ^{103}Ru (β^- , période 39,3 j), le ^{95}Zr (β^- , période 64 j) sur la puissance produite par le combustible,
- le ^{137}Cs (β^- , période 30,2 a), le ^{134}Cs (β^- , période 2,1 a), le ^{154}Eu (β^- , période 8,6 a), les isotopes du néodyme, sur son taux de combustion (*burn-up*),
- le ^{144}Ce (β^- , période 285 j), le ^{106}Ru (β^- , période 1 a), sur son temps de refroidissement.

– L'analyse isotopique conduit à identifier quels sont les produits de fission et les actinides qui représentent, pour un combustible REP par exemple, environ 80 % de la réserve d'anti-réactivité intéressant la problématique du *Credit Burn-up* dans le cadre des études de sûreté-criticité : ^{149}Sm , ^{103}Rh , ^{143}Nd , ^{133}Cs , ^{155}Gd , ^{151}Sm , ^{152}Sm , ^{99}Tc , ^{145}Nd , ^{153}Eu , ^{155}Eu , ^{95}Mo , ^{147}Sm , ^{150}Sm , ^{109}Ag , ^{101}Ru , ^{236}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am .

Plus largement, la détermination de *l'inventaire radiologique* des matériaux irradiés permet aussi d'évaluer leur activité (figure 8.7), leur radiotoxicité, leur chaleur résiduelle ainsi que l'échauffement associé aux rayonnements émis qui induisent le phénomène de radiolyse (Lemaignan, 2004). Les valeurs de ces grandeurs physiques concourent à classer les déchets radioactifs, à dimensionner les installations et les containers devant les confiner de manière efficace.

Une tonne de combustible oxyde d'uranium irradié contient les quantités indiquées dans le tableau 8.18 (Baetsle, 1992 ; CESEN, 1999).

Tableau 8.18. Composition massique d'un combustible d'oxyde d'uranium irradié à 33 000 MWj·t⁻¹.

Éléments	Masse
Uranium	955 kg
Plutonium	10 kg
Produits de fission	30 kg
Actinides mineurs	0,8 kg

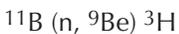
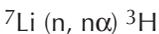
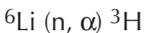
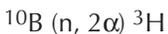
8.3.1. Classement des déchets radioactifs

Les déchets radioactifs sont répartis en trois catégories A, B et C en fonction de la période radioactive des isotopes qu'ils contiennent et de la nature du rayonnement émis (Tableaux 8.19 et 8.20). On considère qu'une activité est faible si elle est inférieure à $3,7 \times 10^7 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-3}$. Si l'activité est de l'ordre $3,7 \times 10^{16} \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-3}$, alors on parle de haute activité. (Lefèvre, 1986).

Les produits de fission à vie longue (PFVL) sont indiqués dans le tableau 8.21:

8.3.2. Formation du tritium

Cet élément possède plusieurs voies de formation dans un réacteur nucléaire REP. Les principales sont la fission et les réactions nucléaires induites par les neutrons sur les composés borés et lithiés présents (barre de contrôle, par exemple ; Brissaud, 1978) :



Fission ternaire directe (rendement $\sim 10^{-4}$ atome par fission).

Formation par fission ternaire du $^6\text{He} \rightarrow ^6\text{Li} \rightarrow ^3\text{H}$ par réaction $(n, ^3\text{H})$ sur ^6Li .

Pour un combustible UO_2 , irradié à $33\,000 \text{ MWj}\cdot\text{t}^{-1}$, refroidi 3 ans, l'activité tritium est évaluée à environ $1,5 \times 10^{13} \text{ Bq}$ par tonne d'uranium métal.

Dans un réacteur de la filière UNGG, le tritium est formé dans le modérateur en graphite à partir des impuretés de lithium présentes.

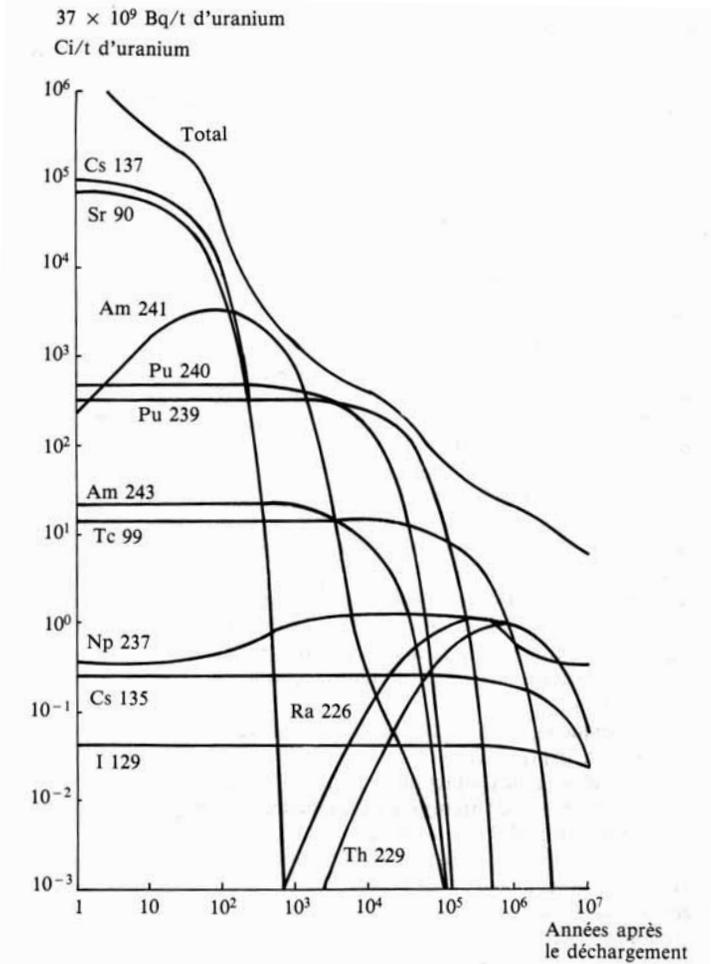
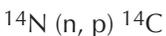
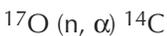
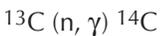


Figure 8.7. Décroissance dans le temps de l'activité des principaux radionucléides dans un combustible de réacteur à eau ordinaire (Lefèvre, 1986).

8.3.3. Formation du carbone 14

Les voies principales de formation du carbone 14 sont les suivantes :

Fission ternaire (rendement $\sim 0,91 \times 10^{-6}$ atome par fission)



Pour un combustible UO_2 , irradié à $33\,000 \text{ MWj}\cdot\text{t}^{-1}$, refroidi 3 ans, l'activité du carbone 14 est évaluée à environ 6×10^9 becquerels par tonne de métal-uranium associée à la voie $^{17}\text{O} (n, \alpha) ^{14}\text{C}$. Ce n'est pas nécessairement la voie de formation du ^{14}C la plus importante

Tableau 8.19. Classement des déchets radioactifs.

Catégorie	Déchets à vie courte	Déchets à vie longue	
		α	vitrifiés
	A	B	C
Activité initiale des radionucléides à vie courte	Faible ou moyenne au bout de 300 ans	Faible ou moyenne à négligeable au bout de 300 ans	Très élevée, négligeable après plusieurs centaines d'années
Activité initiale des radionucléides à vie longue	Nulle ou très faible	Faible ou moyenne	Faible ou moyenne
Nature du rayonnement émis	β et γ essentiellement	α essentiellement	β et γ essentiellement pendant quelques centaines d'années. Puis α essentiellement
Principaux radionucléides	^{90}Sr (30 ans) ^{137}Cs (30 ans) ^{60}Co (5 ans) ^{55}Fe (2,7 ans)	^{237}Np (2×10^6 ans) ^{239}Pu ($2,4 \times 10^4$ ans) ^{241}Am (4×10^2 ans) ^{243}Am (8×10^3 ans)	^{60}Co (5 ans) ^{90}Sr (30 ans) ^{237}Np (2×10^6 ans) ^{239}Pu ($2,4 \times 10^4$ ans) ^{241}Am (4×10^2 ans) ^{243}Am (8×10^3 ans)

Tableau 8.20. Quelques caractéristiques complémentaires de radionucléides mentionnés dans le tableau 8.19.

$^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$ $^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$	β^-	$E_{\beta\text{max}} = 0,546 \text{ MeV}$; pas d'émission γ $E_{\gamma\text{moy}} = 0,934 \text{ MeV}$; $E_{\beta\text{max}} = 2,28 \text{ MeV}$; $E_{\gamma} = 1,76 \text{ MeV}$ intensité : $1,6 \cdot 10^{-4}$
$^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137\text{m}}\text{Ba} \rightarrow ^{137\text{F}}\text{Ba}$ $^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137\text{F}}\text{Ba}$	β^-	rapport de branchement : 0,947 ; $E_{\beta\text{moy}} = 0,670 \text{ MeV}$; $E_{\beta\text{max}} = 0,514 \text{ MeV}$; $E_{\gamma\text{moy}} = 0,595 \text{ MeV}$; E_{γ} : 0,662 MeV intensité : 89,9 % rapport de branchement : 0,053 ; $E_{\beta\text{max}} = 1,17 \text{ MeV}$
$^{55}\text{Fe} \rightarrow ^{55}\text{Mn}$	β^+	$E_{\beta\text{moy}} = 4 \text{ keV}$, $E_{\gamma\text{moy}} = 1,66 \text{ KeV}$

dans le combustible oxyde en raison de la présence d'impuretés d'azote dans ce même combustible pouvant conduire à la prépondérance de la voie de formation ^{14}N (n, p) ^{14}C .

Les réactions ^{17}O (n, α) ^{14}C et ^{14}N (n, p) ^{14}C ont lieu dans le combustible ainsi que dans les gaines et les embouts qui contiennent des impuretés en azote 14 (quelques dizaines à quelques centaines de ppm).

La réaction ^{13}C (n, γ) ^{14}C est importante pour les installations contenant des massifs de graphite, ce qui est le cas des réacteurs de la filière UNGG.

Tableau 8.21. Radionucléides à vie longue.

Radionucléide	Période radioactive
^{10}Be	$1,5 \times 10^6$ ans
^{60}Fe	$1,5 \times 10^6$ ans
^{79}Se	$6,5 \times 10^4$ ans
^{93}Zr	$1,5 \times 10^6$ ans
^{99}Tc	$2,1 \times 10^5$ ans
^{107}Pd	$6,5 \times 10^6$ ans
^{126}Sn	$1,0 \times 10^5$ ans
^{129}I	$1,6 \times 10^6$ ans
^{135}Cs	$2,3 \times 10^6$ ans
$^{166\text{m}}\text{Ho}$	$1,2 \times 10^3$ ans

Les tableaux 8.22 et 8.23 donnent la radiotoxicité des différents radionucléides d'intérêt.

Tableau 8.22. Radiotoxicité des produits de fission.

Radionucléide	Période radioactive	Radio-toxicité
^{10}Be	$1,5 \times 10^6$ ans	forte
^{60}Fe	$1,5 \times 10^6$ ans	forte
^{79}Se	$6,5 \times 10^4$ ans	modérée
^{85}Kr	10,73 ans	faible
^{93}Zr	$1,5 \times 10^6$ ans	forte
^{99}Tc	$2,1 \times 10^5$ ans	faible
^{107}Pd	$6,5 \times 10^6$ ans	faible
^{126}Sn	$1,0 \times 10^5$ ans	forte
^{129}I	$1,6 \times 10^6$ ans	faible
^{135}Cs	$2,3 \times 10^6$ ans	faible
^{151}Sm	90 ans	forte

Tableau 8.23. Radiotoxicité des actinides.

Radionucléide	Période radioactive	Radio-toxicité
^{237}Np	$2,14 \times 10^6$ ans	très forte
^{238}Pu	87,7 ans	très forte
^{239}Pu	$2,41 \times 10^4$ ans	très forte
^{240}Pu	$6,56 \times 10^3$ ans	très forte
^{242}Pu	$3,75 \times 10^5$ ans	très forte
^{241}Am	432,7 ans	très forte
^{243}Am	$7,37 \times 10^3$ ans	très forte
^{243}Cm	29,1 ans	très forte
^{244}Cm	18,1 ans	très forte
^{245}Cm	$8,5 \times 10^3$ ans	très forte

8.4. Les sources de rayonnements dans un tokamak

La source primaire de neutrons provient des réactions de fusion thermonucléaire ayant lieu dans le plasma confiné à l'intérieur d'une enceinte à vide par des champs magnétiques et chauffé à une température de plusieurs dizaines de millions de degrés :



...

Les installations existantes fonctionnent en mode pulsé ; la source représente donc un nombre de neutrons thermonucléaires émis par pulse d'une durée allant de la fraction de seconde à plusieurs minutes (une durée record de plus de 6 minutes a été atteinte sur le tokamak TORE SUPRA du centre CEA de Cadarache en 2002). En 1997, le JET (Joint European Torus), tokamak européen construit à Culham en Angleterre, a produit, pendant 1 seconde, une puissance de fusion de 16 MW, ce qui correspond à la production d'environ 10^{18} neutrons (Chatelier, 2004 ; Kaschuck *et al.*, 2002).

Les autres sources de rayonnements présentes sur ce type d'installation sont essentiellement :

- les γ secondaires issus des réactions induites par les neutrons dans les structures : ce sont des réactions d'activation analogues à celles vues plus haut ;
- les γ et particules chargées diverses émises lors de la désintégration des isotopes radioactifs produits par activation ;
- le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) et cyclotron émis par les particules chargées, notamment les électrons (*run away electrons*) ;
- les photoneutrons produits par interaction des γ avec les matériaux de structure.

En raison de leur énergie plus grande, les neutrons de 14 MeV, provoquent plus de réactions d'activation que les neutrons de 2,45 MeV. Ces neutrons activent les différentes structures du tokamak : la chambre à vide en acier inoxydable, les bobines des aimants (nobium, titane, cuivre...). Voici quelques exemples de réactions produites (Diop *et al.*, 1984) :

$^{50}\text{Cr} (n, \gamma) ^{51}\text{Cr} \rightarrow ^{51}\text{V}$	(période ^{51}Cr : 27,71 j)
$^{55}\text{Mn} (n, \gamma) ^{56}\text{Mn} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$	(période ^{56}Mn : 2,58 h)
$^{58}\text{Fe} (n, \gamma) ^{59}\text{Fe} \rightarrow ^{59}\text{Co}$	(période ^{59}Fe : 44,6 j)
$^{59}\text{Co} (n, \gamma) ^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$	(période ^{60}Co : 5,27 a)
$^{63}\text{Cu} (n, \gamma) ^{64}\text{Cu} \rightarrow ^{64}\text{Ni}, ^{64}\text{Zn}$	(période ^{64}Cu : 12,71 h)
$^{64}\text{Ni} (n, \gamma) ^{65}\text{Ni} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$	(période ^{65}Ni : 2,52 h)
$^{65}\text{Cu} (n, \gamma) ^{66}\text{Cu} \rightarrow ^{66}\text{Zn}$	(période ^{66}Cu : 5,1 m)
$^{54}\text{Fe} (n, p) ^{54}\text{Mn} \rightarrow ^{54}\text{Cr}$	(période ^{54}Mn : 312,5 j)
$^{58}\text{Ni} (n, p) ^{58}\text{Co} \rightarrow ^{58}\text{Fe}$	(période ^{58}Co : 70,8 j)

Hormis le rayonnement électromagnétique émis par les particules chargées du plasma accélérées dans l'enceinte à vide, les mêmes types de sources de rayonnements sont attendus sur les dispositifs de fusion à confinement inertiel (exemple du Laser Méga-Joule, (LMJ)), sur le site CEA de Bordeaux).

8.5. Les sources de rayonnements dans un accélérateur et dans un dispositif à spallation

Dans de tels dispositifs, les particules présentes sont de nature très variée en raison des énergies élevées des particules initiales accélérées (proton, électron, ions), allant de plusieurs dizaines de MeV à quelques GeV. Les particules chargées ont des parcours relativement faibles dans la matière mais émettent des rayonnements électromagnétiques intenses qui eux-mêmes induisent le phénomène de cascade électromagnétique (*cascad shower*) et des réactions photonucléaires (Tableau 8.24, Figures 8.8 et 8.9, Fasso *et al.*, 1990, AEN/OCDE, 1994).

Dans des dispositifs à spallation, on peut envisager des productions de neutrons par spallation de l'ordre de 10^{16} neutrons·s⁻¹ pour des courants de l'ordre de 10^{15} protons·s⁻¹ incidents sur la cible. Le tableau 8.25 rassemble quelques ordres de grandeurs de la production de neutrons relative à différents dispositifs .

Tableau 8.24. Phénomènes à haute énergie dans une cible quasi infinie de neptunium 237 (Kadi, 1995). Efficacité des différents types de réactions pour un proton incident.

(par proton incident)	Énergie du Faisceau (GeV)				
	0,50	1,00	1,50	2,00	3,00
Spallations	0,34	1,07	1,71	2,44	3,57
Fissions primaires	0,55	0,64	0,59	0,54	0,44
Fissions secondaires	1,06	3,51	6,06	8,37	12,9
Transmutations totales	1,95	5,24	8,40	11,4	17,0
Neutrons d'évaporation	9,69	26,5	41,7	54,7	78,6
Neutrons de cascade	1,53	4,46	7,52	10,3	15,6
Neutrons fuyants	0,11	0,38	0,60	0,86	1,38
Neutrons émis	11,3	31,3	49,8	65,9	95,6

Nombre de neutrons par proton

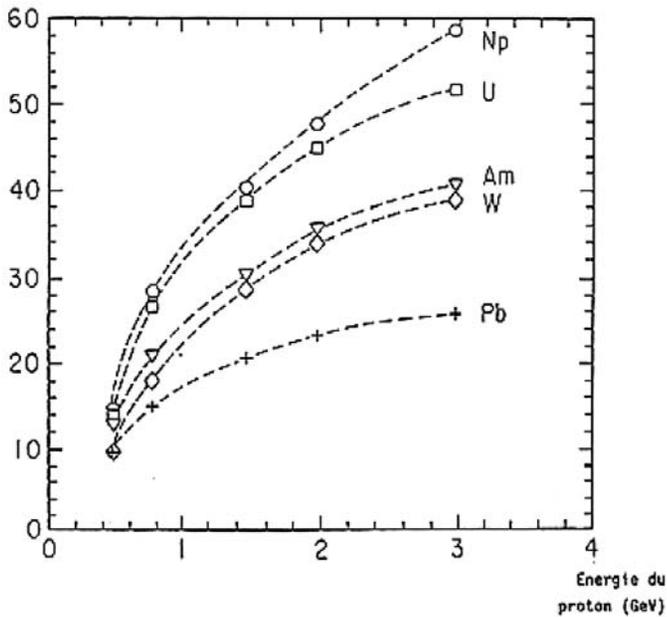


Figure 8.8. Nombre de neutrons produits par un proton aux énergies intermédiaires dans différentes cibles à spallation. (Kadi, 1995).

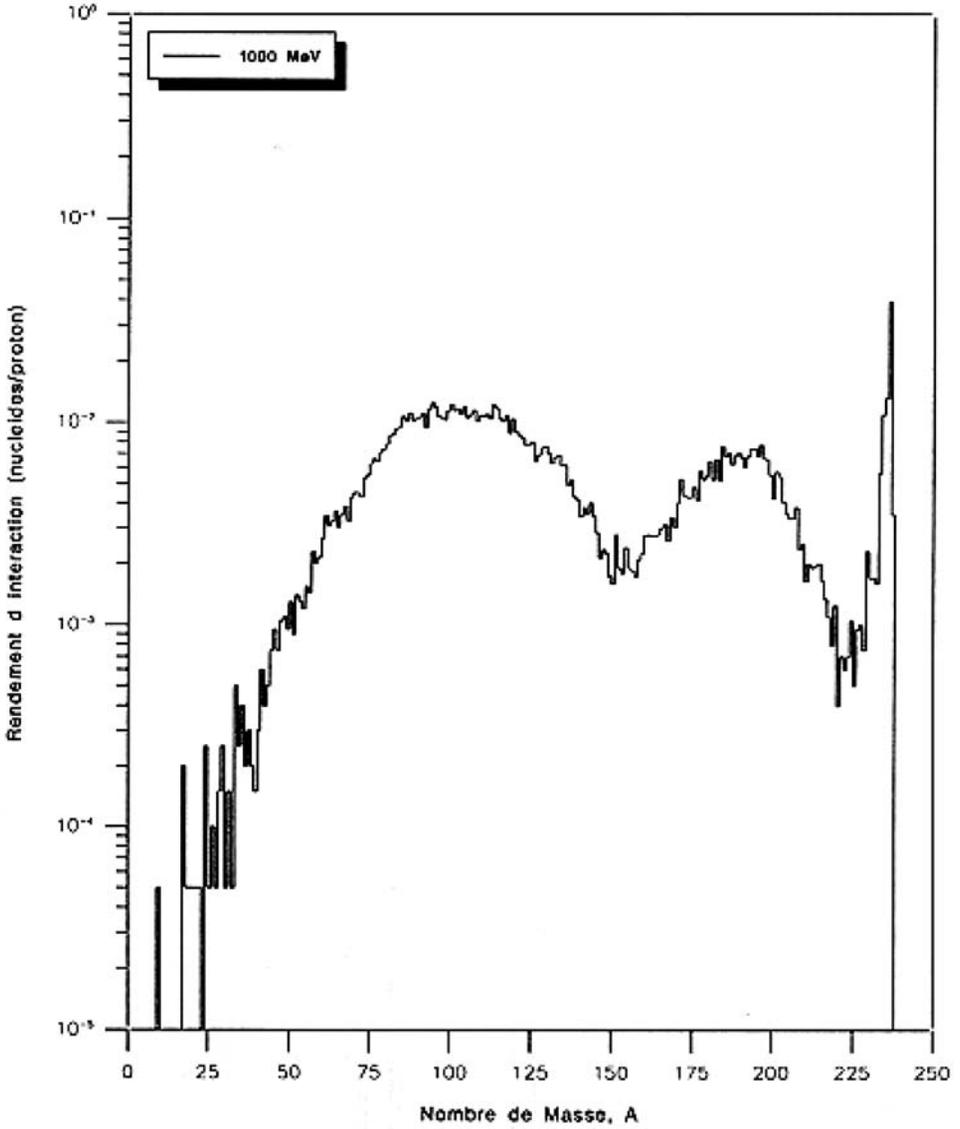


Figure 8.9. Distribution des nucléides résiduels dans une cible mince d'uranium 238 bombardée par un proton de 1 GeV (Kadi, 1995).

Tableau 8.25. Comparatif des productions de neutrons dans différents dispositifs (Kadi, 1995).

Réactions nucléaires	Particule incidente et énergie typique	Courant disponible (par seconde)	Neutrons par particule incidente	Énergie déposée (MW)	Énergie déposée par neutron (MeV)	Total des neutrons émis (par seconde)
(e, γ) et (γ , n)	e ⁻ 60 MeV	5×10^{15}	0,04	0,045	1500	2×10^{14}
H ² (tn) He ⁴	H ³ 0,3 MeV	6×10^{15}	$10^{-4} - 10^{-5}$	0,3	10 ⁴	10 ¹⁵
Fission	-	-	~ 1	57	200	2×10^{18}
Spallation cible non fissile	p 800 MeV	1×10^{15}	14	0,09	30	2×10^{16}
Spallation et fission cible ²³⁸ U	p 800 MeV	1×10^{15}	30	0,4	55	4×10^{16}

Références

- AEN/OCDE (1994) *Intermediate Energy Nuclear Data : Models and Codes, Proceedings of a Specialist's meeting*, Issy-les-Moulineaux, France, 30 May-1 June 1994.
- Anderson M.E. (1967) *Neutron energy spectra of ²³⁹Pu-Be, ²³⁸Pu-F and ²³⁸Pu-18O (α , n) sources*, MLM 1422, TID-4500, UC-34 Physics.
- Baetsle L.H. (1992) Brûler les actinides : une option complémentaire ?, *AIEA Bulletin*, **3**, p. 32.
- Barjon R. (1993) *Physique des réacteurs nucléaires* (Grenoble, ISN), p. 464.
- Blachot J., Fiche C., Duchemin B., *Tableau des isotopes radioactifs et des principaux rayonnement émis*, Rapport CEA-R-5329, FRANCE, 1986.
- Brésard I. et al. (1998) Radiological characterization of nuclear reactor structures – Calculations and Measurements comparisons, *Proceedings of the ANS Radiation Shielding Protection and Shielding Division Topical Conference, Technologies of the New Century*, april 19-23, 1998, Nashville, Tennessee, USA, Volume 1, pp. 16-24.
- Brésard I., Bonal J.P. (2000) *Caractérisation mécanique, chimique et radiologique du graphite des réacteurs de la filière UNGG*, CEA/Direction de l'Énergie Nucléaire.
- Brissaud A. (1978) *Contamination du circuit primaire d'un réacteur à eau pressurisée par le tritium*, thèse CNAM (Paris).
- CESEN (1999) *Électronucléaire – Une présentation par des physiciens*, Cercle d'Études sur l'Énergie Nucléaire, chapitre 7, pp. 130-131.
- Chatelier M., Magaud P. (2004) La fusion par confinement magnétique, *Clefs CEA* n° 49, pp. 46-55.
- de Choudens H., Troesch G. (1997) *Radioprotection dans les installations nucléaires* (Paris, Lavoisier Tex & Doc), pp. 284-288.
- Devillers C. (1977) Cours de protection, DEA Physique des Réacteurs nucléaires.

- Diop C.M. (1984) *Étude de protection d'une machine à fusion. Mise au point d'un schéma de calcul global de protection pour le tokamak Tore Supra*, Note CEA-N-2376.
- Diop C.M., Brandicourt G., Ermont G., Nimal J.C., Chatelier M. (1983) Shielding Design of the Tokamak Tore Supra, *Proceedings of the Sixth International Conference on Radiation Shielding* (Tokyo, Japan) pp. 695-703.
- Dutzer M. (2002) La gestion des déchets radioactifs. Les recherches pour la gestion des déchets nucléaires, *Clefs CEA*, **46**, printemps, pp. 6-7.
- ENDF/B5, Évaluation américaine des données nucléaires <http://www.nea.fr>.
- ENDF/B6, Évaluation américaine des données nucléaires, <http://www.nea.fr>.
- Evans R.D. (1961) *Le noyau atomique* (Paris, Dunod) p. 598.
- Fasso *et al.* (1990) *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, vol. 11, *Shielding Against High Energy Radiation* (Berlin, Springer-Verlag).
- IAEA (1998) *Radiological Characterization of Shut Down Nuclear Reactors for Decommissioning Purposes*, Technical Report Series n° 389 (Vienna).
- Jacobs G.J.H., Liskien H. (1983) Energy spectra of neutrons produced by α -particles in thick targets of light elements, *Annals of Nuclear Energy*, **10** (10), pp. 541-552.
- Jaeger R.J. ed. (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding, Volume 1: Shielding Fundamentals and Methods* (Berlin, Springer Verlag).
- JEF-2, Évaluation européenne des données nucléaires, AEN/OCDE <http://www.nea.fr>.
- JEF-Report 14, Table of Simple Integral Neutron Cross Section data from JEF-2-2, ENDF/BVI, JENDL-3.2, BROND2 and CENDL-2, AEN/OCDE, 1994.
- Kadi Y. (1995) *Transmutation des actinides mineurs : analyse de systèmes basés sur un accélérateur de protons et validation des méthodes de calcul*, thèse de Doctorat en sciences, Université de Provence, Aix-Marseille I, chapitre 2.
- Kaschuck Y.A. *et al.* (2002) Fast neutron spectrometry with organic scintillators applied to magnetic fusion experiments, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **476**, pp. 511-515.
- Lefèvre J. ed. (1986) *Les déchets nucléaires*, Paris, Eyrolles, Collection du Commissariat à l'Énergie Atomique, série Synthèses, pp. 60-62.
- Lemaignan C. (2004) *Science des matériaux pour le nucléaire* (EDP Sciences/INSTN).
- Lyoussi A. (1994) *Dosage, par photofissions induites, de faibles quantités d'actinides dans les déchets radioactifs enrobés*, Thèse de doctorat en Sciences Physiques, Université Blaise-Pascal, Clermont-Ferrand II.
- Patarin L. ed. (2002) *Le cycle du combustible nucléaire* (EDP Sciences/INSTN).
- RGN 3 (1990) Les Contrôles non destructifs dans l'industrie nucléaire, 2^{ème} partie.
- Huynh T.D., (1995) *Mise au point de la bibliothèque physique et développement du système PEPABAC (Progiciel FAKIR) à l'aide des code PEPIN et APOLLO-1*, Thèse de doctorat en sciences, Université d'Orsay ; Note CEA-N-2815, décembre 1996.
- Tobias A. (1980) *Decay heat*, Progress in Nuclear Energy, vol. 5 (Pergamon Press), pp. 1-93.
- Tsilanizara A., Diop C.M. *et al.* (2000) DARWIN : An Evolution code system for a large range of applications, Proceedings of the 9th International Conference on Radiation Shielding, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Suppl. 1, pp. 845-849.

Wagemans C. ed. (1991) *The nuclear fission process* (London, CRC Press), p. 514, table 3.
Des valeurs de ν pour la fission spontanée sont également fournies.

Zammit-Averlant V. (1998) *Validation intégrale des estimations du paramètre β effectif pour les réacteurs MOX et incinérateurs*, Thèse de doctorat en Sciences Physiques, Université Aix-Marseille I.

9

Méthodologie des études de protection

*Michel Boyard, Maurice Chiron,
Cheikh M'Backé Diop*

Introduction

Ce chapitre présente la méthodologie utilisée pour traiter les problèmes liés à l'irradiation externe. Il expose les différentes phases de la démarche la plus communément admise en terme de dimensionnement des écrans (Catalogue PMDS, Norme IDI/DIS 14152) :

- examen du problème/choix des objectifs,
- identification des sources de rayonnements,
- recherche des contraintes,
- recensement des matériaux possibles,
- mise en œuvre des calculs,
- choix de la solution,
- vérification expérimentale.

Cette démarche s'applique aussi bien à la conception initiale des installations et de leurs protections qu'aux modifications effectuées, quelquefois de façon temporaire, lors de l'exploitation. Il n'y a donc pas lieu d'opposer de façon exagérée une radioprotection de bureau à une radioprotection de terrain, bien que le nombre de personnes impliquées et les délais (donc le volume et la forme de la documentation associée) puissent être sans commune mesure entre ces deux aspects différents d'un même métier.

Ce chapitre traite également, pour le cas de la conception, de l'intégration de la démonstration de sûreté à cette démarche générale.

On peut enfin rappeler que l'exploitation des installations irradiantes est réglementée par des lois et décrets protégeant les personnes (public et travailleurs), ce qui constitue une spécificité importante des études de radioprotection. À titre illustratif, citons deux contextes typiques dans lesquels se trouvent insérées des études de radioprotection :

- Le dimensionnement d'un écran provisoire lors de l'exploitation d'une installation pour effectuer une intervention ponctuelle peut impliquer un nombre limité de personnes pendant quelques heures : agent radioprotection (dimensionnement et mise en œuvre), représentant de l'exploitant (accord du responsable légal), magasinier (fourniture d'un produit approvisionné en permanence) et membres de l'équipe d'exploitation (interventions pratiques).

– La conception d’un nouveau type de réacteur (sans parler d’une nouvelle filière) peut impliquer des dizaines d’intervenants sur plusieurs dizaines d’années :

- maître d’ouvrage,
- futur exploitant,
- maître d’œuvre : équipe de projet, architecte,
- bureaux d’études : calculs des écrans, aménagement des circuits et composants,
- achats : approvisionnement des matériaux, dossiers de qualification de ceux-ci,
- constructeur,
- équipes d’essais,
- ...

auxquels il faut ajouter les autorités de sûreté qui délivrent les diverses autorisations nécessaires à l’exploitation.

9.1. Démarche générale

L’exploitation d’une installation présentant des risques liés à la radioactivité artificielle est réglementée par des lois et décrets nationaux protégeant les personnes. Ces lois et décrets s’appuient en général sur des recommandations établies par la *Commission internationale de protection contre les rayonnements* via la réglementation européenne (voir première partie).

Selon leur propre définition, ces recommandations ont pour but d’offrir un cadre d’orientation pour la protection de l’homme contre des risques injustifiés dus aux effets des rayonnements ionisants tout en permettant les activités bénéfiques impliquant une radioexposition. Elles sont mises à jour cycliquement, ce qui déclenche une mise à jour des réglementations associées (voir chapitre 14).

De façon schématique, ceci se traduit pour ce qui suit par le fait :

- que l’exploitation d’une installation se fait toujours dans le cadre légal en cours,
- que la conception d’une installation doit parfois prendre en compte l’évolution future des lois et décrets alors que ce cadre n’est pas complètement défini.

Par ailleurs, il faut bien garder à l’esprit qu’en matière de conception d’installations¹, tout n’est pas réalisé en une passe unique et définitive. Les études de radioprotection s’intègrent comme toutes les autres dans un cadencement qui a pour objectif général de prendre les décisions juste au bon moment. Ce cadencement et l’organisation des études induites dépendent d’une multitude de facteurs liés à l’installation elle-même, aux pratiques du concepteur et aux disponibilités, aux capacités et compétences des différents intervenants (en plus des contraintes financières). Ce point ne sera donc pas développé plus avant ici.

¹ Par installation, on entend ici non seulement les installations irradiantes de type réacteur nucléaire ou accélérateur, mais aussi les composants de type conteneur de transport, en passant par toutes les installations dites de soutien de type piscine d’entreposage ou unités de retraitement.

9.2. Examen du problème/choix des objectifs

C'est la phase où l'on précise les objectifs à atteindre pour l'étape en cours du projet afin de limiter les itérations inutiles durant le projet². Cette phase est très importante pour la conception et elle est l'occasion de développer le dialogue entre les différents intervenants (exploitants, personne compétente en radioprotection, bureau d'études, équipe de projet global) ; éventuellement, elle offre aussi l'opportunité d'établir un premier contact avec les autorités de sûreté dans le cas de la conception initiale d'une installation.

En pratique, vis-à-vis du calcul des écrans, cette phase permet de passer des doses intégrées aux débits de doses, valeurs beaucoup plus pratiques à manipuler au niveau des calculs.

Elle consiste en général :

- à préciser le cadre de l'étude (performances requises pour l'installation, référentiel réglementaire, contraintes externes fortes...),
- à déterminer la structure de l'équipe qui va intervenir sur l'installation,
- à déterminer la fréquence d'intervention aux différents emplacements caractéristiques de l'installation,
- à faire un premier choix de la classification de la ou des zones de travail (zone à séjour permanent, zone à séjour limité...),
- à déterminer les modalités de prise en compte des doses éventuellement intégrées par irradiations internes et externes du fait de la présence, en exploitation normale, accidentelle ou accidentelle, de produits radioactifs dans l'atmosphère des locaux. Ces doses intégrées sont à inclure dans la démarche globale dont le dimensionnement des écrans n'est qu'un aspect (voir chapitre 6 sur *la démarche globale*),
- à prendre en compte le retour d'expérience sur des installations ou situations similaires pour fixer des objectifs réalistes mais de progrès (voir chapitre 15 sur *la politique ALARA*).

Dans le cas de la conception initiale d'une installation, on considère non seulement les situations d'exploitation en puissance des installations irradiantes, mais aussi les situations de maintenance (maintenance courante et grosses opérations prévisibles) ainsi que les opérations de démantèlement (complexité des futures opérations, volume et nature des déchets). Par ailleurs, bien que la conception soit principalement orientée vers ces états de fonctionnement normaux, elle s'attache également à réduire les conséquences radiologiques (par irradiation externe en ce qui concerne ce chapitre) des situations incidentelles et accidentelles.

Tout ceci permet :

- de déterminer les débits de dose maximaux visés :
 - en ambiance dans le ou les locaux,
 - aux postes de travail,

² Par projet, on entend ici et dans toute la suite de ce chapitre uniquement l'ensemble des actions liées à la résolution du problème de radioprotection posé. Sa durée peut donc être très variable : entre quelques heures pour un problème posé lors de l'exploitation d'une installation et une ou quelques dizaines d'années dans le cas de la conception d'un nouveau type de réacteur.

Par projet global, on entendra l'ensemble des actions ou études (y compris celles qui n'impactent pas directement la radioprotection).

- au contact des écrans,
- à la limite des différentes zones ;
- de rédiger les spécifications ou consignes fixant les conditions d'accessibilité du personnel (opérations de maintenance ou de contrôle périodiques de composants et de structures...), les temps d'intervention, les doses et débits de dose maximaux ;
- d'établir des critères particuliers pour couvrir des situations pour lesquelles des précisions sont à apporter lors des phases ultérieures ;
- d'optimiser la disposition des locaux et des composants par la prise en compte de la contrainte radioprotection au niveau de l'architecture de l'installation (positionnement et géométrie des réserves d'eau, structures du réacteur...) ;
- de choisir les principales options de sûreté concernant les écrans (tenue au feu, à la pression, à la corrosion, au séisme).

Pour cette phase, le principal écueil à éviter est de traiter trop rapidement et superficiellement ces différents points pour envisager et étudier immédiatement les solutions possibles en termes de dimensionnement d'écrans. Ceci peut avoir comme principale conséquence :

- de passer à côté, par des discussions ou des dispositions simples, d'une simplification du problème, d'où un surcoût immédiat et futur,
- d'avoir à revenir sur ces points lors de la suite du projet, d'où, là aussi, un surcoût financier et calendaire.

Il faut absolument, à ce stade de l'étude, se faire une idée la plus claire possible de son déroulement et, à partir de l'analyse des points durs prévisibles et de la nature du projet, équilibrer les différents aspects de la démarche :

- exploitation du retour d'expérience,
- évaluation des incertitudes et définition des marges à prendre en compte,
- prise en compte d'essais ou de mesures complémentaires,
- vu la précision estimée des calculs, nécessité de garder des possibilités d'ajustements.

9.3. Identification des sources de rayonnements

Dans le chapitre 8, nous avons vu que les sources émettrices de rayonnements neutron et/ou γ à considérer ont été classées en deux catégories :

- les *sources primaires*, qui émettent directement les rayonnements (solutions d'actinides émetteurs de neutrons, cœur et circuit primaire de réacteur nucléaire, sources neutroniques de démarrage, assemblages combustibles neufs ou irradiés, plasma des réacteurs à fusion, sources médicales, traceurs et irradiateurs industriels, accélérateurs de recherche...),
- les *sources secondaires* (ou induites, ou résiduelles), qui sont liées à l'environnement de la source primaire (matériaux de structure, de protection ou de confinement émettant des rayonnements de diffusions, de captures ou d'activations pendant et après l'émission de la source primaire, dépôts d'éléments irradiants dans les circuits...).

Ici, il s'agit principalement d'identifier la nature des particules émises (neutrons, γ , β , α , rayonnements mixtes...), les énergies associées (spectres d'émission, distribution angulaire)

et le volume dans lequel elles sont émises afin de caractériser la source en fonctionnement normal et de prévoir son évolution en situations incidentelles et accidentelles. Le but est de définir les moyens à mettre en œuvre pour le calcul ainsi que la complexité de la protection à envisager.

Cette identification peut passer par la détermination d'un certain nombre de ses caractéristiques :

- *géométrie* : ponctuelle, linéaire, surfacique, cylindrique, sphérique...,
- *composition isotopique* de la source et *évolution au cours du temps*,
- *caractéristique du milieu - source* : source nue, source gainée...,
- *nature physique et chimique* de la source (y compris lors de son vieillissement ou suite à certaines agressions) : gazeuse, liquide, solide, composés chimiques...,
- différents niveaux caractéristiques dans le cas d'une source pilotable.

On peut rappeler que les rayonnements α et β de faible énergie (< 300 keV) présentent peu de risques d'irradiation externe puisqu'ils sont arrêtés par de faibles épaisseurs de matière (quelques cm d'air pour les α , parois même très minces pour les β). Seuls les rayons $\beta > 300$ keV peuvent constituer une source directe non négligeable et induire un rayonnement de freinage dans la protection. Nous ne les traiterons pas ici, les problèmes posés et les outils de calcul associés ne concernant pas la majorité des problèmes.

Deux exemples de sources présentes dans des installations et de problèmes associés sont décrits ci-après de manière synthétique.

Exemple 1 : Sources d'un réacteur à fission à eau légère sous pression

Chaufferie en fonctionnement. Les sources de rayonnements sont confinées dans l'enceinte du réacteur. On peut distinguer trois principaux types de sources :

- celles qui sont fonction de la puissance instantanée du cœur. Elles sont dues principalement à l'émission de γ et de neutrons liée à la réaction de fission et à la production d'azote 16 dans l'eau qui traverse le cœur (azote 16 qui se désintègre entre autres dans les générateurs de vapeur),
- celles qui sont fonction de l'énergie dégagée par le cœur présent dans le réacteur. Elles sont dues aux produits de fission accumulés dans le combustible, à l'activation des structures de l'élément combustible équipé et à la production d'éléments transuraniens,
- celles qui sont fonction des conditions d'exploitation, en particulier de différents cœurs ayant séjourné dans le réacteur. Elles sont dues à l'activation des structures du réacteur, à l'activation des produits de corrosion relâchés par le circuit primaire, ainsi qu'à la présence d'éventuels produits de fission provenant du combustible. L'importance de la source liée aux produits de corrosion et de fission et sa localisation dépendent de la politique d'épuration de l'eau primaire et de la qualité de la première barrière.

À ces principales sources, on peut ajouter la présence de ou des sources neutroniques de démarrage. Ces sources sont très importantes tant que le cœur reste sous-critique. En puissance, les neutrons issus des fissions sont prépondérants.

Opérations de manutention chaufferie à l'arrêt. Lors des opérations de chargement/déchargement et d'autres opérations de maintenance, le personnel est amené à transférer :

- les éléments combustibles irradiés,
- les sources neutroniques de démarrage,

- des composants irradiés de la chaufferie,
- des effluents liquides liés aux opérations sur le circuit primaire,
- des matériaux concourant à l'épuration de l'eau primaire.

On retrouve donc les sources de rayonnement de l'alinéa précédent, à l'exception du premier type.

Exemple 2 : Sources d'une installation de radiodiagnostic

Les rayonnements utilisés en radiodiagnostic dans un service hospitalier sont des rayonnements X collimatés dont le spectre énergétique est défini par la tension du tube radiogène et la filtration du faisceau (par exemple une énergie maximale de 100 keV et un filtre constitué d'une fenêtre en aluminium de 2 mm).

Les rayonnements atteignant les parois peuvent être de différents types suivant la géométrie de la pièce émettrice, les parois considérés et l'orientation du faisceau :

- rayonnement primaire : rayonnement émis par le faisceau de l'appareil,
- rayonnement de fuite dit « de gaine » émis par l'appareil, hors du faisceau, au travers des défaut de protection du tube radiogène,
- rayonnement de diffusion (première diffusion ou deuxième diffusion) produits par diffusion du rayonnement primaire par les murs ou les objets rencontrés par le faisceau (le rayonnement de deuxième diffusion concerne des rayonnements déjà diffusés une fois).

9.4. Recherche des contraintes

Cette étape a pour but de lister les différentes contraintes qui seront à considérer lors du choix des matériaux. On constitue, en quelque sorte, une grille d'analyse.

Dans un certain nombre de cas, lors de la conception d'une installation, on peut d'ailleurs faire remarquer que tous les matériaux constitutifs de l'installation, du moins ceux qui sont soumis à un flux important de particules, sont à examiner avec la même grille d'analyse afin de s'assurer que l'on minimise les problèmes de radioprotection à la source (autant qu'il est possible).

Ce sont toutes les contraintes sur les matériaux de protection qui vont permettre leur sélection (ou d'affiner la sélection à partir de certains choix faits lors des phases ultérieures lorsque l'on est dans une phase d'étude comportant un processus itératif) :

- pouvoirs d'arrêt aux rayonnements : il s'agit là d'identifier les caractéristiques du matériau par rapport aux différents types de particules et en fonction de leurs énergies. Les caractéristiques des rayonnements réémis lors des interactions avec les particules incidentes ainsi que les éventuels radio-isotopes produits sont également à déterminer,
- contraintes d'ordre thermique (ambiance chaude, froide et/ou humide, résistance au feu, charge thermique, tenue à l'eau conductibilité thermique, température limite d'emploi, échauffement sous rayonnement...) : ces valeurs sont normalement fournies dans les documents de sûreté qui fournissent les conditions d'ambiance pour les composants et matériaux présents sur l'installation. Ces documents distinguent en général les valeurs rencontrées en fonctionnement normal des valeurs rencontrées en situation dégradée (très souvent plus contraignantes),

- contraintes de mise en œuvre et usinabilité (auto-supportant ou nécessitant une enveloppe...),
- contraintes de durée d'utilisation et de vieillissement,
- contraintes d'ordre physique (masse, état solide ou liquide, état de surface, imperméabilité),
- contraintes architecturales (place disponible, charge au sol, devis de masse, protection fixe, démontable ou amovible, protection transparente...),
- contraintes d'ordre mécanique (propriétés élastiques et plastiques, tenue aux chocs et aux séismes, usure sous contraintes, effritabilité...),
- contraintes d'ordre chimique (tenue aux agents chimiques, matériau décontaminable, dégagement de vapeurs toxiques – voir exemple 1...),
- contraintes de tenue sous irradiation (constance des pouvoirs d'arrêt vis-à-vis des rayonnements, dilatation, changement des propriétés mécaniques, activation, radiolyse...),
- contraintes concernant la disponibilité du matériau (délai d'approvisionnement, standardisation des formes et épaisseurs disponibles sur étagère...) et la capacité du constructeur ou de l'exploitant à le mettre en œuvre (autorisations administratives nécessaires pour certains matériaux ou pour certaines formes de certains matériaux – voir exemple 3),
- contraintes économiques (coût de la matière, mise en œuvre, durée de vie, disponibilité du dossier de qualification du matériau, coût de la mise en déchets, aptitude à la réutilisation).

Suivant le type d'installation, certains de ces critères ont une importance réduite et d'autres peuvent apparaître. Il convient dans ce domaine de partir avec le moins d'*a priori* possible et de bien analyser le contexte de l'installation. Les échanges avec les différents intervenants sur le projet, et non pas seulement les responsables des analyses de sûreté (cas de la conception) ou le responsable sûreté de l'installation (cas de l'exploitation), sont à ce stade particulièrement recommandés.

Au final, les critères listés ci-dessus permettent :

- d'effectuer les choix en connaissance de cause en ce qui concerne l'efficacité du matériau en tant qu'écran et en ce qui concerne sa mise en place,
- de traiter l'écran dans les études de sûreté : écran en tant qu'agressé potentiel et écran en tant qu'agresseur potentiel – voir exemples 1 et 2 ci-dessous.

De façon générale, l'intervenant radioprotection (au stade de la conception ou au stade de l'exploitation) a à sa disposition une liste standard des matériaux utilisables³ sur l'installation. Cette liste standard est issue :

- de la liste des matériaux standard connus type béton, eau ou plomb,
- et/ou des matériaux considérés dans les études de conception de l'installation ou d'installations similaires,
- et/ou d'actions de recherche et développement menées en avance de phase ou en parallèle du projet dans le but de compléter la liste des matériaux envisageables par défaut,
- et/ou d'actions spécifiques engagées lors du projet pour répondre à un besoin particulier.

³ Par matériau utilisable, on entend un matériau dont les différentes propriétés sont connues et pour lequel le dossier de qualification existe et est disponible.

Exemple 1 : Cas des composés toxiques

Certains matériaux dégagent sous irradiation des composés toxiques pour l'homme (au niveau respiratoire entre autres). Il est clair que l'utilisation de ces matériaux nécessite un traitement de ce risque (ventilation permanente ou avant pénétration dans les locaux, port de tenues autonomes ou réseau d'air respirable, opérations spécifiques de dégazage du matériau...) et une forte motivation du côté de leurs avantages.

Exemple 2 : Cas de la masse des écrans / séisme

Les écrans de protection sont potentiellement à considérer lors des études de sûreté concernant les séismes comme des agressés et des agresseurs :

- agressés car les accélérations induites par le séisme peut amener leur détérioration (sans compter les agressions induites par le séisme *via* d'autres composants ou structures),
- agresseurs car leur masse alourdit les structures qui les supportent, les fragilisant vis-à-vis des sollicitations liées au séisme, et leur détérioration peut conduire à des chocs sur d'autres composants ou structures.

Exemple 3 : Cas des feuilles de plomb

Le plomb est un matériau souvent utilisé sur les installations nucléaires que ce soit lors de leur construction ou de leur exploitation. On peut remarquer toutefois que la manipulation des feuilles de plomb (en particulier leur découpage) est soumise à autorisation administrative du fait des risques médicaux liés au plomb. Le délai associé à cette autorisation n'est pas toujours compatible avec les nécessités de l'exploitation. Ceci peut conduire à lui préférer d'autres matériaux, finalement plus rapides de mise en œuvre.

9.5. Recensement des matériaux possibles et disposition

9.5.1. Types de matériaux

Les matériaux utilisés pour la conception des écrans doivent posséder des sections efficaces de capture élevées vis-à-vis du ou des types de particules considérés. Pour les écrans neutroniques, le corollaire, puisque les sections efficaces de capture des neutrons sont en général les plus élevées dans le domaine d'énergie thermique, est qu'ils doivent également posséder une section efficace de diffusion importante. On peut ajouter que les neutrons thermiques présentent également une nocivité moindre à la fois vis-à-vis des tissus et des matériaux.

Le matériau idéal n'existant pas nécessairement, on utilise dans ce cas une combinaison de différents matériaux (lamellage).

Les principales interactions concourant à l'atténuation des flux de γ et de neutrons sont très schématiquement rappelées ci-après :

- pour les γ : l'absorption par effet de paire pour les γ d'énergie supérieure à 1,022 MeV, la dégradation en énergie des γ d'énergie comprise entre 1 et 3 MeV par diffusion Compton, l'absorption par effet photo-électrique pour les γ d'énergie inférieure à 1 MeV ;

– pour les neutrons : le ralentissement par choc inélastique sur des noyaux lourds pour les neutrons rapides, la thermalisation par chocs élastiques pour les neutrons épithermiques, l'absorption pour les neutrons thermiques.

Ceci conduit à définir trois types de matériaux utilisés en radioprotection vis-à-vis des γ et des neutrons :

– les *matériaux lourds* qui sont de bons atténuateurs γ (les interactions ci-dessus des γ avec la matière sont plus importantes avec les atomes de numéro atomique Z élevé) et dont certains permettent de ralentir efficacement les neutrons rapides (c'est-à-dire d'énergie supérieure à 1 MeV) par diffusion inélastique (fer, uranium appauvri, par exemple). Signalons que le *plomb*, outre ses mauvaises capacités modératrices et sa très faible section efficace d'absorption thermique (170 millibarns), émet des γ de capture radiative de plus de 7 MeV et produit également des réactions ($n, 2n$) comme beaucoup de matériaux de $Z > 50$. C'est donc un mauvais écran aux neutrons ;

– les *matériaux hydrogénés*, de faible densité, pour les ralentissement des neutrons épithermiques. Ce sont : l'eau, les matériaux hydrocarbonés (polyéthylène, polypropylène, résines...), des hydrures (de zirconium, de titane, de lithium), la paraffine, les bois comprimés, les plâtres ou autres composés à base de poudres minérales ;

– les *matériaux neutrophages*, qui permettent, parallèlement au ralentissement des neutrons rapides, d'absorber les neutrons thermiques, par exemple : l'eau ($\sigma_a = 0,33$ barn), le bore (bore naturel : $\sigma_a = 800$ barns), le cadmium (cadmium naturel : $\sigma_a = 2500$ barns). De ces trois, le bore est le plus intéressant car il ne produit, lors de l'absorption des neutrons, que des γ d'énergie 0,577 MeV⁴ alors que l'eau (hydrogène) en produit de 2,23 MeV et le cadmium de 7 MeV et plus.

Les caractéristiques de matériaux de protection sont détaillées dans le chapitre 12.

9.5.2. Disposition des écrans

En cas de source intense de rayonnement γ , on met en œuvre des écrans en matériaux lourds (plomb, uranium appauvri, fer, tungstène...) le plus près possible de la source afin d'optimiser au niveau devis de masse (particulièrement vrai dans le cadre des géométries sphériques et cylindriques).

En cas de présence de flux neutronique, on est en général en présence d'un flux de rayonnement mixte neutron- γ du fait des interactions neutrons-matière :

– pour une source riche en neutrons rapides, il est recommandé de disposer en premier un matériau ralentisseur (lourd ou léger) en tête de protection afin d'amener rapidement ces neutrons à un état où ils sont plus susceptibles d'être absorbés,

– en sortie de ralentisseur ou mélangé avec lui, il convient de disposer un matériau à grande section efficace de capture des neutrons thermiques. Les matériaux borés conviennent particulièrement à ce type de protection mais il faut faire attention à leur tenue sous irradiation γ quand elle est présente,

– c'est pourquoi, si la source d'origine est mixte (neutrons et γ), il faut absorber une grande partie des rayons γ dès leur sortie de la source (gain de poids et augmentation de la durée de vie des matériaux neutrophages),

⁴ Notons toutefois qu'il produit des particules α , particules qui conduisent à un échauffement local de l'écran ce qui peut constituer un inconvénient dans certains cas (barres de contrôles par exemple).

– il faut également veiller à ce que les matériaux utilisés, ainsi que les autres matériaux de structure, ne présentent pas une émission de γ énergétiques de capture radiative.

De façon générale, dans le cas du rayonnement mixte (neutrons et γ), il faut comparer les intensités respectives des deux rayonnements au niveau de l'écran que l'on dimensionne. Si les sources ont une importance équivalente, les écrans sont définis simultanément pour les deux rayonnements soit en faisant appel à un matériau composite, soit en associant plusieurs écrans. Si une source est plus importante que l'autre, on dimensionne l'écran pour elle et on vérifie par la suite que la protection est suffisante pour l'autre.

9.6. Mise en œuvre des calculs

Le choix de la méthode de calcul dépend du type de particule à traiter, de la précision recherchée au niveau de l'étude, des délais alloués dans le cadre du projet global, de l'expérience passée sur le type de problème, des outils de calcul disponibles et des capacités à les utiliser (compétences des personnes, capacités des moyens informatiques et disponibilité des dossiers de qualification).

Pour le calcul des écrans, on commence généralement par des calculs simples, éventuellement manuels en se recalant ou en extrapolant des solutions déjà existantes ou en se référant à des formulaires (voir Rockwell, 1956 ; Jaeger, 1968 ; Pannetier, 1966) pour définir les sources de rayonnement et les épaisseurs d'écrans. Le stade suivant est généralement constitué d'itérations sur plusieurs aménagements d'écrans différentes à l'aide de codes de calculs rapides à mettre en œuvre. Le stade final des études et l'assurance de la validité du dimensionnement sont réalisés avec des codes plus lourds pour le calcul fin des points-source et des écrans.

Ceci concerne tout autant les études de conception que les études liées aux interventions lors de l'exploitation.

Les méthodes de résolution des problèmes physiques et les codes de calcul les plus communément utilisés font l'objet du chapitre 10. Nous ne rappelons donc ici que les étapes principales d'un calcul :

– *calcul des sources* (incluant la détermination des spectres énergétiques et des distributions angulaires) :

- production de neutrons à partir de réactions nucléaires spécifiques,
- filiations (évolution des inventaires de produits radioactifs),

– *calcul d'évolution* en fonction du temps d'une concentration de radio-isotopes du fait de l'irradiation d'un matériau par un flux de particules,

– *calcul de la propagation* des particules : il consiste à calculer la réponse en un point donné de l'installation à partir de l'émission de particules en d'autres points. Ces calculs doivent tenir compte de phénomènes spécifiques tels que les réflexions de particules sur une paroi (par exemple, réflexion γ sur un plafond) ou leur diffusion dans des milieux tels que l'air (par exemple, effet de ciel ou *skyshine* au-dessus d'un silo),

– *gestion des doses* : optimisation de la protection du personnel ou du matériel vis-à-vis de l'exposition aux rayonnements. Ces codes permettent de calculer la dose intégrée par le personnel lors d'une opération plus ou moins complexe. Ils ont été développés à l'origine pour une meilleure application du principe ALARA lors des opérations de maintenance en exploitation. Ils font appel dans certains cas à des données issues directement

du retour d'expérience d'opérations similaires ou de mesures effectuées lors de la préparation des opérations. Pour plus de précisions, on peut se reporter à différents articles contenus dans les Actes du congrès de la Société Française de Radioprotection (SFRP), « L'utilisation des codes de calcul en radioprotection », (20-21 novembre 1996, CEA/Saclay-INSTN).

Le traitement de ces différentes étapes nécessite ou pas, suivant les codes utilisés, d'avoir recours à des enchaînements entre codes de calculs (voir l'exemple 1 sur les réacteurs de fission).

En règle générale, on utilise et/ou on fait référence, pour une étude donnée, à un ensemble, parfois appelé *formulaire de calcul*, qui se veut être le plus cohérent et complet possible comportant :

- le ou les logiciels de calcul,
- les données physiques de base (bibliothèques de sections efficaces...) requises pour l'exécution du ou des logiciels,
- les schémas de calcul et les procédures de calcul correspondantes qui mettent en œuvre les modélisations appropriées aux configurations rencontrées,
- le dossier de qualification (expériences, benchmarks...), élément de démonstration de la capacité des logiciels utilisés à bien calculer,
- la documentation associée aux logiciels, procédures, bibliothèques utilisées (notice d'utilisation, notice de principe, notice d'identification, notice descriptive du contenu des bibliothèques...).

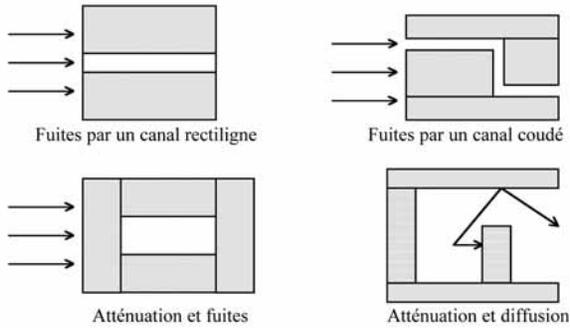
Le cas particulier du traitement des singularités apparaît souvent à l'étape finale des calculs quand on examine les plans dits « pour réalisation ». Il existe toujours, en effet, un certain nombre de traversées nécessaires au fonctionnement de dispositifs internes aux protections ou des discontinuités de montage des écrans. Ces chemins de fuite de rayonnements (Figure 9.1) ne peuvent pas toujours donner lieu à des calculs détaillés. On s'en prémunit en rajoutant des sur-épaisseurs de protection et en aménageant des chicanes dans celles-ci. De façon pratique, les formulaires de calcul existent (Rockwell, 1968) et Pannetier, 1966) mais doivent être utilisés avec précaution car pouvant conduire à des sous-estimations importantes.

La mise en œuvre des moyens de calcul doit donner lieu à une réflexion préliminaire sur les objectifs que l'on souhaite atteindre et sur les différentes sources d'incertitudes liées à l'un ou l'autre des schémas de calcul choisis afin d'équilibrer les efforts et de rester cohérent avec les efforts engagés par les autres intervenants d'un projet global.

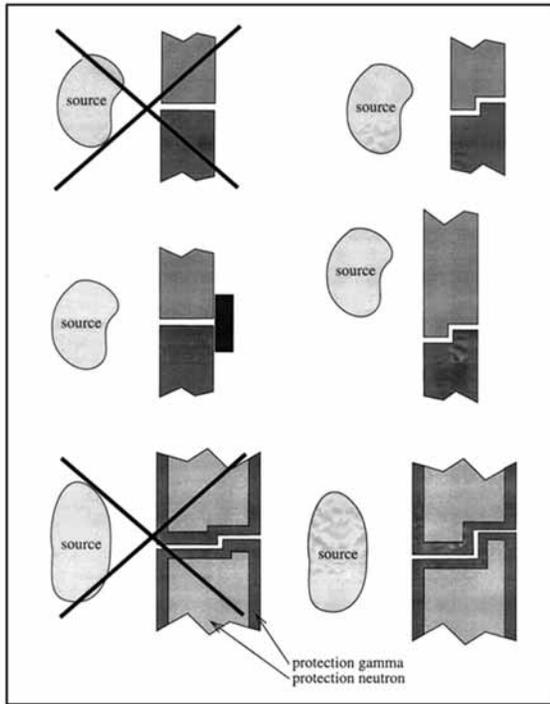
Il faut également être conscient que le choix des codes doit être fait en cohérence avec les compétences de l'équipe, les outils de calcul simples ne faisant pas toujours bon ménage avec les utilisateurs débutants et les outils de calcul dits « lourds » n'étant pas toujours synonymes de modélisations physiques complexes.

Exemple 1 : Exemple de schéma de calcul

Sources fission issues de calculs de cœur – calcul de propagation et interactions neutrons-matière avec code SN TWODANT – calcul de propagation γ avec le code MERCURE et des réflexions γ avec le code NARCISSE – traitement de discontinuités avec le code Monte Carlo TRIPOLI (voir chapitre 10, pour les caractéristiques de ces codes de calcul).



Configuration de protection proscrite car vue directe de la source



Configuration de protection proscrite car le dispositif de chicane ne présente pas un recouvrement du matériau de protection contre les neutrons. Donc inefficace contre les neutrons.

Figure 9.1. Chemins de fuite de rayonnements.

En noir : protection contre les gamma, en gris : protection contre les neutrons.

Exemple 2 : Dimensionnement d'un écran provisoire lors de l'exploitation d'une installation

C'est un cas fréquent. La précision visée pour les calculs est faible car :

- on cherche en général à protéger un faible volume de l'installation et un léger surdimensionnement de l'écran ne porte pas vraiment à conséquence du point de vue financier (d'autant que dans beaucoup de cas on le réalise avec des matériaux disponibles au niveau de l'installation),
- on a recours en général à des produits standard et qu'il n'est, par exemple, pas nécessaire de calculer une épaisseur de 7,2 cm si de toute façon on ne dispose que de deux épaisseurs

pour le matériau (par exemple, briques de plomb de 5 ou 10 cm). Dans ce cas, seule la décision 5 cm ou 10 cm est à prendre. On voit tout l'intérêt d'une réflexion initiale sur les objectifs du calcul.

Exemple 3 : Dimensionnement d'une protection principale dans le cas de la conception

La précision visée dans ce cas par le calcul est importante car un surdimensionnement trop grand peut conduire à un « sur-volume » important de l'écran dimensionné, sur-volume qui se paye de façon directe (à la construction) et de façon indirecte (par exemple lors des études de tenue des structures au séisme).

Remarque : D'un autre côté, on ne peut pas exclure un léger surdimensionnement si l'on estime qu'on prend un risque trop important en cas d'erreur (par exemple si tout renforcement post-essais de l'écran est jugé très compliqué). Dans ce cas également, on voit l'intérêt d'une discussion initiale sur les objectifs du calcul.

9.7. Choix de la solution

Le choix de la solution découle, bien évidemment, d'un compromis entre les contraintes d'environnement et de sûreté, les contraintes de coût et les résultats de calculs.

Au cours d'un projet, ce choix est souvent le résultat d'itérations successives :

- une première sélection est faite d'après l'étude des contraintes,
- des calculs de dégrossissage sont effectués pour les différentes solutions envisageables. On compare les solutions, on réduit leur nombre à une ou deux,
- on effectue des calculs plus fins et on fixe les matériaux et la géométrie.

Tout ceci résulte, bien sûr, de compromis, par rapport à l'ordre prioritaire des critères de choix.

Globalement, le but de toute étude est de générer l'objet le plus simple possible d'où, en parallèle de l'exécution de calculs, l'intérêt d'un examen « esthétique » de la solution, d'une réflexion sur les plans, d'une réflexion sur les angles solides et les masses, d'une représentation intellectuelle de la géométrie. Faire des calculs n'est pas le but des études. *Le but des études est de résoudre au mieux le problème radioprotection.*

9.7.1. Cas de l'exploitation

Lors de l'exploitation des installations irradiantes, les problèmes radioprotection qui se posent et qui nécessitent des dimensionnements d'écrans sont de deux types :

- les compléments à apporter de façon définitive ou quasi-définitive aux écrans conçus lors de la conception initiale de l'installation (suite à des erreurs de conception ou à des modifications de l'installation ou de son exploitation),
- les compléments provisoires mis en place à l'occasion d'opérations ponctuelles particulières.

La démarche adoptée suit dans ces cas la démarche générale présentée ci-dessus, même si certains points sont allégés par rapport à ce qui se fait lors de la conception initiale de l'installation.

On peut signaler de plus que le suivi de l'évolution des écrans lors de l'exploitation est très importante, en particulier lors des modifications apportées à l'installation (risque de détériorations locales d'écrans, modifications de la localisation des sources...).

9.7.2. Cas de la conception initiale

Les études de radioprotection faites lors de la conception initiale d'une installation doivent prendre en compte le fait non seulement que la conception doit être bonne (ce qui nécessite de nombreux échanges avec les différents intervenants au niveau du projet global et une maîtrise sur la durée parfois très longue du projet de la mémoire technique sur ce sujet), mais aussi qu'il faut le démontrer au client (souvent futur exploitant) et aux autorités de sûreté. Ceci se traduit par la nécessité de maîtriser :

- les outils de calculs et *leur qualification*,
- la définition des matériaux et leur dossier de qualification.

Il peut se révéler coûteux, même s'il est excellent, d'utiliser un outil de calcul non reconnu par le client et/ou les autorités de sûreté ou au dossier de qualification incomplet.

Un matériau dit de qualité « nucléaire » n'est pas forcément physiquement différent du même matériau « standard ». Par contre, son dossier de qualification est plus complet, ce qui a un coût.

De plus, cette démonstration est en général effectuée de façon progressive lors des points de rendez-vous fixés tout au long du projet global. En France, ces différents points de rendez-vous sont, par exemple, le rapport préliminaire de sûreté, le rapport provisoire de sûreté et le rapport définitif de sûreté.

Par ailleurs, il convient d'insister sur le fait, déjà signalé au paragraphe 9.2, que si les écrans sont dimensionnés dans un premier temps pour le fonctionnement normal, ils doivent permettre également de réduire efficacement les doses intégrées lors du fonctionnement dégradé de l'installation (par exemple en situation post-accidentelle). Dans le cas d'un réacteur nucléaire, ils doivent autoriser l'équipe de conduite à assurer le maintien à l'état sûr de celui-ci sans sur-dose excessive.

Tout ceci se définit très en amont au niveau du projet global lorsqu'on fixe les objectifs de dose en tenant compte de l'irradiation externe et de l'irradiation interne pour les différentes situations d'exploitation.

9.8. Vérification expérimentale et suivi

Vis-à-vis de la conception de l'écran, la vérification expérimentale a pour but :

- de permettre de compléter les protections aux points qui n'ont éventuellement pas pu faire l'objet de calculs précis (singularités compliquées...),
- de valider la conception de l'écran. Celle-ci peut s'effectuer sur le premier écran (ou sur une maquette) dans le cas d'une production en série, par l'intermédiaire de mesures :
 - globale : mesures des débits de dose d'ambiance ou en sortie de protection,
 - partielle : mesure des débits de dose aux points singuliers de la protection (discontinuités des écrans...) qui n'ont pas pu être simulés par des calculs suffisamment précis,
 - systématique : cartographie complète des débits de dose.

Vis-à-vis de la réalisation de l'écran, les mesures ont pour but :

- d'effectuer la recette de celui-ci en vérifiant l'absence de problèmes liés à la fabrication ou au montage une fois l'installation complètement réalisée,
- de disposer d'un état « zéro » de l'installation, ce qui permet de surveiller son évolution ultérieure lors de l'exploitation (non-dégradation de ses performances, impact de démon-tages – remontages, impact de modifications de l'installation).

Il s'agit en général de cartographie complète ou de vérifications partielles effectuées aux emplacements pouvant poser problème (retour d'expérience des essais de validation de la conception et/ou retour d'expérience de la série ou de l'exploitation en cours).

9.9. Notion d'incertitude et qualification

Dans une étude, les sources d'incertitudes et ou de biais sont de natures diverses par exemple :

- les incertitudes sur les données technologiques,
- les incertitudes ou biais relatifs aux choix de modélisation (exemples : dimensions et simplifications géométriques, compositions isotopiques des structures, impuretés comprises, écarts entre masses réelles et masses modélisées, l'historique d'irradiation),
- les incertitudes et/ou biais sur la distribution radiale et temporelle des sources de neutrons,
- les incertitudes sur les données physiques de base (sections efficaces...),
- etc.

Le problème posé est alors de chiffrer l'impact de ces incertitudes sur le résultat des grandeurs physiques recherchées : flux, débit de dose...

Les chapitres 10 et 11 fournissent quelques indications sur les méthodes de propagation d'incertitudes et de calculs de sensibilité relatifs à une grandeur physique d'intérêt et à un ou plusieurs paramètres donnés.

La complexité du problème conduit souvent à produire des marges enveloppes.

Un aspect important dans l'évaluation de l'incertitude sur un résultat de calcul est la qualification (ou validation physique) des logiciels de calculs mis en œuvre dans l'étude. Pour traiter cette question de la qualification on s'inspire ici de la démarche adoptée dans le domaine de la criticité pour l'élaboration du formulaire CRISTAL dédié aux études de criticité (Gomit *et al.*, 1999 ; 2003 ; Gagnier, 2003).

La définition de la *qualification* est « *le processus mis en œuvre pour comparer les résultats des calculs à des résultats expérimentaux, interpréter et comprendre les sources d'écart, et transposer ces écarts à l'ensemble des situations réelles à étudier* ».

Cette définition fait apparaître deux aspects complémentaires.

9.9.1. Construction d'une base de qualification

La base de qualification rassemble *les données et les résultats* des expériences représentatives (on dit aussi : expériences repères ou benchmarks) de différents types d'application, calculées par le *formulaire de calcul* considéré, par exemple :

– expérience de propagation des neutrons dans un lamelage fer/eau pour qualifier les calculs de flux neutronique sur la cuve des REP, comme les expériences PCA, REPLICA et VENUS (Lee, 2005 ; 2003) ;

– expériences de fission élémentaire pour contribuer à qualifier la puissance résiduelle d'un combustible irradié, comme celles J.K. Dickens et M. Akiyama (1982).

Pour chacune des expériences, la base de qualification fournit en particulier les valeurs expérimentales avec l'incertitude associée. L'élaboration de telles bases répond à une triple nécessité :

– *démontrer la capacité du formulaire de calcul à bien calculer les expériences représentatives des différents domaines d'application recensés* : elle est extensible ;

– *constituer un premier retour d'expérience dans une perspective d'amélioration des outils de calcul*. En effet, la comparaison des résultats calculés par le formulaire aux résultats expérimentaux obtenus sur une série d'expériences choisies afin de représenter au mieux la diversité des configurations rencontrées permet :

– la remise en cause éventuelle du code de calcul, devant alors conduire à une action corrective et/ou recommandation appropriées,

– un retour vers les données physiques de base : réévaluation éventuelle des sections efficaces de spectres d'émission de particules issus des évaluations internationales utilisées,

– une remise en cause éventuelle de la définition du benchmark,

– une remise en cause éventuelle de l'expérience ;

– *fournir à l'utilisateur les éléments qui contribuent à asseoir la justification de la qualification d'un calcul de protection qu'il a effectué.*

9.9.2. Justification de la qualification d'un calcul

L'utilisateur se trouve devant la question suivante : comment faire le lien entre la configuration réelle étudiée et les expériences de la base de qualification pour justifier de la qualification du calcul de protection (en d'autres termes de la validité de ce calcul de protection) qu'il a effectué pour la configuration réelle étudiée ?

Répondre à cette question consiste à :

– déterminer les expériences possédant les caractéristiques physiques se rapprochant le plus de la configuration étudiée. Cela peut se faire *via* une famille de paramètres physiques qui caractérisent les configurations physiques étudiées (distances parcourues dans divers matériaux : eau, acier...);

– à déduire à partir de la première étape le biais et/ou incertitudes sur la grandeur physique calculée dans la configuration étudiée.

Dans Gagnier (1999), on trouvera un exposé de cette problématique et une démarche originale exploitant les outils de la statistique pour y répondre dans le cadre des études de criticité. Elles devraient être transposables dans celui de la radioprotection.

Dans le domaine de la Protection (*Radiation Shielding*), il existe une base de benchmarks internationaux nommée SINBAD qui a été élaborée par l'Agence pour l'Énergie nucléaire de l'OCDE (NEA) (Figures 9.2 et 9.3).

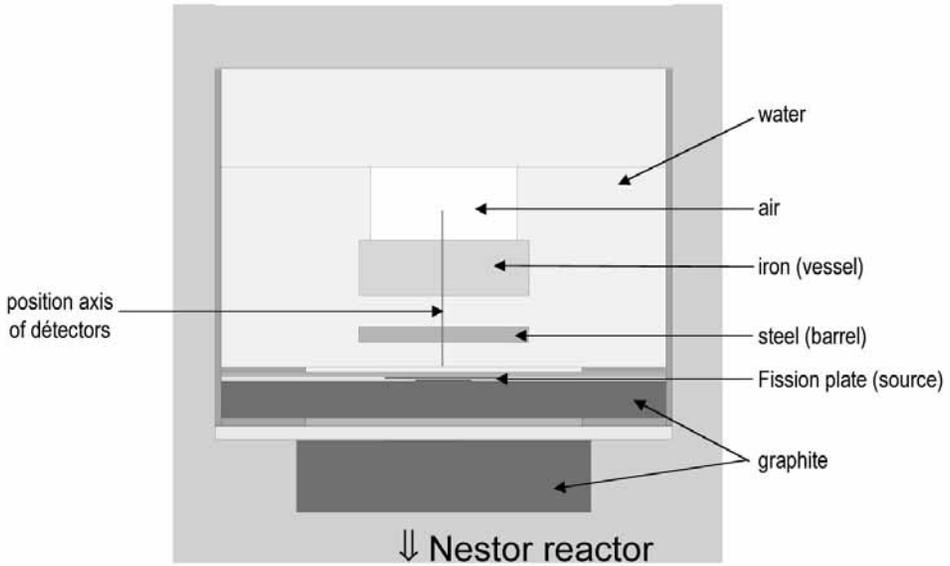


Figure 9.2. Configuration du benchmark REPLICa de propagation des neutrons dans des lamellages acier/eau représentatifs des REP.

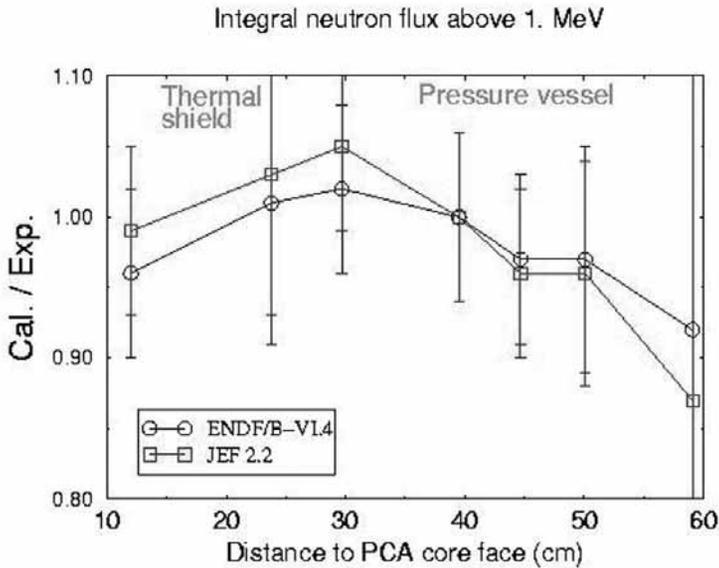


Figure 9.3. Exemple de résultats de benchmark : comparaison calcul/mesure pour le flux supérieur à 1 MeV dans le cas du benchmark PCA (États-Unis) similaire à REPLICa (Royaume-Uni), (Lee, 2003).

Références

- Actes du congrès de la Société Française de Radioprotection (SFRP), « L'utilisation des codes de calcul en radioprotection », (20-21 novembre 1996, CEA/Saclay-INSTN).
- Akiyama M. *et al.* (1982) *Jour. At. En. Soc.*, **24** (9), 709 ; (10), 803.
- Baur A. (1985) *Protection contre les rayonnements – Aspects physiques et méthodes de calcul* (CEA).
- Bourganel S. (2002) *Conception d'une expérience de mesure de la puissance résiduelle d'un combustible irradié : l'expérience MERCI*, thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble ; rapport CEA-R-6033, 2003.
- Catalogue PMDS (Protection – Manipulation – Détection – Sûreté), tome 1 : Écrans de protection contre les rayonnements ionisants ; vol. 1/1 : Écrans de protection contre les rayonnements γ ; vol. 1/2 : Écrans neutroniques de protection et de criticité.
- Dickens J.K. *et al.* (1980 ; 1981) *Nucl. Sci. Eng.*, **74**, 106 ; **78**, 126.
- Gagnier E. (1999) *Contributions à la qualification du schéma de calcul criticité CRISTAL*, thèse de doctorat ès sciences, Université de Provence Aix-Marseille I.
- Gagnier E., Lee Y.K., Aguiar L., Védrenne N. (2003) « *Validation of the 3D Transport Monte Carlo Code TRIPOLI-4.3 for moderated and unmoderated metallic fissile media configurations with Jef-2.2 and ENDF/B6.r4 cross section evaluations* (Tokai-Mura).
- Gomit J.M., Cousinou P., Diop C.M., Fernandez de Grado G., Ganteinbein F., Grouiller J.P., Marc A., Mijuin D., Toubon H. (2003) CRISTAL V1 : Criticality Package for Burn up Credit calculations, *Proceedings of the 7th Int. Conf. On Nuclear Criticality Safety*, Oct. 2003 (Tokai, Japan), p. 80.
- Gomit J.M., Cousinou P., Duprey A., Diop C., Grouiller J.-P., Leyval L., Toubon H., Lejeune E., (1999) The new CRISTAL Criticality Safety Package, *ICNC'9, Sixth International Conference on Nuclear Criticality Safety*, 20-24 septembre 1999 (Versailles, France), pp. 308-316.
- ISI/DIS 14152 Norme internationale (Projet), Écrans de protection neutronique – Principes de conception et éléments pour le choix de matériaux appropriés
- Jaeger R.G. ed. (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding* (Springer Verlag, Berlin) ; vol. I: Shielding fundamental and methods ; vol. II: Shielding materials ; vol. III: Shielding design and Engineering.
- Lee Y.K. (2003) *Analysis of the NRC PCA Pressure Vessel Dosimetry Benchmark Using TRIPOLI-4.3 Monte Carlo Code and ENDF/B-VI, JEF-2.2 and IRDF-90 Libraries*, *Nuclear Mathematical and Computational Science* (Gatlinburg, Tennessee, USA).
- Lee Y.K. (2005) Analysis of the VENUS-3 PWR pressure vessel surveillance benchmark using TRIPOLI-4.3 Monte Carlo Code, *12th International Symposium on Reactor Dosimetry*, may 8-13 2005 (Gatlinburg, Tennessee, USA).
- Pannetier R. (1966) *Contrôle des rayonnements ionisants et mise en œuvre des techniques de protection*, *Vade me cum du technicien*.
- Rockwell R. III ed. (1956) *Reactor shielding design manual*, (McGraw Hill Compagny Inc.).
- SINBAD REACTOR, Shielding Benchmark Experiments, <http://www.nea.fr/abs/html/nea-1517.html>

10 Propagation des rayonnements : méthodes et codes de calcul

*Cheikh M'Backé Diop, Maurice Chiron,
Michel Boyard*

Introduction

Deux grandes catégories de rayonnements sont à distinguer : les particules neutres – neutrons, γ – et les particules chargées – électrons (β^-), positons (β^+), particules α ... – Dans la gamme d'énergie 0 à 20 MeV, pour une même énergie, les particules neutres se propagent dans la matière sur des distances bien plus grandes que les particules chargées : plusieurs cm ou dizaines de cm pour les premières à comparer à quelques μm ou quelques mm pour les secondes. Dans de nombreux cas, on peut considérer que les particules chargées sont ralenties sur place en raison de la valeur petite de leur parcours. Cette hypothèse ne dispense cependant pas de traiter le ralentissement coulombien explicitement lorsque la particule chargée induit des réactions nucléaires sur son parcours : tel est par exemple le cas des réactions (α , n) mentionnées dans les précédents chapitres. L'approximation du ralentissement sur place n'est naturellement plus valable dans le cas d'une propagation dans un milieu peu dense comme l'air ($1,2 \times 10^{-3} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$).

Pour traiter la propagation des rayonnements dans la matière plusieurs méthodes ont été mises au point que l'on répartit ici en deux grandes classes :

- la *classe 1* des méthodes qui résolvent explicitement l'équation régissant la propagation des particules dans la matière, selon une approche déterministe avec discrétisation de l'espace des phases, (*classe 1a*) et/ou stochastique (*classe 1b*) dans laquelle on simule sur ordinateur l'histoire des particules, c'est-à-dire leurs interactions successives avec les atomes du milieu dans lequel elles se propagent ;
- la *classe 2* des modèles qui proposent des *méthodes simplifiées* permettant d'obtenir certaines grandeurs physiques cherchées avec des temps de calculs réduits mais en contrepartie avec une précision moindre qu'avec les méthodes de la classe 1 précédente. Les techniques de calcul utilisées dans la mise en œuvre de ces méthodes peuvent être déterministes (discrétisation de l'espace des phases) et/ou stochastiques.

On a examiné dans le chapitre 9 la démarche méthodologique des études de protection dans lesquelles s'insère l'utilisation des méthodes et codes de calcul associés. Le présent chapitre s'attache à décrire de manière séquentielle ces méthodes et codes. Les tableaux 10.1a et 10.1b respectivement relatifs aux particules neutres – neutron et γ – et aux particules chargées mentionnent les méthodes de calcul les plus courantes ainsi que le nom de logiciels dans lesquels elles ont été implémentées. Les références indiquées fournissent des informations précises sur le type de particules traitées, la gamme d'énergie couverte, les couplages existant entre particules primaires et particules secondaires, les approximations adoptées dans les divers modes calculatoires, les données nucléaires et atomiques associées requises et disponibles, etc.

Tableau 10.1a. Méthodes [1] et codes dédiés à la propagation des neutrons et des γ dans la matière.

Méthode	Classe	Type de particules	Type de calculs	Codes
Méthode S_N 1D, 2D, 3D	Classe 1a, déterministe Résolution de la forme intégral-différentielle de l'équation du transport. Résolution par discrétisation de l'espace des phases (\vec{r} , E , Ω) en volumes élémentaires. Traitement de l'interaction particule-matière en approximation multigruppe : les sections efficaces sont moyennées par intervalle d'énergie (on dit aussi groupe d'énergie).	Neutron, γ Transport couplé neutron- γ ...	Études paramétriques, Calculs de projet	ANISN [2], USA SN1D [3], France DOT [4], USA TWO-DANT [5], USA ECCO-ERANOS [6], Europe TORT [7], USA
Méthode Monte Carlo 3D	Classe 1b, stochastique Résolution de la forme intégrale de l'équation du transport. Représentation « exacte » de la géométrie et de l'interaction particule-matière : section efficace ponctuelle en énergie et en angle. Aptitude à résoudre l'équation du transport en approximation multigruppe en énergie.	Neutron, γ Transport couplé neutron- γ (particules chargées pour certains codes : électron, positron, ions,...)	Calculs de référence Calculs de projet	MCNP [8], MCNPX [8 bis], USA TRIPOLI [9], France MACBEND [10], Angleterre MVP [11], Japon MCU [12], Russie MORSE [20], USA FLUKA [21], [30], Italie/Suisse PENELPE [22], Espagne TART [29], USA
Atténuation en ligne droite 3D	Classe 2, modèle	γ , neutrons rapides	Calculs de projet	MERCURE-6 [13], France MERCURAD [14], France QAD [15], Japon MARMER [16], Hollande RANKERN [17], Angleterre MICROSHIELD [18], USA
Albédo 3D	Classe 2, modèle	γ , neutron	Calculs de projet	NARCISSE [19], France RANKERN [17], Angleterre MORSE [20], USA

Tableau 10.1b. Méthodes et codes dédiés à la propagation des particules chargées dans la matière.

Méthode	Classe	Type de particules	Type de calculs	Codes
Méthode par discrétisation	Classe 1a, déterministe	Électrons, positrons, ions, γ Transport couplé électron/positon- γ ,... Production de particules secondaires (γ , neutrons,...)	Études paramétriques, Calculs de projet	ELEGAM [26], France ALPHAN [27], France SOURCES-4C [28], USA
Méthode Monte Carlo 3D	Classe 1b, stochastique	Électrons, positrons, ions, γ Transport couplé électron/positon- γ ,... Production de particules secondaires (γ , neutrons,...)	Calculs de référence Calculs de projet	MCNP [8], MCNPX [8 bis], USA TRIPOLI [9], [32], France FLUKA [21], [31], Italie/Suisse PENELOPE [22], Espagne EGS-4 [23], USA TRIM/SRIM [24], USA ETRAN [25], USA GEANT-4 [25],

Références

- 1] Duderstadt J.J., Martin W.R. (1979) *Transport Theory* (New York, John Wiley & Sons).
- Jaeger R.G. ed. (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, (Springer Verlag, Berlin) ; vol. 1, *Shielding fundamentals and methods*, pp. 280-329 ; A. Foderaro, Point Kernel Methods, chap., pp. 124-127 ; P. Blizard et al., Extended Radiation Sources – Point Kernel Integrations, chap. 6, pp. 363-416.
- Lux I., Koblinger L. (1991) *Monte Carlo Particle Transport Methods : Neutron and Photon Calculations* (CRC Press).
- 2] ANISN
Devillers C. (1970) *Système ANISN – Description et mode d'utilisation du programme aux ordonnées discrètes ANISN et des programmes auxiliaires*, Note CEA-N-1358.
- Engle W.W. (1967) *A users Manual for ANISN, A one Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering*, AEC Research and Development Report K 1693.
www.nea.fr/abs/html/ccc-0514.html
[http : epicws.cped.ornl.gov/risicnew/CFDOCS/qryPackageCCC.cfm](http://epicws.cped.ornl.gov/risicnew/CFDOCS/qryPackageCCC.cfm)
<http : epicws.cped.ornl.gov/codes/ccc/ccc2/ccc-254.html>
- 3] **SN1D** (Dejonghe G., Lunéville L., CEA report).
Lunéville L. (1998) *Méthode multibande aux ordonnées discrètes. Formalisme et résultats*, Note CEA-N-2832.
- Kitsoy S., Diop C.M., Assad A., Nimal J.C., Ridoux P. (1996) *Improvement of γ -ray Sn transport calculations including coherent and incoherent scatterings and secondary sources of bremsstrahlung and fluorescence – Determination of γ -ray buildup factors*, *Nuclear Science and Engineering*, **123**, 215-227.

4J DOT

DOT IV – *Two Dimensional Discrete Ordinates Radiation Transport Code System*, CCC-320 (Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory).

http : epicws.cped.ornl.gov/rsiccnew/CFDOCS/qryPackageCCC.cfm
 http : epicws.cped.ornl.gov/codes/ccc/ccc2/ccc-254.html

5J TWODANT

CCC-0547 : TWODANT-SYS, DANYSYS3.0, 1-D, 2-D MultiGroup Discrete...

www.nea.fr/abs/html/ccc-0547.html

6J ERANOS- ECCO

IKET (Institute for Nuclear and Energy Technologies –

[http : www.iket.fzk.de/index.php?setlang=en&part=4&pid=28](http://www.iket.fzk.de/index.php?setlang=en&part=4&pid=28)

ERANOS : European Reactor Analysis Optimized System includes nuclear data libraries (up to 1968 group), a sophisticated cell code (ECCO), a 3D nodal transport code (VARIANT) with perturbation and time-dependent capabilities (KIN3D), burn-up simulation, etc. Lefevre E. (1996) *Mise au point d'un nouveau formulaire adapté au calcul des protections neutroniques des réacteurs à neutrons rapides*, thèse de doctorat ès sciences, Université de Provence Aix-Marseille I.

7J DORT, TORT

DOORS3.2a : One, Two- and Three-Dimensional Discrete Ordinates Neutron/Photon Transport Code System.

DOORS3.2a : One, Two- and Three-Dimensional Discrete Ordinates Neutron/Photon Transport Code System.

www.rsicc.ornl.gov/codes/ccc/ccc6/ccc-650.html

8J MCNP

Code, Monte Carlo 3D de transport des neutrons, photons, électrons, développé au Los Alamos National Laboratory aux USA.

CCC-0700 : MCNP-4C, Coupled Neutron, Electron γ 3-D Time...

www.nea.fr/abs/html/ccc-0700.html

MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code - Version 5
[http : laws.lanl.gov/x5/MCNP/index.html](http://laws.lanl.gov/x5/MCNP/index.html)

8 bisJ MCNPX

MCNPX 2.4.0, Monte Carlo N-Particle Transport Code System for Multiparticle and High Energy Applications. Il s'agit d'une version dérivée de MCNP qui a intégré le code LAHET de transport de particules aux énergies intermédiaires (> 20 MeV).

www.nea.fr/abs/html/ccc-0705.html

9J TRIPOLI-4

Code Monte Carlo 3D de transport des neutrons, photons, électrons, positrons, développé au CEA en France.

NEA-1716 : TRIPOLI-4.3, Coupled Neutron, Photon, Electron, Positron...

www.nea.fr/abs/html/nea-1716.html

Both J.P., Lee Y.K., Mazzolo A., Petit O., Pénéliou Y., Roesslinger B., Soldevila M. (2003) TRIPOLI-4 – A Three Dimensional Polykinetic Particle Transport Monte Carlo Code, SNA'2003 (Paris).

Both J.P., Dertienic H., Morillon B., Nimal J.C. (1994), A Survey of TRIPOLI-4 », *Proceedings of the 8th International Conference on Radiation Shielding*, 24-28 avril 1994 (Arlington, Texas, USA), pp. 373-380.

Both J.P., Mazzolo A., Pénéliou Y., Petit O., Roesslinger B. (2003)

Notice d'utilisation du code TRIPOLI-4.3 : code de transport de particules par la méthode de Monte Carlo, rapport CEA-R-6043. Version anglaise rapport CEA-R-6044.

Pénéliou Y. (2000) Electron Photon Shower Simulation TRIPOLI-4 in Monte Carlo Code, *Proceedings of the International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications* (Lisbon, Portugal).

Vergnaud T., Nimal J.C., Chiron M. (2001) TRIPOLI-3-Code de transport des particules neutres par la méthode de Monte Carlo.

Version 3.5. Rapport CEA-R-5949.

10J MACBEND

MCBEND – A Monte Carlo program for general radiation transport : neutrons et γ . Développé en Angleterre initialement à l'AEA.

ANSWERS - Shielding - MCBEND - A Monte Carlo Program for General... www.sercoassurance.com/answers/resource/areas/shield/mcbend.htm	natorial Geometry développé au JAERI (Japon). www.nea.fr/abs/html/cc-0645.html www-rsicc.ornl.gov/codes/cc/cc0/cc-048.html
11] MVP Code Monte Carlo 3D de transport de particules développé au JAERI, au Japon.	16] MARMER MARMER, Point-Kernel Shielding Calculation with Nuclide Concentrations from ORIGEN-S développé à l'Université de Delft en Hollande. www.nea.fr/abs/html/nea-1307.html www-rsicc.ornl.gov/codes/cc/cc5/cc-579.html
Carlo Code MVP for Neutron and Photon Transport Problems, Monte Carlo 2000 Conference... www.kikaku.tokai.jaeri.go.jp/gizi-iten/santa/L-05r.htm	17] RANKERN RANKERN - A point-kernel program for γ ray transport solutions, code développé initialement à l'AEA et actuellement développé avec BNFL. www.sercoassurance.com/answers/resource/areas/shield/rankern.html
12] MCU Code 3D de transport de particules par la méthode de Monte Carlo développé en Russie à l'Institut Kurchatov. www.kiae.ru/eng/inf/pabl/p_inr98.htm	Streaming Calculations using the Point-Kernel Code RANKERN.
13] MERCURE-6 Code d'atténuation en ligne droite des γ développé au CEA en France.	18] MICROSIELD MicroShield® is a comprehensive photon/ γ ray shielding and dose, développé par Grove Software, Inc. www.radiationsoftware.com/mshield.html
Suteau C., Chiron M., Arnaud G. (2004) Improvement of the MERCURE-6's General Formalism for Calculating γ -Ray Buildup Factors in Multilayer Shields, <i>Nuclear Science and Engineering</i> , 147 , 43-55.	19] NARCISSE Code de propagation des γ par réflexion (albédo) développé au CEA : voir les Actes du Congrès de la Société Française de Radioprotection (SFRP) sur « L'utilisation des codes de calcul en radioprotection », 20-21 novembre 1996, CEA/Saclay-INSTN.
14] MERCURAD Version industrialisée du code MERCURE-6 adaptée à l'étude de configurations simples 3D, bilingue française et anglaise. Mercurad™ : Logiciel de simulation 3D pour calcul de débits de dose ($\dot{\gamma}$). www.camberraurisys.com/products/13250.asp	20] MORSE Code 3D de transport de particules par la méthode de Monte Carlo développé. Il est multigruppe en énergie. Il peut exploiter des albedos pré-calculés et stockés dans une bibliothèque. www.nea.fr/abs/html/cc-0127.html
MERCURAD - 3D Simulation Software for Dose Rate Calculation ($\dot{\gamma}$) www.camberra.com/products/589.asp	MORSE, MultiGroup Neutron Transport and γ Transport for Complex Geometry Shields by Monte-Carlo. www.nea.fr/abs/html/psr-0143.html
15] QAD QAD-CGCP, Fast Neutron and γ Penetration in Shields with Combi-	PSR-0143 : BREESE, Distribution Function for Program MORSE

- from...
www-rsicc.ornl.gov/codes/psr/psr1/psr-131.html
- [21] FLUKA**
 FLUKA Code de transport de particules qui couvre les hautes, intermédiaires et basses énergies. Il est développé à l'INFN de Milan en Italie et au CERN de Genève en Suisse.
[http : bnv.home.cern.ch/bnv/fluka/](http://bnv.home.cern.ch/bnv/fluka/)
 Fluka-2003 : fluka - Header.
- 22] PENELOPE**
 PENELOPE2003, A Code System for Monte-Carlo Simulation of Electron and Photon Transport développé en Espagne.
<http : www.nea.fr/abs/html/nea-1525.html>
- 23] EGS-4**
 The EGS computer code system is a general purpose package for the Monte Carlo simulation of the coupled transport of electrons and photons in an arbitrary geometry for particles with energies from a few keV up to several TeV.
<http : www.slac.stanford.edu/egs/>
- 24] TRIM/SRIM**
 TRIM (the Transport of Ions in Matter, J. F. Ziegler et. al.
<http : www.srim.org/SRIM/SRIMINTRO.htm>
 SRIM : Stopping and Range of Ions in Matter
- 25] ETRAN**
 ETRAN, Electron Transport and γ Transport with Secondary Radiation in Slab by Monte-Carlo, M.J. Berger, S.M. Seltzer.
<http : www.nea.fr/abs/html/ccc-0107.html>
- 26] ELECAM**
 Transport des électrons dans une cible épaisse, détermination de la source de γ de Bremsstrahlung (cascade électromagnétique/cascad shower). Code développé au CEA, France, C.M. Diop, S. Kitsos.
 Diop C.M. (1984) *Étude de protection d'une machine à fusion. Mise au point d'un schéma de calcul global de protection pour le tokamak Tore Supra*, Note CEA-N-2376.
- 27] ALPHAN**
 Transport des particules α dans la matière, détermination de la source de neutrons par réaction (α, n). Code développé au CEA, France, C.M. Diop, B. Duchemin, C. Raepsaet. Voir les Actes du Congrès de la Société Française de Radioprotection (SFRP) sur « *L'utilisation des codes de calcul en radioprotection* », 20-21 novembre 1996, CEA/Saclay-INSTN.
- 28] SOURCES-4C**
 SOURCES-4C, Calculating Alpha, N, Fission, Delayed Neutron Sources and Spectra, développé au LANL et RSICC d'Oak Ridge, USA.
- 29] TART**
<http://www.llnl.gov/cullen1/Papers/tartsf/tartsf.pdf>
<http : www.nea.fr/abs/html/ccc-0638.html>
 CCC-0638 : TART2000, 3D Coupled N-Photon Combinatorial Geometry...
- 30] GEANT-4**
Geant4 is a toolkit for the simulation of the passage of particles through matter
http : www.space.qinetiq.com/geant4/geant_dv.html
<http : www.wasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/collaboration/cvs.html>
- 31] Fasso A. et al.** (1990) *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, vol. 11, *Shielding Against High Energy Radiation*, (Berlin, Springer-Verlag).
- 32] Pénéliat Y.** (2000) *Electron Photon Shower Simulation TRIPOLI-4 in Monte Carlo Code* », *Proceedings of the International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport and Applications*, october 23-26, 2000 (Lisbonne).

Tableau 10.2. Données de base nucléaires et atomiques utilisées par les codes de propagation de rayonnements.

Sigle de l'évaluation	Signification	Pays	Référence web
ENDF/BVI	Evaluated Nuclear Data File	USA : Brookhaven National Nuclear Data Center	http : www-rsicc.ornl.gov/codes/dlc/dlc1/dlc-192.html
JEF-2, JEFF-3	Joint European File	Europe : Nuclear Atomic Agency de l'Organisation de Coopération et de Développement Européenne	http : www.nea.fr/html/dbdata/JEFF/
JENDL-3	Japanese Evaluated Data Library	Japon : Japan Atomic Energy Research Institute	http : www.ndc.tokai.jaeri.go.jp/jendl/jendl.html
CENDL-2	Chinese Evaluated Data Library	Chine : Chinese Nuclear Data Center, Institute of Atomic Energy	http://www.nea.fr/html/science/docs/2003/nsc-wpec-doc2003-279.pdf http : t2.lanl.gov/data/cendl2.html
FENDL	Fusion Evaluated Nuclear Data Library	International : Nuclear Data Section de l'International Atomic Energy Agency	http : www-nds.iaea.org/fendl/
BROND		Russie : Obninsk Data Center	http : www.ippe.obninsk.ru/podf/cjd/data/brond/brond.htm http : t2.lanl.gov/data/brond22.html http : www.nea.fr/html/dbdata/data/nds_eval_libs.htm
EAF-2003	European Activation File	Europe : AEN/OCDE	http : www.nea.fr/abs/html/nea-1564.html
EPDL	Evaluated Photon Data Library	USA : Lawrence Livermore National Laboratory	http : www-nds.iaea.org/indg_phat.html
ENDL	Evaluated Nuclear and Atomic reaction Data Library	USA : Lawrence Livermore National Laboratory	http : nuclear.llnl.gov/CNP/Home/Nuclear_Data.htm
ESTAR, PSTAR, ASTAR	Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions	USA : National Institute of Standards and Technology, Physics Laboratory, Ionizing Radiation Division	http : physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html

Les données nucléaires et atomiques associées aux codes de calcul sont regroupées dans des fichiers informatiques désignés par les termes d'évaluations ou de bibliothèques (*libraries* en anglais). On dispose de plusieurs fichiers d'origines diverses comme l'indique le tableau 10.2.

Les différentes méthodes sont complémentaires comme le font apparaître les tableaux 10.1 a, 10.1b et 10.3 qui concerne plus spécifiquement la propagation des neutrons et des γ .

Tableau 10.3. Domaines d'utilisation des codes de calcul.

Méthodes	Types de configurations physiques
Résolution de l'équation de Boltzmann par la méthode aux ordonnées discrètes S_N	Propagation dans des milieux homogènes massifs tels que des murs de protection de grandes dimensions. Dans de telles situations l'approximation géométrique mono ou bi-dimensionnelle est tout à fait justifiée.
Résolution de l'équation de Boltzmann par la méthode de Monte Carlo	Propagation dans des géométries 3D, complexes, présentant des hétérogénéités. La méthode de Monte Carlo est particulièrement bien adaptée au traitement du transport des rayonnements dans des géométries tridimensionnelles.
Méthode d'atténuation en ligne droite	Propagation dans des situations avec présence d'écrans de matière entre la source de rayonnements et le point de calcul. L'utilisation de la méthode de Monte Carlo dans le cadre de cette méthode permet de traiter aisément des configurations tridimensionnelles où notamment les sources sont spatialement distribuées.
Albédo	Traitement de problèmes de fuite de rayonnements, (<i>streaming</i>), dans des milieux lacunaires : tuyaux, gaines de ventilation, canalisations de fluides, fentes dans les protections. Propagation des rayonnements dans un hall abritant une source de particules qui sont partiellement réfléchies par les parois. Dans de telles configurations, les « réflexions » des rayonnements sur les parois jouent un rôle prépondérant.

Dans la suite, le transport des particules chargées sera traité de manière succincte à l'aide de deux exemples d'application portant respectivement sur la propagation des particules α et la propagation des électrons.

En revanche, le transport des particules neutres fera l'objet d'un exposé plus développé, en restant toutefois au niveau descriptif des grands principes qui sous-tendent les différentes méthodes passées en revue :

- propagation des γ par la Méthode d'atténuation en ligne droite,
- résolution de l'équation de Boltzmann par la méthode aux ordonnées discrètes S_N ,
- résolution de l'équation de Boltzmann par la méthode de Monte Carlo,
- propagation des γ par albédo.

Ce sont, actuellement, les méthodes les plus couramment utilisées pour les études de protection du domaine des réacteurs nucléaires. Bien entendu, d'autres méthodes existent comme la méthode « removal-diffusion » de transport des neutrons (Ponti *et al.*, 1967 ; Jaeger, 1968), la méthode « à un choc » (Bourdet, 1983) qu'il convient sans doute de revisiter.

10.1. Transport des particules chargées

Le transport des particules chargées – électrons, positrons, ions... – dans la matière est constitué de phénomènes physiques complexes. Ainsi, un électron qui se propage dans la matière donne lieu aux interactions suivantes :

- la collision élastique au cours de laquelle l'électron interagit avec le noyau de l'atome : son énergie cinétique n'est pas modifiée mais sa direction de propagation change (Mott, 1924 ; Riley, 1975) ;

- la collision inélastique au cours de laquelle l'électron interagit avec le cortège électronique de l'atome en transférant une partie de son énergie aux électrons de l'atome. Celui-ci soit se retrouve dans un état excité, soit est ionisé par éjection d'un des électrons du cortège électronique. La désexcitation de l'atome produit un ou plusieurs photons. À l'issue de cette collision, l'électron incident a à la fois son énergie et sa direction modifiées (Möller, 1932) ;

- l'accélération de l'électron dans le champ électrique créé par le noyau de l'atome qui a pour effet la production de photons, appelée *rayonnement de freinage* ou *Bremsstrahlung*, dont le spectre est continu en énergie (Koch *et al.*, 1959 ; Berger *et al.*, 1986).

Les photons produits par l'interaction des électrons avec les atomes donnent eux-mêmes lieu à des interactions dans la matière : effet photo-électrique, diffusion cohérente, effet Compton, création de paires (électron, positon) (Bethe *et al.*, 1934 ; Bhabha, 1936).

La perte d'énergie de la particule primaire a, par conséquent, deux composantes, l'une liée aux collisions inélastiques (ionisation), l'autre au processus radiatif (rayonnement de freinage).

Par ailleurs, plusieurs milliers, voire dizaines de milliers de collisions, sont nécessaires pour ralentir un électron d'une énergie de plusieurs MeV.

Cette phénoménologie de l'interaction électron-matière montre donc, à partir d'un électron primaire, la production arborescente d'électrons, de positrons et de γ que l'on désigne par le terme de *cascade électromagnétique* (*cascad shower* en anglais). Le transport des électrons, des positrons et des γ est donc fortement couplé.

La complexité du phénomène de propagation des particules chargées notamment des électrons (grand nombre de collisions, création de particules secondaires, annihilation de particules, énergie relativiste...) a conduit divers auteurs à traiter le transport des particules chargées par la méthode de Monte Carlo (Berger, 1963 ; Tableau 10.4) assortie d'approximations relatives à la fois aux processus de ralentissement et de diffusion.

Le principe général de l'approche Monte Carlo (en fait plusieurs types d'algorithmes existent, Berger, 1963 ; Pénéliou, 2000) repose sur la simulation alternée de collisions individualisées (appelées collisions dures ou catastrophiques) qui modifient de manière significative l'état de la particule (énergie et direction) et de collisions regroupées sur de courts trajets successifs sur lesquels sont appliquées les approximations d'un ralentissement

continu de la particule et d'une déviation angulaire déduite d'un formalisme de la diffusion approprié (« diffusion multiple », Goudsmith *et al.*, 1940a, 1940b).

L'approximation du ralentissement continu permet de déterminer la perte d'énergie moyenne ΔE de la particule sur un trajet élémentaire $[s_i, s_{i+1}]$.

$$\Delta E = \int_{s_i}^{s_{i+1}} \left(\frac{dE_p}{ds} \right) ds$$

où $\left(\frac{dE_p}{ds} \right)$ représente la *perte d'énergie de la particule par unité de longueur* ou *pouvoir d'arrêt (stopping power)* qui est la somme de la perte d'énergie par ionisation et de la perte d'énergie par rayonnement de freinage (Ziegler, 1977 ; Pagès *et al.*, 1970).

Les pas $[s_i, s_{i+1}]$ sont choisis de manière à ce que la perte d'énergie ΔE soit toujours petite vis-à-vis de l'énergie de la particule.

Les données et formalismes d'interaction utilisés dans le code de transport Monte Carlo TRIPOLI-4 sont présentés dans Pénéliou (2000).

Dans certaines situations il est cependant possible d'adopter un formalisme déterministe simplifié. Deux exemples en sont donnés ci-après.

Exemple 1 : Calcul de la production de neutrons par réaction (α, n)

Les chapitres précédents 7 et 8 ont déjà fait mention de la production de neutrons par réaction (α, n) dans un milieu donné comportant des noyaux émetteurs de particules α (U, Pu, Cm, etc.). Cette production peut être déterminée en pré-calculant le rendement (α, n), $r_{(\alpha, n), i}$ qui représente le nombre de neutrons émis par réaction (α, n) lors du ralentissement des particules α émises par un isotope d'espèce i dans le milieu considéré (UO₂, PuO₂, SiO₂...).

Dans l'approximation de ralentissement continu de la particule α , le rendement $r_{(\alpha, n), i}$ associé à un spectre de particules α se ralentissant dans un milieu de composition chimique donnée et qui produit une réaction (α, n) avec un isotope d'espèce k est calculé à partir de l'expression suivante :

$$r_{(\alpha, n), i} = \sum_m I_{mi} \sum_k N_k \int_{E_{sk}}^{E_{mi}} \sigma_k(E_\alpha(x)) \frac{dE_\alpha}{\left(\frac{dE_\alpha}{dx} \right)}$$

avec :

I_{mi} : nombre de particules α émises à l'énergie E_{mi} lors d'une désintégration α de l'isotope i (intensité de la raie d'émission α considérée : raie m de l'isotope i).

N_k : nombre d'isotopes d'espèce k par unité de volume.

$E_{\alpha}(x)$: énergie cinétique de la particule α à la distance x de son point d'émission ; $E_{\alpha}(x)$ diminue en fonction de la distance x parcourue dans le milieu ralentisseur considéré.

$\sigma_k(E_{\alpha}(x))$: section efficace microscopique de la réaction (α, n) induite par une particule α d'énergie $E_{\alpha}(x)$ avec un isotope d'espèce k (Vukolov, 1991).

E_{sk} : énergie de seuil de la réaction (α, n) induite par une particule α sur l'isotope d'espèce k .

$\left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)$ représente la perte d'énergie de la particule α par unité de longueur parcourue dans le milieu considéré. Elle dépend de la composition chimique de ce milieu et se calcule selon la formule :

$$\left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)_{[\text{MeV}/\text{cm}]} = \sum_j n_j \frac{\rho N_A}{M} 10^{-6} 10^{-15} \left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)_{j[\text{eV}/(10^{15}\text{at}/\text{cm}^2)]}$$

avec :

ρ : masse volumique du mélange en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

N_A : nombre d'Avogadro : $6,02 \times 10^{23}$.

M : masse molaire du mélange : $\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$.

n_j : nombre de fois où l'atome d'espèce j apparaît dans la formule chimique du milieu ralentisseur considéré (stœchiométrie).

$\left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)_{j[\text{eV}/(10^{15}\text{at}/\text{cm}^2)]}$: perte d'énergie d'une particule α d'énergie E_α par unité de longueur dans le milieu composé uniquement d'atomes d'espèce j (pouvoir d'arrêt). Les valeurs de cette perte d'énergie en unités $\text{eV}/(10^{15}\text{at}/\text{cm}^2)$ peuvent être trouvées dans Ziegler (1977).

Dans la pratique, l'expression donnant $r_{(\alpha, n), i}$ est calculée par discrétisation numérique du parcours de la particule α en parcours élémentaires Δx_p mis bout à bout au fur et à mesure du ralentissement de la particule. À chaque parcours élémentaire, Δx_p est associée une énergie nouvelle E_{op} de la particule α obtenue approximativement par la relation :

$$E_{\text{op}} = E_{\text{op}-1} - \Delta x_p \left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)$$

$\left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)$ étant la valeur du pouvoir d'arrêt à l'énergie $E_{\text{op}-1}$. Le nombre de neutrons produits est calculé sur chaque parcours élémentaire Δx_p . Cette production est ainsi cumulée de proche en proche jusqu'à l'atteinte, par la particule α , de l'énergie de seuil des réactions (α, n).

Exemple 2 : Calcul du débit de dose induit au centre d'une sphère d'air contenant des radionucléides émetteurs β uniformément répartis dans le volume de la sphère

On désigne par $S_{\beta ik}$ le nombre de particules β émises, de manière isotrope, par unité de volume par le radionucléide k dans la bande d'énergie i (on dit aussi groupe d'énergie) comprise entre les énergies E_i et E_{i+1} . Le débit de dose associé au radionucléide k et au groupe d'énergie i , reçu au centre d'une sphère d'air de rayon R dans laquelle la répartition des émetteurs β est uniforme est donnée par l'expression suivante :

$$D_{\beta ik} = \int_0^R S_{\beta ik} K(E(\bar{E}_i, r)) Q(E) dr$$

avec $E(\bar{E}_i, r)$ définie par la relation :

$$r = \int_{\bar{E}_i}^{E(\bar{E}_i, r)} \frac{dE'}{\left(\frac{dE'}{dr}\right)_E} ; \quad K(E'(\bar{E}_i, r)) = \left(\frac{dE'}{dr}\right)_E$$

$\left(\frac{dE}{dr}\right)_{E'}$ représente la perte d'énergie par unité de longueur pour un électron d'énergie E' .

\bar{E}_i représente l'énergie moyenne du groupe d'énergie i .

$Q(E)$ est un coefficient associé à la réponse débit de dose cherchée pour un électron d'énergie E .

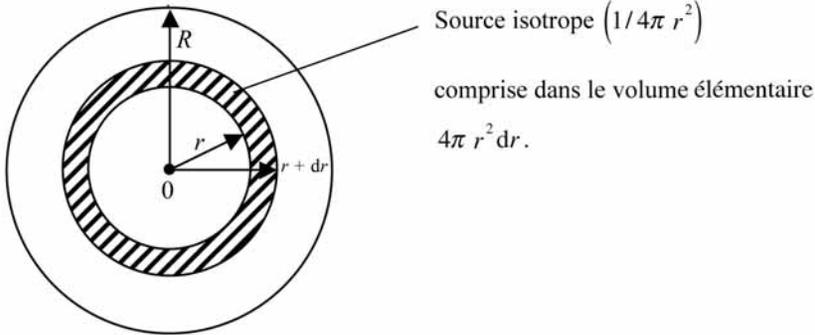


Figure 10.1. Calcul du débit de dose induit au centre d'une sphère d'air par une source volumique de particules β .

Le débit de dose total cherché s'obtient par simple sommation sur les types de radionucléides émetteurs β et sur les groupes d'énergie :

$$D_{\beta} = \sum_k \sum_i D_{\beta ik}$$

10.2. Transport des particules neutres : neutrons et gamma

On considère un milieu (système physique) non multiplicateur dans lequel se propagent des particules neutres – neutrons et/ou γ ici. L'équation de Boltzmann, ou plus exactement l'équation du transport, régit la propagation des particules neutres dans la matière (Duderstadt *et al.*, 1979 ; Lux *et al.*, 1991 ; Reuss *et al.*, 1985).

Les phénomènes qui dominent la propagation des neutrons sont les réactions de diffusion élastique, de diffusion inélastique, de capture radiative, de fission, d'absorption avec production de particules secondaires : neutrons, proton, particules α , deuton...

Alors que le neutron interagit directement avec le noyau de l'atome, le γ interagit essentiellement avec le cortège électronique de l'atome : effet photo-électrique (absorption), diffusion cohérente, diffusion Compton, effet de paires (e^+ , e^-).

Dans la suite on se place en régime stationnaire qui est le cas de figure le plus fréquemment considéré dans les études de protection. Le flux en phase $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, défini dans le chapitre 7, satisfait les deux formes *intégrale* et *intégrale* de l'équation du transport présentées dans les deux paragraphes suivants. La notion de *flux adjoint* et d'*équation adjointe* sera abordée au paragraphe 10.2.3.

10.2.1. Forme intégrro-différentielle de l'équation du transport

La forme intégrro-différentielle¹ est une équation de bilan dans un volume élémentaire de l'espace des phases centré autour du point $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ de coordonnées $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$:

$$\vec{\Omega} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int dE' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

où :

– le phénomène de disparition de la particule incidente par interaction avec la matière est représenté par la section efficace macroscopique notée $\Sigma_t(\vec{r}, E)$: probabilité d'interaction par unité de longueur (densité de probabilité d'interaction) de la particule à l'énergie E , au point \vec{r} tous phénomènes confondus,

– le phénomène de diffusion modifie la direction et l'énergie de la particule ; il est représenté par la section efficace différentielle en angle et en énergie notée :

$\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ diffusion faisant passer la particule de l'énergie E' à l'énergie E ($E' \rightarrow E$) et de la direction $\vec{\Omega}'$ à la direction $\vec{\Omega}$ ($\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}$),

– $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ représente la source de particules émises au point $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ par unité de volume, par unité de temps, par unité d'énergie et par unité d'angle solide.

Ainsi, en régime stationnaire, dans le volume élémentaire de l'espace des phases (cellule de l'espace des phases) centré autour du point $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, il y a égalité entre :

– la quantité de particules disparaissant de cette cellule de l'espace des phases par deux phénomènes :

– les particules qui fuient du volume élémentaire de l'espace des phases centré autour du point $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ à travers les surfaces physiques du volume : c'est le terme $\vec{\Omega} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ de l'équation,

– les particules qui quittent le volume élémentaire de l'espace des phases centré autour du point $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ par toute interaction avec la matière (absorption, diffusions...) : c'est le terme $\Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$,

– la quantité de particules apparaissant dans cette cellule de l'espace des phases par deux phénomènes :

– les particules d'énergie E' et de direction $\vec{\Omega}'$ présentes dans le volume élémentaire de l'espace des phases centré autour du point $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ subissant une diffusion leur donnant une énergie E et une direction $\vec{\Omega}$, phénomène représenté par le premier terme du second membre de l'équation :

$$\int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int dE' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}')$$

¹ Afin d'alléger les notations, les bornes d'intégration en E' sont omises. On a : $E \leq E' \leq E_{\text{max}} = 20 \text{ MeV}$ par exemple.

On pose :

$$T = \sum_t(\vec{r}, E) \int_0^\infty \exp(-\int_0^s \sum_t(\vec{r} - s'\vec{\Omega}, E) ds') \dots ds : \text{opérateur transport}$$

avec : $\vec{r}' = \vec{r} - s\vec{\Omega}$; on note aussi $T = T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r})$: transport du point \vec{r}' au point \vec{r} .

$$C = \int_0^\infty \int_{4\pi} \frac{\sum_s(\vec{r} - s\vec{\Omega}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})}{\sum_t(\vec{r} - s\vec{\Omega}, E')} d\Omega' dE' : \text{opérateur collision.}$$

On note aussi : $C = C(\vec{r}', E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$: diffusion au point \vec{r}' faisant passer les particules de l'énergie E' à l'énergie E et de la direction $\vec{\Omega}'$ à la direction $\vec{\Omega}$ ($\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}$).

$$\text{et } K = TC = T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) C(\vec{r}', E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$$

diffusion au point \vec{r}' faisant passer les particules de l'énergie E' à l'énergie E et de la direction $\vec{\Omega}'$ à la direction $\vec{\Omega}$ ($\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}$) puis transport sans choc du point \vec{r}' au point \vec{r} .

On note aussi : $K = K(P' \rightarrow P)$: passage des particules du point $P' = P(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$ au point $P = P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$.

L'équation intégrale peut alors s'écrire de manière compacte comme :

$$\Psi(P) = \int_D K(P' \rightarrow P) \Psi(P') dP' + S_1(P)$$

$$\Psi = K\Psi + S_1$$

$$\Psi = TC\Psi + TS$$

avec : $S_1 = S_1(P) = TS$

Cette équation étant résolue en $\Psi(P)$, le flux de particules $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ au point $P = (\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ s'obtient par le rapport : $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) / \sum_t(\vec{r}, E)$.

On montre également qu'en définissant $\chi(P)$, appelée *densité sortante*, par :

$$\chi(P) = \chi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int d\vec{\Omega}' \int dE' \sum_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$$

alors $\chi(P)$ satisfait l'équation intégrale suivante :

$$\chi(P) = \int_D L(P' \rightarrow P) \chi(P') dP' + S(P)$$

où :

$L(P' \rightarrow P) = C(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r})$: transport du point \vec{r}' au point \vec{r} puis diffusion au point \vec{r} faisant passer les particules de l'énergie E' à l'énergie E et de la direction $\vec{\Omega}'$ à la direction $\vec{\Omega}$ ($\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}$).

On écrit aussi de manière en plus condensée :

$$\chi = L\chi + S$$

$$\chi = CT\chi + S$$

avec $S = S(P)$ qui est la source réelle.

Le flux de particules $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ au point $P = P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ s'obtient alors en appliquant l'opérateur transport à la densité de collision sortante $\chi(\vec{r}', E, \vec{\Omega})$:

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) \chi(\vec{r}', E, \vec{\Omega})$$

10.2.3. Notion de flux adjoint – Équation adjointe du transport

On a vu au chapitre 7 que la réponse $R(\vec{r})$ d'un détecteur placé en un point \vec{r} de l'espace est définie par une expression de la forme :

$$R(\vec{r}) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g(E) \phi(\vec{r}, E) dE$$

avec :

$\phi(\vec{r}, E)$: flux scalaire au point \vec{r} , à l'énergie E .

$g(E)$: réponse du détecteur au flux de particules d'énergie E .

On désigne par $\phi^*(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$ la contribution à la réponse $R(\vec{r})$, d'une particule d'énergie E' , passant au point \vec{r}' , se déplaçant dans la direction $\vec{\Omega}' \cdot S(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$ représentant la distribution de la source de particules dans l'espace des phases, la réponse $R(\vec{r})$ peut alors s'écrire :

$$R(\vec{r}) = \int_V d\vec{r}' \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \phi^*(\vec{r}', E', \vec{\Omega}') S(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$$

Mais comment obtenir $\phi^*(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$? On montre que $\phi^*(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$ est solution de l'équation du transport adjointe. L'équation du transport adjointe s'obtient en remplaçant dans l'équation directe (intégrale-différentielle ou intégrale) les opérateurs transport et collision par les opérateurs adjoints correspondants et la source $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ par une source adjointe définie par la réponse $g(E)$ au flux de particules, placée au point \vec{r} , position du détecteur. À la condition aux limites de flux angulaire entrant nul à la frontière extérieure du système physique étudié correspond la condition aux limites du flux adjoint sortant nul sur cette même frontière (Duderstadt *et al.*, 1979 ; Reuss *et al.*, 1985 ; Lux *et al.*, 1991).

La grandeur $\phi^*(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$ est appelée *flux adjoint* au point $(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$ de l'espace des phases *relativement* à la réponse $R(\vec{r})$. On lui donne également le nom d'*importance* au point $(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$ de l'espace des phases *relativement* à la réponse $R(\vec{r})$. Il s'agit donc d'une alternative pour le calcul de la réponse $R(\vec{r})$.

La résolution de l'équation du transport adjointe présente plusieurs intérêts majeurs :

– possibilité d'effectuer des études paramétriques en fonction de la source de particules, sous réserve de non-modification du milieu de propagation. En effet, pour différentes distributions

de la source de particules, un seul calcul de transport (adjoint) est nécessaire, alors que l'approche directe requiert autant de calculs qu'il y a de distributions de sources à étudier ;

– possibilité de faire des études de sensibilité de la réponse cherchée à différents paramètres physiques (sections efficaces par exemple), ainsi que des calculs de perturbations et d'incertitudes servant à l'amélioration de la qualité des données nucléaires de base utilisées dans les calculs de propagation de particules (Morillon, 1998 ; 2000).

– fournir des fonctions d'importance pour accélérer la convergence d'un calcul de transport par la méthode de Monte Carlo (Giffard, 2000).

L'équation adjointe du transport est résolue par les deux types de méthodes déterministe et Monte Carlo (Engle, 1993 ; Irving, 1970 ; Hoogenboom, 2004).

10.3. Calculs paramétriques, calculs de sensibilité et propagation d'incertitudes

Il est utile de disposer de données, de méthodes et de codes de calcul pour mener des études paramétriques, de sensibilité à des paramètres physiques et d'incertitudes sur le résultat cherché.

Par exemple, des données d'incertitudes sur les sections efficaces et des méthodes de calcul ont été mises au point pour calculer l'incertitude sur la fluence neutronique sur la cuve d'un REP (Kodeli, 1994 ; 2001). Le formalisme de calcul de la propagation d'erreur utilisé est celui du développement de Taylor au premier ordre de la grandeur physique d'intérêt G en fonction de ou des paramètres X dont elle dépend (Smith, 1991). Ce formalisme peut être représenté formellement par l'expression mathématique suivante :

$$\text{Cov } G = S_{G/X} \cdot \text{Cov } X \cdot S_{G/X}^t$$

où :

– $S_{G/X}$ est la matrice de sensibilités de la grandeur physique G par rapport au paramètre X . La sensibilité de G à la variation du paramètre X est le taux de variation δG de G pour une variation δX de X exprimé en relatif : $(\delta G / \delta X) / G$,

– $S_{G/X}^t$ transposée de $S_{G/X}$,

– $\text{Cov } X$ est la matrice de variances-covariances sur les paramètres X ; elle contient donc les données d'incertitudes sur les paramètres X que l'on veut propager sur G .

– $\text{Cov } G$ est la matrice de variances-covariances résultat, relative à la grandeur G : la diagonale de $\text{Cov } G$ contient les valeurs d'incertitudes recherchées.

On peut avoir recours au calcul adjoint pour construire la matrice de sensibilité $S_{G/X}$ (Kodeli, 1994 ; 2001).

La méthode probabiliste de Monte Carlo permet également de faire des calculs de perturbation et des calculs de propagation d'erreur. C'est la *méthode des échantillons corrélés* (*correlated sampling method* ; Dejonghe, 1982 ; 1985 ; Rief, 1984). On montre que l'effet de perturbation apparaît naturellement comme un facteur multiplicatif du noyau K dans la forme intégrale de l'équation du transport de sorte que dans une même simulation il est possible d'estimer la grandeur physique recherchée et l'effet de la perturbation d'un ou plusieurs paramètres physiques sur cette grandeur. En plus de son

caractère tridimensionnel, l'avantage de la *méthode des échantillons corrélés* est qu'elle ne fait pas d'hypothèse particulière sur la variation des paramètres physiques perturbés.

Cependant, dans le cadre de cette approche probabiliste, il est également possible d'introduire le développement en série de Taylor de la grandeur physique recherchée afin de calculer des coefficients de sensibilité par la méthode de Monte Carlo (Rief, 1984 ; Morillon, 2000).

10.4. La méthode d'atténuation en ligne droite

La *méthode d'atténuation en ligne droite* est utilisée (Rockwell, 1956 ; Jaeger, 1968 ; Assad, 1995), pour traiter la propagation des γ et des neutrons rapides.

La suite de ce paragraphe est essentiellement consacrée au transport des γ .

10.4.1. Principe de la méthode

On a vu précédemment qu'en règle générale on cherche à calculer des réponses de détecteur $R(\vec{r})$ (débit d'équivalent de dose, échauffements...) définies par une intégrale du type :

$$R(\vec{r}) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} g(E)\varphi(\vec{r}, E)dE \tag{10.1}$$

avec $g(E)$: sensibilité du détecteur à un γ d'énergie E

La *méthode d'atténuation en ligne droite* (*point kernel attenuation method*) est un modèle permettant de traiter de manière simplifiée la propagation des γ dans la matière. En effet, cette approche fait l'économie du calcul explicite du flux de particules en tout point de l'espace des phases. Le principe de la *méthode d'atténuation en ligne droite* consiste à multiplier le flux sans choc des γ provenant directement de la source par un facteur synthétique appelé *facteur d'accumulation* (*Buildup factor*) qui permet de tenir compte de la contribution des phénomènes de diffusion dans la matière (Figure 10.3).

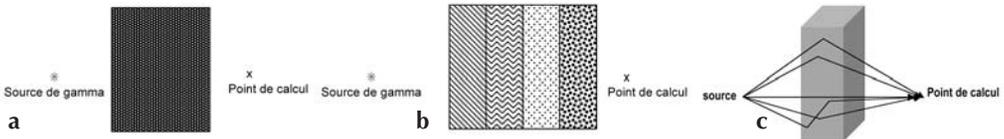


Figure 10.3. a) Écran homogène. b) Écran lamellaire constitué de différents matériaux homogènes. c) Flux sans choc et flux diffusé.

Tableau 10.4. Équivalent en centimètres d'une longueur de relaxation pour des γ d'énergie initiale respectivement de 10 MeV, 1 MeV et 0,1 MeV se propageant dans différents matériaux.

	Distances en cm		
	10 MeV	1 MeV	0,1 MeV
Eau	45,2	14,16	5,83
Fer	4,3	2,14	0,34
Plomb	1,8	1,26	0,16

On considère une région de l'espace de volume V contenant une source de γ mono-énergétique d'énergie E_0 et isotrope.

Le milieu est supposé homogène, de numéro atomique Z .

Soit \vec{r} un point de l'espace où l'on cherche à déterminer la réponse de détecteur, $R(\vec{r})$.

On désigne par $\varphi_0(\vec{r}, E_0)$ le flux sans choc, c'est-à-dire le flux de γ qui, sans avoir subi de collisions, arrivent directement de la source au point \vec{r} .

La méthode d'atténuation en ligne droite consiste à écrire :

$$R(\vec{r}) = \int_0^{E_0} g(E) \varphi(\vec{r}, E) dE = B_R[E_0, \eta(E_0), Z] g(E_0) \varphi_0(\vec{r}, E_0) \quad (10.2)$$

$B_R[E_0, \eta(E_0), Z]$ est le *facteur d'accumulation*, c'est-à-dire le facteur par lequel la réponse associée au flux sans choc $\varphi_0(\vec{r}, E_0)$ doit être multipliée pour obtenir la réponse $R(\vec{r})$.

Le *facteur d'accumulation* $B_R[E_0, \eta(E_0), Z]$ dépend de plusieurs paramètres :

- Z : numéro atomique du milieu.
- E_0 : l'énergie des γ source.
- $\eta(E_0) = \Sigma_t(E_0) \rho$: nombre de longueurs de relaxation (*number of mean free paths : mfp*, cf. tableau 10.4) avec :

$\Sigma_t(E_0)$: section efficace macroscopique totale des γ à l'énergie E_0 , pour un matériau de numéro atomique Z (cm^{-1}).

ρ : épaisseur de matériau traversé (cm).

- La géométrie du milieu (fini ou infini, plan ou sphérique...).
- La configuration du milieu (milieu homogène unique ou succession de milieux homogènes).
- La nature de la réponse de détecteur $R(\vec{r})$ cherchée.

Dans la pratique, on tabule une fois pour toutes le *facteur d'accumulation* $B_R[E_0, \eta(E_0), Z]$ en fonction des paramètres recensés ci-dessus.

L'obtention du facteur $B_R[E_0, \eta(E_0), Z]$ se fait par résolution de l'équation de Boltzmann par une méthode « exacte » déterministe (S_N) ou stochastique (Monte Carlo) en déterminant les valeurs du rapport :

$$\frac{\int_0^{E_0} g(E) \varphi(\vec{r}, E) dE}{g(E_0) \varphi_0(\vec{r}, E_0)} = B_R[E_0, \eta(E_0), Z] \quad (10.3)$$

Des lois d'interpolation appropriées sur les différents paramètres permettent alors de déterminer $B_R[E_0, \eta(E_0), Z]$ dans une situation quelconque, et donc de déterminer la réponse cherchée $R(\vec{r})$ par l'équation (10.2).

Il faut souligner que le facteur d'accumulation dépend de la réponse de détecteur cherchée. Par conséquent à deux réponses différentes seront associés des facteurs d'accumulation différents.

10.4.2. Cas d'une source ponctuelle isotrope

10.4.2.1. Détermination du flux sans choc

On considère une source ponctuelle isotrope émettant S_0 γ d'énergie E_0 par unité de temps et placée en un point \vec{r}_0 dans un matériau de section efficace totale $\Sigma_t(E_0)$.

Le flux sans choc des γ à la distance ρ de la source émettrice s'écrit comme le produit d'un facteur d'atténuation géométrique et d'un facteur d'atténuation matière :

$$\varphi_0(\rho, E_0) = \underbrace{\frac{S_0}{4\pi\rho^2}}_{\text{Flux de gamma en l'absence de matière (dans le vide)}} \underbrace{e^{-\Sigma_t(E_0)\rho}}_{\text{Probabilité de non-interaction sur la distance } \rho} \quad (\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$$

10.4.2.2. Calcul du débit d'équivalent de dose : $D(\vec{r})$

D'après l'expression (10.2), on a :

$$D(\vec{r}) = K(E_0) B_D(E_0, \eta(E_0), Z) \varphi_0(\rho, E_0)$$

$$D(\vec{r}) = K(E_0) B_D(E_0, \eta(E_0), Z) \frac{S_0}{4\pi\rho^2} e^{-\Sigma_t(E_0)\rho}$$

avec :

$K(E_0)$: facteur de conversion du flux en débit d'équivalent de dose.

$\eta(E_0) = \Sigma_t(E_0)\rho$.

$B_D[E_0, \eta(E_0), Z]$: facteur d'accumulation de dose.

10.4.3. Cas d'une source polycinétique spatialement distribuée

On considère une source volumique de γ de densité $S(\vec{r}'', E, \vec{\Omega})$:

$S(\vec{r}'', E, \vec{\Omega})$ est le nombre de γ émis par unité de temps au point \vec{r}'' par unité de volume, à l'énergie E par unité d'énergie, dans la direction $\vec{\Omega}$ par unité d'angle solide.

On montre que le flux sans choc s'écrit, en un point \vec{r} :

$$\varphi_0(\vec{r}, E) = \iiint_{\text{Volume source}} d\vec{r}'' S\left(\vec{r}'', E, \frac{\vec{r} - \vec{r}''}{|\vec{r} - \vec{r}''|}\right) \exp\left[-\int_0^{\vec{r}''} \Sigma_t(|\vec{r} - \vec{r}'|, E) d\vec{r}'\right] \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}''|^2} \quad (10.4)$$

avec :

$$\vec{\Omega} = \frac{\vec{r} - \vec{r}''}{|\vec{r} - \vec{r}''|}$$

$\Sigma_t(|\vec{r} - \vec{r}'|, E)$: section efficace macroscopique totale à l'énergie E au point situé à la distance $|\vec{r} - \vec{r}'|$ du point de calcul \vec{r} .

C'est la solution de l'équation du transport de particules neutres en milieu purement absorbant (non diffusant).

La réponse de détecteur $R(\vec{r})$ cherchée est alors donnée par l'expression :

$$R(\vec{r}) = \iiint_{\text{Volume source}} d\vec{r}'' \int_0^{E_{\max}} dE S\left(\vec{r}'', E, \frac{\vec{r} - \vec{r}''}{|\vec{r} - \vec{r}''|}\right) \exp\left[-\int_0^{\vec{r}''} \Sigma_t(|\vec{r} - \vec{r}'|, E) d\vec{r}'\right] \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}''|^2} \quad (10.5)$$

$$\times g(E) B_R[E, \eta(|\vec{r} - \vec{r}''|, E)]$$

$B_R[E, \eta(|\vec{r} - \vec{r}''|, E)]$ est le facteur d'accumulation associé à la réponse R à l'énergie E d'un γ émis par la source et correspondant à la traversée de tous les milieux existant entre un point source \vec{r}'' et le point de calcul \vec{r} .

On constate donc que la réponse cherchée $R(\vec{r})$ s'obtient par sommation de toutes les contributions des sources élémentaires assimilées à des sources ponctuelles :

$$S\left(\vec{r}'', E, \frac{\vec{r} - \vec{r}''}{|\vec{r} - \vec{r}''|}\right) d\vec{r}'' dE$$

- Cas particulier d'une source isotrope distribuée dans un milieu homogène

On a alors :

$$S\left(\vec{r}'', E, \frac{\vec{r} - \vec{r}''}{|\vec{r} - \vec{r}''|}\right) = \frac{1}{4\pi} S(\vec{r}'', E)$$

$$\exp\left(-\int_0^{\vec{r}''} \Sigma_t(|\vec{r} - \vec{r}'|, E) d\vec{r}'\right) = \exp(-\Sigma_t(E) |\vec{r} - \vec{r}''|)$$

et

$$R(\vec{r}) = \iiint_{\text{Volume source}} d\vec{r}'' \int dE \frac{S(\vec{r}'', E)}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}''|^2} \exp(-\Sigma_t(E) |\vec{r} - \vec{r}''|) g(E) B_R[E, \eta(|\vec{r} - \vec{r}''|, E)]$$

L'entité :

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}''|^2} \exp\left[-\int_0^{\vec{r}''} \Sigma_t(|\vec{r} - \vec{r}'|, E) d\vec{r}'\right]$$

ou

$$\frac{1}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}''|^2} \exp(-\Sigma_t(E) |\vec{r} - \vec{r}''|)$$

est appelée *noyau ponctuel d'atténuation (attenuation point kernel)*.

10.4.4. Détermination des facteurs d'accumulation

On rappelle que le *facteur d'accumulation* est donné par l'expression suivante :

$$B_R(E, \eta(E_0)) = \frac{\int_0^{E_0} g(E) \varphi(\vec{r}, E) dE}{g(E_0) \varphi_0(\vec{r}, E_0)}$$

Plusieurs cas sont rencontrés dans des situations réelles :

- propagation dans un milieu homogène constitué d'un même élément chimique de numéro atomique Z ;
- propagation dans un milieu constitué d'une composition homogène d'éléments chimiques différents ;
- propagation dans un milieu constitué d'une succession de différents milieux homogènes (mélange ou non d'éléments chimiques).

La démarche adoptée est de déterminer les *facteurs d'accumulation* pour les milieux monocouches constitués d'un seul élément chimique (premier cas), respectivement pour des sources de γ de différentes énergies ponctuelles isotrope en géométrie sphérique « infinie ».

L'obtention des facteurs d'accumulation pour le deuxième et le troisième cas se fait à partir de formalismes mis au point en utilisant les facteurs d'accumulation déterminés dans le premier cas.

10.4.4.1. Facteurs d'accumulation monocouche d'un matériau pur

On considère un matériau constitué d'un élément chimique fixé de numéro atomique Z .

Dans la pratique, les facteurs d'accumulation donnés par la formule (10.3) sont calculés avec un logiciel résolvant l'équation du transport par la méthode aux ordonnées discrètes (*Méthode S_N*) en géométrie unidimensionnelle sphérique. Les énergies des sources de γ considérées se répartissent entre 15 keV et 10 MeV. Le nombre de longueurs de relaxation varie entre 0 et 50, ce qui représente des atténuations atteignant un facteur 10^{-22} .

Le tableau 10.5 fournit des valeurs du facteur d'accumulation pour différentes énergies, différents matériaux et différentes longueurs de relaxation. Il montre que les facteurs d'accumulation :

- augmentent avec le nombre de longueurs de relaxation,
- augmentent quand l'énergie diminue pour les matériaux de Z faible (aluminium),
- augmentent quand l'énergie augmente pour les matériaux de Z fort (plomb),
- sont relativement constants en fonction de l'énergie pour les matériaux de Z intermédiaire (fer).

Un autre comportement physique est à noter pour les noyaux de numéro atomique Z intermédiaire et élevé pour des énergies de γ en deçà de 100 keV : Il s'agit d'un pic présenté par le facteur d'accumulation au voisinage de la raie K notamment (Figure 10.4) .

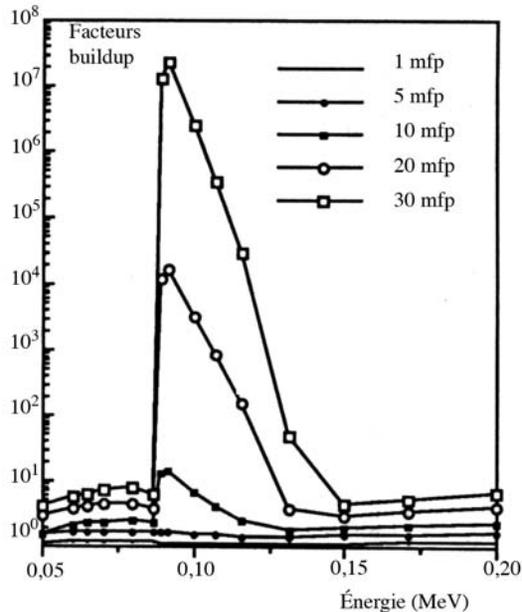


Figure 10.4. Variation, aux énergies situées au voisinage de la raie K, du facteur d'accumulation d'exposition du plomb pour différentes valeurs du nombre de longueurs de relaxation (mfp) (Kitsos *et al.*, 1994).

Ce phénomène résulte de la variation brusque et de la grande amplitude de la section efficace d'absorption ; il est d'autant plus important que le nombre de longueurs de relaxation est élevé.

Des valeurs récentes de facteurs d'accumulation prennent en compte les interactions suivantes (Kitsos *et al.*, 1994 ; 1996 ; Assad, 1999) :

- diffusion incohérente (effet Compton),
- diffusion cohérente (diffusion Rayleigh),
- l'absorption (effet photo-électrique),
- l'effet de paire,
- le *Bremsstrahlung* de la paire électron/positron de l'effet de paire et de l'électron de recul de l'effet Compton,
- la fluorescence.

Les premiers *facteurs d'accumulation*, rassemblés dans le tableau 10.5, ont été obtenus par Goldstein et Wilkins en 1954 (Goldstein *et al.*, 1954 ; Chilton, 1968).

Plusieurs auteurs ont proposés des formes analytiques semi-empiriques pour représenter les facteurs d'accumulation et permettant d'effectuer des calculs « à la main » (Chilton, 1968) :

- La *formule linéaire* :

$$B(\eta) \approx 1 + \eta$$

qui est très approximative : facteur ± 3 pour des γ d'énergie comprise entre 2 et 8 MeV et un nombre de longueurs de relaxation η inférieur à 20.

Tableau 10.5. Valeurs des facteurs d'accumulation déterminés, en 1954, par Goldstein et Wilkins pour différentes valeurs du nombre de longueurs de relaxation (noté $\mu\rho$) de différents matériaux et différentes énergies (E) de γ .

	E (MeV)	$\mu\rho$						
		1	2	4	7	10	15	20
H ₂ O	0,5	2,52	5,14	14,3	38,8	77,6	178	334
	1,0	2,13	3,71	7,68	16,2	27,1	50,4	82,2
	2,0	1,83	2,77	4,88	8,46	12,4	19,5	27,7
	3,0	1,69	2,42	3,91	6,23	8,63	12,8	17,0
	4,0	1,58	2,17	3,34	5,13	6,94	9,97	12,9
	6,0	1,46	1,91	2,76	3,99	5,18	7,09	8,85
	8,0	1,38	1,74	2,40	3,34	4,25	5,66	6,95
	10,0	1,33	1,63	2,19	2,97	3,72	4,90	5,98
Al	0,5	2,37	4,24	9,47	21,5	38,9	80,8	141
	1,0	2,02	3,31	6,57	13,1	21,2	37,9	58,5
	2,0	1,75	2,61	4,62	8,05	11,9	18,7	26,3
	3,0	1,64	2,32	3,78	6,14	8,65	13,0	17,7
	4,0	1,53	2,08	3,22	5,01	6,88	10,1	13,4
	6,0	1,42	1,85	2,70	4,06	5,49	7,97	10,4
	8,0	1,34	1,68	2,37	3,45	4,58	6,56	8,52
	10,0	1,28	1,55	2,12	3,01	3,95	5,63	7,32
Fe	0,5	1,98	3,00	5,98	11,7	19,2	35,4	55,5
	1,0	1,87	2,89	5,39	10,2	16,2	28,3	42,7
	2,0	1,76	2,43	4,13	7,25	10,9	17,6	25,1
	3,0	1,55	2,15	3,51	5,85	8,51	13,5	19,1
	4,0	1,45	1,94	3,03	4,91	7,11	11,2	16,0
	6,0	1,34	1,72	2,58	4,14	6,02	9,89	14,7
	8,0	1,27	1,56	2,23	3,49	5,07	8,50	13,0
	10,0	1,20	1,42	1,95	2,99	4,35	7,54	12,4
Sn	0,5	1,56	2,08	3,09	4,57	6,04	8,64	
	1,0	1,64	2,30	3,74	6,17	8,85	13,7	18,8
	2,0	1,57	2,17	3,53	5,87	8,53	13,5	19,3
	3,0	1,46	1,96	3,13	5,28	7,91	13,3	20,1
	4,0	1,38	1,81	2,82	4,82	7,41	13,2	21,2
	6,0	1,26	1,57	2,37	4,17	6,94	14,8	29,1
	8,0	1,19	1,42	2,05	3,57	6,19	15,1	34,0
	10,0	1,14	1,31	1,79	2,99	5,21	12,5	33,4
Pb	0,5	1,24	1,42	1,69	2,00	2,27	2,65	2,73
	1,0	1,37	1,69	2,26	3,02	3,74	4,81	5,86
	2,0	1,39	1,75	2,61	3,06	4,84	5,87	9,00
	3,0	1,34	1,68	2,43	3,75	5,30	8,44	12,3
	4,0	1,27	1,56	2,25	3,61	5,44	9,80	16,3
	6,0	1,18	1,40	1,97	3,34	5,69	13,8	32,7
	8,0	1,14	1,30	1,74	2,89	5,07	14,1	44,6
	10,0	1,11	1,23	1,58	2,52	4,34	12,5	39,2

• La formule de Taylor (1954) :

$$B(E, \eta) = A_1 e^{-\alpha_1 \eta} + A_2 e^{-\alpha_2 \eta}$$

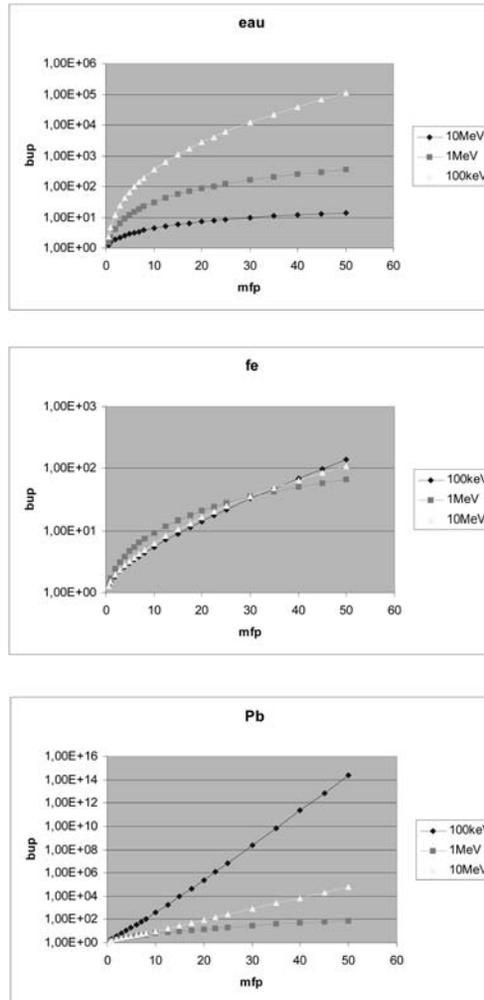


Figure 10.5. Illustration de l'évolution du facteur d'accumulation de dose relatifs respectivement à l'eau, le fer et le plomb. Ces valeurs de facteurs d'accumulation ont été calculées en prenant en compte l'ensemble des interactions particule-matière citées ci-dessus.

où les paramètres ajustés A_1 , α_1 et α_2 dépendent de l'énergie E et du milieu de propagation des γ . La valeur du paramètre A_2 est imposée par la condition :

$$B(E, \eta = 0) = A_2 = 1 - A_1$$

- La formule de Berger (1956) :

$$B(E, \eta) = 1 + a\eta e^{b\eta}$$

où les deux paramètres ajustés a et b dépendent de l'énergie E des γ émis par la source. On a :

$$B(E, \eta = 0) = 1 .$$

- La formule de Taylor étendue (1981) :

$$B(E, \eta) = A_1 e^{-\alpha_1 \eta} + A_2 e^{-\alpha_2 \eta} + (1 - A_1 - A_2) e^{-\alpha_3 \eta}$$

Il existe également des formes polynomiales ajustées (*formule de Capo et formule de Michieli*).

La représentation à la fois la plus récente et qui possède un fondement physique est la *formule de Harima* (1972, 1983, 1986) dite « *Formule GP* » car elle fait intervenir une progression géométrique (Assad, 1995) :

$$B(E, \eta) = 1 + \frac{B-1}{K-1} (K^\eta - 1)$$

$$K = K(\eta) = C\eta^a + d \frac{\tanh(\eta / \eta_k - 2) - \tanh(-2)}{1 - \tanh(-2)}$$

où c , a , d et η_k sont des paramètres ajustés dépendant de l'énergie des γ et du milieu de propagation.

10.4.4.2. Facteur d'accumulation monocouche d'un matériau constitué d'une composition homogène d'éléments chimiques

Lorsque les γ se propagent dans un milieu constitué d'un mélange homogène d'éléments chimiques, on se rapporte à la situation précédente en définissant un « numéro atomique équivalent » Z_{eq} (notion introduite par Goldstein et Wilkins). Le Z_{eq} est donc le numéro atomique de l'élément simple dont les propriétés d'atténuation vis-à-vis des γ se rapprochent le plus de celles du mélange.

Plusieurs stratégies existent pour déterminer Z_{eq} . L'une d'entre elles consiste à calculer la quantité :

$$T_m(E) = \frac{\sum_i Z_i N_i \sigma_i(E)}{\sum_i Z_i N_i}$$

avec :

Z_i : numéro atomique de l'élément i du mélange.

N_i : nombre d'atomes de l'élément i par unité de volume.

$\sigma_i(E)$: section efficace totale par électron, à l'énergie E , relative à l'élément i .

On recherche les éléments $k-1$ et k purs tels que :

$$T_{k-1}(E) < T_m(E) < T_k(E)$$

Le numéro atomique équivalent $Z_{\text{eq}}(E)$ est alors obtenu par interpolation :

$$Z_{\text{eq}}(E) = Z_k - \frac{T_k(E) - T_m(E)}{T_k(E) - T_{k-1}(E)}$$

On en déduit alors, également par interpolation, sur le numéro atomique, le *facteur d'accumulation* correspondant.

Il convient cependant, de noter l'existence de situations où deux solutions existent pour $Z_{\text{eq}}(E)$.

10.4.4.3. Facteur d'accumulation multicouche (multilayers buildup factor)

Les configurations réelles présentent souvent une juxtaposition de milieux homogènes successifs, comme par exemple un conteneur de déchets placé dans un puits de stockage.

La figure 10.6 montre comment évolue le *facteur d'accumulation* dans la région frontière de deux milieux adjacents de nature différente. On constate que la valeur du *facteur d'accumulation* dans cette zone d'interface n'est ni celle du premier milieu, ni celle du second.

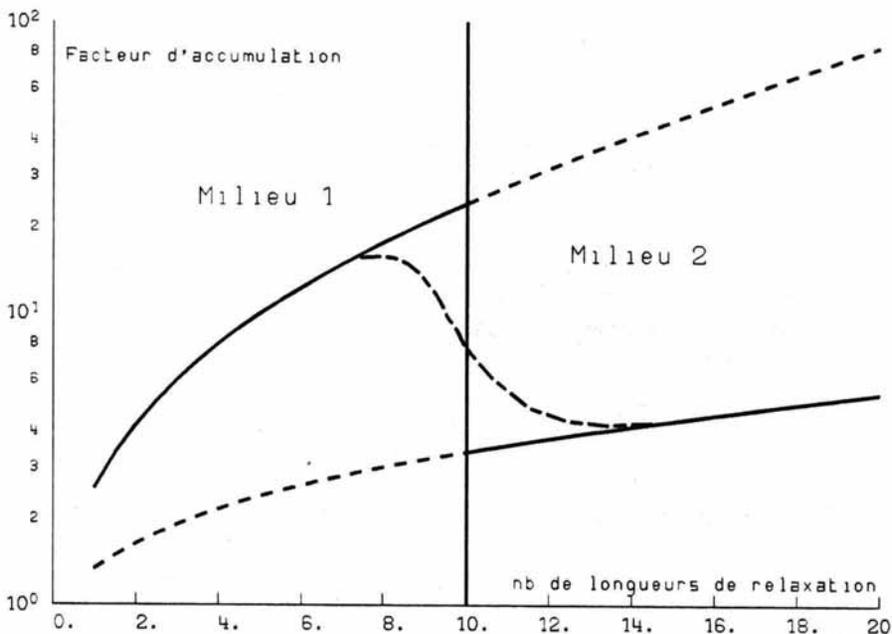


Figure 10.6. Variation du facteur d'accumulation à la frontière de deux milieux différents (Baur, 1985).

Plusieurs auteurs ont proposé des formalismes visant à décrire le comportement des *facteurs d'accumulation* dans de telles configurations multicouches (ou multilamellaires) :

- *La formule de Broder* (1962) (Bünemann *et al.*, 1968). On considère deux milieux juxtaposés repérés par les indices 1 et 2 et de nombre de longueurs de relaxation, respectivement η_1 et η_2 .

Le facteur d'accumulation $B(E, \eta_1 + \eta_2)$ relatif à cette configuration bicouche est donné par l'expression :

$$B(E, \eta_1 + \eta_2) = B_2(E, \eta_1 + \eta_2) + [B_1(E, \eta_1) - B_2(E, \eta_2)]$$

où B_1 est le facteur d'accumulation associé au milieu 1 seul et B_2 le facteur d'accumulation associé au milieu 2 seul.

Les valeurs des facteurs $B(E, \eta_1 + \eta_2)$, $B_1(E, \eta_1)$, $B_2(E, \eta_2)$, s'obtiennent par l'une des formules présentées au paragraphe 10.4.1. pour un milieu pur, directement ou par interpolation.

Pour un nombre quelconque de milieux successifs, le facteur d'accumulation est donné par la formule de récurrence suivante :

$$B(E, \eta_1) = B_1(E, \eta_1)$$

$$B(E, \eta_n) = B_n(\eta_n) + [B(\eta_{n-1}) - B_n(\eta_{n-1})]$$

• *La formule de Kitazume* (1964) (Bünemann *et al.*, 1968). *La formule de Broder* présente deux insuffisances :

- une mauvaise représentation du facteur d'accumulation aux interfaces entre deux milieux adjacents,
- une non-convergence vers le facteur d'accumulation du dernier milieu lorsque le nombre de longueurs de relaxation devient grand.

Afin de pallier ces deux défauts, Kitazume propose d'introduire dans la *formule de Broder* un terme exponentiel décroissant avec le nombre de longueurs de relaxation.

Pour une configuration constituée de deux couches, le facteur d'accumulation s'écrit :

$$B(E, \eta_1 + \eta_2) = B_2(E, \eta_1 + \eta_2) + [B_1(E, \eta_1) - B_2(E, \eta_2)]F(E, \eta_2)$$

$$F(E, \eta_2) = (1 - \beta) \exp(-\alpha, \eta_2) + \beta$$

Les paramètres α et β sont caractéristiques du couplage entre deux milieux consécutifs. Ils sont tabulés pour chaque couple de matériaux, eau/fer, fer/eau, eau/plomb, etc. à partir de calculs « exacts » ou de données expérimentales.

Pour $\alpha = 0$ ou $\beta = 1$, on retrouve la *formule de Broder*.

Quand η_2 tend vers 0 alors $B(E, \eta_1 + \eta_2)$ tend vers $B_1(E, \eta_1)$.

Cette formule peut être généralisée à n milieux juxtaposés :

$$B(E, \eta_1) = B_1(E, \eta_1)$$

$$B(E, \eta) = B_n(E, \eta_n) + [B(E, \eta_{n-1}) - B_n(E, \eta_{n-1})]F_n$$

$$F_n = (1 - \beta_{n, n-1}) \exp(\alpha_{n, n-1}) + \beta_{n, n-1}$$

La *formule de Kitazume* n'est cependant pas satisfaisante dans toutes les configurations.

• *La formule de Harima* (1983) (Chilton, 1968 ; Harima *et al.*, 1972) repose sur le formalisme « GP » déjà utilisé pour déterminer les facteurs d'accumulation pour des configurations monocouches.

Pour deux milieux juxtaposés, le facteur d'accumulation s'écrit :

$$B(E, \eta_1 + \eta_2) = B_2(E, \eta_2) + [B_1(E, \eta_1) - 1]F(E, \eta_2)$$

$$F(E, \eta_2) = \left[\frac{\alpha + \eta_2^P}{\alpha} \right]^P + \gamma(\eta_2 - \eta_k)$$

où α , P , γ et η_k sont des paramètres à déterminer en fonction de l'énergie E , du nombre de longueurs de relaxation η_2 et de la nature des matériaux composant le « bicouche ».

La difficulté rencontrée dans l'utilisation de cette formule réside dans la modélisation de la fonction $F(E, \eta_2)$. Par ailleurs, elle ne vérifie pas la condition :

$$B(E, \eta_1 + \eta_2 \rightarrow 0) = B_1(E, \eta_1).$$

Des améliorations ont été proposées plus récemment par l'auteur (Harima *et al.*, 2000).

• La formule « SERMA » (1995, 2004) (Assad *et al.*, 1995 ; Suteau *et al.*, 2004) pallie les inconvénients identifiés sur les précédentes. Dans le cas d'une configuration bicouche, le facteur d'accumulation s'écrit :

$$B(E, \eta_1 + \eta_2) = \frac{B_1(E, \eta_1)}{B_2(E, \eta_2)} B_2(E, \eta_1 + \eta_2) F(E, \eta_1, \eta_2)$$

où $F(E, \eta_1, \eta_2)$ est une fonction de couplage à modéliser entre les deux milieux adjacents.

Une méthode itérative utilisant les facteurs d'accumulation établis pour les configurations bi-couches permet de déterminer, de proche en proche, les facteurs d'accumulation pour les configurations multi-lamellaires. Ainsi que le montre la figure 10.7, dans la formulation la plus récente de la méthode, les deux couches 1 (d'épaisseur X_1) et 2 (d'épaisseur X_2) sont remplacées par une couche unique faite d'un matériau « équivalent » d'une épaisseur X_{eq} proche de la somme de épaisseurs X_1 et X_2 . La recherche de ce matériau équivalent est effectuée selon une approche algorithmique originale fondée sur la mise en œuvre de techniques de type réseaux de neurones.

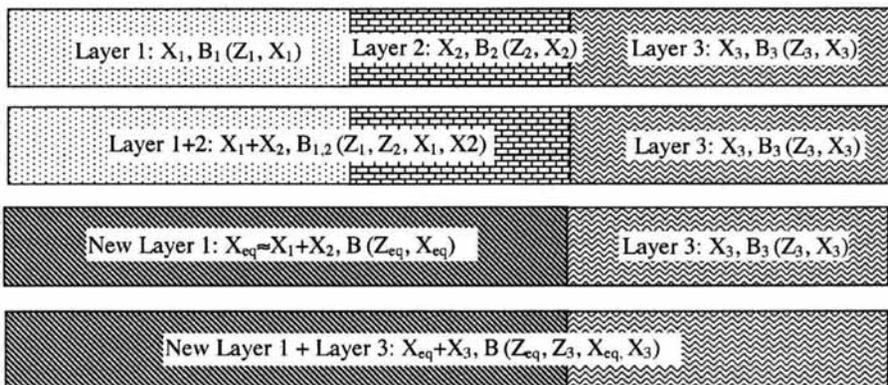


Figure 10.7. Illustration du principe du calcul du facteur d'accumulation dans les configurations multicouches. Cette méthode est implémentée dans le code d'atténuation en ligne droite MERCURE-6 développé au CEA (Suteau *et al.*, 2004).

La figure 10.8 représente ces facteurs d'accumulation dans diverses configurations d'alternance de milieux eau, fer et plomb pour différentes énergies de sources γ : 40 keV, 100 keV, 1 MeV.

10.4.5. Codes de calculs

Il existe plusieurs logiciels de calcul mettant en œuvre la méthode d'atténuation en ligne droite dans des géométries tridimensionnelles simplifiées et/ou complexes : MICROSHIELD et QAD d'origine américaine, MARMER d'origine hollandaise, RANKERN d'origine anglaise, MERCURE d'origine française... Ils ont été référencés dans le tableau 10.1.

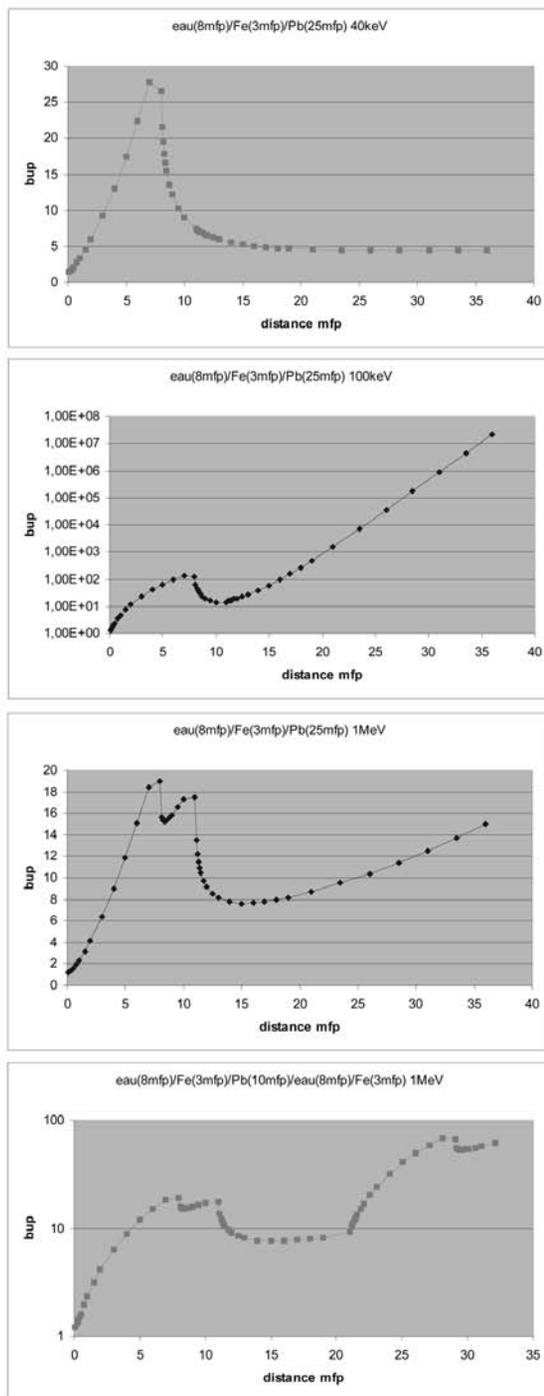


Figure 10.8. Facteurs d'accumulation dans quatre configurations d'alternance de milieux, eau, fer, plomb.

Dans la pratique, le code MERCURE opère une discrétisation de l'espace des phases de sorte que la réponse calculée s'écrit sous la forme (Devillers et al., 1974) :

$$R(\vec{r}) = \sum_{m=1}^M \sum_{g=1}^G S(\vec{r}_m, g) \mathcal{G}(\vec{r}_m, \vec{r}, g) \Delta E_g \Delta V_m$$

$$\mathcal{G}(\vec{r}_m, \vec{r}, g) = B_R(g, \eta^{(g)}) K(g) \frac{\exp\left[-\sum_i \eta_i(g)\right]}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}_m|^2}$$

avec :

m : indice identifiant les mailles qui découpent le domaine spatial des sources en volumes élémentaires ΔV_m dont le centre a pour coordonnées \vec{r}_m . Le volume source est discrétisé en M mailles sources.

g : indice identifiant les groupes d'énergie des γ source. Le domaine énergétique des sources de γ est partitionné en G sous-domaines appelés groupes d'énergie (G : de quelques dizaines à 200 groupes d'énergie), de largeur ΔE_g .

$S(\vec{r}_m, g)$: densité de source de γ , c'est-à-dire nombre de γ émis par unité de temps, par unité de volume au point \vec{r}_m , par unité d'énergie dans le groupe d'énergie g .

$\eta_i^{(g)}$: nombre de longueurs de relaxation dans le milieu i traversé par les γ appartenant au groupe d'énergie g .

$B_R(g, \eta^{(g)})$: facteur d'accumulation associé à la réponse de détecteur $R(\vec{r})$ cherchée pour les γ sources émis dans le groupe d'énergie g .

$K(g)$: coefficient de sensibilité de la réponse de détecteur pour les γ appartenant au groupe d'énergie g ; facteur de conversion de flux en débit d'équivalent de dose, par exemple.

L'une des particularités du code MERCURE est de calculer la double sommation sur l'espace et l'énergie donnant la réponse de détecteur $R(\vec{r})$ par la méthode de Monte Carlo. L'intérêt de cette technique probabiliste de calcul réside dans sa capacité à traiter « exactement » des géométries tridimensionnelles et à optimiser le temps de calcul.

Au code MERCURE-6 sont associées des bibliothèques de sections efficaces et de facteurs d'accumulation pour les éléments simples allant de l'hydrogène à l'uranium auxquels il faut ajouter l'eau. Le nombre de groupes d'énergie de γ entre 15 keV et 10 MeV est 195 pour la bibliothèque recommandée.

La figure 10.9 montre, sur la configuration d'un château de transport (*shipping cask*) de combustible irradié (UO₂), une comparaison entre les calculs d'atténuation en ligne droite effectué par le code MERCURE et les mesures. Le long de la partie centrale du château, les sources de γ sont constituées essentiellement par les produits de fission contenus dans les assemblages combustibles. Aux extrémités, les γ proviennent de radionucléides résultant de l'activation neutronique, durant l'irradiation de l'assemblage dans le cœur du réacteur, de noyaux constituant notamment les embouts des assemblages. C'est principalement le cobalt 60 résultant de l'activation par les neutrons des impuretés de cobalt 59 (quelques centaines de ppm) qui est responsable de la dose γ mesurée au droit des extrémités de l'assemblage.

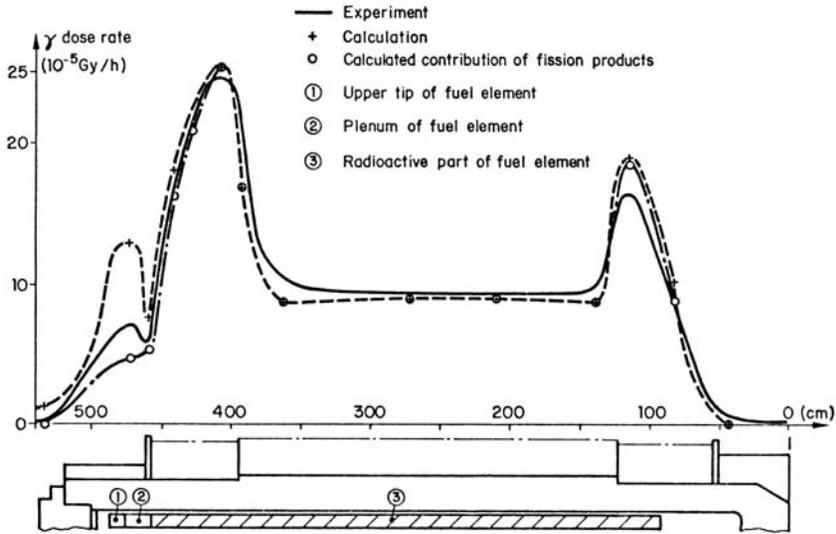


Figure 10.9. Comparisons calcul-mesure de débit de dose le long de la paroi extérieure d'un château de transport TN12 contenant 12 assemblages de combustibles irradiés. Sous les courbes une coupe longitudinale du TN12. Résultats à 7 cm de la paroi extérieure (Blum *et al.*, 1983).

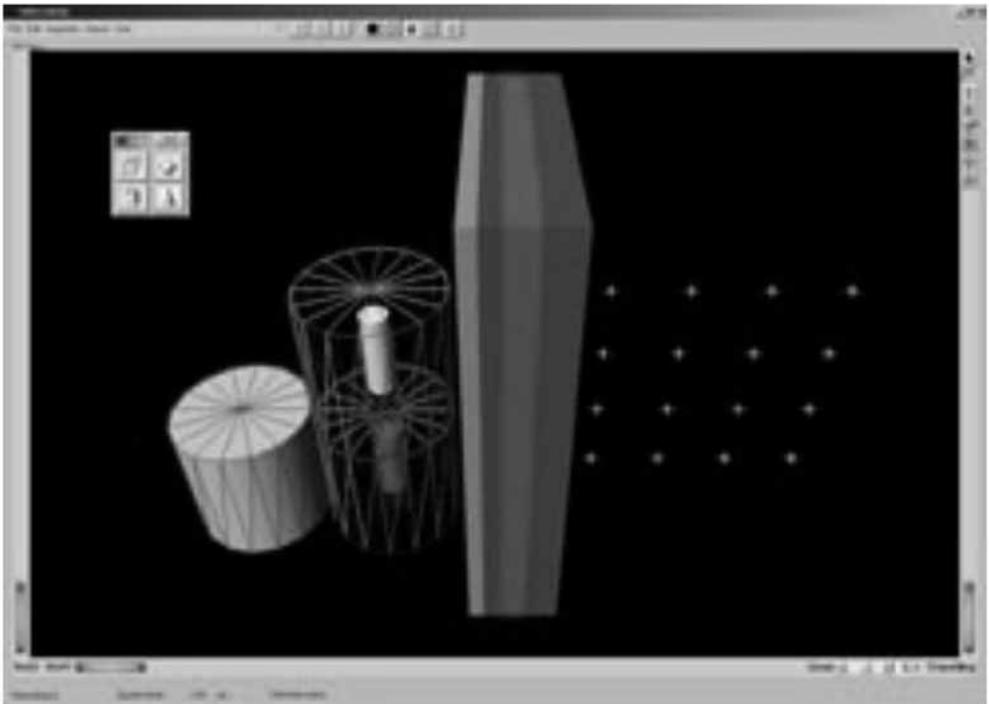


Figure 10.10. Exemple d'une modélisation 3D d'une étude de protection pouvant être réalisée avec le logiciel MERCURAD, version « customizée » du code MERCURE développé par le CEA.

10.4.6. Techniques de calcul « manuelles »

Certains problèmes de protection à traiter peuvent être ramenés à des cas simples que l'on peut alors traiter par des techniques de calcul analytiques et à l'aide de fonctions tabulées. De telles techniques s'avèrent également utiles lorsque l'on recherche un ordre de grandeur, d'un débit de dose par exemple. Dans Rockwell (1956) et Jaeger (1968), le lecteur trouvera des développements exhaustifs de l'ensemble de ces techniques dites « manuelles ». Quelques-unes d'entre elles, parmi les plus couramment utilisées, sont présentées ci-après.

10.4.6.1. Cas d'une source uniforme de gamma dans une sphère homogène

On cherche à calculer le débit d'équivalent de dose $D(E_0)$ associé au flux sans choc, au centre O de la sphère (Figure 10.11).

Notation et hypothèses :

R : rayon de la sphère,

$S_v(E_0)$: source volumique de γ d'énergie E_0 ; la source est supposée isotrope et uniformément répartie dans la sphère ; unité : $\gamma \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$,

$\Sigma_t(E_0)$: section efficace totale (ou coefficient d'atténuation linéaire) du matériau de la sphère pour les γ d'énergie E_0 , unité : cm^{-1} ,

$K(E_0)$: facteur de conversion du flux de γ en débit d'équivalent de dose unité : $(\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}) / (\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$

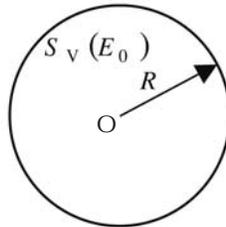


Figure 10.11. Source uniforme de γ dans une sphère homogène. Calcul de $D(E_0)$ en O.

Le flux de γ sans choc, $\varphi_0(E_0)$ au centre de la sphère s'écrit :

$$\varphi_0(E_0) = \int_0^R S_v(E_0) \frac{e^{-\Sigma_t(E_0)\rho}}{4\pi\rho^2} \times \underbrace{4\pi\rho^2 d\rho}_{dv}$$

$$\text{Soit : } \varphi_0(E_0) = \frac{S_v(E_0)}{\Sigma_t(E_0)} [1 - e^{-\Sigma_t(E_0)R}]$$

Le débit d'équivalent de dose associé est :

$$D(E_0) = K(E_0) \frac{S_v(E_0)}{\Sigma_t(E_0)} [1 - e^{-\Sigma_t(E_0)R}]$$

Si R tend vers l'infini, on obtient le flux sans choc en milieu infini :

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_v(E_0)}{\Sigma_t(E_0)} \text{ et } D(E_0) = K(E_0) \frac{S_v(E_0)}{\Sigma_t(E_0)}$$

Si au contraire la sphère est petite ou le matériau peu dense $\Sigma_t(E_0)R \ll 1$, on a :

$$\varphi_0(E_0) \cong S_v(E_0)R \text{ et } D(E_0) = K(E_0) S_v(E_0)R$$

Exemple de calcul d'un effet de ciel (skyshine)

On considère un volume sphérique d'air de rayon R . Il règne dans ce volume d'air un flux de neutrons thermiques ϕ uniforme et stationnaire. On veut calculer le débit d'équivalent de dose D_A , au centre de la sphère, associé aux γ produits par la capture radiative des neutrons par l'azote de l'air : $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$. On suppose qu'une réaction de capture radiative produit $I_A = 0,25 \gamma$ d'énergie $E_0 = 10$ MeV. On désigne par σ la section efficace microscopique de cette réaction, par N_A , le nombre de noyaux d'azote par unité de volume et supposé uniforme dans toute la sphère d'air, $\Sigma_t(E_0)$ la section efficace macroscopique totale des γ d'énergie E_0 , $K(E_0)$ le facteur de conversion de flux en débit de dose.

Données numériques :

$$\phi = 2 \times 10^3 \text{ neutrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}.$$

$$\sigma = 8,5 \text{ barns} = 8,5 \times 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

$$N_A = 4,3 \times 10^{19} \text{ atomes} \cdot \text{cm}^{-3}.$$

$$R = 60 \text{ m} = 6 \times 10^3 \text{ cm}.$$

$$\Sigma_t(E_0) = 2,9 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}.$$

$$K(E_0) = 75 \times 10^{-3} (\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}) / (\gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}).$$

On calcule la source volumique de γ $S_v(E_0)$ produite par la réaction $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$:

$$S_v(E_0) = N_A \sigma \phi I_A = 4,3 \times 10^{19} \cdot 8,5 \times 10^{-24} \cdot 2 \times 10^3 \cdot 0,25 = 0,183 \gamma \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$$

On applique la formule précédemment établie :

$$D_A = K(E_0) \frac{S_v(E_0)}{\Sigma_t(E_0)} [1 - e^{-\Sigma_t(E_0)R}]$$

$$D_A = 75 \times 10^{-3} (0,183 / 2,9 \times 10^{-5}) [1 - \exp(-2,9 \times 10^{-5} \cdot 6 \times 10^3)] = 75,6 \mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$$

10.4.6.2. Cas d'une source-disque de gamma

Soit $S_S(E_0)$ une source de γ isotrope uniformément distribuée sur la surface d'un disque de rayon R . Un écran de protection d'épaisseur X est disposé devant cette source-disque. Il est constitué d'un matériau de section efficace $\Sigma_t(E_0)$ pour les gamma d'énergie E_0 .

On cherche à calculer le débit d'équivalent de dose $D(E_0)$ associé au flux sans choc, à une distance d du centre de la source-disque derrière l'écran de protection (Figure 10.12).

Pour $r = R$, $\rho = \rho_{\max}$ et $\cos \theta = d/\rho_{\max}$, le flux sans choc des γ , $\varphi_0(E_0)$ à la distance d , sur l'axe du disque, derrière un écran d'épaisseur X s'écrit :

$$\varphi_0(E_0) = \int_0^R 2\pi r dr S_S(E_0) \frac{e^{-\Sigma_t(E_0)X \frac{\rho}{d}}}{4\pi \rho^2}$$

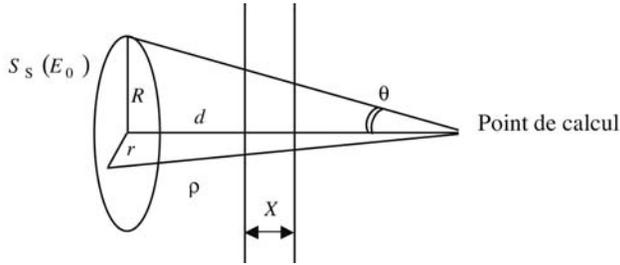


Figure 10.12. Source-disque de γ .

Posons $b = \sum_t(E_0) X$. On a la relation :

$$r^2 = \rho^2 - d^2 \text{ d'où en différentiant : } r dr = \rho d\rho.$$

On pose $u = b \cdot \frac{\rho}{d}$. L'expression du flux sans choc des γ , $\varphi_0(E_0)$, à la distance d s'écrit alors :

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_s(E_0)}{2} \int_b^{b/\cos\theta} \frac{e^{-u}}{u} du$$

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_s(E_0)}{2} [E_1(b) - E_1(b/\cos\theta)] \text{ et } D(E_0) = K(E_0) \varphi_0(E_0)$$

où $E_1(b) = \int_b^\infty \frac{e^{-u}}{u} du$: fonction exponentielle intégrale (voir les courbes de l'annexe 4).

Le flux dû à une source plane infinie s'obtient en faisant tendre R vers l'infini : $R \rightarrow \infty \cos\theta \rightarrow 0$ et :

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_s(E_0)}{2} E_1(b) \text{ et } D(E_0) = K(E_0) \varphi_0(E_0)$$

On peut également déterminer le courant des γ sans choc $J_0(E_0)$ sur l'axe de la source à travers une surface perpendiculaire à celui-ci (au point de calcul). On a vu au chapitre 7 la relation existant entre flux et courant de particules. On reprend l'intégrale donnant le flux $\varphi_0(E_0)$ et on y introduit le facteur multiplicatif d/ρ qui est le cosinus de l'angle formé entre la normale de la surface considérée et la direction de propagation des γ suivant ρ . On a avec les mêmes changements de variable que précédemment :

$$\begin{aligned} J_0(E_0) &= \int_0^R 2\pi r dr S_s(E_0) \frac{e^{-b\frac{\rho}{d}}}{4\pi\rho^2} \cdot \frac{d}{\rho} \\ &= \frac{S_s(E_0)}{2} d \int_b^{b/\cos\theta} \frac{e^{-u}}{\rho^2} d\rho \\ &= \frac{S_s(E_0)}{2} b \int_b^{b/\cos\theta} \frac{e^{-u}}{u^2} du \end{aligned}$$

soit :

$$J_0(E_0) = \frac{S_s(E_0)}{2} [E_2(b) - \cos\theta \cdot E_2(b/\cos\theta)]$$

où : $E_2(b) = \int_b^\infty \frac{e^{-u}}{u^2} du$

Dans le cas d'une source plane infinie, $R \rightarrow \infty$, $\cos \theta \rightarrow 0$; on obtient alors :

$$J_0(E_0) = \frac{S_s(E_0)}{2} E_2(b)$$

Les formules ci-dessus s'appliquent au cas d'un écran composé de lamellages successifs repérés par l'indice k et l'on a :

$$b = \sum_k b_k$$

10.4.6.3. Cas d'une source de gamma uniforme dans un milieu plan

Soit $S_v(E_0)$ une source de γ isotrope, d'énergie E_0 , distribuée uniformément dans un milieu plan d'épaisseur X_s de section efficace totale $\Sigma_t^\gamma(E_0)$ relative aux γ . Un écran de protection d'épaisseur X est disposé devant cette source plane. Il est constitué d'un matériau de section $\Sigma_t(E_0)$ (Figure 10.13). Les milieux sont infinis dans les deux autres dimensions y et z .

On cherche à calculer le débit d'équivalent de dose $D(E_0)$ associé au flux sans choc, derrière l'écran de protection.

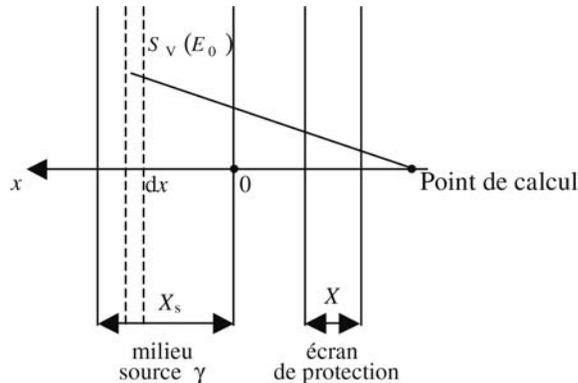


Figure 10.13. Source γ uniforme dans un milieu plan.

On considère une tranche d'épaisseur dx dans le milieu source émetteur de γ . On utilise le résultat de flux précédemment obtenu dans le cas d'une source-disque de rayon infini.

Pour cela on assimile la source dans dx à une source de surface d'intensité $S_v(E_0)dx$. Le flux sans choc dû à cette source derrière l'écran d'épaisseur X s'écrit :

$$d\varphi_0(E_0) = \frac{S_v(E_0)dx}{2} E_1[\Sigma_t^\gamma(E_0)x + \Sigma_t(E_0)X]$$

On pose $u = [\Sigma_t^\gamma(E_0)x + b]$ où $b = \Sigma_t(E_0)X$

$$b_s = \Sigma_t^\gamma(E_0)X_s$$

Le flux s'écrit :

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_v(E_0)}{2\Sigma_t^s(E_0)} \int_b^{b+b_s} E_1(u) du$$

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_v(E_0)}{2\Sigma_t^s(E_0)} [E_2(b) - E_2(b+b_s)]$$

Si l'on se place sur l'un des plans limites de la source, en $x = 0$ par exemple, on obtient :

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_v(E_0)}{2\Sigma_t^s(E_0)} [1 - E_2(b_s)] \quad (E_2(0) = 1)$$

Si l'épaisseur du milieu X_s tend vers l'infini, on obtient le flux à la frontière d'un milieu semi-infini (Figure 10.14) :

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_v(E_0)}{2\Sigma_t^s(E_0)}$$

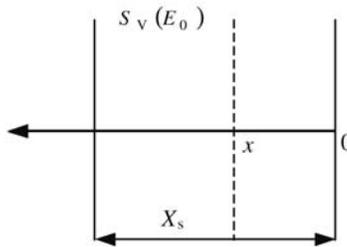


Figure 10.14. Flux à la frontière d'un milieu semi-infini.

En un point quelconque x du milieu contenant la source, le flux s'écrit :

$$\varphi_0(E_0, x) = \frac{S_v(E_0)}{2\Sigma_t^s(E_0)} \{2 - E_2[\Sigma_t^s(E_0)x] - E_2[\Sigma_t^s(E_0)(X_s - x)]\}$$

Dans tous les cas de figure, on a $D(E_0) = K(E_0) \varphi_0(E_0)$.

10.4.6.4. Cas d'une source de gamma filiforme uniforme sans écran

Soit $S_L(E_0)$ une source de γ isotrope, d'énergie E_0 , distribuée uniformément sur un fil de longueur L et supposé sans épaisseur (Figure 10.15). On cherche à calculer le débit d'équivalent de dose $D(E_0)$ associé au flux de γ sans choc respectivement aux points P_1 , P_2 et P_3 .

Au point P_1 le flux élémentaire $d\varphi_0(E_0)$ dû à l'élément de source $S_L(E_0) dl$ s'écrit :

$$d\varphi_0(E_0) = \frac{S_L(E_0) dl}{4\pi (a / \cos\theta)^2}$$

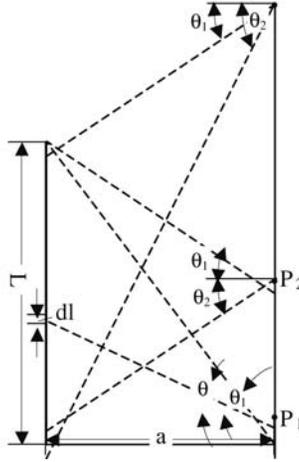


Figure 10.15. Source de γ filiforme uniforme sans écran.

On a $l = a \operatorname{tg} \theta$ d'où en différentiant $dl = a/(\cos \theta)^2 d\theta$. Au point P_1 , le flux $\varphi_0(E_0)$ s'écrit alors :

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_L}{4\pi a} \int_0^{\theta_1} d\theta = \frac{S_L(E_0)}{4\pi a} \theta_1$$

Au point P_2 : $\varphi_0(E_0) = \frac{S_L(E_0)}{4\pi a} (\theta_1 + \theta_2)$

Au point P_3 : $\varphi_0(E_0) = \frac{S_L(E_0)}{4\pi a} (\theta_2 - \theta_1)$

On a toujours $D(E_0) = K(E_0) \varphi_0(E_0)$

10.4.6.5. Cas d'une source de gamma filiforme uniforme avec écran

Un écran de protection d'épaisseur X est disposé devant la source filiforme (Figure 10.16). Il est constitué d'un matériau de section efficace macroscopique totale $\Sigma_t(E_0)$ relative aux gamma. On a toujours $b = \Sigma_t(E_0)X$.

Au point P_1 , le flux élémentaire $d\varphi_0(E_0)$ dû à l'élément de source $S_L(E_0) dl$ s'écrit :

$$d\varphi_0(E_0) = S_L(E_0) \frac{e^{-b/\cos\theta}}{4\pi a} d\theta$$

Au point P_1 , le flux $\varphi_0(E_0)$ s'écrit :

$$\varphi_0(E_0) = \frac{S_L(E_0)}{4\pi a} \int_0^{\theta_1} e^{-b/\cos\theta} d\theta$$

On définit la fonction $F(\theta, b)$ qui est tabulée (voir courbes de l'annexe 4) :

$$F(\theta, b) = \int_0^{\theta} e^{-b/\cos\theta'} d\theta'$$

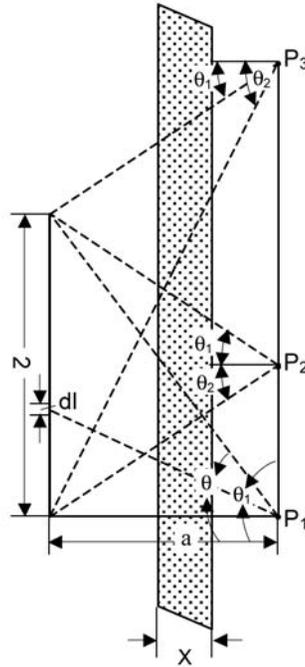


Figure 10.16. Source de γ filiforme uniforme avec écran.

Au point P_1 , le flux $\varphi_0(E_0)$ s'écrit alors : $\varphi_0(E_0) = \frac{S_L(E_0)}{4\pi a} F(\theta, b)$

Au point P_2 : $\varphi_0(E_0) = \frac{S_L(E_0)}{4\pi a} [F(\theta_1, b) + F(\theta_2, b)]$

Au point P_3 : $\varphi_0(E_0) = \frac{S_L(E_0)}{4\pi a} [F(\theta_1, b) - F(\theta_2, b)]$

On a toujours $D(E_0) = K(E_0) \varphi_0(E_0)$

10.4.7. Propagation des neutrons rapides

La méthode d'atténuation ligne droite peut également être utilisée pour les neutrons rapides. Pour cela on détermine par une autre méthode (par exemple méthode aux ordonnées discrètes S_N , ou méthode de Monte Carlo, voir paragraphes 10.5 et 10.6) en géométrie unidimensionnelle modélisant les matériaux de la configuration réelle étudiée, des coefficients d'atténuation linéaires des neutrons. Ces coefficients sont alors utilisés par la méthode d'atténuation en ligne droite dans la géométrie réelle modélisée à trois dimensions (Kitsos, 1992). On peut utiliser également les valeurs de sections efficaces macroscopiques totales ou de déplacement des neutrons : eau : $0,1 \text{ cm}^{-1}$; graphite : $0,11 \text{ cm}^{-1}$; béton ordinaire : $0,1 \text{ cm}^{-1}$; fer : $0,16 \text{ cm}^{-1}$; plomb : $0,11 \text{ cm}^{-1}$. La méthode d'atténuation en ligne droite est plus délicate à manier pour la propagation des neutrons que pour celle des γ .

10.4.8. Intérêt et limites de la méthode d'atténuation en ligne droite

L'intérêt de la *méthode d'atténuation en ligne droite* est la simplicité de son principe et sa rapidité en temps de calcul pour étudier des configurations tridimensionnelles. La physique de cette méthode réside dans les bibliothèques de données associées au modèle : bibliothèques de sections efficaces et de facteurs d'accumulation. La qualité des calculs des réponses (débit d'équivalent de dose notamment) est donc directement liée à la qualité de ces paramètres physiques. Son caractère tridimensionnel ne doit cependant pas conduire à la mettre en œuvre dans toutes les situations. En particulier, elle n'est pas adaptée à l'étude de configurations lacunaires comportant de nombreux vides ni à celle de problèmes de contournement. Méthode approximative, la *méthode d'atténuation en ligne droite* convient aux études de projet, au dégrossissage de problèmes de protection, produisant des résultats avec une incertitude courante de 10 à 20 %. Elle fournit également des fonctions de transfert dans le domaine de la spectrométrie gamma.

10.5. La méthode aux ordonnées discrètes (S_N)

Les travaux de Wick et Chandrasekhar sur transport mono-énergétique de particules en milieu plan unidimensionnel avec diffusion isotrope avaient préparé le terrain du développement de la méthode S_N . Le sigle provient de l'expression « *Angular Segmentation* » utilisé pour désigner la discrétisation en N directions de la variable directionnelle $\vec{\Omega}$ pour résoudre l'équation du transport. À partir de 1953, la méthode S_N ou méthode aux ordonnées discrètes a été véritablement développée et généralisée par Carlson (1955) et Lee (1962) à des géométries cylindrique et sphérique avec prise en compte de l'anisotropie de la collision et des transferts en énergie.

Elle est aujourd'hui appliquée à des configurations uni-, bi- et tridimensionnelles.

10.5.1. Principe de la méthode

Cette méthode (Devillers, 1970 ; Duderstadt *et al.*, 1982 ; Sanchez *et al.*, 1982) considère la forme intégro-différentielle de l'équation du transport du paragraphe 10.2.1 dont on rappelle qu'elle représente un bilan local de la population de particules.

Résoudre cette équation par la méthode aux ordonnées discrètes consiste à :

- discrétiser les domaines d'espace $\{r_i\}_{i=1, I}$, d'énergie $\{E_g\}_{g=1, G}$ de direction $\{\vec{\Omega}_m\}_{m=1, M}$,
- remplacer le terme de gradient par une différence finie,
- remplacer les intégrales par un schéma d'intégration numérique,
- résoudre le système d'équations algébriques obtenu pour en déduire les flux angulaire (espace, énergie, angle) et scalaire (espace, énergie) des particules.

La résolution se fait par une méthode itérative : le système d'équations à résoudre peut être écrit formellement de la manière suivante où ϕ représente le flux en phase de particules cherché :

$$A \phi = B \phi + S \quad (10.6)$$

avec :

$A \equiv \vec{\Omega} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} + \Sigma_t$: opérateur « départ des particules par fuite et collisions » dans les cellules de l'espace des phases.

$B \equiv \int dE' \int d\vec{\Omega}' \Sigma_s ()$: opérateur « arrivées des particules par collision » dans les cellules de l'espace des phases.

S : terme source.

ϕ : flux de particules représenté par un vecteur colonne.

L'équation (10.6) peut être réécrite :

$$\phi = A^{-1} B \phi + A^{-1} S \tag{10.7}$$

où A^{-1} est l'inverse de A .

Cette équation est alors résolue de manière itérative :

$$\phi^{(n)} = A^{-1} B \phi^{(n-1)} + A^{-1} S$$

$\phi^{(n)}$ converge vers la solution ϕ pour n suffisamment grand.

10.5.2. Principe de la résolution en géométrie sphérique

Il s'agit d'un problème unidimensionnel en raison de la symétrie sphérique (Devillers, 1970). Le flux scalaire ne dépend que du rayon r joignant le point considéré au centre de la sphère.

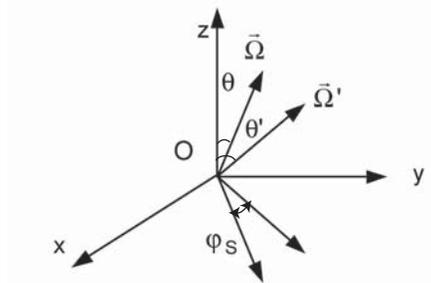


Figure 10.17. Géométrie sphérique unidimensionnelle. Coordonnées sphériques.

En coordonnées sphériques l'équation du transport s'écrit :

$$\begin{aligned} & \frac{\mu}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \phi(r, E, \mu)] + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} [(1 - \mu^2) \phi(r, E, \mu)] + \Sigma_t(r, E) \phi(r, E, \mu) \\ & = S(r, E, \mu) \phi(r, E, \mu) + \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_0^\infty \Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \mu_s) \phi(r, E, \mu) dE' \end{aligned} \tag{10.8}$$

$\mu' = \cos \theta' (= \vec{Oz} \cdot \vec{\Omega}')$: direction avant collision.

$\mu = \cos \theta (= \vec{Oz} \cdot \vec{\Omega})$: direction après collision.

$$\mu_s = \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}' = \mu \mu' + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \cos \varphi_s$$

$\phi(r, E, \mu)$: flux en phase.

10.5.2.1. Définition du volume de la cellule élémentaire de l'espace des phases

$\Delta V \Delta E \Delta \mu =$	$\underbrace{\frac{4}{3}\pi(r_{i+1}^3 - r_i^3)}_{V_I}$	$\underbrace{(E_{g+1} - E_g)}_{\Delta E_G}$	$\underbrace{\mu_d - \mu_{d+1}}_{\Delta \mu_D}$
discrétisation :	espace $i = 1, I_{MAX}$	énergie $g = 1, G_{MAX}$	angle $d = 1, D_{MAX}$

Les indices en minuscule se réfèrent aux valeurs aux bornes des découpages. Les indices en majuscule se réfèrent aux valeurs moyennes dans chaque intervalle des découpages.

On pose :

$$A_i = 4\pi r_i^2$$

$$A_{i+1} = 4\pi r_{i+1}^2$$

$$B_d = 2\pi \left(\frac{r_{i+1} + r_i}{2} \right) (r_{i+1} - r_i) (1 - \mu_d^2)$$

$$B_d = \pi (r_{i+1}^2 - r_i^2) (1 - \mu_d^2)$$

$$B_{d+1} = \pi (r_{i+1}^2 - r_i^2) (1 - \mu_{d+1}^2)$$

$S_{C, I, D}$ est la source de particules émises par unité d'angle solide, par unité d'énergie, et par unité de volume dans la cellule élémentaire de l'espace des phases $V_I \Delta E_G \Delta \mu_D$.

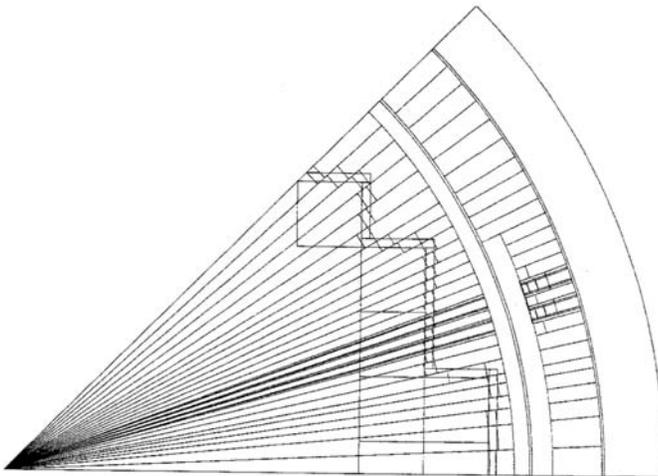


Figure 10.18. Exemple de discrétisation spatiale d'1/8^e de cœur d'un REP pour des calculs de propagation de neutrons loin du cœur du réacteur.

10.5.2.2. Approximation de l'anisotropie de la collision

La section efficace différentielle de diffusion est représentée par son développement sur la base des polynômes de Legendre :

$$\Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \mu_s) = \sum_{\ell=0}^L \frac{2\ell+1}{2} \Sigma_{s\ell}(r, E' \rightarrow E) P_\ell(\mu_s) \quad (10.9)$$

avec :

$$\Sigma_{s\ell}(r, E' \rightarrow E) = \int_{-1}^{+1} \Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \mu_s) P_\ell(\mu_s) d\mu_s$$

$\Sigma_{s\ell}(r, E' \rightarrow E)$ est le moment d'ordre ℓ de la section efficace de diffusion.

Pour les neutrons, le terme de diffusion globalise les diffusions élastiques, inélastiques et les réactions de production de plusieurs neutrons du type (n, xn) où x symbolise la multiplicité en neutrons.

Pour les γ , le terme de diffusion contient la diffusion incohérente (effet Compton) et la diffusion cohérente (diffusion Rayleigh).

Dans les études de Protection où l'on rencontre des situations à forte atténuation de flux, il est courant d'adopter un développement à l'ordre 3 pour le transport des neutrons (P3) et à l'ordre 5 pour les γ (P5).

10.5.2.3. Formule de quadrature angulaire

Le traitement de l'équation du transport fait apparaître des intégrations sur le domaine angulaire du type :

$$\int_{\mu_a}^{\mu_b} f(\mu) d\mu$$

Dans la résolution, ces intégrales sont remplacées par des formules de quadrature du type :

$$\int_{\mu_a}^{\mu_b} f(\mu) d\mu = \sum_{n=1}^N \omega_n f(\mu_n) \quad (10.10)$$

À chaque direction de discrétisation angulaire, μ_n , est associée une fraction d'angle solide ω_n appelée poids. C'est le rapport entre la partie de la surface de la sphère associée à une direction $\vec{\Omega}_n$ donnée et la surface totale de la sphère.

Il existe plusieurs formules de quadrature (Démidovitch, 1979). La quadrature de Gauss-Legendre est souvent utilisée. Dans cette formule de quadrature, les directions μ_n sont les zéros des polynômes de Legendre (Tableau 10.6).

10.5.2.4. Discrétisation en énergie – Approximation multigroupe

On définit les grandeurs suivantes :

– les flux multigroupes :

$$\phi_G(r, \mu) = \int_{E_g}^{E_{g+1}} \phi(r, E, \mu) dE, \quad \varphi_G(r) = \int_{-1}^{+1} \phi_G(r, \mu) d\mu \quad (10.11)$$

Tableau 10.6. Exemple de quadrature de Gauss-Legendre pour $N = 8$ – (quadrature S_8).

Directions (μ_n)	Poids (ω_n)
- 0,96028	0,05061
- 0,79666	0,11119
- 0,52553	0,15686
- 0,18343	0,18134
0,18343	0,18134
0,52553	0,15686
0,79666	0,11119
0,96028	0,05061

– la section efficace totale multigroupe :

$$\Sigma_{tG}(r) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \Sigma_t(r, E) \varphi^*(E) dE}{\int_{E_g}^{E_{g+1}} \varphi^*(E) dE} \quad (10.12)$$

– les composantes de la section efficace de diffusion multigroupe (cf. expressions 10.9) :

$$\Sigma_{s\ell} \underset{G' \rightarrow G}{(r)} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \int_{E'_g}^{E'_{g+1}} \Sigma_{s\ell}(r, E' \rightarrow E) \varphi^*(E') dE'}{\int_{E'_g}^{E'_{g+1}} \varphi^*(E') dE'} \quad (10.13)$$

L'*approximation multigroupe* consiste à remplacer les valeurs ponctuelles du flux et des sections efficaces par des valeurs moyennes dans chaque groupe d'énergie, telles que définies ci-dessus (Brockmann, 1981). En toute rigueur, dans les expressions (10.12 et 10.13) c'est le flux cherché qui intervient. Dans l'*approximation multigroupe*, le flux réel a été remplacé par un flux scalaire *a priori* $\varphi^*(E)$ choisi au mieux, c'est-à-dire dont la forme est suffisamment représentative de celle du flux cherché. Ainsi, il est courant, dans les études de Protection, de prendre pour $\varphi^*(E)$:

– spectre de Maxwell dans le domaine thermique $E < 0,4$ eV.

– spectre en $\frac{1}{E}$ entre 0,4 eV et 1 MeV.

– spectre de fission pour $E > 1$ MeV.

L'incidence du choix de $\varphi^*(E)$ sur le résultat final est d'autant plus grande que le découpage en énergie est large.

On constate sur ces expressions que l'on peut, une fois pour toutes, tabuler les sections efficaces microscopiques correspondantes qui serviront alors, en fonction du problème à traiter, à construire le jeu des sections efficaces macroscopiques multigroupes requises pour la résolution de l'équation du transport dans la configuration physique étudiée. Ce jeu de données nucléaires est appelé *bibliothèque de sections efficaces multigroupes*.

Il existe différentes structures multigroupes en énergie couramment utilisées pour élaborer ces bibliothèques comportant les sections efficaces pour les isotopes allant classiquement

de l'hydrogène à l'uranium et au plutonium. On a longtemps utilisé les découpages en énergie suivants :

- la structure à 100 groupes d'énergie pour les neutrons qui va de 14,918 MeV à 0 MeV et comportant un seul groupe d'énergie thermique ($E < 0,414$ eV),
- la structure à 30 groupes d'énergie pour les γ qui va de 1 MeV à 100 keV.

Elles tendent à être remplacées par des structures multigroupes plus fines, à 315 groupes d'énergie pour les neutrons de 10^{-5} eV à 20 MeV, et 215 groupes d'énergie pour les γ de 1 keV à 10 MeV.

10.5.2.5. Équation du transport discrétisée

L'exécution des opérations décrites ci-avant aboutit à la forme discrétisée suivante de l'équation du transport :

$$\begin{aligned} & \mu_D [A_{i+1} \phi_{G,i+1,D} - A_i \phi_{G,i,D}] + \frac{1}{\omega_D} [B_{d+1} \phi_{G,l,d+1} - B_d \phi_{G,i,D}] + V_l \Sigma_{tG,l} \phi_{G,l,D} \\ & = V_l S_{G,l,D} + \sum_{\ell=0}^L P_\ell(\mu_D) \sum_{G'=1}^{GMAX} \sum_{s\ell,l,G' \rightarrow G} \sum_{D'=1}^{DMAX} \phi_{l,G',D'} P_\ell(\mu'_{D'}) \omega_{D'} \end{aligned}$$

Afin de réduire le nombre d'inconnues (valeurs du flux dans une cellule élémentaire $V_l \Delta E_G \Delta \mu_D$ ou bien à ses bornes) il est nécessaire d'adjoindre des conditions aux limites et d'introduire une relation entre le flux en phase moyen dans la cellule et le flux en phase aux bornes. Deux schémas sont souvent utilisés :

- le schéma diamant :

$$\phi_{G,l,D} = \frac{1}{2} (\phi_{G,i+1,D} + \phi_{G,i,D})$$

$$\phi_{G,l,D} = \frac{1}{2} (\phi_{G,l,d+1} + \phi_{G,l,d})$$

- le schéma mixte :

$$\begin{aligned} \phi_{G,l,D} &= \alpha \phi_{G,i+1,D} + (1 - \alpha) \phi_{G,i,D} \\ 0 &\leq \alpha \leq 1 \end{aligned}$$

La résolution itérative de l'équation fait intervenir des critères de convergence. Celle-ci peut être accélérée par des techniques spécifiques. Le flux scalaire $\phi_G(r)$ s'obtient par intégration du flux en phase $\phi_G(r, \mu)$ sur la variable angulaire μ comme le montre l'expression (10.11).

10.5.3. Intérêt et limites de la méthode S_N

La méthode S_N est particulièrement utile pour mener des études paramétriques et des études de projets. Un calcul type de Protection requiert de l'ordre de 100 à 200 intervalles en espace, 16 à 64 directions de discrétisation, 30 à 300 groupes d'énergie, avec un développement de l'anisotropie en P3 pour les neutrons et P5 pour les γ dans la gamme d'énergie 0 – 20 MeV.

Les temps requis pour la résolution de l'équation du transport par cette méthode sont relativement courts allant de quelques minutes à quelques heures selon les dimensions du problème à traiter.

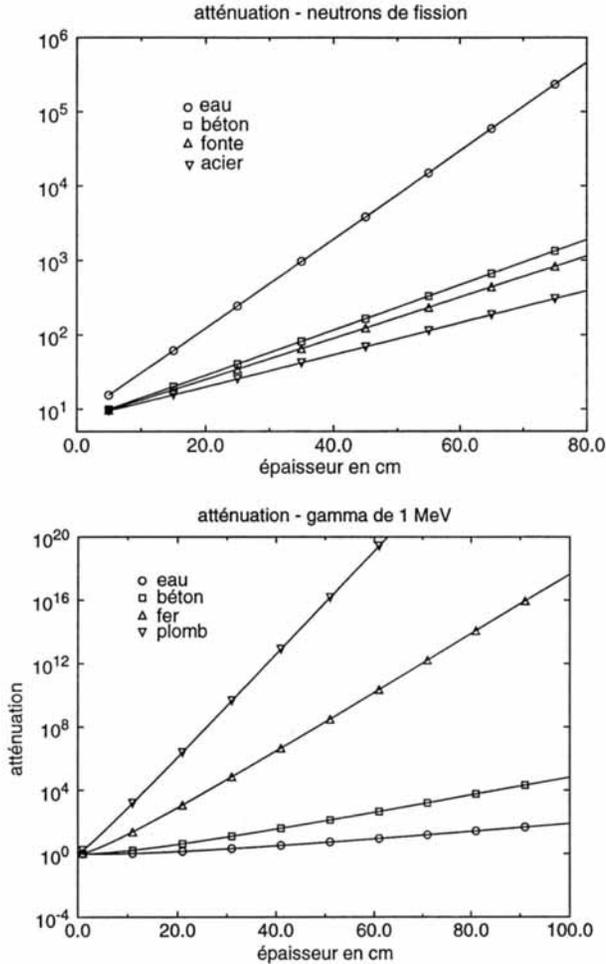


Figure 10.19. Exemple de calculs paramétriques effectués à l'aide du code S_N SN1D développé au CEA : étude de l'atténuation des neutrons et des γ dans différents matériaux de protection.

Une autre particularité intéressante est qu'elle permet très naturellement de traiter des propagations couplées de particules, par exemple, neutron- γ où les γ sont issus des réactions diverses : diffusion inélastique, capture radiative, (n, α) , (n, p) , etc.

En effet, en examinant l'équation discrétisée, on constate qu'elle ne préjuge pas de la nature de la particule : il suffit de définir dans la structure multigroupe la partie qui correspond aux neutrons, celle relative aux γ et de disposer des sections efficaces de transfert des groupes neutron vers les groupes γ et vice versa si l'on dispose des sections efficaces (γ, n) .

Un inconvénient de la méthode S_N est lié à la discrétisation angulaire et l'approximation multigroupe.

Une discrétisation angulaire trop grossière donne lieu à des *effets de raies* qui se traduisent par la non-prise en compte d'une (ou plusieurs) direction(s) importante(s) dans la détermination du flux angulaire.

Le découpage en énergie de l'approximation multigroupe peut se révéler insuffisamment fin pour bien représenter le phénomène d'autoprotection (fortes variations du flux en énergie et en espace mal reproduites). Il convient alors d'utiliser une bibliothèque de sections efficaces tabulées dans une structure énergétique plus fine. Dans la pratique, les structures multigroupes utilisées vont d'une trentaine à trois centaines de groupes d'énergie. Pour traiter les problèmes de Protection à forte atténuation de flux il faut utiliser des bibliothèques de sections efficaces à grand nombre de groupes d'énergie bien répartis. Il s'agit toujours de trouver le bon compromis entre la finesse de la discrétisation de l'espace des phases (espace, énergie, angle), la place mémoire ordinateur nécessaire (stockage des matrices de transfert en particulier) et le temps de calcul.

Par ailleurs, dans des milieux très diffusants ou bien comportant de fortes hétérogénéités, des difficultés de convergence peuvent être rencontrées.

Des développements ont été réalisés aux cours des dernières années pour mieux traiter le phénomène d'autoprotection. Ils ont consisté à remplacer les sections efficaces multigroupes classiques par des sections efficaces décrites dans chaque groupe d'énergie par des tables de probabilité : dans chaque groupe d'énergie, les sections efficaces sont représentées par des « bandes » auxquelles sont associées des valeurs d'occurrence (probabilités). L'équation du transport peut alors être réécrite et résolue par discrétisation pour chaque bande, dans chaque groupe d'énergie (Cullen, 1974 ; Lunéville, 1998a ; 1998b).

Plusieurs laboratoires dans le monde ont travaillé sur le traitement du transport dans la matière des particules neutres par la méthode S_N et ils ont développé des codes de calcul mono-, bi- et tridimensionnels fondés sur cette méthode déterministe : ANISN, DOT, DORT, TORT, TWODANT, ERANOS, SN1D... Le tableau 10.1 en fournit les références.

10.6. La méthode de Monte Carlo

Nous avons vu avec la méthode S_N que les méthodes de type déterministe opèrent un maillage de l'espace des phases (espace, énergie, angle) conduisant ainsi à des approximations dans la représentation de la géométrie des systèmes physiques réels étudiés, sur les lois d'interaction particule-atome cible (définition de sections efficaces moyennes sur chaque groupe d'énergie, approximation dans la représentation de l'anisotropie de la collision...).

La méthode de Monte Carlo, comme son nom l'indique, est de type probabiliste (ou stochastique). Elle permet de lever les limitations des méthodes déterministes :

- description « exacte » à trois dimensions des géométries,
- simulation « exacte » des lois d'interaction particule-atome cible.

Très schématiquement, au calcul déterministe d'une grandeur physique par l'intégrale de Riemann vient correspondre l'estimation statistique – l'espérance mathématique – de cette même grandeur par l'intégrale de Lebesgue-Stieljes. Cette dernière est obtenue en moyennant les « quanta d'information » appropriés que l'on extrait lors de chaque événement (diffusion élastique, diffusion inélastique, absorption, fuite...) se produisant au cours de la simulation probabiliste de l'histoire des particules se propageant dans le système physique étudié.

L'invention de la méthode de Monte Carlo est attribuée à George-Louis Leclerc, comte de Buffon, qui proposa dans *Essai d'arithmétique morale* (1777) une méthode probabiliste originale (*l'aiguille de Buffon*) pour obtenir une estimation de la valeur du nombre π .

JOURNAL OF THE AMERICAN
STATISTICAL ASSOCIATION

Number 227

SEPTEMBER 1949

Volume 44

THE MONTE CARLO METHOD

NICHOLAS METROPOLIS AND S. ULAM
Los Alamos Laboratory

We shall present here the motivation and a general description of a method dealing with a class of problems in mathematical physics. The method is, essentially, a statistical approach to the study of differential equations, or more generally, of integro-differential equations that occur in various branches of the natural sciences.

ALREADY in the nineteenth century a sharp distinction began to appear between two different mathematical methods of treating physical phenomena. Problems involving only a few particles were studied in classical mechanics, through the study of systems of ordinary differential equations. For the description of systems with very many particles, an entirely different technique was used, namely, the method of statistical mechanics. In this latter approach, one does not concentrate on the individual particles but studies the properties of *sets of particles*. In pure mathematics an intensive study of the properties of sets of points was the subject of a new field. This is the so-called theory of sets, the basic theory of integration, and the twentieth century development of the theory of probabilities prepared the formal apparatus for the use of such models in theoretical physics, i.e., description of properties of aggregates of points rather than of individual points and their coordinates.

Soon after the development of the calculus, the mathematical apparatus of partial differential equations was used for dealing with the problems of the physics of the continuum. Hydrodynamics is the most widely known field formulated in this fashion. A little later came the treatment of the problems of heat conduction and still later the field theories, like the electromagnetic theory of Maxwell. All this is very well known. It is of course important to remember that the study of the

335

Figure 10.20. L'une des premières publications sur la méthode de Monte Carlo, 1949.



Figure 10.21. L'ENIAC Electronic Numerical Integrator and Computer – University of Pennsylvania – juin 1944.

C'est surtout au cours du xx^e siècle que cette méthode va connaître un essor, dans le contexte de la Seconde Guerre mondiale et celui de l'avènement des premiers calculateurs électroniques et ordinateurs. Le nom de cette méthode – *Monte Carlo* – serait le nom de code donné à un travail secret effectué au Centre de recherche de Los Alamos dans le Nouveau Mexique aux États-Unis. Les auteurs de cette méthode sont J. von Neumann, S. Ulam (1945), M. Metropolis (1949). Depuis, elle a fait l'objet de très nombreuses applications et publications dont : Spanier (1959, 1969) ; Cashwell *et al.* (1959) ; Hammersley *et al.* (1967) ; Nimal (1965, 1979) ; Kalos *et al.* (1979) ; Halton (1970) ; Rubinstein (1981) ; Lux *et al.* (1991) ; Fishman (1995) ; Morillon (1996) ; Both *et al.* (2002) ; Brown (1996).

Après avoir succinctement décrit le principe de la méthode de Monte Carlo appliquée à la résolution de l'équation du transport, quelques exemples simples illustreront sa mise en œuvre pratique. On introduit ensuite la notion de *simulation non analogue* ou *biaisée* (le terme est trompeur) par opposition à la *simulation analogue* ou *naturelle* décrite précédemment. En effet, la méthode de Monte Carlo est une méthode à convergence lente. Son application à l'étude de problèmes de Protection à forte atténuation des rayonnements dans la matière nécessite la mise au point et l'emploi de *techniques de réduction de la variance* ou *techniques d'accélération de la convergence* permettant d'obtenir une estimation de la grandeur physique cherchée en un temps de calcul acceptable et avec une précision statistique satisfaisante. Une simulation non analogue ou biaisée est la simulation résultant de l'emploi de ces techniques. L'Annexe 5 intitulée « Rappels élémentaires de probabilités et statistique » fournit des compléments mathématiques relatifs aux notions utilisées, en particulier concernant les techniques d'échantillonnages.

10.6.1. Principe de la méthode

On considère la forme intégrale de l'équation du transport du paragraphe 10.2.2 :

$$\psi(P) = \int_D K(P' \rightarrow P) \psi(P') + S_1(P) \quad (10.14)$$

où P et P' représentent deux points de l'espace des phases contenus dans le domaine D étudié :

$$P = (\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad P' = (\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$$

$\psi(P)$ représente la grandeur physique cherchée : la *densité de collision* : $\Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. On montre que $\psi(P)$ peut être exprimée par un développement en série appelé *décomposition en série de Neumann* :

$$\psi(P) = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(P) \quad (10.15)$$

avec :

$$\psi_1(P) = S_1(P_1)$$

$$\psi_2(P) = \int_D S_1(P_1) K(P_1 \rightarrow P) dP_1$$

$$\psi_3(P) = \int_D \int_D S_1(P_1) K(P_1 \rightarrow P_2) K(P_2 \rightarrow P) dP_1 dP_2$$

$$\psi_n(P) = \int_D \dots \int_D S_1(P_1) K(P_1 \rightarrow P_2) K(P_2 \rightarrow P_3) \dots K(P_{n-1} \rightarrow P) dP_1 dP_2 \dots dP_{n-1}$$

Chaque terme $\psi_n(P)$ a une interprétation physique :

$\psi_1(P)$ est la contribution à $\psi(P)$ des particules directement issues de la source.

$\psi_2(P)$ est la contribution à $\psi(P)$ des particules ayant subi une collision et une seule.

$\psi_3(P)$ est la contribution à $\psi(P)$ des particules ayant subi deux collisions.

...

$\psi_n(P)$ est la contribution à $\psi(P)$ des particules ayant subi $n - 1$ collisions.

Cette décomposition de $\psi(P)$ en *série de Neumann* conduit à la résolution de l'équation du transport par la méthode de Monte Carlo, c'est-à-dire en simulant sur ordinateur l'histoire des particules : diffusion, absorption, fuite du système physique étudié.

Cette résolution par la méthode de Monte Carlo consiste à :

- Construire un processus statistique appelé « jeu » qui reproduit, à partir d'une source, l'histoire des particules représentée par un ensemble de trajectoires et de collisions bornant chaque trajectoire (diffusions, absorptions...). On obtient alors une chaîne de sites d'événements (sources, collisions, disparition) : $P_1, P_2, \dots, P_n, \dots$

- Attribuer une valeur numérique à une variable aléatoire, X , qui dépend du déroulement du processus statistique. Cette valeur est attribuée au moment de chaque événement (*i.e.* collision) au point P_i considéré. Chaque événement délivre son « quantum d'information ». X est appelé estimateur de $\psi(P)$. La valeur attribuée à X est appelée « encaissement » « score » (*scoring*).

- Fixer des « règles du jeu », c'est-à-dire les densités de probabilités avec lesquelles les événements sont choisis. Cela revient à choisir aléatoirement et en conformité avec les caractéristiques physiques de la source de particules (distribution spatiale, spectre en énergie, distribution angulaire) et les lois physiques qui régissent leurs interactions avec la matière, leur parcours, leur énergie et leur direction après collision. Les densités de probabilité utilisées pour simuler l'histoire des particules doivent être telles que $E[X]$, espérance mathématique de X , satisfasse :

$$E[X] = \psi(P)$$

- Réaliser le jeu N fois de manière indépendante : on simule l'histoire de N paquets, appelés *batches*, d'un nombre donné de particules (1 000 particules par exemple, pour fixer les idées). Chacune de ces réalisations, k , fournit une valeur X_k de l'estimateur X de $\psi(P)$.

- Estimer la grandeur $\psi(P)$ cherchée (*cf.* Annexe 5).

La grandeur $\psi(P)$ est estimée par la valeur moyenne \bar{X}_N de son estimateur X :

$$\bar{X}_N = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_k$$

La *loi des grands nombres* permet d'écrire :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \bar{X}_N = \psi(P)$$

La détermination de $\psi(P)$ doit être complétée par l'évaluation de l'intervalle de confiance $C(e)$ associé à la valeur moyenne estimée \bar{X}_N . Pour cela, on applique le *théorème central-limite* qui permet d'affirmer que \bar{X}_N a une répartition gaussienne :

$$C(e) = \text{probabilité}\{\psi(P) - e \leq \bar{X}_N \leq \psi(P) + e\}$$

$$C(e) = \frac{1}{\sigma_{\bar{X}_N} \sqrt{2\pi}} \int_{\psi(P)-e}^{\psi(P)+e} \exp\left[-\frac{x - \psi(P)}{2\sigma_{\bar{X}_N}^2}\right] dx = \text{erf}\left[\frac{e}{\sigma_{\bar{X}_N} \sqrt{2}}\right]$$

$\sigma_{\bar{X}_N}$ est la variance de la moyenne \bar{X}_N .

$$\sigma_{\bar{X}_N}^2 = E[(X_k - \bar{X}_N)^2]$$

où $E[]$ note l'espérance mathématique.

Dans la pratique, $\sigma_{\bar{X}_N}^2$ est estimée par :

$$s_{\bar{X}_N}^2 = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{k=1}^N (X_k - \bar{X}_N)^2$$

On a :

– pour $e = \sigma_{\bar{X}_N}$ $C(e) = 0,689$: l'estimation \bar{X}_N de $\psi(P)$ est faite avec une confiance de 68,9 %.

– pour $e = 2\sigma_{\bar{X}_N}$ $C(e) = 0,954$: l'estimation \bar{X}_N de $\psi(P)$ est faite avec une confiance de 95,4 %.

– pour $e = 3\sigma_{\bar{X}_N}$ $C(e) = 0,997$: l'estimation \bar{X}_N de $\psi(P)$ est faite avec une confiance de 99,7 %.

Remarque : Le processus aléatoire de propagation des particules est de type *markovien*, c'est une *chaîne de Markov* : l'état de la particule à l'étape n dépend de l'état $(n-1)$ immédiatement antérieur.

10.6.2. Les lois de tirage des événements – Construction du processus statistique

Le point de l'espace des phases P_1 où l'on produit le premier point de la chaîne d'événements subis par la particule est choisi à l'aide d'une densité de probabilité $f_1(P)$, construite à partir de la distribution de la source :

$$f_1(P_1) = \frac{S_1(P_1)}{\int_D S_1(P'_1) dP'_1}$$

Le point P_1 étant connu, on choisit le point suivant P_2 de la chaîne d'événements à l'aide de la densité de probabilité $f_2(P_2)$, construite à partir des sections efficaces des réactions particule-atome :

$$f_2(P_2) = \frac{K(P_1 \rightarrow P_2)}{\int_D K(P_1 \rightarrow P'_2) dP'_2}$$

...

Le point P_n de la chaîne d'événements est choisi connaissant le point P_{n-1} avec la densité de probabilité $f_n(P_n)$:

$$f_n(P_n) = \frac{K(P_{n-1} \rightarrow P_n)}{\int_D K(P_{n-1} \rightarrow P'_n) dP'_n}$$

L'échantillonnage des variables de parcours, de direction, d'énergie selon les densités $f_n(P_n)$ se fait selon diverses techniques : *méthode de la transformation inverse*, *méthodes de rejet*, etc. que l'on applique à des densités de probabilité continues et discrètes (Rubinstein, 1981 ; Nimal, 1979).

On illustre par quelques exemples d'école la manière dont différents événements sont choisis selon des densités de probabilités données (voir Annexe 5).

On considère une source ponctuelle (en espace), isotrope émettant S_0 neutrons par seconde, selon un spectre en énergie donné par $W(E) = \frac{\varepsilon}{E}$ pour $E_{\min} \leq E \leq E_{\max}$, ε est une constante telle que $W(E)$ est normée à l'unité :

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} W(E) dE = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\varepsilon}{E} dE = 1$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\ln E_{\max} - \ln E_{\min}}$$

Le milieu où se propagent les neutrons est composé d'un mélange homogène de différents types d'isotopes i .

On désigne par :

- $\sigma_{k_i}(E)$: la section efficace microscopique de l'interaction k sur l'isotope i à l'énergie E du neutron (diffusion élastique, diffusion inélastique, absorption...).
- $\sigma_{t_i}(E)$: la section efficace microscopique totale relative à l'isotope i à l'énergie E du neutron :

$$\sigma_{t_i}(E) = \sum_k \sigma_{k_i}(E)$$

- $\Sigma_{t_i}(E)$: la section efficace macroscopique totale de l'isotope i à l'énergie E du neutron :

$$\Sigma_{t_i}(E) = N_i \sigma_{t_i}(E)$$

Le référentiel du laboratoire est supposé être défini.

En application numérique, on considérera un neutron se propageant dans du béton de masse volumique : $\nu = 2,3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Le nombre de noyaux par unité de volume de chaque type d'isotopes composant ce béton est déterminé à partir de leur pourcentage (%) en masse respectif x_i , par la formule :

$$N_i = \frac{N_A}{A_i} x_i$$

avec :

N_A : $6,02 \times 10^{23}$: nombre d'Avogadro,

A_i : nombre de masse de l'isotope i .

Tableau 10.7. Nombre de noyaux dans un béton.

Isotope	x_i % en masse	N_i noyaux $\cdot\text{cm}^{-3}$
^1H	0,5	$6,92 \times 10^{21}$
^{28}Si	30	$1,48 \times 10^{22}$
^{16}O	50	$4,32 \times 10^{22}$
^{40}Ca	12	$4,15 \times 10^{21}$
^{56}Fe	2	$4,94 \times 10^{20}$
^{27}Al	4	$2,05 \times 10^{21}$

10.6.2.1. Choix d'un neutron source

La source étant ponctuelle en espace, ici, les caractéristiques d'un neutron source à choisir aléatoirement sont son énergie et sa direction.

- *Choix de l'énergie E d'un neutron source*

En appliquant les techniques classiques d'échantillonnage, en désignant par ζ un nombre aléatoire tiré uniformément dans l'intervalle $[0, 1]$ on obtient :

$$\zeta = \int_{E_{\min}}^E W(E) dE = \int_{E_{\min}}^E \frac{\varepsilon}{E} dE$$

soit :

$$\zeta = \varepsilon (\ln E - \ln E_{\min})$$

d'où :

$$E = E_{\min} e^{\frac{\zeta}{\varepsilon}}$$

- *Application numérique*

On adopte les limites suivantes du domaine en énergie de la source :

$$E_{\min} = 1 \text{ MeV}, E_{\max} = 3 \text{ MeV}.$$

On en déduit la constante de normalisation de son spectre en énergie : $\varepsilon = 0,91$.

On effectue le tirage de ζ : $\zeta = 0,7 \Rightarrow E = 2,16 \text{ MeV}$.

- *Choix de la direction $\vec{\Omega}$ d'un neutron source*

La source de neutrons est *isotrope* ; la densité de probabilité $u(\vec{\Omega})$ associée s'écrit en adoptant les mêmes notations qu'au chapitre 7 § 7.1.2 pour les coordonnées angulaires :

$$u(\vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi}$$

$$u(\vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = \frac{1}{2} d\mu \times \frac{1}{2\pi} d\varphi$$

où $\vec{\Omega}$ représente la direction d'émission définie en coordonnées sphériques par deux angles : θ ($\mu = \cos\theta$) et φ .

Choix de μ :

$$\zeta = \int_{-1}^{\mu} \frac{1}{2} d\mu' = \frac{1}{2}(\mu + 1)$$

et

$$\mu = 2\zeta - 1$$

- *Application numérique*

On effectue le tirage de ζ : $\zeta = 0,6 \Rightarrow \mu = 0,2$.

Choix de φ :

$$\zeta = \int_0^{\varphi} \frac{1}{2\pi} d\varphi' = \frac{\varphi}{2\pi}$$

et

$$\varphi = 2\pi \zeta$$

- *Application numérique*

On effectue le tirage de ζ : $\zeta = 0,8 \Rightarrow \varphi = 5,02$ stéradians.

La direction $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}(\mu, \varphi)$ du neutron source est donc maintenant déterminée par $\mu = 0,2$ et $\varphi = 5,02$ stéradians.

10.6.2.2. Choix du parcours dans la matière

Un neutron source a été choisi à l'étape initiale précédente.

Son énergie est E et sa direction $\vec{\Omega}$.

La section efficace macroscopique totale du milieu de propagation à l'énergie E du neutron est :

$$\Sigma_t(E) = \sum_i \Sigma_{t_i}(E)$$

La probabilité de ce neutron de ne pas avoir d'interaction sur une distance ρ dans la direction $\vec{\Omega}$ est : $e^{-\Sigma_t(E)\rho}$

La probabilité d'avoir une interaction entre ρ et $\rho + d\rho$ s'écrit :

$$h(\rho)d\rho = \Sigma_t(E)e^{-\Sigma_t(E)\rho} d\rho$$

En effet, $\Sigma_t(E)$ n'est autre que la probabilité d'interaction par unité de longueur à l'énergie E .

On peut aisément vérifier que $\int_0^\infty h(\rho)d\rho = 1$.

Suivant la même démarche que précédemment, le parcours ρ choisi aléatoirement est donné par la relation :

$$\zeta = \int_0^\rho \Sigma_t(E)e^{-\Sigma_t(E)\rho'} d\rho'$$

En calculant l'intégrale du membre de droite, on obtient :

$$\rho = -\frac{1}{\Sigma_t(E)} \ln(1 - \zeta)$$

La détermination de la direction de propagation $\vec{\Omega}$ et du parcours ρ fixe le point de collision.

- *Application numérique*

Le tableau 10.8 donne les valeurs des sections efficaces neutroniques microscopiques et macroscopiques totales des éléments du béton à l'énergie $E = 2,16$ MeV.

La section totale du béton à cette énergie est donc $\Sigma_t(E) = 2,2 \times 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

On effectue le tirage de ζ : $\zeta = 0,6$ d'où la valeur du parcours $\rho = 4,16$ cm.

10.6.2.3. Choix du type de l'isotope avec lequel le neutron effectue une collision

Ce choix est réalisé à partir des sections efficaces macroscopiques totales à l'énergie E relatives à chaque type d'isotopes. Dans la pratique, on définit les probabilités discrètes associées à chaque type d'isotopes :

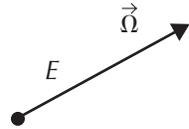


Tableau 10.8. Sections efficaces neutroniques microscopiques et macroscopiques d'un béton pour une énergie cinétique du neutron $E = 2,16$ MeV.

Isotope i	$\sigma_{t_i}(E)$ (barns)	$\Sigma_{t_i}(E)$ (cm ⁻¹)
¹ H	4	$2,77 \times 10^{-2}$
²⁸ Si	3,4	$5,03 \times 10^{-2}$
¹⁶ O	2,8	$1,21 \times 10^{-1}$
⁴⁰ Ca	3	$1,24 \times 10^{-2}$
⁵⁶ Fe	3,2	$1,58 \times 10^{-3}$
²⁷ Al	3,4	$6,97 \times 10^{-3}$

$$p_i(E) = \frac{\Sigma_{t_i}(E)}{\Sigma_t(E)} \text{ et } \sum_i p_i(E) = 1 \quad i = 1, l$$

où l est nombre total de types d'isotopes.

Le nombre ζ représente toujours le nombre aléatoire tiré uniformément dans l'intervalle $[0, 1]$:

– si $0 \leq \zeta \leq p_1$: alors le neutron effectue sa collision avec l'isotope de type 1 ;

– si $p_1 < \zeta \leq p_1 + p_2$: alors le neutron effectue sa collision avec l'isotope de type 2 ;

– si $p_1 + p_2 + \dots + p_{l-1} < \zeta \leq 1$: alors le neutron effectue sa collision avec le dernier type d'isotope.

• *Application numérique*

On a les valeurs des sections efficaces macroscopiques totales par élément et celle de la composition du béton (Tableau 10.8).

La section efficace macroscopique totale du béton à cette énergie est $\Sigma_t(E) = 2,2 \times 10^{-1}$ cm⁻¹.

On effectue le tirage de ζ : $\zeta = 0,965$ d'où la sélection du ⁵⁶Fe.

10.6.2.4. Choix de l'interaction

La nature de l'isotope étant connue, il convient à présent de déterminer aléatoirement le type d'interaction (k) auquel donne lieu le neutron d'énergie E : diffusion élastique, diffusion inélastique, absorption, fission...

Pour cela, on utilise les sections efficaces microscopiques à partir desquelles on construit les probabilités $q_{ik}(E)$ associées à chaque interaction :

$$q_{ik}(E) = \frac{\sigma_{ik}(E)}{\sum_j \sigma_{ij}(E)} = \frac{\sigma_{ik}(E)}{\sigma_{ti}(E)}$$

et

$$\sum_k q_{ik}(E) = 1 \quad k = 1, K$$

où K est le nombre total d'interactions à considérer.

- *Application numérique*

Pour le ^{56}Fe le nombre d'interactions de types différents à l'énergie $E = 2,16 \text{ MeV}$ est $K = 3$: la diffusion élastique, la diffusion inélastique, la capture. Les valeurs correspondantes des sections efficaces microscopiques sont :

– $\sigma_{\text{élastique}} = 2,98 \text{ barns}$.

– $\sigma_{\text{inélastique}} = 0,89 \text{ barn}$.

– $\sigma_{\text{capture}} = 1,8 \times 10^{-3} \text{ barn}$.

On effectue le tirage de ζ , ex. : $\zeta = 0,3$ ce qui conduit à la sélection de la diffusion élastique.

10.6.2.5. Choix des caractéristiques du neutron après collision

Il s'agit à présent de déterminer aléatoirement l'énergie et la direction du neutron après collision (Figure 10.22). On supposera, ici, pour des raisons de simplicité et illustrative que l'interaction sélectionnée est une diffusion élastique qui est *isotrope* dans le système du laboratoire.

- *Choix de la direction de la diffusion*

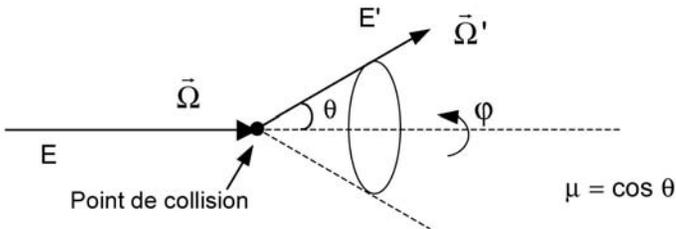


Figure 10.22. Diffusion élastique d'un neutron sur un noyau cible.

E : énergie du neutron incident.

E' : énergie du neutron diffusé.

$\vec{\Omega}$: direction du neutron avant collision.

$\vec{\Omega}'$: direction du neutron après collision.

θ : angle de déviation : $\mu = \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}' = \cos \theta$.

φ : angle azimutal.

Les choix de $\mu = \cos \theta$ et de φ s'opèrent de manière similaire à celle mise en œuvre pour le tirage des neutrons source :

$$\mu = 2\zeta - 1$$

$$\varphi = 2\pi\zeta$$

- *Application numérique*

On effectue le tirage de ζ : $\zeta = 0,4 \Rightarrow \mu = -0,2$.

On effectue le tirage de ζ : $\zeta = 0,16 \Rightarrow \varphi = 1 \text{ stéradian}$.

La direction $\vec{\Omega}' = \vec{\Omega}'(\mu, \varphi)$ du neutron émis après diffusion élastique est donc maintenant déterminée par $\mu = -0,2$ et $\varphi = 1 \text{ stéradian}$.

Le cas d'un échantillonnage avec une densité de probabilité angulaire quelconque est décrit dans l'Annexe 5.

- *Choix de l'énergie après collision*

Dans le cas de la diffusion élastique, la relation qui existe entre les énergies du neutron et l'angle de déviation s'écrit dans le système du laboratoire :

$$E' = \frac{E}{(1+A)^2} [\mu + \sqrt{\mu^2 + A^2 - 1}]^2$$

où :

1 est la masse du neutron en unité de masse du neutron.

A est la masse du noyau cible en unité de masse du neutron.

Donc, dans le cas de la diffusion élastique, pris en exemple, la détermination de l'énergie E' du neutron après collision ne résulte pas d'un tirage mais se déduit de la relation cinématique entre E , E' et μ , l'angle de diffusion θ ($\mu = \cos \theta$) ayant été préalablement choisi aléatoirement.

- *Application numérique*

Pour le ^{56}Fe : $A = 56$ et l'on obtient approximativement $E' = 2,12$ MeV.

10.6.3. Estimation d'une grandeur physique

Nous avons défini au chapitre 7 les grandeurs physiques d'intérêt dans le domaine de la Protection ; ce sont des réponses de détecteur, caractérisées par une sensibilité $g(P)$ au flux de particules $\phi(P)$, que l'on veut calculer dans une région V ($P \in V$) de l'espace des phases D occupé par le système physique étudié :

$$R(V) = \int_{V \in D} g(P) \phi(P) dP$$

La décomposition en série de Neumann permet d'écrire :

$$R(V) = \sum_{n=1}^{\infty} R_n(V) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{V \in D} g(P) \phi_n(P) dP$$

où $\phi_n(P)$ est le $n^{\text{ième}}$ terme du flux de particules que l'on déduit de $\psi_n(P)$ (équation 10.15).

Lorsque l'on simule la chaîne d'événements d'une particule, on est conduit à associer un « poids » à cette particule. Ce poids représente la contribution de la particule à la population de particules présentes dans le domaine de l'espace des phases considéré.

Ce poids est « remis à jour » lors de chaque nouvel événement : trajectoire ou collision. Le poids de la particule est donné par une relation de récurrence ; pour une chaîne d'événements d'une même particule échantillonnés avec les densités de probabilité $f_1(P)$, $f_2(P), \dots, f_n(P)$ définies plus haut, on a :

$\omega_0 = 1$: poids initial de la particule.

$\omega_1 = \omega_0 \int_D S_1(P_1) dP_1$: poids de la particule après tirage à partir de la source.

$\omega_2 = \omega_1 \int_D K(P_1 \rightarrow P'_2) dP'_2$: poids de la particule après le passage du point P_1 au point P_2 de l'espace des phases.

$\omega_n = \omega_{n-1} \int_D K(P_{n-1} \rightarrow P'_n) dP'_n$: poids de la particule après le passage du point P_{n-1} au point $P = P_n$ de l'espace des phases $P \in V$.

$$\omega_n = \prod_{i=1}^{n-1} \omega_i \int_D K(P_{n-1} \rightarrow P'_n) dP'_n = \omega_n(P)$$

La variable aléatoire $X_n(P) = \omega_n(P)$ est un estimateur de $\psi_n(P)$. En effet, on montre que $E[X_n(P)] = \psi_n(P)$.

Dans la pratique, on considère une simulation de N histoires de particules. Chaque histoire simulée, k , fournit une estimation $\omega_n^k(P)$ de $\psi_n(P)$. Une estimation de $\psi_n(P)$ est alors donnée par la moyenne sur toutes les histoires k simulées :

$$X_{Nn}(P) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \omega_n^k(P)$$

et une estimation de $\psi(P)$ est obtenue par la sommation de toutes les moyennes relatives à tous les ordres n de collisions :

$$X_N(P) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=1}^N \omega_n^k(P)$$

On montre que l'estimateur de grandeurs physiques recherchées peut prendre plusieurs formes particulières comme l'indique le tableau 10.9 (où l'on a omis des variables d'espace et d'énergie par commodité d'écriture) :

Tableau 10.9. Estimateurs des grandeurs physiques : flux, taux de réaction, courant.

		Flux	Taux de réaction	Courant
Estimateurs volumiques	<i>Corde</i>	$\omega \cdot \ell$	$\omega \ell \Sigma_i$	
	<i>Collision</i>	$\frac{\omega}{\Sigma_t}$	$\frac{\omega}{\Sigma_t} \Sigma_i$	
Estimateurs surfaciques		$\frac{\omega}{\vec{\Omega} \cdot \vec{n}}$		ω
Estimateurs ponctuels		$\omega \frac{\Sigma_s e^{-\tilde{\Sigma}_i \rho}}{\Sigma_t \rho^2}$	$\omega \frac{\Sigma_s e^{-\tilde{\Sigma}_i \rho}}{\Sigma_t \rho^2} \Sigma_i$	

Avec :

ω : poids de la particule avant collision.

ℓ : parcours de la particule dans le volume considéré.

Σ_t : section efficace macroscopique totale du milieu traversé par la particule.

Σ_i : section efficace macroscopique relative à l'interaction i .

Σ_s : section efficace macroscopique totale de diffusion.

$\widetilde{\Sigma}_t \rho$: parcours optique $\int_0^\rho \Sigma_t(\vec{r} + s\vec{\Omega}) ds$ entre le point de collision et le point de calcul du flux de particules.

ρ : distance entre le point de collision et le point de calcul du flux de particules.

L'estimation volumique du flux ou bien des taux de réaction est effectuée dans un volume V donné de l'espace en « encaissant » (*scoring*) les valeurs prises par les estimateurs lors de chaque événement se produisant dans le volume V .

L'expression de l'estimateur collision montre qu'il n'est pas défini pour des milieux vides car $\Sigma_t = 0$.

Les estimateurs collision et corde (*track length*) ne conviennent pas à l'estimation du flux ou des taux de réaction dans des volumes de trop petites dimensions.

L'estimateur ponctuel est adapté pour estimer des flux ou des taux de réaction dans le vide en des milieux de très faible densité. *A contrario*, dans la matière, il pose des problèmes de singularité dus à son comportement en $\frac{1}{\rho}$ (source au point de calcul) (Authier, 1998 ;

Rief *et al.*, 1984).

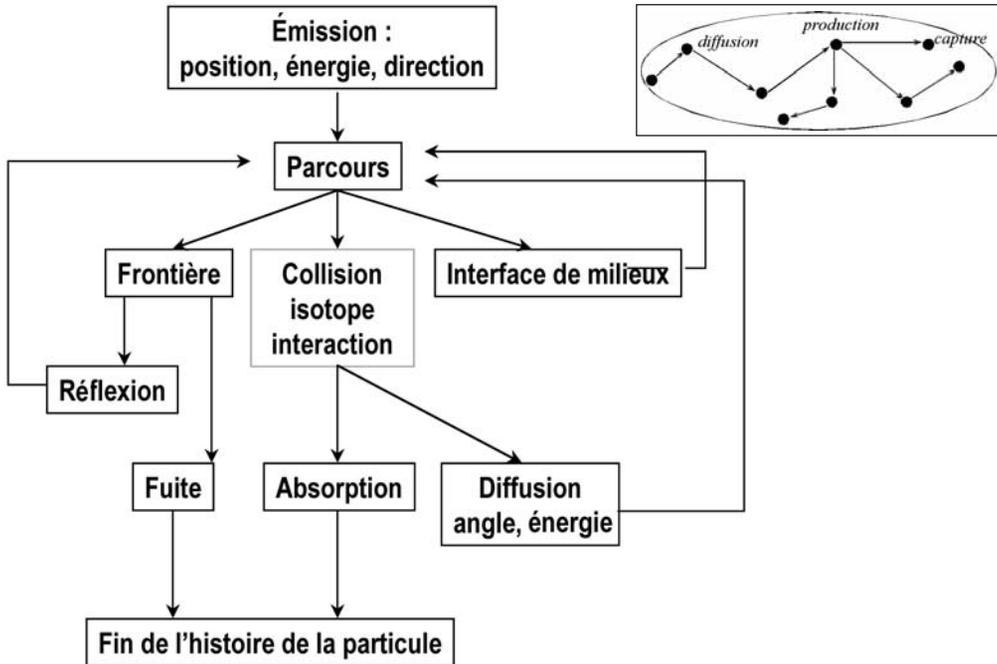


Figure 10.23. Algorithme de principe de la simulation de l'histoire des particules par la méthode de Monte Carlo. À chaque événement, le poids de la particule est « mis à jour ». Il sert à quantifier le « score » associé aux grandeurs physiques recherchées dans une zone donnée de l'espace des phases : flux, courant, taux de réaction...

10.6.4. Notion de facteur de qualité

La qualité d'une simulation par la méthode de Monte-Carlo se mesure par une grandeur appelée *facteur de qualité* (FQ) ou *Figure Of Merit* (FOM) définie par la relation :

$$FOM = \frac{1}{\sigma^2 t}$$

où t est le temps de simulation et σ^2 la variance. La qualité de la simulation est d'autant meilleure que l'atteinte de la convergence (σ^2 petit) est réalisée dans un temps (t) court.

Les relations donnant la précision statistique indiquent que la convergence (σ) varie en $\frac{1}{\sqrt{n}}$

où n est le nombre de particules simulées.

En 1960 on simulait 5 000 particules, au seuil du troisième millénaire, 100 000 000, et le milliard de particules est à la portée des machines actuelles. La puissance croissante des ordinateurs et le développement de techniques de parallélisation (Pénéliou *et al.*, 1999) conduisent donc à améliorer sensiblement le *facteur de qualité d'une simulation* (Figures 10.24 et 10.25).

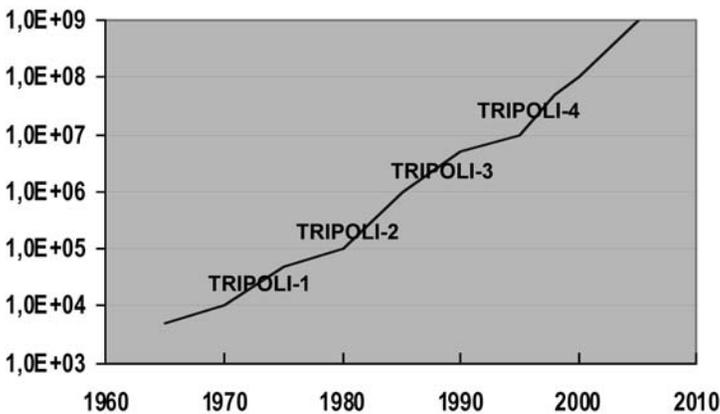


Figure 10.24. Évolution du nombre d'histoires de particules (en ordonnées) depuis les années 1960. Ce sont les versions successives du code de transport Monte Carlo TRIPOLI développé au CEA qui sont reportées sur le graphique.

10.6.5. Simulation non analogue ou biaisée

Dans ce qui précède, nous avons considéré des chaînes d'événements simulées avec les lois naturelles (sections efficaces...).

La méthode de Monte Carlo présente un inconvénient : elle converge lentement et les gains en temps de calculs obtenus par la plus grande puissance des ordinateurs qui double environ tous les deux-trois ans et l'exploitation du parallélisme ne suffisent pas à satisfaire l'exigence toujours plus grande de précision, de finesse de résultats apparaissant dans différents types d'études. Dans le domaine de la Protection, on rencontre de nombreuses situations à forte atténuation du flux de particules : plusieurs décades comme le montre la figure 10.26 représentant la décroissance spatiale du flux de neutrons dans un réacteur nucléaire, du cœur à l'extérieur du bâtiment réacteur.

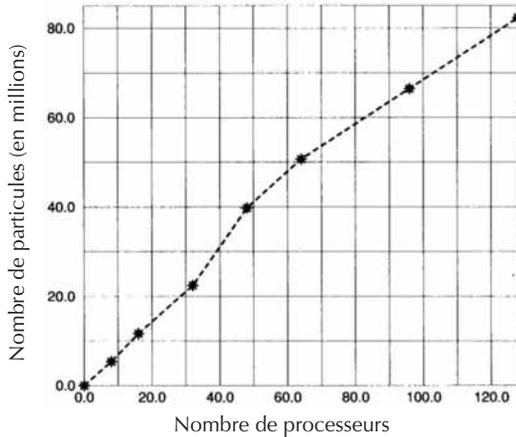


Figure 10.25. Évolution du nombre d'histoires de neutrons (en ordonnées) simulées, par le code de transport Monte Carlo TRIPOLI-4 en fonction du nombre de processeurs d'un ordinateur massivement parallèle (Pénéliou, Both, 1999). Les calculs peuvent également être effectués en parallèle sur un réseau de stations de travail et/ou de PC.

Cet exemple du réacteur nucléaire montre que l'atténuation du flux de neutrons entre le cœur et un point extérieur du bâtiment réacteur est de l'ordre de 14 décades. En d'autres termes, une simulation dite *naturelle* requiert de simuler 10 000 milliards de neutrons pour que puisse être comptabilisé un neutron derrière la protection biologique du bâtiment réacteur ! Dans de telles situations, l'atteinte de la convergence statistique est (actuellement) illusoire en simulation naturelle par la méthode de Monte-Carlo.

Pour ne pas renoncer à l'utilisation de cette méthode dont les avantages ont été énoncés plus haut, on est conduit à introduire la notion de simulation « biaisée ». Pour traiter avec succès les problèmes de Protection à forte atténuation du flux de particules, il a été mis au point des *techniques d'accélération de la convergence* encore dénommées *techniques de réduction de la variance* ou *techniques de biaisage* (*biasing techniques*) permettant d'obtenir une erreur statistique satisfaisante associée aux valeurs des grandeurs physiques calculées (flux, taux de réaction, etc.) en un temps de simulation « raisonnable ».

Le principe générique du biaisage consiste à *modifier artificiellement* les lois physiques régissant l'interaction particule-matière (probabilité de subir une collision sur un noyau donné, probabilité de provoquer une réaction donnée, probabilité de réémission à une énergie et dans une direction données lors d'une diffusion, etc.) de manière à favoriser les événements qui contribuent de manière significative au résultat cherché. En contrepartie, la particule est affectée d'un « poids » qui alors diffère de l'unité et dont la valeur dépend des modifications de loi opérées. Corrélativement, l'espace des phases est affecté d'une « importance » qui est l'inverse du « poids ».

Au plan mathématique, on peut légitimer cette démarche de la manière suivante. Formellement, on cherche à calculer l'espérance mathématique d'une grandeur physique Y :

$$E(Y) = \int_D Xf(X)dX$$

où X est une variable aléatoire estimateur de Y et $f(X)$ la densité de probabilité associée à la variable aléatoire X .

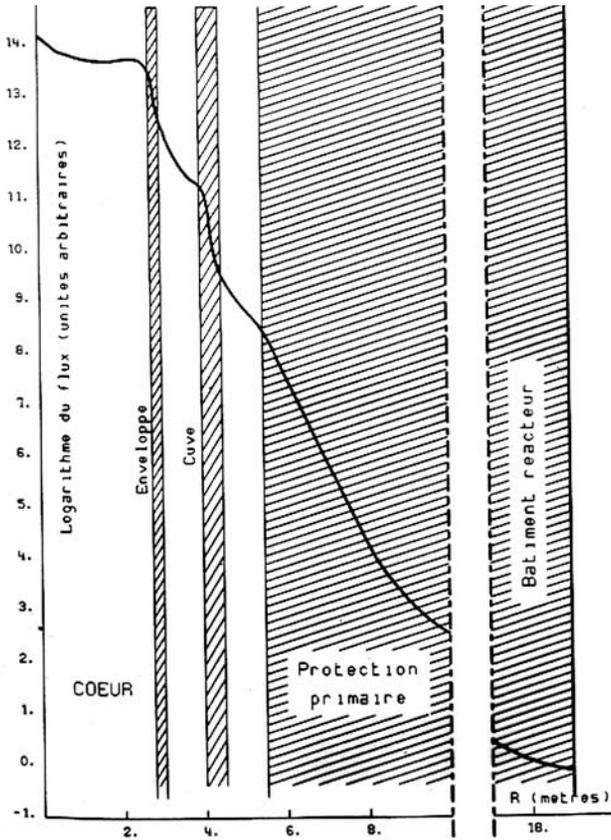


Figure 10.26. Atténuation du flux neutronique d'environ 14 décades entre le cœur du réacteur et l'extérieur de l'enceinte de confinement ou bâtiment réacteur (Baur, 1985).

Désignons par $f^*(X)$ une densité de probabilité arbitraire.

On peut écrire :

$$E(Y) = \int_D X f(X) dX = \int_D X \frac{f(X)}{f^*(X)} f^*(X) dX$$

Cela montre qu'il est possible d'estimer la grandeur Y en construisant une chaîne d'événements avec une densité de probabilité $f^*(X)$ différente de la densité de probabilité naturelle $f(X)$ à condition de prendre comme nouvel estimateur de la grandeur Y non pas X mais

$$X \frac{f(X)}{f^*(X)}.$$

On dit aussi que l'on corrige l'estimateur X par le rapport de la densité naturelle à la densité arbitraire. La densité $f^*(X)$ est souvent appelée ici densité biaisée. Ce qualificatif « biaisée » est trompeur car cette technique de réduction de la variance dans son principe n'introduit pas de biais.

Le problème revient donc à trouver la densité $f^*(X)$ conduisant à la meilleure qualité possible de la simulation. On montre en théorie que si l'on prend pour $f^*(X)$ une forme construite avec la solution du problème adjoint (résolution de l'équation du transport

adjointe), alors on aboutit à une simulation idéale où la variance sur le résultat est nulle (cette simulation idéale est appelée jeu à variance nulle). Mais le problème adjoint est aussi complexe à résoudre que le problème direct, en particulier sa résolution revient à connaître la solution du problème direct. Autrement dit, ce résultat théorique ne peut être transposé tel quel dans la pratique.

La résolution du problème adjoint dans le cadre d'hypothèses simplificatrices (milieu infini, particules monocinétiques...) inspire cependant des formes efficaces de $f^*(X)$.

Plusieurs techniques de réduction de la variance existent. On choisit ici celle dénommée « transformation exponentielle » dans le but d'illustrer le principe de construction du processus statistique modifié pour résoudre l'équation du transport.

Ce principe repose sur un changement de variable qui fait passer du flux naturel $\phi(P)$ au flux biaisé $\phi^*(P)$:

$$\phi^*(P) = \mathfrak{S}(P)\phi(P)$$

$\mathfrak{S}(P)$ est une fonction arbitraire appelée fonction d'importance. L'introduction de $\mathfrak{S}(P)$ permet de définir les domaines de l'espace des phases qui présentent un intérêt vis-à-vis du résultat recherché.

En introduisant ce changement de variable dans la forme intégréo-différentielle de l'équation du transport, on obtient une nouvelle équation qui régit le flux biaisé $\phi^*(P)$ et dont la forme est similaire à l'équation qui régit $\phi(P)$. Elle en diffère par les lois d'interaction particule-matière en accord avec le tableau 10.10.

Tableau 10.10. Relations associées à la simulation biaisée.

	Simulation naturelle	Simulation biaisée
Section efficace totale	$\Sigma_t(P)$	$\Sigma_t^*(P) = \Sigma_t(P) - \kappa(P)\vec{\Omega}(P) \cdot \vec{\Omega}(P)$ $\kappa(P) = \frac{ \text{grad}\vec{\mathfrak{S}}(P) }{\mathfrak{S}(P)}$ paramètre de biaisage $\vec{\Omega}_o(P) = \frac{\text{grad}\vec{\mathfrak{S}}(P)}{ \text{grad}\vec{\mathfrak{S}}(P) }$ direction d'intérêt
Noyau de transfert	$K(P' \rightarrow P)$	$K^*(P' \rightarrow P) = \frac{\mathfrak{S}(P)}{\mathfrak{S}(P')}K(P' \rightarrow P)$

On constate sur la figure 10.27 que la simulation biaisée favorise la migration des particules vers la zone d'intérêt.

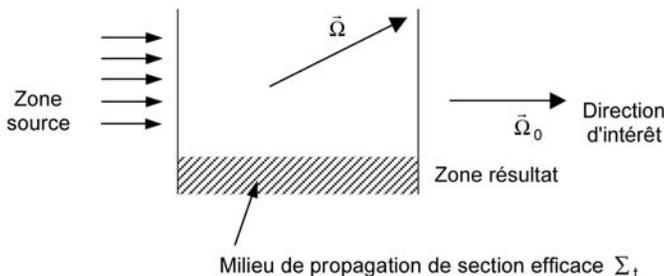


Figure 10.27. Accélération d'un calcul Monte Carlo. Notion de direction d'intérêt.

Considérons en effet la densité naturelle du choix du parcours ρ : $h(\rho) = \Sigma_t e^{-\Sigma_t \rho}$.

Il lui correspond la loi biaisée : $h^*(\rho) = \Sigma_t^* e^{-\Sigma_t^* \rho}$.

D'après l'expression de Σ_t^* on voit que $h^*(\rho)$ allonge les parcours ρ lorsque les particules vont dans la direction d'intérêt $\vec{\Omega}_0$. ($\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}_0 > 0$ et $\Sigma_t^* < \Sigma_t$) et raccourcit les parcours des particules qui vont en sens inverse de la direction d'intérêt ($\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}_0 < 0$ et $\Sigma_t^* > \Sigma_t$).

Les fonctions d'importance $\mathfrak{I}(P)$ qui permettent de construire les densités de probabilité biaisée efficaces peuvent être obtenues par différentes méthodes :

- Description sous une forme factorisée de l'espace, de l'énergie et de l'angle

$$\mathfrak{I}(P) = \mathfrak{I}_1(\vec{r})\mathfrak{I}_2(E)\mathfrak{I}_3(\vec{\Omega})$$

On adopte pour $\mathfrak{I}_1(\vec{r})$, $\mathfrak{I}_2(E)$ et $\mathfrak{I}_3(\vec{\Omega})$ des formes analytiques simples comme par exemple :

$\mathfrak{I}_1(\vec{r}) = \mathfrak{I}_1(|\vec{r}|) \propto e^{\kappa r}$ κ : paramètre de biaisage $\kappa > 0$
 r : distance séparant la position de la particule du point de calcul.

$\mathfrak{I}_2(E) \propto (E)^\alpha$ α : paramètre de biaisage en énergie.

$\mathfrak{I}_3(\vec{\Omega})$ peut également être générée automatiquement par un algorithme déduit d'une approche adjointe (Dossantos-Uzarralde, 1990 ; Both *et al.*, 1990).

- Détermination de $\mathfrak{I}(P)$ par un calcul de transport déterministe (S_N) adjoint effectué à une ou deux dimensions (Giffard, 2000), un calcul de transport avec probabilité de collision (Morillon, 1996).

Plusieurs autres techniques de réduction de la variance existent et peuvent être utilisées dans une même simulation conjointement à celle décrite ci-dessus :

- la roulette russe (*russian roulette*),
- le fractionnement de particules (*splitting*),
- biaisage de la collision.

Les figures 10.28 à 10.30 illustrent la mise en œuvre de ces techniques d'accélération.

10.6.6. Intérêt et inconvénients de la méthode de Monte Carlo

L'intérêt de cette méthode de simulation réside de sa capacité à traiter des problèmes de propagation en géométries 3D quelconques. Au plan de la physique elle permet une description « exacte » de l'interaction particule-matière.

Ces propriétés en font une méthode de référence à laquelle peuvent se comparer les méthodes déterministes pour valider leurs hypothèses, approximations et modèles.

Le transport couplé de particules, neutron- γ notamment, se prête également à un traitement par la méthode de Monte Carlo.

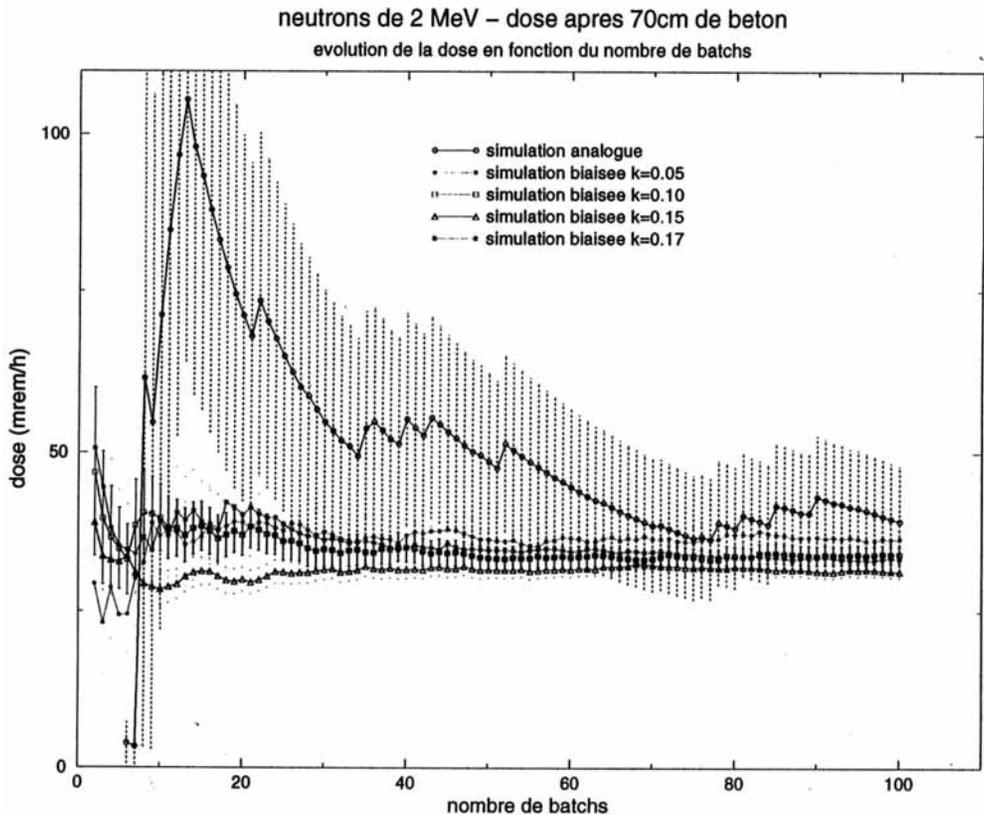


Figure 10.28. Illustration de la convergence d'un débit d'équivalent de dose associé au flux des neutrons d'énergie initiale de 2 MeV ayant traversé 70 cm d'une protection en béton. Les traits verticaux représentent les barres d'erreur statistique qui sont de grande amplitude pour la simulation analogue réduite pour les simulations biaisées (transformation exponentielle sur ces exemples). Ces courbes montrent donc l'efficacité des techniques de réduction de la variance l'optimum étant obtenu pour une valeur du paramètre de biaisage κ avoisinant 0,15 (Vergnaud, 2000).

L'inconvénient majeur de la simulation Monte Carlo est sa lenteur de convergence. Toutefois, on a vu que l'emploi des techniques de réduction de la variance permet de pallier efficacement cette difficulté intrinsèque de la méthode.

Par ailleurs, la puissance accrue des ordinateurs et les techniques de programmation qui « parallélisent » les logiciels de calcul, réduisent encore sensiblement les temps de calcul et rendent de plus en plus attractif l'emploi de la méthode de Monte Carlo.

L'ensemble de ces dispositifs et les perspectives d'évolution qu'ils offrent conduisent à faire évoluer le développement et l'usage des codes Monte Carlo dans deux directions : celle de la R&D multi-physiques et celle du calcul industriel.

Plusieurs codes de transport tridimensionnel des neutrons et de γ fondés sur la méthode de Monte Carlo existent : MCNP, TRIPOLI, MVP, MCU, MACBEND, une liste référencée en est donnée dans le tableau 10.1. Selon les codes et leurs options de calcul, la représentation des sections efficaces en fonction de l'énergie est ponctuelle et/ou multigroupe, et/ou multigroupe-tables de probabilité (Zheng *et al.*, 1998).

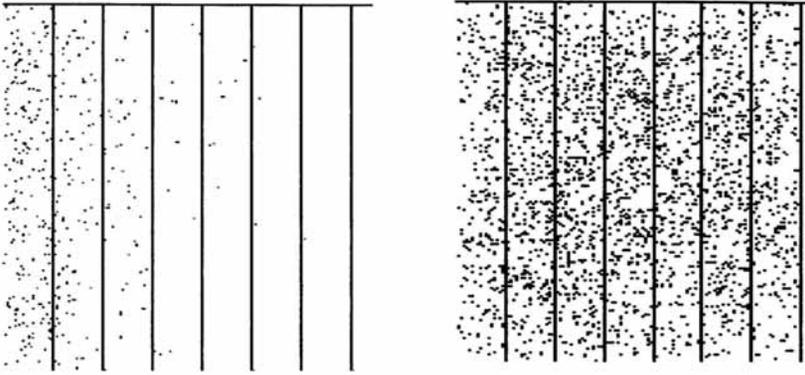


Figure 10.29. Représentation par des points des chocs de neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV issus d'une source de neutrons de 2 MeV placée à l'entrée (côté gauche) d'une protection en béton. Le graphique de gauche est relatif à la simulation analogue et celui de droite à la simulation biaisée avec la transformation exponentielle pour une valeur du paramètre de biaisage κ égale à 0,1. Sans biaisage (graphique de gauche), les neutrons restent confinés à l'entrée de la protection. L'efficacité du biaisage se manifeste par une densité de chocs nettement accrue s'étendant jusqu'à la limite droite de la protection, là où l'on cherche à évaluer le débit d'équivalent de dose biologique (Vergnaud, 2000).

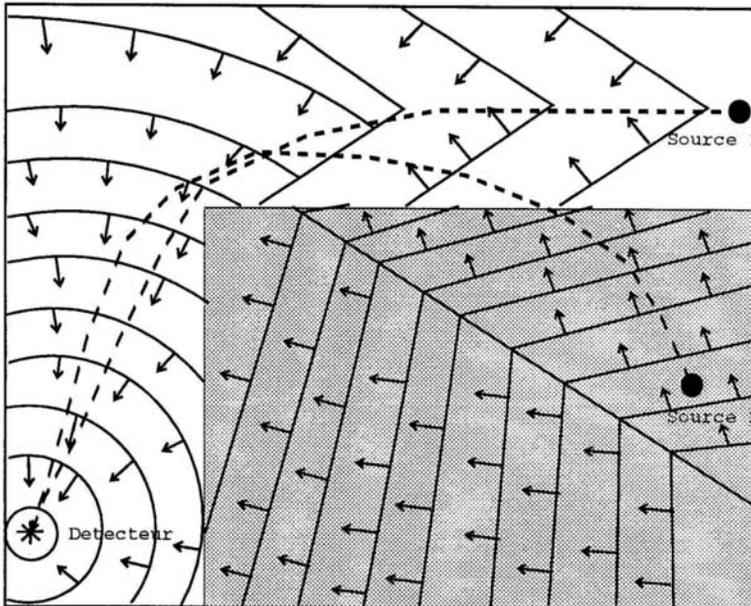


Figure 10.30. Représentation de surfaces d'équi-importance et des directions d'intérêt $\vec{\Omega}_0$ qui leur sont perpendiculaires (Morillon, 1996). Pour cette configuration à deux matériaux, elles montrent, en tout point de l'espace, dans quelles directions les particules doivent se déplacer pour optimiser le calcul de leur contribution au détecteur. Le trajet préférentiel des particules est matérialisé par les lignes en pointillé.

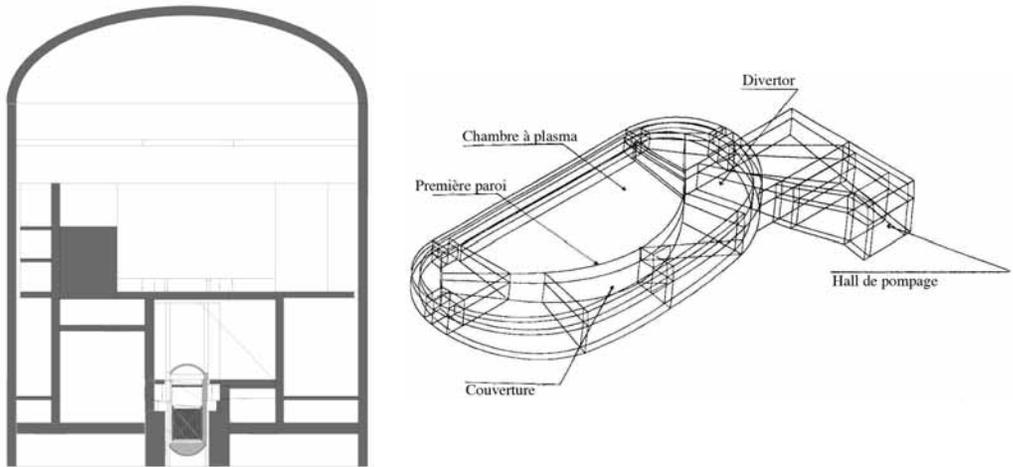


Figure 10.31. Détermination des débits d'équivalent de dose neutron et γ dans l'enceinte du bâtiment réacteur d'un REP. Exemple de coupe d'une modélisation 3D d'un REP par le code de Monte Carlo TRIPOLI. À droite, étude de protection relative au projet de Tokamak ITER (Brésard *et al.*, 1991).

10.7. La méthode de propagation par albédo

Plusieurs types de configurations physiques comportant des vides, rencontrés dans les installations nucléaires (réacteur, usine de retraitement...) intéressent les études de Protection. Des exemples en sont montrés sur les figures 10.32 à 10.35.

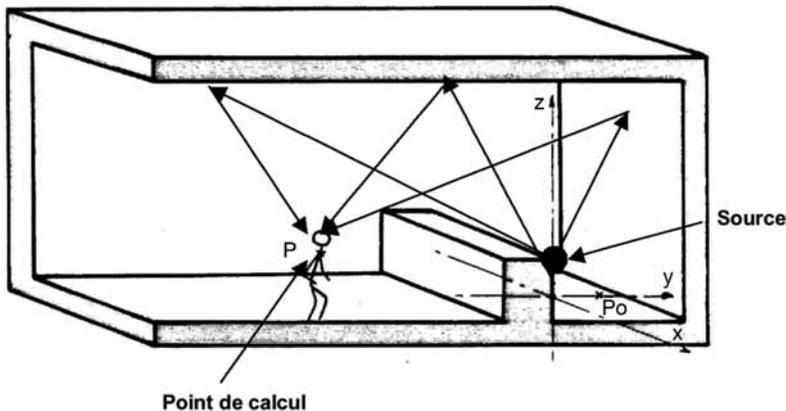


Figure 10.32. Source de rayonnements dans un hall (Bourdet, 1983).

Il s'agit de traiter :

- des problèmes de propagation de rayonnements dans un hall en présence d'une source émettrice de γ ou de neutrons ;
- des problèmes de propagation des γ et des neutrons dans divers types de traversées présentes dans une protection : gaines de ventilation, conduits de câbles, jeux... qui constituent autant

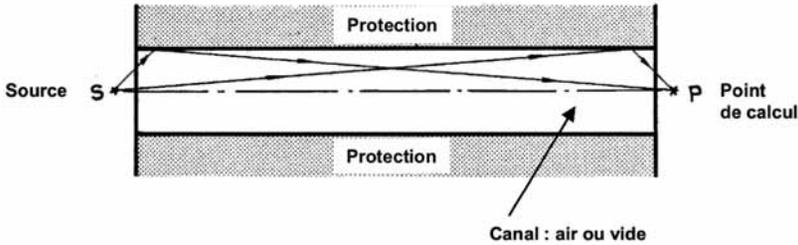


Figure 10.33. Rayonnements pénétrant dans un canal (gaine de ventilation, passage de câbles,...) présent dans une protection.

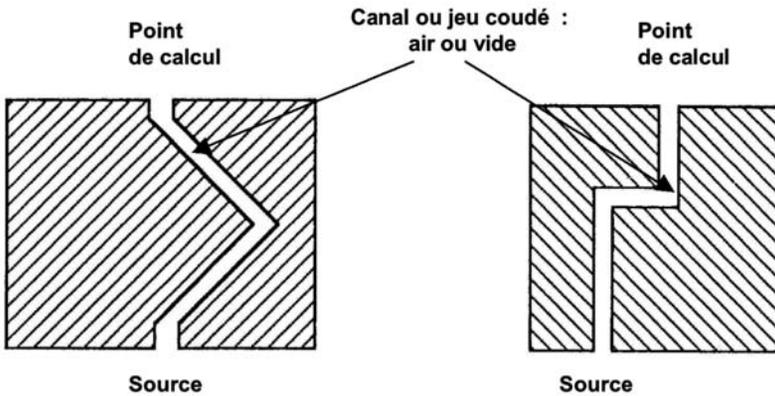


Figure 10.34. Fuite de rayonnements par des canaux coudés (*bent ducts*) ou de jeux (portes, juxtaposition de blocs de protection en béton...).

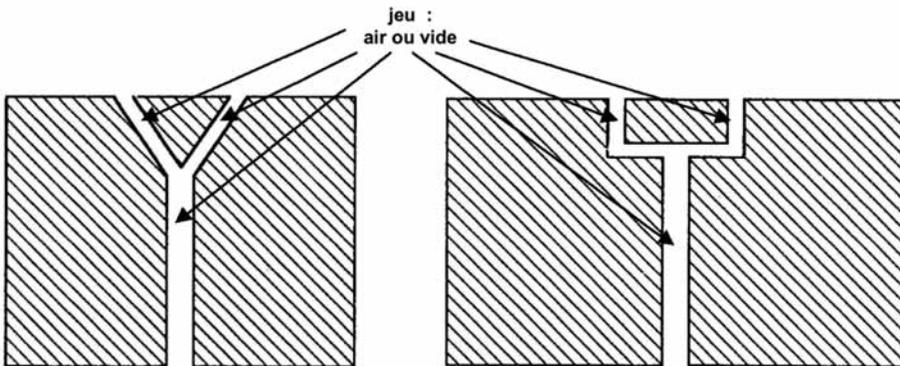


Figure 10.35. Fuite de rayonnements par des canaux ou de jeux (portes, juxtaposition de blocs de protection en béton, château de transport de combustible irradié...).

de faiblesses dans un dispositif de protection contre les rayonnements. Ce type de problèmes est connu en anglais sous le vocable *γ ray streaming* ou *neutron streaming*.

Dans ces deux catégories de configuration, la « réflexion » des particules par les parois jouent un rôle important dans leur propagation. D'où l'idée d'élaborer une méthode de calcul du débit de dose spécifique à ces familles de configurations physiques.

La suite aborde successivement le principe de la méthode de calcul d'un débit de dose par la méthode de propagation par albédo, les différentes définitions de l'albédo et ses différentes méthodes de calcul.

10.7.1. Principe de la méthode

Pour présenter le principe de cette méthode, on considère la configuration décrite dans la figure 10.36 :

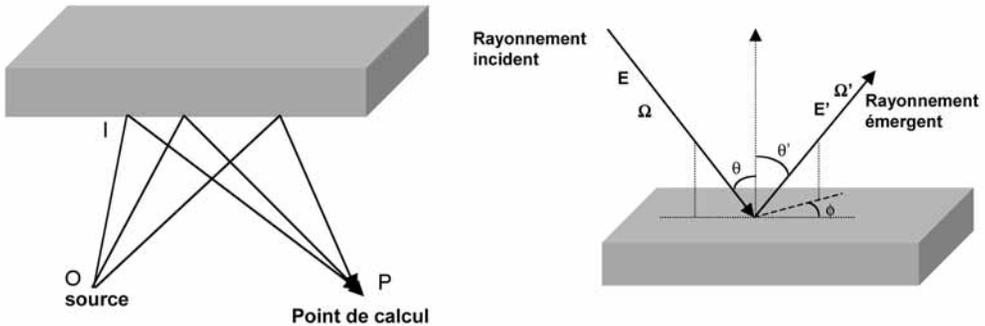


Figure 10.36. Schématisation de la « réflexion » des rayonnements sur la paroi d'un hall ou d'un milieu lacunaire.

Le débit d'équivalent de dose élémentaire dD au point de calcul P dû aux réflexions, sur un élément de surface ds de la paroi, d'une source de particules neutres $S(E, \vec{\Omega})$ ponctuelle placée au point O s'écrit :

$$dD = \frac{S(E, \vec{\Omega})}{\rho^2 \rho'^2} C(E') A_D(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}') ds$$

avec :

Z : numéro atomique du matériau « réfléchissant ».

ρ : distance OI , du point source à la surface selon la direction $\vec{\Omega}$.

ρ' : distance IP , du point de réflexion sur la surface au point de calcul selon la direction $\vec{\Omega}'$.

E : énergie des particules incidentes.

E' : énergie des particules émergentes (« réfléchies »).

$\vec{\Omega}$: direction des particules incidentes.

$\vec{\Omega}'$: direction des particules émergentes (« réfléchies »).

$C(E')$: facteur de conversion de flux en débit d'équivalent de dose (flux des particules émergentes au point de calcul à l'énergie E').

$A_D(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}')$: albédo doublement différentiel en angle et en énergie (coefficient de réflexion).

On admet que la surface « réfléchissante » est plane.

Cette technique de calcul simple exige néanmoins de disposer des valeurs de l'albédo $A_D(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}')$. Il en existe différentes définitions.

10.7.2. Définitions de l'albédo

L'albédo, ou *facteur de luminence* introduit en optique, désigne la fraction de lumière diffusée par un corps non lumineux. Ce concept a ainsi été mis en œuvre pour étudier la lumière réfléchi par les corps célestes. En Neutronique et en Protection, la notion d'albédo est utilisée pour étudier la rétrodiffusion (*backscattering*) des neutrons et des γ ayant pénétré dans un milieu donné.

L'albédo est un concept synthétique : l'histoire des particules dans la matière n'est pas explicité ; on exprime la fraction de rayonnement réfléchi par un simple coefficient. D'autre part, on suppose que le rayonnement est réémis au point d'impact sur la surface (Figure 10.36). Il est évident que, dans la réalité, la particule qui pénètre dans un matériau ne ressort pas au point d'impact. Cette particule, photon ou neutron, se propage dans le milieu y subissant des collisions qui soit changent son énergie et sa direction (effet Compton et effet de paires pour les γ), soit la font disparaître (absorption par effet photoélectrique pour les γ). La particule lorsqu'elle réémerge hors du matériau se trouve dans le cas général à une distance non nulle du point d'incidence comme le montre la figure 10.37 ci-après (d'où les guillemets appliquées aux termes réflexion, réfléchissant...) :

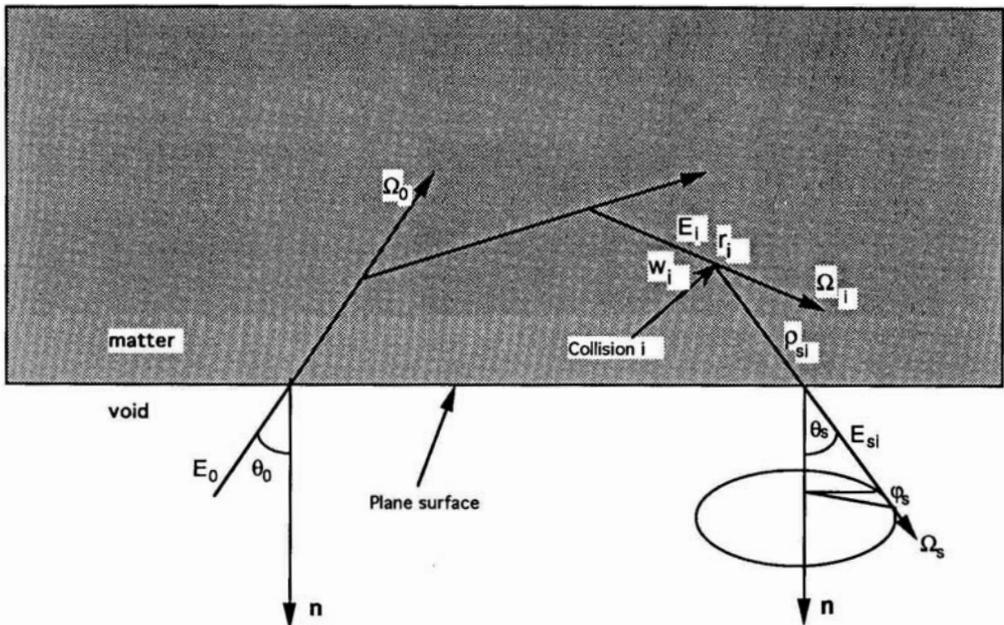


Figure 10.37. Schématisation du trajet d'une particule pénétrant dans la matière avant d'en ressortir.

L'albédo, c'est-à-dire la fraction de particules « réfléchies » par une paroi, peut être défini de manière scalaire, différentielle en angle, différentielle en énergie, doublement différentielle en angle et en énergie. Par ailleurs, les définitions varient selon que l'on considère

les flux ou les courants des particules incidentes et réfléchies, différentes combinaisons étant possibles.

Enfin, on peut raisonner en termes de particules ou de débit de dose associé à ces particules.

C'est l'ensemble de ces définitions d'albédo qui sont passées en revue, en considérant un milieu homogène semi-infini et donc limité par une surface plane infinie.

10.7.2.1. Albédo doublement différentiel A_{D1}

On considère un milieu homogène (de numéro atomique Z) limité par une surface plane (R) sur laquelle arrive un γ d'énergie E sous une incidence $\vec{\Omega}$ caractérisée par l'angle θ compté par rapport à la normale à la surface ainsi que le montre la figure 10.36.

- *L'albédo doublement différentiel du courant réfléchi sur flux incident*

Il s'exprime comme le rapport du courant $J(E', \vec{\Omega}')$ énergétique et angulaire réémis au flux incident $\phi(E, \vec{\Omega})$.

$$A_{D1} = \frac{d^2 \alpha_1}{dE d\vec{\Omega}}(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}') = \frac{J(E', \vec{\Omega}')}{\phi(E, \vec{\Omega})} = \frac{J(E', \vec{\Omega}')}{J(E, \vec{\Omega})} \cos \theta$$

Unité : nombre de particules $\cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{strd}^{-1}$.

- *Albédo doublement différentiel de courant*

Il s'exprime comme le rapport du courant $J(E', \vec{\Omega}')$ énergétique et angulaire réémis au courant incident $J(E, \vec{\Omega})$.

$$A_{D2} = \frac{d^2 \alpha_2}{dE d\vec{\Omega}}(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}') = \frac{J(E', \vec{\Omega}')}{J(E, \vec{\Omega})}$$

Unité : nombre de particules $\cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{strd}^{-1}$.

- *L'albédo doublement différentiel de flux*

Il s'exprime comme le rapport du flux $\phi(E', \vec{\Omega}')$ énergétique et angulaire réémis au flux incident $\phi(E, \vec{\Omega})$.

$$A_{D3} = \frac{d^2 \alpha_3}{dE d\vec{\Omega}}(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}') = \frac{\phi(E', \vec{\Omega}')}{\phi(E, \vec{\Omega})} = \frac{J(E', \vec{\Omega}') \cos \theta}{J(E, \vec{\Omega}) \cos \theta'}$$

Unité : nombre de particules $\cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{strd}^{-1}$.

On a donc les relations suivantes entre ces différents albédos :

$$A_{D1} = A_{D2} \cos \theta = A_{D3} \cos \theta'$$

10.7.2.2. L'albédo différentiel en angle A_{Di}^A

Il s'obtient par simple intégration sur les énergies des particules réfléchies :

$$A_{Di}^A = \frac{d\alpha_i}{d\vec{\Omega}'} = \int_0^E dE' \frac{d^2\alpha_i}{dE' d\vec{\Omega}'}(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}')$$

Unité : nombre de particules·strd⁻¹.

Cet albédo angulaire est utilisé pour traiter les problèmes de protection dans lesquels seule une réflexion sur les parois est importante.

De façon analogue au paragraphe précédent, on peut définir trois types d'albédo combinant courant et flux de particules reliés par les égalités :

$$A_{AD_1} = A_{AD_2} \cos\theta = A_{AD_3} \cos\theta'$$

10.7.2.3. Albédo différentiel en énergie A_{Di}^E

Il s'obtient par intégration sur l'angle de réémission des particules :

$$A_{Di}^E = \frac{d\alpha_i}{dE'} = \iint_{4\pi} \frac{d^2\alpha_i}{dE' d\vec{\Omega}'}(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}'$$

Unité : nombre de particules·MeV⁻¹.

10.7.2.4. Albédo scalaire

L'albédo scalaire représente la totalité des particules réfléchies, toutes énergies et toutes directions confondues :

$$\alpha = \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^E dE' \frac{d^2\alpha}{dE' d\vec{\Omega}'}(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}')$$

Unité : nombre de particules.

Remarque : Les albédos précédemment définis peuvent être exprimés également en unité de débit de dose (Sv·h⁻¹) en multipliant respectivement le numérateur et le dénominateur par les coefficients de conversion de flux en débit de dose : $K(E')$ et $K(E)$.

10.7.3. Méthodes de calcul de l'albédo

Ces méthodes sont diverses et se répartissent en trois catégories principales.

Les méthodes fondées sur un modèle aboutissent à des formules semi-empiriques qui ne fournissent qu'une information approximative sur les caractéristiques énergétiques et angulaires des particules après réflexion. Ainsi, par exemple :

- pour les γ :
 - formule de Chilton et Huddleston (1963),
 - formule de Haggmark (1965),
 - formule ajustée de Bourdet-Nimal (1983),

– pour les neutrons :

– formule de Wells (Leinmdörfer, 1968 ; French *et al.*, 1964) de la forme $A_{D1}(\theta, \theta') = C \cos \theta^\beta \cos \theta'$ où C et β sont des paramètres tabulés en fonction du matériau et de l'énergie des neutrons (thermique, épithermique, rapide).

Les méthodes déterministes résolvent une équation de propagation des particules dans la matière :

– méthode S_N appliquée à la résolution de l'équation de Boltzmann (Miss, 1998 ; CARP). L'albédo est directement déduit du flux énergétique et angulaire ; mais l'on se heurte ici à des difficultés numériques liées à la mauvaise convergence du flux en phase.

– méthode par « immersion » ou « *embedding method* ».

La méthode de Monte Carlo s'applique à la résolution de l'équation du transport (Berger, 1960 ; Raso, 1965 ; El Hamzaoui, 1991 ; Diop *et al.*, 1994). Différents estimateurs de l'albédo différentiel ont été proposés :

$$E_{st}[A_D(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}')] = \frac{1}{\Delta E'} \frac{1}{\Delta \vec{\Omega}} \int_{E'_g}^{E'_{g+1}} dE' \int_{\varphi_j}^{\varphi_{j+1}} d\varphi \int_{\mu_j}^{\mu_{j+1}} \omega(E', \vec{\Omega}') d\mu$$

avec :

$\Delta E' = E'_{g+1} - E'_g$: largeur du groupe en énergie considéré.

$\Delta \vec{\Omega} = (\varphi_{j+1} - \varphi_j)(\mu_{j+1} - \mu_j)$: domaine d'angle solide.

$\omega(E', \vec{\Omega}')$: poids de la particule émergente à l'énergie E' comprise dans l'intervalle $\Delta E'$ et dans la direction $\vec{\Omega}'$ située dans le domaine $\Delta \vec{\Omega}$.

Cet estimateur n'est pas très performant. C'est pourquoi d'autres estimateurs ont été proposés :

• Pour les γ (Miss, 1998 ; El Hamzaoui, 1991 ; Diop *et al.*, 1994).

$$E_{st}[A_D(Z, E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}')] = \omega(E, \vec{\Omega}) \sum_{i=1}^3 \frac{\Sigma_i(E)}{\Sigma_t(E)} H_i(E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}') \exp(-\Sigma_t(E')\rho_s)$$

avec :

$\omega(E, \vec{\Omega})$: poids de la particule avant collision.

$i = 1$: effet de paires.

$i = 2$: effet Compton.

$i = 3$: diffusion cohérente.

$\Sigma_i(E)$: section efficace macroscopique relative à l'interaction de type i .

$\Sigma_t(E)$: section efficace totale : $\Sigma_t(E) = \sum_{i=1}^3 \Sigma_i(E)$.

$H_i(E, \vec{\Omega}, E', \vec{\Omega}')$: loi régissant les transferts énergétique et angulaire lors de l'interaction. Son expression se déduit des sections efficaces différentielles correspondant à chaque type d'interaction i .

ρ_s : distance entre le point de collision et le point de sortie de la matière comptée le long de la direction d'émergence $\vec{\Omega}'$.

Le rapport $\frac{\Sigma_i(E)}{\Sigma_t(E)}$ représente la probabilité pour la particule de subir l'interaction i .

Le terme d'atténuation $\exp(-\Sigma_t(E')\rho_s)$ représente la probabilité pour la particule de direction $\vec{\Omega}'$ après diffusion de sortir de la matière sans subir de chocs.

L'albédo différentiel cherché s'obtient par sommation de toutes les valeurs prises par ces estimateurs pour toutes les collisions subies par les particules se propageant dans le milieu « réfléchissant ».

- Pour les neutrons un estimateur similaire est défini dans la référence Litaize (2000).

Les figures 10.38, 10.39 et 10.40 illustrent le comportement des albédos γ et neutrons en fonction des angles d'incidence et d'émergence des particules.

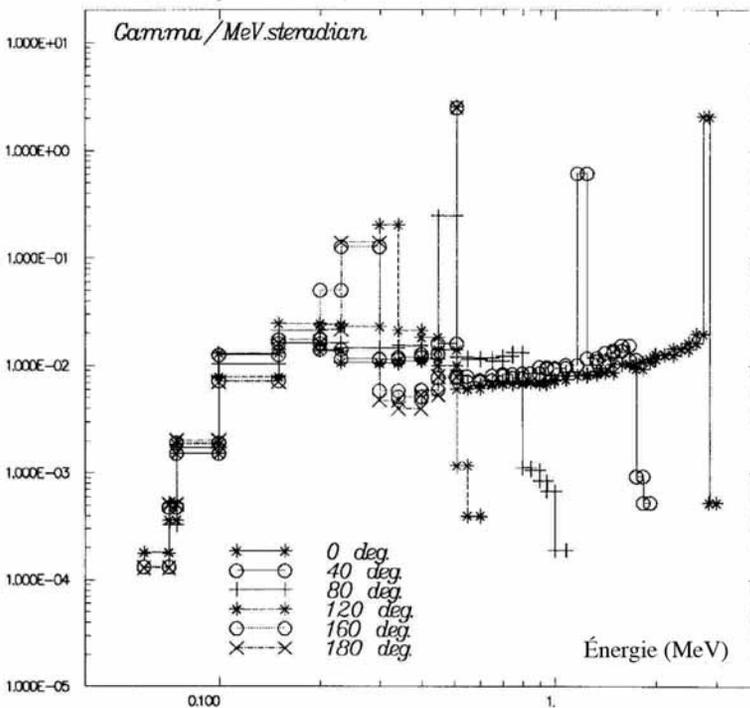


Figure 10.38. Albédo doublement différentiel en angle et en énergie de γ dans le cas d'un massif semi-infini de fer calculé par le code de transport 3D Monte Carlo TRIPOLI (Diop, El Hamzaoui, 1994). Énergie d'incidence (rasante) : 3 MeV, angle d'incidence (θ) : 85° , angle polaire d'émergence (θ') : 85° . Les courbes correspondent aux valeurs obtenues pour les différentes valeurs indiquées de l'angle azimutal ϕ repéré par rapport à la normale à la surface de réflexion (cf. figures 10.36 et 10.37). On distingue nettement trois pics : le premier à 3 MeV correspondant aux γ d'une énergie proche de 3 MeV, le pic à un peu plus de 1 MeV des γ ayant eu leur premier choc Compton, le pic à 0,511 eV des γ d'effet de paire (recombinaison électron-positon produisant deux γ de 0,511 MeV, énergie au repos de l'électron).

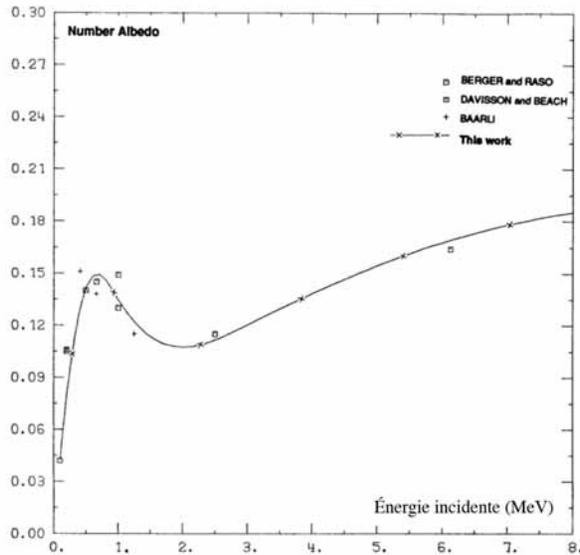


Figure 10.39. Albedo scalaire en fonction de l'énergie d'incidence des γ sur un massif semi-infini de fer. Les γ pénètrent dans le massif de fer selon une incidence normale. La courbe matérialise les valeurs calculées par le code de transport 3D Monte Carlo TRIPOLI ; elle est comparée à points de mesures (El Hamzaoui, 1991).

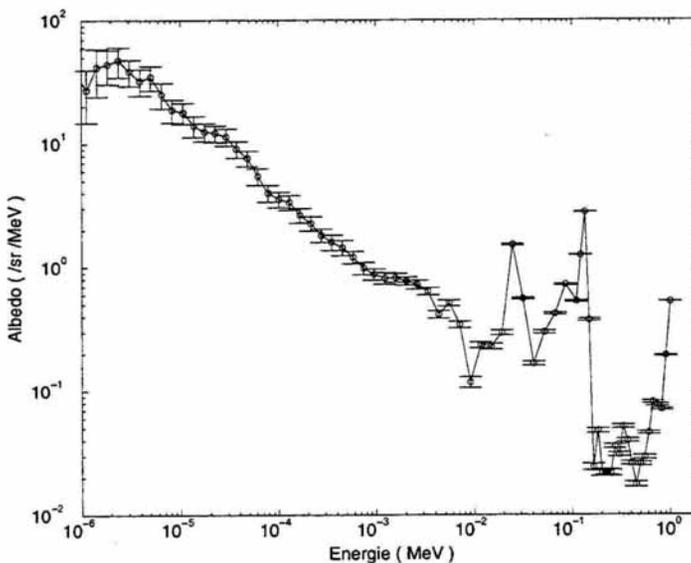


Figure 10.40. Albedo doublement différentiel en angle et en énergie de neutrons dans le cas d'un massif semi-infini de fer calculé par le code de transport 3D Monte Carlo TRIPOLI (Litaize, 2000, p. 111). Énergie d'incidence : 1 MeV, angle d'incidence (θ) : 75° , angle polaire d'émergence (θ') : 0° et angle azimutal $\phi = 0^\circ$.

10.7.4. Intérêt de la méthode de propagation par albédo

Cette méthode a été développée pour traiter la propagation des particules dans des milieux lacunaires : halls, gaines de ventilation, canalisations, passages de câbles, jeux de protection. On trouve dans Bourdet (1985), Rockwell (1956) et Lee (1989) des formules et de modèles de propagation par albédo, à base de calcul d'angles solides, des neutrons et des γ dans des traversées. Certains problèmes se satisfont de la prise en compte d'une seule réflexion. D'autres plus complexes demandent la prise en considération de plusieurs réflexions, d'où l'intérêt de disposer de bibliothèques de valeurs d'albédos doublement différentiels en angle et en énergie. Certains de ces modèles de propagation par albédo sont implémentés dans des codes de calcul tels que le code NARCISSE développé au CEA (1996), le code RANKERN développé initialement à l'AEA en Angleterre. Par ailleurs, ces valeurs d'albédos peuvent être réutilisées dans un code de résolution de l'équation du transport (code de transport Monte Carlo par exemple) comme conditions aux limites à des interfaces choisies du système physique étudié afin de réduire les temps de calculs.

À l'instar de la méthode d'atténuation en ligne droite, il s'agit d'une méthode de projet, donnant une estimation de la grandeur physique recherchée (débit de dose...).

Références

- Assad A. (1995) *Amélioration de la modélisation du transport des γ suivant la méthode de l'atténuation en ligne droite*, note CEA-N-2804, thèse de Doctorat en Sciences, Université Paris XI – Orsay.
- Assad A., Chiron M., Nimal J.C., Diop C.M., Ridoux P. (1999) A Comparison of γ ray buildup factors for water, iron and lead by using discrete ordinates, moments, and Monte Carlo methods, *Nuclear Science and Engineering*, **132**, 203-216.
- Assad A., Chiron M., Nimal J.C., Diop C.M., Ridoux P. (2000) General formalism for Calculating γ -Ray Buildup Factor in Multilayer Shields into MERCURE-6 Code, Proceedings of the 9th International Conference on Radiation Shielding, March 2000, Tsukuba, Ibaraki, Japan, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Supplement 1, 493-497.
- Authier N. (1999) *Mise au point d'un estimateur ponctuel du flux et des taux de réactions dans les calculs de transport de particules neutres par la méthode de Monte Carlo*, Note CEA-N 2846. Thèse de doctorat, Université Paris XI-Orsay, décembre 1998.
- Authier N., Both J.P., Nimal J.C. (2001) New Photon Biasing Schemes for the 'One-More-Collided-Flux- Estimator' Method, *Nuclear Science and Engineering*, **137**, 146-155.
- Baur A. (1985) *Protection contre les rayonnements – Aspects physiques et méthodes de calcul* (CEA) p. 124.
- Berger M.J. (1963) Monte Carlo Calculation of the Penetration and Diffusion of Fast Charged Particles, in B. Adler, S. Fernbach, M. Rotenberg eds, *Methods of Computational Physics*, vol. 1, (Academic Press, New York), pp. 133-215.
- Berger M.J., Raso D.J. (1960) Monte Carlo Calculation of γ Ray Backscattering, *Radiation Research*, **12**, 20.
- Berger M.J., Seltzer S.M. (1986) Bremsstrahlung Energy Spectra from Electrons with Kinetic Energy 1keV-10GeV Incident Screened Nuclei and Orbital Electrons of Neutral Atoms with $Z=1-100$, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **35**, 345.

- Bethe H.A., Heitler W. (1934) On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons, *Proceedings of the Royal Society*, **A 146**, 83.
- Bhabha H.J. (1936) Scattering of Positrons by Electrons with Exchange on Dirac's Theory of the Positron, *Proceedings of the Royal Society*, **A 154**, 195.
- Blum P., Cagnon R., Cladel C., Ermont G., Nimal J.C. (1983) γ Ray Benchmark on the Spent Fuel Shipping Cask TN12, *Proceedings of the 6th International Conference on Radiation Shielding*, May 16-20, Tokyo, Japan, pp. 957-964.
- Both J.P., Derriennic H., Morillon B., Nimal J.C. (1994), A Survey of TRIPOLI-4 », *Proceedings of the 8th International Conference on Radiation Shielding*, 24-28 avril 1994 (Arlington, Texas, USA), pp. 373-380.
- Both J.P., Lee Y.K., Mazzolo A., Petit O., Pénéliou Y., Roesslinger B., Soldevila M. (2003) TRIPOLI-4 – A Three Dimensional Polykinetic Particle Transport Monte Carlo Code, SNA'2003 (Paris).
- Both J.P., Mazzolo A., Pénéliou Y., Petit O., Roesslinger B. (2003) *Notice d'utilisation du code TRIPOLI-4.3 : code de transport de particules par la méthode de Monte Carlo*, rapport CEA-R-6043.
- Both J.P., Nimal J.C., Vergnaud T. (1990) Automated Importance Generation and Biasing Techniques for Monte Carlo Shielding Techniques by the TRIPOLI-3 code, *Progress in Nuclear Energy*, **24**, 273-281.
- Both J.P., Roesslinger B. (2002) *Introduction au transport de particules par la méthode de Monte Carlo*, rapport interne CEA/SERMA.
- Bourdet L. (1983) Contribution aux calculs du transport des γ en milieux hétérogènes, note CEA-N 2429, avril 1985, thèse de doctorat d'université, Université ParisXI-Orsay.
- Bourdet L., Nimal J.C., Vergnaud T. (1983) γ Ray Streaming in the Bent Ducts and Voids, *Proceedings of the 6th International Conference on Radiation Shielding*, May 16-20 (Tokyo, Japan) pp. 797-804.
- Brésard I., Diop C.M., Giancarli L., Gervaise F. (1991) A Three dimensional calculation of neutron streaming through ITER tokamak, *Fusion Technology and Design*, **18**, 377-385.
- Brockmann H. (1981) Treatment of Anisotropic Scattering in Numerical Neutron Transport Theory, *Nuclear Science and Engineering*, **77**, 377-414.
- Brockmann H. (1981) Treatment of Anisotropic Scattering in Numerical Neutron Transport Theory, *Nuclear Science and Engineering*, **77**, 377-414.
- Brown F.B., Sutton T.M. (1996) *Monte Carlo fundamentals*, Frédéric Joliot Summer School CEA Cadarache, France, 19-28 août 1996.
- Carlson B.G. (1955) *Solution of the Transport Equation by SN Approximations*, LA-1891, USA (Son premier travail sur le sujet date de 1953).
- CARP, A computer code and Albedo Data Library for use by BREESE, the MORSE Albedo Package www.nea.fr/abs/html/psr-0131.html
- Cashwell E.D., Everett C.J. (1959) *A practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems* (London, Pergamon Press).
- CEA (1996) Actes du Congrès de la Société Française de Radioprotection (SFRP), « *L'utilisation des codes de calcul en radioprotection* », 20-21 novembre 1996, CEA/Saclay-INSTN.

- Chilton A.B. (1968) Buildup factor, in : R.G. Jaeger ed. *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, (Springer-Verlag, Berlin), vol. 1, *Shielding fundamentals and methods*, chap. 4, pp. 210-226.
- Chilton A.B., Huddleston C.M. (1963) A Semi-Empirical Formula for Differential Dose Albedo for γ -Ray on Concrete, *Nuclear Science and Engineering*, **17**, 419.
- Clark F.H. (1997) Variance of Certain Flux Estimators Used in Monte Carlo Calculations, *Nuclear Science and Engineering*, **27**, 235-239.
- Cullen D.E. (1974) Application of the Probability Table Method to Multigroup Calculations of Neutron Transport, *Nuclear Science and Engineering*, **55**, 387-400.
- Démidovitch B., Maron I. (1979) *Éléments de calcul numérique* (Moscou, Mir).
- Dejonghe G. (1982) *Études d'effets différentiels par la méthode de Monte Carlo dans le cadre de l'équation du transport. Application aux calculs de protection et de neutronique*, thèse de docteur-ingénieur, Université Paris XI-Orsay.
- Dejonghe G., Gonnord J., Nimal J.C. (1985) Perturbation Calculations by the Correlated Samples Method, *Proceedings of the International Meeting on Advances Nuclear Engineering Computational Methods*, avril 9-11, 1985, vol. 2 (Knoxville, Tennessee).
- Derriennic-Ourly H. (1999) *Étude et optimisation des méthodes de Monte Carlo pour la simulation des neutrons en radio-protection*, Thèse de doctorat, CNAM-Paris.
- Devillers C., Katz S., Nimal J.C. (1967) *Quelques remarques sur la pondération dans les méthodes de Monte Carlo*, Note CEA-N 644.
- Devillers C. (1970) *Système ANISN – Description et mode d'utilisation du programme aux ordonnées discrètes ANISN et des programmes auxiliaires*, note CEA-N-1358.
- Devillers C., Dupont C. (1974) *MERCURE-4, un programme de Monte Carlo à trois dimensions pour l'intégration de noyaux ponctuels d'atténuation en ligne droite*, note CEA-N-1726.
- Diop C.M. (1984) *Étude de protection d'une machine à fusion. Mise au point d'un schéma de calcul global de protection pour le tokamak Tore Supra*, Note CEA-N-2376.
- Diop C.M., El Hamzaoui B., Nimal J.C. (1994) Determination of the double angular and energy differential γ -ray albedo for iron material by using Monte Carlo method, *Nuclear Science and Engineering*, **117**, 201-226,
- Dossantos-Uzarralde P.J. (1990) *Automatisation de la recherche des fonctions d'importances dans un code Monte Carlo*, Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- Duderstadt J.J., Martin W.R. (1979) *Transport Theory* (New York, John Wiley & Sons).
- Eid M. (1985) *Une technique d'accélération pour la méthode de Monte Carlo dans le cas du calcul des fuites de γ par les traversées vides*, thèse de docteur ingénieur, Université Paris XI-Orsay.
- El Hamzaoui B. (1991) *Détermination d'un albedo de γ doublement différentiel en angle et en énergie par la méthode de Monte Carlo*, thèse docteur ès sciences, Université Paris XI-Orsay.
- Engle W.W. (1967) *A users Manual for ANISN, A one Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering*, AEC Research and Development Report K 1693.
- Fasso A. et al. (1990) *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, vol. 11, *Shielding Against High Energy Radiation*, (Berlin, Springer-Verlag).

- Fishman G.S. (1995) *Monte Carlo, Concepts, algorithms, and Applications* (New York, Springer).
- French R.L., Wells M.B. (1964) An angle-Dependant Albedo for Fast Neutron Reflection Calculations, *Nuclear Science and Engineering*, **19**, 441.
- Giffard F.-X. (2000) *Développements utilisant des méthodes stochastiques et déterministes pour l'analyse de systèmes nucléaires complexes*, thèse de doctorat, Université Évry Val d'Essonne-INSTN/CEA, 2000, rapport CEA-R-5938.
- Goldstein H., Wilkins J.E (1954) *Calculation of the Penetration of γ Rays* (NYO.3075, USA).
- Goudsmith S., Saunderson J.L. (1940a) Multiple Scattering of Electrons, *Physical Review*, **57**, 24.
- Goudsmith S., Saunderson J.L. (1940b) Multiple Scattering of Electrons II, *Physical Review*, **58**, 36.
- Haggmark L.G., Jones T.H., Scofield N.E., Gurney W.J. (1965) Differential Dose Rate Measurements of backscattered γ Rays from Concrete, Aluminium and Steel, *Nuclear Science and Engineering*, **23**, 138-149.
- Halton J.H. (1970) A Retrospective and Prospective Survey of the Monte Carlo Method, *SIAM Review*, **12**, 1-63.
- Hammersley J.M., Handscomb D.C. (1967) *Les Méthodes de Monte Carlo*, Traduction F. Rostand, Coll. Monographies (Dunod).
- Harima Y. (1983) An Approximation of γ -Ray Buildup Factors by Modified Geometrical Progression, *Nuclear Science and Engineering*, **83**, 299.
- Harima Y., Nishiwaki Y. (1972) An Approximation of γ -Ray Buildup Factors by Geometrical Progression, *Nuclear Engineering Design*, **23**, 209.
- Harima Y., Sakamoto Y., Kurosawa N., Hirayama H. (2000) An Improved Approximation Formula of γ Ray Buildup Factors for a Point Isotropic Source in Two-Layer Shields, Proceedings of the 9th International Conference on Radiation Shielding, March 2000, Tsukuba, Ibaraki, Japan, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Supplement 1, 488-492.
- Harima Y., Sakamoto Y., Tanaka S., Kawai M. (1986) Validity of the Geometric-Progression Formula in Approximating γ -Ray Buildup Factors, *Nuclear Science and Engineering*, **94**, 24.
- Hoogenboom J.E. (2004) *Adjoint Monte Carlo, Lecture 2, Topic 2 Recent Developments in Monte Carlo Methods and applications*, Frederic Joliot Summer School in Reactor Physics (Cadarache, France) August 17-26, 2004.
- Irving D.C. (1970) *The Adjoint Boltzmann Equation and its simulation by Monte Carlo*, ORNL-TM-2879.
- Jaeger R.G. ed. (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, (Springer-Verlag, Berlin) ; vol. I, *Shielding fundamentals and methods*, pp. 280-329.
- Jaeger R.G. ed. (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, (Springer-Verlag, Berlin) ; vol. I, *Shielding fundamentals and methods*, pp. 280-329 ; A. Foderaro, Point Kernel Methods, chap., pp. 124-127 ; P. Blizard et al., Extended Radiation Sources – Point Kernel Integrations, chap. 6, pp. 363-416.

- Kalos M.H., Whitlock P.A., Zhong Y., *Monte Carlo Methods*, Volume 1 : *Basics*, Volume 2 : *Radiation Transport Problems*, Courant Institute of Mathematical Sciences (New York).
- Kitsos S. (1992) *Amélioration de deux schémas de calcul d'activation de détecteurs et de fluence sur les éprouvettes et la cuve d'un REP 900 MWe. Comparaison avec l'expérience*, Note CEA-N-2702, 1992, thèse de doctorat en sciences, Université Paris XI-Orsay.
- Kitsos S., Assad A., Diop C.M., Nimal J.C., Ridoux P. (1994) Determination of point isotropic buildup factors of γ rays including incoherent and coherent scattering for aluminium, iron, lead and water by the discrete ordinates method, *Nuclear Science and Engineering*, **117**, 47-66.
- Kitsos S., Assad A., Diop C.M., Nimal J.C., Ridoux P. (1994) Improvement of γ -ray Sn transport calculations including coherent and incoherent scatterings and secondary sources of bremsstrahlung and fluorescence – Determination of γ -ray buildup factors, *Nuclear Science and Engineering* **123**, 215-227. (cf. aussi *Proceedings of the 8th International Conference on Radiation Shielding*, Arlington, Texas, USA, April 24-28, 1994, pp. 1319-1325.)
- Koch H.W., Motz J.W. (1959) Bremsstrahlung Cross Sections Formulas and Related Data, *Reviews of Modern Physics*, **31** (4), 920.
- Kodeli I.A. (1994) *Études des incertitudes sur la fluence dans les cuves des REP – Ajustement des données de base*, note CEA-N-2749.
- Kodeli I.A. (2001) Multidimensional Deterministic Nuclear Data Sensitivity and Uncertainty Code System: Method and Application, *Nuclear Science and Engineering*, **138**, 45-66.
- Lanore J.M. (1970) *Recherche d'une méthode de pondération pour le traitement par la méthode de Monte Carlo de la pénétration profonde des neutrons*, Thèse de doctorat ès sciences mathématiques, Université de Paris, 1970.
- Lee C.L. (1962) *The discrete SN Approximation to Transport Theory*, LA-2595.
- Lee Y.K. (1989) *Étude de la fuite des rayonnements γ par les singularités de protection*, thèse de doctorat ès sciences, Université Paris XI-Orsay.
- Lefevre E. (1996) *Mise au point d'un nouveau formulaire adapté au calcul des protections neutroniques des réacteurs à neutrons rapides*, thèse de doctorat en sciences, Université de Provence Aix-Marseille I.
- Leinmdörfer M. (1968) The backscattering of neutrons, in : R.G. Jaeger ed. *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, (Springer-Verlag, Berlin) ; vol. I, *Shielding fundamentals and methods*, chap. 4, pp. 330-345.
- Leinmdörfer M. (1968) The backscattering of photons, in : R.G. Jaeger ed. *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, (Springer-Verlag, Berlin) ; vol. I, *Shielding fundamentals and methods*, chap. 4, pp. 233-245.
- Litaize O. (2000) *Contribution à la détermination de l'albédo doublement différentiel en angle et en énergie des neutrons*, rapport CEA-R 5927, thèse doctorat en Sciences, Université Louis Pasteur – Strasbourg I, février 1999.
- Litaize O., Diop C.M., Nimal J.C. (2000) Calculation of double energy angle differential neutron albedos for radiation shielding applications, *Proceedings of the 9th International*

- Conference on Radiation Shielding, Tsukuba, Japan, 1999, *Journal of Nuclear Science and Technology*, Supplement 1, 507-511.
- Lunéville L. (1998) *Méthode multibande aux ordonnées discrètes. Formalisme et résultats*, Note CEA-N-2832.
- Lunéville L. (1998) *Multiband Discrete Ordinates Calculations*, Radiation Protection and Shielding Conference, ANS (Nashville, USA) *Proceedings*, vol. 1, pp. 465-472.
- Lux I., Koblinger L. (1991) *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations* (CRC Press).
- Maierov L.V., Gomin E.A., Gurevich M.I. (2000) Status of MCU, *Proceedings of the International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport and Applications*, october 23-26, 2000 (Lisbonne).
- Metropolis N., Ulam S. (1949) The Monte Carlo Method, *Journal of the American Statistical Association*, **44**, 335-34.
- Miss J. (1998) *Contribution à la détermination de l'albedo doublement différentiel en angle et en énergie des rayonnements γ* , note CEA-N 2831, thèse de doctorat ès sciences, Université Paris XI-Orsay.
- Möller C. (1932) Passage of Hard β Rays Through The Matter, *Annals Physik*, **14**, 531.
- Morillon B. (1996) *Méthode de Monte Carlo non analogue – Application à la simulation des neutrons*, Note CEA-N-2805. Thèse de doctorat, Université Paris XI-Orsay.
- Morillon B. (1998) *Perturbation dans le transport des neutrons par la méthode de Monte Carlo*, note CEA-N 2838.
- Morillon B. (2000) Resonance parameters perturbation with Doppler broadening in Monte Carlo neutron transport problems, *Annals of Nuclear Energy*, **27**, 21-42.
- Mott N.F. (1929) The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei, *Proceedings of the Royal Society A124*, p. 425.
- Nimal J.C. (1979) Cours sur la méthode de Monte Carlo – Application au transport des rayonnements, rapport interne CEA/SERMA.
- Nimal J.C., Rastoin J. (1965) *Méthodes de Monte Carlo*, Note CEA-N 533.
- Pagès L., Bertel E., Joffre H., Sklavenitis L. (1970) *Pertes d'énergie, parcours, rendement de freinage pour les électrons de 10 keV à 100 MeV dans les éléments simples et quelques composés chimiques*, rapport CEA-R-3942.
- Pénéliou Y. (2000) Electron Photon Shower Simulation TRIPOLI-4 in Monte Carlo Code, *Proceedings of the International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport and Applications*, october 23-26, 2000 (Lisbonne).
- Pénéliou Y., Both J.P. (1999) *Parallelization of the Monte Carlo Code TRIPOLI-4*, *Mathematical and Computation, Reactor Physics and Environmental Analysis in Nuclear Applications*, Madrid, Spain, p. 412.
- Ponti C., Preusch H., Schubart H. (1967) *SABINE, A one dimensional bulk shielding program*, Joint Nuclear Research Center, ISPRA, EURATOM, EUR3636.
- Raso D.J. (1965) Monte Carlo Calculations on the Reflexion and Transmission of Scattered γ Rays, *Nuclear Science and Engineering*, **17**, 411-418.
- Reuss P., Bussac J. (1985) *Traité de neutronique*, Paris, Hermann, 2^e éd.

- Rief H. (1984) Generalized Monte Carlo Perturbation Algorithms for Correlated Sampling and Second-Order Taylor Series Approach, *Annals of Nuclear Energy*, **11** (9), 455-476.
- Rief H., Dubi A., Elprin T. (1984) Track Length Estimation Applied to Point Detectors, *Nuclear Science and Engineering*, **87**, 59-71.
- Riley M.E., MacCallum C.J., Biggs F. (1975) Electron-Atom Elastic Scattering, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **15**, 443.
- Rockwell R. III ed. (1956) *Reactor shielding design manual* (McGraw Hill Compagny Inc.), chap. 8, pp. 261-344, chap. 9, pp. 346-425.
- Rockwell R. III ed. (1956) *Reactor shielding design manual*, (McGraw Hill Compagny Inc.), chap. 9, pp. 346-425 ; chap. 10, pp. 427-465.
- Rubinstein R.Y. (1981) *Simulation and the Monte Carlo Method*, , Coll. Wiley Series in Probability and Mathematical Statistics (New York, John Wiley & Sons).
- Sanchez R., McCormick N.J. (1982) A Review of Neutron Transport Approximation, *Nuclear Science and Engineering*, **80**, 481.
- Smith D.L. (1991) *Probability, Statistics, and Nuclear Uncertainties in Nuclear Science and Technology*, vol. 4 (OECD Nuclear Energy Agency, Nuclear Data Commitee Series, Neutron Physics and Nuclear Data in Science and Technology).
- Spanier J. (1959) *Monte Carlo Methods and their Application to Neutron Transport Problems*, WAPD-195, AEC Research and Development Report, Bettis Atomic Power Laboratory (Pittsburgh, Pennsylvanie, USA).
- Spanier J., Gelbard E.M. (1969) *Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems* (USA, Addison-Wesley Publishing Company).
- Streaming Calculations using the Point-Kernel Code RANKERN.
- Suteau C., Chiron M., Arnaud G. (2004) Improvement of the MERCURE-6's General Formalism for Calculating γ -Ray Buildup Factors in Multilayer Shields, *Nuclear Science and Engineering*, **147**, 43-55.
- Suteau C., Chiron M., Arnaud G. (2004) Improvement of the MERCURE-6's General Formalism for Calculating γ -Ray Buildup Factors in Multilayer Shields, *Nuclear Science and Engineering*, **147**, 43-55.
- Thomassin A. (1990) *Étude des fuites de particules neutres dans les milieux lacunaires pour l'accélération des méthodes de Monte Carlo*, Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- Vergnaud Th. (2000) *Travaux pratiques d'initiation à la méthode de Monte Carlo à l'aide du code TRIPOLI-4*. Cours Génie Atomique.
- von Neumann J., Ulam S., Bulletin AMS, Abstract 51-9-165, 1945.
- Vukolov V.A., Chukreev F.E. (1991) *Tables of recommended standard data*, IAEA documentation, INDCC (CCP) – 331.
- www.sercoassurance.com/answers/resource/pdfs/paprank.pdf
- Zheng S.H., Vergnaud Th. Nimal J.C. (1998) Neutron Cross Section Probability Tables in Tripoli-3 Monte Carlo Transport Code, *Nuclear Science and Engineering*, **128**, 321-328.
- Ziegler F.J. (1977) *Helium stopping power and range in all elemental matter*, vol. 4, (Pergamon Press).

11 Évolution isotopique : méthodes et codes de calcul

Cheikh M'Backé Diop, Aimé Tsilanizara,
Tan Dat Huynh

Introduction

Les sources de rayonnements issues de la radioactivité ainsi que les grandeurs physiques et données physiques associées qui s'y rattachent ont été présentées aux chapitres 7 et 8.

Le présent chapitre est plus spécifiquement consacré à l'obtention de la grandeur fondamentale qu'est la concentration d'un isotope donné compte tenu des divers processus radioactifs déclenchés par l'irradiation neutronique notamment. En effet, le calcul d'un terme source (activité, puissance résiduelle...) requiert la connaissance de la concentration des radionucléides concernés.

Ce sont E. Rutherford et F. Soddy qui, en 1902, établirent la loi exponentielle décroissante en fonction du temps des noyaux radioactifs ainsi que l'existence de filiations radioactives (Evans, 1961). C'est au mathématicien H. Bateman que l'on doit une formulation plus complète des équations différentielles de décroissance radioactive (1910) d'où l'expression souvent rencontrée d'« équations de Bateman » (Bateman, 1910). Pour traiter de manière la plus complète possible les phénomènes de transmutation, due non seulement à la décroissance radioactive mais aussi aux phénomènes de production d'isotopes radioactifs – par fission, activation, spallation – les équations de Bateman ont été généralisées. Dans le domaine de la Physique des réacteurs nucléaires, on utilise aussi volontiers le terme d'*équations d'évolution* pour désigner ces équations ; en anglais on rencontre les expressions « *transmutation equations* », « *depletion equations* ».

Dans la suite, on explicite les *équations généralisées de Bateman* et on indique les méthodes utilisées pour les résoudre. En troisième lieu on cite quelques-uns des codes de calcul résolvant ces équations. Un dernier paragraphe aborde brièvement la question des calculs de sensibilité et d'incertitude relatives aux concentrations isotopiques et aux grandeurs physiques qui en sont dérivées.

11.1. Équations généralisées de Bateman

Considérons un système physique soumis à un flux de neutrons. Il se produit une modification de la composition des milieux irradiés :

- par réactions nucléaires entre les particules et les noyaux du milieu considéré,
- par phénomènes de décroissance radioactive.

Pour simplifier les notations on a omis dans la suite d'expliciter la variable spatiale \vec{r} .

On considère également dans la suite que les équations d'évolution sont résolues sur une plage de temps sur laquelle le flux de neutrons $\varphi_n(E)$ est supposé constant.

La concentration $N_i(t)$ au temps t d'un noyau radioactif d'espèce i (nombre de noyaux d'espèce i par unité de volume généralement (noyaux·cm⁻³), dans le milieu homogène considéré), est régie par l'équation différentielle :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \sum_{j \neq i} C_{ij}N_j(t) - C_{ii}N_i(t) \quad (11.1)$$

où :

$N_j(t)$: concentration au temps t des radionucléides d'espèce j (noyaux·cm⁻³).

C_{ij} : taux de transmutation du noyau d'espèce j en un noyau d'espèce i suite à un processus de décroissance radioactive ou bien à une réaction nucléaire.

C_{ii} : taux de disparition d'un noyau d'espèce i , tous processus physiques confondus.

Les équations (11.1) forment un système d'équations différentielles linéaires couplées dont les inconnues sont les concentrations $N_i(t)$ et $N_j(t)$.

Suivant la nature du problème physique traité, il est commode de donner aux équations générales (11.1) une forme spécifique.

Il sera examiné successivement :

- l'évolution des produits de fission (PF),
- l'évolution des noyaux lourds (NL),
- l'évolution des produits d'activation (PA),

Dans chaque cas les termes C_{ij} et C_{ii} de l'équation (11.1) sont explicités.

Le système à résoudre comporte plusieurs centaines d'équations dans le cas des produits de fission et plusieurs milliers s'agissant des produits d'activation.

11.1.1. Évolution des produits de fission (PF) formés en réacteur

Les produits de fission formés dans le combustible d'un réacteur nucléaire sont issus de noyaux fissibles bien identifiés : ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu...

Le terme de sommation sur les isotopes j dans l'équation (11.1) est alors décomposé en trois termes : le premier correspond à la fission, le second aux réactions neutroniques (hors fission) et enfin, le troisième aux processus de décroissance radioactive.

Par conséquent (11.1) devient :

$$\begin{aligned} \frac{dN_i(t)}{dt} = & \sum_F \Gamma_{i,F} + \sum_{j \neq i} N_j(t)\tau_{ij} \\ & + \sum_k N_k(t)\lambda_{ik} \\ & - \tau_i N_i(t) - \lambda_i N_i(t) \end{aligned} \quad (11.2)$$

Les trois premiers termes de l'équation (11.2) correspondent à l'alimentation en nucléides d'espèce i par :

- fission $\sum_F \Gamma_{i,F}$ = taux de reproduction du nucléide d'espèce i par réaction de fission sur les nucléides fissiles F (noyaux·cm⁻³·s⁻¹).

On a :
$$\Gamma_{i,F} = N_F \int_0^\infty \sigma_F(E) \varphi_n(E) \gamma_{i,F}(E) dE$$

avec :

N_F : concentration du noyau fissile de type F (cm⁻³).

$\sigma_F(E)$: section efficace microscopique de fission, relative au nucléide fissile F (cm²).

$\varphi_n(E)$: flux de neutrons à l'énergie E (neutrons·cm⁻²·s⁻¹).

$\gamma_{i,F}(E)$: rendement de fission pour une réaction de fission induite sur le nucléide fissile F par un neutron d'énergie E (nombre sans unité normalisé à 2).

- réactions nucléaires : τ_{ij} = taux microscopique de production du nucléide i par réaction neutronique sur le nucléide j :

$$\tau_{ij} = \sum_r \int_0^\infty \sigma_{ij}^r(E) \varphi_n(E) dE \quad (s^{-1})$$

avec :

$\sigma_{ij}^r(E)$: section efficace microscopique de la réaction r induite par neutron sur le nucléide j et conduisant à la formation du nucléide i .

- décroissance radioactive : le nucléide k décroît vers le nucléide i avec la constante :

$$\lambda_{ij} = \lambda_k b_{ik} \quad (s^{-1})$$

avec :

λ_k : constante de décroissance radioactive totale du nucléide k (s⁻¹).

b_{ik} : rapport de branchement de décroissance de l'isotope k vers le nucléide i .

Les deux derniers termes de (11.2) caractérisent la disparition du nucléide i par :

- réaction nucléaire : le taux microscopique de disparition du nucléide i s'écrit :

$$\tau_i = \sum_r \int_0^\infty \sigma_i^r(E) \varphi_n(E) dE \quad (s^{-1})$$

avec :

$\sigma_i^r(E)$: section efficace de la réaction neutronique r sur l'isotope i .

- décroissance radioactive :

λ_i : constante de décroissance radioactive de l'isotope i (s⁻¹).

11.1.2. Évolution des noyaux lourds

Les équations qui régissent l'évolution des noyaux lourds (NL) sont analogues aux équations (11.2) à un terme près : l'absence du terme $\Gamma_{i,F}$ d'alimentation par fission. En effet,

l'évolution d'un isotope NL dans le réacteur résulte des processus de formation et de disparition par des réactions neutroniques et par décroissances radioactives de l'isotope considéré. Les équations (11.2) deviennent donc, dans le cas des noyaux lourds :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \sum_{j \neq i} N_j(t)\tau_{ij} + \sum_k N_k(t)\lambda_{ik} - \tau_i N_i(t) - \lambda_i N_i(t) \quad (11.3)$$

11.1.3. Évolution des produits d'activation

Les matériaux de structure, initialement constitués d'isotopes stables, ont leur composition modifiée lorsqu'ils sont soumis à un flux de particules. Des isotopes fils radioactifs produits par réactions neutroniques sur les isotopes stables vont à leur tour produire des fils par les deux processus de réaction neutronique et de décroissance radioactive.

Dans sa généralité, le processus d'activation présente deux difficultés :

- présence de « boucles » dans les chaînes d'évolution radioactives comme pour les noyaux lourds (désintégration α , réaction $(n, 2n), \dots$).
- la production de deux entités radioactives à l'issue de la réaction nucléaire, par exemple, les réactions de type $(n, {}^3_1\text{H})$.

Les équations d'évolution régissant la formation d'un noyau d'espèce i sont écrites sous la forme :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = d_i(t) + \sum_{j \neq i} N_j(t)\tau_{ij} + \sum_k N_k(t)\lambda_{ik} - \tau_i N_i(t) - \lambda_i N_i(t) \quad (11.4)$$

avec les mêmes notations que précédemment. Le terme $d_i(t)$ est l'alimentation de l'isotope d'espèce i par le processus « bi-radioactif » mentionné ci-dessus.

Ces équations s'étendent :

- à d'autres types de particules induisant des réactions nucléaires : γ , protons... ;
- à d'autres types de réactions nucléaires comme les réactions de spallation (Cuendet, 1998 ; Tsilanizara *et al.*, 2000) ;
- à des configurations à deux milieux avec relâchement d'isotopes du premier milieu dans le second milieu ; exemple d'une situation accidentelle avec fusion du cœur d'un réacteur nucléaire (corium) et relâchement de noyaux radioactifs volatils dans l'air (Libman, 1996, code PHADO).

11.2. Méthodes de résolution

Ces systèmes d'équations différentielles linéaires couplées sont résolues de deux manières :

- analytiquement en refroidissement (hors irradiation, le flux de neutrons est nul) ;
- numériquement par des méthodes de type Runge-Kutta par exemple en régime d'irradiation.

En effet, lorsqu'une chaîne de transmutation présente des « boucles » c'est-à-dire un retour sur un isotope déjà produit en amont (exemple du ${}^{238}\text{Pu}$ produit par $(n, 2n)$ sur le ${}^{239}\text{Pu}$ et également en aval par décroissance α du ${}^{242}\text{Cm}$) on ne trouve pas une forme analytique exploitable de la solution du système d'équations régissant les concentrations isotopiques.

11.2.1. Solution analytique pour une chaîne de filiation simple

Considérons la chaîne des filiations radioactives simples représentée par le schéma suivant :



L'équation différentielle qui donne à l'instant t le nombre de noyaux N_k du nucléide k provenant du nucléide A_1 s'écrit :

$$\frac{dN_k(t)}{dt} = \lambda_{k-1}N_{k-1} - \lambda_k N_k \quad (11.5)$$

avec la condition initiale $N_k(t=0) = N_k(0)$.

En partant de l'isotope tête de chaîne, on a :

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) \quad \text{qui entraîne :} \quad N_1(t) = N_1(0)e^{-\lambda_1 t}$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \quad \text{qui entraîne :} \quad N_2(t) = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}]$$

En procédant par récurrence, on peut montrer que la solution de l'équation (11.5) est :

$$N_k(t) = N_1(0) \sum_{i=1}^k P_{ik} e^{-\lambda_i t} \quad (11.6)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{ik} = \frac{\lambda_i}{\lambda_k - \lambda_i} \prod_{j=1}^{k-1} \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \lambda_i} \quad \forall i < k \\ P_{kk} = - \sum_{i=1}^{k-1} P_{ik} \end{array} \right.$$

Dans le cas où les concentrations de tous les précurseurs de A_k ne sont pas toutes nulles, on généralise l'expression (11.6) à :

$$N_k(t) = \left(\sum_{\ell=1}^{k-1} N_\ell(0) \sum_{i=\ell}^k P_{ik} e^{-\lambda_i t} \right) + N_k(0) e^{-\lambda_k t} \quad (11.7)$$

(11.10) est obtenue en sommant les contributions provenant des différents précurseurs de la chaîne.

La solution du problème de la chaîne des filiations radioactives simples est très restrictive. Elle ne tient pas compte d'une source alimentant directement, au cours du temps, les nucléides de la chaîne (alimentation par les rendements de fission, par exemple – cas des PF), ni les alimentations par capture neutronique provenant d'autres chaînes de désintégration. D'où la nécessité d'étendre la résolution aux équations de Bateman généralisées.

11.2.2. Solution analytique des équations de Bateman généralisées

Hypothèse : La chaîne de filiations est supposée ne contenir aucun chemin fermé. Sous cette condition, il est toujours possible d'ordonner les nucléides de manière à ce que le calcul du $i^{\text{ème}}$ nucléide ne fasse intervenir que des nucléides déjà calculés.

Soit C_{ik} le taux de transmutation (par décroissance et par réaction nucléaire) entre deux nucléides i et k , et b_i un terme source constant par palier d'irradiation et alimentant le nucléide i , l'équation à résoudre (11.1) peut s'écrire sous une forme simplifiée :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = b_i + \sum_{k=1}^{i-1} C_{ik}N_k(t) - C_{ii}N_i(t) \quad (11.8)$$

On montre que la solution s'écrit :

$$N_i(t) = N_i^S + \sum_{j=1}^i F_{ij} e^{-C_{jj}t} \quad (11.9)$$

où les coefficients F_{ij} et N_i^S sont déterminés en utilisant l'équation différentielle (11.8) et la condition initiale $N_i(t=0) = N_i(0)$.

En dérivant les deux termes de (11.9) puis en substituant $\frac{dN_i}{dt}$ dans l'équation différentielle

(11.8) et en identifiant le polynôme en $e^{-C_{jj}t}$ au polynôme nul, on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_i^S = \frac{1}{C_{ii}} \left[b_i + \sum_{j=1}^{i-1} C_{ij}N_j^S \right] \text{ si } C_{ii} \neq 0 \\ F_{ij} = \frac{1}{C_{ii} - C_{jj}} \sum_{k=j}^{i-1} C_{ik}F_{kj} \text{ si } C_{ii} \neq C_{jj} \\ F_{ii} = N_i(0) - N_i^S - \sum_{j=1}^{i-1} F_{ij} \end{array} \right. \quad (11.10)$$

11.2.3. Résolution numérique des équations de Bateman généralisées

Lorsqu'il existe des chemins fermés, on utilise alors un procédé numérique de résolution tel que les méthodes Runge-Kutta qui combinent discrétisation de la variable temporelle et développement de la fonction inconnue en série de Taylor (Butcher, 1967 ; Méthode Runge-Kutta, 1992). Par exemple, c'est la méthode Runge-Kutta d'ordre 4 qui est utilisée dans le code d'évolution DARWIN (Tsilanizara *et al.*, 2000).

Les applications visant à déterminer les inventaires ou bilans isotopiques font apparaître deux types de situation :

- les études de type activation neutronique de structures irradiées. En général, la transmutation du milieu irradié n'est pas suffisante pour affecter au cours du temps la propagation des neutrons. Pendant l'irradiation, le flux de neutrons du dispositif nucléaire considéré

change en niveau (exemple de l'historique de puissance du réacteur), mais son spectre en énergie reste sensiblement le même. Sur le plan pratique, la démarche consiste alors à ne réaliser qu'un seul calcul de propagation de neutrons que l'on considère comme représentatif, du point de vue du spectre en énergie, de toute la période d'irradiation. C'est dans le traitement des équations d'évolution que l'on fera intervenir l'historique d'irradiation et donc les changements du niveau de flux au cours du temps.

– les études relatives au combustible : la transmutation du combustible nucléaire sous flux neutronique modifie de manière importante sa composition isotopique et par conséquent ses propriétés neutroniques. Le flux doit donc être recalculé au cours du temps ce qui implique une résolution « simultanée » des équations du transport de neutrons et d'évolution temporelle isotopique du combustible. À cette fin on définit une grille de pas de temps ou de fluence ou encore de taux de combustion suffisamment fine.

11.3. Codes de calcul

De nombreux codes de calcul résolvant les équations d'évolution existent dans le monde. Le tableau 11.1 rassemble les noms de quelques-uns d'entre eux :

Tableau 11.1. Codes de calcul pour résoudre les équations d'évolution.

Nom du code	Origine	Références
CESAR	France	Grouiller <i>et al.</i> , 1998
CINDER	États-Unis	CINDER, Depletion and Decay Chain Calculation for Fission Products in Thermal Reactors http://www.nea.fr/abs/html/nesc0313.html
DARWINPEPIN2	France	Tsilanizara <i>et al.</i> , 2000
FAKIR	France	Huynh <i>et al.</i> , 1998
FISPACT	UK	The European Activation System (EASY) http://www.nea.fr/abs/html/nea-1564.html
FISPIN	UK	FISPIN, Isotope Buildup and Isotope Decay for Actinides, Fission Products, Structure Materials http://www.nea.fr/abs/html/nea-0706.html
CHAIN	Japon	DCHAIN - Code for Analysis of Build-up and Decay of Nuclides http://www.nea.fr/abs/html/nea-0664.html
KORIGEN	Allemagne	KORIGEN, Isotope Inventory, Radiation Heat from PWR Burnup http://www.nea.fr/abs/html/nea-1001.html
ORIGEN	États-Unis	ORIGEN-2.2, Isotope Generation and Depletion Code Matrix Exponential Method http://www.nea.fr/abs/html/ccc-0371.html

Ces codes de calcul sont en général dédiés aux études portant sur l'ensemble du cycle du combustible (« en réacteur » et « hors réacteur » : fabrication, gestion dans le réacteur, stockage en piscine, transport, retraitement, recyclage, stockage géologique) ainsi qu'aux

études de sûreté, toutes filières considérées : REP, RNR, REB, UNGG, réacteurs expérimentaux, réacteurs avancés, systèmes hybrides accélérateur/réacteur sous-critique. Ils visent à répondre aux principaux problèmes posés par le cycle du combustible que l'on rappelle :

- le contrôle des quantités de matières radioactives (établissement de bilans matière),
- l'évacuation de la puissance résiduelle,
- la protection contre les rayonnements (détermination du terme source),
- la détermination du niveau de contamination (radiotoxicité...).

Leurs fonctionnalités les rendent aptes à traiter les problèmes de radioactivité relatifs à d'autres domaines : fusion thermonucléaire, médecine, accélérateurs par exemple et peuvent aussi contribuer à la mise au point de dispositifs de mesures.

Les données physiques de base requises par ces codes de calcul et plus généralement par les calculs d'évolution sont contenues dans les évaluations répertoriées dans le tableau 10.2 (cf. chapitre 10). Il convient d'y ajouter les références : ENSDF, 2005 ; Audi *et al.*, 2003 ; Blachot *et al.*, 1986 ; Firestone, 1996.

Il est important de souligner que les codes d'évolution sont, en amont, alimentés par des codes de transport qui fournissent les valeurs de flux de particules. Ainsi, dans le système DARWIN développé en France, le code APOLLO-2 (Sanchez *et al.*, 2003) détermine les valeurs du flux neutronique et des taux de réactions nécessaires au calcul du bilan isotopique d'un combustible REP irradié.

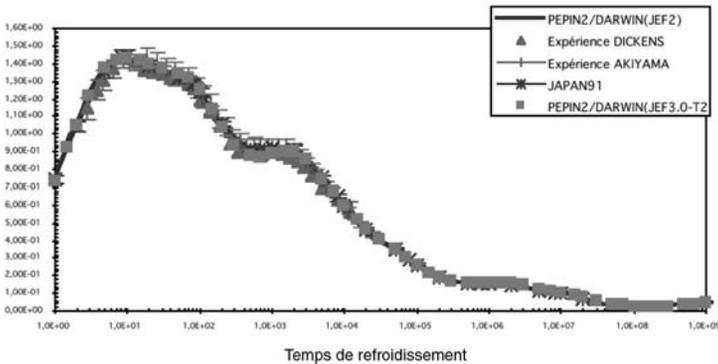


Figure 11.1. Exemple de calcul de la puissance résiduelle calculée par un code d'évolution et comparée à des mesures, en fonction du temps de refroidissement. Cas d'une fission élémentaire de l'uranium 235 par des neutrons thermiques.

11.4. Calculs paramétriques, calculs de sensibilité et calcul d'incertitudes

Tout comme pour la propagation des particules, il est utile de disposer de données, de méthodes et de codes de calcul pour mener des études paramétriques, de sensibilité à des paramètres physiques et de propagation d'incertitudes sur le résultat cherché.

Par exemple, des données d'incertitudes sur les énergies moyennes de désintégration, les constantes de décroissance radioactive et les rendements de fission sont disponibles, et des méthodes de calcul ont été mises au point pour calculer l'incertitude sur la puissance résiduelle d'un combustible REP (Rebah, 1998). Le formalisme de calcul de la propagation d'erreur utilisé est celui du développement de Taylor au premier ordre de la grandeur physique d'intérêt G en fonction du ou des paramètres X dont elle dépend (Figure 11.2). Ce formalisme peut être représenté formellement par l'expression mathématique suivante :

$$\text{Cov } G = S_{G/X} \cdot \text{Cov}X \cdot S_{G/X}^t$$

$S_{G/X}$ est la matrice de sensibilité de la grandeur physique G par rapport au paramètre X (dérivée partielle) et sa transposée. $\text{Cov}X$ est la matrice de variances-covariances sur les paramètres X ; elle contient donc les données d'incertitudes sur les paramètres X que l'on veut propager sur G . $\text{Cov}G$ est la matrice de variance covariance relative à la grandeur G dont la diagonale contient les valeurs d'incertitudes cherchées. On peut avoir recours au calcul adjoint pour construire la matrice de sensibilité $S_{G/X}$ (Kalfez et al., 1977).

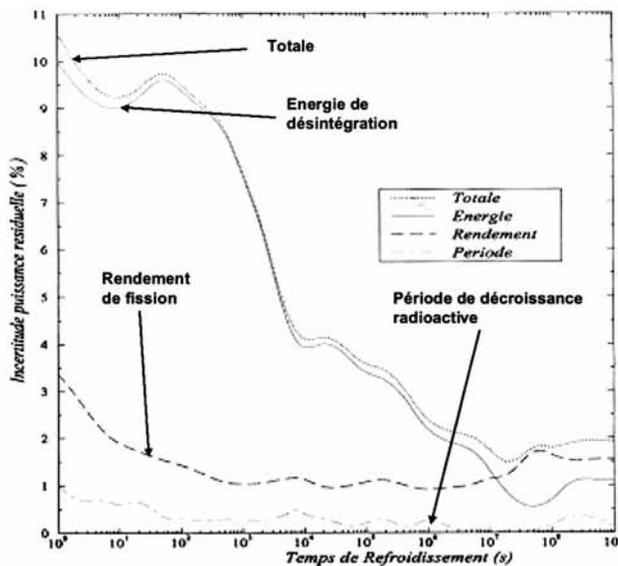


Figure 11.2. Calcul d'incertitude sur la puissance résiduelle dégagée par une fission élémentaire en fonction du temps de refroidissement. Contribution des incertitudes sur trois types de paramètres physiques :

- l'énergie de désintégration radioactive,
- les rendements de fission,
- les constantes de décroissance radioactives (Rebah, 1998).

Références

- Audi G., Wapstra A.H. (1995) Atomic mass Evaluation, *Nucl. Phys.* A595 409.
- Audi G., Bersillon O., Blachot J., Wapstra A.H. « The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties », *Nuclear Physics A*, vol. 729, 2003, pp. 3-128. La base de données NUBASE2003 comporte les informations pour 3177 isotopes : cf. Atomic Mass Data Center, http://csnwww.in2p3.fr/amdc/web/nubase_en.html.

- Bateman Mr. (1910) Solution of a system of differential equations, *Proceedings Cambridge Philosophical Society*, **15**, 423-427.
- Blachot J., Fiche C., Duchemin B., *Tableau des isotopes radioactifs et des principaux rayonnements émis*, Rapport CEA-R-5329, France, 1986.
- Butcher J.C. (1967) A Multistep Generalization of Runge Kutta Methods With Four or Five Stages, *Journal of the Association for Computing Machinery*, **14** (1), 84-99.
- Cuendet P. (1998) *Développement et validation d'un schéma de calcul pour l'étude des systèmes spallateurs*. Thèse de Doctorat de Sciences physiques, Université Paris 6.
- ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) *Data base contenant les informations sur la structure nucléaire et les modes de décroissance de 2900 isotopes (2005)*: <http://www.nndc.bnl.gov>.
- Evans R.D. (1961) *Le noyau atomique*, (Dunod, Paris), chap. 15 p. 546 sq.
- Firestone R.B. *Tables of Isotopes*, Wiley, USA (avec C.D. ROM), 1996.
- Grouiller J.P. et al. (1998) CESAR : A Simplified Evolution Code for Reprocessing Applications, *RECD'98* (Nice, France).
- Huynh T.D., Nimal J.C., Zachar M. (1994) FAKIR 5.0 A PC Code for Residual Decay Heat Power and Activity Calculation (Fuel After Heat Keyboard Instant Result), *Proceedings of the 8th International Conference on Radiation Shielding*, April 24-28, 1994, (Arlington, USA), pp. 113-120.
- Libmann J. (1996), *Éléments de sûreté nucléaire* (Paris, Les Éditions de physique/EDP Sciences).
- Kalfez J.M., Bruna G.B., Palmiotti G., Salvatores M. (1977), *Nuclear Science and Engineering*, **62**, 304.
- Méthode Runge-Kutta: Numerical Recipes in Fortran, The art of Scientific Computing* (1992), 2nd ed. (Cambridge University Press), chap. 16, pp. 701-744.
- Nimal J.C. (1997) *Un enjeu économique et de sûreté important : les incertitudes sur la puissance résiduelle des REP*, rapport scientifique de la Direction des Réacteurs Nucléaires, CEA, pp. 134-143.
- Rebah J. (1996) *Incertitudes sur la puissance résiduelle dues aux incertitudes sur les données de produits de fission*, note CEA-N 2837, août 1998, thèse de doctorat d'Université Paris XI-Orsay.
- Rebah J., Lee Y.K., Nimal J.C., Nimal B., Duchemin B., Lunéville L. (1994) Sensitivity and Uncertainty Analysis for Fission Product Decay Heat Calculations, *Proceedings of the 8th International Conference on Radiation Shielding*, April 24-28, 1994 (Arlington, USA), pp. 84-91.
- Sanchez R. et al. (2003) SAPHYR: A code System for Reactor Design Reference Calculations, *Mathematics & Computations 2003*, April 6-10, 2003 (Gatlinburg, TN, USA) sur CD-ROM.
- Tsilanizara A., Diop C.M., Nimal B., Detoc M., Lunéville L., Chiron M., Huynh T.D., Brésard I., Eid M., Klein J.C., Roque B., Marimbeau P., Garzenne C., Parize J.M., Vergne C. (2000) DARWIN: An Evolution code system for a large range of applications (Proceedings of the 9th International Conference on Radiation Shielding, Tsukuba, Japan, 1999), *Journal of Nuclear Science and Technology*, Suppl.1, pp. 845-849, March 2000.
- Vudakin Z. (1994) Solution of Depletion Chain Equations Using Nonsingular Bateman Coefficients, *Nuclear Science and Engineering*, **117**, 121-125.

Partie III

MATÉRIAUX ET DISPOSITIFS DE RADIOPROTECTION

12

Les matériaux de protection et leur utilisation

Michel Boyard, Maurice Chiron

Introduction

À la multiplicité des problèmes de radioprotection et des contraintes associées répond une multitude de matériaux pouvant faire écran aux rayonnements neutrons et γ notamment. À ces matériaux, il faut également ajouter ceux déjà présents dans les zones sous flux. Ce chapitre est consacré :

- aux matériaux de structure et à ceux présents dans les différents circuits et composants présents dans des zones sous fort flux¹ : eau, fer (et aciers), béton, air,
- aux matériaux les plus couramment utilisés pour constituer des écrans de protection contre les rayonnements γ et neutrons : eau, fer, béton, plomb,
- à deux autres exemples de matériaux de protection : le polyéthylène (CH_2) et l'uranium appauvri.

Il complète le chapitre 9 sur la méthodologie mise en œuvre dans les études de protection, et traitant du choix des matériaux et de leur disposition ainsi que des aspects sûreté associés.

Le tableau 12.1 synthétise les principales caractéristiques d'autres matériaux. Pour plus de détails, on peut se reporter aux ouvrages mentionnés dans les références ainsi qu'aux bases de données utilisées par les codes de calcul mentionnées au chapitre 10.

12.1. Interactions et atténuation des neutrons et des gamma dans la matière

L'atténuation des neutrons et des γ dans la matière est gouvernée par les diverses interactions auxquelles donnent lieu ces particules avec les atomes du milieu de propagation.

¹ En effet, rappelons qu'un bon traitement de la radioprotection autour d'une source intense nécessite également de s'intéresser aux caractéristiques de tous les matériaux présents dans le champ de rayonnement puisque ceux-ci vont interagir avec les particules et impacter la solution. À ce titre, lors de la conception initiale d'une installation, il ne faut pas traiter le problème des écrans ajoutés indépendamment des autres choix faits en terme de matériaux de structures (nature, dimensions, disposition).

Tableau 12.1. Matériaux de protection.

Nom	Masse volumique (g·cm ⁻³) (1)	x1/10 γ 1 MeV (cm) (2)	x1/10 γ 6 MeV (cm) (3)	x1/10 n. fission (cm) (3)	Principale utilisation	Remarques
Air (20 °C, 1 bar)	0,001 205	30 100	75 750			
Métaux purs et alliages						
Fer (<i>iron</i>)	7,86	4,9	9,6	s.o.	écran γ	
Plomb (<i>lead</i>)	11,34	2,9	4,6	s.o.	très utilisé comme écran γ pas bon contre les neutrons	peut être antimonifié (4 %) pour améliorer sa tenue mécanique
Aluminium	2,7	13,9	24,2	s.o.	matériau de structure très utilisé dans les réacteurs expérimentaux	« transparent » aux neutrons
Béryllium	1,85	22,1	58,7	s.o.	matériau utilisé dans réacteurs expérimentaux (réflecteur)	
Uranium	18,7	1,6	2,6	s.o.	écrans γ	
Tungstène	19,3	1,9	2,9	s.o.	écrans γ	
Acier inox (<i>stainless steel</i>)	7,8	5,0	9,8	s.o.	matériau de structure écrans γ	attention à l'activation
Matériaux composites						
Sable de barytine	2,2 à 2,9	15,0	28,1	s.o.	écran γ (obturation de traversées)	
Matériaux d'origine minérale						
Béton (<i>concretes</i>)						
- ordinaire	2,3	15,4	36,4	22,0	matériau de structure	
- à la colémanite	1,88	18,9	45,6	20,1	écran neutrophage	
- à la magnétite	3,3	11,3	24,7	25,4	écran γ	

Tableau 12.1. Matériaux de protection.

- à la limonite	2,47	14,7	33,8	23,3	écran γ	
Plâtre polyéthylène boré	1,2	35,0	87,3	19,7	écran neutron (transport)	1,03 après montée en température
Verre au plomb	4,23	8,2	15,0	42,6	écran γ	
Eau (water)	1	32,6	83,1	20,4	écran neutron	
Matériaux organiques						
Ertalène (CH ₂) _n	0,95	33,4	88	14,5	écran neutron	
Polyéthylène plombé	2,92	11,4	19,7	16,1	écran neutron et charge au plomb pour γ	206 RE (1288)
Élastomère siliconé	1,38	25,2	61,5	21,8		SYLGARD ; vulcanisation puis découpe
Mousse siliconée	0,24	142	356	100	écran neutron (obturation de fuites)	FS03
Résine polyéthylène	1,25	27,1	68,5	17,3	écran neutron	Compound robatel 21
Paraffine (C _x H _y)	0,9	35,4	93,1	15,0	écran neutron	
Bitumes	1	33,0	86,3	16,2	écran neutron	
Bois imprégné résine borée	1,35	25,3	64,9	17,3	écran neutron	Permali HB 780 par exemple

s.o. : sans objet.

(1) Masse volumique : masse volumique usuelle du matériau (en g·cm³).

(2) Épaisseur dixième par rapport à des γ de 1 MeV (valeur indicative calculée avec une source ponctuelle dans un milieu infini ; hors effet de dilution géométrique). On prend $\times 1/10 = \text{Ln}10/\mu$ (μ en cm⁻¹, section efficace macroscopique totale, donc $\times 1/10$ hors effets de diffusion (pas de build-up)).

(3) Épaisseur dixième par rapport aux neutrons en terme de flux de particules (valeur indicative) (spectre de la formule de Watt-Cranberg, extrait de Jaeger, 1968) p. 1269. On prend $\times 1/10 = \text{Ln}10/\mu$ (μ en cm⁻¹, section efficace macroscopique totale).

12.1.1. Gamma

Les trois principales réactions d'interaction γ -matière que sont la création de paire, l'effet Compton et la diffusion cohérente sont fonction du nombre de charge Z comme le montre la figure 12.1. Cette figure donne les épaisseurs 10^e (épaisseur au bout de laquelle le nombre de particules est divisé par un facteur 10) en considérant une géométrie canalisée, c'est-à-dire sans avoir à considérer le facteur de build-up (ou d'accumulation). Pour des raisons de lisibilité, l'air ne figure pas sur cette figure.

L'atténuation γ dans la matière ne se traduit pas par des émissions notables d'autres types de particules.

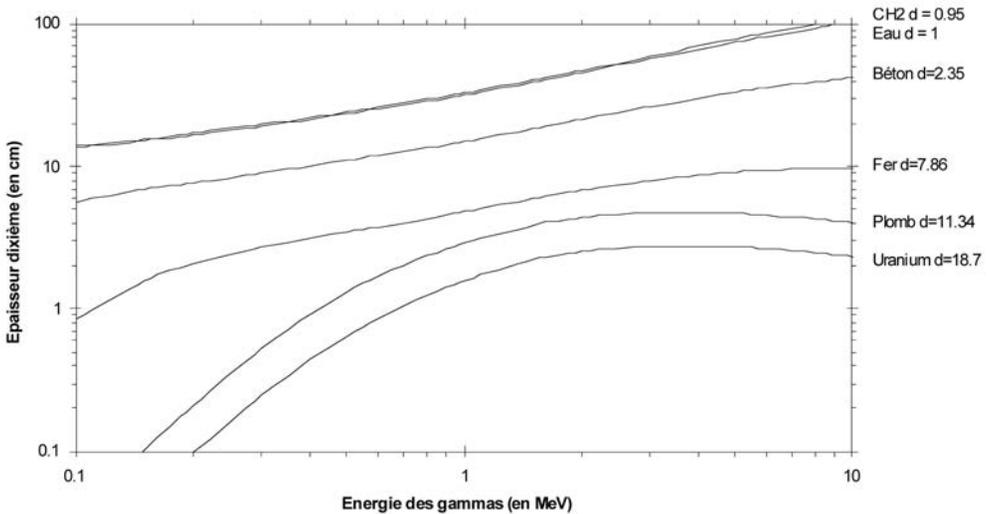


Figure 12.1. Épaisseurs 1/10 vis-à-vis des γ (géométrie canalisée).

12.1.2. Neutrons

Pour stopper les neutrons, il est admis qu'il faut tout d'abord leur faire perdre leur énergie. Ceci est réalisé :

- aux hautes énergies, par diffusion inélastique sur des noyaux lourds,
- aux énergies plus basses (épithermiques), par diffusion élastique sur des noyaux légers.

Le tableau 12.2 montre que de ce point de vue le choix est réduit et qu'un matériau à base d'hydrogène est à considérer en premier lieu.

En présence de neutrons rapides, on aura donc une protection composée d'un matériau lourd en tête, puis d'un matériau léger intégrant un bon absorbant neutron ou d'un matériau léger puis d'un absorbant neutron.

Par ailleurs, si la présence de γ n'induit en général pas l'émission de neutrons, l'inverse n'est pas systématiquement vrai. Deux cas se présentent en effet.

- Présence d'un champ intense de neutrons au niveau de l'écran, par exemple près du cœur d'un réacteur : les interactions des neutrons avec la matière donnent lieu à l'apparition de γ secondaires de diverses natures (cf. chapitre 8), dont les principaux types ayant un impact sur les problèmes de radioprotection sont :

Tableau 12.2. Nombre moyen de chocs élastiques d'un neutron pour atteindre l'énergie thermique (0,025 eV)

Élément	A	ξ paramètre de ralentissement	Nombre de chocs (E initiale 0,5 MeV)	Rapport à l'hydrogène
Hydrogène	1	1,000 0	17	1
Hélium	4	0,425 3	40	2,4
Lithium	7	0,260 2	65	3,8
Béryllium	9	0,206 6	81	4,8
Bore	11	0,711 3	98	5,8
Carbone	12	0,157 8	107	6,3
Oxygène	16	0,119 9	140	8,3
Silicium	28	0,069 8	241	14,3
Calcium	40	0,049 2	342	20,3
Fer	56	0,035 3	476	28,3
Plomb	207	0,009 6	1746	103,8
Uranium	238	0,008 4	2006	119,3

– les γ de capture radiative : γ d'énergie parfois très importante (par exemple, 10,16 MeV pour le fer) émis quasi instantanément lors de la capture des neutrons. Ces γ sont donc émis par les isotopes placés intentionnellement dans les protections. Leur émission a lieu lorsque l'installation est en fonctionnement en puissance,

– les γ issus des produits d'activation : γ d'énergie en général inférieure à celle des γ de capture radiative, mais dont la présence perdure parfois longtemps après l'arrêt des installations. Ces γ peuvent être émis par des isotopes ne participant pas de façon directe à la protection (impuretés présentes dans les matériaux, composantes à caractère structurel).

La présence de ces sources de γ secondaires implique :

– que, quand c'est possible, on alterne matériaux légers et lourds dans les protections,
 – qu'on soit attentif aux impuretés présentes dans les matériaux sous flux. La réduction des limites associées à ces impuretés dans les spécifications d'approvisionnement peut faire l'objet d'une démarche ALARA.

• Présence d'un faible champ de neutrons au niveau de l'écran, par exemple cas d'un local éloigné de la source : la source γ induite peut être négligée. Les neutrons peuvent alors être traités par un matériau ciblé sur eux.

12.2. Matériaux

Ce qui suit synthétise les principales caractéristiques relatives aux matériaux choisis vis-à-vis de l'atténuation des rayonnements neutrons et γ . Les aspects systématiquement présentés sont :

– des commentaires sur les caractéristiques des matériaux ainsi que quelques exemples d'utilisation,

- la masse volumique,
- la composition,
- l'épaisseur dixième vis-à-vis des γ en terme de flux de particules (atténuation en ligne droite et hors facteur d'accumulation),
- la teneur en hydrogène (éventuel) et l'épaisseur dixième vis-à-vis des neutrons en terme de flux de particules (valeur indicative). On prend $x_{1/10} = \text{Ln}10/\mu$ (μ en cm^{-1} , section efficace macroscopique totale). Les valeurs de section macroscopique totale sont extraites du catalogue PMDS,
- les énergies des γ de capture radiative (extraites de Jaeger, 1968, vol. I, pp. 85-86),
- l'activation résultant de l'irradiation d'un kg du matériau pendant 1 an pour cinq temps de refroidissement (0 s, 1 heure, 1 jour, 1 an et 100 ans), avec un flux de 2×10^{14} neutrons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et un spectre (figure 12.2) représentatif d'un milieu combustible REP (UO_2 , 3,5 % d'enrichissement en ^{235}U , 0 $\text{MWj} \cdot \text{tU}^{-1}$). Ces calculs ont été réalisés à l'aide du code DARWIN (Tsilanzara *et al.*, 2000) basé sur la bibliothèque EAF 99 (environ 9 400 réactions de capture neutronique possibles). Les grandeurs sont :
 - l'activité, ainsi que les contributions en relatif des principaux nucléides dans le cas de l'acier,
 - la puissance associée aux γ , aux β et aux α ,
 - dans le cas de l'acier, la dose au contact d'un milieu semi-infini constitué du matériau activé et les contributions en relatif des principaux nucléides (contributions supérieures à 1 %)
- les principales voies dans le tableau 12.4 (voir aussi chapitre 8, tableau 8.10).

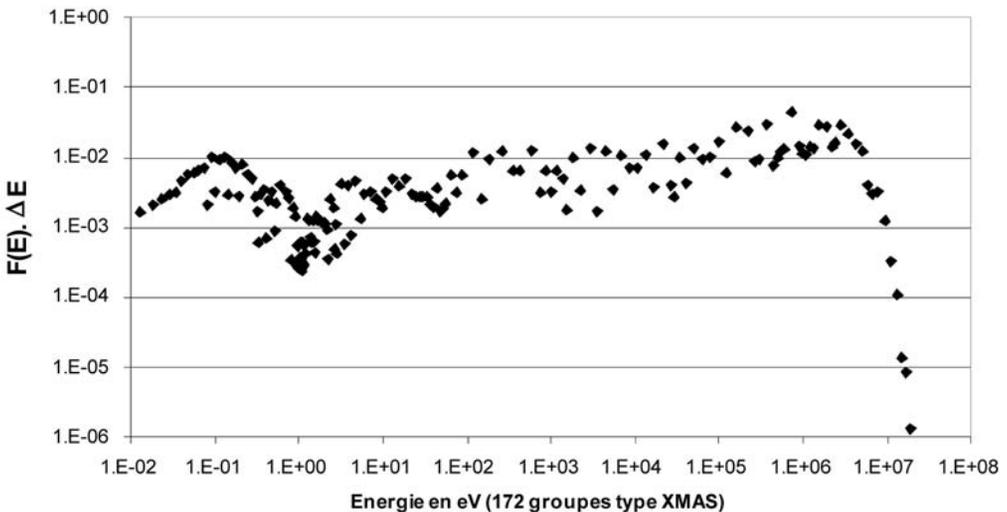


Figure 12.2. Flux normalisé pour exemple d'activation des matériaux.

12.2.1. Eau (water)

L'eau est un matériau présent dans beaucoup d'installations pour d'autres motivations que la radioprotection (modérateur des réacteurs REP, caloporteur).

Les principales motivations de son utilisation comme écran sont :

- elle contient un nombre important de noyaux d'hydrogène (11 % en poids), bon ralentisseur de neutrons,
- elle est peu chère et son maniement est courant dans les installations,
- elle est transparente,
- elle est fluide : elle permet les déplacements d'objets,
- les captures radiatives sur l'hydrogène donnent lieu à réémission de γ de 2,25 MeV, donc relativement peu énergétiques (nécessité éventuellement de prévoir un matériau lourd en sortie d'écran),
- son second composant, l'oxygène, capture très peu les neutrons (donc peu de γ de capture radiative du fait de sa présence).

Elle présente toutefois certains inconvénients :

- elle est fluide. Il y a donc nécessité de la contenir dans une enveloppe,
- elle est sensible à la radiolyse par les γ et les neutrons,
- sa température d'ébullition à pression atmosphérique est relativement basse.

Elle est principalement utilisée :

- comme écran de protection contre les neutrons autour des cœurs des réacteurs nucléaires,
- comme écran de protection contre les γ dans les piscines de stockage.

Les données physiques sont :

- masse volumique : 1 g/cm³ ;
- composition : H₂O (voir tableau 12.3) ;

Tableau 12.3. Composition de l'eau.

Élément	% en masse	Atomes · cm ³
Hydrogène	11,15	6,69 × 10 ²²
Oxygène	88,85	3,34 × 10 ²²

- épaisseur dixième vis-à-vis des γ : voir figure 12.1 ;
- épaisseur dixième vis-à-vis de neutrons en terme de flux de particules (valeur indicative) :
 - pour un spectre de fission (formule de Cranberg) : 20,4 cm,
 - pour un spectre de réaction (α , n) : 13,3 cm,
- énergies des γ de capture radiative (extrait de Jaeger, 1968, vol. I, p. 85) :
 - pour 100 captures sur l'hydrogène : environ 100 photons sont émis entre 2 et 3 MeV (énergie maximale : 2,23 MeV),
 - pas de capture radiative sur l'oxygène,
- activation (voir tableau 12.4 et figures 12.4 et 12.5) : le ¹⁶N (réaction (n, p) sur ¹⁶O, seuil vers 10,2 MeV) est très importante pour le fonctionnement en puissance des REP mais décroît très vite après l'arrêt (période d'environ 7 s). La formation en faible quantité mais non négligeable de ¹⁷N émetteur d'un neutron de 1 MeV est à noter (cf. tableau 8.10).

Tableau 12.4. Principales voies de production par activation des matériaux.

Matériau	Produit	Emetteur	Voie de production dans les conditions des cas (1)	Réaction (2), (3)	Barn
Fer	^3H	β^-	72 % : $^{54}\text{Fe}(n, X)^3\text{H}$	-	$3,06 \times 10^{-7}$
			22 % : $^{56}\text{Fe}(n, X)^3\text{H}$	-	$5,881 \times 10^{-9}$
			3,5 % : $^{57}\text{Fe}(n, X)^3\text{H}$	-	$4,005 \times 10^{-8}$
	^{54}Mn	β^+	99,99 % : $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	-	0,02453
	^{56}Mn	β^-	96 % : $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	-	0,0003511
	^{56}Mn	β^-	4 % : $^{54}\text{Fe}(n, \gamma)^{55}\text{Fe}(\beta^+)^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	$^{54}\text{Fe}(n, \gamma)^{55}\text{Fe}$ $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	0,2096
	^{60}Co	β^-	44 % : $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}(\beta^-)^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	$^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$ $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	1,383 0,1361
			55 % : $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}(\beta^-)^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Com(IT)}^{60}\text{Co}$	$^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	2,263
	^{55}Fe	β^+	99,8 % : $^{54}\text{Fe}(n, \gamma)^{55}\text{Fe}$	-	2,839
Acier Z2 CN18-10	^{56}Mn	β^-	99 % : $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	-	0,2096
	^{60}Co	β^-	44 % : $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	-	1,383
			55 % : $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Com(IT)}^{60}\text{Co}$	-	2,263
	^{63}Ni	β^-	99 % : $^{62}\text{Ni}(n, \gamma)^{63}\text{Ni}$	-	2,839
	^{55}Fe	β^+	98 % : $^{54}\text{Fe}(n, \gamma)^{55}\text{Fe}$	-	1,274
			2 % : $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)^{55}\text{Fe}$	-	0,2096
	^{51}Cr	β^+	99,9 % : $^{50}\text{Cr}(n, \gamma)^{51}\text{Cr}$	-	0,002527
	^{58}Co	β^+	65 % : $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	-	1,431
			35 % : $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Com(IT)}^{58}\text{Co}$	-	0,02522
	^{182}Ta	β^-	99,9 % : $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)^{182}\text{Ta}$	-	0,01538
Eau	^{16}N	β^-	100 % : $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$	-	20,62
		β^-		-	$8,171 \times 10^{-6}$
		β^-		-	
	^{3}H		92 % : $^{16}\text{O}(n, X)^3\text{H}$	-	$7,856 \times 10^{-7}$
Plomb	^{207}mPb	IT	93 % : $^{207}\text{Pb}(n, n\gamma)^{207}\text{mPb}$	-	0,02725
			6 % : $^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207}\text{mPb}$	-	0,0007779
	^{209}Pb	β^-	99,99 % : $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$	-	0,0005217
	^{204}mPb	IT	99,99 % : $^{204}\text{Pb}(n, n\gamma)^{204}\text{mPb}$	-	0,008485

	²⁰³ Pb	β	70 % : ²⁰⁴ Pb(n, 2n) ²⁰³ Pb 30 % : ²⁰⁴ Pb(n, 2n) ²⁰³ mPb(IT) ²⁰³ Pb	-	0,001463 0,0006142
	¹²² Sb	β ⁻ (97,6 %) β ⁺ (2,4 %)	93,5 % : ¹²¹ Sb(n, γ) ¹²² Sb 6,5 % : ¹²¹ Sb(n, γ) ¹²² mSb(IT) ¹²² Sb	-	4,95 0,3358
	¹²⁴ Sb	β ⁻	99 % : ¹²³ Sb(n, γ) ¹²⁴ Sb	-	3,214
	¹¹⁰ mAg	β ⁻ (98,7 %) IT (1,3 %)	99,9 % : ¹⁰⁹ Ag(n, γ) ¹¹⁰ mAg	-	1,978
	¹⁰⁸ mAg	β ⁺ (91,3%) IT (8,7 %)	99,7 % : ¹⁰⁷ Ag(n, γ) ¹⁰⁸ mAg	-	0,0639
	³ H	β ⁻	96 % : ¹²⁴ Sn(n, X) ³ H	-	7,27
	⁶³ Ni	β ⁻	99 % : ⁶³ Cu(n, p) ⁶³ Ni	-	0,007314
Béton	²⁸ Al	β ⁻	63 % : ²⁷ Al(n, γ) ²⁸ Al 37 % : ²⁸ Si(n, p) ²⁸ Al	-	0,02048 0,001971
	³⁷ Ar	β ⁺	100 % : ⁴⁰ Ca(n, α) ³⁷ Ar	-	0,01536
	²⁴ Na	β ⁻	23 % : ²³ Na(n, γ) ²⁴ Na 75 % : ²³ Na(n, γ) ²⁴ mNa(IT) ²⁴ Na	-	0,01159 0,03833
	⁴⁵ Ca	β ⁻	99,9 % : ⁴⁴ Ca(n, γ) ⁴⁵ Ca	-	0,08037
	⁵⁵ Fe	β ⁺	99,8 % : ⁵⁴ Fe(n, γ) ⁵⁵ Fe	-	0,2096
	³⁹ Ar	β ⁻	99,9 % : ³⁹ K(n, p) ³⁹ Ar	-	0,1052
	⁵⁴ Mn	β ⁺	99,9 % : ⁵⁴ Fe(n, p) ⁵⁴ Mn	-	0,02453
	⁴¹ Ca	β ⁺	100 % : ⁴⁰ Ca(n, γ) ⁴¹ Ca	-	0,03791
	⁴⁰ K	β ⁻ (89,3 %) β ⁺ (10,7%)	79 % : ⁴⁰ Ca(n, p) ⁴⁰ K	-	0,08121
Air	⁴¹ Ar	β ⁻	19 % : ³⁹ K(n, γ) ⁴⁰ K 100 % : ⁴⁰ Ar(n, γ) ⁴¹ Ar	-	0,1933 0,0617
	¹⁴ C	β ⁻	99,99 % : ¹⁴ N(n, p) ¹⁴ C	-	0,1778

(1) Le pourcentage de la colonne « Voie de production... » donne l'importance de la voie indiquée dans la production du nucléide. Ce pourcentage est donné à titre indicatif puisqu'il dépend des compositions des matériaux, du spectre de neutrons incidents et de l'historique d'irradiation.

(2) Notation des réactions : (n, γ) = réaction n-γ, (n, α) = réaction n-α, (n, p) = réaction n-p, (n, X)³H = réaction productrice de tritium (dans la littérature, cette réaction est aussi notée (n, t)).

(3) Les réactions ne sont pas rappelées dans la colonne « Réaction » quand il n'y a pas ambiguïté avec la colonne « Voie... », c'est-à-dire quand la voie est simple ou comporte une réaction d'absorption et une transition isomérique.

À l'activation faible après l'arrêt des composants de l'eau (H et O), il faut ajouter les produits radioactifs liés aux matériaux solides présents (contenus ou contenant) et à la politique retenue en terme de contrôle chimique de l'eau, soit principalement :

- les produits d'activation des structures ou composants en contact (voir le paragraphe sur le fer par exemple),
- les produits de fission éventuels liés à la présence d'éléments combustibles irradiés.

12.2.2. Fer (iron)

Le fer est un matériau très présent dans les installations (enveloppe des gros composants, matériau de structure...).

Il est souvent présent sous forme d'acier, en particulier d'acier inox. Pour calculer l'efficacité des structures et écrans, l'assimilation des alliages au fer est en général suffisante, par contre les compositions détaillées sont nécessaires vis-à-vis de l'activation.

Les principales motivations de son utilisation comme écran sont :

- une bonne efficacité vis-à-vis des γ ,
- de bonnes caractéristiques vis-à-vis du ralentissement des neutrons rapides et de l'absorption des neutrons thermiques,
- une bonne tenue mécanique et une mise en œuvre relativement aisée.

Il présente toutefois certains inconvénients :

- sensibilité mécanique aux fortes fluences neutrons (problème de la rupture fragile à basse température),
- γ de capture radiative énergétiques (jusqu'à 10 MeV).

Il est principalement utilisé :

- comme écran de protection contre les neutrons autour des réacteurs nucléaires (mais attention à ses propriétés diffusantes),
- comme écran de protection contre les γ à l'intérieur des cuves de réacteurs REP (protection thermique de la cuve) et dans de très nombreuses installations.

À noter : la présence de ce qui est communément appelé un « trou » dans la section efficace totale du fer (aux alentours de 23 keV, figure 12.3 extraite de la base de données de sections efficaces JENDL-3.2). Ceci se traduit par une relative transparence du fer pour les neutrons de cette énergie.

Les données physiques sont :

- masse volumique aciers : $7,80 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$;
- composition (hors impuretés) voir tableau 12.5 ;
- épaisseur dixième vis-à-vis des γ : voir le fer sur la figure 12.1 ;
- épaisseur dixième vis-à-vis des neutrons en terme de flux de particules :
 - spectre de fission (formule de Cranberg) : sans objet (jamais employé seul à ce titre),
 - spectre de réaction (α, n) : sans objet (jamais employé seul à ce titre) ;
- énergies des γ de capture radiative (voir tableau 12.6) (extrait de Jaeger, 1968, vol. I, p. 86) ;

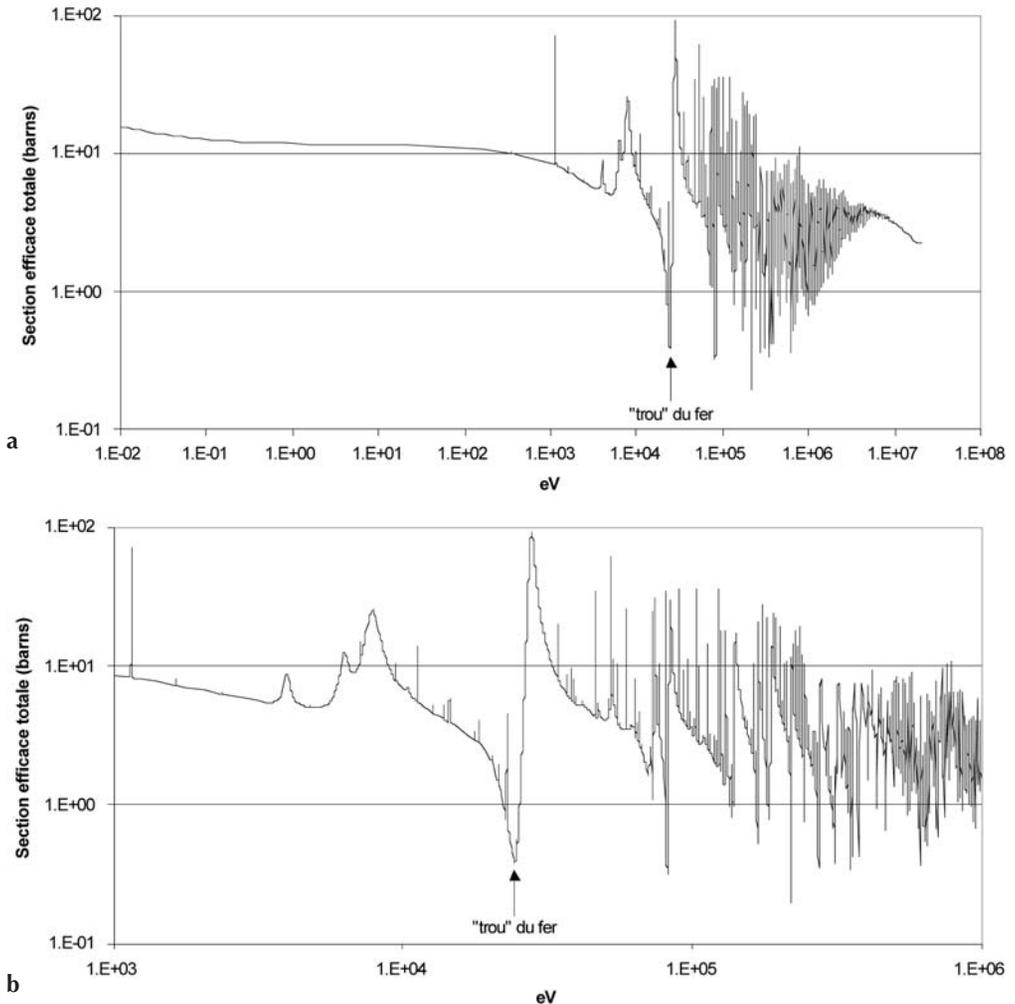


Figure 12.3. a) Section efficace totale du fer (JENDL32) ; b) détail.

– activation (voir tableau 12.4, figures 12.4 à 12.7) : l'acier considéré sur la figure 12.6 et les tableaux 12.7 à 12.9 est bien représentatif de la diversité des réponses suivant que l'on s'intéresse :

- aux doses reçues juste après l'arrêt d'une installation : prédominance du ^{56}Mn ,
- aux doses reçues lors d'opérations quelques mois après l'arrêt ou lors d'opérations de démantèlement : prédominance du ^{60}Co ,
- à l'activité de déchets : importance du ^{63}Ni au bout de 100 ans de refroidissement, émetteur β pur, ce qui est bien corrélé par les poids relatifs des puissances β et γ .

Le tableau 12.8 donne l'évolution :

- de l'activité d'un kg, ainsi que les contributions des principaux nucléides (contributions $> 1\%$),
- des puissances dissipées,

Tableau 12.5. Composition des aciers.

Élément	% en masse	Atomes · cm ⁻³
Acier non alliés		
Carbone	0,1 à 0,3	$7,82 \times 10^{20}$
Manganèse	0,5 à 1,5	$8,55 \times 10^{20}$
Silicium	0,2 à 0,6	$6,69 \times 10^{20}$
Fer	97,6 à 99,2	$8,27 \times 10^{22}$
Acier inoxydable (exemple : Z2 CN 18-10)		
Nickel	10	$0,79 \times 10^{22}$
Chrome	18	$1,63 \times 10^{22}$
Carbone	0,02	$0,78 \times 10^{20}$
Fer	72	$6,03 \times 10^{22}$

Tableau 12.6. Énergie des γ de capture radiative.

Énergie	Photons/100 captures		
	Fer	Chrome	Nickel
0-1 MeV	> 75	> 85	> 84
1-2 MeV	60	41	40
2-3 MeV	27	21	23
3-5 MeV	23	12	23
5-7 MeV	25	23	34
7-9 MeV	38	39	62
> 9 MeV	2,1	6,4	0,8
Énergie max.	10,16	9,716	8,997

– de la dose au contact d'un matériau semi-infini, ainsi que les contributions des principaux nucléides (contributions > 1%).

Remarque : le ^{180m}Ta est présent dans le tantale naturel (produit radioactif à très longue durée de vie), ce qui explique une activité initiale non nulle, cependant négligeable.

On remarque également sur le spectre γ associé (Figure 12.6) deux phénomènes assez courants :

- un ramollissement du spectre au cours du temps,
- une diminution nette de l'énergie dissipée.

Remarque sur le spectre γ associé : la figure 12.4 montre, à titre d'exemple, l'évolution de l'énergie γ dissipée au cours du temps pour l'acier, par groupe d'énergie. On note deux phénomènes :

- un ramollissement du spectre au cours du temps,
- une diminution nette de l'énergie dissipée.

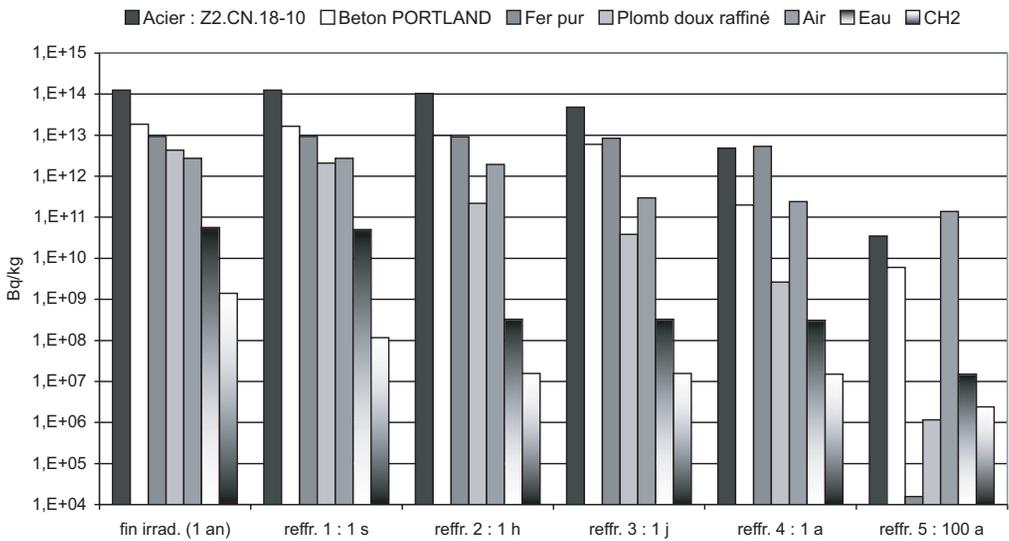


Figure 12.4. Activation d'un kg de matériau sous fort flux (flux cœur REP).

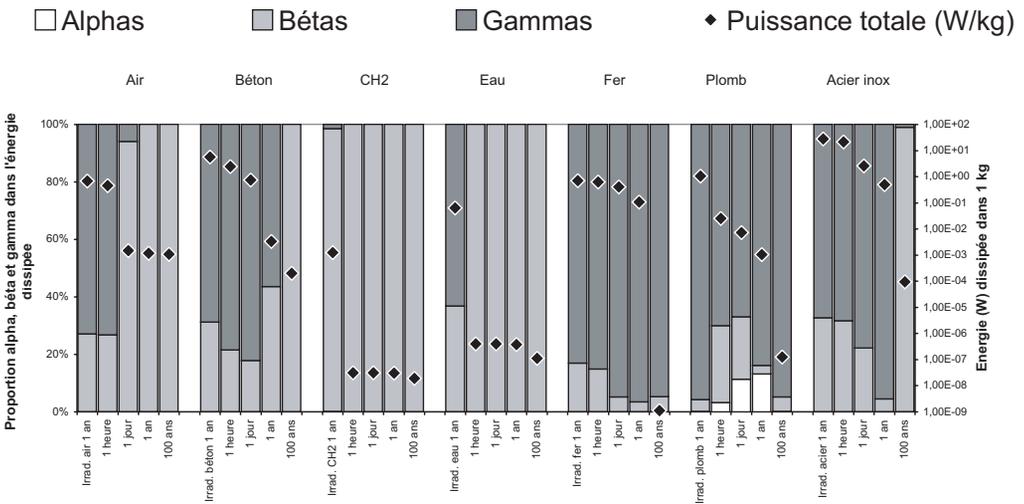


Figure 12.5. Variations et répartitions des puissances dissipées en fin d'irradiation et 1 heure, 1 jour, 1 an et 100 ans après la fin de l'irradiation.

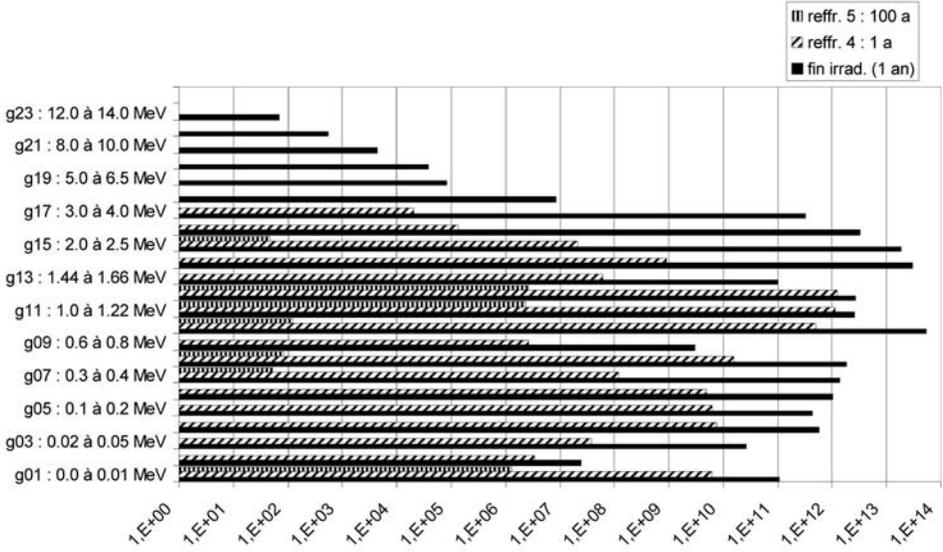


Figure 12.6. 1 kg d'acier – puissance γ en MeV/s par groupe d'énergie au bout d'un an d'irradiation et 1 et 100 ans de refroidissement.

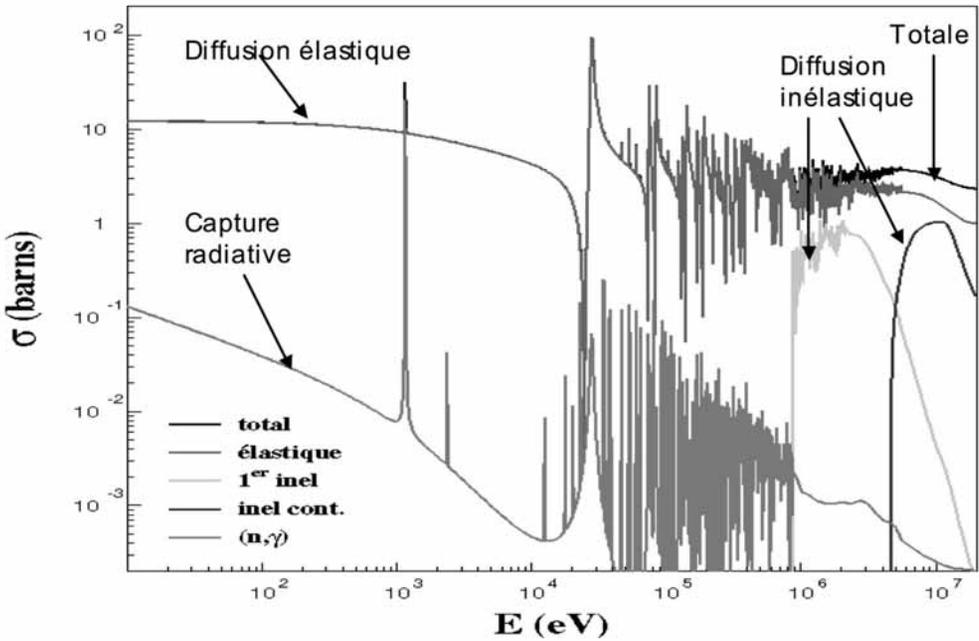


Figure 12.7. Réactions neutroniques sur le fer 56.

Tableau 12.7. Composition détaillée de l'acier inox Z2 CN 18-10 pour le calcul d'activation

Élément	% massique
B	0,0015
C	0,03
Si	1,00
S	0,03
P	0,04
Cr	18,50
Mn	2,00
Fe	66,7385
Co	0,08
Ni	10,50
Cu	1,00
Ta	0,08

Tableau 12.8. Activité de 1 kg d'acier inox Z₂, CN₁₈₋₁₀.

	déb. irradi.	fin irradi. (1 an)	refr. 2 : 1 h	refr. 3 : 1 j	refr. 4 : 1 a	refr. 5 : 100 a
Activité (Bq·kg)	-	$1,23 \times 10^{14}$	$1,02 \times 10^{14}$	$4,73 \times 10^{13}$	$4,82 \times 10^{12}$	$3,47 \times 10^{10}$
Nucléide						
⁵⁸ Co	-	3 %	4 %	8 %	2 %	-
^{58m} Co	-	2 %	2 %	-	-	-
⁶⁰ Co	-	-	-	2 %	19 %	-
^{60m} Co	-	4 %	-	-	-	-
⁵¹ Cr	-	21 %	26 %	54 %	-	-
⁶⁴ Cu	-	6 %	6 %	4 %	-	-
⁶⁶ Cu	-	1 %	-	-	-	-
⁵⁵ Fe	-	3 %	4 %	8 %	64 %	-
⁵⁹ Fe	-	-	-	1 %	-	-
⁵⁴ Mn	-	-	1 %	2 %	10 %	-
⁵⁶ Mn	-	49 %	45 %	-	-	-
⁶³ Ni	-	-	-	-	1 %	98 %
^{180m} Ta	100 %	-	-	-	-	-
¹⁸² Ta	-	1 %	1 %	3 %	3 %	-
¹⁸³ Ta	-	7 %	8 %	16 %	-	-

Tableau 12.8. Activité de 1 kg d'acier inox Z₂, CN₁₈₋₁₀. (...)

	déb. irradi.	fin irradi. (1 an)	refr. 2 : 1 h	refr. 3 : 1 j	refr. 4 : 1 a	refr. 5 : 100 a
Puissance α (mW)	-	$6,07 \times 10^{-2}$	$1,73 \times 10^{-18}$	$1,75 \times 10^{-18}$	$1,85 \times 10^{-18}$	$1,85 \times 10^{-18}$
Puissance β (mW)	$7,86 \times 10^{-17}$	$9,17 \times 10^3$	$6,87 \times 10^3$	$5,86 \times 10^2$	$2,20 \times 10^1$	$9,41 \times 10^{-2}$
Puissance γ (mW)	$3,51 \times 10^{-16}$	$1,89 \times 10^4$	$1,49 \times 10^4$	$2,05 \times 10^3$	$4,72 \times 10^2$	$1,02 \times 10^{-3}$
Puissance totale (mW)	$4,30 \times 10^{-16}$	$2,80 \times 10^4$	$2,17 \times 10^4$	$2,64 \times 10^3$	$4,94 \times 10^2$	$9,51 \times 10^{-2}$

Tableau 12.9. Débit de dose de 1 kg d'acier inox Z2CN18-10.

	déb. irradi.	fin irradi. (1 an)	refr. 2 : 1 h	refr. 3 : 1 j	refr. 4 : 1 a	refr. 5 : 100 a
Dose (μSv/h)	-	$3,33 \times 10^{10}$	$2,61 \times 10^{10}$	$2,96 \times 10^9$	$8,22 \times 10^8$	$1,63 \times 10^3$
Nuclide						
⁵⁸ Co	-	3 %	3 %	30 %	3 %	-
⁶⁰ Co	-	2 %	3 %	25 %	78 %	87 %
⁵¹ Cr	-	-	-	5 %	-	-
⁶⁴ Cu	-	-	-	2 %	-	-
⁵⁹ Fe	-	-	-	6 %	-	-
⁵⁴ Mn	-	-	-	8 %	13 %	-
⁵⁶ Mn	-	90 %	88 %	2 %	-	-
⁵⁹ Ni	-	-	-	-	-	13 %
^{180m} Ta	100 %	-	-	-	-	-
¹⁸² Ta	-	1 %	2 %	15 %	6 %	-
¹⁸³ Ta	-	-	-	8 %	-	-

12.2.3. Plomb (lead)

Le plomb est très utilisé pour les écrans γ (forte masse volumique, Z élevé).

Par contre, c'est un mauvais écran vis-à-vis des neutrons. En effet, le plomb, outre ses mauvaises capacités modératrices et sa très faible section efficace d'absorption thermique (170 mbarn), émet des γ de capture radiative de plus de 7 MeV et produit également des réactions (n, 2n) comme beaucoup de matériaux de Z > 50.

En ce qui concerne la mise en œuvre, le plomb nécessite en général un coffrage du fait de ces mauvaises propriétés mécaniques (même si on peut les améliorer en ajoutant de l'antimoine). On peut signaler de plus d'éventuels problèmes de retassures lors de la coulée, phénomènes qui se traduisent par des variations de la masse volumique de l'écran.

La prise en compte des opérations liées au démantèlement des installations conduit à privilégier des écrans en plomb non adhérent aux grandes structures fixes.

Les données physiques sont :

- masse volumique : $11,34 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$;
- composition (plomb doux raffiné), voir tableau 12.10 ; pour les éléments autres que le plomb, il s'agit de teneurs maximales (norme NF A 55-105) ;

Tableau 12.10. Composition du plomb.

Élément	% en masse	Atomes $\cdot \text{cm}^{-3}$
Plomb	99,97	$3,43 \times 10^{22}$
Bismuth	0,025	
Argent	0,0010	
Cuivre	0,0010	
Zinc	0,0010	
Fer	0,0010	
Cadmium	0,0003	
Antimoine (Sb)	0,0003	
Étain (Sn)	0,0003	
Arsenic (As)	0,0001	
As+Sb+Sn	0,0005	

- épaisseur dixième vis-à-vis de γ : voir le plomb sur la figure 12.1 ;
- épaisseur dixième vis-à-vis de neutrons en terme de flux de particules : sans objet (jamais employé seul à ce titre) ;
- énergies des γ de capture radiative : voir tableau 12.11 (extrait de Jaeger, 1968, vol. I, p. 86) :

Tableau 12.11. Énergie des γ de capture radiative.

Énergie	Photons/100 captures
0-1 MeV	0
1-2 MeV	0
2-3 MeV	0
3-5 MeV	0
5-7 MeV	7
7-9 MeV	93
> 9 MeV	0
Énergie maximale	7,38

- activation (voir tableau 12.4 et figures 12.4 et 12.5) : on peut faire le même type de remarques que pour l'acier du paragraphe précédent :
 - diversité des nucléides à considérer suivant les cas à traiter,
 - ^{204}Pb présent dans le plomb naturel.

12.2.4. Béton (concrete)

Le béton est un matériau très présent dans les installations (principales structures du génie civil). Il s'agit dans ce cas de béton dit léger, armé ou pas. L'épaisseur de ses structures, dimensionnée par des considérations externes à la radioprotection, est dans de nombreux cas suffisante vis-à-vis des problèmes de radioprotection.

Le béton est également un matériau de radioprotection à part entière (bétons spéciaux) :

- bétons lourds, chargés en fer ou baryum,
- bétons chargés en eau,
- bétons dopés en absorbants neutroniques (bore).

Pour calculer l'efficacité des structures et écrans vis-à-vis des neutrons, la teneur en eau garantie après utilisation est une donnée importante (sensibilité à la déshydratation).

Il existe, étant donné son caractère de matériau composite basé pour certains de ses composants sur un approvisionnement local, une quasi-infinité de compositions de bétons.

Les principales motivations de son utilisation comme écran sont :

- une bonne efficacité vis-à-vis des γ ,
- de bonnes caractéristiques vis-à-vis du ralentissement des neutrons rapides (quand il est chargé en éléments lourds), du ralentissement des neutrons épithermiques (quand il est chargé en eau) et de l'absorption des neutrons thermiques (quand il est chargé en absorbant),
- une bonne tenue mécanique.

Il est utilisé dans toutes les installations nucléaires (à l'exception de la plupart des types de réacteurs nucléaires de propulsion). Sous forme de béton lourd, il est utilisé pour les cellules chaudes et les piles piscines. Sous forme de béton chargé en absorbant, il est utilisé pour les installations présentant un risque de criticité.

Les données physiques sont :

- masse volumique béton standard (dit « Portland ») : $2,3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$;
- composition : voir tableau 12.12 (extrait de Jaeger, 1968 et catalogue PMDS Vol 1/1) ;
- épaisseur dixième vis-à-vis de γ : voir le béton sur la figure 12.1 ;
- épaisseur dixième vis-à-vis de neutrons en terme de flux de particules (valeur indicative) :
 - spectre de fission (formule de Cranberg) : 22 cm,
 - spectre de réaction (α, n) : 20 cm,
- énergies des γ de capture radiative : voir tableau 12.13 (extrait de Jaeger, 1968, vol. I, p. 85) ;
- Activation (voir tableau 12.4 et figures 12.4 et 12.5) : on peut faire le même type de remarques que pour l'acier et le plomb des paragraphes précédents :
 - diversité des nucléides à considérer suivant les cas à traiter,
 - le ^{40}K est présent dans la nature (béton, os...).

12.2.5. Uranium

Sous forme d'uranium appauvri (0,2 % d' ^{235}U), il s'agit d'un matériau utilisé dans des applications spécifiques (principalement des conteneurs de sources γ ou des irradiateurs médicaux).

Tableau 12.12. Composition du béton.

Élément	% en masse	Atomes · cm ⁻³
Hydrogène	0,5	$6,92 \times 10^{21}$
Oxygène	50,28	$4,50 \times 10^{22}$
Sodium	1,02	$6,20 \times 10^{20}$
Magnésium	0,54	$3,10 \times 10^{20}$
Aluminium	3,82	$1,97 \times 10^{21}$
Silicium	26,75	$1,33 \times 10^{22}$
Phosphore	0,03	$1,56 \times 10^{19}$
Soufre	0,25	$1,08 \times 10^{20}$
Chlore	0,03	$1,17 \times 10^{19}$
Potassium	1,14	$4,03 \times 10^{20}$
Calcium	10,92	$3,78 \times 10^{21}$
Titane	0,20	$5,74 \times 10^{19}$
Manganèse	0,03	$7,95 \times 10^{18}$
Fer	1,79	$4,43 \times 10^{20}$

Tableau 12.13. Énergies des γ capture radiative.

Énergie	Photons/100 captures		
	Silicium	Calcium	Aluminium
0-1 MeV	> 100	> 14	> 236
1-2 MeV	63	191	195
2-3 MeV	30	77	69
3-5 MeV	89	85	62
5-7 MeV	11	64	19
7-9 MeV	4,1	1,8	19
> 9 MeV	0,1	0	0
Énergie maximale	10,59	7,83	7,724

Oxygène : pas de γ de capture radiative. Fer : voir matériau fer. Hydrogène : voir matériau eau.

Les principales motivations de son utilisation comme écran sont :

- une masse volumique très élevée,
- de bonnes caractéristiques mécaniques.

Elle présente toutefois certains inconvénients :

- pyrophoricité (inflammation spontanée à l'air, à température ambiante).
- prix,
- présence de fissions en présence de flux neutronique, émetteur alpha,
- son utilisation requiert un cadre législatif.

Les données physiques sont :

- masse volumique : $18,78 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$,
- composition : voir tableau 12.14,
- épaisseur dixième vis-à-vis de γ : voir figure 12.1,
- épaisseur dixième vis-à-vis de neutrons en terme de flux de particules : sans objet,
- énergies des γ de capture : voir chapitre 8 sur les sources dans les réacteurs (γ de fission),
- activation : le cas de l'uranium, même appauvri, est à traiter de la même manière que le combustible (chapitre 8 sur les sources).

Tableau 12.14. Composition de l'uranium appauvri.

Élément	% en masse	Atomes $\cdot \text{cm}^{-3}$
^{238}U	99,8	$4,74 \times 10^{22}$
^{235}U	0,2	$9,63 \times 10^{19}$

12.2.6. Un matériau organique : le polyéthylène

Comme indiqué au paragraphe 12.1, il existe une multitude de matériaux d'origine organique, que ce soit des polyéthylènes, des silicones, des paraffines, des bitumes, des résines ou des bois imprégnés.

Leurs applications sont multiples, mais il s'agit en général d'écrans de faible taille ou provisoires. Plusieurs de ces matériaux sont bien adaptés au traitement des hétérogénéités et des chemins de fuites. La plupart sont plutôt des écrans neutroniques, mais leur caractère de matériaux composites permet souvent de les charger en éléments lourds type plomb, ce qui leur confère alors de bonnes caractéristiques vis-à-vis des γ .

La principale motivation de leur utilisation comme écran sont, en général, une aptitude à remplir des fonctions très spécifiques.

En corollaire, ils présentent comme inconvénients généraux :

- un coût parfois élevé,
- une mise en œuvre plus délicate dans les zones sous fort flux,
- des caractéristiques vis-à-vis des autres contraintes importantes (tenue au feu, à la température, non agressivité...) souvent médiocre,
- une difficulté pour le calculateur à connaître précisément les compositions.

Parmi cette multitude de matériaux, à titre exemplaire, le paragraphe suivant présente les caractéristiques du polyéthylène pur haute densité (CH_2), représentant d'une famille comportant des composés avec du bore, du plomb, du bore + plomb, du gadolinium.

Les données physiques sont :

- masse volumique : $0,95 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$;
- composition : voir tableau 12.15 ;
- épaisseur dixième vis-à-vis de γ : voir figure 12.1 ;

Tableau 12.15. Composition du polyéthylène.

Élément	% en masse	Atomes · cm ⁻³
Hydrogène	14,3	$8,18 \times 10^{22}$
Carbone	85,7	$4,08 \times 10^{22}$

– épaisseur dixième vis-à-vis de neutrons en terme de flux de particules (valeur indicative) :

- spectre de fission (formule de Cranberg) : 14,5 cm ;
- spectre de réaction (α , n) : 10 cm ;

– énergies des γ de capture radiative (extrait de Jaeger, 1968, vol. I, p. 85) :

- pour 100 captures sur l'hydrogène : environ 100 photons émis entre 2 et 3 MeV (énergie maximale : 2,23 MeV) ;
- pour 100 captures sur le carbone : environ 100 photons émis entre 3 et 5 MeV (énergie maximale : 4,95 MeV) ;

– activation (voir tableau 12.4 et figures 12.4 et 12.5) : le polyéthylène pur s'active très peu, les produits d'activation sont de période très brève. La puissance dissipée par rayonnement est très faible : de l'ordre de 1 mW · kg⁻¹ (rayonnement β) à la fin de l'année d'irradiation.

12.2.7. Air (20 °C, 1 bar)

L'air n'est pas un matériau de protection, mais il est néanmoins présent dans toutes les installations nucléaires (réacteurs spatiaux exclus).

Il est quasiment transparent aux rayonnements. Son principal effet vis-à-vis d'eux est lié à ses propriétés diffusantes (« effet de ciel » ou *skyshine*) qui peuvent conduire à contournement des protections.

Les données physiques sont :

- masse volumique : 0,001205 g · cm⁻³ ;
- composition : voir tableau 12.16 ;
- épaisseur dixième (à titre purement indicatif) :
 - γ de 1 MeV : 300 m,
 - γ de 1 MeV : 750 m,
 - neutrons (spectre de fission) : sans intérêt étant donné l'importance du phénomène de diffusion ;
- γ de capture radiative : sans objet ;
- activation (voir tableau 12.4 et figures 12.4 et 12.5) : l'activation de l'air se traduit principalement par l'apparition d'⁴¹Ar par réaction ⁴⁰Ar (n, γ) ⁴¹Ar (période : 1,827 heures) et de ¹⁴C par réaction ¹⁴N (n, p) ¹⁴C (période : 5 730 ans).

Tableau 12.16. Composition de l'air

Élément	% en volume	% en masse
N ₂	78,08	75,52
O ₂	20,95	23,15
Ar	0,93	1,28
CO ₂	0,03	0,046
Ne	$1,8 \times 10^{-3}$	$1,25 \times 10^{-3}$
He	5×10^{-4}	$6,9 \times 10^{-5}$
Kr	$1,1 \times 10^{-4}$	$3,2 \times 10^{-4}$
H ₂	5×10^{-5}	$3,5 \times 10^{-6}$

Références

- Baur A. (1985) *Protection contre les rayonnements – Aspects physiques et méthodes de calcul* (CEA).
- Catalogue PMDS (Protection – Manipulation – Détection – Sûreté), tome 1 : Écrans de protection contre les rayonnements ionisants ; vol. 1/1 : Écrans de protection contre les rayonnements γ ; vol. 1/2 : Écrans neutroniques de protection et de criticité.
- ISI/DIS 14152, Norme internationale (Projet), Écrans de protection neutronique – Principes de conception et éléments pour le choix de matériaux appropriés.
- Jaeger R.G. ed. (1968) *Engineering Compendium on Radiation Shielding*, (Springer-Verlag, Berlin) ; vol. I, *Shielding fundamentals and methods* ; vol. II, *Shielding materials* ; vol. III, *Shielding design and Engineering*.
- Pannetier R. (1966) *Contrôle des rayonnements ionisants et mise en œuvre des techniques de protection*, Vade me cum du technicien.
- Rockwell R. III ed. (1956) *Reactor shielding design manual*, (McGraw Hill Compagny Inc.). pp. 280-329.
- Tsilanizara A., Diop C.M. et al. (2000) DARWIN : An Evolution code system for a large range of applications, (Proceedings of the 9th International Conference on Radiation Shielding, Tsukuba, Japan, 1999), *Journal of Nuclear Science and Technology*, Suppl. 1, pp. 845-849.

13

Les dispositifs de protection contre la contamination interne

Marie-Line Perrin, Henri Maubert¹

Introduction

La prévention contre les risques nucléaires est fondée sur le concept de défense en profondeur et utilise la méthode des barrières pour maintenir le confinement des produits radioactifs. L'interposition en série de plusieurs barrières étanches entre la matière radioactive et le personnel d'exploitation et le public constitue ainsi les systèmes de confinement.

13.1. La méthode d'analyse de sûreté

L'analyse de la sûreté d'une installation nucléaire consiste à vérifier la validité du confinement dans tous les cas de fonctionnement envisageables et à examiner les possibilités de dissémination accidentelle hors de chaque barrière et à prévoir les moyens pour en limiter les conséquences.

Le caractère progressif de la sûreté résulte de l'existence de trois niveaux successifs mais non indépendants. Les deux premiers niveaux constituent la première ligne de défense. Le troisième niveau constitue la deuxième ligne de défense.

13.1.1. Premier niveau, la prévention

L'efficacité d'une barrière résulte :

- du choix des constituants ;
- de l'adaptation aux conditions de fonctionnement ;
- du maintien dans le temps des caractéristiques imposées.

13.1.2. Second niveau, la surveillance

La surveillance permet la mise en œuvre des actions correctives (en cas de dépassement de seuils fixés) pour revenir aux conditions normales de fonctionnement.

¹ En collaboration avec D. Peype pour les parties confinement des installations et protection individuelle, et avec O. Witschger pour la partie mesurage des aérosols.

13.1.3. Troisième niveau, l'action de sécurité

Il s'agit d'une action corrective visant, en cas de dépassement des limites technologiques, à limiter les émissions de produits radioactifs.

13.2. Système de confinement

Le système de confinement est constitué par un ensemble cohérent de barrières destinées à confiner des matières radioactives dans le but d'assurer la sécurité du personnel exploitant et du public. On distingue en général dans les usines et laboratoires deux systèmes de confinement.

Un premier système de confinement englobe les sources de contamination. Il a pour rôle d'éviter la dissémination dans les zones de circulation et dans l'environnement.

Un deuxième système de confinement qui englobe le premier, correspond aux zones de présences normales du personnel directement affecté aux travaux sous rayonnements. Il a pour rôle de limiter les conséquences d'une dissémination accidentelle :

- pour le personnel, en évitant son extension ;
- pour l'environnement, en évitant la dispersion dans les zones « non réglementées » et dans l'environnement.

Dans le cas des réacteurs, le système de confinement comporte trois barrières. On considère classiquement que la première barrière est constituée par la gaine du combustible, la deuxième par l'enveloppe du circuit primaire et la troisième par l'enceinte du bâtiment.

Les systèmes de confinement sont complétés par un système de surveillance qui a un rôle :

- d'alerte, permettant de limiter les conséquences de l'apparition d'un dysfonctionnement par l'évacuation du personnel par exemple ;
- d'évaluer les conséquences de la contamination ou des rejets, en permettant une estimation des doses ;
- et éventuellement d'envisager des mesures ou des actions complémentaires.

13.3. Zonage des installations pour le travail et l'intervention

Un bâtiment qui contient des matières radioactives doit être conçu et construit de telle manière que le personnel, le public et l'environnement soient protégés contre les rayonnements ionisants. Pour cela on interpose entre les sources et le personnel, puis l'environnement, plusieurs barrières de confinement successives, qui divisent l'intérieur du bâtiment en autant de zones, schématiquement concentriques, isolées les unes des autres et dans lesquelles le risque va en décroissant des sources vers l'extérieur.

On peut en distinguer essentiellement quatre, que la norme M 62-101 (les réacteurs nucléaires ne sont pas visés par cette norme) numérote de 4 à 1 par ordre de risque décroissant.

La zone 4 est constituée par l'intérieur des locaux ou des enceintes qui contiennent les sources. La zone 2 groupe les locaux où le personnel est appelé à travailler en permanence

(les barrières séparant les sources de la zone 2 doivent donc permettre ces conditions de travail). La zone 3 est intermédiaire entre les zones 4 et 2 et la zone 1, entre la zone 2 et l'extérieur.

Les barrières (confinement statique) sont constituées par les éléments de construction (murs, cloisons, parois, planchers, filtres, etc.) qui séparent les zones. Elles sont construites de telle sorte que le confinement ne risque pas de se trouver affecté même par des phénomènes naturels de faible probabilité (tremblements de terre, inondations, ouragans), par des chocs extérieurs (chutes d'avions, explosions, etc.), par les pannes ou défauts (rupture, usure entraînant la mise hors service, etc.), ou par les conséquences d'une erreur humaine.

Toutes dispositions doivent être prises pour qu'une rupture accidentelle de la première barrière n'entraîne aucune conséquence grave pour le personnel et les personnes du public.

La ventilation (confinement dynamique) maintient entre les zones des différences de pressions complétant l'étanchéité des barrières. Les accès d'une zone à une autre sont spécialement aménagés pour préserver cette étanchéité.

13.3.1. Le premier système de confinement dans les usines

Ce système de confinement est constitué par la première barrière « statique », complétée par un dispositif dynamique, la « ventilation procédé ».

La barrière « statique », qui est constituée par le matériel de procédé et ses canalisations, est extrêmement résistante à la corrosion. Cette condition est imposée par la difficulté de réparer, en cas d'avarie, un équipement fortement contaminé. La « ventilation procédé » assure le confinement dynamique par le maintien d'une dépression entre le matériel de procédé et l'extérieur. D'autre part, elle réalise un assainissement par le balayage des cuves et des conduits, et le transfert de la contamination non fixée vers les filtres procédés. Ceci limite ainsi l'accumulation des gaz de radiolyse susceptibles de provoquer des explosions chimiques.

La deuxième barrière statique est constituée par les limites des cellules en béton extrêmement résistantes où sont renfermés les équipements, par la face interne des boîtes à gants et des enceintes blindées. Elle se continue par les autres éléments qui reconstituent ainsi la continuité, comme les gaines de ventilation et les autres conduits. Cette barrière a un rôle limité au maintien du confinement hors accident mécanique d'origine externe. Elle est complétée par une barrière dynamique, assurée par la ventilation haute dépression ou moyenne dépression du bâtiment. Ce système de ventilation assure le confinement dynamique en maintenant la cellule en surpression par rapport aux appareils du procédé et en dépression par rapport aux locaux voisins qui appartiennent au deuxième système de confinement.

13.3.2. Le deuxième système de confinement dans les usines

Le deuxième système de confinement est constitué par la troisième barrière statique, complétée par un dispositif dynamique.

Prévu à la conception en tout point où la pérennité de la continuité du premier système de confinement ne peut être garantie, le confinement statique est une protection

supplémentaire de l'environnement. Il s'agit de dispositions constructives comme des salles autour des cellules actives, des sas, ou des systèmes de ventilation.

13.3.3. Le dispositif de confinement dynamique

Le confinement dynamique vise à obtenir grâce aux systèmes de ventilation une reprise des fuites inhérentes aux défauts de confinement statique et à les canaliser. Il est obtenu par les circuits de ventilation moyenne dépression ou basse dépression.

Vis-à-vis de l'environnement, le confinement dynamique permet :

- d'annuler les rejets incontrôlés ;
- de canaliser les effluents gazeux sur les filtres et les pièges pour les épurer ;
- de comptabiliser les rejets à la cheminée.

À l'intérieur de l'installation, le confinement dynamique permet :

- de garantir la non-dissémination dans les locaux non contaminables, en confinant la contamination au plus près de la source ;
- de limiter les conséquences pour ce qui concerne l'exposition externe (« irradiation ») et interne (« contamination ») du personnel ;
- de permettre un accès plus rapide et plus facile à proximité du matériel à entretenir, pour éviter qu'une situation ne se dégrade ;
- d'assurer une détection et une interprétation plus rapide de la nature et de la localisation d'une fuite radioactive.

13.3.3.1. Fonctions de la ventilation

La ventilation a des fonctions de confinement, d'épuration, de surveillance, d'assainissement ainsi que de confort.

Le *confinement* agit de façon dynamique (captage, entraînement, sens préférentiel d'écoulement de l'air, etc.) et/ou statique (filtres, conduits, etc.). Le confinement dynamique permet de pallier les défauts ou les ruptures du confinement statique constitué par les parois des locaux ; il est obtenu par un mouvement d'air s'écoulant avec une vitesse suffisante au passage des ouvertures, de façon à limiter les risques de rétrodiffusion de la contamination. Cette mise en mouvement de l'air est créée par la différence de pression existant entre les zones.

L'*épuration* concentre en des emplacements définis et contrôlés les poussières, aérosols, composés volatils, etc. en vue de leur collecte, leur traitement ou leur élimination (filtres, pièges, etc.).

La *surveillance* de l'installation organise des écoulements d'air de façon à permettre des mesures significatives à l'égard de la dissémination radioactive et de l'incendie. Les systèmes de ventilation peuvent également permettre l'amélioration de certaines mesures radiologiques dans les locaux en réduisant le bruit de fond dû à la radioactivité naturelle (radon).

L'*assainissement* de l'atmosphère des enceintes et locaux renouvelle l'air des volumes considérés, pour limiter le niveau de risque présenté par l'atmosphère.

Le *conditionnement* de l'atmosphère des locaux ou des enceintes assure le bon fonctionnement des appareils et est nécessaire pour la sûreté de certaines opérations dangereuses (par exemple l'élimination de gaz pouvant entraîner des risques d'explosion).

Le *confort* est assuré par le traitement de l'air, la régulation de la température et du taux d'humidité de l'atmosphère des locaux, afin d'y maintenir des conditions climatiques adaptées au travail.

Les cinq premières fonctions sont des fonctions de sûreté.

La recherche de l'obtention des conditions optimales de confort a, indirectement, une fonction de sûreté car elle permet de réduire les risques pouvant être induits par des conditions climatiques inadaptées.

13.3.3.2. Choix des dépressions

Compte tenu de l'importance comparée des effets de vent sur les façades, des effets thermiques de « cheminée » et des fluctuations attendues sur les dépressions dans les locaux, les valeurs du tableau 13.1. sont généralement adoptées dans le Groupe CEA.

Tableau 13.1. Dépressions adoptées dans le groupe CEA.

Zone 1	Pression atmosphérique
Zone 2	80 Pa à 100 Pa
Zone 3	-120 Pa à -140 Pa
Zone 4	-220 Pa au minimum par rapport à l'extérieur et au moins 50 Pa entre les zones 3 et 4

Ces valeurs prennent en compte les effets thermiques généralement rencontrés ($0,04 \text{ Pa} \cdot ^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$ linéaire), la précision des mesures de dépression (1,5 Pa), l'influence des variations de pression dues aux fluctuations des systèmes de régulation des pressions (5 Pa) et les fluctuations des pressions dues aux fluctuations permanentes des débits d'air (2,5 Pa).

13.3.3.3. Choix des débits

Les débits extraits des locaux sont choisis pour respecter les objectifs assignés à la ventilation nucléaire :

- *garantir* un confinement en assurant une cascade de dépression ;
- *assurer* l'assainissement en prenant en compte les risques et les contraintes spécifiques. La ventilation permet aussi l'élimination des effluents dangereux ou présentant un risque de corrosion ou d'explosion, comme les produits de combustion dans le cas d'un incendie ;
- *assurer* le maintien d'une température acceptable dans le cas d'un procédé dissipant une grande quantité de chaleur.

Dans la pratique, on se fixe souvent une valeur du débit extrait qui correspond à un taux de renouvellement prédéfini et on vérifie que toutes les autres contraintes sont satisfaites. La valeur préconisée du taux de renouvellement horaire a beaucoup évolué depuis les débuts de l'industrie nucléaire, en diminuant considérablement. Si des valeurs de 10, voire de 20, ont été retenues pour des cellules fortement contaminées, les valeurs actuelles sont beaucoup plus faibles, souvent de 1 pour les boîtes à gants où l'on manipule des poudres.

Les valeurs élevées (10 à 20) sont réservées à l'assainissement des boîtes à gants où l'on manipule du tritium et où la limitation de la diffusion du tritium dans les locaux ne peut être assurée que par un abaissement de la teneur en tritium dans les boîtes.

13.3.3.4. Ventilation par famille dans les usines

Ce découpage est basé sur les risques liés à l'irradiation et à la contamination. Dans le souci d'optimiser la conception des réseaux de ventilation, et grâce à l'expérience d'exploitation des installations anciennes, il a été introduit une nouvelle classification en fonction des seuls risques liés à la dissémination de la contamination. Cette classification est basée sur l'estimation par l'exploitant des niveaux prévisibles de contamination atmosphérique des locaux, en condition normale de fonctionnement et en situation accidentelle plausible (susceptible de se produire quelques heures par an). Six familles ont ainsi été déterminées, en utilisant comme référence les niveaux de contamination cités dans l'arrêté du 7 juillet 1977, et en se fondant sur les conséquences des contaminations envisagées. Cette classification est présentée dans le tableau 13.2.

Tableau 13.2. Classement par famille.

Famille	Contamination permanente admissible < LDCA)	Contamination accidentelle maximale (LDCA)
I	0	0
IIA	≤ 1	≤ 80
IIB	≤ 1	≤ 4 000
IIIA	≤ 80	≤ 4 000
IIIB	≤ 4 000	≥ 4 000
IV	> 4 000	>> 4 000

LDCA : Limite dérivée de concentration dans l'air pour les travailleurs.

La compatibilité entre les zones « Norme » et les familles est représentée dans le tableau 13.3.

Tableau 13.3. Correspondance entre les familles et les zones.

Famille zone	I	IIA	IIB	IIIA P	IIIB	IV
Zone 1	P	I	I	I	I	I
Zone 2	P	P	NR	I	I	I
Zone 3	P	P	P	NR	NR	I
Zone 4	NR	P	P	P	P	P

P = possible. I = impossible. NR = non recommandé et doit faire l'objet d'une justification.

L'intérêt essentiel du classement en famille est de proposer pour chaque zone formée de locaux classés dans la même famille et présentant un niveau de risque de contamination équivalent, un schéma type de ventilation.

On associe à chaque famille des prescriptions sur :

- le nombre de niveaux de filtration que l'on doit trouver en aval des locaux ;
- la possibilité ou non d'une ventilation par transfert ;
- les exigences sur ces transferts ;
- la protection biologique à associer aux filtres susceptibles de devenir irradiants ;
- le changement d'un filtre, qui peut s'opérer dans certains cas avec une interruption temporaire de la fonction filtration.

Les réseaux d'extraction

Il est indispensable, pour la sûreté d'exploitation des installations, de prévoir à la conception plusieurs réseaux d'extraction séparés. L'expérience d'exploitation des usines a montré qu'il est judicieux d'envisager :

- un réseau de type A destiné à extraire l'air des familles I. Il est possible de prévoir un rejet local sans filtration ;
- un réseau de type B destiné à extraire l'air des familles IIA. Il est nécessaire de prévoir un niveau de filtration THE (très haute efficacité) avant rejet en cheminée ;
- un réseau de type C destiné à extraire l'air des familles IIB et IIIA. Il est nécessaire de prévoir deux niveaux de filtration THE avant rejet en cheminée ;
- un réseau de type D destiné à extraire l'air des familles IIIB et IV. Il est nécessaire de prévoir :
 - pour la famille IIIB (zone 4) une filtration locale (1 ou 2 étages) THE avec protection,
 - pour la famille IV (zone 4) une filtration locale à 2 étages THE avec protection γ , ou une filtration locale à 1 étage et protection γ si le local comporte un traitement interne spécifique de l'air ambiant avant filtration THE ;
 - et dans les deux cas une filtration THE en centrale ;
- une ventilation procédé.

13.3.3.5. Ventilation par transfert

On peut assurer le confinement dynamique des locaux en utilisant une ventilation par transfert. Le principe général est d'utiliser de gros débits, de souffler dans les locaux non contaminés (zones de circulation) et d'extraire dans les locaux contaminés. Un calcul préalable des sections de passage de l'air entre les locaux où l'air circule par transfert permet de répartir les débits entre différents cheminements et de ventiler plusieurs séries de locaux en parallèle.

Si cette solution conduit à une conception des réseaux de ventilation très simple, ce principe présente un défaut majeur lorsque l'on contrôle mal la répartition des débits d'air, et en particulier lorsque l'on ne peut garantir l'étanchéité des traversées mal rebouchées, ou que l'on ne peut obtenir du personnel d'exploitation que les portes qui sont considérées comme fermées lors de l'étude de conception sont effectivement toujours fermées en exploitation.

13.4. Captage de contamination

Les mécanismes existant à proximité d'une bouche d'extraction suffisent à expliquer que, en raison de la rapide décroissance de la vitesse avec la distance (loi sensiblement en $1/x^2$), les efficacités de captation sont en général faibles. La vitesse de l'air à proximité d'une bouche d'extraction devient rapidement de l'ordre de grandeur des vitesses associées aux turbulences de l'atmosphère « calme » (quelques $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$). C'est encore plus vrai s'il existe à proximité des panaches thermiques. Il est impossible de garantir la captation si les vitesses de déplacement de l'air créées par la bouche d'aspiration sont plus faibles que les perturbations au niveau de la source de pollution.

13.4.1. Principe de captation

Le système de captage choisi doit :

- envelopper la zone de production de la contamination ;
- placer la bouche d'extraction au plus près de la source ;
- utiliser dans son principe les mouvements naturels de l'air ;
- capter vers le haut si le procédé dégage de la chaleur ;
- aspirer dans le sens de la production des particules si le procédé crée des particules animées d'une grande vitesse initiale (découpe par exemple) ;
- capter avec une vitesse suffisante, ce qui est une condition difficile à remplir s'il faut capter des gaz chauds qui ont une grande vitesse ascensionnelle. Si le panache est déjà développé, ceci conduit à utiliser de gros débits, puisque la vitesse de l'air dans la hotte doit être au moins égale à la vitesse ascensionnelle du panache, sous peine de voir le panache « déborder » de la hotte ;
- avoir prévu, à la conception, la compensation de l'air extrait, pour ne pas perturber les autres systèmes de captation, ou ne pas provoquer des entrées d'air non désirées par les ouvertures (de l'extérieur par exemple, ce qui est particulièrement déplaisant en hiver) ;
- avoir des conduits de rejet à l'extérieur suffisamment dégagés au-dessus du bâtiment pour éviter les recyclages.

13.4.2. Principaux systèmes de captation

Les principaux systèmes assurant une captation ou un confinement sont :

- le rideau d'air ;
- la hotte simple ;
- la hotte ventilée avec paillasse (« Sorbonne ») ;
- la hotte ventilée à flux dirigé (« Sorbonne nouvelle génération ») ;
- la hotte à flux laminaire ;
- la boîte à gant.

13.4.2.1. Rideau d'air

Le rideau d'air est utilisé pour séparer deux régions par un obstacle immatériel, et éviter la dissémination de la contamination entre les deux zones.

Le rideau d'air est généralement un jet plan d'air propre, qui s'écoule en séparant deux zones entre lesquelles on veut éviter la dissémination de la contamination. Si la largeur de la fente de soufflage et la vitesse initiale sont suffisantes, le noyau du jet a une longueur supérieure à la largeur de la section mettant les deux zones à isoler en communication, et la contamination ne peut plus traverser cette barrière immatérielle.

13.4.2.2. Hotte ventilée

Ces hottes sont généralement en matière plastique (PVC), avec une face avant relevable en verre trempé ou en polyméthacrylate de méthyle. L'aspiration se fait en partie arrière grâce à un ventilateur incorporé ou par raccordement à une gaine d'extraction et un ventilateur reporté en toiture. Les débits d'aspiration sont supérieurs à $1000 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, ce qui impose de prévoir une compensation en air neuf si plusieurs hottes existent dans un même local.

L'utilisation d'une hotte ventilée pose quelques problèmes de sécurité d'emploi décrits ci-dessous :

– Il est nécessaire de réduire autant que faire se peut la section d'ouverture. En effet on ne contrôlera la vitesse de passage au niveau de l'ouverture, et donc l'impossibilité d'une rétrodiffusion que si l'on crée une perte de charge de part et d'autre de l'ouverture, et donc un gradient de pression.

– Il est nécessaire de ne pas perturber les écoulements au niveau de l'ouverture. L'efficacité de captation des hottes est très diminuée par la présence de courants d'air latéraux qui perturbent les écoulements au niveau de l'ouverture. Si une forte turbulence fait pénétrer un important volume d'air extérieur dans la hotte, le même volume d'air intérieur, puisque le débit d'aspiration est constant, va sortir en un point différent de l'ouverture et risque de provenir des zones contaminées et donc de provoquer une dissémination.

– Il est nécessaire de ne pas perturber les écoulements au niveau de l'ouverture. Ceci arrive lorsqu'un obstacle matériel est interposé dans l'écoulement. C'est malheureusement le cas de l'opérateur travaillant devant la hotte. La portée d'une bouche d'aspiration, à laquelle on peut assimiler l'ouverture de la hotte, doit être limitée à un diamètre de bouche (vitesse réduite d'un facteur 10). Ceci signifie aussi qu'un obstacle situé à une distance supérieure à la hauteur de l'ouverture (« largeur de la fente ») n'aura pas d'influence. Par contre, s'il est placé à une distance plus courte, il se trouvera dans la zone où la vitesse d'entraînement de l'air est notable et non uniforme, et donc où il existe un gradient de potentiel. Il va donc perturber les écoulements, jusqu'à inverser le sens du gradient, donc inverser le sens de circulation de l'air.

13.4.2.3. Hotte ventilée à flux dirigé

Ces équipements ont le même aspect extérieur que les précédents, mais à la simple aspiration à l'intérieur de la hotte est substitué un système plus complexe, mais plus efficace, associant un jet directeur, qui aspire la contamination par l'effet d'induction qu'il engendre, et une aspiration, qui extrait l'air contaminé. Certaines hottes sont conçues pour apporter directement à l'intérieur de la hotte l'air de compensation, ce qui fait qu'il n'y a plus d'aspiration au niveau de l'ouverture, donc plus d'emprunts à l'air de la pièce, ce qui supprime la sensibilité aux courants d'air extérieurs.

On cherche dans ces hottes à mettre en œuvre deux phénomènes :

- profiter de l'effet d'induction pour aspirer et entraîner la contamination ;
- ne pas provoquer d'aspiration de l'air de la pièce de travail au niveau de l'ouverture de la hotte.

La réalisation varie avec les solutions mises en œuvre par les fabricants. La hotte peut être laissée en permanence en position ouverte, car il n'y a pas d'aspiration de l'air de la pièce et la vitesse de l'air au niveau de l'ouverture est très faible. À l'avant et au niveau de l'ouverture, dirigé vers le haut et incliné vers l'arrière, on crée un jet d'air plan sur toute la largeur de la hotte. Ce jet est alimenté par de l'air neuf qui peut provenir du réseau de soufflage ou d'un ventilateur auxiliaire, avec prise d'air en dehors de la pièce. Ce jet et le flux induit sont extraits par une aspiration située en face du jet, en partie haute vers le fond. Dans certaines réalisations, des soufflages annexes apportent l'air entraîné par induction, pour que la vitesse de passage soit nulle à l'ouverture de la hotte. Toute contamination émise depuis le plan de travail ne peut sortir de la hotte, car elle doit traverser le noyau du jet. Il en est de même des panaches thermiques, dont la vitesse ascensionnelle n'est pas suffisante pour traverser le jet à cause de l'induction et de la dilution dans le flux soufflé.

13.4.2.4. Hotte ventilée à flux laminaire

La hotte à flux laminaire représente une autre variante, associant la configuration de la hotte à la notion de rideau d'air dont on utiliserait le noyau (zone d'écoulement à potentiel) pour garantir la pureté du procédé vis-à-vis de l'extérieur.

Ces hottes sont devenues d'usage courant dans les laboratoires de biologie, en micro-électronique et plus généralement dans tous les cas où il est nécessaire de travailler en milieu propre.

Le principe mis en œuvre est celui d'un écoulement laminaire, souvent vertical et descendant, sur toute la section de la hotte. Le flux est repris et souvent recyclé après filtration. Le procédé est placé dans le « noyau », c'est-à-dire dans l'écoulement d'air préalablement filtré, donc à l'abri de toute contamination.

13.4.2.5. Boîte à gants

Une enceinte de confinement, isolant complètement le procédé par une barrière matérielle (parois prolongées par les gants pour assurer la manipulation), et complétée par un confinement dynamique mettant généralement la boîte en dépression par rapport à l'extérieur, s'impose quand le risque lié à la dissémination de la contamination devient notable, ou que le procédé doit rester à l'abri de la contamination atmosphérique ou à l'abri de l'air (poudre pyrophorique ou craignant l'humidité).

Lorsque le confinement devient une exigence, le recours à une enceinte de confinement s'impose. La boîte à gants est la solution la plus courante.

Les boîtes à gants ont des formes très diverses. Elles peuvent être en matière plastique (PVC) ou métalliques. Elles comportent un ou plusieurs panneaux transparents (verre trempé ou polyméthacrylate de méthyle). Elles peuvent être constituées de panneaux assemblés, ou au contraire être monobloc, collées ou soudées.

Les boîtes à gants sont maintenues en dépression par des dispositifs de régulation qui assurent aussi une fonction de sécurité en maintenant un débit d'air, dit de « sécurité » aux ouvertures en cas d'incident comme un arrachage ou un percement de gant.

Les transferts de matière dans et hors de la boîte se font avec des dispositifs garantissant l'absence de dissémination : transfert sous sac soudable, ou système connu sous le nom de « double porte transfert étanche » (DPTE).

13.5. Prévention individuelle

13.5.1. Appareils de protection des voies respiratoires

L'utilisation d'un appareil de protection respiratoire est nécessaire chaque fois qu'une personne doit intervenir dans une ambiance polluée par des gaz, des vapeurs, des aérosols solides ou liquides, ou en un lieu où la teneur en oxygène est anormalement basse.

Le choix d'un appareil de protection respiratoire doit être bien adapté aux conditions d'utilisation et en particulier :

- à la nature et aux caractéristiques toxicologiques des polluants ;
- à la concentration dans l'atmosphère des lieux de travail ;
- aux impératifs physiques et physiologiques du travail à effectuer.

13.5.1.1. Appareils respiratoires filtrants

Définition

Ce type d'appareils de protection des voies respiratoires est constitué d'un couvre-face et d'un dispositif d'épuration de l'air inhalé. Le couvre-face complet recouvre les yeux, le nez, la bouche et le menton.

• *Facteur de protection.* On appelle facteur de protection d'un couvre-face le rapport de la concentration ambiante du polluant à sa concentration à l'intérieur du couvre-face, les valeurs de concentrations prises en compte étant les valeurs moyennes pendant la durée de l'essai.

Le facteur de protection moyen, vis-à-vis des aérosols, d'un couvre-face complet et équipé d'une cartouche filtrante munie d'un étage filtrant de classe P3 (lorsque le couvre-face est adapté au visage du porteur, les brides correctement réglées et l'utilisateur ne portant ni barbe, ni lunettes à branches épaisses) doit être supérieur à 500.

Utilisation

L'appareil doit être équipé d'une cartouche adaptée aux polluants et non saturée dans le cas des gaz.

- *Cas des poussières.* Dans le cas des poussières le port de l'appareil filtrant est admis :
 - pour une concentration atmosphérique inférieure à 10 LDCA ;
 - pour une concentration atmosphérique comprise entre 10 et 100 LDCA, sous réserve d'une vérification supplémentaire de son étanchéité par une personne qualifiée et du contrôle de son utilisation correcte.
- *Cas des gaz.* Dans le cas des gaz gazeux, le port de l'appareil filtrant est admis pour une concentration atmosphérique inférieure à 10 LDCA, sous réserve d'une vérification de son étanchéité par une personne qualifiée et du contrôle de son utilisation correcte.

- **Interdiction.** Le port de l'appareil filtrant est interdit :
 - dans les atmosphères suspectes où ne sont connues ni la concentration en oxygène ni la concentration et la nature des polluants ;
 - dans les atmosphères dont la composition peut varier de manière incontrôlée (dégagement brutal de gaz, etc.) ;
 - dans les atmosphères dont la concentration en oxygène est inférieure à 19 % en volume ;
 - en présence de polluants gazeux pour lesquels la cartouche filtrante utilisée est inefficace, c'est-à-dire inadaptée ou saturée (gaz rares, oxyde de carbone, anhydride carbonique, tritium) ;
 - en présence d'atmosphère immédiatement dangereuse pour la vie, lorsque la concentration en polluants est au-dessus des limites fixées ;
 - dans les endroits confinés ou équipés de moyens de ventilation insuffisants (cuves, réservoirs, puits et galeries) ;
 - en présence de polluants pouvant pénétrer par la peau.

Durée maximale du travail

Elle est fixée à quatre heures par journée de travail. Un dépassement d'une heure est toléré sous réserve qu'il reste exceptionnel. Il est souhaitable que cette durée soit fractionnée en cas d'activité physique importante.

Avec une tenue vinyle scotchée, le port de l'appareil filtrant est fixé à une heure par jour de travail. Un dépassement d'une demi-heure est toléré sous réserve qu'il reste exceptionnel.

Contrôle et entretien

Ceux-ci sont réalisés préalablement à leur mise en service, périodiquement ou à la demande.

13.5.1.2. Appareils respiratoires isolants à adduction d'air

Définition

Ce type d'appareil s'adapte sur un couvre-face équipé d'une cartouche filtrante à embout fileté.

Il est constitué d'une soupape à la demande et d'un dispositif de réglage de débit.

Il est alimenté en air respirable moyenne pression (7 bar) provenant d'une source qui peut être soit le réseau d'air respirable, soit un compresseur mobile, soit des bi-bouteilles à haute pression de 46 litres équipées d'un détendeur.

Utilisation

Les appareils isolants, à adduction d'air comprimé, qui présentent une garantie de surpression dans le couvre-face (permanence d'alimentation en air respirable ou secouru par bouteille) ne présentent pas d'interdictions ni de limites d'utilisation.

La durée maximale du travail en appareil isolant à adduction d'air comprimé est fixée à quatre heures par journée de travail. Un dépassement d'une heure est toléré sous réserve qu'il reste exceptionnel. Il est souhaitable que cette durée soit fractionnée en cas d'activité physique importante.

Le contrôle et l'entretien périodique des appareils respiratoires isolants, à adduction d'air comprimé, sont réalisés préalablement à leur mise en service, périodiquement ou à la demande.

13.5.1.3. Appareils autonomes

Définition

Ce type d'appareil de protection des voies respiratoires permet d'alimenter le couvre-face du porteur en gaz respirable à partir d'une réserve d'air ou d'oxygène portée par l'utilisateur.

On distingue deux catégories d'appareils :

- les appareils isolants autonomes, à air comprimé, à circuit ouvert ;
- les appareils isolants autonomes, à oxygène, à circuit fermé.

La constitution des appareils est fonction des modèles d'appareils choisis. De même, leur autonomie dépend de la nature et du volume de gaz disponible, de l'activité et de l'entraînement du porteur.

Utilisation

Ces appareils fonctionnent en surpression, ils sont utilisables quelles que soient la nature et la concentration du polluant atmosphérique.

La durée d'utilisation doit être limitée en fonction du poids et de l'autonomie de l'appareil ; toutefois, elle ne devra pas dépasser 4 heures dans les conditions normales de travail. Il est souhaitable que cette durée soit fractionnée en cas d'activité physique importante.

Le contrôle et l'entretien périodique des appareils respiratoires isolants autonomes sont réalisés préalablement à leur mise en service, périodiquement ou à la demande.

13.5.1.4. Vêtements non ventilés perméables

Définition

Ce sont des vêtements de protection confectionnés en matériaux perméables tissés ou non tissés, dépourvus de dispositif de ventilation intérieure.

Ces vêtements assurent la protection corporelle mais pas celle des voies respiratoires. Ils peuvent être réalisés en une seule pièce ou en plusieurs éléments assemblés (veste, pantalon, gants, bottes, etc.).

Avantages

En fonction du degré d'étanchéité procuré (vêtement réalisé d'une seule pièce ou assemblé par ruban adhésif), ces vêtements offrent une bonne protection du corps contre les contaminations de surface provoquées par des substances solides ou éventuellement liquides et dans une moindre mesure contre les projections de liquides et contre les contaminants atmosphériques particuliers.

Ils sont faciles à mettre en œuvre, relativement bon marché et confortables.

Les vêtements en coton ou mélange coton plus fibres synthétiques peuvent supporter de fréquentes décontaminations par des processus de lavage industriel, y compris la stérilisation par ébullition.

Les vêtements réalisés en matériau non tissé sont considérés comme jetables.

Inconvénients

Selon la nature du matériau (tissé ou non tissé) ces vêtements offrent une protection faible ou moyenne contre les projections de liquides et sont contre-indiqués dans les atmosphères fortement polluées par des contaminants atmosphériques particuliers et gazeux.

Certains matériaux ne permettent pas l'évaporation sudorale et procurent une contrainte thermique importante.

Utilisation

Ces vêtements conviennent pour la protection contre les contaminations de surface non fixées (solides ou dans certaines conditions liquides) et éventuellement lorsqu'il y a un risque de faible contamination particulaire, et pour certains matériaux contre les projections de liquides.

Toutefois, leur durée d'utilisation est conditionnée par les contraintes thermiques occasionnées par les différentes tenues utilisées (en particulier celles confectionnées en matériaux synthétiques).

Durée maximale de travail

La durée maximale de travail n'est liée qu'à l'inconfort physique et à la contrainte thermique occasionnée par le port de certains types de tenues.

Lorsque ces vêtements sont associés à des dispositifs complémentaires de protection des voies respiratoires (appareils filtrants ou appareils respiratoires autonomes), on se conformera aux impératifs spécifiques à ces dispositifs.

13.5.1.5. Vêtements non ventilés imperméables

Définition

Ce sont des vêtements de protection confectionnés en matériaux imperméables en film thermoplastique souple type PVC ou similaire, dépourvus de dispositif de ventilation intérieure.

Ces vêtements assurent la protection corporelle mais pas celle des voies respiratoires. Ils peuvent être réalisés en une seule pièce ou en plusieurs éléments assemblés (veste, pantalon, gants, bottes, etc.).

Avantages

Ils sont généralement moins encombrants et plus légers que les vêtements ventilés pressurisés.

Leur mise en œuvre est facile, l'habillage et le déshabillage sont simplifiés.

Ils assurent une bonne protection du corps contre les contaminations de surface non fixées provoquées par des substances solides ou liquides, même étendues, et contre les projections de liquides.

Ils offrent une protection acceptable contre la pollution atmosphérique particulaire, lorsque le niveau n'est pas trop élevé.

Ils sont bon marché et sont considérés comme jetables.

Ils ne présentent pas de contrainte due à une tuyauterie d'alimentation en air respirable.

Ces vêtements n'ont pas de ventilation intérieure et comme ils sont réalisés en matériau imperméable, ils ne permettent pas l'évaporation sudorale, donc ceci impose à leurs

porteurs, par blocage de leur thermorégulation cutanée, une contrainte thermique qui, même pour des travaux de puissance modérée, nécessite une limitation du temps de travail effectif.

Cette contrainte est accrue par l'utilisation d'un appareil respiratoire filtrant.

Ces vêtements n'offrent pas de protection contre les polluants gazeux et le tritium.

Utilisation

L'usage de ces vêtements est normalement réservé aux situations qui impliquent une concentration en polluants atmosphériques dont le niveau n'est pas trop élevé ou des surfaces contaminées restreintes ou étendues, ou à la protection contre les risques de projections de liquides.

Lorsqu'il y a un risque de contamination atmosphérique, leur usage est associé au port d'un équipement de protection des voies respiratoires.

La contrainte thermique, dépendant de la température ambiante, limite la durée de leur port. Dans de nombreux cas, ces vêtements peuvent être avantageusement remplacés par des vêtements ventilés-pressurisés.

La durée maximale de travail en vêtement non ventilé, réalisé en matériau imperméable est fonction du type d'équipement de protection des voies respiratoires associé, des conditions de température ambiante, de l'activité physique du porteur, etc.

Ces durées sont fixées comme suit, par journée de travail, et sans accord médical préalable :

- 1 heure si la tenue est associée à un appareil respiratoire filtrant ;
- 1 heure 30 si la tenue est associée à un appareil respiratoire isolant, à adduction d'air comprimé.

Il faut noter que ces durées de travail s'entendent non compris le temps d'habillage et de déshabillage. Un dépassement d'une demi-heure est toléré sous réserve qu'il reste exceptionnel.

Pour toute intervention en tenue non ventilée, réalisée en matériau imperméable, qui risque de durer d'une façon continue, au-delà des limites fixées, un accord médical spécial préalable est indispensable.

Ces conditions sont valables pour un travail d'intensité modérée, effectué à un poste de travail où la température ne dépasse pas 25 °C. Elles doivent être minorées en cas de travail physique intense, de l'exécution d'un travail nécessitant une attention extrêmement soutenue ou en cas d'une température ambiante plus élevée.

Dans certaines configurations spéciales, il peut être mis en œuvre des vêtements réalisés en matériau perméable (en tissé ou non tissé) auxquels on associe un dispositif de ventilation intérieure.

Ce dispositif de ventilation intérieure n'a pour seul but que d'assurer le confort thermique de l'opérateur : les caractéristiques de protection contre la contamination surfacique, contre les projections de liquides, ou contre la contamination atmosphérique demeurant les mêmes que celles du type de vêtement de protection choisi.

Les critères d'utilisation de ces vêtements sont les mêmes que ceux de la catégorie « vêtements non ventilés, réalisés en matériau perméable ».

13.5.1.6. Vêtements ventilés

Définition

Un vêtement ventilé pressurisé est un vêtement de protection étanche.

Il est confectionné dans un matériau imperméable, équipé d'un dispositif d'alimentation en air comprimé moyenne pression (2 à 10 bar) fournissant l'air respirable au porteur et assurant la ventilation intérieure de ce vêtement et une surpression comprise entre 1 et 3 mbar dans les conditions indiquées dans la norme ISO 8194.

Le but premier du vêtement ventilé-pressurisé est d'isoler intégralement l'utilisateur de l'ambiance polluée. Cet effet est obtenu par une continuité aussi parfaite que possible des éléments constituant le vêtement et par une circulation d'air en surpression qui s'oppose à l'entrée des polluants à l'intérieur du vêtement.

Ces vêtements assurent une excellente protection du corps contre les projections de liquides et contre des contaminations de surface non fixées, provoquées par des substances solides ou liquides.

Selon leur classe de protection, ils offrent un facteur de protection plus ou moins élevé contre la contamination atmosphérique particulaire, et pour certains matériaux contre les polluants gazeux.

Du fait de leur ventilation intérieure, ils offrent un confort thermique supérieur à celui des vêtements non ventilés.

Inconvénients

Ces vêtements occasionnent, du fait de leur pressurisation, un encombrement supérieur à celui des vêtements non ventilés, d'où une moins grande aisance d'intervention dans les zones exiguës.

Les opérations d'habillage, et de déshabillage, sont rendues plus difficiles qu'avec les autres catégories de vêtements.

Pour supprimer le risque de contamination au moment du déshabillage ou lors de déchirures intempestives de la tenue, les opérateurs peuvent être conduits à porter des équipements de protection des voies respiratoires complémentaires, ce qui peut entraîner, à cause du poids des équipements, une contrainte supplémentaire.

Utilisation

Ce type de vêtement peut être employé en présence de :

- pollution atmosphérique par du tritium moléculaire, de la vapeur d'eau tritiée, des produits tritiés liquides ou solides,
- pollution atmosphérique élevée, associée à un risque élevé de contamination externe.

La durée maximale du travail en vêtement ventilé est fixée comme suit, par journée de travail et sans accord médical spécial préalable :

– 2 heures dans les conditions suivantes de port de ces tenues, à savoir l'intervenant équipé :

- d'un sous-vêtement type coton ;
- de la tenue ventilée ;
- éventuellement d'une tenue vinyle de protection pardessus la tenue ventilée ;
- la ventilation s'effectuant entre le sous-vêtement et la tenue ventilée ;

– 1 heure 30 dans des conditions alternatives de port de ces tenues, à savoir l'intervenant équipé :

- de 3 sous-couches de sous-vêtement ;
- de la tenue ventilée ;
- la ventilation s'effectuant entre la couche de sous-vêtement la plus externe et la tenue ventilée.

Ces durées de travail s'entendent non compris le temps d'habillage et de déshabillage. Un dépassement d'une demi-heure est toléré sous réserve qu'il reste exceptionnel.

13.6. Système de surveillance

Aux différents systèmes de confinement viennent s'ajouter un système de surveillance des locaux et un système de surveillance générale du site dont le but est la limitation des conséquences des incidents sur l'environnement.

Au total, les concepts développés visent à assurer la prévention et la surveillance vis-à-vis des risques principaux de contamination et de dissémination de matières radioactives. Toute rupture du confinement doit être détectée précocement.

Les systèmes utilisés peuvent être :

- des détecteurs d'aérosols, de gaz ;
- des détecteurs de présence de liquides ;
- des surveillances des dépressions ;
- des observations visuelles.

La contamination des locaux doit être contrôlée en permanence. La détection de la contamination comprend deux opérations distinctes : l'échantillonnage et la mesure de l'activité prélevée sur l'échantillon.

À l'échantillonnage sont liés les problèmes de localisation, de capture et d'entraînement de la contamination. À la mesure de l'échantillon sont associés les problèmes de détection des rayonnements et les procédés de réduction de l'influence du bruit de fond dû à la radioactivité naturelle.

Le prélèvement d'un échantillon peut être continu ou limité dans le temps avec mesure de l'activité du dépôt elle-même continue et simultanée au prélèvement ou bien avec une mesure différée dans le temps. La mesure continue peut être suivie d'une mesure différée en laboratoire.

13.7. Mesurage des aérosols au poste de travail

Parmi les systèmes de surveillance mis en place dans une installation, le mesurage des aérosols sur les lieux de travail est particulièrement important. Il a pour objectif principal :

- d'évaluer l'exposition des opérateurs (voir chapitre 5) ; ces mesures peuvent alors servir à évaluer un risque pour la santé des personnes exposées, ou encore fournir des données utiles aux études épidémiologiques ; la comparaison des résultats obtenus à des valeurs limites d'expositions relatives aux substances présentes sert de base à cette évaluation, mais également à une phase d'éventuelles mesures techniques de correction ou d'optimisation ;

– de détecter une contamination *in situ* ; ces mesures servent alors à déclencher une alarme.

Le mesurage des aérosols peut également avoir pour objectif le contrôle technique de l'efficacité d'équipements de ventilation et de filtration destinés à assainir l'air des lieux de travail.

13.7.1. Inhalation, pénétration et dépôt des aérosols

Lorsque des contaminants sont dispersés dans l'air sous forme de particules relativement fines, c'est-à-dire de diamètre aérodynamique, d_a , inférieur à environ 100 μm , le système air-particules dispersées constitue un aérosol. Le diamètre aérodynamique est défini comme le diamètre de la particule sphérique de masse volumique, ρ_p , égale à 1 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ayant la même vitesse limite de chute dans l'air que la particule en question. Ce diamètre équivalent est le plus largement utilisé dans le contexte de l'hygiène du travail.

L'inhalation de ces aérosols, c'est-à-dire leur pénétration, dans les voies respiratoires par le nez et/ou la bouche puis le dépôt des particules dans l'appareil respiratoire, dépendent de processus purement physiques décrits dans le chapitre 5. Ces paramètres peuvent être classés en trois groupes :

- les paramètres liés aux propriétés physiques des particules (dimension, densité, forme, etc.),
- les paramètres liés aux conditions physiologiques de la respiration (mode oral ou nasal, volume courant, fréquence, etc.),
- les paramètres anatomiques (diamètre et longueur des bronches, angles de bifurcation bronchique, etc.).

Les aérosols posent donc des problèmes spécifiques par rapport aux polluants gazeux ; cette spécificité est essentiellement due à la sélectivité de l'inhalation et du dépôt des particules dans les voies respiratoires par rapport à leur taille (diamètre). Ce problème est d'ailleurs tout à fait général, et concerne aussi bien les orifices ou fentes d'aspiration des appareils d'échantillonnage des aérosols (voir paragraphe 13.7.2.3). Enfin la pertinence de l'échantillonnage d'un aérosol pour estimer un risque doit principalement dépendre de la fraction de l'aérosol qui a été inhalé et qui a pénétré dans l'arbre respiratoire. C'est dans cette optique qu'ont été définies les fractions de taille d'un aérosol ambiant décrites ci-dessous. Ce concept d'inhalabilité est un concept récent qui date des années soixante-dix : d'une part seules les particules ayant un effet potentiel sur la santé des individus sont celles qui ont effectivement une probabilité non nulle de pénétrer dans l'arbre respiratoire (c'est-à-dire d'être inhalées par la bouche et/ou le nez), d'autre part toutes les particules d'un aérosol ambiant n'ont pas une probabilité identique de pénétration.

Fractions de taille d'un aérosol ambiant

Sur la base du découpage en trois régions anatomiques de l'arbre respiratoire qui est décrit dans le chapitre 5, on définit en hygiène du travail trois fractions d'un aérosol ambiant en relation avec des effets potentiels sur la santé. Ces fractions sont dénommées inhalable, thoracique et alvéolaire.

C'est dans une optique de prévention collective que ces trois fractions d'un aérosol ambiant ont été définies et adoptées unanimement sous forme de convention par les différentes organisations que sont le Comité européen de normalisation et l'International Organization for Standardization. Il convient de souligner que la définition de ces différentes

fractions a été intégrée dans la normalisation française (Normes NF X43-276 pour l'atmosphère des lieux de travail et NF X 43-100 pour l'air ambiant). Ces fractions sont représentées sur la figure 13.1 en fonction du diamètre aérodynamique des particules, qui intègre à la fois leur diamètre géométrique, leur densité et leur forme. On peut noter que la probabilité d'inhalation n'est pas constante mais décroît progressivement lorsque la taille des particules augmente, pour se stabiliser autour de la valeur 0,5. Cette tendance s'explique par le phénomène d'inertie des particules qui fait s'écarter les trajectoires de celles-ci des filets fluides de l'air convergeant vers les orifices d'aspiration que forment la bouche et le nez.

Ces différentes fractions sont encore dénommées « fractions conventionnelles ». Il convient de souligner que les conventions thoracique et alvéolaire s'approchent de la fraction qui pénètre dans la région donnée, et non de la fraction qui s'y dépose. Ainsi, on ne peut directement comparer les courbes de dépôt et ces courbes conventionnelles. La convention inhalable, quant à elle, est moyennée pour toutes les directions du vent et pour des vitesses inférieures à $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

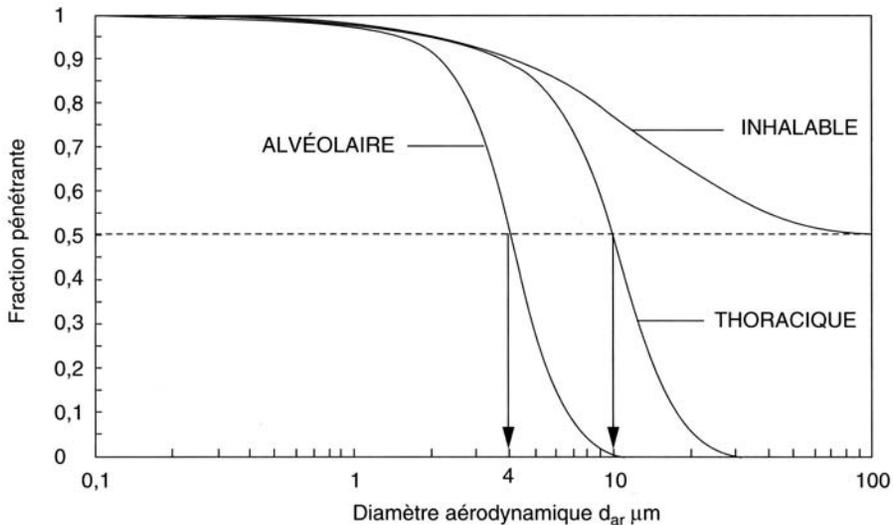


Figure 13.1. Fractions inhalable, thoracique et alvéolaire exprimées en probabilité des particules totales en suspension dans l'air en fonction du diamètre aérodynamique (Norme NF X 43-276 et NF X43-100).

Le but de ces conventions est de servir de guide pour mesurer de manière réaliste l'exposition des opérateurs, et donc évaluer les risques correspondants. Le choix de l'échantillonnage d'un aérosol ambiant en fractions inhalable, thoracique ou alvéolaire pour estimer les risques sur la santé des travailleurs dépend directement de la (radio) toxicité des substances présentes dans l'air et qui sont susceptibles d'être inhalées, et des mécanismes physiopathologiques qu'elles vont déclencher.

Les dispositifs de prélèvement utilisés pour l'échantillonnage des particules en suspension doivent être conformes à la convention d'échantillonnage appropriée à la région des voies respiratoires où le dépôt de la substance considérée peut conduire à un effet biologique. En principe, tous les pays doivent maintenant évaluer l'exposition des opérateurs

par rapport à ces trois courbes (Kenny, 2000). En pratique, cela sous-entend que les performances d'efficacité des dispositifs de prélèvement doivent avoir été évaluées par rapport à ces conventions.

13.7.2. Échantillonnage des aérosols

La mesure d'un aérosol passe par une première étape qui est le prélèvement d'air. Ce prélèvement s'effectue généralement par aspiration d'un échantillon d'air à travers un orifice de captage puis par transport de cet échantillon jusqu'à un étage collecteur (par exemple un filtre).

L'échantillonnage des aérosols est une méthode largement pratiquée. Convenablement mise en œuvre, elle permet de déterminer les caractéristiques d'une pollution particulaire comme par exemple la concentration d'une fraction des particules en suspension dans l'air, leur distribution en taille (granulométrie), leur composition chimique, etc. La grande différence par rapport aux gaz réside dans le fait que les particules considérées sont sujettes à des processus physiques comme l'inertie, la sédimentation, la diffusion. Ainsi, lors du processus d'échantillonnage, une sélection des particules s'opère inévitablement qu'il convient de connaître et de maîtriser au mieux si l'on souhaite utiliser le résultat de la mesure pour évaluer l'exposition d'un opérateur.

13.7.2.1. Efficacité d'échantillonnage

La caractéristique essentielle de la performance d'un dispositif d'échantillonnage est l'efficacité avec laquelle les particules de l'aérosol ambiant sont aspirées à travers son ou ses orifices d'entrée et transférées jusqu'à l'étage collecteur. On peut décomposer de façon générale un dispositif d'échantillonnage en plusieurs éléments simples placés en série, comme le montre la figure 13.2. À chaque élément simple, on associe un aérosol. L'aérosol échantillonné est ainsi l'aérosol qui est collecté par l'étage terminal du dispositif, c'est-à-dire le collecteur.

On définit ainsi l'efficacité d'échantillonnage E_E par la probabilité qu'a une particule de l'aérosol ambiant d'être prise en compte au niveau de l'étage collecteur. Cette fonction-efficacité d'échantillonnage peut se décomposer en fonctions plus élémentaires. Si l'on peut considérer que les efficacités de sélection et de collection sont des fonctions intrinsèques à un dispositif de prélèvement, il n'en est pas de même pour les efficacités de captage et de transmission. En effet, celles-ci dépendent d'un grand nombre de facteurs liés à :

- l'aérosol (taille, densité, forme, état physique, état de charge électrique),
- l'écoulement de l'air (en amont de l'orifice de captage et à l'intérieur du dispositif, état de la turbulence),
- au dispositif de prélèvement (forme du capteur, son orientation relative à l'écoulement, sa taille relative au(x) corps présent(s) à proximité, l'état des surfaces).

L'échantillonnage est un processus physique complexe. Il est donc indispensable pour chaque situation rencontrée de s'interroger sur la représentativité de l'aérosol échantillonné par rapport à l'aérosol ambiant que l'on cherche à caractériser. Pour l'application qui nous concerne ici, il s'agit des paramètres de l'aérosol ambiant auquel est exposé un opérateur : la concentration totale et la distribution granulométrique.

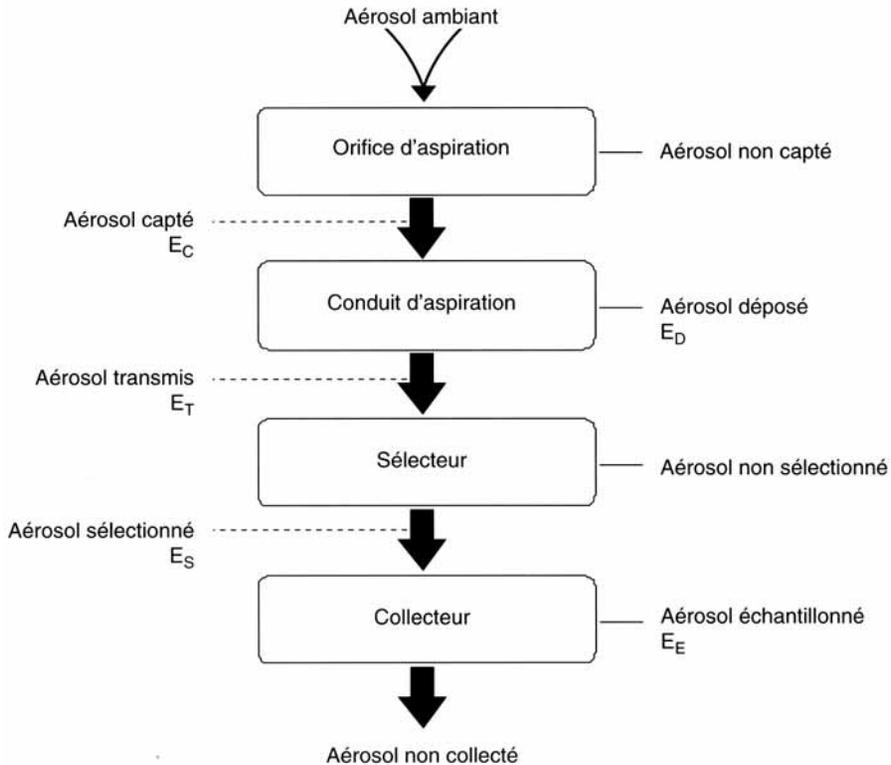


Figure 13.2. Décomposition générale en éléments simples d'un dispositif de prélèvement destiné à échantillonner un aérosol et définitions des différents aérosols correspondants.

De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été conduites sur l'échantillonnage des aérosols et trouvent leurs applications directes et concrètes dans ce document. L'objectif ici est d'utiliser les connaissances actuelles et les plus récentes pour étudier des cas représentatifs de prélèvements sur site. Pour plus de détails sur la physique du phénomène, on pourra se reporter à un ensemble de rapports d'études ou d'ouvrages publiés (Renoux et Boulaud, 1998 ; Vincent, 1995 ; Willeke et Baron, 1993).

13.7.2.2. Modes de prélèvement

La figure 13.3 schématise un environnement de travail avec présence d'un opérateur mobile. On définit généralement deux grands modes de prélèvement principaux pour la mesure des aérosols que sont :

- le mode de prélèvement à poste fixe (ou d'ambiance),
- le mode de prélèvement individuel.

Dans le cas d'une surveillance de routine, les modes de prélèvement utilisés sont essentiellement l'ambiance et éventuellement au niveau du poste de travail.

Les études de postes de travail qui ont pour objectif d'évaluer une dose spécifique pour chaque produit susceptible d'être inhalé par les opérateurs utilisent principalement le mode de prélèvement au poste de travail et le mode individuel.

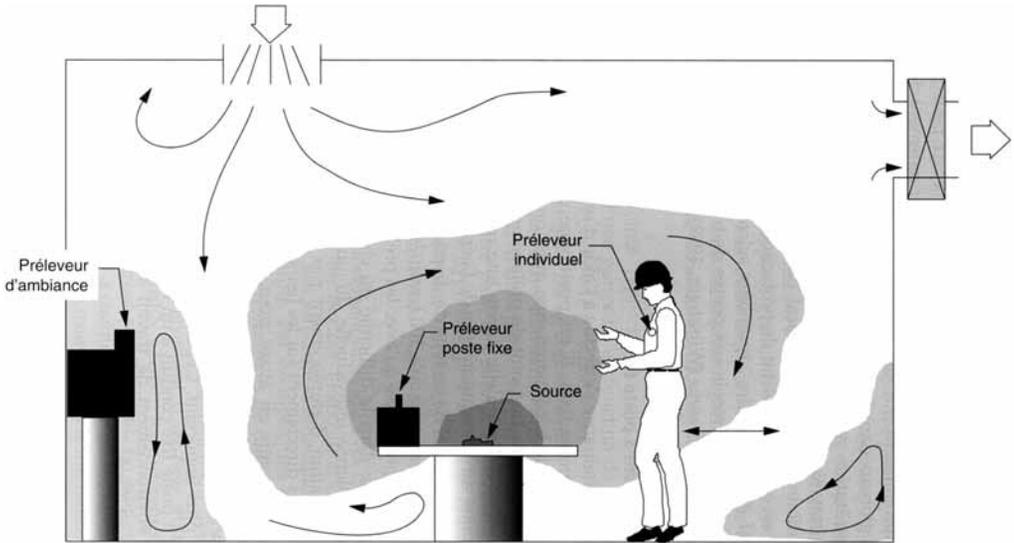


Figure 13.3. Illustration de la répartition d'un polluant particulaire en suspension dans un environnement de travail. Les niveaux de gris représentent les différents niveaux de la concentration du polluant particulaire dans l'air.

Le terme « ambiance » peut porter à confusion car en aucun cas un tel prélèvement ne donne une mesure qui soit représentative de l'ensemble d'un local, l'hypothèse d'homogénéité de l'aérosol étant la plupart du temps fautive du fait par exemple de la présence de zones mortes ou de circulation qui seraient dues à la ventilation du local ou aux mouvements de convection naturelle.

La comparaison entre une mesure résultant d'un prélèvement individuel et une mesure résultant d'un prélèvement d'ambiance aboutit à des écarts très significatifs. En termes de concentration, cet écart peut s'étendre sur plusieurs ordres de grandeur pour un même environnement de travail. Les paramètres qui influent ces différences sont liés principalement aux écoulements globaux dans le local (vecteurs vitesses, turbulence), à l'aérosol ambiant (distribution granulométrique), à l'opérateur lui-même (mobilité, pratiques de travail, etc.) et aux dispositifs de prélèvement utilisés (performances, positionnement dans le local ou sur l'opérateur).

Prélèvement à poste fixe

La surveillance d'ambiance s'effectue à l'aide d'un dispositif de prélèvement d'ambiance (ou à poste fixe). Il est positionné dans le local de travail et fournit une mesure de la contamination que l'on suppose représentative de l'environnement proche du point de prélèvement. Cette mesure soit est de type globale (c'est-à-dire qu'elle donne une concentration), soit elle fournit des informations sur la granulométrie de l'aérosol.

L'avantage principal de ce type de dispositifs est leur débit de prélèvement élevé (pouvant aller jusqu'à $100 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$), ce qui permet d'atteindre une limite de détection plus basse qu'avec les préleveurs individuels. L'inconvénient majeur réside dans la difficulté du choix de leur emplacement pour assurer la surveillance individuelle du ou des opérateurs présents. Des études d'optimisation d'emplacement par traçage gazeux et particulaire peuvent être faites directement sur les lieux de travail (Boulaud *et al.*, 1994).

Les arguments mis en avant pour utiliser ce mode de surveillance concernent son coût moindre et une gestion simplifiée par rapport à l'emploi d'échantillonneurs individuels, parfois le fait que le volume d'air échantillonné soit plus important. Cependant il est inexact de considérer qu'un prélèvement à poste fixe conduit à un résultat qui soit représentatif de l'ensemble de l'environnement de travail simplement parce que le débit de prélèvement est élevé.

Prélèvement individuel

La surveillance individuelle s'effectue à l'aide de dispositifs de prélèvement individuel (ou personnel). Un tel dispositif est positionné directement sur l'opérateur dont on souhaite déterminer l'exposition et porté de façon continue durant le travail. Ce préleveur est placé le plus près possible du nez et de la bouche, dans la zone dite « respiratoire » de l'opérateur (Norme expérimentale XP X 43-298). Le prélèvement, effectué généralement à un débit faible et réglable (1 à 5 l·min⁻¹), autorise dans la grande majorité des cas une mesure globale, c'est-à-dire de la concentration de l'aérosol (par opposition à une mesure de la granulométrie). Ce mode de surveillance nécessite un investissement important en coût et en gestion. De plus, la coopération de l'opérateur liée à la gêne du dispositif est requise. Néanmoins, la surveillance individuelle est considérée par la communauté des hygiénistes comme la seule véritablement fiable. Les raisons qui conduisent au choix de ce mode de surveillance sont basées sur :

- la variation des caractéristiques (granulométrie et concentration) de la contamination d'un point à un autre de l'environnement de travail,
- la mobilité de l'opérateur dans cet environnement,
- la représentativité du prélèvement individuel en regard de ce qui est réellement inhalé.

Les deux premiers points reposent sur des faits conduisant à la variation de l'exposition d'une personne en fonction de ses déplacements. Le dernier point relève du concept de proximité. Celui-ci fait l'hypothèse de l'uniformité des caractéristiques de la contamination dans la zone respiratoire et donc de l'équivalence des transferts entre la source et la bouche et/ou le nez de l'opérateur d'une part, et entre la source et l'orifice de captage du préleveur d'autre part. Les paramètres influant sur l'uniformité de l'aérosol font que cette hypothèse peut se révéler fautive et qu'il est inexact de considérer qu'un préleveur individuel échantillonne correctement ce que l'opérateur inhale simplement parce qu'il est situé dans la zone respiratoire.

Lorsqu'un dispositif de prélèvement individuel est utilisé dans le cadre d'une étude de poste pour *in fine* évaluer l'exposition d'un opérateur, la performance réelle (c'est-à-dire son efficacité d'échantillonnage) du dispositif choisi doit être prise en compte. Par exemple, une étude européenne (Kenny *et al.*, 1997) a évalué les performances de différents dispositifs par rapport à la convention inhalable de la figure 13.1.

Une norme européenne est en cours d'élaboration sur l'évaluation des performances des dispositifs de prélèvement d'aérosols utilisés dans les atmosphères des lieux de travail (prEN 13205), les différentes méthodologies utilisées lors des essais diffèrent sensiblement. En effet, ces méthodes d'essai sont bien souvent propres à chaque équipe de recherche et développement. De ce fait, il n'est pas rare de trouver dans la littérature des résultats qui diffèrent pour un même dispositif de prélèvement. Des discussions et des recherches sont actuellement en cours afin d'harmoniser et de simplifier les méthodes actuelles, notamment pour évaluer les performances dans des conditions de vitesse d'air représentatives d'un lieu de travail (vitesse typiquement de l'ordre de la dizaine de centimètres par seconde).

Prélèvement pour alarme

En cas de dysfonctionnement d'une installation, il conviendra d'être capable de détecter au plus vite une situation anormale par rapport à l'ambiance moyenne de l'installation et de déclencher une alerte par alarme sonore ou lumineuse. Les appareils utilisés (dénommés généralement « balises ») sont des appareils qui fonctionnent en continu et intègrent toutes les fonctions (aspiration sur filtre, détection, calcul de l'activité et statistique, gestion du filtre) pour déclencher une alerte sur des valeurs quasi instantanées et intégrées.

La question de la représentativité du prélèvement par rapport à l'opérateur n'est pas primordiale puisque dans ce cas l'on cherche à détecter un niveau bas de concentration. Ainsi, dans le cas où la source de contamination potentielle est connue, il conviendra de placer au plus près le dispositif de prélèvement. Pour des ateliers où les sources de contamination sont multiples, la localisation du (ou des) dispositif(s) de prélèvement peut être optimisée à l'aide de techniques de traçage gazeux et particulaire (Boulaud *et al.*, 1994), le coût élevé des dispositifs ne permettant pas toujours de disposer d'un nombre d'appareils suffisant.

13.7.2.3. Techniques d'échantillonnage des aérosols

Un dispositif d'échantillonnage idéal serait un dispositif qui aurait une efficacité d'échantillonnage égale à l'unité indépendamment du diamètre des particules de l'aérosol ambiant et des autres paramètres environnementaux (vitesse et direction de l'air, etc.). Un tel dispositif n'existe pas. De la même façon que les voies respiratoires d'entrée (le nez et la bouche) sont sélectives vis-à-vis du diamètre des particules, les dispositifs d'échantillonnage prélèvent avec une efficacité qui décroît généralement lorsque le diamètre des particules augmente. Un dispositif destiné à être utilisé pour évaluer l'aérosol inhalé (ou une fraction de cet aérosol) doit avoir une courbe d'efficacité d'échantillonnage conforme à l'une des trois conventions d'échantillonnage présentées au paragraphe 13.7.1. En pratique, les performances des dispositifs du commerce s'écartent bien souvent et plus ou moins de ces conventions.

En principe, toutes les techniques standard d'échantillonnage des aérosols qui existent sur le marché peuvent être utilisées pour la mesure des aérosols radioactifs (Perrin *et al.*, 2000). Toutefois, pour discerner spécifiquement les particules radioactives de l'ensemble des particules qui seraient en suspension dans l'air, le choix s'oriente vers des techniques qui permettent généralement d'effectuer une analyse ultérieure.

Techniques à postes fixes

La technique la plus largement utilisée pour échantillonner et déterminer la concentration d'un aérosol utilise simplement un porte-filtre muni d'un filtre au travers duquel un volume d'air est aspiré pendant une période donnée. Les particules de l'aérosol prélevé sont collectées sur le filtre suivant différents mécanismes (diffusion, interception, impaction) qui dépendent principalement de la dimension des particules, de la vitesse de filtration, des caractéristiques du filtre (Renoux et Boulaud, 1998). Le système porte-filtre peut être composé d'une « tête de prélèvement » dont la géométrie peut varier dans sa complexité, et sa conception est basée sur des critères de captage déterminés. Dans tous les cas, il conviendra de s'assurer de la performance d'échantillonnage du dispositif choisi qui doit prendre en compte notamment le captage et le dépôt dans les conduits. À titre d'exemple, la norme NF X 43-261 décrit un dispositif de prélèvement à poste fixe dont le

débit de prélèvement est de $25 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$. Dans l'industrie nucléaire, on trouve également un dispositif spécifique dénommé APA, appareil de prélèvement atmosphérique.

La technique la plus largement utilisée pour échantillonner l'aérosol en classes granulométriques est l'impacteur en cascade dont la représentation schématisée est donnée sur la figure 13.4. Cette technique est fondée sur le fait que les particules, de par leur inertie, voient leur trajectoire dévier de celle des filets du fluide porteur (l'air).

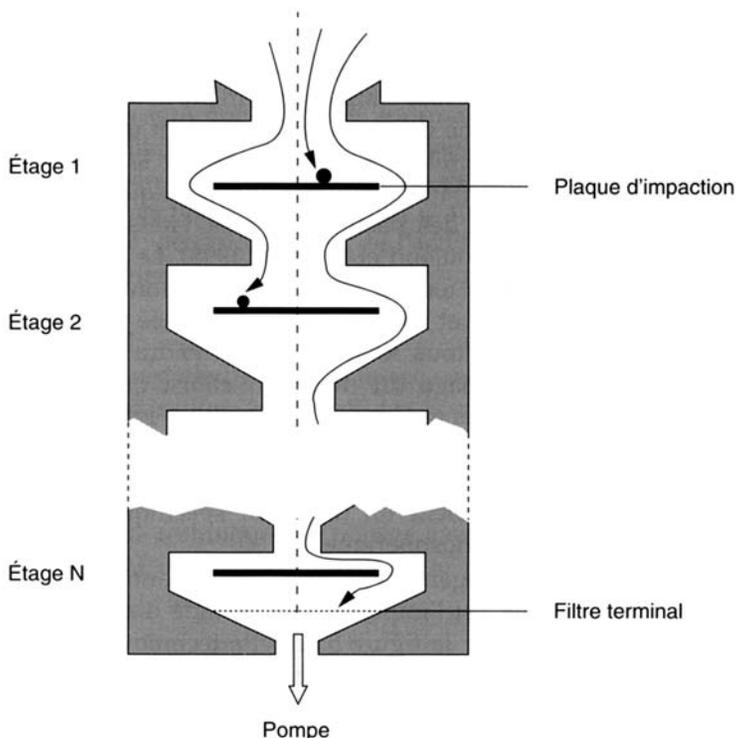


Figure 13.4. Schéma de principe d'un impacteur en cascade (d'après Renoux et Boulaud, 1998).

Au niveau d'un étage de l'impacteur, l'air chargé en particules est dévié par la plaque d'impaction alors que les particules les plus grosses dont l'inertie est trop importante impactent sur la plaque. Une succession d'étages permet donc de séparer et de classer les particules en fonction du diamètre caractéristique qui est le diamètre aérodynamique. À chaque étage, on fait correspondre un « diamètre de coupure » qui est le diamètre pour lequel la probabilité d'impaction (ou de collection) sur la plaque est de 0,5. En réalité, à chaque étage correspond une efficacité de collection qui est déterminée par un étalonnage.

Dans le commerce, les impacteurs destinés au prélèvement à poste fixe disposent généralement de six à douze étages de collection. Ils peuvent être utilisés sur un large domaine de dimensions qui varie typiquement de 0,03 m à environ 20 m, pour un débit d'aspiration compris entre $1 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$ à environ $30 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$ (Hering, 1995). Cette souplesse d'utilisation justifie le grand nombre d'études où les impacteurs ont été utilisés. Toutefois, il convient d'être prudent lors de leur utilisation car des effets parasites (rebond, dépôt, etc.) existent dont il faut tenir compte (AIHA, 1996).

La quantité de particules recueillie sur chaque étage peut être déterminée ultérieurement par comptage de la radioactivité et permet ainsi d'établir la concentration et la granulométrie en activité de l'aérosol prélevé.

L'avantage des impacteurs en cascade est la simplicité de fonctionnement, basé sur un principe bien établi.

Techniques individuelles

Il n'existe pas de techniques individuelles qui soient spécifiques au prélèvement des aérosols dans l'industrie nucléaire. Ainsi, les techniques utilisées sont empruntées au secteur de l'hygiène du travail dans lequel de nombreux dispositifs ont été et sont encore développés. On peut noter que, depuis quelques années, les dispositifs sont dédiés à la mesure d'une des trois fractions (inhalable, thoracique, alvéolaire) de l'aérosol ambiant décrites au paragraphe 13.7.1

Un dispositif complet de prélèvement individuel comprend l'échantillonneur individuel, un tuyau souple de raccordement à une pompe et une pompe miniature autonome.

De la même façon que pour les techniques destinées au prélèvement à poste fixe, les échantillonneurs individuels sont des systèmes porte-filtre de dimensions réduites afin que la gêne imposée à l'opérateur soit minimale. L'échantillonneur individuel dispose d'un orifice de captage par lequel est aspiré l'air et l'aérosol et d'un filtre collecteur placé généralement directement en aval. L'échantillonneur individuel est placé le plus près possible des voies respiratoires de l'opérateur que sont le nez et la bouche, dans une zone dite respiratoire. Cette zone est définie de façon arbitraire par l'hémisphère (généralement de rayon 30 cm) s'étendant devant la face de la personne. Dans la pratique, l'échantillonneur est positionné au niveau de la poitrine, des épaules ou à l'encolure. La pompe autonome se porte généralement à la ceinture et son débit est réglable et faible, habituellement compris entre 1 et 5 l·min⁻¹. Le débit de la pompe est à ajuster au débit préconisé pour l'échantillonneur individuel utilisé. La valeur du débit d'aspiration ainsi que sa stabilité tout au long du prélèvement sont des paramètres importants. Le non-respect des précautions d'emploi peut en effet conduire à des écarts de débits qui induisent des modifications des performances d'échantillonnage du préleveur individuel. Une étape importante lorsque l'on effectue des échantillonnages d'aérosols (qu'ils soient effectués à poste fixe ou en individuel) est le contrôle du débit des pompes afin que la détermination des volumes d'air échantillonnés lors des prélèvements soit la plus précise possible.

À partir de la connaissance du volume d'air échantillonné et de l'activité présente sur le filtre, on déduit une activité volumique que l'on suppose être égale à celle que l'opérateur a incorporée.

Dans la très grande majorité des cas, les échantillonneurs individuels disponibles commercialement permettent de mesurer une fraction de la concentration totale de l'aérosol ambiant. Il existe pour la mesure de la granulométrie des impacteurs de petites dimensions dont les débits sont faibles (généralement 2 l·min⁻¹) dont les diamètres de coupures vont de 0,6 µm à environ 20 µm, pour un nombre d'étages compris entre 4 et 8. Pour de plus amples détails sur les dispositifs existants, on peut se reporter à des documents disponibles dans la littérature (Vincent, 1995 ; Witschger, 1999).

Analyse et limite de détection

Étape ultime du mesurage, l'analyse des échantillons met en œuvre les techniques traditionnelles nucléaires (paragraphe 5.4). Elle peut être directement effectuée sur le média

collecteur par comptage global et exprimée en Bq. À partir du volume d'air aspiré en m^3 , on détermine aisément la concentration de l'aérosol qui a été échantillonné en $Bq \cdot m^{-3}$. De la même façon, la distribution granulométrique est déterminée à partir des comptages globaux sur chacune des plaques d'impaction des impacteurs en cascade. De cette façon, on caractérise l'aérosol échantillonné en termes de diamètre aérodynamique médian en activité (DAMA) et d'écart-type géométrique σ_g .

À partir d'un prélèvement sur filtre, une caractérisation physico-chimique par microscopie électronique à balayage (MEB) peut être conduite pour, par exemple, déterminer un diamètre géométrique ou la forme des particules et leur état d'agrégation. Ces techniques d'analyse sont celles qui sont couramment utilisées pour les études de postes de travail dans l'industrie nucléaire (Ansoborlo *et al.*, 1995).

La limite de détection en $Bq \cdot m^{-3}$ est principalement donnée par la technique de mesure utilisée, ainsi que par la durée du prélèvement qui détermine le volume d'air échantillonné. Pour la mesure de l'activité sur le média filtrant, la limite de détection (en Bq) dépend de la durée de comptage, du bruit de fond et du rendement de l'appareil. Le rendement prend en compte la géométrie du détecteur et l'effet d'absorption du média filtrant ; il est donc propre à chaque couple appareil-média filtrant.

L'efficacité d'échantillonnage du dispositif de prélèvement dépendant fortement du débit de prélèvement, il est important d'une part que celui-ci corresponde bien au débit d'utilisation du dispositif, d'autre part que la variation de débit au cours de la période de prélèvement soit faible (le volume d'air total prélevé doit être connu à mieux que 10 % près). Dans certains cas, il peut être également nécessaire de corriger la température et la pression pour le débit d'échantillonnage si les conditions d'étalonnage du débit diffèrent trop de celles existantes sur le lieu de travail.

En conclusion, l'échantillonnage des aérosols dans une optique d'évaluation de l'exposition d'un opérateur reste une opération délicate qui relève de spécialistes. Différents modes de prélèvement peuvent être mis en œuvre : à poste fixe (ou en ambiance) et individuel. Ces deux moyens complémentaires conduisent à des résultats de mesures dont les différences doivent être appréciées correctement. Ces différences proviennent d'un ensemble de paramètres liés à l'aérosol présent au poste de travail, à l'opérateur et aux performances d'échantillonnage des techniques mises en œuvre qui peuvent être très différentes et entraîner des biais significatifs. De même qu'il n'existe pas de dispositif d'échantillonnage idéal, on peut dire qu'il n'existe pas une seule stratégie d'évaluation de l'exposition interne des opérateurs au poste de travail.

Références

- AIHA (1996) Particle sampling using cascade impactors. Some practical application issues (AIHA Aerosol technology Committee, édité par John Y. Young, American Industrial Hygiene Association, Fairfax, VA).
- Ansoborlo E., Claraz M., Hengé-Napoli M.H., Métivier H., Garden J., Cheynet M.C. (1995) Étude de l'exposition industrielle à des aérosols d'uranium dans le procédé d'enrichissement par laser. Méthodes et résultats, *Radioprotection*, **33** (1), 13-24.
- Boulaud D., Laborde J.-C., Pourprix M. (1994) Characterisation of contamination migration in the workplace, *Radiat. Prot. Dosim.*, **53**, 63-64.
- Hering S.V. (1995) Impactors, cyclones, and other inertial and gravitational collectors. Air Sampling Instruments for evaluation of atmospheric contaminants, 8th edition (ACGIH, Cincinnati, Ohio).

- INSTN (1987) *Guide de ventilation des installations nucléaires* (CEA, Centre technique de référence en ventilation et épuration – CETREVE, INSTN, Publication PMDS).
- IPSN (1988) *Enceinte de confinement et éléments de transfert* (IPSN Publication PMDS, vol. IV).
- IPSN (1978) *Appareils de protection des voies respiratoires et équipements associés* (IPSN Publication PMDS, vol. VII).
- IPSN (1978) *Vêtements de protection et équipements individuels d'intervention en milieu hostile* (IPSN Publication PMDS, vol. VII).
- Kenny L. (2000) The international conventions for health-related sampling of aerosols. A review of current status and future evolution, *Applied Occ. Env. Hyg.*, **15**, 68-71.
- Kenny L.C., Aitken R., Chalmers C., Fabriès J.-F., Gonzales-Fernandez E., Krombout H., Lidén G., Mark D., Riediger G., Prodi V. (1997) A collaborative European study of personal inhalable aerosol sampler performance, *Ann. Occup. Hyg.*, **41**, 135-153.
- Perrin M.L., Boulaud D., Hoover M. (2002) Characterisation and sampling of radioactive aerosols, in *Guide for the practical Application of the ICRP Human Respiratory Tract Model*, *Annals of the ICRP*, vol. 32, n° 1-2.
- Renoux A., Boulaud D. (1998) *Les aérosols. Physique et métrologie* (Édition Lavoisier, Technique et Documentation, Paris).
- Roussel C. (1992) *Principes généraux de la ventilation des locaux et de l'épuration. Ventilation et confinement dynamique* (Cours CETREVE).
- Vincent J.H. (1995) *Aerosol Science for Industrial Hygienists* (Pergamon, Elsevier Science Ltd., Oxford).
- Willeke K., Baron P.A. (1993) *Aerosol measurement. Principles, Techniques and Applications* (Van Nostrand Reinhold, NY).
- Witschger O. (1999) Problématique de la mesure de la contamination particulaire de l'air des lieux de travail dans le cadre de l'estimation de l'exposition d'un individu, Rapport IPSN DPEA/SERAC/LPMAC 99-07.

Partie IV

GESTION DU RISQUE RADIOLOGIQUE

14

Réglementation, organisation

*Jean-François Lecomte, Christian Lefaire,
Caroline Schieber, Corinne Mage*

14.1. Élaboration du système de gestion du risque radiologique – Concepts de base

Le système de protection radiologique recommandé par la CIPR est fondé sur trois principes généraux : la justification des pratiques, l'optimisation de la radioprotection et la limitation des expositions individuelles. Ce chapitre est consacré à l'émergence et aux fondements de ces principes. Leur transcription dans la réglementation est abordée dans les sections suivantes.

14.1.1. Des standards de radioprotection établis au niveau international

Les règles de radioprotection en vigueur dans les différents États sont relativement homogènes car elles sont généralement conformes à des standards établis préalablement au niveau international. Les principaux organismes qui interviennent dans l'élaboration des normes de radioprotection sont les suivants :

- Le Comité scientifique des Nations Unies sur les effets des rayonnements ionisants (UNSCEAR), composé des délégations scientifiques de 21 pays, évalue les niveaux de rayonnement auxquels la population mondiale est ou pourrait être exposée du fait des sources naturelles ou artificielles, et évalue les conséquences des doses sur la santé humaine. Ses rapports font le point sur l'état des connaissances scientifiques.
- La Commission internationale de protection radiologique (CIPR), organisation non gouvernementale composée d'experts de diverses disciplines provenant du monde entier, publie régulièrement des recommandations sur la protection des travailleurs et du public contre les rayonnements ionisants. La CIPR est composée d'une Commission principale et de cinq comités thématiques : le Comité 1 qui étudie les effets des rayonnements ionisants sur l'homme, le Comité 2 chargé du calcul des doses d'irradiation, le Comité 3 spécialisé dans les applications médicales, le Comité 4 qui assiste la Commission principale pour l'application de ses recommandations et le Comité 5 chargé de la protection de l'environnement. Dans ses recommandations, qui tiennent compte de l'état des connaissances scientifiques et techniques mais aussi sociales, économiques ou autres, la CIPR évalue le risque radiologique et indique comment le gérer. Elle s'adresse aux agences réglementaires. Les dernières recommandations générales de la CIPR font l'objet de sa publication n° 60 de 1991.

– De son côté également, l'Agence internationale de l'énergie atomique (AIEA), qui est une agence des Nations Unies, publie et révisé régulièrement, sous forme de recommandations, des normes fondamentales de protection contre les rayonnements ionisants et la sûreté des sources de rayonnement. Ces recommandations ont pour but d'harmoniser à l'échelon international les normes de protection et de sûreté radiologiques. Les plus récentes datent de 1996 et prennent en compte les recommandations de la publication 60 de la CIPR. Elles ont été établies sous les auspices de l'AIEA avec l'Organisation des Nations unies pour l'alimentation et l'agriculture (FAO), l'Organisation internationale du travail (OIT), l'Agence pour l'énergie nucléaire de l'OCDE (AEN), l'Organisation panaméricaine de la santé (OPS) et l'Organisation mondiale de la santé (OMS).

– Enfin, la Communauté européenne de l'énergie atomique (*CEEA ou Euratom*) édicte depuis 1959 ses propres normes de base pour la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers résultant des rayonnements ionisants. Ces normes de base font l'objet d'une directive dont la dernière mise à jour date de 1996 en tenant compte des recommandations de la CIPR et de la Commission internationale pour les unités de mesure des rayonnements (ICRU). Contrairement aux normes précédemment citées, celles d'Euratom ont un caractère juridiquement contraignant car elles doivent être transposées par les États membres dans leur législation nationale.

Ainsi, historiquement, la radioprotection est marquée par le caractère international de ses normes. La France étant un État membre de l'Union européenne, sa réglementation en la matière se doit d'être conforme aux normes de base d'Euratom et refléter ainsi les consensus internationaux sur les modalités de gestion du risque radiologique.

14.1.2. Trois principes pour une gestion responsable du risque radiologique

Ayant admis la possibilité d'un détriment sanitaire quel que soit le niveau d'exposition, la limite de dose fixée pour éviter les effets déterministes ne suffit plus pour gérer le risque radiologique. La gestion de ce risque s'organise alors autour des trois principes que sont la justification des pratiques, l'optimisation de la radioprotection et la limitation des expositions individuelles. Ces trois principes s'appliquent pour l'ensemble des situations normales d'expositions concernant les travailleurs et le public. Dans le domaine médical, le principe de limitation des expositions individuelles n'est pas approprié pour les patients mais les principes de justification et d'optimisation sont applicables.

14.1.2.1. Le principe de justification des pratiques

Le principe de justification s'applique au niveau global lorsqu'une pratique conduisant à l'exposition (réelle ou potentielle) d'une population est introduite dans la société. Il importe en effet de s'assurer préalablement que les bénéfices attendus de cette pratique sont supérieurs au détriment sanitaire radio-induit. Par exemple :

- pratiques justifiées actuellement en France : utilisation de l'énergie nucléaire pour la production d'électricité ; utilisation des rayonnements ionisants à des fins thérapeutiques ;
- pratiques non justifiées actuellement : utilisation d'appareils de radiographie chez les marchands de chaussures (pratique du début du siècle visant à s'assurer que les chaussures étaient adaptées au pied du client) ; ajout délibéré de substances radioactives dans des aliments ou des jouets.

14.1.2.2. Le principe d'optimisation de la radioprotection

Dans la logique de l'hypothèse de l'existence d'un risque quel que soit le niveau d'exposition, la CIPR a préconisé une philosophie de la radioprotection basée sur la recherche systématique du risque minimum, voire du risque nul. Cette philosophie a été formulée au départ par la recommandation de « réduire au plus bas niveau possible » les expositions (ICRP, 1951). Toutefois, cette formulation un peu brutale risquait, selon l'interprétation du mot « possible », de remettre en cause l'existence même de toute activité générant ou utilisant des rayonnements ionisants, ce qui était contestable dès lors que le principe de justification était lui-même correctement appliqué préalablement.

Toute activité humaine comporte un risque et si une activité nouvelle se développe malgré le risque qu'elle présente, c'est qu'elle répond, en principe, à une demande économique ou sociale. Dans ce cas, sa suppression pénalise la collectivité et ne se comprend que si l'activité n'est pas justifiée au sens de la CIPR. Si la pratique est justifiée, l'objectif de réduction du risque jusqu'au risque nul apparaît dans la plupart des cas comme irréaliste, voire déraisonnable, tant sur le plan de l'allocation des ressources sociales que sur celui de la juste répartition du risque.

En effet, en termes économiques, l'objectif de risque nul est difficile à atteindre, car dans le domaine de la protection, comme dans bien d'autres domaines, on se heurte à la « loi des rendements décroissants ». Selon cette loi, les premières actions de protection sont généralement peu coûteuses et très efficaces puis, au fur et à mesure que l'on continue à réduire le risque, il faut mettre en œuvre des ressources de plus en plus importantes pour un résultat de plus en plus ténu. Il ne serait pas raisonnable de vouloir réduire le risque à un niveau tel que les dépenses de protection remettent en cause la viabilité même de l'activité.

En second lieu, vouloir atteindre le risque nul pour une population donnée, sans supprimer l'activité humaine correspondante, revient souvent à déplacer le problème et à transférer le risque sur d'autres groupes (du public vers les travailleurs, par exemple).

Sur la base de ces considérations, la philosophie de la radioprotection développée au travers des recommandations de la CIPR a progressivement évolué au cours du temps pour intégrer au mieux la réduction du risque radiologique dans le contexte économique et social. La formulation initiale des recommandations est ainsi devenue en 1959 « aussi bas qu'il est praticable », puis en 1966 « aussi bas qu'il est aisément possible compte tenu des considérations économiques et sociales » pour enfin se figer en 1977 dans la formule « aussi bas qu'il est raisonnablement possible compte tenu des facteurs économiques et sociaux » (ICRP, 1977). Elle est connue dans le milieu de la radioprotection sous le nom de principe « ALARA » acronyme de l'expression anglaise « *As Low As Reasonably Achievable* ». En 1991, dans ses dernières recommandations, la CIPR a encore insisté sur l'importance du principe ALARA et mis l'accent sur les problèmes d'équité associés à la distribution des risques dans les populations exposées (ICRP, 1991).

14.1.2.3. La limitation des expositions individuelles

Alors que le concept de limite de dose pour les effets déterministes renvoie à la notion de seuil, dans le cadre de la gestion des effets stochastiques la limite se fonde sur des considérations relatives à l'acceptabilité du risque résiduel. Dans ce cas, en effet, le respect de la limite ne permet pas d'assurer que des effets sanitaires n'apparaîtront pas,

mais seulement que le risque résiduel peut être considéré comme tolérable compte tenu du contexte économique et social.

14.1.2.4. Articulation entre la limitation des doses et l'optimisation de la protection

Dans sa publication 60, la CIPR précise les fonctions respectives des concepts de limite et d'optimisation pour la gestion des effets stochastiques en les articulant dans le modèle dit de « l'acceptabilité du risque ». La limite d'exposition est définie comme la frontière entre le niveau de risque jugé *inacceptable* et celui qui est *tolérable*. Ayant respecté la limite, il importe ensuite d'appliquer le principe d'optimisation de la radioprotection pour chaque situation d'exposition, avant de pouvoir considérer le risque comme *acceptable* dans la situation considérée (Figure 14.1).

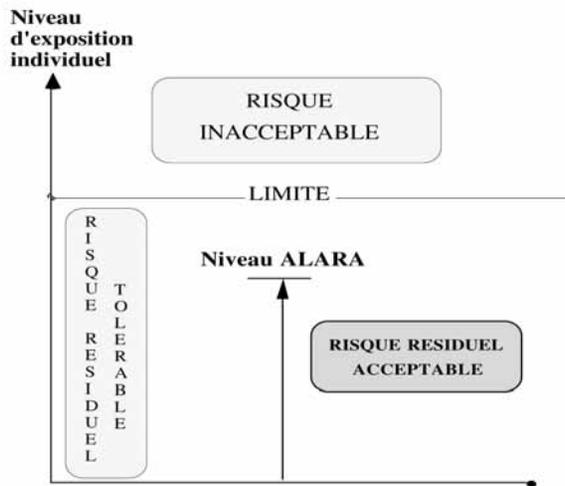


Figure 14.1. Le modèle de l'acceptabilité du risque.

Cette approche correspond à une gestion responsable du risque radiologique. Le respect de la limite de dose garantit que le niveau du risque reste dans une plage que la société considère comme tolérable. L'application du principe ALARA permet au niveau local – c'est-à-dire pour des situations particulières caractérisées par des sources de risque, des tâches à réaliser et des protections données – de définir en concertation avec les acteurs concernés les conditions de la prise de risque. Celui-ci devient acceptable car il résulte d'une « transaction sociale ».

14.1.2.5. Responsabilité du respect des principes de limitation et d'optimisation

Le dépassement de la limite de dose constitue une *infraction* qui engage la responsabilité de l'employeur et de l'exploitant (si ce dernier n'est pas l'employeur). L'un et l'autre auront

à rendre des comptes sur les circonstances qui ont conduit à ce dépassement et, entre autres, sur les moyens mis en œuvre pour contrôler les niveaux d'exposition.

En revanche, l'application du principe ALARA peut être assimilée à la mise en œuvre de « règles de l'art » qui apparaissent comme des normes de comportement. Celles-ci doivent être comprises non pas comme une obligation de résultat mais comme une *obligation de moyen* incitant les acteurs de la protection radiologique à tout mettre en œuvre pour réduire les expositions professionnelles aussi bas que raisonnablement possible compte tenu des facteurs économiques et sociaux. Ainsi, le non-respect des objectifs fixés en application du principe d'optimisation ne constitue pas une infraction. Ce qui importera dans ce cas sera de vérifier que tout ce qui était raisonnable a bien été mis en œuvre pour atteindre ces objectifs.

La responsabilité de la protection radiologique revient à l'employeur qui doit assurer la sécurité de ses employés. Dans les installations nucléaires, où interviennent des entreprises extérieures, elle relève également de l'exploitant qui doit s'assurer du respect des limites de dose et mettre en œuvre tout ce qui est « raisonnable » pour permettre aux travailleurs (ses employés et ceux des entreprises extérieures) de bénéficier des meilleures conditions « radiologiques » de travail (actions sur les sources, les protections collectives, l'organisation du travail...). La ligne de partage des responsabilités de l'employeur et de l'exploitant est difficile à déterminer avec précision, l'exploitant assumant une responsabilité de coordination générale. Dans la plupart des cas, il s'agit d'une *responsabilité partagée*.

14.2. La réglementation communautaire

14.2.1. Le traité Euratom

Le traité Euratom, signé en 1957 et ratifié en 1958, instaure la Communauté européenne de l'énergie atomique, une des deux communautés formant l'Union européenne (avec la Communauté économique européenne, devenue Communauté européenne).

Le traité Euratom comprend dix chapitres dont l'un consacré à la radioprotection (Chapitre III – Protection sanitaire). Les dispositions principales de ce chapitre sont les suivantes :

- l'établissement et la mise à jour au niveau communautaire de normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs, définies comme étant les doses maxima admissibles¹ avec une sécurité suffisante, les expositions et contaminations maxima admissibles et les principes fondamentaux de surveillance médicale des travailleurs (articles 30, 31 et 32) ;
- l'établissement par chaque État membre d'une réglementation propre à assurer le respect des normes de base et la communication pour avis à la Commission de tout projet de texte (article 33) ;
- la mise en place par les États membres de dispositifs permettant d'effectuer le contrôle permanent de la radioactivité de l'air, des eaux et du sol sur leur territoire, avec un droit

¹ En 1957, le principe d'optimisation n'était pas encore formulé et la radioprotection reposait essentiellement sur le principe de limitation.

d'accès de la Commission pour en vérifier le fonctionnement et l'efficacité (article 35). Les relevés de ces contrôles sont communiqués régulièrement à la Commission (article 36) ;

– la communication pour avis à la Commission des données générales de tout projet de rejet d'effluents radioactifs (article 37). En pratique, la communication du dossier à la Commission précède la demande d'autorisation de rejet auprès des autorités nationales. Les dossiers correspondants sont cohérents mais différents (le dossier Euratom doit être conforme à une recommandation de la Commission dont la dernière mise à jour date de 1999).

Le traité Euratom a donné lieu à un abondant droit dérivé. On entend par droit dérivé les règlements, directives, décisions, recommandations et avis adoptés au niveau communautaire en application des traités. Le règlement est directement applicable dans tout État membre ; la directive lie tout État membre quant au résultat à atteindre, tout en laissant aux instances nationales la compétence quant à la forme et aux moyens ; la décision est obligatoire pour les destinataires qu'elle désigne ; enfin, les recommandations et les avis ne lient pas (*cf.* Euratom, article 161). Le principal texte pris en application du chapitre III du traité Euratom est la directive fixant les normes de base.

14.2.2. La directive 96/29/Euratom fixant les normes de base

La directive 96/29/Euratom fixant les normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers résultant des rayonnements ionisants (JOCE L159 du 29/06/96) a été adoptée le 13 mai 1996 par le Conseil de l'Union européenne. S'appuyant sur la publication 60 de la CIPR et les dernières recommandations de l'ICRU, elle remplace la directive 80/836/Euratom du 15/07/80 (JOCE L246 du 17/09/80) modifiée par la directive 84/467/Euratom du 3/09/84 (JOCE L268 du 05/11/84). Les États membres avaient 4 ans – et donc jusqu'au 13 mai 2000 – pour la transposer dans leur législation nationale.

Toutefois, la transposition de la directive en droit français n'étant pas complètement achevée, il est important de connaître les dispositions de ce texte. Les différents titres de la directive sont passés en revue ci-dessous, à l'exception du titre 1 concernant les définitions qui sont, le cas échéant, précisées dans les commentaires relatifs aux autres titres.

14.2.2.1. Champ d'application

Il s'agit d'un élément clé de la directive. Le champ d'application est élargi afin d'englober trois types d'activités humaines :

– les *pratiques* comportant un risque dû aux rayonnements ionisants émanant soit d'une source artificielle (par exemple, un réacteur nucléaire ou un appareil de radiologie médicale), soit d'une source naturelle de rayonnement lorsque les radionucléides naturels sont traités, ou l'ont été, en raison de leurs propriétés radioactives, fissiles ou fertiles (par exemple, une mine d'uranium). Les pratiques sont définies comme les activités humaines susceptibles d'accroître l'exposition des individus ;

– les activités professionnelles qui ne constituent pas une pratique mais qui impliquent la présence de sources naturelles de rayonnements et entraînent une augmentation notable de l'exposition des travailleurs ou du public, non négligeable du point de vue de la protection

contre les rayonnements (par exemple, l'utilisation du thorium ou du phosphate, ou la présence de radon sur un lieu de travail) ; il s'agit de la *radioactivité naturelle renforcée* ;

- les *interventions* en cas de situation d'urgence radiologique (par exemple, un accident nucléaire) ou en cas d'exposition durable résultant des suites d'une situation d'urgence radiologique (l'après Tchernobyl, par exemple) ou de l'exercice d'une pratique ou d'une activité professionnelle, passée ou ancienne (par exemple, un site contaminé par une ancienne usine de radium).

Le système de radioprotection s'applique différemment selon le type d'activités afin de tenir compte de ses caractéristiques. Les dispositions spécifiques aux activités professionnelles conduisant à une exposition naturelle renforcée sont une nouveauté de la directive.

Il est en outre précisé que la directive ne s'applique ni au radon dans les habitations, qui fait l'objet d'une recommandation de la Commission, ni au fond de rayonnement naturel (exclu du champ réglementaire).

14.2.2.2. Régime d'entrée et de sortie du système pour les pratiques

Les pratiques sont soumises à déclaration ou autorisation préalables. La directive fixe la liste, non exhaustive, des pratiques soumises à autorisation et établit une distinction entre exemption et libération.

L'*exemption* est la dispense de déclaration ou d'autorisation – c'est à dire de l'obligation d'entrer dans le système de contrôle de la radioprotection – d'une pratique lorsque les substances radioactives impliquées sont en quantité ou en concentration inférieures aux seuils fixés dans l'annexe I de la directive, exprimés par radionucléide.

La *libération* est la sortie du système réglementaire. Elle suppose une entrée préalable. Elle constitue une dérogation à la règle qui est de soumettre à autorisation – sans sortir du système réglementaire – l'élimination, le recyclage ou la réutilisation des substances radioactives résultant d'une pratique déclarée ou autorisée. La directive laisse les États membres libres d'adopter ou non un régime de libération. Dans l'affirmative, ils devront fixer les seuils au-dessous desquels les substances seront libérées sans contrôle ultérieur ; ces seuils de libération doivent être fixés en respectant les mêmes critères de base que ceux des seuils d'exemption (toutefois, les seuils sont différents car les scénarios d'exposition sont différents).

14.2.2.3. Principes de radioprotection appliqués aux pratiques

Les principes sont énoncés et développés de façon à lever certaines ambiguïtés concernant la justification, à renforcer l'application de l'optimisation et à intégrer les nouvelles limites de dose recommandées par la CIPR.

Le principe de justification (les pratiques doivent être justifiées à l'avance par les avantages qu'elles procurent) a été libellé de telle sorte qu'il ne soit pas interprété comme s'appliquant à chaque installation et que son appréciation ne dépende pas seulement de considérations sanitaires. Il est précisé en outre que la justification de catégories ou de types de pratiques peut faire l'objet d'une révision chaque fois que des connaissances nouvelles et importantes concernant leur efficacité ou leurs conséquences sont acquises.

Il est explicitement demandé aux États membres de ne pas autoriser certaines pratiques mentionnées dans la directive (l'addition intentionnelle de substances radioactives dans la production des denrées alimentaires, par exemple). Il s'agit d'une application *a priori* du principe de justification.

Le principe d'optimisation (maintenir les expositions au niveau le plus faible raisonnablement possible) a été renforcé en précisant pour la première fois que sa mise en œuvre repose sur une démarche prédictive et par l'introduction du concept de contrainte de dose. La contrainte de dose, qu'il est recommandé d'utiliser, est définie comme une restriction imposée aux doses éventuelles qu'une source déterminée peut délivrer aux individus et utilisée pour toute optimisation dans la phase de planification de la protection contre les rayonnements. La contrainte de dose n'est pas une limite mais un objectif dosimétrique établi en considérant le retour d'expérience des bonnes pratiques. Elle constitue un outil de dialogue entre les autorités et les opérateurs.

Enfin, les limites de dose qui s'appliquent aux travailleurs exposés et aux personnes du public, ont été alignées sur celles de la CIPR. On notera que la limite de dose efficace pour les travailleurs est exprimée sur une base quinquennale (100 mSv en moyenne sur cinq années consécutives) mais que les États membres peuvent fixer une limite annuelle (20 mSv par an, par exemple).

Par ailleurs, comme dans la précédente directive, des dispositions particulières sont prévues pour les étudiants, les apprentis et les travailleuses enceintes, ainsi que pour les expositions sous autorisation spéciale (anciennement expositions exceptionnelles concertées). Les conditions de travail de la femme enceinte sont aménagées de façon à ce que la protection de l'enfant à naître soit comparable à celle d'une personne du public.

14.2.2.4. Estimation de la dose efficace

La directive, dans ses annexes II et III, propose des facteurs de pondération radiologiques et tissulaires par défaut, issus de la CIPR, pour estimer la dose efficace. Cependant, elle laisse aux autorités compétentes la possibilité d'autoriser le recours à des méthodes équivalentes (si les paramètres propres à la situation d'exposition sont connus, par exemple).

14.2.2.5. Protection opérationnelle des travailleurs exposés dans le cadre des pratiques

La protection opérationnelle des travailleurs comprend la classification des zones et des travailleurs exposés, la surveillance des lieux de travail, la surveillance individuelle et médicale des travailleurs ainsi que toutes les dispositions connexes à ces aspects.

Conformément aux recommandations de la CIPR, les zones contrôlées ou surveillées sont celles où l'exposition peut excéder $1 \text{ mSv} \cdot \text{an}^{-1}$ ou une dose équivalente à 1/10 des limites de dose pour les travailleurs. Elles sont distinguées selon qu'il est mis en place ou non des dispositions spéciales de protection.

La classification des travailleurs exposés en catégories A ou B se réfère à des niveaux d'exposition ou des fractions de limite susceptibles d'être dépassés. Les travailleurs sont considérés comme exposés lorsqu'ils sont susceptibles de recevoir des doses supérieures à la limite pour le public. La responsabilité de l'entreprise dans l'évaluation et l'application des dispositions relatives à la radioprotection des travailleurs exposés ainsi que dans la formation et l'information du personnel est affirmée.

La surveillance du lieu de travail est toujours distinguée de la surveillance individuelle. La première n'a plus pour seule vocation la surveillance collective puisque les résultats des mesures sur les lieux de travail peuvent désormais servir au besoin à estimer les doses individuelles.

Enfin, la directive prévoit la possibilité de diffuser plus largement les résultats de la surveillance individuelle, réservés auparavant au seul médecin agréé. Ils sont ainsi, selon des modalités définies par les États membres, mis à la disposition des autorités compétentes, de l'entreprise et du travailleur concerné et soumis au médecin agréé pour une interprétation de leur incidence sur la santé.

14.2.2.6. Radioactivité naturelle renforcée

Le titre de la directive consacré aux activités professionnelles qui entraînent un surcroît notable de l'exposition aux radioéléments naturels, non négligeable du point de vue de la radioprotection, est une nouveauté dans les normes de base. Il est à la fois souple et précis. Précis car il distingue quatre étapes : identification des activités professionnelles concernées, estimation des expositions, mise en œuvre si besoin d'actions correctives (du même type que pour une intervention) et, en dernier recours, application de tout ou partie du régime des pratiques ; souple parce que c'est aux autorités nationales de décider s'il faut agir.

Ainsi, le régime d'entrée dans le système réglementaire de ce type d'activité relève de la responsabilité des États membres. Ceux-ci veillent à ce que soient identifiées, à l'aide de relevés ou par tout autre moyen approprié, les activités professionnelles susceptibles d'être concernées.

Sont à considérer notamment :

- les activités professionnelles pendant lesquelles les travailleurs et, le cas échéant, les personnes du public sont exposés à des produits de filiation du thoron ou du radon, au rayonnement gamma ou à toute autre exposition sur des lieux de travail tels que les établissements thermaux, les grottes, les mines, les lieux de travail souterrains et les lieux de travail en surface dans des zones déterminées ;
- les activités professionnelles impliquant l'emploi ou le stockage de matières, non considérées habituellement comme radioactives, mais qui contiennent naturellement des radionucléides, provoquant une augmentation notable de l'exposition des travailleurs et, le cas échéant, des personnes du public (utilisation du thorium ou du phosphate) ;
- les activités professionnelles entraînant la production de résidus, non considérés habituellement comme radioactifs, mais qui contiennent naturellement des radionucléides provoquant une augmentation notable de l'exposition des personnes du public et, le cas échéant, des travailleurs (résidus provenant de l'utilisation de terres rares) ;
- l'exploitation d'avions (exposition renforcée aux rayonnements cosmiques).

14.2.2.7. Protection de la population en situation normale

L'accent est mis sur la notion de groupe de référence (groupe dont l'exposition à une source est assez uniforme et représentative de celle des individus qui, parmi la population, sont plus particulièrement exposés à ladite source) et sur la nécessité d'estimer les doses de façon aussi réaliste que possible pour la population dans son ensemble et pour le groupe de référence.

Il revient aux autorités des États membres de s'assurer que cette estimation est faite selon ces indications. Par ailleurs, la responsabilité des entreprises est également rappelée.

14.2.2.8. Les interventions

Le régime des interventions fait désormais l'objet d'un titre séparé et présente des nouveautés importantes, notamment :

- la distinction entre situation d'urgence radiologique et cas d'exposition durable. Une exposition durable peut résulter des suites d'une situation d'urgence radiologique ou bien de l'exercice d'une pratique ou d'une activité professionnelle passée ou ancienne ;
- la prise en compte des situations d'urgence radiologique en trois étapes : envisager l'éventualité de telles situations avec leurs conséquences (expositions potentielles), préparer l'intervention et la mettre en œuvre le cas échéant ;
- la fixation de quelques règles simples pour gérer les cas d'exposition durable (sans toutefois proposer de valeur de référence).

Les principes de justification et d'optimisation sont applicables aux interventions mais pas les limites de dose. Celles-ci sont néanmoins considérées comme appropriées pour les travailleurs participant à des interventions en cas d'exposition durable. Pour les situations d'urgence radiologique, des niveaux d'interventions doivent être établis par les autorités nationales et figurer dans les plans d'intervention. Ces niveaux constituent des indications sur les situations dans lesquelles une intervention est appropriée, en tenant compte des caractéristiques réelles de la situation. Enfin, les rédacteurs de la directive se sont efforcés de ne pas empiéter sur la sûreté nucléaire qui relève de la compétence nationale.

14.2.2.9. Conclusion

Le texte de la directive apparaît comme un ensemble très complet qui intègre l'essentiel des recommandations de la publication 60 de la CIPR et se montre cohérent avec les publications ultérieures de cet organisme.

En outre, la directive fixant les normes de base est complétée par un ensemble de textes pris également en application du chapitre III du traité Euratom et en particulier :

- la directive 89/618/Euratom du 27 novembre 1989, concernant l'information de la population sur les mesures de protection sanitaire applicables et sur le comportement à adopter en cas d'urgence radiologique ;
- la directive 90/641/Euratom du 4 décembre 1990, concernant la protection opérationnelle des travailleurs extérieurs exposés à un risque de rayonnements ionisants au cours de leur intervention en zone contrôlée ;
- la directive 92/3/Euratom du 3 février 1992, relative à la surveillance et au contrôle des transferts de déchets radioactifs entre États membres ainsi qu'à l'entrée et à la sortie de la Communauté ;
- le règlement 93/1493/Euratom du 8 juin 1993, concernant les transferts de substances radioactives entre les États membres ;
- la directive 97/43/Euratom du 30 juin 1997, relative à la protection sanitaire des personnes contre les dangers des rayonnements ionisants lors d'expositions à des fins médicales, remplaçant la directive 84/466/Euratom ;

- la directive 2003/122/Euratom du 22 décembre 2003 relative au contrôle des sources radioactives scellées de haute activité et des sources orphelines ;
- une série de règlements sur la contamination maximale des denrées alimentaires à la suite d'un accident radiologique.

14.3. La réglementation nationale

Une directive européenne est un texte qui s'impose aux États membres mais pas directement. Ceux-ci doivent transposer les dispositions de la directive dans leur droit national. En France, la transposition de la directive 96/29/Euratom a fourni l'occasion de revoir en profondeur la réglementation sur la radioprotection, sur la forme et sur le fond. Désormais, la réglementation se présente sous une forme nouvelle dont les deux traits les plus notables sont : une architecture plus lisible avec quatre textes principaux qui modifient ou remplacent les textes existants, et la codification des articles, c'est-à-dire leur insertion dans le code de la santé publique ou le code du travail selon le cas. La nouvelle architecture comprend :

- un texte législatif (une ordonnance, qui a valeur de loi), contenant notamment les principes généraux de la radioprotection ;
- trois décrets portant respectivement sur :
 - la protection générale des personnes ;
 - la protection des travailleurs exposés ;
 - les interventions.

14.3.1. Ordonnance n° 2001-270 du 28 mars 2001

L'ordonnance 2001-270 du 28 mars 2001 a pour objet de transposer trois directives Euratom sur la radioprotection : les directives 90/641 (protection des travailleurs extérieurs), 96/29 (normes de base) et 97/43 (protection des patients).

L'ordonnance modifie les parties législatives du code de la santé publique et du code du travail. Sur le plan terminologique, le mot « pratique » défini dans la directive n'est pas utilisé ; il est remplacé par « activité nucléaire ».

L'ordonnance introduit les trois principes généraux de la radioprotection (justification des activités nucléaires et des interventions, optimisation de la protection, limitation des expositions individuelles, mais sans fixer le niveau des limites de dose), la possibilité d'interdire certaines activités nucléaires non justifiées et le régime de déclaration et d'autorisation préalables de ces activités, avec possibilité d'exemption.

Le libellé du principe d'optimisation est intégré dans le code de la santé publique (article L1333-1 alinéa 2) : « *L'exposition des personnes aux rayonnements ionisants résultant d'une de ces activités [nucléaires] ou interventions doit être maintenue au niveau le plus faible qu'il est raisonnablement possible d'atteindre, compte tenu de l'état des techniques, des facteurs économiques et sociaux et, le cas échéant, de l'objectif médical recherché.* »

La notion de personne responsable est mise en avant. Celle-ci a notamment pour obligation de mettre en œuvre les mesures de protection et d'information des personnes exposées et de déclarer sans délai tout incident.

L'ordonnance prévoit également la nécessité d'établir un plan d'urgence interne, l'obligation pour le fournisseur d'une source radioactive de la reprendre en fin de vie et la tenue d'un inventaire national des sources de rayonnements ionisants. Elle comprend des dispositions spécifiques à la radioactivité naturelle renforcée. Elle prévoit des mesures de retrait d'autorisation et des sanctions pénales en cas de non-respect des dispositions. Enfin, elle impose la prolongation du contrat d'un travailleur temporaire si son exposition rapportée à la durée du contrat excède la limite de dose annuelle.

14.3.2. Décret n° 2002-460 du 4 avril 2002

Le décret 2002-460 du 4 avril 2002 relatif à la protection générale des personnes contre les dangers des rayonnements ionisants met à jour la partie réglementaire du code de la santé publique dans le domaine considéré ; il abroge le décret 66-450 du 20/06/66. Il convient de noter que, depuis, le décret n° 2003-462 du 21 mai 2003 a modifié la numérotation des articles correspondants du code de la santé publique.

Le décret instaure un régime plus restrictif pour l'addition intentionnelle de radionucléides dans les biens de consommation et les produits de construction (interdiction sauf exception). Le même régime s'applique pour la réutilisation dans ces biens et produits, de matériaux provenant d'une activité nucléaire (pas de libération des déchets très faiblement radioactifs). Pour assurer le respect du principe d'optimisation, le chef d'établissement, ou le chef d'entreprise, est tenu de mettre à la disposition de la personne responsable tous les moyens nécessaires ; un contrôle interne doit être mis en œuvre.

Le décret confirme l'abaissement de la limite de dose pour les personnes du public à $1 \text{ mSv}\cdot\text{an}^{-1}$. Des limites de dose équivalentes sont fixées à $15 \text{ mSv}\cdot\text{an}^{-1}$ pour le cristallin et à $50 \text{ mSv}\cdot\text{an}^{-1}$ pour la peau en valeur moyenne pour toute surface de 1 cm^2 . Les cas où les limites de dose ne s'appliquent pas sont déterminés (exposition des patients, des personnes qui participent au soutien et au réconfort des patients, des personnes qui participent à des programmes de recherche, des intervenants en situation d'urgence, des personnes aux rayonnements naturels et dans certains cas particuliers). L'estimation des doses doit être aussi réaliste que possible ; un arrêté définira les méthodes de calcul des doses efficaces et équivalentes mais il sera possible d'utiliser d'autres méthodes approuvées.

Un réseau national de surveillance de la radioactivité dans l'environnement est constitué. Un arrêté établira les modalités de collecte, traitement et élimination des déchets et effluents radioactifs provenant d'activités qui ne sont pas déjà couvertes par des textes spécifiques (autres que installations nucléaires de base, installations classées par la protection de l'environnement, installations minières).

Le décret traite des expositions naturelles renforcées ; la liste des catégories d'activités professionnelles concernées sera établie par arrêté, de même que les mesures de protection pour chacune d'elles après étude de leur cas et notamment des expositions qui en résultent. Le décret contient également des dispositions concernant le radon dans les lieux ouverts au public.

Le décret précise le régime des autorisations et déclarations pour les différentes utilisations des rayonnements (trois cas sont distingués : fabrication et distribution de sources médicales, utilisation de sources médicales et utilisation de sources à d'autres fins), ceci sans modifier les régimes particuliers en vigueur (INB, ICPE, industrie minière). Le suivi des sources de rayonnements, depuis leur fabrication jusqu'à leur élimination, est rigoureusement

organisé ; l'IRSN est chargé de centraliser les données. Enfin, le décret introduit les nouveaux seuils d'exemption issus de la directive 96/29/Euratom.

Ce décret sera complété par plus d'une dizaine d'arrêtés d'application dont plusieurs sont déjà publiés. Les plus importants portent sur les modalités de calcul des doses efficaces et des doses équivalentes (arrêté du 17/01/03), l'organisation d'un réseau national de mesures de la radioactivité dans l'environnement (arrêté du 17/10/03), l'agrément des organismes de contrôle de la radioprotection (arrêté du 09/01/04), le régime général des autorisations et déclarations (arrêté du 20/06/04), les règles techniques pour la collecte, le traitement et l'élimination des déchets et effluents hors INB.

14.3.3. Décret n° 2003-296 du 31 mars 2003

Le décret n° 2003-296 du 31 mars 2003 relatif à la protection des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants a pour premier effet de créer au sein du code du travail une section relative à la radioprotection (auparavant, la radioprotection des travailleurs ne relevait pas du code du travail). Il annule et remplace les décrets 86-1103 du 02/10/86 et 75-306 du 28/04/75.

Son champ d'application couvre les travailleurs, salariés ou non, susceptibles d'être exposés aux rayonnements ionisants dans le cadre des activités nucléaires (définies par l'ordonnance n° 2001-270), des interventions ou à la radioactivité naturelle renforcée. Il fixe dans les grandes lignes les responsabilités respectives du chef d'établissement (organisation du travail) et de l'employeur (protection individuelle de ses employés) ; en pratique, une étroite collaboration entre les deux s'imposera.

Pour la mise en œuvre du principe d'optimisation, il est précisé que les postes de travail doivent être analysés, que les doses sont évaluées avant, mesurées pendant puis analysées après une opération donnée, et que des objectifs de dose collective et individuelle sont définis préalablement (le terme « contrainte de dose » n'est pas repris). La limite de dose pour les travailleurs exposés (exposition externe et interne) est fixée à 20 mSv sur 12 mois consécutifs. Des limites dérivées (500 mSv sur 12 mois pour les extrémités et la peau, 150 mSv sur 12 mois pour le cristallin) ainsi que des limites particulières (étudiants, apprentis, femmes enceintes ou qui allaitent) sont également établies.

Le projet fixe les règles de protection applicables en conditions normales de travail (classification des zones et des travailleurs, contrôle des sources et des lieux de travail, formation, information, surveillance dosimétrique et médicale des travailleurs) et anormales (expositions sous autorisation spéciale et expositions professionnelles d'urgence), l'organisation fonctionnelle de la radioprotection (personne compétente, médecin du travail, CHSCT, organismes de dosimétrie agréés, IRSN...), le contrôle des pouvoirs publics et les règles applicables aux expositions naturelles renforcées. Enfin, les entreprises extérieures doivent avoir obtenu un certificat de qualification.

Quelques points particuliers méritent d'être précisés.

Une zone est dite surveillée ou contrôlée selon que l'exposition des travailleurs y est susceptible de dépasser respectivement 1 ou 6 mSv·an⁻¹ en conditions normales de travail. Des zones spécialement réglementées ou interdites peuvent être délimitées à l'intérieur de la zone contrôlée lorsque l'exposition est susceptible de dépasser certains niveaux qui seront fixés par arrêté (le choix n'est pas encore fait entre une approche par mesure du débit horaire ou par analyse de poste).

Un travailleur est classé parmi les travailleurs exposés aux rayonnements ionisants si son exposition est susceptible de dépasser $1 \text{ mSv}\cdot\text{an}^{-1}$; il est classé dans la catégorie A si son exposition peut excéder $6 \text{ mSv}\cdot\text{an}^{-1}$. Le chef d'établissement établit pour chaque salarié une fiche d'exposition et lui remet une notice de poste avant toute intervention en zone contrôlée.

La personne compétente en radioprotection (PCR) a une fonction préventive. Ses missions sont multiples : organisation du travail (zones, etc.), mise en œuvre des contrôles techniques d'ambiance, définition des objectifs de dose, coordination du plan de prévention, conseil du chef d'établissement en cas d'alerte, collaboration avec le médecin du travail sur la dosimétrie.

Le respect des dispositions concernant la protection des travailleurs est soumis au contrôle de l'inspecteur du travail et aussi, depuis la loi 2004-806 du 9 août 2004 (art. L.1333-17 modifié du code de la santé publique), à celui de l'inspecteur de la radioprotection.

Ce décret sera complété par une quinzaine d'arrêtés d'application, qui ne sont pas tous publiés à ce jour. Les plus importants portent sur les méthodes de calcul de la dose efficace et des doses équivalentes (arrêté du 01/09/03 et qui doit être complété par un second sur d'autres méthodes pouvant être utilisées lorsque la connaissance des paramètres de l'exposition permettent une estimation plus précise), les conditions de délimitation et de signalisation des zones, les modalités d'accès aux informations de dosimétrie, les règles techniques de leur transmission et la carte individuelle de suivi (arrêté du 30/12/04), les contrôles de radioprotection, le certificat de qualification des entreprises extérieures et sur l'exposition des travailleurs à la radioactivité naturelle « renforcée » (liste des activités ou des catégories professionnelles concernées et modalités techniques de mesures de l'exposition : arrêté du 25/05/05).

14.3.4. Décret n° 2003-295 du 31 mars 2003

Le décret n° 2003-295 du 31 mars 2003 relatif aux interventions en situation d'urgence radiologique et en cas d'exposition durable modifie le code de la santé publique. Après un chapeau définissant ces deux types de situations et rappelant que les interventions concernent la source, l'environnement ou les personnes, le décret comprend quatre parties portant respectivement sur les interventions et les intervenants dans chaque type de situation.

Pour les situations d'urgence radiologique, le décret détermine les actions à mettre en œuvre par la personne responsable de l'activité nucléaire et par le préfet, qui dirige les opérations de secours. Ce dernier décide des mesures de protection de la population (prophylaxie par l'iode, confinement, évacuation) en tenant compte de niveaux d'intervention fixés par arrêté (du 13/10/03) et des caractéristiques de la situation. Les intervenants sont répartis en deux groupes : les spécialistes des interventions radiologiques et les autres. Les limites de dose ne sont pas applicables aux intervenants mais le décret fixe des niveaux de référence d'exposition individuelle constituant des repères pratiques. Après une intervention, un bilan dosimétrique est établi.

Pour les interventions en cas d'exposition durable, le décret énumère les actions à mettre en œuvre par la personne responsable de l'activité nucléaire – ou, à défaut, le détenteur – ainsi que par l'autorité compétente. Il convient de noter que les limites de dose sont applicables aux personnes intervenant en cas d'exposition durable (les limites pour les personnes du public ou, le cas échéant, celles pour les travailleurs exposés).

14.3.5. Nouvelle organisation des pouvoirs publics dans les domaines de la radioprotection et de la sûreté nucléaire (domaine civil)

L'organisation des pouvoirs publics en matière de radioprotection et de sûreté nucléaire a fait l'objet d'une réforme récente. L'objectif était de clairement séparer autorités, experts et exploitants, et de regrouper la sûreté nucléaire et la radioprotection tant au niveau des autorités que des appuis techniques (experts).

Au niveau des autorités ministérielles, le décret 2002-255 du 22 février 2002 crée la Direction générale de la sûreté nucléaire et de la radioprotection (DGSNR). Celle-ci dépend à la fois des ministères chargés de l'Industrie, de la Santé et de l'Environnement. La DGSNR est dotée des pouvoirs réglementaire, d'autorisation, d'inspection et de contrôle, dans les domaines de la sûreté nucléaire et de la radioprotection ; ses compétences s'étendent aussi au transport des matières radioactives. À ce titre, elle remplace la Direction de la sûreté des installations nucléaires (DSIN) et, dans le domaine de la radioprotection, reprend des compétences de la Direction générale de la santé (DGS) ainsi que les pouvoirs régaliens dont disposaient l'Office de protection contre les rayonnements ionisants (OPRI) et la Commission interministérielle des radioéléments artificiels (CIREA). La Direction des relations du travail (DRT) du ministère chargé du Travail reste en charge de la protection des travailleurs.

Au niveau local, les services de la DGSNR sont les Divisions de la Sûreté nucléaire et de la radioprotection (DSNR) des installations nucléaires (DIN) placées au sein des Directions régionales de l'industrie, la recherche et l'environnement (DRIRE). La DGSNR peut aussi s'appuyer en tant que de besoin sur les Directions régionales et départementales des affaires sanitaires et sociales (DRASS et DDASS) pour ce qui concerne les aspects liés à la radioprotection.

Par ailleurs, la loi 2001-398 du 9 mai 2001 crée l'Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire (IRSN) issu de la fusion de l'Institut de protection et de sûreté nucléaire (IPSN), désormais séparé du Commissariat à l'énergie atomique (CEA), avec l'OPRI. Le décret 2002-254 du 22 février 2002 précise le statut, l'organisation et les missions de l'IRSN. Celui-ci est un établissement public industriel et commercial (EPIC), placé sous la tutelle conjointe des ministres chargés de la Défense, de l'Environnement, de l'Industrie, de la Recherche et de la Santé. Il est essentiellement chargé de réaliser des recherches, des expertises et des travaux dans les domaines de la sûreté nucléaire, de la protection contre les rayonnements ionisants, du contrôle et de la protection des matières nucléaires, et de la protection contre les actes de malveillance. L'IRSN est le principal appui technique de la DGSNR dans ses domaines de compétence mais il peut aussi travailler pour d'autres organismes publics ou privés, français ou étrangers.

Références

- ICRP (1959) *International Commission on Radiological Protection, Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 1, Pergamon Press, Oxford.
- ICRP (1966) *International Commission on Radiological Protection, Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 9, Pergamon Press, Oxford.

ICRP (1977) *International Commission on Radiological Protection, Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 26, Pergamon Press, Oxford and New York.

ICRP (1991) *International Commission on Radiological Protection, Recommendations of the international Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 60, Pergamon Press, Oxford and New York.

Pierce D. *et al.* (1996) Studies of the Mortality of Atomic Bomb Survivors, Report 12, Part 1, Cancer : 1950-1990, *Radiation Research*, **146**.

ICRP (1951) Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, *British Journal of Radiology* **24**, 46-53.

Remarque : Le recueil des textes relatifs à la radioprotection que publient les Journaux officiels (brochure JO n° 1420) n'a pas encore été mis à jour. Il est cependant possible de consulter les textes cités ci-dessus sur le site internet des JO (www.legifrance.gouv.fr). La recherche peut s'effectuer, soit par texte à partir de son numéro de publication, soit – et c'est préférable sauf pour les arrêtés – en consultant le code de la santé publique et le code du travail (en utilisant comme mot clé « rayonnements ionisants »).

15

Optimisation

Jean-François Lecomte, Christian Lefaire,
Caroline Schieber, Corinne Mage

15.1. La démarche ALARA : anticiper, suivre et analyser

Que ce soit dans le « système de protection radiologique » prôné au niveau international ou dans le contexte réglementaire national, respecter la limite de dose ne suffit pas, il faut optimiser la radioprotection, c'est-à-dire agir sur la conception des matériels et des procédés et sur l'organisation du travail en vue de maintenir les expositions individuelles et collectives aussi basses que raisonnablement possible.

Cette action ne peut se concevoir sans l'adoption d'une *attitude d'anticipation* qui va conduire à estimer et prédire les expositions individuelles et collectives, à envisager des actions susceptibles de réduire les expositions et à retenir celles qui sont « raisonnables », c'est-à-dire compatibles avec les ressources disponibles et l'équité entre les individus, enfin à fixer des objectifs optimisés. L'attitude d'anticipation doit être associée à une *attitude de vigilance* qui va conduire à la mise en place d'un système de collecte et de suivi en temps réel de la dosimétrie pendant la réalisation du travail et à une analyse systématique des résultats afin d'expliquer les écarts avec les objectifs, de constituer un retour d'expérience et de préparer les opérations futures (Figure 15.1).

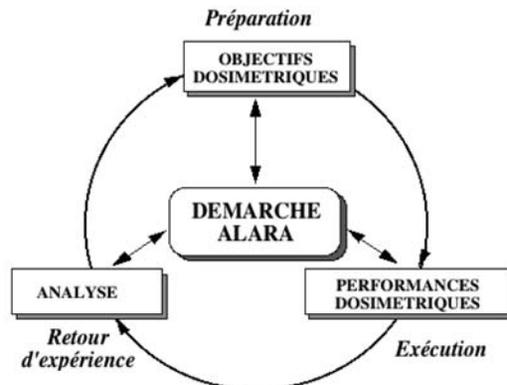


Figure 15.1. Démarche ALARA et phases opérationnelles.

La démarche ALARA peut et doit être mise en œuvre quels que soient les niveaux de doses individuelles et collectives, mais il faut que les moyens dans les différentes phases soient adaptés aux enjeux. Ainsi, dans la phase de préparation, pour un chantier dont l'enjeu dosimétrique est de quelques hommes- μSv , il convient de s'appuyer essentiellement sur le savoir-faire professionnel et de s'assurer que toutes les bonnes pratiques de radioprotection sont mises en œuvre. Par contre pour une opération de rénovation ou de démantèlement où les enjeux sont de plusieurs centaines d'hommes-mSv et où les doses individuelles annuelles peuvent dépasser 10 voire 15 mSv, une étude d'optimisation de plusieurs hommes-mois est tout à fait justifiée. De même, la mise en place d'une dosimétrie opérationnelle électronique individuelle permettant de saisir chaque entrée en zone surveillée ou contrôlée, ou d'une base de données informatisée très fine, n'est pas forcément utile pour des installations où les expositions annuelles sont de l'ordre de quelques microsieverts.

15.2. Nécessité de l'engagement de tous les acteurs

15.2.1. Une culture commune ALARA

La mise en œuvre effective de la démarche ALARA¹ suppose que toutes les personnes concernées par la protection radiologique connaissent et acceptent les hypothèses sur lesquelles repose le principe d'optimisation de la radioprotection. La connaissance de ces hypothèses permet de donner « du sens » à la démarche ALARA. L'acceptation de la notion de risque résiduel permet de « responsabiliser » et de motiver chacun, en vue de réduire les risques individuels et collectifs.

15.2.2. Engagement des autorités

En théorie, le principe ALARA pourrait être appliqué sans aucun contrôle réglementaire. Cependant, comme dans la pratique cela se traduit par de nécessaires remises en cause comportementales, l'existence d'une réglementation et surtout la volonté de la faire appliquer jouent un rôle considérable. La réglementation a été présentée au chapitre 14, elle décrit clairement le système de protection radiologique et la place de l'optimisation de la radioprotection dans ce système. La volonté de faire appliquer cette réglementation est tout aussi clairement affirmée par la DGSNR depuis 1997 (elle s'appelait DSIN à l'époque). Pour être la plus efficace possible, cette volonté devrait se concrétiser dans la définition de règles directrices, en concertation avec les autres « acteurs » concernés, et trouver dans sa pratique un équilibre satisfaisant entre le dialogue, indispensable à toute mise en œuvre d'ALARA, et le contrôle.

15.2.3. Engagement de la hiérarchie

Sans un engagement explicite de la hiérarchie sur la nécessité de réduire raisonnablement les faibles expositions, il est peu probable que les objectifs soient atteints : les efforts

¹ ALARA : *as long as reasonably achievable* = aussi bas que raisonnablement possible.

risquent d'être dispersés et l'on se contentera de ne pas dépasser les limites ou les niveaux de référence prescrits. L'engagement de la direction implique :

- qu'elle définisse clairement une politique de radioprotection ;
- qu'elle fixe des objectifs généraux ;
- qu'elle attribue à chacun des responsabilités dans la mise en œuvre de la politique de radioprotection ;
- qu'elle alloue les moyens (humains et financiers) permettant d'atteindre les objectifs ;
- qu'elle « reconnaisse » les efforts effectués.

15.2.4. Engagement du personnel

L'engagement de la hiérarchie est certes fondamental, mais si le message n'est pas clairement compris par le personnel, ou si celui-ci ne se sent pas impliqué dans la mise en œuvre d'ALARA, il est peu probable que la démarche aboutisse. Il est donc indispensable que le personnel participe de façon responsable à la mise en œuvre de la démarche :

- en particulier, en produisant, faisant circuler et remonter les informations nécessaires pour que soient prises les « bonnes » décisions ;
- mais aussi en adoptant une attitude visant à réduire son exposition ou celles de ses collègues.

Pour aboutir à cette implication, il convient que chacun reçoive :

- une formation en radioprotection adaptée à ses fonctions et au niveau de ses responsabilités ;
- un recyclage régulier afin de maintenir sa vigilance ;
- une sensibilisation à la radioprotection lors des entraînements sur maquette pour les tâches potentiellement les plus coûteuses en doses...

15.2.5. Intégration dans les relations contractuelles

Dans les centrales nucléaires et dans de nombreuses autres installations du cycle électro-nucléaire, une grande partie des doses est reçue par le personnel des entreprises extérieures.

Il est donc essentiel à la réussite du programme que les dirigeants, tant du site nucléaire que des entreprises contractantes, s'engagent explicitement à appliquer le principe d'optimisation et à coopérer efficacement.

Il convient donc :

- d'intégrer la nécessité d'appliquer la démarche ALARA dans le cahier des charges des travaux à effectuer,
- d'étudier l'impact dosimétrique et le coût raisonnable des propositions des entreprises,
- d'insérer des objectifs dosimétriques dans les commandes,
- de réclamer des analyses de retour d'expérience en radioprotection à la fin des chantiers.

15.3. Des moyens adaptés

15.3.1. Des structures de décision et d'analyse

Pour que l'engagement de la direction en faveur du principe d'optimisation puisse se concrétiser, il faut des structures capables d'assurer l'application de ce dernier. Ces structures doivent fournir un cadre « pérenne » à la mise en œuvre de la politique de radioprotection de l'entreprise, à la hauteur de ses ambitions ; elles doivent être suffisamment souples pour ne pas bouleverser les organisations ni accroître les contraintes administratives préexistantes.

Elles peuvent revêtir diverses formes suivant les situations, mais dans les faits, deux grandes tendances se dégagent.

Dans le premier cas, ALARA est considéré comme faisant partie intégrante du programme général de radioprotection, et les organes de gestion existants sont suffisants.

Dans le second cas, des structures ALARA spécifiques sont instituées dans le but de focaliser l'attention sur l'application d'ALARA. Ce type d'organisation comporte généralement trois éléments de base :

- l'élément central est le comité ALARA, dirigé par un responsable hiérarchique de haut niveau qui définit les objectifs dosimétriques,
- le *coordinateur ALARA* est responsable de la mise en œuvre du programme,
- les *groupes de travail* ou de projet ALARA sont chargés de faire des propositions et d'instruire les dossiers.

Quel que soit le cas de figure retenu (structures spécifiques ALARA ou non), la radioprotection doit être confiée à des personnes ou services compétents disposant d'un accès direct à la direction et d'une indépendance par rapport aux responsables de l'exploitation et de la maintenance des installations. Ces personnes ou services doivent de plus travailler en concertation permanente avec les autres spécialités.

15.3.2. Des outils spécifiques

L'engagement des acteurs étant acquis et les structures appropriées étant en place, il reste à mettre en œuvre un programme de travail. Ce programme sera facilité par l'utilisation d'outils ALARA. Pendant la phase de préparation des travaux, ces outils permettent :

- d'évaluer les expositions collectives et individuelles prévisionnelles ;
- de comparer et sélectionner les actions optimales ;
- de fixer des objectifs dosimétriques détaillés.

Pendant l'exécution des travaux, ils favorisent :

- le recueil en temps réel des informations fines par tâches élémentaires (y compris le recueil de données sur les aléas) ;
- la comparaison des expositions prévues et réalisées ;
- la mise en œuvre immédiate d'actions correctrices ;
- l'alimentation des bases de données de retour d'expérience.

À l'issue des travaux, ils sont utilisés pour :

- l'analyse détaillée des performances ;
- l'évaluation de nouveaux développements, l'amélioration des procédés et de l'organisation.

De nombreux outils sont aujourd'hui disponibles et utilisés dans des installations du monde entier. Parmi ces outils, on peut citer :

- les « check-lists » d'analyse ou de revue de chantier ;
- les logiciels d'analyse de chantier ;
- le permis de travail radiologique ;
- les systèmes de dosimétrie opérationnelle ;
- les rapports de retour d'expérience ;
- les bases de données de retour d'expérience ;
- le système de valeur monétaire de référence de l'homme-sievert et les outils d'aide à la décision.

15.3.3. Des procédures adaptées

L'existence de procédures formalisées est garante de la bonne utilisation des structures et des outils. Il importe en effet que les règles de fonctionnement des structures soient clairement définies afin de permettre à chacune de jouer son rôle avec une efficacité maximale. De même, il ne suffit pas de fournir des outils performants, il convient aussi d'en définir les modalités d'utilisation.

15.4. La démarche ALARA : un exemple

15.4.1. Étapes de la démarche en phase de préparation

En amont de toute application de la démarche ALARA, il convient d'examiner la situation concernée, pour en évaluer les enjeux dosimétriques et décider des moyens à mettre en œuvre pour anticiper, analyser, optimiser et suivre cette situation. Ayant identifié la nature de la situation, il se peut que les solutions possibles pour réduire les expositions soient relativement simples à évaluer (sur le plan dosimétrique et économique) et que le choix de l'une d'entre elles apparaisse évident.

Si l'on n'est pas dans le cas de figure précédent, la deuxième étape consiste alors à définir des actions de protection puis des critères qui permettront de sélectionner certaines actions. Parmi les critères caractérisant une action, les plus couramment retenus sont : la dose collective, la répartition des doses individuelles, le niveau des doses individuelles les plus élevées, les transferts de doses entre catégories de travailleurs, le coût de l'action, ainsi que les variations de coûts d'exploitation induites par la mise en œuvre de l'action.

Le processus de quantification de ces critères est sans doute l'étape la plus difficile et la plus longue du fait du nombre de données nécessaires qui sont rarement disponibles dans leur ensemble. Cette quantification une fois effectuée, il est possible de comparer les diverses actions, afin de sélectionner celles qui seront retenues. Lorsque les enjeux sont suffisamment importants, l'utilisation de techniques d'aide à la décision peut faciliter cette sélection.

Les résultats sont parfois très dépendants des hypothèses retenues. Une analyse de sensibilité doit alors être mise en œuvre, elle devra prendre en compte les incertitudes concernant les coûts, les débits de doses, le volume de travail exposé, le nombre de travailleurs.

La démarche d'optimisation est une démarche d'aide à la décision pour éclairer les choix des actions de radioprotection. À côté des critères quantitatifs, bien souvent d'autres critères non quantifiables, tels que la faisabilité technique, l'impact sur le planning, ou sur la sûreté de l'installation..., devront être pris en compte pour aboutir à la décision finale.

Check-list pour l'identification des options de protection

Comment réduire le volume de travail exposé ?

- L'activité est-elle indispensable ?
- Y a-t-il concertation avec l'exploitant (pour prendre en compte la maintenance future) ?
- Le processus utilisé est-il optimal ?
- L'activité est-elle bien située dans le planning ?
- Doit-elle en totalité être réalisée à un poste de travail exposé ?
- Peut-on mettre à distance certains opérateurs ?
- Le nombre d'opérateurs est-il justifié ?
- La répartition du travail est-elle optimale ?
- Peut-on prévoir des outils spécialisés pour réduire la dose ?
- Existe-t-il une possibilité de contrôle à distance et d'outils automatisés ?
- Peut-on modifier les tenues pour faciliter les conditions de travail ?
- Peut-on améliorer le confort (température, éclairage) ?
- Peut-on prévoir la communication radio ?
- Peut-on prévoir une surveillance télévisée ?
- Peut-on améliorer les facilités d'accès ?
- Quels sont les moyens de manutention disponibles ?
- Peut-on envisager des super structures adéquates (échafaudages...) ?
- Où sont les aires de dépose, d'approvisionnement ?
- La procédure d'évacuation du matériel est-elle notifiée ?
- La procédure d'évacuation des déchets est-elle envisagée ?
- Les circuits de fluides sont-ils en place ?
- Y a-t-il des problèmes de sécurité classique qui interfèrent avec la RP ?
- Peut-on préparer le travail sur maquette ?

Comment réduire les débits de dose ?

Actions sur les sources :

- Peut-on attendre afin de bénéficier – selon le ou les radionucléides présents – de la décroissance radioactive des sources ?

Remarque : cette action peut engendrer des problèmes de stockage de déchets. Il est important de prendre ce fait en considération lors d'un arbitrage.

- Peut-on utiliser la chimie avant l'arrêt pour réduire la contamination des circuits ?
- Peut-on filtrer le liquide primaire pour piéger les particules contaminées en suspension ?
- Pour un chantier en liaison avec d'autres chantiers :
 - Peut-on décontaminer totalement ou partiellement certains circuits ?
 - Autre ?
- Pour le chantier lui-même :
 - Peut-on enlever un élément de matériel très irradiant ?

Protections :

- Peut-on envisager une mise en eau des circuits ?
- Peut-on mettre des protections biologiques ?
 - Fixes
 - Mobiles
 - Intégrées à l'outillage
- Peut-on prévoir contre la contamination ?
 - Des boîtes à gants
 - Un sas
 - Un confinement statique
 - Un confinement dynamique
 - Une aspersion et exhaure
- Les protections individuelles sont-elles adaptées ?

15.4.2. Un exemple d'application : contrôle d'une vanne

15.4.2.1. Analyse de la situation dosimétrique

Chaque année, une vanne installée dans un local contenant plusieurs sources de rayonnements ionisants est démontée, contrôlée puis remontée. Les données du retour d'expérience montrent que l'opération est réalisée par cinq mécaniciens, pendant cinq heures dans un débit moyen de $0,1 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$. La dose collective totale de l'intervention est de $2,5$ homme-mSv. L'analyse de ce retour d'expérience montre aussi qu'une tuyauterie particulièrement irradiante est vide lorsque l'intervention sur la vanne est effectuée (Figure 15.2).

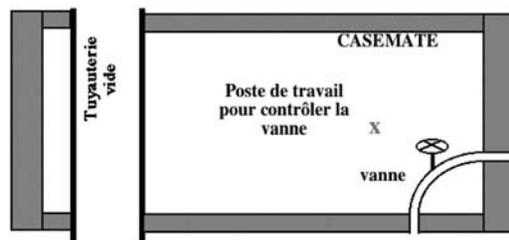


Figure 15.2. Le poste de travail.

La première question à se poser est la suivante : est-ce que ce contrôle est indispensable ? (l'intervention est-elle vraiment utile ?). En effet, dans de nombreux cas, il s'avère que certaines interventions ne sont pas indispensables, soit parce qu'elles peuvent être reportées ultérieurement, soit parce qu'elles sont réalisées « par habitude », sans être remises en cause. Dans ce cas, il importe de ne pas effectuer l'intervention car elle crée des doses non justifiées.

Dans cet exemple, le contrôle de la vanne sera jugé nécessaire.

Face à cette situation, la question qui se pose alors est de savoir si le niveau d'exposition est maintenu aussi bas qu'il est raisonnablement possible. Il s'agit donc de vérifier s'il n'existe pas des actions de radioprotection qui pourraient être mises en œuvre et qui seraient estimées raisonnables.

15.4.2.2. Identification des actions de radioprotection et des critères de choix

Il s'agit maintenant d'identifier toutes les actions de radioprotection envisageables. Il convient donc de se demander ce qu'il serait possible de faire pour agir sur les trois composantes de la dose :

- le débit de dose (actions sur les sources, protections...);
- le temps de travail (actions sur les procédures, les conditions de travail...);
- le nombre de personnes exposées.

Pour répondre à ces questions, il est essentiel qu'un réel travail d'équipe pluridisciplinaire s'instaure. En effet, s'il est indispensable de s'appuyer sur les radioprotectionnistes qui connaissent bien les ambiances dosimétriques et qui les mesurent, il est tout aussi important de rechercher des idées auprès des spécialistes qui interviennent dans la réalisation et la préparation des chantiers car ce sont eux qui connaissent les bonnes pratiques, les aléas rencontrés et qui, bien souvent, pourront faire des propositions d'amélioration de l'organisation du travail.

À cette étape, l'analyse des documents de retour d'expérience où sont consignés les résultats (techniques, dosimétriques...) des travaux effectués, le matériel utilisé, les difficultés rencontrées..., revêt une importance toute particulière.

Par ailleurs, l'utilisation des check-lists qui ont été présentées précédemment peut largement faciliter le travail de recensement des actions de protection.

La réflexion concernant la réduction des débits de dose nécessite de connaître les sources et leur contribution au débit ambiant au poste de travail. Dans notre exemple, on admettra que le débit à cet endroit est de $0,1 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ et provient pour $0,09 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ de la tuyauterie vide et pour $0,01 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ de la vanne elle-même (Figure 15.3). Il est alors possible d'envisager de s'attaquer en priorité à la composante principale du débit en maintenant la tuyauterie en eau ou en la décontaminant (actions sur la source elle-même) ou en installant une protection biologique entre les mécaniciens et la tuyauterie. D'autres actions sont envisageables.

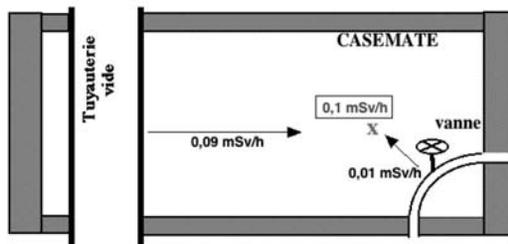


Figure 15.3. Contribution des sources au débit de dose ambiant.

En vue de réduire le temps de travail exposé, il faut tout d'abord s'assurer que le retour d'expérience fait bien apparaître les pertes de temps dues à des dysfonctionnements de façon à en tenir compte. Dans notre cas, l'expérience a montré que le travail n'était pas effectué dans de très bonnes conditions, l'outillage était inadapté à l'environnement et aux caractéristiques de la vanne et la casemate où elle se situe était très mal éclairée. Il est donc possible d'envisager de mettre une lampe halogène pour améliorer les conditions de

travail et de modifier l'outillage pour l'adapter à la vanne et à l'environnement, nous retiendrons ces deux actions pour l'étude.

Enfin, l'analyse des procédures montre que la présence des cinq mécaniciens n'est pas indispensable durant cinq heures ; deux d'entre eux peuvent rester à distance pendant deux heures sur cinq ; on proposera donc de les envoyer pendant ce temps dans une zone non irradiante couramment dénommée point vert. Afin de réduire le nombre d'intervenants, il est aussi possible d'envisager une robotisation du travail.

Les critères retenus pour évaluer ces actions (voir discussion *supra* en 15.4.1) seront la faisabilité technique, l'impact sur la dose collective, celui sur les transferts de doses entre catégories de travailleurs et le coût direct.

D'emblée au vu de ces critères, la dernière action envisagée, la robotisation, ne sera pas étudiée car elle apparaît disproportionnée, en termes de moyens mis en œuvre, par rapport aux enjeux dosimétriques.

15.4.2.3. Quantification des critères et sélection des actions de protection

La quantification des critères de dose et de coût de chacune des actions est indispensable pour évaluer leur efficacité.

Maintien de la tuyauterie en eau

Le maintien de la tuyauterie en eau fait diminuer le débit de dose provenant de la tuyauterie qui passe de $0,09 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ à $0,05 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$. Le débit de dose au poste de travail devient égal à $0,06 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ (Figure 15.4).

La dose individuelle de chaque mécanicien (qui intervient pendant 5 heures sur la vanne) est donc de :

$$5 \text{ h} \times 0,06 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1} = 0,3 \text{ mSv}.$$

La dose collective totale de l'intervention devient égale à :

$$0,3 \text{ mSv} \times 5 \text{ hommes} = 1,5 \text{ homme}\cdot\text{mSv}.$$

Le coût du maintien de la tuyauterie en eau est nul.

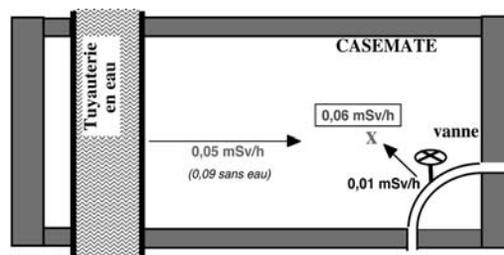


Figure 15.4. Action de maintien en eau de la tuyauterie.

Pose de protections biologiques

La pose de protections biologiques auprès de la tuyauterie fait diminuer le débit de dose provenant de la tuyauterie qui passe de $0,09 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ à $0,06 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$. Le débit de dose au poste de travail des mécaniciens devient égal à $0,07 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$.

La dose individuelle de chaque mécanicien (qui intervient pendant 5 heures sur la vanne) est donc de :

$$5 \text{ h} \times 0,07 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1} = 0,35 \text{ mSv}.$$

La dose collective totale des mécaniciens devient égale à :

$$0,35 \text{ mSv} \times 5 \text{ hommes} = 1,75 \text{ homme}\cdot\text{mSv}.$$

Mais le retour d'expérience montre que la mise en place et le retrait de cette protection biologique sont réalisés par 2 agents de servitude et durent 1/4 h pour chaque phase (Figure 15.5). La dose des mécaniciens n'est donc pas la seule à comptabiliser. Le débit de dose ambiant au poste de travail des agents de servitude est de $0,06 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$. La dose individuelle de chaque agent de servitude est de :

$$2 \text{ phases} \times 0,25 \text{ h} \times 0,06 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1} = 0,03 \text{ mSv}.$$

La dose collective des 2 intervenants est de :

$$2 \times 0,03 \text{ mSv} = 0,06 \text{ homme}\cdot\text{mSv}.$$

La dose collective totale de l'intervention est donc $1,75 + 0,06 = 1,81 \text{ homme}\cdot\text{mSv}$. La protection biologique étant en stock, aucun coût d'achat ou d'amortissement ne sera imputé à cette action. Par ailleurs, l'heure de travail supplémentaire des agents de servitude sera prise sur le forfait global et considérée comme négligeable pour cette étude : le coût de l'action peut donc être assimilé à un coût nul.

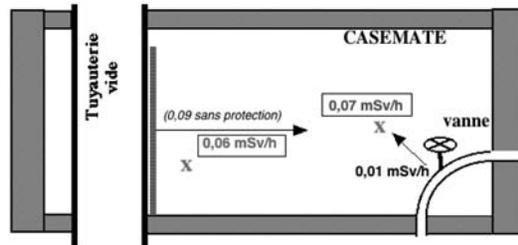


Figure 15.5. Action de pose d'une protection biologique.

Autres actions de protection prises isolément

Les autres actions sont à leur tour étudiées isolément et comparées à la situation initiale. Ainsi l'installation d'une lampe halogène permet de faire baisser le temps de travail exposé de 10 %, il passe donc de 5 à 4,5 heures, ce qui permet de réduire la dose collective de 2,5 à 2,25 homme-mSv ; comme cela a déjà été dit, l'analyse de la procédure permet de mettre à distance deux des cinq mécaniciens qui ne sont plus exposés que 3 heures et dans ce cas la dose collective totale serait de 2,1 homme-mSv : ces deux actions peuvent être mises en œuvre à un coût nul (mise à distance) ou pratiquement nul (il y a des lampes disponibles dans la réserve du matériel).

La modification de l'outillage pour l'adapter à la vanne et à l'environnement permet de réduire de 5 à 3 le nombre total de mécaniciens nécessaires pour effectuer le contrôle ce qui permet de diminuer la dose de 2,5 à 1,5 homme-mSv. Le coût de cette modification est estimé à 500 € (part du coût d'achat amorti sur une intervention).

Enfin, la décontamination de la canalisation permet de réduire le débit de dose de $0,1 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ à $0,03 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ pour un coût de 550 € (main d'œuvre, amortissement et

gestion des effluents), la dose collective passant à 0,75 homme-mSv pour les cinq mécaniciens. Le tableau 15.1 résume les hypothèses et les résultats concernant chacune des six actions de protection envisagées.

Tableau 15.1. Synthèse des actions de protection envisagées.

Action	Débit de dose ambiant (mSv · h ⁻¹)	Temps de travail exposé (h)	Nb d'intervenants	Dose individuelle moyenne (mSv)	Dose collective totale (homme-mSv)	Coût (€)
<i>Situation initiale</i>	0,1	5	5 mécaniciens	0,5	2,5	
1. Eau	0,06 (-40 %)	5	5 mécaniciens	0,3	1,5	nul
2. Protection biologique	0,07 (-30 %) 0,06	5 0,5	5 mécaniciens 2 agents	0,35 0,03	1,81	≈ nul
3. Lumière	0,1	4,5 (-10 %)	5 mécaniciens	0,45	2,25	nul
4. Mise à distance	0,1 0,1	5 3	3 mécaniciens 2 mécaniciens	0,5 0,3	2,1	≈ nul
5. Outillage	0,1	5	3 mécaniciens	0,5	1,5	500
6. Décontamination	0,03 (-70 %)	5	5 mécaniciens	0,15	0,75	550

Définition d'une référence

Ainsi, les quatre premières actions de protection permettent de réduire la dose totale pour un coût nul ou quasiment nul. L'une d'entre elles accroît cependant la dose d'une catégorie d'intervenants, il va donc falloir tenir compte de ce transfert de risque. Par contre : pourquoi ne pas mettre en œuvre directement les trois autres ? Elles apparaissent comme complémentaires. L'une d'entre elles permet de réduire le débit : si les mécaniciens bénéficient de la mise en eau, ils vont travailler dans une ambiance de 0,06 (mSv·h⁻¹). Les deux autres vont permettre de réduire le temps de travail exposé des mécaniciens : trois d'entre eux bénéficieront uniquement du gain de 10 % lié à la présence de la lampe halogène (4,5 heures au lieu de 5 heures), les deux autres bénéficieront à la fois de l'éclairage et de la mise à distance, mais vu le travail effectué, il est admis que la lampe leur permet de gagner 20 % sur le temps exposé qui sera de 2,5 heures au lieu de 3 h. La combinaison de toutes ces actions permet de réduire la dose collective de 2,5 à 1,11 homme-mSv pour un coût nul ou tout au moins très faible.

Il n'est pas nécessaire de poursuivre l'étude de ces actions de protection, la décision s'impose, elles doivent être mises en œuvre conjointement : leur combinaison sera appelée situation de référence.

Cet exemple illustre la deuxième question de base qui se pose lors de toute mise en œuvre d'une démarche ALARA : quelles sont les actions de protection qui peuvent être mises en œuvre sans augmentation de coût et sans transfert de risques ?

Analyse des combinaisons d'actions engendrant des coûts

Faut-il réduire encore plus les expositions ? Faut-il en plus des trois actions déjà retenues installer la protection biologique ? modifier l'outillage ? réaliser une décontamination ? combiner la référence à deux de ces actions ou avec les trois à la fois ?

Vu son efficacité, la décontamination de la tuyauterie peut permettre d'éviter la mise en place de la protection biologique. En effet, si cette protection biologique permet de réduire la dose collective totale et celle des mécaniciens, c'est au détriment d'agents de servitude qui voient leurs doses s'accroître alors qu'ils se situent déjà parmi les travailleurs les plus exposés. On va donc supposer que la décontamination, si elle est mise en œuvre, se substitue à la mise en place de la protection biologique. Cinq combinaisons d'options intégrant en plus de la référence seront donc étudiées : la protection biologique ou la décontamination, ou l'outillage, ou l'outillage plus la protection biologique, ou l'outillage plus la décontamination (Tableau 15.2).

La combinaison de la référence et de la mise en place de la protection biologique permet de réduire la dose totale à 0,77 homme-mSv pour un coût nul (mais en introduisant une dose de 0,03 homme-mSv pour les agents de servitude).

La combinaison de la référence et de la modification de l'outillage permet d'éviter totalement la présence des deux mécaniciens qui étaient mis à distance pendant 2 h : la dose collective totale n'est plus que de 0,81 homme-mSv, mais l'action coûte 500 €.

La combinaison de la référence avec l'outillage et la protection biologique permet de réduire la dose collective à 0,57 homme-mSv, pour un coût de 500 € et en introduisant une dose de 0,03 homme-mSv pour les agents de servitude.

Tableau 15.2. Les actions de protection à évaluer.

Action	Débit de dose ambiant (mSv·h ⁻¹)	Temps de travail exposé (h)	Nombre d'intervenants	Dose individuelle moyenne (mSv)	Dose collective totale (homme-mSv)	Coût (€)
<i>Situation initiale</i>	0,1	5	5 mécaniciens	0,5	2,5	
Référence (eau + lumière + mise à distance)	0,06 0,06	4,5 2,5	3 mécaniciens 2 mécaniciens	0,27 0,15	1,11	≈ nul
Référence + protection biologique	0,04 0,04 0,03	4,5 2,5 0,5	3 mécaniciens 2 mécaniciens 2 agents	0,18 0,1 0,015	0,77	≈ nul
Référence + outillage	0,06	4,5	3 mécaniciens	0,27	0,81	500
Référence + outillage + protection biologique	0,04 0,03	4,5 0,5	3 mécaniciens 2 agents	0,18 0,015	0,57	500
Référence + décontamination	0,02 0,02	4,5 2,5	3 mécaniciens 2 mécaniciens	0,09 0,05	0,37	550
Référence + outillage + décontamination	0,02	4,5	3 mécaniciens	0,09	0,27	1050

La combinaison de la référence et de la décontamination permet de faire passer la dose collective totale à 0,37 homme-mSv pour un coût de 550 €.

Enfin, la combinaison de la référence, de la modification de l'outillage et de la décontamination permet encore de réduire la dose collective qui passe à 0,27 homme-mSv pour un coût de 1 050 € sans augmentation de la dose des agents de servitude.

Les actions ont été classées par ordre de coût croissant. L'action « référence plus outillage » ne permet aucun gain dosimétrique par rapport à l'action précédente (« référence + protection biologique »), alors qu'elle coûte plus cher, elle est éliminée d'emblée.

Méthodes d'aide à la décision

La question qui se pose alors est de savoir jusqu'où l'on peut raisonnablement engager des dépenses pour réduire la dose ?

Pour comparer des options de protection caractérisées par des critères de doses et de coûts, plusieurs techniques d'aide à la décision ont été développées : les méthodes dites du coût-efficacité, du coût-bénéfice, du coût raisonnable qui toutes utilisent un même outil : la valeur (ou le système de valeurs) monétaire de l'homme-sievert évité. Dès lors que l'on voudra prendre en compte d'autres critères (par exemple les risques autres que radiologiques ou le contexte social), les méthodes précédentes ne seront plus suffisantes et il faudra utiliser des méthodes dites multicritères.

Dans l'exemple de la vanne, seule la méthode la plus simple, l'analyse coût-bénéfice, sera utilisée. Dans cette méthode, la valeur monétaire « de référence » de l'homme-sievert correspond à la somme maximale que l'entreprise considère raisonnable de dépenser pour éviter une unité de dose. Dans l'exemple, elle sera de 1 500 € par homme-mSv évité (1,5 M € par homme-sievert évité).

Avec la méthode coût-bénéfice, il convient d'additionner pour chaque option (une option peut être égale à une combinaison d'actions) le coût « d'exploitation » de l'option au coût du détriment sanitaire qui inclut le bénéfice car ce coût du détriment est d'autant plus faible que la dose liée à l'option est réduite. L'option optimale est l'option dont la somme est la plus faible (Tableau 15.3).

On entend par « coût du détriment sanitaire » le produit de la dose collective résiduelle correspondant à la mise en place de l'option par la valeur monétaire de l'homme-mSv (cela revient à monétiser le détriment sanitaire induit par les rayonnements ionisants, sous les hypothèses vues dans la première partie).

La combinaison d'actions optimale, c'est-à-dire qui permet d'obtenir le plus grand gain en terme de dose collective évitée tout en prenant en compte les transferts de dose, est dans l'exemple considéré :

Décontamination + Maintien en eau + Halogène + Mise à distance

En l'absence de critères autres que radiologiques, c'est donc cette option qui devrait être retenue.

15.4.2.4. Et la réalité du terrain ?

L'exemple précédent se veut pédagogique. Le plus important est de comprendre que cette démarche est transverse : elle doit être le résultat d'une réflexion commune dans laquelle

Tableau 15.3. Analyse coût-bénéfice des actions de protection.

Action	Coût d'exploitation (€)	Dose collective (H-mSv)	Coût détriment sanitaire (€)	Somme (€)
<i>Situation initiale</i>		2,5	$2,5 \times 1500 = 3750$	3750
Référence (eau + lumière + mise à distance)	≈ nul	1,11	$1,11 \times 1500 = 1665$	1665
Référence + protection biologique	≈ nul	0,77	$0,77 \times 1500 = 1155$	1155
Référence + outillage + protection biologique	500	0,57	$0,57 \times 1500 = 855$	1355
Référence + décontamination	550	0,37	$0,37 \times 1500 = 555$	1105
Référence + outillage + décontamination	1050	0,27	$0,27 \times 1500 = 405$	1455

chaque corps de métier apporte sa contribution. Aussi, dans la pratique, les points suivants peuvent représenter des difficultés à surmonter :

- adapter le formalisme de l'étude aux enjeux du chantier,
- réaliser une étude dosimétrique prévisionnelle optimisée.

Adapter le formalisme de l'étude aux enjeux du chantier

Une difficulté majeure est d'adapter le formalisme de l'étude à l'enjeu dosimétrique du chantier. En effet, même si, rappelons-le, il convient d'engager une démarche ALARA dans chaque cas, il apparaît clairement qu'un chantier de quelques hommes- μ Sv ne sera pas traité de la même façon qu'un chantier de plusieurs centaines d'hommes-mSv. Pour aider les personnes à réaliser une étude d'optimisation de la radioprotection, il est possible de déterminer des critères suivant lesquels la réflexion se portera à tel ou tel niveau. Par exemple, pour un chantier de quelques hommes- μ Sv, il conviendra essentiellement de savoir si les bonnes pratiques sont mises en place. Pour un chantier de plusieurs dizaines d'hommes-mSv, il conviendra de s'interroger beaucoup plus en amont à savoir par exemple, réfléchir sur les modes opératoires (si la technique est figée) ou bien même encore sur la technique à utiliser. Les différents critères pour évaluer l'enjeu dosimétrique peuvent être la dosimétrie collective (exemple que nous venons d'évoquer) ou bien encore la dosimétrie individuelle ou les débits de dose (ou un mixte de ces critères). Plus tôt les radioprotectionnistes sont inclus dans la démarche, plus aisée s'avère la réflexion à mener.

Réaliser une étude dosimétrique prévisionnelle optimisée

Bien souvent, les données fournies pour réaliser l'étude dosimétrique prévisionnelle prennent déjà en compte la mise en place d'actions de radioprotection. Dans ce cas, soit l'étude prévisionnelle est actée telle quelle, les actions mises en place ne paraissant pas déraisonnables, soit ces actions sont considérées comme un minimum à mettre en place et une réflexion sur d'autres actions que l'on pourra comparer est engagée (la première solution n'excluant d'ailleurs pas la seconde !).

Avant le paragraphe suivant, il est indispensable de rappeler que la valeur monétaire de l'homme-sievert évité ne représente pas l'essentiel de la démarche d'optimisation mais bien un outil. L'essentiel est de garder à l'esprit que la décision finale sera le résultat d'une réflexion multi-critères et que l'utilisation d'une méthode utilisant la valeur monétaire de l'homme-sievert évité reste un éclairage dans cette démarche.

15.5. Valeur monétaire de l'homme-sievert

15.5.1. Le concept

La mise en œuvre de la démarche ALARA dans le cadre de la radioprotection a pour but de maîtriser les expositions individuelles et collectives et d'en assurer une gestion rationnelle. L'objectif de cette politique est, conformément aux recommandations de la publication 60 de la CIPR, de faire en sorte que « l'importance des doses individuelles, le nombre de personnes exposées, (soient) maintenus aussi bas qu'il est raisonnablement possible compte tenu des facteurs économiques et sociaux, (et que) cette procédure (d'optimisation) (soit) mise en œuvre avec des restrictions sur les doses individuelles afin de limiter l'iniquité susceptible de résulter de situations particulières ». En vue de comparer les coûts de protection avec les bénéfices attendus en termes de dose évitée, la CIPR a, depuis sa publication 26, préconisé la définition d'un système de valeurs monétaires de référence de l'unité de dose collective.

Cette valeur ou ce système de valeurs devra donc traduire ce que l'entreprise ou la société est prête à dépenser pour éviter un éventuel effet sanitaire induit par l'exposition aux rayonnements. Il s'agit d'une grandeur (ou d'un ensemble de grandeurs) définie(s) a priori². En adoptant, comme la CIPR le recommande, l'hypothèse d'une relation linéaire et sans seuil pour les faibles niveaux d'exposition aux rayonnements ionisants, il est possible de déterminer la valeur monétaire de l'homme-sievert comme étant égale à la probabilité d'occurrence d'un effet sanitaire (pour une exposition d'un homme-sievert) multipliée par la valeur monétaire de cet effet. Les effets sanitaires (cancers, effets héréditaires...) pouvant être traduits en termes d'années de vie perdues, leur valeur monétaire s'apparente ainsi à une valeur monétaire de la vie humaine.

À ce stade, il est important de bien faire la différence entre cette grandeur définie a priori, et le coût de protection associé à l'action de radioprotection, c'est-à-dire le montant financier qui sera dépensé effectivement pour réduire les expositions si l'action est réalisée. De même, il ne faut pas confondre la valeur monétaire de l'homme-sievert avec le coût implicite de l'homme-sievert évité, c'est-à-dire ce que coûte la suppression d'une unité de dose associée à une action de protection particulière si elle est réalisée.

² Il a parfois été reproché au principe d'optimisation d'assigner une valeur monétaire à l'unité collective d'exposition, ce qui revient à chiffrer le prix de la vie humaine. Alors que cette approche est acceptée quand il s'agit d'indemnisation (les compagnies d'assurance ont des barèmes très détaillés), elle l'est encore difficilement dans le domaine de la radioprotection, car jugée contraire à l'éthique. En fait, cette attitude est erronée car il ne faut pas confondre « prix » d'une vie humaine et « coût » nécessaire pour la sauver. Mais il faut, bien entendu, se rappeler aussi que l'on raisonne ici, comme toujours en matière de prise de décision dans des politiques de prévention ou de précaution, sur des vies « statistiques » à sauver et non pas sur des individus identifiés.

15.5.2. Détermination des valeurs monétaires de référence de l'homme-sievert

15.5.2.1. Méthode du capital humain

La méthode du capital humain consiste à admettre que la valeur monétaire accordée à une année de vie, ou valeur de la vie humaine, est égale à la contribution moyenne d'un individu à la richesse nationale, l'idée étant que chaque individu participe à cette richesse et donc contribue ainsi au bien-être social. Si quelqu'un décède du fait d'un accident ou d'une maladie avant l'âge théorique correspondant à son espérance de vie, il existe une perte de contribution à la richesse nationale. C'est le premier concept qui a émergé au niveau de l'économie pour tenter de donner une expression monétaire à la vie humaine.

En ce qui concerne la radioprotection, il est d'usage de prendre comme indicateur pour le capital humain, le produit intérieur brut (PIB) par tête, c'est-à-dire la contribution individuelle moyenne à la valeur ajoutée nationale chaque année. En 2000, le PIB par tête en France était d'environ 22 k€. Cette valeur peut ainsi être assimilée à la valeur monétaire d'une année de vie.

En ce qui concerne l'exposition aux rayonnements ionisants, la valeur monétaire associée à un effet radio-induit mortel (ou équivalent) est obtenue en considérant une perte d'espérance de vie d'environ 16 années, soit une valeur de monétaire de l'ordre de 352 k€ par effet radio-induit. Dès lors, en utilisant la probabilité d'occurrence d'un effet radio-induit pour une exposition d'un homme-sievert, soit $5,6 \times 10^{-2}$ pour une population de travailleurs adultes, la valeur monétaire des effets sanitaires associée à un homme-sievert peut être estimée à environ 20 k€. Le calcul qui conduit à cette valeur est le suivant.

– Comme un effet radio-induit correspond environ à 16 années de vie perdues, la valeur monétaire d'un effet est égale à :

$$16 \text{ ans} \times 22 \text{ k€} = 352 \text{ k€}$$

– et la valeur monétaire de l'homme-sievert est égale à :

$$322 \text{ k€} \times 5,6 \times 10^{-2} \text{ Effet/homme-sievert} \approx 20 \text{ k€/homme-sievert.}$$

15.5.2.2. Prise en compte de l'aversion au risque

C'est la publication 37 de la CIPR qui, dix ans après l'introduction du concept de valeur monétaire de l'homme-sievert, a posé la question de l'aversion au risque. Cette dernière permet de prendre en considération la répartition du risque individuel au sein d'une population exposée. Ainsi, une dose collective d'un homme-sievert résultant de l'exposition de 10 personnes à 100 mSv et la même dose collective résultant de l'exposition de 1000 personnes à 1 mSv ne seront pas évaluées de la même façon du point de vue monétaire, bien que le risque sanitaire potentiel soit identique sur le plan collectif étant donné l'adoption de l'hypothèse d'une relation dose-effet linéaire sans seuil. Plus le risque pour les individus augmente, plus la volonté de les protéger et la propension à dépenser de l'argent pour réduire les risques, sont forts.

La prise en compte de l'aversion au risque dans l'évaluation de la valeur monétaire de l'homme-sievert peut se traduire par les trois objectifs suivants en termes de réduction des expositions individuelles et collectives :

- réduire le niveau de l'exposition collective,
- réduire la dispersion des expositions individuelles,
- réduire la dispersion des doses en recherchant en priorité la réduction des expositions individuelles les plus élevées.

15.5.3. Présentation analytique du modèle

Le système retenu est défini de façon à permettre une réduction des expositions collectives tout en réduisant la dispersion des expositions et ce en priorité pour les niveaux d'exposition élevés. Il intègre donc un degré d'aversion à la dispersion des expositions et s'exprime, du point de vue analytique, comme suit :

$$\alpha_{\text{ref}}(d) = \alpha_{\text{base}} \left(\frac{d}{d_0} \right)^a$$

avec :

$\alpha_{\text{ref}}(d)$ = valeur monétaire de l'homme-sievert pour le niveau d'exposition d .

α_{base} = valeur monétaire de base de l'homme-sievert.

d_0 = borne inférieure de la plage de dose individuelle à partir de laquelle le phénomène d'aversion est applicable.

d = niveau d'exposition annuel individuel.

a = coefficient représentant le degré d'aversion.

($a = 0$ pour $d < d_0$, $a \geq 0$ pour $d \geq d_0$).

Il s'agit d'un système de valeurs monétaires de l'homme-sievert croissant avec les niveaux d'exposition individuels. La valeur monétaire de base de l'homme-sievert (α_{base}) reflète la valeur des effets sanitaires attendus : quel que soit le niveau d'exposition individuel, la valeur monétaire des effets sanitaires associés à un homme-sievert est considérée comme constante. Par contre, le coefficient « a » représente le degré d'aversion au risque et permet d'introduire des valeurs monétaires de l'homme-sievert croissant en fonction du niveau d'exposition individuel. Quant à la borne d_0 , elle permet de ne considérer l'aversion au risque qu'au-delà d'un niveau d'exposition minimal, la prise en compte de la dispersion des expositions individuelles n'étant pas jugée nécessaire pour des plages de doses faibles.

Du point de vue graphique, le modèle se présente de la manière suivante (Figure 15.6) : en ordonnées figure ce qu'il est raisonnable de dépenser pour éviter un homme-sievert exprimé en unité monétaire ; en abscisses figurent les niveaux de dose individuels exprimés en millisievert.

15.5.4. Systèmes existants

Depuis que la CIPR a élaboré ce concept, de nombreuses institutions se sont dotées de systèmes de valeur monétaire de l'homme-sievert. Selon les cas, il s'agit de systèmes retenus par des exploitants nucléaires, ou des autorités réglementaires, ou de systèmes recommandés par des organismes experts comme le NRPB en Grande-Bretagne. En France, seul EDF s'est doté d'un tel système.

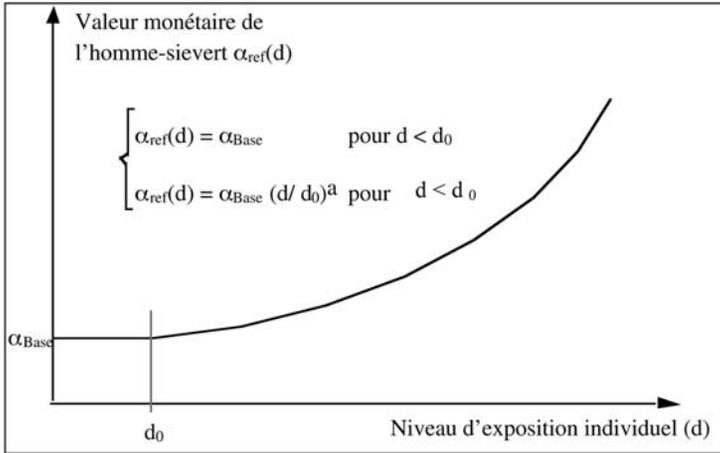


Figure 15.6. Représentation générale du modèle pour le système de valeurs monétaires de l'homme-sievert.

15.5.4.1. Système d'EDF

EDF s'est doté, en 1992, de son premier système de valeurs monétaires de l'homme-sievert. L'adoption de ce système répondait à une volonté d'inscrire la démarche de réduction des expositions collectives et individuelles voulue par l'établissement, dans un contexte décisionnel faisant appel aux dimensions économiques et sociales, en vue d'assurer une meilleure affectation des ressources de protection ainsi qu'une meilleure équité dans la distribution des expositions individuelles.

Le modèle retenu par EDF a été celui présenté précédemment. Cependant, pour simplifier l'application pratique, trois groupes de doses sont aujourd'hui considérés : 0 à 10 mSv, 10 à 16 mSv et 16 à 20 mSv sur 12 mois glissants (Tableau 15.4).

Tableau 15.4. Valeurs monétaires de l'homme-sievert retenues par EDF.

Plage de dose individuelle annuelle (mSv · an ⁻¹)	Valeur monétaire de référence de l'homme-sievert (€/homme-mSv)
	(a = 1,5)
0 - 10	650
10 - 16	1 300
16 - 20	1 800

15.5.4.2. Valeur monétaire de l'homme-sievert et les Autorités de contrôle en radioprotection

En général, les valeurs sont retenues dans le cadre d'une procédure interne à l'organisation, sans discussion avec des représentants que ce soit du public, des exploitants ou des travailleurs. L'étude préliminaire s'appuie sur un recensement des modèles existants et des valeurs acceptées au niveau international (Tableau 15.5).

Tableau 15.5. Systèmes de valeur monétaire de référence de l'homme-sievert adoptés par les Autorités de contrôle en radioprotection.

Pays	Existence d'un système de valeurs monétaires de référence de l'homme-sievert	Valeur monétaire de l'homme-mSv en monnaie nationale	Valeur monétaire de l'homme-mSv en €
Canada 1997	référence au concept dans des guides d'application d'ALARA (en cours de discussion)	100 \$ Can. établie à partir des références internationales	70
États-Unis NRC 1995	valeur recommandée	200 US\$	190
Grande-Bretagne 1999	valeurs recommandées	10-100 UK £ en fonction de la situation d'exposition	15 - 150
Finlande 1991	valeur recommandée	100 US\$	90
Pays-Bas 1995	valeur recommandée	1 000 florins	450
Suisse 1994	valeur recommandée	3 000 francs suisses	1 800

La décision finale aboutit souvent à retenir des valeurs assez proches de celles qui sont « acceptées » par les autres Autorités. Il y a donc une sorte de « standard international », tout au moins dans les pays « occidentaux ». Les valeurs uniques sont comprises entre 75 et 180 € par homme-mSv, et le fait de retenir un jeu de valeurs revient essentiellement à déterminer une valeur de base plus faible (environ 15 €) pour aboutir à des valeurs maximales de 150 à 300 € par homme-mSv.

Les Autorités de radioprotection considèrent la valeur de l'homme-sievert plus comme une référence de base que comme un outil très opérationnel et ne lui confèrent pratiquement jamais un statut réglementaire. De ce fait ces valeurs ne sont jamais des valeurs « prescrites » dont l'utilisation serait obligatoire ; elles sont seulement des valeurs recommandées.

15.5.4.3. Valeur monétaire de l'homme-sievert chez les exploitants nucléaires et son utilisation

En 1997, près des trois quarts des exploitants interrogés s'étaient dotés d'un système de valeur monétaire de l'homme-sievert. Le choix des valeurs a toujours fait l'objet d'une décision des responsables de l'entreprise au plus haut niveau.

Les valeurs retenues par les exploitants sont *in fine* 5, 10 ou même 20 fois supérieures aux recommandations des Autorités et correspondent généralement à quelques centaines d'euros par homme-mSv.

Dans tous les pays, l'utilisation formalisée de la valeur d' α est réservée à des décisions importantes à la fois en termes budgétaires et (ou) en termes d'impact sur l'exploitation ou la sûreté des installations : environ 60 % des utilisations de cet outil correspondent à l'optimisation de modifications importantes des installations, de réparations lourdes et coûteuses ou de travaux sur le circuit primaire d'un réacteur nucléaire. En ce qui concerne la gestion du travail, les réponses à l'enquête décrivent un très large éventail d'exemples qui vont de la prise de décisions concernant la télémétrie automatisée jusqu'au nettoyage du site en passant par le contrôle vidéo, l'ergonomie des outils, les liaisons phoniques pour certaines catégories de travailleurs...

L'utilisation formalisée de la valeur d' α n'apparaît donc pas, sauf pour quelques exceptions, comme faisant partie de la pratique quotidienne.

En France, rares sont les sociétés qui détiennent une valeur monétaire de l'homme-sievert évité. Pourtant, implicitement, chaque exploitant possède une idée plus ou moins précise de ce que qu'il est prêt à dépenser puisqu'il décide que telle ou telle action peut être mise en place, que telle autre coûte trop chère par rapport à l'efficacité de sa mise en place, etc. Une façon de découvrir les valeurs implicitement utilisées consiste donc à analyser les retours d'expérience. En effet, a posteriori, il est possible de remonter la démarche d'optimisation : réaliser une étude prévisionnelle optimisée qui prend en compte la mise en place d'actions de radioprotection, estimer le coût et le gain dosimétrique obtenu grâce à ces actions.

Par exemple, si une société a dépensé 3 000 € dans la mise en place d'une action de radioprotection, ce qui a permis de faire passer la dosimétrie de 5 à 3 homme-mSv, il est possible d'en déduire que la valeur monétaire de l'homme-sievert est au minimum de 1 500 €/homme-mSv (soit 3 000 € / 2 homme-mSv évités = 1 500 € / homme-mSv évité). En réalisant ce calcul pour plusieurs chantiers déjà exécutés, il est possible de déterminer a posteriori une ou plusieurs valeurs monétaires de l'homme-sievert évité (Tableau 15.6).

Tableau 15.6. Quelques systèmes de valeurs monétaires de l'homme-sievert retenus par les exploitants électronucléaires.

Pays	Exploitant	Année d'adoption	Valeur en € par homme-mSv
Allemagne	<i>Proposition du VGB</i> en test chez les exploitants. Système de valeurs fonction du niveau de dose individuel annuel	1996/97	< 1 mSv : pas de valeur 1 - 10 mSv : 150 10 - 20 mSv : valeur qui croît linéairement pour atteindre 1 500 € à 20 mSv
France	<i>EDF</i> Système de valeurs fonction du niveau de dose individuel annuel	2002	0 - 10 mSv : 650 10 - 16 mSv : 1 300 16 - 20 mSv : 1 800
Pays-Bas	<i>Borselle</i> Système de valeurs fonction du niveau de dose individuel annuel	2002	< 10 mSv : 500 > 10 mSv : 1 000
Royaume-Uni	<i>Sizewell</i> Système de valeurs fonction du niveau de dose individuel annuel	-	entre 15 et 75

Dès lors que l'exploitant s'est doté d'un système de valeur de l'homme-sievert, il apparaît comme un « outil de transaction efficace entre partenaires », tant entre l'exploitant et ses sites que dans les relations avec les entreprises extérieures : environ un tiers des sites utilisent parfois cet outil pour discuter avec leurs sous-traitants.

Un tel outil ne peut cependant rester qu'un outil d'aide à la décision ; il permet certes d'introduire plus de transparence et de cohérence dans la prise de décision, d'éliminer des « actions de protection » non raisonnables, de classer ces options... mais de nombreux autres critères interviennent dans la prise de décision.

15.6. Conclusion

Cet exposé a permis d'illustrer la démarche ALARA : une démarche d'anticipation en vue de déterminer des objectifs dosimétriques optimisés, une démarche de vigilance en vue de suivre les performances dosimétriques pendant la réalisation du travail et d'analyser de façon systématique les résultats afin d'expliquer les écarts avec les objectifs, de constituer un retour d'expérience et de préparer les opérations futures.

L'accent a aussi été mis sur la diversité des structures et des outils disponibles pour mettre en œuvre cette démarche ALARA.

Cependant, pour conclure il convient de rappeler que l'essentiel n'est pas d'avoir une politique, une organisation et des outils ALARA : la présence de tous ces éléments ne garantit pas une « pratique » ALARA.

L'essentiel, la véritable clef du succès, réside dans la diffusion d'une culture radioprotection et dans le fait de reconnaître que l'optimisation est avant tout un état d'esprit et qu'il doit correspondre à un engagement de tous, à tous les niveaux hiérarchiques de l'entreprise.

Annexe 1

Les accidents radiologiques

Bilan de 50 ans d'accidents graves

Jean-Claude Nénot

Introduction

Un accident est un événement fortuit, non prévisible, qui entraîne ou risque d'entraîner des dommages pour la santé de l'homme. Dans le contexte des accidents radiologiques, cette définition appelle les commentaires suivants :

- Les accidents dus aux rayonnements ionisants sont des événements rares. Comme chaque accident a ses propres caractéristiques, il ne faut pas espérer pouvoir en tirer des règles génériques pour la prévention ou la gestion des futurs accidents.
- La pathologie radio-induite présente des caractères spécifiques, qui peuvent compliquer la tâche des médecins. Par exemple, le délai de survenue de la symptomatologie clinique peut inciter à un optimisme injustifié et entraîner des décisions erronées.
- La pathologie radio-induite recouvre des maladies variées, qui ne nécessitent pas les mêmes spécialistes ; une irradiation aiguë globale requiert une réanimation hématologique, une brûlure radiologique peut nécessiter des actes de chirurgie réparatrice et une contamination interne fait appel à des traitements spécifiques.
- Il existe une gamme d'accidents extrêmement large et variée. Dans le cas le plus simple, l'accident ne cause qu'une seule victime, la source est connue et identifiée, le diagnostic de l'accident et celui de la maladie sont faciles ; l'acte médical obéit alors à la déontologie courante. La situation est souvent plus compliquée : victimes en grand nombre, lésions combinées rendant difficile le choix de la structure d'accueil la mieux adaptée, diagnostic malaisé, pronostic incertain et choix thérapeutique difficile ou controversé ; dans ce cas, les décisions d'ordre sanitaire (préparation et gestion) incombent aux pouvoirs publics.
- La définition d'accident s'appuie en général sur l'existence de dommages médicaux apparents. C'est vrai quand les rayonnements induisent des effets aigus. C'est beaucoup plus difficile de trancher en l'absence d'effets aigus ; néanmoins il peut exister un risque inacceptable d'induction de cancers. De plus, les accidents de grande ampleur

s'accompagnent toujours d'effets indirects, qui peuvent concerner des individus qui n'ont pas subi l'exposition accidentelle.

Ces considérations générales permettent de retenir deux critères de classement : la façon dont les accidents sont découverts et les difficultés de leur gestion, y inclus les problèmes médicaux et/ou sanitaires qu'ils posent. Cette approche permet de distinguer les accidents dont le diagnostic est posé d'emblée de ceux qui ne sont découverts que tardivement. Les accidents gardés secrets pour des raisons militaires ou politiques se situent à part. Dans chaque groupe, il existe des accidents qui ne posent pas de problèmes particuliers, ceux dont la gestion médicale est délicate et ceux qui mobilisent des moyens très importants. Des exemples choisis pour illustrer cette classification figurent dans le tableau A1.1, qui n'a aucun caractère d'exhaustivité.

Tableau A1.1. Exemple de classification d'accidents en fonction de leurs difficultés de gestion (par pays et par année).

	Gestion simple		Gestion délicate		Catastrophes	
Accidents reconnus d'emblée	Norvège	1982	Pérou	1999	Ukraine	1986
	Israël	1990	Japon	1999		
	Belarus	1991				
	Russie	1997				
Accidents méconnus	Mexique	1962	États-Unis	1974-76	Mexique	1983
	Italie	1975	Royaume-Uni	1982-91	Brésil	1987
	Algérie	1978	États-Unis	1985-87	Costa Rica	1996
	Maroc	1984	États-Unis	1992	Thaïlande	2000
	Salvador	1989	Chine	1992	Panama	2001
	Espagne	1990	Estonie	1994		
	France	1991	Géorgie	1997		
	Vietnam	1992	Pologne	2001		
	Égypte	2000				
	Géorgie	2001				
Accidents secrets			URSS	1961,68	URSS	1957

Ce tableau appelle trois remarques d'ordre général :

- La fréquence des accidents graves ne diminue pas avec le temps.
- Les accidents concernent tous les pays et sont sans rapport avec le degré de développement économique.
- Beaucoup d'accidents graves demeurent peut-être ignorés, puisqu'une proportion notable a été découverte fortuitement ; cette proportion semble même augmenter avec le temps.

A1.1. Accidents reconnus d'emblée

A1.1.1. Gestion simple

Les points communs des accidents dont la gestion ne soulève pas de difficultés particulières sont : connaissance immédiate de l'accident, identification sans équivoque des

victimes, lésions entrant dans le cadre de la médecine classique, logistique adaptée. Cependant, des erreurs de diagnostic et de traitement sont possibles. Les exemples sont fournis par trois accidents dans des installations industrielles et par un accident de criticité dans une installation militaire ; chaque fois une erreur humaine a causé la mort d'un employé. Dans les trois premiers accidents, l'intrusion de l'opérateur dans la salle d'irradiation, alors que la source de cobalt 60 était en position d'irradiation, s'est traduite par des doses de plus de 10 Gy ; le quatrième accident a été facilité par un défaut de conception de l'ensemble expérimental destiné à étudier les réactions de fission.

À *Kjeller*, Norvège (2 septembre 1982), un employé, avec une expérience professionnelle d'une trentaine d'années, est mort en treize jours d'insuffisance rénale aiguë, sur un fond d'aplasie profonde (Stavem, 1995). L'évolution hématologique et l'examen par résonance paramagnétique électronique d'objets portés par la victime indiquent une dose moyenne d'environ 20 Gy. À *Soreq*, Israël (21 juin 1990), un employé a violé deux consignes pour pénétrer dans la chambre d'irradiation. La dose a été rapidement évaluée entre 10 et 20 Gy. Un traitement par facteur de croissance hématopoïétique (GM-CSF) a été initié six heures après l'irradiation (IAEA, 1993). Une greffe de moelle a été pratiquée le quatrième jour avec la moelle du frère de la victime. Le patient est mort 36 jours après l'accident d'un syndrome digestif grave et de défaillance respiratoire. À *Nesvizh*, Belarus (26 octobre 1991), la gravité de l'irradiation a été immédiatement reconnue et la victime transportée dans des délais très courts à Moscou (IAEA, 1996a). La dose a été évaluée à plus de 10 Gy, avec une répartition très inégale dans l'organisme. Les médecins ont refusé d'envisager une transplantation de moelle, en raison de la possibilité d'une restauration hématologique spontanée et des risques élevés d'une transplantation. Le patient a été traité par facteurs de croissance (GM-CSF et IL-3) ; il a restauré son hématopoïèse en quelques semaines. Cependant la détérioration de tous les autres systèmes fut rapidement dramatique ; un syndrome de défaillance multiviscérale, compliqué par des brûlures étendues, a entraîné la mort du patient 113 jours après son irradiation.

À *Sarov*, Russie (17 juin 1997), dans le centre militaire d'Arzamas-16, des erreurs de manipulation sur un assemblage d'uranium ont causé une excursion critique, exposant l'employé à un flux neutronique élevé (IAEA, 2001a). La dose moyenne a été estimée à environ 15 Gy, avec certaines régions du corps recevant jusqu'à 60 Gy. La victime est morte au cours du troisième jour suivant l'accident.

Les principales leçons de ces quatre accidents sont les suivantes :

– La distribution de l'exposition est plus déterminante pour les décisions thérapeutiques que la dose moyenne telle qu'elle est évaluée classiquement. La greffe de moelle est indiquée uniquement dans les cas d'irradiation homogène et dans une gamme étroite de dose. Ceci souligne l'importance pour les médecins de s'appuyer sur les données physiques, telles que celles obtenues par la reconstitution de l'accident.

– La moelle osseuse ne peut pas être considérée comme un organe isolé, puisque l'irradiation induit des effets interdépendants multiples dont la chronologie d'apparition est conditionnée par les dynamiques cellulaires. La cascade des défaillances successives des différents systèmes et organes représente un des défis médicaux les plus difficiles à résoudre. Au cours des décennies passées, cet aspect des grandes irradiations était occulté par le fait que les victimes ne dépassaient pas le cap de la grande aplasie.

– Bien qu'il soit difficile d'évaluer précisément le rôle des facteurs de croissance hématopoïétiques dans la stimulation des cellules résiduelles de l'hôte, on peut conclure que ces facteurs accélèrent la restauration autonome (accident de Nesvizh) et, en cas de greffe,

facilitent la prise rapide du greffon en contribuant à la maturation des cellules du donneur (accident de Soreq).

A1.1.2. Gestion délicate

La gestion de l'accident devient délicate dès que des difficultés d'ordre médical surviennent, en raison de la nature et de la gravité des lésions. Deux exemples récents sont fournis par un accident avec une source de gammagraphie et un accident de criticité, tous deux survenus en 1999.

À *Yanango*, Pérou (20 février 1999), une source industrielle d'iridium 192, perdue sur un chantier, a été ramenée par un employé à son domicile ; elle n'a été retrouvée qu'après 10 heures de recherches (IAEA, 2000a). Les doses à la cuisse ont été estimées entre 10 et 30 Gy. Des traitements faisant appel aux techniques les plus modernes, pratiquées en France où la victime fut évacuée, ont apporté une amélioration transitoire. Une rechute dramatique survint au bout de six mois, avec apparition de lésions profondes au niveau du bassin, que ni la clinique ni la dosimétrie ne laissaient prévoir. Un an après l'accident, la victime était dans un état désespéré.

À *Tokai-Mura*, Japon (30 septembre 1999), trois travailleurs d'une usine de fabrication du combustible ont subi une exposition mixte gamma neutron dans un rapport d'environ 60/40 lors d'une opération banale de dissolution d'oxyde d'uranium (IPSN, 1999). La masse d'uranium enrichi de 16 kg dépassait largement la masse autorisée de 2 kg et la masse critique de 5,5 kg (pour l'uranium enrichi à 18,8 %). Deux patients ont présenté une aplasie grave compliquée par des brûlures profondes et étendues. Les soins médicaux ont fait appel aux techniques les plus modernes. La victime la plus gravement atteinte (environ 10 Gy) a reçu un facteur de croissance (G-CSF) et une allogreffe de cellules souches hématopoïétiques. La deuxième victime (environ 5 Gy) a reçu une greffe de cordon ombilical, d'efficacité limitée, puisque sa propre moelle s'est reconstituée en partie en quelques semaines (IAEA, 1999). Malgré leurs effets bénéfiques sur l'hématopoïèse, ces deux traitements n'ont pas pu enrayer la survenue d'un syndrome de défaillance multiviscérale, entraînant la mort en 83 jours pour le premier patient et 211 jours pour le second.

Ces deux accidents permettent de tirer les leçons suivantes :

- Le facteur humain joue un rôle très important dans la genèse des accidents. Il est source d'erreurs graves de jugement, entraînant des prises de décisions lourdes de conséquences, toujours étonnantes chez des techniciens chevronnés.
- La reconstitution dosimétrique, quand elle repose sur des informations sûres, apporte aux médecins des éléments d'appréciation irremplaçables ; elle permet de prendre au bon moment les décisions opportunes, évitant ainsi au patient un grand lot de souffrances. Cependant, elle ne peut préjuger de l'évolution clinique, en particulier des rechutes d'organes vitaux dont les lésions ont une évolution lente.
- L'efficacité des nouvelles thérapeutiques ne doit pas faire oublier qu'un irradié est un polytraumatisé et que les greffes de cellules hématopoïétiques, quelles qu'en soient l'origine et l'importance des effets secondaires, ont des indications très limitées dans les accidents d'irradiation.
- Les irradiations mixtes avec une composante neutronique importante provoquent des lésions particulières difficiles à gérer.

A1.1.3. Catastrophes

L'exemple type de catastrophe est l'accident de *Tchernobyl*, Ukraine (26 avril 1986). Il est particulièrement intéressant d'analyser cet accident sous l'angle de sa gestion médicale (Guskova, 2001). Les effets aigus des rayonnements ont causé 28 morts en quelques semaines parmi le personnel de la centrale, les intervenants et les sauveteurs. Dix-neuf transplantations de tissu hématopoïétique ont été tentées (13 transplantations de moelle et 6 de foie fœtal) chez des victimes souffrant d'aplasie médullaire compliquée par des brûlures ; deux patients survécurent (Baranov, 1990 ; Gale, 1987). Parmi la population, dans les régions particulièrement touchées par les retombées des premiers jours, un excès de cancers de la thyroïde de l'enfant est apparu en 1991 (Williams, 1996). Entre 1990 et 1998, le nombre total de cancers de la thyroïde détectés en Ukraine, en Belarus et en Russie chez les enfants qui avaient de moins de 18 ans en 1986 a été d'environ 1800 (Tronko, 1999 ; Ivanov, 1999 ; UNSCEAR, 2000). Ce chiffre correspond à une multiplication du taux naturel de ce cancer, très rare chez l'enfant, par un facteur entre 10 et 100. Le nombre total de cancers de la thyroïde pourrait atteindre 10 000 cas en cas d'augmentation régulière avec le temps, mais il est impossible d'indiquer une valeur moyenne vraisemblable (Cardis, 1996 ; Nénot, 1996).

Les principales leçons sont les suivantes :

- Les espoirs mis dans les transplantations de moelle osseuse ont été déçus. Parmi les raisons des échecs, il faut retenir que les expositions étaient hétérogènes et autorisaient l'espoir d'une régénération spontanée de la moelle. Les transplantations de moelle ont des indications limitées dans le traitement des irradiés accidentels.
- La gestion médicale d'un grand nombre de victimes est très délicate (237 diagnostics de syndrome aigu d'irradiation ont été posés à Tchernobyl). Un des premiers problèmes qui se pose est l'orientation des victimes vers des structures hospitalières adaptées. Il n'existe pas de solution miracle : sans une préparation minutieuse et des plans d'urgence prenant en compte des situations variées et vraisemblables, la situation n'est pas maîtrisable.
- La même remarque s'applique à la protection de la population. Confiner la population, lui procurer dans des délais convenables de l'iode stable à titre prophylactique et mettre en œuvre les moyens d'évacuation soulèvent des problèmes d'ordres logistique, social, psychologique et économique.
- L'excès de cancers de la thyroïde chez les enfants aurait été évité si la population avait bénéficié en temps voulu d'une distribution prophylactique d'iode stable ; la polémique sur la réalité de ces cancers aurait aussi été évitée si des contrôles appropriés avaient été effectués et les résultats des mesures rendus transparents. Les ressources diagnostiques et thérapeutiques nécessaires pour traiter les malades sont considérables et requièrent un engagement poursuivi.

A1.2. Accidents non reconnus d'emblée

Le nombre d'accidents dont l'origine radiologique est identifiée par hasard semble augmenter de façon régulière. Il est permis de s'interroger sur le nombre d'accidents graves dont la cause radiologique demeure inconnue et dont les conséquences sont attribuées à des causes classiques. C'est souvent le caractère particulier des pathologies présentées par les victimes qui permet aux médecins d'évoquer la cause radiologique de l'accident.

A1.2.1. Nombre réduit de victimes

Les accidents qui fournissent des exemples de cette situation sont très nombreux, qu'il s'agisse de sources industrielles ou de sources médicales. Les exemples présentés ci-dessous sont représentatifs en nombre des accidents du secteur industriel (sept accidents) et du secteur médical (un accident).

Dans la ville de *Mexico* (21 mars 1962), une famille entière a été décimée par une source de cobalt 60, trouvée dans une décharge (Andrews, 1963 ; Martinez, 1964). Un enfant de 10 ans est mort en avril, suivi de sa mère en juillet, sans que l'agent causal ait été identifié. Un mois plus tard, après le décès d'une fillette de 3 ans, la cause a été identifiée. Un autre membre de la famille est décédé en octobre, alors que le chef de famille devait sa survie au peu de temps qu'il passait à la maison.

À *Brescia*, Italie (13 mai 1975), les symptômes présentés par le manoeuvre d'une installation agricole d'irradiation de céréales après son intrusion dans la chambre d'irradiation, ont d'abord été attribués à des insecticides. Après admission à l'hôpital, son exposition à l'une des quatre sources est restée ignorée pendant plus de deux jours par les médecins. La dose moyenne à la moelle a été évaluée à 12 Gy, avec une distribution très hétérogène. Transférée en France le quatrième jour, la victime est morte le treizième jour (Jammet, 1979a).

À *Setif*, Algérie (5 mai 1978), le diagnostic de l'accident causé par une source d'iridium 192 perdue et récupérée par une famille n'a été effectué que 38 jours après le début de l'irradiation aiguë de tous les membres de la même famille (Jammet, 1979b ; Mettler, 2001a). C'est un communiqué des autorités de santé, alertées à la suite de la perte de la source, qui a permis à un médecin de campagne d'évoquer l'étiologie des symptômes. Au total, l'accident a causé la mort d'une femme âgée de 47 ans, des aplasies prolongées graves chez quatre jeunes femmes entre 14 et 20 ans et des brûlures radiologiques multiples chez deux enfants de 3 et 7 ans, qui furent tous traités en France. À *Casablanca*, Maroc (19 mars 1984) les mêmes causes qu'en Algérie causèrent les mêmes effets : une source d'iridium 192 perdue n'a été retrouvée que 80 jours plus tard (Mettler, 2001a ; Parmentier, 1990). L'accident a été découvert fortuitement, après le décès de quatre jeunes enfants d'une même fratrie, dans le même tableau d'aplasie que celui qui avait causé la mort des parents quelques jours auparavant. Cet accident a causé huit morts et plusieurs irradiés qui ont présenté des aplasies de gravité variable ; il n'est pas exclu que cet accident ait fait d'autres victimes, demeurées inconnues.

À *San Salvador*, El Salvador (5 février 1989), trois employés d'une installation industrielle de stérilisation ont été irradiés par la source de cobalt 60, alors qu'ils tentaient de débloquent le porte-source (IAEA, 1990). L'irradiation n'a été reconnue que trois jours plus tard, avec l'apparition de brûlures. Les doses furent évaluées à 8, 4 et 3 Gy, avec une répartition hétérogène ; chez le plus gravement atteint, la dose en certains points dépassait 10 Gy. Les trois victimes furent traitées par un facteur de croissance (GM-CSF), dont l'efficacité n'a pu être prouvée. Les suites ont été très graves pour deux des irradiés : chacun a dû être amputé d'une jambe ; six mois plus tard, ils ont subi, l'un l'amputation de l'autre jambe et l'autre une intervention thoracique, cause de sa mort.

Dans un hôpital de *Saragosse*, Espagne (10 au 20 décembre 1990), 27 malades ont reçu des doses plus élevées que prévues, à la suite d'une panne de l'accélérateur linéaire (Esco, 1993). Afin de corriger une déviation du faisceau d'électrons, un réparateur avait pallié le défaut de l'appareil en modifiant l'énergie des électrons. Le tableau de contrôle indiquait alors invariablement la même énergie, fautive, quelle que soit la position de la commande manuelle. Pendant dix jours les doses ont été trois à sept fois supérieures aux doses prescrites, selon les

énergies programmées. Les patients ont développé des lésions des poumons, de l'oropharynx et de la moelle, compliquées par des atteintes vasculaires et cutanées. Comme les victimes étaient toutes porteuses de tumeurs rapidement évolutives, il est difficile d'établir avec exactitude la part de responsabilité de l'accident dans le nombre de décès. On estime cependant que cet accident est responsable d'au moins treize décès.

À *Forbach*, France (13 août 1991), les trois manutentionnaires d'un accélérateur linéaire utilisé pour dépolymériser du téflon ont été irradiés lors de leurs intrusions répétées dans l'appareil alors que la tension accélératrice était maintenue, afin de gagner du temps (Chanteur, 1992). Le débit de dose de l'émission résiduelle était de quelques Gy par seconde. Les premières lésions cutanées ont été attribuées à un coup de soleil ; après plusieurs jours et devant l'évolution sévère des lésions, leur origine radiologique fut reconnue. Une des victimes dut subir des greffes de peau répétées qui nécessitèrent son hospitalisation pendant une année entière. Son état est demeuré précaire.

À *Hanoi*, Vietnam (17 novembre 1992), un ingénieur a été irradié gravement aux mains par le faisceau d'un accélérateur linéaire d'un institut de physique. L'opérateur a remis la machine en route depuis le tableau de contrôle situé dans une autre pièce, alors que l'expérimentateur positionnait un échantillon dans l'accélérateur pour l'analyser (IAEA, 1996b). Bien que la victime ait eu la notion immédiate de son accident, l'origine de ses brûlures ne fut reconnue formellement qu'au bout de deux semaines. Quatre mois plus tard, le patient a été transféré en France dans un état grave et amputé de la main droite et des deux derniers doigts de la main gauche.

À une dizaine de kilomètres au nord du *Caire*, Égypte (5 mai 2000), une source d'iridium 192, perdue dans le sable par une entreprise de soudure, a été trouvée par un agriculteur de 61 ans (El Naggar, 1997). Neuf personnes de sa famille ont été exposées pendant sept semaines. L'aplasie, la fièvre et les éruptions cutanées furent d'abord attribuées à une virose. Ce n'est qu'après la mort de l'agriculteur et de son fils de 9 ans (30 et 42 jours après la perte de la source) que la relation de cause à effet fut évoquée. Les autres membres de la famille les plus irradiés furent la mère de famille, ses trois enfants et une de leurs tantes, qui reçurent entre 3 et 4 Gy. L'exposition prolongée de 150 habitants du village fut de l'ordre de 25 à 150 mSv. Les intervenants, au nombre d'une centaine, reçurent des doses entre 15 et 100 mSv.

Près du village de *Lia*, Géorgie (2 décembre 2001), trois bûcherons ont trouvé dans la forêt deux cylindres, autour desquels la neige avait fondu. Au cours de la nuit passée à la belle étoile autour d'un feu de bois, ils ont utilisé ces objets comme source de chaleur complémentaire. En quelques heures ils ont présenté des signes prodromiques classiques d'un syndrome aigu d'irradiation. Des brûlures étendues sont apparues en une à deux semaines. La cause radiologique n'a été reconnue que trois semaines après ; les cylindres se sont avérés être des générateurs thermoélectriques fonctionnant vraisemblablement avec une source de strontium 90 d'une dizaine de PBq (35 000 Ci). Deux victimes ont souffert d'aplasie profonde, dont ils sont sortis en un mois. Les trois patients ont présenté des brûlures évolutives, graves, au niveau du dos, des mains et des jambes pour l'un d'entre eux. L'état de deux patients était encore très précaire au début de l'année 2002 et réclamaient des soins très spécialisés, qui dépassaient les moyens disponibles localement.

Le dernier accident grave connu est arrivé en *Pologne* en 2001, suite au dysfonctionnement d'un accélérateur linéaire utilisé pour le traitement du cancer du sein. Cinq patientes ont été surexposées lors de l'une de leur dernière séance. Quatre ont dû subir des interventions chirurgicales, particulièrement délicates pour l'une d'entre elles.

Les deux principales leçons à tirer de ces accidents sont les suivantes :

- Trop de petites sources sont égarées. Elles causent souvent des blessures graves et les victimes arrivent tardivement en milieu médical. Des améliorations portant sur la sûreté et la gestion de ces sources sont indispensables. L'absence ou l'insuffisance de réglementation constitue un paramètre d'aggravation.
- Dans les installations fixes, les accidents surviennent par défaut de règles élémentaires de sûreté, par manque de formation du personnel et par non-respect des règlements et consignes, quand il en existe.

A1.2.2. Victimes en nombre important

La probabilité pour que de nombreuses personnes soient exposées augmente avec la durée pendant laquelle la perte du contrôle de la source et/ou sa disparition restent ignorées. Ces circonstances se retrouvent lorsque des erreurs se produisent au cours d'irradiations médicales ou lorsque des sources, le plus souvent industrielles et militaires, sont égarées. Quatre accidents survenus dans des hôpitaux et trois cas de sources égarées constituent des exemples particulièrement démonstratifs.

Le premier accident sérieux en milieu médical a eu lieu à l'hôpital de *Colombus* (Ohio, États-Unis) : la correction erronée de la période du cobalt 60 a causé entre 1974 et 1976 la surexposition de 426 malades, dont les doses ont été entre 15 et 45 % supérieures aux doses prescrites, selon le moment du traitement (Cohen, 1995). Parmi les 183 malades qui étaient encore vivants un an après leur traitement, plus du tiers présentaient des complications graves du système nerveux central (encéphale et moelle) et du système digestif (oro-pharynx, colon, rectum). Un résultat inverse a été obtenu entre l'automne 1982 et l'hiver 1991 à l'hôpital de *Stokes-Upon-Trent* (Royaume-Uni) à cause d'une erreur de calcul dans les nouvelles procédures de traitement : 1 045 malades ont reçu des doses inférieures de 5 à 35 % à celles qui leur avaient été prescrites (Ash, 1994). Les conséquences de cette sous-exposition ne pourront jamais être précisées. Le troisième accident est survenu aux *États-Unis* dans quatre hôpitaux différents ; une erreur de programmation répétitive sur le même type d'appareil a causé à cinq reprises entre juin 1985 et janvier 1987 le surdosage de malades (Newman, 1990). Le dernier épisode s'est produit alors que les hôpitaux concernés avaient été avertis. Les conséquences ont été des brûlures graves, des myélites, des paralysies, complications dont certaines ont entraîné la mort des malades. Le quatrième accident a eu lieu dans un hôpital d'*Indiana*, Pennsylvanie, États-Unis (16 novembre 1992). Au cours d'un traitement anticancéreux par brachythérapie à fort débit, une malade de 82 ans a regagné son établissement de postcure sans avoir été débarrassée d'une des sources d'iridium 192 (US NRC, 1993). Quatre jours plus tard, une infirmière a jeté dans les déchets médicaux le cathéter qui contenait une source. Le lendemain la malade est morte, sans que son décès soit attribué à l'irradiation. L'alerte a été donnée par l'appareil de contrôle de la station de traitement des déchets. Au total une centaine de personnes ont été exposées ; les doses les plus élevées ont été reçues par les infirmières au niveau des mains.

Un exemple de perte de source industrielle est fourni par l'accident de *Xin Zhou*, province de Shenzi, Chine (19 novembre 1992) : après vingt ans de fonctionnement, les sources de cobalt d'un irradiateur industriel ont été stockées dans un puits lors de la fermeture de l'installation en 1980 (Wu-De-Chang, 1993). Lors de l'ouverture d'un chantier de construction, un ouvrier a trouvé un objet métallique et l'a ramené chez lui. Cet ouvrier, son frère et son père

sont morts quinze jours plus tard. Ces décès ont alors été attribués à une maladie infectieuse. Comme le malade était venu à l'hôpital avec la source, une centaine de personnes ont été irradiées : le personnel, les visiteurs et les manutentionnaires qui avaient transporté la source jusqu'au lieu de stockage des déchets. Ce n'est qu'après un mois que la cause réelle a été évoquée. La source a été retrouvée plus de deux mois après son détournement.

Un accident grave a eu lieu près de *Tallin*, Estonie (21 octobre 1994), après qu'une source de césium 137, vraisemblablement d'origine militaire, ait été dérobée dans le centre de stockage de Tammiku et soit restée dans une maison pendant 27 jours. Le décès rapide de l'acteur principal, âgé de 25 ans, a été attribué à une toxémie d'origine traumatique. Il a fallu qu'un jeune garçon de 14 ans présente des brûlures et une aplasie pour que l'étiologie soit évoquée par le pédiatre. La source, dont l'activité n'a pu être précisée, a été récupérée dans des conditions précaires. En tout sept personnes ont été exposées à des doses significatives, et cinq ont subi des dommages graves (IAEA, 1998a).

À *Lilo*, Géorgie (1996-1997), onze gardes-frontière du centre d'entraînement, ont été exposés à des sources militaires de césium 137, dont onze ont pu être identifiées. L'irradiation a duré approximativement un an, de mi-1996 à avril 1997 et a été formellement reconnue en août 1997 (IAEA, 2000b ; Peter, 2001). Les quatre victimes les plus gravement atteintes, souffrant de brûlures multiples, ont été traitées en France ; sept autres victimes ont été hospitalisées en Allemagne. Pour la première fois dans le cas de brûlures radiologiques, des greffes de peau artificielle ont été utilisées pour traiter certaines lésions profondes. Le nombre de sources retrouvées sur le terrain permet de supposer que d'autres recrues ont pu être exposées.

Ces accidents, individuellement différents par leurs origines, leurs natures et leurs conséquences, permettent de dégager les leçons suivantes :

- Ces accidents possèdent un point commun : des mesures de prévention basées sur le bon sens auraient évité la plupart des morts et des blessés graves.
- La plupart des accidents rapportés en milieu hospitalier concernent des surdosages. Il ne faudrait pas oublier que des sous-dosages, qui ne se traduisent pas par des effets immédiats, peuvent aussi être lourds de conséquences pour les malades. Il convient cependant de reconnaître que les accidents à l'hôpital sont rares, comparés au nombre d'appareils puissants, au nombre de malades traités et aux traitements effectués.
- De plus en plus d'accidents sont causés par des sources militaires abandonnées lors du repli des armées. L'absence de consignes lors de la passation des pouvoirs et le désintérêt des responsables militaires confèrent à ces accidents un caractère particulièrement odieux.

A1.2.3. Conséquences graves pour la population et l'environnement

Trois accidents très lourds de conséquences pour les victimes ont eu des répercussions graves sur l'environnement et causé d'importants dommages socio-économiques. Ils ont eu la même cause : abandon d'une source de radiothérapie, suivie de la dissémination de ses constituants radioactifs. Deux autres accidents survenus dans des hôpitaux, blessant plus de cent malades dans un cas et plusieurs dizaines dans l'autre cas, ont constitué de véritables drames nationaux.

À *Juarez*, Mexique (6 décembre 1983), le démantèlement sauvage d'une source de téléthérapie constituée de micro-billes de cobalt 60 a été découvert par hasard lorsqu'un

camion chargé de fers à béton a déclenché le 16 janvier 1984 les alarmes du centre de Los Alamos aux États-Unis (Secretaria de Energia, Minas e Industria Paraestratal, 1984). Ces fers provenaient d'une fonderie mexicaine qui avait traité les résidus récupérés de la tête de la source. Environ 4000 personnes ont été exposées. Parmi celles-ci, environ 800 ont reçu des doses supérieures à 50 mGy et huit entre 1 et 7 Gy. Aucun décès n'a été déploré, en raison de l'étalement de l'exposition dans le temps.

À *Goiânia*, Brésil (13 septembre 1987), la dispersion d'une source médicale de chlorure de césium 137 a eu des conséquences plus graves que celles de Juarez, à cause de la grande solubilité du produit. Les premiers signes du syndrome aigu d'irradiation, dont souffraient les ferrailleurs, ont été attribués à une pathologie tropicale, et deux semaines se sont écoulées avant que l'accident soit reconnu (IAEA, 1983). Parmi les vingt personnes hospitalisées d'urgence, dix avaient reçu des doses entre 3 et 7 Gy. Vingt-huit personnes ont présenté des brûlures graves. La plupart des patients avaient de surcroît des contaminations internes, dont certaines correspondaient à des doses engagées élevées. Quatre victimes décédèrent. Une première décontamination de l'environnement, qui a nécessité la destruction de maisons, n'a été achevée qu'après trois semaines ; la ville et ses environs n'ont été considérés assainis de façon acceptable qu'en mars 1988. L'impact économique fut très lourd, et l'économie de toute la région a été affectée.

La surexposition de 114 malades, dont des enfants, dans un hôpital de *San José*, Costa Rica, entre le 26 août et le 27 septembre 1996, a été considérée comme une tragédie par tout le pays. Une erreur d'étalonnage d'une source neuve de cobalt 60 dans une unité de radiothérapie a eu pour résultat d'augmenter les doses prescrites de 50 à 60 % ; l'erreur provenait de la confusion sur l'unité de temps entre la seconde et le centième de minute (IAEA, 1998b). La surexposition a eu des conséquences très sérieuses, parfois aggravées par les conditions limites de certains traitements (fractionnements insuffisants, champs excessifs, etc.). Cet accident a causé des effets dramatiques chez 4 malades (tétraplégie, paraplégie, démyélinisation de la moelle cervicale ou dorsale, effets digestifs et cutanés graves), des effets marqués évolutifs chez 16 autres, des risques pour l'avenir chez 26 autres ; seuls 22 patients n'ont pas souffert de l'accident, en raison de l'arrêt du traitement avant que le surdosage soit effectif. Le nombre exact de décès directement attribuables à l'accident est d'estimation difficile (IAEA, sous presse). Parmi les 61 décès qui eurent lieu au cours des deux années suivantes, il est vraisemblable que treize furent dus à l'erreur d'étalonnage et que quatre développèrent des complications qui ont pu être les causes principales de la mort. Parmi les 51 patients encore en vie en octobre 1998, deux souffraient de complications catastrophiques et douze présentaient des séquelles marquées et invalidantes (Mettler, 2001b).

À *Bangkok*, Thaïlande, une source de radiothérapie de cobalt 60, non utilisée depuis son achat en 1974, a été volée les 25 et 26 janvier 2000 dans un entrepôt, puis rapidement revendue. Pendant près de trois semaines, treize personnes (les quatre voleurs, deux jeunes ferrailleurs, le patron d'une boutique d'occasions et six membres de sa famille) ont subi des surexpositions plus ou moins localisées. Dix d'entre eux furent hospitalisés pour hémorragies et brûlures graves (Suzuki, 2000, IAEA, 2002). La relation de cause à effet fut établie très tardivement. Trois victimes, âgées de 18, 23 et 44 ans, décédèrent au cours du deuxième mois après le vol de la source. Les informations sur les autres blessés ont été contradictoires ; sans doute afin d'éviter une panique parmi la population, et devant le nombre très élevé de personnes pouvant avoir été exposées, les autorités thaïlandaises ont été particulièrement silencieuses. Il a été néanmoins établi qu'une dizaine de victimes ont nécessité des soins intensifs et que certaines ont subi des amputations. Quarante-quatre

personnes, dont 5 femmes enceintes, ont présenté des signes éventuellement attribuables à l'irradiation. Cet accident a été considéré comme une catastrophe nationale. Le manque de transparence des acteurs politiques a favorisé les informations les plus invraisemblables.

Au Panama (août 2001) une erreur dans la détermination des doses délivrées aux patients dans un service de radiothérapie a causé 28 victimes, dont certaines gravement atteintes. L'origine de la surexposition a été due à une modification dans la façon d'introduire les données de base dans le logiciel de dosimétrie ; cette modification, non autorisée par le système informatique, avait pour but la mise en place d'écrans supplémentaires, afin de réduire le champ d'irradiation. De ce fait les doses délivrées aux patients ont été beaucoup plus élevées que les doses prescrites ; dans certains cas, elles ont atteint jusqu'à 120 Gy à l'intestin. Alors qu'en décembre des signes anormaux auraient pu être interprétés comme signes de surexposition, ce n'est qu'en février 2001 que l'erreur a été suspectée et que les traitements ont été interrompus. En dépit de la longue période au cours de laquelle l'erreur s'est répétée, le nombre de victimes (IAEA, 2001b) est relativement petit, en raison des affections traitées (cancers génitaux de la femme et cancers de la prostate). Sur les huit décès survenus au cours du premier semestre 2001, trois sont manifestement consécutifs à l'accident, deux lui sont peut-être attribuables et un n'est pas en rapport ; quant aux deux derniers, les données sont insuffisantes pour pouvoir en tirer la moindre conclusion. Les survivants présentent des séquelles graves des sphères digestive et urinaire. Ils ne sont pas à l'abri de complications tardives graves, comme des occlusions intestinales, des nécroses du rectum ou du côlon.

Les leçons tirées de ces accidents sont les suivantes :

- Ces accidents ont un potentiel de survenue inacceptable.
- Les facteurs communs à ces accidents catastrophiques et à ceux dus à la perte de petites sources industrielles : absence ou carence de la réglementation, absence de suivi des sources, formation et responsabilisation insuffisantes du personnel, constituent de sérieux handicaps à la prévention.
- Un autre facteur commun mérite d'être individualisé : en matière de traitement ou de suivi médical, les moyens disponibles sont insuffisants et/ou inadaptés.
- L'accident de Costa Rica souligne l'importance pour la prévention d'erreurs graves de l'assurance qualité en radiothérapie et de la formation du personnel. En cas d'accident de surdosage, il est essentiel de mettre en place un suivi rigoureux médical et psychologique des survivants pendant au moins cinq ans, en les regroupant par type de pathologie : ceci permet d'améliorer les traitements, de conforter les malades et d'en tirer l'enseignement.

A1.3. Accidents gardés secrets

Ces accidents proviennent du domaine nucléaire militaire et illustrent la guerre froide. L'apaisement des relations entre l'Ouest et l'Est ne permet cependant pas d'affirmer que la transparence totale est devenue de mise pour les accidents, même les plus anciens. Les grandes puissances nucléaires n'ont sans doute pas levé entièrement le voile sur tous les accidents qui ont jalonné l'escalade aux armements. En effet, leur révélation pourrait causer de graves tensions politiques et leur description dévoiler des secrets militaires ou industriels. Des exemples démonstratifs sont fournis par la gestion désastreuse des installations du complexe militaire soviétique dans les années 1950 et 1960 et les pertes en mer d'engins nucléaires par les deux superpuissances.

À *Tcheliabinsk*, Oural (29 septembre 1957), une très large étendue de territoires dans les monts Oural a été contaminée par un rejet accidentel de produits de fission, survenue dans une installation secrète datant de l'immédiat après-guerre et révélé en 1990 par un réfugié politique (Nénot, 1994). En réalité, la population était déjà chroniquement exposée depuis le début des années 1950 par les rejets considérables du complexe militaire, dont près de 40 EBq dans les eaux de rivière. Les 7500 habitants de vingt villages ont été évacués de façon définitive.

L'accident survenu en 1961 en *Atlantique* montre les conséquences que peut avoir la recherche du secret à tout prix : pour ne pas abandonner un sous-marin nucléaire et risquer de le voir récupérer par des armées rivales, l'équipage a procédé à des réparations de fortune, au cours desquelles plusieurs membres de l'équipage ont reçu de très fortes doses, responsables de huit décès.

Bien qu'elles ne puissent pas être qualifiées d'accidentelles, les pertes d'armes et de réacteurs nucléaires militaires ne peuvent pas être passées sous silence ; les causes ont été multiples : accidents aériens, tirs ratés, réacteurs de navires coulés, réacteurs de satellites désintégrés lors de leur retour dans l'atmosphère. Du côté américain on décompte 7 pertes en mer d'armes nucléaires entre 1950 et 1965, 3 missiles abîmés en mer, 2 sous-marins perdus avec leurs réacteurs et 3 chutes de satellites (Mettler, 1990). Du côté soviétique, 7 naufrages de sous-marins porteurs d'armes entre 1968 et 1989 ainsi qu'un destroyer perdu en mer Noire en 1974.

Les leçons de ces accidents de causes et de conséquences variées sont évidentes :

- Les impératifs militaires relèvent beaucoup plus du secret et du but recherché que de soucis de sûreté et de protection. Seul un changement radical des mentalités, en premier lieu des responsables politiques, souligné par un souci de transparence, permettrait aux installations militaires des différents pays et aux opérations afférentes de posséder des niveaux de sûreté comparables aux meilleures installations civiles.
- Il est évident que les connaissances sur ce genre d'accidents et sur leurs conséquences ne sont, encore aujourd'hui, que très fragmentaires et incomplètes.

A1.4. Conclusions

Les conclusions à tirer du retour d'expérience concernent d'une part le diagnostic de l'accident et de la maladie présentée par les victimes et d'autre part la gestion technique de l'accident et le traitement de l'accidenté.

A1.4.1. Diagnostic de l'accident

Les cas où l'accident n'est reconnu que tardivement sont trop nombreux. Il est possible d'imaginer que des accidents comparables dans leurs circonstances de survenue aient pu passer inaperçus. Quel que soit le délai écoulé entre l'événement initial et la découverte de l'accident, le temps perdu est porteur de conséquences graves : accroissement du nombre de victimes, aggravation de leur état, difficultés de diagnostic et de traitement. La prévention est essentielle et doit porter à tous les niveaux : réglementations adaptées, formation du personnel, volonté de transparence. Ces conditions qui relèvent du bon sens permettraient de réduire le nombre de sources perdues et leur accessibilité à des personnes non averties. Les efforts doivent porter particulièrement sur le facteur humain : la plupart

des accidents incluent dans leurs arbres d'événements causaux des défaillances humaines comportant des violations graves des règles élémentaires de sécurité, qu'il convient de prévenir et d'empêcher.

A1.4.2. Diagnostic de la maladie

La gravité des maladies induites par les rayonnements n'est pas évidente d'emblée sur les seuls signes médicaux. La dosimétrie physique n'a pas toujours la place qu'elle devrait occuper et elle a ses limites : résultats parfois incertains, reconstitutions tributaires de témoignages humains. La dosimétrie biologique constitue un passage obligatoire pour estimer les doses absorbées, mais possède ses propres limites. Seule la combinaison de méthodes physiques et biologiques permet d'accéder aux deux paramètres essentiels au diagnostic et au pronostic : dose absorbée moyenne, notamment au niveau de la moelle osseuse, et distribution de cette dose dans l'organisme.

A1.4.3. Gestion de l'accident

La gestion d'un accident qui implique un grand nombre de victimes, réelles ou potentielles, exige des moyens considérables. La condition première d'une bonne gestion est la prise de conscience de la dimension du problème par les autorités, qui doivent se préparer à ce type de situation. L'expérience montre que les aspects psychosociologiques peuvent prendre le pas sur les aspects médicaux et sanitaires. La communication est particulièrement délicate et doit s'adresser à de nombreux relais : autorités, experts en sûreté et en radiopathologie, victimes, population et médias.

A1.4.4. Gestion médicale de l'accidenté

A1.4.4.1. Exposition globale

La gestion médicale d'un irradié global est délicate et implique de nombreux spécialistes dont la coordination n'est pas toujours aisée. Le traitement des aplasies a bénéficié de progrès considérables depuis deux décennies ; seul le temps pourra démontrer la réelle efficacité des facteurs de croissance hématopoïétiques. Les patients peuvent maintenant dépasser le stade de l'aplasie mais sont menacés par la défaillance d'autres organes et systèmes. Le tableau A1.2 montre que le décès des victimes est le plus souvent dû à la défaillance multiple d'organes et de systèmes. Il reste de nombreux progrès à faire pour maîtriser l'ensemble des syndromes induits par les rayonnements.

A1.4.4.2. Exposition localisée

Le traitement des brûlures radiologiques, dès que la couche basale de la peau reçoit des doses qui aboutissent à la nécrose et que la taille des brûlures devient importante, est extrêmement difficile. Force est de constater que peu de progrès ont été faits au cours des cinquante dernières années. Cependant, l'application aux lésions radiologiques de techniques éprouvées dans d'autres domaines de la médecine autorise de sérieux espoirs, qu'il s'agisse du diagnostic ou du traitement. Une des victimes de l'accident de Géorgie, dont les trente-trois lésions sont une illustration vivante des différentes formes cliniques des brûlures radiologiques, constitue un exemple des progrès rendus possibles par les techniques modernes. Au plan du diagnostic et du pronostic, le bilan de l'extension des lésions

a été possible grâce à la reconstitution dosimétrique par simulation numérique et surtout à l'imagerie par résonance magnétique, utilisée pour la première fois dans un tel contexte. Au plan du traitement, l'utilisation de peau artificielle a démontré ses avantages par rapport aux techniques classiques de greffes. Les greffes classiques de peau doivent être pratiquées tôt après l'irradiation afin d'éviter des surinfections redoutables, mais sont souvent rejetées et ne peuvent être répétées indéfiniment. En revanche, la couverture par un derme artificiel recouvert d'une couche siliconée permet, sous le contrôle visuel direct, la reconstitution des tissus sous-jacents et du système capillaire, la colonisation du derme artificiel par les fibroblastes et la synthèse des protéines de la matrice intercellulaire. L'expérience est encore trop limitée pour affirmer que ces techniques constituent la voie d'avenir, mais il n'existe pas actuellement d'arguments contraires.

Tableau A1.2. Traitements médicaux et causes de la mort dans quelques accidents mortels.

Type de traitement	Lieu,	Date	Nombre de décès	Survies (jours)	Cause de la mort (organe défaillant)*
Conventionnel (transfusions)	Mexique	1962	4	38-210	Moelle osseuse
	Italie	1975	1	13	Système nerveux, infection
	Algérie	1978	1	53	Poumon, Moelle, brûlures
	Norvège	1982	1	13	Moelle osseuse, Rein
	Maroc	1984	8	45	Moelle osseuse
	Chine	1992	3	14	Moelle osseuse
	Estonie	1994	1	35	Moelle osseuse, Rein
	Russie	1997	1	3	Cœur
Transplantation (moelle osseuse ou foie fœtal)	Ukraine	1986	28	~ 30	Brûlures, GVHD
	Israël **	1990	1	36	Poumon, TD
	Japon**	1999	1	83	Rein, Foie, Poumon, Cœur
Facteurs de croissance (G-CSF, GM-CSF, IL-3)	Brésil	1987	4	35	Moelle osseuse
	Salvador	1989	1	180	Poumon
	Belarus	1991	1	113	Poumon, lésions multiples

* TD : tube digestif ; GVHD : *Graft-Versus-Host-Disease*.

** Les victimes des accidents d'Israël et du Japon, qui apparaissent ici dans la case « transplantation » ont aussi reçu des facteurs de croissance (Israël : GM-CSF + IL-3, Japon : G-CSF).

Références

- Andrews G.A. (1963) Mexican Co 60 radiation accident, *Isotopes and radiation technology*, **1** (2), 200-201.
- Ash D., Bates T. (1994) Report on the clinical effect of inadvertent underdosage in 1045 patients, *Clin. Oncol.*, **6** (4), 214-226.
- Baranov A.E., Guskova A.K. (1990) Acute radiation disease in Chernobyl accident victims. In : *The medical basis for radiation accident preparedness II. Clinical experience and follow-up since 1979*, R.C. Ricks and S.A. Fry Eds., pp. 79-87 (Elsevier/North Holland, New York).
- Cardis E. (1996) Estimated long term health effects of the Chernobyl accident. In : *One decade after Chernobyl. Summing up the consequences of the accident*, pp. 241-279 (IAEA, Vienna).

- Chanteur J. (1992) Un accident d'irradiation, *Médecins et rayonnements ionisants*, **3**, 5-6.
- Cohen L., Schultheiss T.E., Kennaugh R.C. (1995) A radiation overdose incident: initial data, *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.*, **33** (1), 217-224.
- El Naggar A.M. (1997) Communication personnelle.
- Esco R., Lopez P., Bellosta R., Baquedano J.E., Mateo P. (1993) Accidental overirradiation syndrome, *Radiotherapy and oncology*, **28**, 177-178.
- Gale R.P. (1987) Immediate medical consequences of nuclear accidents: lessons from Chernobyl, *Jama*, **258** (5), 625-628.
- Guskova A.K. and Gusev I.A. (2001) Medical aspects of the accident at Chernobyl. In : *Medical management of radiation accidents*. I.A. Gusev, A.K. Guskova, F.A. Mettler, Eds., 2nd ed. pp. 195-210 (CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington DC.).
- IAEA (1983) *The radiological accident in Goiânia* (IAEA, Vienna).
- IAEA (1990) *The radiological accident in San Salvador* (IAEA, Vienna).
- IAEA (1993) *The radiological accident in Soreq* (IAEA, Vienna).
- IAEA (1996a) *The radiological accident at the irradiation facility in Nesvizh* (IAEA, Vienna).
- IAEA (1996b) *An electron accelerator accident in Hanoi, Vietnam* (IAEA, Vienna).
- IAEA (1998a) *The radiological accident in Tammiku, Estonia* (IAEA, Vienna).
- IAEA (1998b) *Accidental overexposure of radiotherapy patients in San José, Costa Rica* (IAEA, Vienna).
- IAEA (1999) *Report on the preliminary fact finding mission following the accident at the nuclear fuel processing facility in Tokaimura, Japan* (IAEA, Vienna).
- IAEA (2000a) *The radiological accident in Yanago* (IAEA, Vienna).
- IAEA (2000b) *The radiological accident in Lilo* (IAEA, Vienna).
- IAEA (2001a) *The criticality accident in Sarov* (IAEA, Vienna).
- IAEA (2001b) *Investigation of an accidental overexposure of radiotherapy patients in Panama. Report of a team of experts, 26 May-1 June 2001* (IAEA, Vienna).
- IAEA (2002) *The radiological accident in Samut Prakarn* (IAEA, Vienna).
- IAEA (2005) *Follow-up mission on the accidental overexposure to radiotherapy patients in San José, Costa Rica* (IAEA, Vienna), sous presse.
- IPSN (1999) *Fiche relative à l'accident survenu le 30 septembre 1999 à Tokai-Mura (Japon). 14 octobre 1999* (IPSN Ed).
- Ivanov V.K., Gorsky A.I., Tsyb A.F. Maksyutov M.A., Rastopchin E.M. (1999) Dynamics of thyroid cancer incidence in Russia following the Chernobyl accident, *J. Radiol. Prot.*, **19** (4), 305-318.
- Jammet H., Gongora R., Le Gô, Doloy M.T. (1979a) Clinical and biological comparison of two acute accidental irradiations: Mol (1965) and Brescia (1975). In : *The medical basis for radiation accident preparedness*, K.F. Hübner and S.A. Fry Eds, pp. 91-104 (Elsevier/North Holland, New York).
- Jammet H., Gongora R., Pouillard P., Le Gô, Parmentier N. (1979b) The 1978 Algerian accident: four cases of protracted whole-body irradiation. In : *The medical basis for*

- radiation accident preparedness*, K.F. Hübner and S.A. Fry Eds, pp. 113-129 (Elsevier/North Holland, New York).
- Martinez R.G., Cassab G.H., Ganem G.G., Gutman E.K., Lieberman M.L., Vater L.B., Linares M.M., Rodriguez H.M. (1964) Observations of the accidental exposure of a family to a source of cobalt-60, *Revista Medica Inst Mex Seguro Social*, **3**, supp 1, 14-68.
- Mettler F.A., Allen S.N. (1990) Military radiation accidents. In : *Medical management of radiation accidents*, F.A. Mettler, C.A. Kelsy and R.C. Ricks Eds, pp. 45-88 (CRC Press, Boca Raton).
- Mettler F.A. J.-R., Nénot J.-C. (2001a) Accidental radiation injury from industrial source. In : *Medical management of radiation accidents*, 2nd ed., I.A. Gusev, A.K. Guskova and F.A. Mettler Eds., pp. 241-258 (CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington DC).
- Mettler F.A. J.-R., Landberg T., Nénot J.-C., Medina-Trejos F., Ching R., Garcia I., Perez-Ulloa V., Valerio-Hernandez M. (2001b) A 2-year follow-up of the radiotherapy accident in Costa Rica. In : *Medical management of radiation accidents*, 2nd ed., I.A. Gusev, A.K. Guskova and F.A. Mettler Eds., pp. 299-311 (CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington DC).
- Nénot J.-C. (1996) The Chernobyl accident: the consequences in perspective. In : *One decade after Chernobyl. Summing up the consequences of the accident*, pp. 475- 509 (IAEA, Vienna).
- Nénot J.-C. (1994) L'Oural nucléaire. Bilan de 50 ans d'une gestion désastreuse, *La revue du praticien*, **44** (12), 1649-1654 (Paris).
- Newman H.F. (1990) The malfunction "54" accelerator accidents 1985, 1986, 1987, 1990. In : *The medical basis for radiation preparedness II. Clinical experience and follow-up since 1979*, R.C. Ricks and S.A. Fry Eds., pp. 165-171 (Elsevier, New York).
- Parmentier N., Nénot J.-C., Parmentier C. (1990) Two cases of accidental protracted overexposure: aspect of an extensive bone marrow study. In : *The medical basis for radiation accident preparedness II. Clinical experience and follow-up since 1979*, R.C. Ricks and S.A. Fry Eds., pp. 29-51 (Elsevier, New York).
- Peter R.A., Carsin H., Cosset J.-M., Clough C., Gourmelon P., Nénot J.-C. (2001) Accident involving abandoned sources in Georgia, 1997. In : *Medical management of radiation accidents*, 2nd ed., I.A. Gusev, A.K. Guskova and F.A. Mettler Eds., pp. 259-268 (CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington DC).
- Secretaria de Energia, Minas e Industria Paraestatal (1984) *Accidente por contaminacion con cobalt-60, Mexico 1984*, CNSNS-IT-001.
- Stavem P., Brogger A., Devik F., Flatby J., Van Der Hagen C.B., Henriksen T., Hoel P.S., Host H., Kett K., Petersen B. (1995) Lethal acute gamma radiation accident at Kjeller, Norway, report of a case, *Acta radiologica Oncology*, **24** (1), 61-63.
- Suzuki G. (2000) RERF dispatches radiation emergency specialists to Thailand at request of IAEA, *RERF Update*, **11** (1), 4.
- Tronko M.D., Bogdanova T.I., Komissarenko I.V., Epstein O.V., Oliynyk V., Kovalenko A., Likhtarev I.A., Kairo I., Peters S.B., Livolsi V.A. (1999) Thyroid carcinoma in children and adolescents in Ukraine, *Cancer*, **86** (1), 149-156.

-
- UNSCEAR (2000) *Report to the General Assembly, with Scientific Annexes*, vol. II : *Effects ; Annex J: Exposures and effects of the Chernobyl accident* (United Nations, New York).
- US Nuclear Regulatory Commission (1993) *US Loss of an iridium-192 source and therapy misadministration at Indiana regional Cancer Center, Indiana, Pennsylvania, on November 16, 1992* (NUREG-1480).
- Williams E.D. (1996) Effects on the thyroid in populations exposed to radiation as a result of the Chernobyl accident. In : *One decade after Chernobyl. Summing up the consequences of the accident*, pp. 207-238 (IAEA, Vienna).
- Wu De-Chang (1993) Communication personnelle.

Annexe 2

Introduction aux études d'incidence des rejets radioactifs

Henri Maubert

Introduction

Le milieu continental fournit l'essentiel de la ration alimentaire de l'homme. La connaissance des transferts des radionucléides dans la chaîne agricole et agro-alimentaire est donc nécessaire pour évaluer les conséquences de la présence éventuelle de radionucléides dans le milieu. Généralement les études de conséquences de rejets radioactifs sont réalisées soit dans le cadre des rapports de sûreté des installations nucléaires, il s'agit alors de quantifier l'impact de rejets de routine, soit à la suite d'accidents, hypothétiques ou réels. Cette annexe a pour but de présenter les méthodes utilisées dans les études d'incidence des installations nucléaires pour résoudre ces problèmes d'études d'impact. De nombreuses études ont été faites sur chacun des sujets mentionnés ici. On s'attachera plus à présenter les principes et les démarches intellectuelles que l'ensemble des travaux. Dans certains cas, on a indiqué quelques valeurs numériques des paramètres cités. Cela est fait dans le but de fournir des ordres de grandeur. Pour réaliser une étude d'incidence sérieuse, il serait toutefois nécessaire de procéder à une recherche bibliographique, voire expérimentale des valeurs les mieux adaptées au cas traité.

A2.1. Les radionucléides et les voies de transfert

Les principaux radionucléides faisant l'objet d'études de transport ou de transferts en milieu terrestre peuvent être classés en 6 groupes :

- les gaz rares tels que krypton 85 et xénon 133, qui ne se fixent sur aucun support, mais qui peuvent amener une exposition par immersion dans le nuage et inhalation,
- les produits à vie courte dont le représentant le plus important est l'iode 131, émetteur gamma très mobile,
- les produits de fission ou d'activation à période moyenne, dont les deux plus importants sont le césium 137 et le strontium 90, respectivement émetteurs gamma et bêta, assez facilement transférés dans la chaîne alimentaire,

- les transuraniens, émetteurs alpha, comme le plutonium 238, dangereux par inhalation mais peu transférables dans les sols et les plantes,
- les émetteurs bêta à vie longue comme le carbone 14, l'iode 129,
- le tritium, émetteur bêta qui sous la forme d'eau tritiée se comporte comme l'eau dont on connaît l'importance dans le cycle du vivant.

Les voies de transfert considérées ont pour origine les rejets effectués dans l'atmosphère, sous forme gazeuse ou particulaire, qui peuvent se déposer sur les sols et les plantes par voie sèche ou humide (pluie), ou les rejets liquides, qui se diluent dans des eaux de surface ou souterraines, ultérieurement utilisées pour l'irrigation des cultures ou l'abreuvement du bétail.

En radioécologie on trouve deux grands types de modèles : d'une part les modèles de type déterministe, (IAEA, 1982 ; Müller et Pröhl, 1993) dérivés d'observations empiriques et de considérations sur la physique des phénomènes, qui utilisent des notions de facteurs de transfert, et d'autre part les modèles où le système observé est divisé en compartiments. Dans ce dernier cas, les échanges entre compartiments sont quantifiés à l'aide d'un coefficient dit de relaxation. L'écriture de l'ensemble conduit à un système comprenant autant d'équations différentielles que de compartiments, que l'on résout par une méthode numérique, (Ward Whicker et Kirschner, 1987 ; Brown *et al.*, 1988). Dans le présent document, on citera plutôt les modèles de type déterministe, qui se situent plus près des observations réalisées et de la nature des phénomènes.

Il existe une autre subdivision selon que les modèles sont destinés à effectuer des évaluations dans le cadre des rejets de routine des installations ou dans le cas de rejets accidentels limités dans le temps. Dans le premier cas, on considère généralement que les rejets sont continus et constants, ce qui conduit à un état d'équilibre entre les apports et les pertes pour différents éléments du milieu. Dans le second cas, les équations utilisées doivent tenir compte de la dimension temps.

A2.2. Aperçu concernant la dispersion

On appelle dispersion d'un polluant rejeté le résultat de la superposition de deux phénomènes : le transport par la masse fluide réceptrice en mouvement, air ou eau, et la dilution de ce polluant qui résulte essentiellement de la turbulence du fluide « porteur ».

A2.2.1. Dispersion dans l'atmosphère

Le modèle du « panache gaussien » est le plus simple et le plus largement répandu (Simmonds *et al.*, 1995). Dans ce modèle, qui s'applique à un gaz parfaitement miscible dans l'atmosphère, on suppose qu'après émission, le polluant est transporté à la vitesse moyenne du vent et qu'il subit dans le sens vertical et dans le sens horizontal une dilution. Cette dilution obéit à une loi de distribution gaussienne dont le maximum se situe dans l'axe du panache, et qui est caractérisée par son écart-type. En général on assimile les aérosols à des gaz.

L'écart-type de ces distributions gaussiennes dépend du pouvoir dispersif de l'atmosphère, lui-même lié à la turbulence. En première approximation, on considère que plus la vitesse du vent augmente, plus la turbulence augmente, et par conséquent plus la dispersion est importante. C'est pour cette raison qu'on ne considère pas comme possible une situation

de diffusion faible accompagnée de vents forts. Les conditions de diffusion sont souvent estimées sur la base du gradient thermique de l'atmosphère. On estime généralement que si le gradient thermique vertical est inférieur à $-0,5 \text{ }^\circ\text{C}/100 \text{ m}$ les conditions de diffusion sont normales, s'il est supérieur à cette valeur, elles sont faibles.

Dans le cas d'une émission prolongée convenant par exemple aux rejets de routine, l'équation la plus simple, donnant la concentration de l'air et dans l'axe du panache d'un radionucléide de période longue devant le temps de transport est la suivante :

$$X(x, z) = \frac{Q_0}{2\pi x \sqrt{2\pi} \sigma_z u_s} \exp\left[-\frac{(z - h_e)^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad (\text{A2.1})$$

Avec :

$X(x, y, z)$: activité de l'air dans l'axe du panache ($\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$).

x : distance à l'émissaire dans le sens du vent (m).

z : altitude au-dessus du sol au point de calcul (m).

σ_z : écart-type dans le sens vertical (m).

Q_0 : débit de rejet ($\text{Bq}\cdot\text{s}^{-1}$).

u_s : vitesse du vent moyenne ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

h_e : hauteur de rejet réelle (m).

Une estimation simple de l'écart-type dans le sens vertical peut être donné par l'équation (A2.2) :

$$\sigma_z = (Mt)^k \quad (\text{A2.2})$$

où t est le temps de transport défini par x/u_s .

D'autres valeurs sont données dans le tableau A2.1 (Doury, cité par Simmonds).

Tableau A2.1. Temps de transport d'un radionucléide dans l'atmosphère.

Conditions de diffusion	Temps de transport (s)	M	k
Normales (toutes vitesses de vent)	0 à $2,4 \times 10^2$	0,42	0,814
	$2,4 \times 10^2$ à $3,28 \times 10^3$	1,0	0,685
	$> 3,28 \times 10^3$	20	0,5
Faibles (vitesses de vent inférieures à $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ seulement)	tous	0,2	0,5

Des corrections peuvent être ensuite apportées à ce modèle, en fonction de la présence du sol qui empêche la dispersion vers le bas ou de la présence d'une inversion de température en altitude qui limite la dispersion vers le haut. On peut également prendre en compte l'appauvrissement du panache par dépôt sec ou humide (par temps de pluie).

Le dépôt de radionucléides au sol par temps sec s'estime par l'équation A2.3 :

$$D = V_g \cdot C \quad (\text{A2.3})$$

Avec :

D : taux de dépôt au sol, ou son intégrale sur une période ($\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ou $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$).

C : concentration de l'activité dans l'air au sol ou son intégrale sur une période, respectivement ($\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ ou $\text{Bq}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$).

V_g : vitesse de dépôt ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

Typiquement les vitesses de dépôt sont de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3} $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les aérosols. Des méthodes existent pour évaluer le taux de dépôt par temps de pluie ; elles prennent en compte l'activité de l'air intégrée verticalement, la nature du polluant, et les caractéristiques de la pluie. Leur exposé sort du cadre de cette annexe qui est un aperçu.

A2.2.2. Dispersion dans les rivières

Le modèle le plus simple pour calculer l'activité de l'eau d'une rivière qui reçoit un rejet est de supposer que ce rejet est immédiatement et complètement mélangé à l'eau de la rivière. L'activité volumique de l'eau brute est alors calculée en divisant le débit de rejet par le débit de la rivière :

$$A_{\text{riv}} = \frac{Q_{\text{rej}}}{D_{\text{riv}}} \quad (\text{A2.4})$$

Avec :

A_{riv} : activité volumique de l'eau brute de la rivière pour le radionucléide i ($\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$).

Q_{rej} : rejet annuel du radionucléide i ($\text{Bq}\cdot\text{s}^{-1}$).

D_{riv} : volume d'eau écoulé dans la rivière en un an ($\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$).

Le point de la rivière où le rejet se trouve complètement et uniformément mélangé s'appelle le point de « bon mélange ». Il peut être distant du point de rejet de quelques km à une vingtaine de km, selon les caractéristiques des ouvrages de rejet, du rejet lui-même, notamment sa différence de température avec l'eau réceptrice, et de la morphologie de la rivière comme la présence de seuils ou ouvrages améliorant ou, plus rarement, retardant le mélange.

A2.3. Migration dans les sols

A2.3.1. Notions générales

Le sol est la partie superficielle (quelques dizaines de centimètres) de la terre dans laquelle les plantes trouvent l'essentiel de leurs ressources en eau et en minéraux. C'est un milieu complexe constitué d'une matrice minérale poreuse, et de cavités remplies d'eau ou de gaz. Les mouvements d'eau dans le sol sont le moteur de la migration des radionucléides solubles. Les paramètres essentiels pour ces calculs de migration sont :

- d'une part les caractéristiques physiques et pédologiques telles que la porosité, qui conditionne la capacité à retenir l'eau, la densité du sol sec en place (apparente), sa texture (sableux, argileux...), sa granulométrie, etc. ;

- d'autre part les éléments du bilan hydrique, comme la quantité d'eau incidente par unité de surface (pluie + irrigation), la quantité d'eau évapo-transpirée en surface, et la quantité d'eau percolée à la base de la couche de sol qui se déplace vers des couches plus profondes.

La notion principale qui a permis aux radioécologistes d'évaluer les interactions entre les radionucléides et les sols est celle du coefficient de partage, généralement appelé K_d . Utiliser ce coefficient est faire l'hypothèse que les concentrations d'un radionucléide dans la partie minérale et dans l'eau du sol sont linéairement liées, et que les phénomènes de

sorption et de désorption se font selon les mêmes lois. On sait que la réalité est plus complexe, toutefois la notion de Kd reste utilisable.

$$Kd = \frac{S}{C} \quad (\text{A2.5})$$

Avec :

S : concentration d'un radionucléide dans le sol sec ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$).

C : concentration d'un radionucléide dans l'eau du sol ($\text{Bq}\cdot\text{l}^{-1}$).

Kd : coefficient de partage eau-sol pour ce radionucléide ($\text{l}\cdot\text{kg}^{-1}$).

Les valeurs numériques du coefficient Kd varient en gros de 500 à 10 000 pour le césium, de 20 à 500 pour le strontium, et sont de l'ordre de 20 à 30 pour l'iode. La dispersion des valeurs trouvées dans la littérature est grande. De manière générale, plus la texture d'un sol est fine (argileuse par exemple) plus la valeur de Kd est importante ; ceci provient du fait que le Kd rend compte de la capacité du sol à fixer les éléments. Toutefois une autre cause de dispersion des valeurs est le mode opératoire des expérimentateurs. La notion de Kd ne s'applique pas au tritium, qui, associé aux molécules d'eau, se comporte comme l'eau du sol.

A2.3.2. Modèles de type unicouche

Un sol agricole est généralement labouré. On considère le labour comme un facteur d'homogénéisation de l'horizon racinaire. Ce type de modèles s'appliquera dans le cas de rejets de routine, ou dans les années qui suivront un accident, après labourage. En raison de la vitesse de migration très lente des radionucléides (hors iode et tritium), on assimile le sol à une couche homogène affectée d'apports et de pertes que l'on intégrera au cours du temps. Les apports dépendent de la source des radionucléides. Les pertes ont pour origine la percolation à la base de la couche de sol, l'exportation des récoltes et l'entraînement de particules par l'érosion. En général ces deux dernières causes de pertes sont négligeables, ce qui exclut la possibilité de décontaminer un sol avec des plantes.

La détermination de la concentration en un radionucléide de cette couche de sol se fait par l'intégration des apports et des pertes, en postulant que celles-ci sont proportionnelles à la concentration, ce qui conduit à définir des taux de pertes, assimilables aux coefficients de relaxation des modèles à compartiments. En pratique, ces taux de pertes sont très faibles (quelques pour mille), et les négliger conduit à une surestimation de la concentration des radionucléides dans les sols tout à fait acceptable dans le cadre d'études globales d'impact.

$$C(t) = \frac{Dr \cdot (1 - e^{-\varphi t})}{\rho \cdot h \cdot \varphi} \quad (\text{A2.6})$$

$$\varphi = \varphi_{\text{perc}} + \varphi_{\text{rec}} + \varphi_{\text{ero}} \quad (\text{A2.7})$$

Avec :

Dr : taux d'apport en fonction du temps ($\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

ρ : densité apparente du sol ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$, sol sec).

h : profondeur de labour (m).

φ : taux de perte par : (s^{-1}).

φ_{perc} percolation, φ_{rec} exportation des récoltes, φ_{ero} érosion.

$C(t)$: concentration dans la couche de sol au temps t ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$, sol sec).

A2.3.3. Modèles faisant appel aux équations de diffusion/dispersion

Dans certains cas, une estimation plus fine peut être nécessaire, notamment dans le cas d'un dépôt accidentel pour évaluer la faisabilité d'une mesure de décapage des sols. Avant homogénéisation par labourage, on peut alors souhaiter connaître le profil de migration des radionucléides dans les sols pour décider d'une contre-mesure telle que le décapage. Les plus simples de ces modèles sont basés sur l'équation de diffusion en milieu poreux et sorbant (Maubert *et al.*, 1988), dans laquelle S et C sont liés par l'équation (A2.5).

$$\theta \left(\frac{\partial C}{\partial t} \right) + \rho \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right) = D \cdot \theta \left(\frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) - u \cdot \theta \left(\frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (\text{A2.8})$$

Avec :

S : concentration d'un radionucléide dans le sol sec ($\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$).

C : concentration d'un radionucléide dans l'eau du sol ($\text{Bq} \cdot \text{l}^{-1}$).

ρ : densité du sol en place ($\text{kg sol sec par l de sol}$).

θ : humidité relative du sol (sans dimension).

u : vitesse moyenne d'infiltration de l'eau ; perméabilité ($\text{m} \cdot \text{s}$).

D : coefficient de diffusion (m^2/s).

z : profondeur, croissante vers le bas (m).

t : temps (s).

Les équations (A2.8) et (A2.5), numérisées de façon à pouvoir être traitées par ordinateur, ont permis de réaliser le code CATHY, (Quinault *et al.*, 1993) qui calcule le profil de radioactivité dans le sol centimètre par centimètre pour une durée quelconque après un dépôt radioactif. Des résultats fournis par ce code ont été confrontés à des données issues du terrain à proximité de Tchernobyl (Figure A2.1). Ce code peut être considéré comme opérationnel pour des calculs prévisionnels en vue de la réhabilitation des sols.

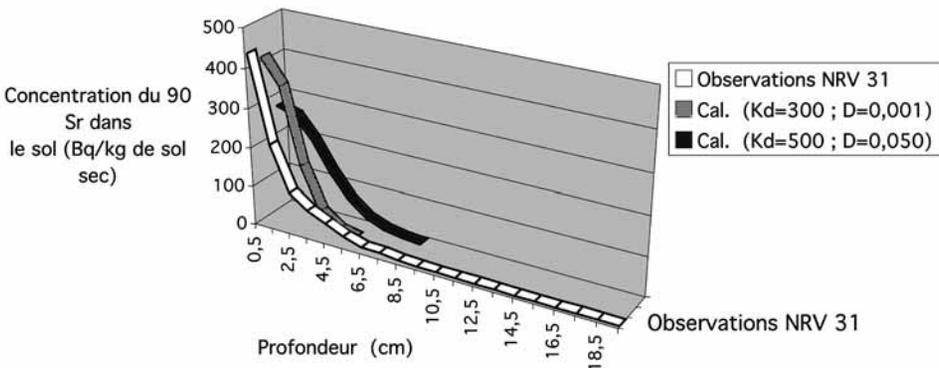


Figure A2.1. Comparaison entre un profil de radioactivité mesuré dans un sol russe avec des résultats de calculs.

A2.4. Transferts aux plantes et aux animaux

A2.4.1. Transferts aux plantes

A2.4.1.1. Transferts par voie foliaire

La contamination de la masse foliaire se fait par l'interception, soit des particules de l'air, soit des gouttes d'eau contaminées. Une partie des radionucléides ainsi déposés est adsorbée sur la surface foliaire. La fraction labile est emportée par lessivages des feuilles. Certains éléments peuvent être transférés à la partie comestible, qu'elle soit aérienne ou souterraine. Ce phénomène est appelé translocation. La modélisation la plus courante permet de tenir compte d'une part de l'apport de radioactivité, et d'autre part de sa diminution par lessivage, pertes biologiques, et décroissance radioactive, tout au long de l'exposition du végétal au dépôt. Le phénomène d'interception y est paramétré par un rapport de captation, nuancé en fonction du type de végétal et de son développement, et du type de dépôt, sec ou humide (par temps de pluie).

$$C_V = \int_0^{tr} \frac{Dr \cdot RC \cdot T_{trans}}{Rtc} \cdot e^{-\lambda t} \cdot dt \quad (A2.9)$$

Avec :

C_V : concentration du radionucléide dans la partie consommable du végétal à la récolte (au temps tr) ($Bq \cdot kg^{-1}$ frais).

Dr : taux de dépôt, sec et humide ($Bq \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$).

RC : rapport de captation (fraction du dépôt surfacique interceptée par (sans dimension) le végétal ; ce facteur dépend du rendement de biomasse aérienne).

T_{trans} : facteur dit de translocation entre les feuilles et les parties (sans dimension) consommables aériennes ou souterraines.

Rtc : rendement de culture ($kg \cdot m^{-2}$).

λ : constante de décroissance effective (somme de la décroissance (s^{-1}) radioactive et de la décroissance biologique).

t : temps (s).

À titre indicatif, le rapport de captation est compris entre 60 et 80 % pour des cultures proches de la maturité ou à maturité. Dans le cas d'une couverture herbeuse, les valeurs vont jusqu'à 100 %. Le facteur de translocation est égal à 1 lorsque la partie consommable est la masse foliaire (légumes feuilles, salades...) ; il est de l'ordre de 0,1 à 0,15 pour les autres légumes. La période effective ($T = 0,693/\lambda$) est de l'ordre de 2 à 3 semaines pour l'herbe, par exemple.

A2.4.1.2. Transferts par voie racinaire

Le transfert des radionucléides du sol aux plantes, se modélise très simplement par l'utilisation d'un facteur de transfert : on suppose ainsi que les concentrations dans les plantes et dans les sols sont liées par une relation linéaire, ce qui est vrai tant que la masse du radionucléide reste négligeable, c'est-à-dire qu'elle ne conduit pas à un effet de saturation.

$$C_v = C_s \cdot F_{t_{pl}} \quad (\text{A2.10})$$

Avec :

C_v : concentration dans la partie consommable du végétal ($\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$).

C_s : concentration dans le sol, *homogène*, dans l'horizon racinaire ($\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$).

$F_{t_{pl}}$: facteur de transfert sol plante (sans dimension).

Une littérature abondante existe sur les facteurs de transfert sol-plante. Toutefois selon les conditions expérimentales, on note une grande dispersion des valeurs annoncées. Pour certains radionucléides (Cs et Sr), des efforts de paramétrisation ont été faits (UIR, 1987). Les paramètres les plus importants sont la capacité d'échange des ions du sol, à laquelle est également lié le coefficient de distribution K_d , la teneur en homologue chimique stable du radionucléide considéré, la teneur en matière organique, le pH, etc. Les facteurs de transferts sol-plante sont presque toujours très inférieurs à 1, ce qui signifie qu'il ne peut y avoir concentration de la radioactivité dans la matière végétale vivante par rapport au sol. Pour le césium par exemple, les valeurs sont de l'ordre de 0,02, mais dans la littérature on note des variations pouvant aller jusqu'à deux ordres de grandeur. Pour le strontium, le facteur de transfert sol-plante est à peu près 10 fois plus fort que celui du césium.

A2.4.2. Transferts aux produits d'origine animale

A2.4.2.1. Aspects dynamiques

L'ingestion de nourriture contaminée conduit à l'assimilation d'une partie de la radioactivité contenue dans l'aliment, à sa répartition dans divers organes et fluides, puis à son élimination par excrétion (urines, fèces, lait, œufs...) avec une vitesse qui dépend de la métabolisation de l'élément considéré. Suite à une ingestion unique, on peut distinguer, selon les radionucléides, une ou plusieurs phases dans la diminution de l'activité d'un produit d'origine animale, dont les cinétiques sont modélisées par des exponentielles décroissantes, (Ng *et al.*, 1977). Cela se traduit par une équation de la forme :

$$C_{\text{ani}}(t) = Q \cdot \sum \alpha_j \cdot 2^{-t/T_j} \quad (\text{A2.11})$$

avec :

Q : quantité de radioactivité ingérée en une fois (Bq).

α_j : coefficients métaboliques correspondant à la fraction de l'activité ingérée transférée instantanément au produit (kg^{-1}).

T_j : périodes effectives (j).

i : indice se rapportant aux fonctions de décroissance.

t : temps (j).

$C_{\text{ani}}(t)$: concentration dans le produit d'origine animale ($\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$).

On propose ci-après un exemple d'application de cette modélisation dynamique à l'évaluation de la radioactivité du lait de vaches en libre pâture après un dépôt unique de césium 137. La radioactivité de l'herbe varie à mesure que l'herbe se renouvelle. Cette évolution est généralement décrite par une exponentielle décroissante de demi-vie de l'ordre de deux à quelques semaines selon les conditions climatiques. Dans l'exemple

ci-dessous, les valeurs numériques (relatives à l'herbe seulement) sont tirées d'observations réalisées après l'accident de Tchernobyl (Galer *et al.*, 1993) :

$$C_v(t) = D \cdot F_g \cdot 2^{-t/T_e} \quad (\text{A2.12})$$

avec :

$C_v(t)$: concentration en ^{137}Cs de l'herbe ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$).

D : dépôt ($\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$).

F_g : facteur global de transfert dépôt - herbe (*cf.* paragraphe A2.3.3), égal à 0,7 ($\text{m}^2\cdot\text{kg sec}$).

t : temps (j).

T_e : période effective du ^{137}Cs sur l'herbe, égale à 20 jours (j).

En application de l'équation (A2.11) et en discrétisant les apports par ingestion sur une base journalière, l'évolution de la radioactivité du lait pourra être évaluée par la formule suivante :

$$C_{\text{lait}}(t) = \sum_{j=0}^{j=t} C_v(j) \cdot Q_h \cdot \sum_i a_i \cdot 2^{-\frac{t-j}{T_{\text{bio}_i}}} \quad (\text{A2.13})$$

avec :

$C_{\text{lait}}(t)$: concentration du ^{137}Cs dans le lait au jour t suivant le dépôt ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$).

$C_v(j)$: concentration du ^{137}Cs dans l'herbe, *cf.* (A2.9), au jour j situé entre le jour du dépôt et le jour d'observation t (j).

Q_h : quantité d'herbe ingérée quotidiennement par la vache égal à 13 ($\text{kg}\cdot\text{j}^{-1}$ matière sèche).

a_i : coefficients métaboliques (kg^{-1}).

T_{bio_i} : périodes biologiques d'élimination du ^{137}Cs dans le lait (j).

(Les valeurs numériques suivantes proviennent de Ng, 1977).

a_i	T_{bio_i}
$2,07 \times 10^{-3}$	0,93
$3,32 \times 10^{-4}$	4,59
$4,15 \times 10^{-5}$	35,6

Après un dépôt, que nous prendrons égal à $10^5 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-2}$, la variation de la radioactivité dans le lait est représentée par la courbe de la figure A2.2. On a figuré de plus l'évolution de cette radioactivité en fonction du temps si on retire les vaches du pâturage après 2 et 10 jours.

A2.4.2.2. Aspects de routine

Pour calculer l'impact des rejets de routine, que l'on suppose permanents et constants, ce qui permet de s'affranchir de la dimension « temps », on définit un facteur de transfert à l'équilibre :

$$C_{\text{ani}} = F_{t_{\text{ani}}} \cdot Q_{\text{quot}} \quad (\text{A2.14})$$

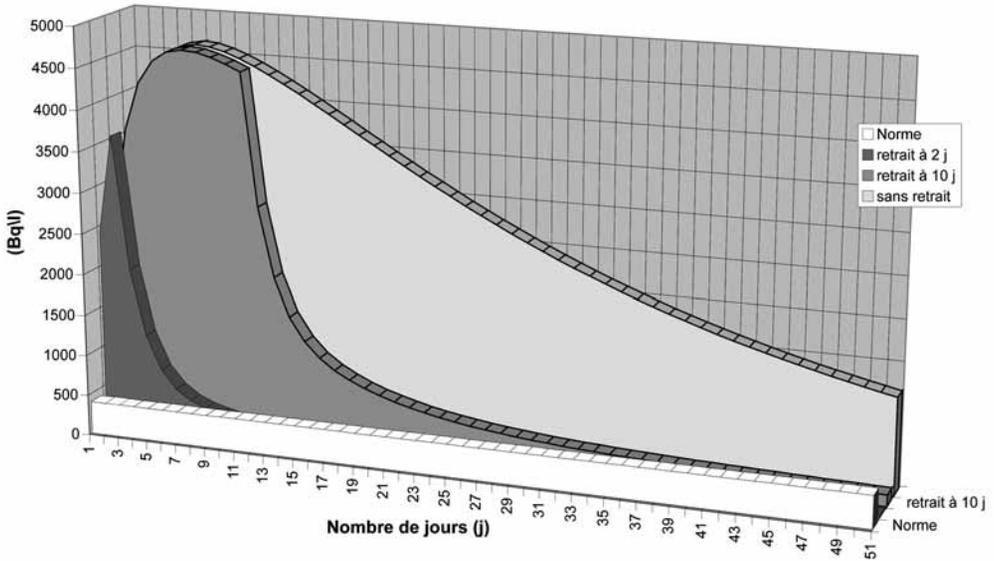


Figure A2.2. Modélisation de la radioactivité du lait de vaches en libre pâture, après un dépôt unique de $10^5 \text{ Bq}\cdot\text{m}^{-2}$ de ^{137}Cs . La norme est la valeur russe de $370 \text{ Bq}\cdot\text{l}^{-1}$.

avec :

$F_{t_{\text{ani}}}$: facteur de transfert par ingestion à l'équilibre ($\text{j}\cdot\text{kg}^{-1}$).

Q_{quot} : radioactivité ingérée quotidiennement ($\text{Bq}\cdot\text{j}^{-1}$).

C_{ani} concentration dans le produit d'origine animale ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$).

Là encore, les facteurs de transfert sont en général très inférieurs à 1. Il n'y a donc pas concentration de la radioactivité entre la nourriture pour animaux et les produits d'origine animale. Pour le transfert à la viande de bœuf, les valeurs du coefficient de transfert à l'équilibre sont de l'ordre de 0,02 pour le césium et de 0,0006 pour le strontium, qui, en raison de son analogie de comportement avec le calcium, se fixe préférentiellement dans les os.

A2.4.3. Les formulations globales

On a vu apparaître, essentiellement dans les pays de la CEI et depuis l'accident de Tchernobyl, de nombreuses références où la radioactivité massique d'un produit est ramenée à une valeur de dépôt par l'intermédiaire d'un simple facteur de transfert global : par exemple d'après (Alexakhin, 1993), la teneur en ^{137}Cs ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$) d'un blé d'hiver cultivé sur chernozem s'obtient en multipliant la valeur locale de dépôt ($\text{kBq}\cdot\text{m}^{-2}$) dû à l'accident de Tchernobyl par un facteur 0,04. Cette valeur du facteur global de transfert correspond à une observation réalisée 4 ans après l'accident.

Bien qu'en général spécifiques d'un type de dépôt et d'un lieu géographique, ces facteurs globaux présentent souvent l'avantage d'avoir été mesurés sur le terrain et de ne pas provenir d'expériences de laboratoire dont l'extrapolation aux conditions réelles peut être sujette à caution.

A2.4.4. Transferts du tritium et du carbone 14

Le tritium n'est en général pas considéré dans le cas d'accidents nucléaires sur réacteurs de puissance. Dans le cas de régimes permanents (rejets de routine), on supposera que la concentration moyenne en tritium dans l'eau d'un organisme quelconque est égale à la concentration de cet isotope dans l'eau qui lui sert à se maintenir en vie (AIEA, 1982).

Pour le carbone 14, le même type de raisonnement peut être fait. La concentration spécifique en carbone 14 rapportée à la quantité totale de carbone présente dans un organisme sera égale à celle de ses sources de carbone (CO₂ atmosphérique pour une plante, végétal pour un animal...), (IAEA, 1982).

A2.5. Le milieu aquatique

A2.5.1. Généralités

Aux problèmes de migration dans les sols rencontrés en milieu terrestre correspondent, en milieu aquatique, les problèmes de modification des formes chimiques des radionucléides et les échanges entre phases dissoute et particulaire, entre eau et matières en suspension. Le coefficient de partage (*Kd*) est donc une notion encore indispensable pour étudier le milieu aquatique. Il est également parfois appelé Facteur d'Échange par les radioécologistes s'intéressant aux eaux douces.

L'étude des transferts aux plantes ne retient en général qu'une seule voie de transfert : l'eau. Le transfert par le système racinaire apparaît en effet comparativement négligeable. Par ailleurs, compte tenu de leur faible importance dans les chaînes alimentaires aquatiques, les végétaux supérieurs (phanérogames) sont peu étudiés au profit des mousses dont les capacités de fixation sont nettement supérieures (bio-indicateurs) et du phytoplancton (premier maillon des chaînes trophiques). Pour les poissons il faudrait, pour être précis, prendre en compte la contamination par l'eau et par la nourriture.

A2.5.2. Modèles simples

En première approximation, deux notions essentielles sont utilisées depuis les débuts de la radioécologie des eaux douces pour caractériser les niveaux et vitesses de décontamination des organismes d'eau douce : celle du facteur de concentration (*FC*) et celle de la période biologique (*T_b*).

Le facteur de concentration est défini par :

$$FC = \frac{C_{\text{org}}}{C_{\text{eau}}} \quad (\text{A2.15})$$

avec :

FC : facteur de concentration (sans dimension).

C_{org} : concentration du radionucléide dans l'organisme (Bq·kg⁻¹).

C_{eau} : concentration du radionucléide dans l'eau (Bq·kg⁻¹).

Les valeurs de facteurs de concentration pour la partie comestible des poissons d'eau douce sont comprises entre 30 et 3000 pour le césium et 1 à 1000 pour le strontium.

Ces facteurs dépendent de la concentration de l'eau en homologues chimiques de ces nucléides (K pour le Cs et Ca pour le Sr). L'AIEA (IAEA, 1994) recommande des valeurs de 2 000 pour le Cs et de 60 pour le Sr.

La période biologique T_b est le temps nécessaire à un organisme pour éliminer la moitié du radionucléide préalablement accumulé. Dans le cas des poissons, cette période est de l'ordre de 150 jours pour le césium 137 et de 90 jours pour le strontium 90 (anonyme, 1994). Elle dépend entre autres du milieu dans lequel vit le poisson. En rivière l'eau se décontamine plus rapidement après un accident. Dans ce cas la période biologique pour le césium pourra être de 60 jours. En revanche cette valeur pourra être de 2 ans dans un lac fermé peu profond (Foulquier et Baudin-Jaulent, 1992).

A2.6. Influence de la transformation des produits

Les produits agricoles sont en général transformés avant ingestion par l'homme (séminaire de Cadarache, 1989). Ces transformations peuvent être classées en trois catégories :

- extraction d'une partie du produit : la radioactivité n'est en général pas répartie de façon uniforme dans un produit ; l'activité massique du beurre, par exemple, en ^{137}Cs n'est égale qu'à 0,3 fois celle du lait dont il est issu (0,2 pour ^{90}Sr). Le pelage peut aussi être très efficace pour réduire la contamination d'un fruit surtout dans le cas de dépôt direct,
- effets de la cuisson : l'ébullition, même brève, comme dans le cas du « blanchiment » des légumes avant mise en conserve peut également réduire la radioactivité des produits par passage des radionucléides dans l'eau de cuisson, surtout dans le cas de dépôts directs,
- effets chimiques : pour les viandes, les marinades acides peuvent permettre de réduire leur activité massique.

Certaines fabrications, comme celle de concentrés, ou de lait en poudre, peuvent conduire à l'augmentation de la radioactivité massique des produits dérivés.

A2.7. Calculs de doses

Dans leur interaction avec la matière, les rayonnements cèdent de l'énergie qui, dans le cas où il s'agit de matière vivante, peut se traduire par des lésions. L'absorption de $1 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ correspond à l'unité de dose absorbée qui est de 1 gray (Gy). À dose absorbée identique, tous les rayonnements n'ont pas le même effet. On définit donc une dose équivalente qui est la dose absorbée, affectée de pondérations dépendant de l'organe considéré et de la qualité du rayonnement. L'unité est alors le sievert (Sv). La somme des doses équivalentes pondérées délivrées aux différents tissus et organes du corps est appelée dose efficace. Elle s'exprime en Sv (Directive 96/29, 1996). Les voies d'atteinte d'un individu sont l'exposition :

- externe par immersion dans un nuage contaminé, ou par le rayonnement issu de dépôts sur les surfaces, notamment le sol,
- interne par inhalation ou ingestion.

A2.7.1. Doses par immersion dans un nuage et par inhalation

La dose efficace par exposition externe est le produit de la concentration intégrée de l'air par le facteur de conversion en dose pour le radionucléide considéré :

$$H_{\text{nuage}} = C_{\text{air}} \cdot F_{\text{nuage}} \quad (\text{A2.16})$$

avec :

H_{nuage} : dose efficace par exposition externe (Sv).

C_{air} : concentration intégrée de l'air ($\text{Bq}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$).

F_{nuage} : coefficient de dose ($\text{Sv}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Bq}^{-1}\cdot\text{m}^{-3}$).

Les coefficients de doses pour l'immersion dans le nuage peuvent être extraits de Kocher, 1982.

L'activité inhalée est le produit de la concentration de l'air par le volume d'air inhalé pour l'individu concerné, pendant le temps de passage du nuage, ou encore le produit de la concentration intégrée de l'air par le débit respiratoire de l'individu.

$$H_{\text{inh}} = C_{\text{inh}} \cdot \tau_{\text{resp}} \cdot C_{\text{air}} \cdot 3600 \quad (\text{A2.17})$$

avec :

H_{inh} : dose efficace par inhalation (Sv).

C_{inh} : coefficient de dose ($\text{Sv}\cdot\text{Bq}^{-1}$).

τ_{resp} : débit respiratoire ($\text{m}^3\cdot\text{h}^{-1}$).

C_{air} : concentration intégrée de l'air ($\text{Bq}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$).

3600 coefficient de conversion du temps ($\text{s}\cdot\text{h}^{-1}$).

On considère un débit respiratoire (Simmonds *et al.*, 1995) de $0,96 \text{ m}^3\cdot\text{h}^{-1}$ pour l'adulte, $0,63 \text{ m}^3\cdot\text{h}^{-1}$ pour l'enfant et $0,16 \text{ m}^3\cdot\text{h}^{-1}$ pour le bébé. Les coefficients de dose peuvent être extraits de la directive 96/29, 1996.

A2.7.2. Doses par exposition aux dépôts

L'expression de la dose efficace est la suivante :

$$H_{\text{dep}} = T^{-1} \Delta \cdot \tau_p \cdot F_{\text{dep}} \cdot 8766 \quad (\text{A2.18})$$

avec :

F_{dep} : coefficient de dose efficace ($\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$) ($\text{Bq}^{-1}\cdot\text{m}^2$).

τ_p : taux de présence (sans dimension).

Δ : dépôt intégré ($\text{Bq}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$).

Les coefficients de doses peuvent être extraits de Kocher, 1982.

A2.7.3. Doses par ingestion

L'expression de la dose efficace est la suivante :

$$H_{\text{ing}} = A_c \cdot C_a \cdot F_{\text{ing}} \quad (\text{A2.19})$$

avec :

A_c : activité du végétal à la consommation ($\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$).

H_{ing} : dose efficace par ingestion de végétaux (Sv).

A_c : quantité ingérée (kg).

F_{ing} : coefficient de dose ($Sv \cdot Bq^{-1}$).

Les coefficients de dose peuvent être extraits de la directive 96/29.

A2.8. Conclusion

On s'est attaché ici à présenter les diverses étapes de la modélisation des transferts en milieu terrestre. Des modèles généraux de calculs d'impact existent, et certains ont été transformés en codes informatisés (Jones *et al.*, 1993 ; Renaud *et al.*, 1997).

Actuellement, les rejets de routine des industries nucléaires ont tendance à diminuer. Les études prévisionnelles d'impact et les vérifications ultérieures sur le terrain ont montré que ces rejets ne présentaient aucun danger en termes sanitaires. Toutefois les exigences en termes de protection de l'Homme et de l'environnement ne cessent d'être renforcées. Dès lors, les études anciennes doivent être réactualisées et les études préalables à la création de nouvelles installations doivent être de plus en plus détaillées. Tout ingénieur travaillant dans le domaine du nucléaire peut être amené dans sa carrière, sinon à effectuer lui-même les études d'impact, du moins à devoir en prendre connaissance. C'est notre souhait que les clés fournies dans ce document puisse lui en permettre la compréhension.

Références

- AIEA (1982) *Generic Models and Parameters for Assessing the Environmental Transfer of Radionuclides from Routine releases*, AIEA Safety Series 57.
- AIEA (1994) *Handbook of parameter values for the prediction of radionuclide transfer in temperate environments*, Technical Report Series n° 364 (International Atomic Energy Agency, Vienna).
- Alexakhin R.M. (1993) Countermeasures in agricultural production as an effective means of mitigating the radiological consequences of the Chernobyl accident. In : *The Science of the Total Environment*, special issue, **137**, pp. 9-20.
- Brown J., Haywood S.M., Wilkins B.T. (1988) *Validation of the FARMLAND models for radionuclides transfer through terrestrial foodchains, Reliability of Radioactive transfer models*, G. Desmet Ed., pp. 127-134 (Elsevier).
- CCE (1989) *Proceedings of a Seminar on Radioactivity Transfer During Food Processing and Culinary preparation* (CCE DG XI, Cadarache).
- Directive européenne 96/29/Euratom du Conseil, du 13 mai 1996, fixant les normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers résultant des rayonnements ionisants, *Journal officiel des Communautés européennes* L 159 du 29 juin 1996
- Foulquier L., Baudin-Jaulent Y. (1992) *Impact radioécologique de l'accident de Tchernobyl sur les écosystèmes aquatiques*, rapport relatif au contrat n° 90-ET-014 passé entre la Commission des Communautés européennes et l'Union Internationale des Radioécologistes.
- Galer A.M., Crout N.M.J., Beresford N.A., Howard B.J., Mayes R.W., Barnett C.L., Eayres H.F., Lamb C.S. (1993) Dynamic Radiocaesium Distribution in Sheep: Measurement and Modelling, *J. Environmental Radioactivity*, **20**, 35-48.

- Jones J.A., Mansfield P.A., Haywood S.M., Nisbet A.F., Haselmann I., Steinhauer C., Ehrhardt J. (1993) *PC COSYMA: An Accident Consequence Assessment Package For use on a PC*, report EUR 14916.
- Kocher D.C. (1982) *Dose-rate conversion factors for external exposure to photons and electrons* (Oak Ridge National Laboratory).
- Maubert H., Grauby A., Ponzetto V. (1988) *Comparing predictions of two radioecological models with measured values. Reliability of Radioactive transfer models*, G. Desmet ed., pp. 114-127 (Elsevier).
- Müller H., Pröhl G. (1993) Ecosys-87: A dynamic model for assessing radiological consequences of nuclear accidents, *Health Physics*, **64** (3), 232, 251.
- Ng Y.C., Colshen C.S., Quinn D.J., Thompson J.E. (1977) *Transfer Coefficients for the Prediction of the Dose to Man via the Forage - Cow - Milk Pathway from Radionuclides released to the Biosphere* (Lawrence Livermore Laboratory, UCRL – 51939).
- Quinault J.M., Arutyunyan R., Picat P., Gavrillov S., Colle C., Friedli C., Kanevski M., Kiselev V., Fache P., Maubert H. (1993) Preliminary results on Transfer of Radionuclide in Soils and Crops in the Chernobyl Area, *Radioprotection*, Special issue, pp. 467-471.
- Radioactive Waste Management Center. *Concentration Factors of Radionuclides in Freshwater Organisms*, rapport RWMC-94-P-15 (Tokyo, Japan).
- Renaud Ph., Maubert H., Bernié J.C. (1997) Prise en compte des paramètres contextuels en radioécologie post-accidentelle, *Radioprotection*, **32** (2), 181-195.
- Simmonds J.R., Lawson G., Mayall A. (1995) *Radiation Protection 72, Methodology for assessing the radiological consequences of routine releases of radionuclides to the environment*, report EUR 15760 EN.
- UIR (1987) *Fifth Report of the Work group on soil to Plant Transfer Factors* (Union Internationale des Radioécologistes, RIVM, Netherlands).
- Ward Whicker F., Kirschner T.B. (1987) PATHWAY – A dynamic food-chain model to predict radionuclide ingestion after fallout deposition, *Health Physics*, **52** (6), 717, 737.

Annexe 3

Données complémentaires sur les sources de rayonnements

(valeurs indicatives)

Cheikh M'Backé Diop

Tableaux A3.1 à A3.7 : Données relatives aux émissions α , β et γ associées aux isotopes appartenant à différentes chaînes de désintégrations radioactives simplifiées. Valeurs cumulées de plusieurs nucléides.

Tableau A3.1. Données relatives à la chaîne du plutonium 236.

Élément	Période A : année. J : jour. H : heure. min : minutes	λ (s ⁻¹)	Mode de désintégration	η (%) rapport de branchement	Énergie moyenne des particules émises (keV)
²³⁶ Pu	2,851 A	$7,704 \times 10^{-9}$	α β γ	100	5 851 10,93 1,851
²³² U	70 A	$3,138 \times 10^{-10}$	α β γ	100	5400 15,15 1,885
²²⁸ Th	1, 913 A	$1,148 \times 10^{-8}$	α β γ	35,9 64,1	33 701,873 519,458 266,8374
²⁰⁸ Tl	3,07 mn	$3,763 \times 10^{-3}$	α β γ	100	0 648,7 3375

Tableau A3.2. Données relatives à la chaîne du thorium 232.

Élément	Période A : année. J : jour. H : heure. min : minutes	λ (s ⁻¹)	Mode de désintégration	η (%) rapport de branchement	Énergie moyenne des particules émises (KeV)
²⁴⁴ Cm	18,11 A	$1,213 \times 10^{-9}$	α β γ	100	5 893 6,478 3,110
²⁴⁰ Pu	6550 A	$3,353 \times 10^{-12}$	α β γ	100	5 242 8,471 1,568
²³⁶ U	$2,342 \times 10^7$ A	$9,379 \times 10^{-16}$	α β γ	100	4 556 9,690 1,356

Tableau A3.3. Données relatives à la chaîne de l'uranium 238.

Élément	Période A : année. J : jour. H : heure. min : minutes	λ (s ⁻¹)	Mode de désintégration	η (%) rapport de branchement	Énergie moyenne des particules émises (KeV)
²⁴² AmM	141 A	$1,558 \times 10^{-10}$	α β γ	0,45 99,55	25,23 1,7848 48,63
²⁴² AmF	16,02 H	$1,202 \times 10^{-5}$	α $\beta+$ $\beta-$ γ	17,3 82,7	191,8 90,73
²⁴² Pu	$3,760 \times 10^{+5}$ A	$5,842 \times 10^{-14}$	α β γ	100	4 973 6,448 1,290
²⁴² Cm	162,8 J	$4,923 \times 10^{-8}$	α β γ	100	6 207 7,882 3,628
²³⁸ Pu	87,74 A	$2,503 \times 10^{-10}$	α β γ	100	5 581 8,925 3,482
²³⁴ U	$2,44 \times 10^{+5}$ A	$8,984 \times 10^{-14}$	α β γ	100	4 856 11,47 1,694
²³⁰ Th	$7,540 \times 10^{+4}$ A	$2,913 \times 10^{-13}$	α β γ	100	4 760 13,65 2,718

Tableau A3.3. Données relatives à la chaîne de l'uranium 238. (suite)

²²⁶ Ra	1 600 A	$1,373 \times 10^{-11}$	α	100	4 856
			β		11,47
			γ		1,694
²³⁸ U	$4,468 \times 10^9$ A	$4,919 \times 10^{-18}$	α	100	4 266
			β		0,80
			γ		0,10

Tableau A3.4. Données relatives à la chaîne de l'uranium 233.

Élément	Période A : année. J : jour. H : heure. min : minutes	λ (s ⁻¹)	Mode de désintégration	η (%) rapport de branchement	Énergie moyenne des particules émises (KeV)
²⁴¹ Pu	14,7 A	$1,494 \times 10^{-9}$	α	$2,45 \times 10^{-3}$ 99	0,1218
			β		5,2367
			γ		0,2188
²⁴¹ Am	432,6 A	$5,077 \times 10^{-11}$	α	100	5 572
			β		30,63
			γ		34,90
²³⁷ Np	$2,14 \times 10^6$ A	$1,026 \times 10^{-14}$	α	100	4 842
			β		256,05
			γ		238,17
²³³ U	$1,592 \times 10^6$ A	$1,380 \times 10^{-13}$	α	100	4 898
			β		3,478
			γ		0,8734
²²⁹ Th	7 340 A	$2,993 \times 10^{-12}$	α	100	32 953,408
			β		884,204
			γ		310,021

Tableau A3.5. Données relatives à la chaîne de l'uranium 235.

Élément	Période A : année. J : jour. H : heure. min : minutes	λ (s ⁻¹)	Mode de désintégration	η (%) rapport de branchement	Énergie moyenne des particules émises (KeV)
²⁴³ Cm	28,5 A	$7,707 \times 10^{-10}$	α β γ	99,76 0,24	5 906 97,90 147,80
²⁴³ Am	7 380 A	$2,976 \times 10^{-12}$	α β γ	100	5 354 252,01 244,23
²³⁹ Pu	$2,411 \times 10^4$ A	$9,110 \times 10^{-13}$	α β γ	100	5 237 6,49 0,4652
²³⁵ U	$7,038 \times 10^8$ A	$3,121 \times 10^{-17}$	α β γ	100	4 454 182,48 192,55
²³¹ Pa	$3,276 \times 10^4$ A	$6,707 \times 10^{-13}$	α β γ	100	5 009 33,53 44,36
²²⁷ Ac	21,77 A	$1,009 \times 10^{-9}$	α β γ	100	32 842,44 1 112,73 421,89

Tableau A3.6. Données relatives à la chaîne de l'Uranium 239 et du neptunium 239.

Élément	Période A : année. J : jour. H : heure. min : minutes	λ (s ⁻¹)	Mode de désintégration	η (%) rapport de branchement	Énergie moyenne des particules émises (KeV)
²³⁹ U	23,54 mn	$4,908 \times 10^{-4}$	β^- γ	100	456,1 52,08
²³⁹ Np	2,355 J	$3,407 \times 10^{-6}$	β^- γ	100	235,7 186,3

Tableau A3.7. Spectre des γ émis par capture radiative et valeurs de la section efficace de la réaction (n, γ) dans le domaine d'énergie thermique (pour une vitesse du neutron égale à $2\,200\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) (Reactor Physics Constants, ANL 5800 Second Edition, 1963, Baur, 1985). (suite)

Corps	Z	Nombre de gamma émis pour 100 captures							s
		0 – 1 MeV	1 – 2 MeV	2 – 3 MeV	3 – 5 MeV	5 – 7 MeV	7 – 9 MeV	> 9 MeV	
Ra	88								2200 m/s
Ac	89								Barn/At
Th	90	>118	140	64	17	0	0		7,4
Pa	91								210,0
U	92	425	114	35,6	8,8	0	0	0	7,59
Np	93								169,0
Pu	94								1011,0

Tableaux A3.9 à A3.13 : Données relatives à l'émission de neutrons par fission spontanée et par réaction (α, n) dans un combustible UO_2 .

r_{fsp} : branchement de fission spontanée.

ν : nombre moyen de neutrons émis par fission.

$r_{(\alpha, n)}$: rendement de la réaction (α, n) sur les isotopes de l'oxygène dans un combustible UO_2 . (Cf. chapitres 7 et 8).

λ : constante de désintégration radioactive en s^{-1} .

Tableau A3.8. Données neutroniques relatives à des isotopes appartenant à la chaîne du plutonium 236.

Élément	Période	λ (s^{-1})	Type	Valeurs
^{236}Pu	2,851 A	$7,704 \times 10^{-9}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	$0,81 \times 10^{-9}$ 2,126 $2,62 \times 10^{-8}$
^{232}U	70 A	$3,138 \times 10^{-10}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	$9,0 \times 10^{-13}$ 1,71 $2,08 \times 10^{-8}$
^{228}Th	1,913 A	$1,148 \times 10^{-8}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	0 $1,82 \times 10^{-7}$

Tableau A3.9. Données neutroniques relatives à des isotopes appartenant à la chaîne du thorium 232.

Élément	Période	λ (s ⁻¹)	Type	Valeurs
²⁴⁴ Cm	18,11 A	$1,213 \times 10^{-9}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$1,347 \times 10^{-6}$ 2,69 $2,67 \times 10^{-8}$
²⁴⁰ Pu	6 550 A	$3,353 \times 10^{-12}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$5,7 \times 10^{-8}$ 2,15 $1,89 \times 10^{-8}$
²³⁶ U	$2,342 \times 10^{+7}$ A	$9,379 \times 10^{-16}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$1,2 \times 10^{-9}$ 1,90 $1,06 \times 10^{-8}$

Tableau A3.10. Données neutroniques relatives à des isotopes appartenant à la chaîne de l'uraniuim 238.

Élément	Période	λ (s ⁻¹)	Type	Valeurs
²⁴² Am M	141 A	$1,558 \times 10^{-10}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$1,6 \times 10^{-10}$ 2,56 $1,05 \times 10^{-10}$
²⁴² Pu	$3,760 \times 10^5$ A	$5,842 \times 10^{-14}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$5,5 \times 10^{-6}$ 2,14 $1,6 \times 10^{-8}$
²⁴² Cm	162,8 J	$4,923 \times 10^{-8}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$6,8 \times 10^{-8}$ 2,53 $3,1 \times 10^{-8}$
²³⁸ Pu	87,74 A	$2,503 \times 10^{-10}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$1,84 \times 10^{-9}$ 2,21 $2,3 \times 10^{-8}$
²³⁴ U	$2,445 \times 10^{+5}$ A	$8,984 \times 10^{-14}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$1,2 \times 10^{-11}$ 1,80 $1,43 \times 10^{-8}$
²³⁰ Th	$7,540 \times 10^{+4}$ A	$2,913 \times 10^{-13}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$0,5 \times 10^{-12}$ 1,39 $1,31 \times 10^{-8}$
²²⁶ Ra	1 600 A	$1,373 \times 10^{-11}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	0 $1,41 \times 10^{-7}$
²³⁸ U	$4,468 \times 10^{+9}$ A	$4,915 \times 10^{-18}$	r_{fsp} ν $r(\alpha, n)$	$5,45 \times 10^{-7}$ 2,00 $7,418 \times 10^{-9}$

Tableau A3.11. Données neutroniques relatives à des isotopes appartenant à la chaîne de l'uranium 233.

Élément	Période	λ (s ⁻¹)	Type	Valeurs
²⁴¹ Pu	14,7 A	$1,494 \times 10^{-9}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	0 $3,82 \times 10^{-13}$
²⁴¹ Am	432,6 A	$5,077 \times 10^{-11}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	$4,1 \times 10^{-12}$ 2,50 $2,29 \times 10^{-8}$
²³⁷ Np	$2,14 \times 10^{+6}$ A	$1,026 \times 10^{-14}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	0 $1,42 \times 10^{-8}$
²³³ U	$1,592 \times 10^{+6}$ A	$1,380 \times 10^{-13}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	$1,3 \times 10^{-12}$ 1,76 $1,48 \times 10^{-8}$
²²⁹ Th	7 340 A	$2,993 \times 10^{-12}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	0 $1,89 \times 10^{-7}$

Tableau A3.12. Données neutroniques relatives à des isotopes appartenant à la chaîne de l'urnium 235.

Élément	Période	λ (s ⁻¹)	Type	Valeurs
²⁴³ Cm	28,5 A	$7,707 \times 10^{-10}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	0 $2,69 \times 10^{-8}$
²⁴³ Am	7 380 A	$2,976 \times 10^{-12}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	$2,2 \times 10^{-10}$ 2,61 $2,03 \times 10^{-8}$
²³⁹ Pu	$2,411 \times 10^{+4}$ A	$9,110 \times 10^{-13}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	$4,4 \times 10^{-12}$ 2,32 $1,88 \times 10^{-8}$
²³⁵ U	$7,038 \times 10^{+8}$ A	$3,121 \times 10^{-17}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	$0,26 \times 10^{-6}$ 1,87 $1,95 \times 10^{-8}$
²³¹ Pa	$3,276 \times 10^{+4}$ A	$6,707 \times 10^{-13}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	$0,3 \times 10^{-11}$ 1,40 $1,71 \times 10^{-8}$
²²⁷ Ac	21,77 A	$1,009 \times 10^{-9}$	r_{fsp} ν $r_{(\alpha, n)}$	0 $1,77 \times 10^{-7}$

Annexe 4

Fonctions exponentielles intégrales

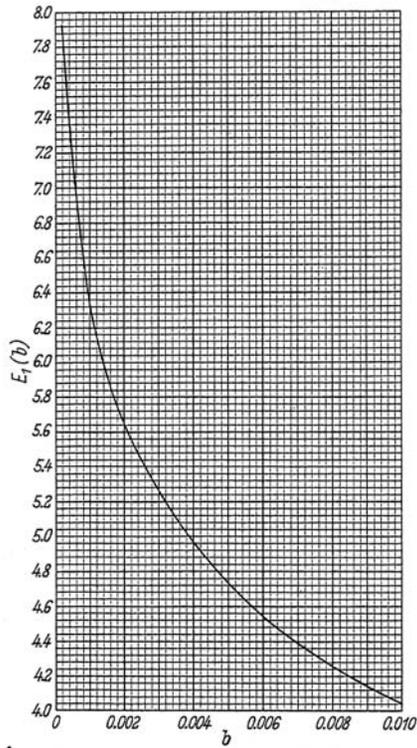


Figure A4.1. Exponentielle intégrale $E_1(b)$ pour $b = 0$ à $0,01$.

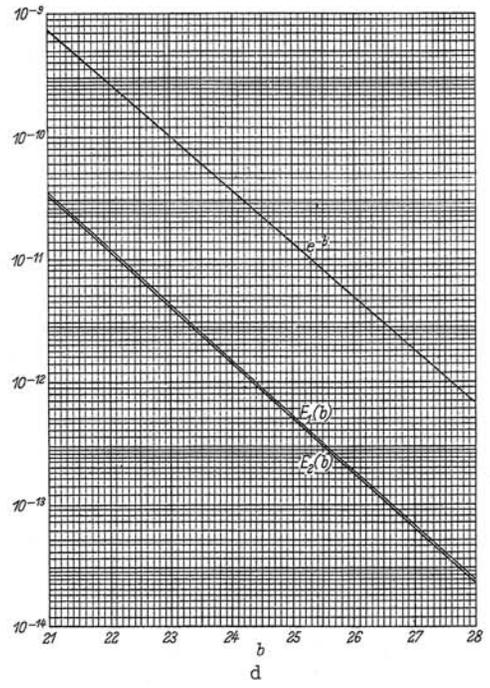
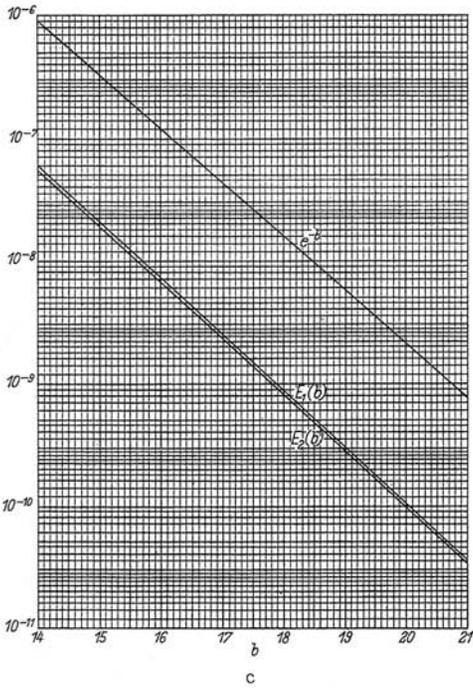
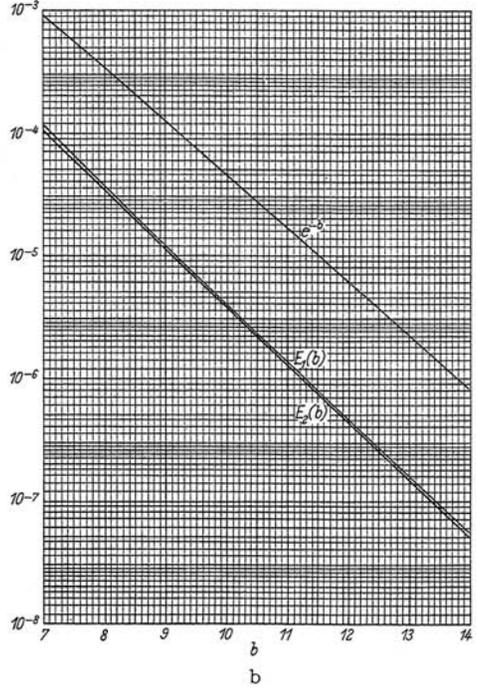
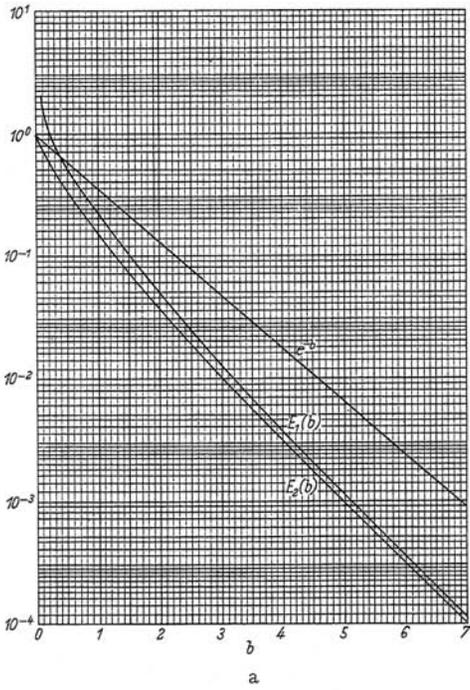


Figure A4.2. Exponentielles e^{-b} et exponentielles intégrales $E_1(b)$, $E_2(b)$ pour $b = 0$ à 28.

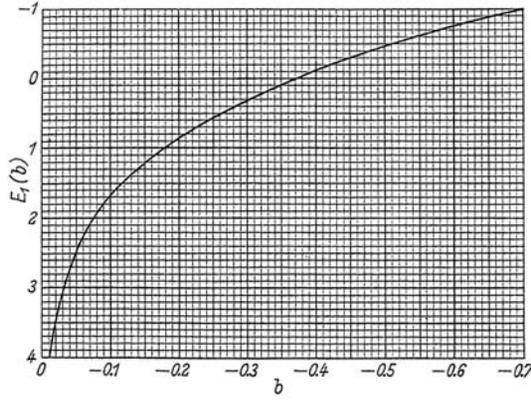


Figure A4.3. Exponentielle intégrale pour un argument négatif pour $b = 0$ à $-0,7$.

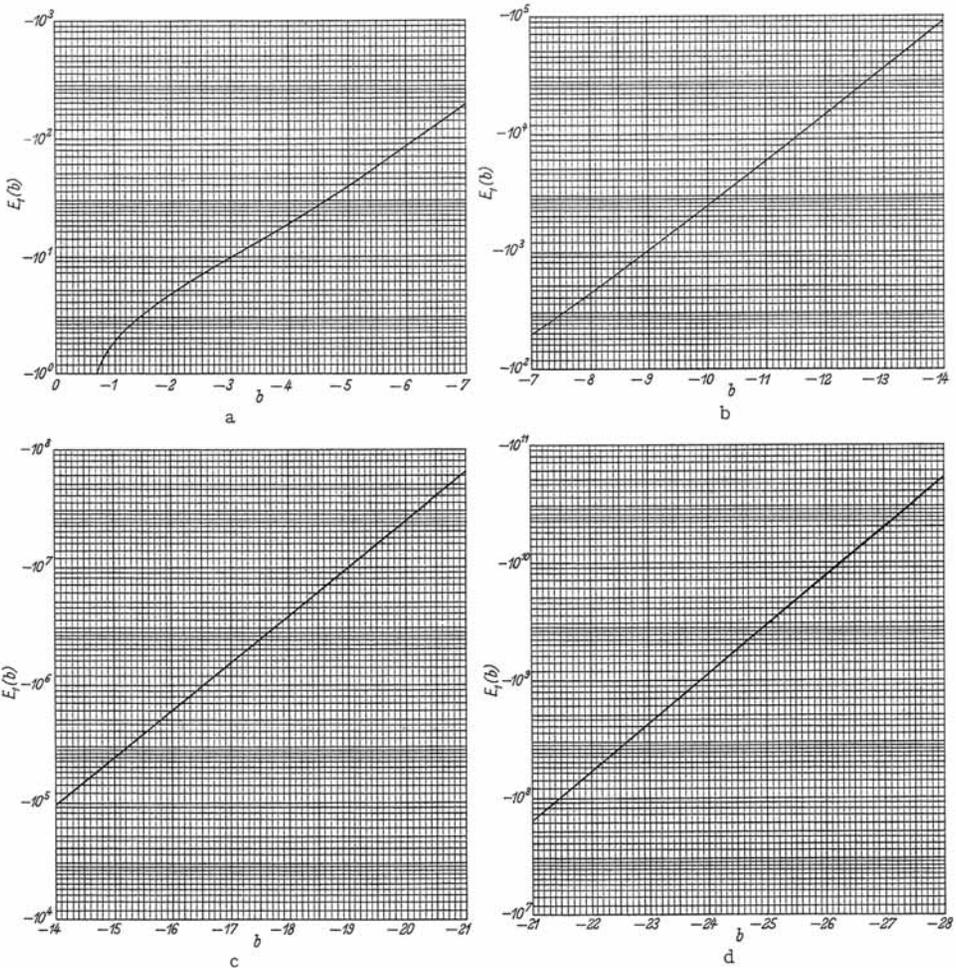


Figure A4.4. Exponentielle intégrale pour un argument négatif pour $b = 0$ à -28 .

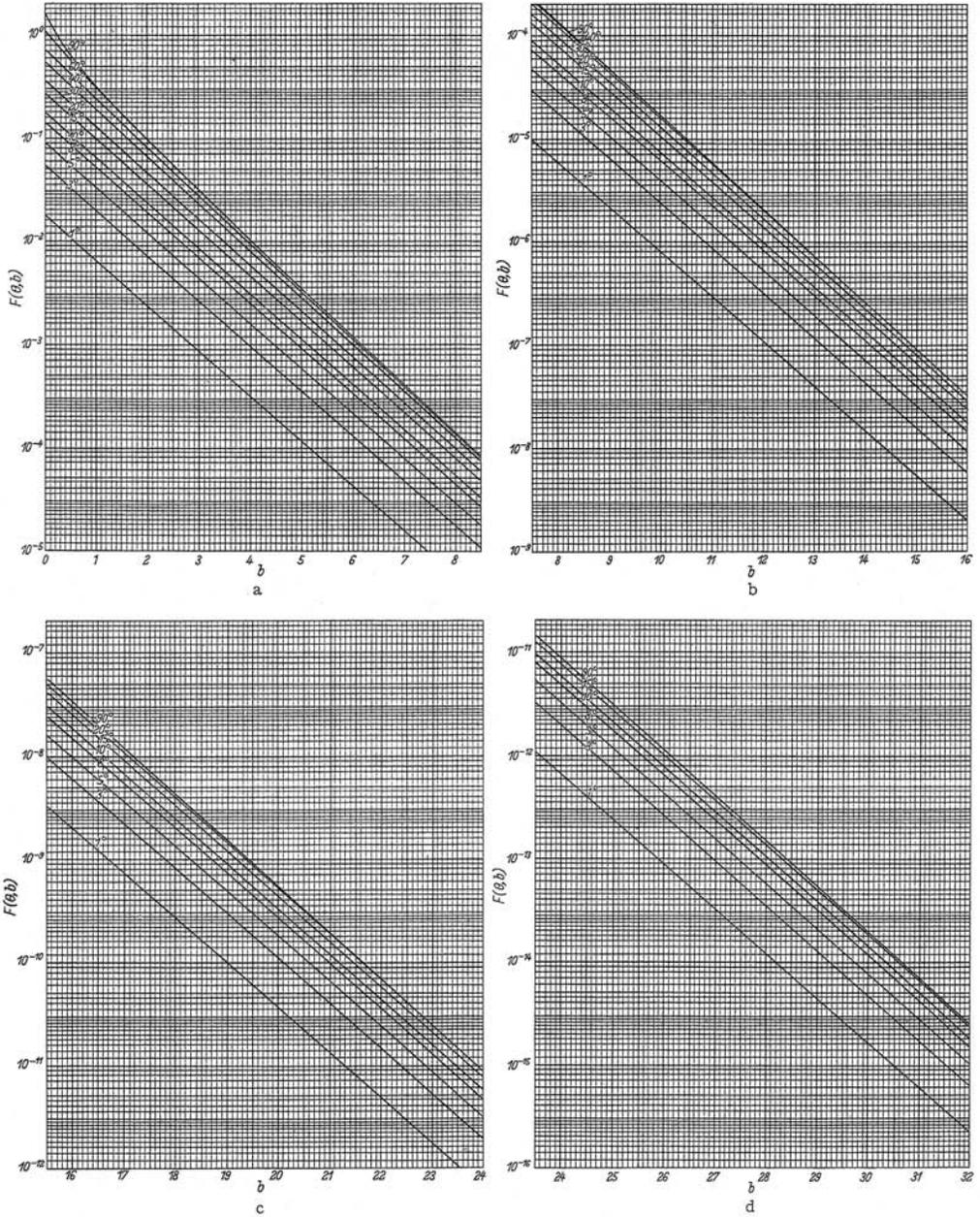


Figure A4.5. La fonction $F(\theta, b)$ pour $b = 0$ à 32 ; $\theta = 1^\circ$ à 90° .

Annexe 5

Rappels élémentaires de probabilités et statistique

Cheikh M'Backé Diop

(Éléments tirés de Saporta, 1990).

Probabilités : La *théorie des probabilités* en tant que théorie abstraite repose sur une axiomatique et se développe de façon autonome par rapport à la réalité physique à laquelle elle emprunte cependant certains termes comme « événements ». C'est la *théorie de la mesure* introduite par *Henri Lebesgue* (1875-1941) à partir notamment des travaux de son professeur *Emile Borel* (1871-1956) qui fournit à la *théorie des probabilités* son cadre mathématique général. « *La théorie des probabilités permet de modéliser efficacement certains phénomènes aléatoires (où le hasard intervient) et d'en faire l'étude théorique.* »

Statistique : « *Le mot statistique désigne à la fois un ensemble de données d'observations et l'activité qui consiste dans leur recueil, leur traitement et leur interprétation* ». La statistique comporte ainsi trois branches principales :

– *Le recueil de données, d'informations.*

– *La statistique exploratoire/statistique descriptive/analyse de données* : synthétiser, résumer, structurer l'information contenue dans les données recueillies. Mettre en évidence des propriétés de l'échantillon étudié.

– *La statistique inférentielle ou décisionnelle* : étendre les propriétés sur l'échantillon à la population toute entière, valider les hypothèses. Ici, le calcul des probabilités joue en général un rôle fondamental. Le calcul des probabilités est un des outils de la statistique.

Exemples :

- l'estimation d'une moyenne,
- la vérification d'une hypothèse ou test,
- la modélisation et la prévision statistique.

A5.1. Processus aléatoires et mesure

La question posée est : comment aboutir à une estimation numérique d'une grandeur physique lorsque le problème étudié est abordé en termes probabilistes : par exemple l'étude de la propagation des neutrons dans un réacteur nucléaire en cherchant à

déterminer le flux de la population neutronique ou un quelconque taux de réaction dans une région donnée de l'installation.

A5.1.1. Processus aléatoires

Un *processus aléatoire* (ou *stochastique*) est caractérisé par :

– *Un espace des états*, ensemble des différentes configurations prises par le système étudié sous l'action de phénomènes physiques.

– *Une ou des relations de dépendance entre ces états* : ces relations de dépendance spécifient le type de processus aléatoire. Quand l'état considéré du système ne dépend que de l'état immédiatement antérieur, on a affaire à un *processus aléatoire de Markov* (mathématicien russe, 1856-1922, élève de Tchebychev). Une *chaîne de Markov* est un processus aléatoire de Markov dont l'espace des états est un ensemble fini ou dénombrable. Par exemple, la propagation des neutrons dans un milieu physique donné est un processus aléatoire de Markov.

– *Une ou plusieurs variables aléatoires*. L'étude du comportement ou des propriétés d'un système conduit en général à la détermination d'une grandeur. Pour le physicien des réacteurs, il s'agit typiquement d'un flux/courant de particules, d'un facteur de multiplication effectif des neutrons dans une réaction en chaîne, d'un taux de réaction, etc. Au plan mathématique cette *grandeur physique d'intérêt* est représentée par une *variable aléatoire* appelée *estimateur*. Le déroulement du processus aléatoire permet d'attribuer une valeur à cet estimateur.

A5.1.2. Événements et famille d'événements

Une notion immédiatement intuitive est l'occurrence et la non-occurrence d'un événement. À titre d'exemple, considérons une population de neutrons se propageant dans un milieu formé de noyaux d'hydrogène et d'uranium (^{235}U , ^{238}U). Les interactions d'un neutron avec un noyau :

– diffusion élastique, capture radiative sur l'hydrogène,

– diffusion inélastique, diffusion élastique, capture radiative, fission sur l'uranium,

définissent les événements élémentaires possibles. La propagation d'un neutron consiste donc en une chaîne d'événements. On dira ainsi que chaque neutron a une histoire. Une configuration du système est représentée par l'ensemble des chaînes d'événements élémentaires (ou des histoires) relatives à chaque neutron qui se propage dans le milieu.

Soit Ω l'ensemble de toutes les chaînes d'événements aléatoires possibles ; Ω est aussi appelé espace des marches aléatoires.

L'ensemble Ω est défini par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega = \left(\bigcup_{k=1}^K A_k \right) \quad A_k = \{C \in \Omega / n(c) = k\}_{k=1,2} \\ A_i \cap A_j = \emptyset \quad C : \text{chaîne de longueur } k \text{ appartenant à } \Omega. \end{array} \right.$$

Pour décrire correctement notre système physique dans toute sa complexité, on ne doit pas seulement considérer l'ensemble Ω des chaînes mais aussi toutes les « combinaisons »

possibles entre les chaînes, c'est-à-dire qu'il faut considérer la famille $C = C(\Omega)$ des chaînes de $\Omega \equiv$ famille des sous-ensembles de Ω .

Le couple $(\Omega, C(\Omega))$ possède au plan mathématique des propriétés particulières qui permettent de définir des mesures d'une grandeur dans le cadre d'une approche probabiliste.

Les mathématiciens appellent :

- $C(\Omega)$: tribu ou σ -algèbre,
- $(\Omega, C(\Omega))$: espace probabilisable,
- les éléments de $C(\Omega)$ sont appelés ensembles mesurables de Ω .

Les êtres mathématiques qui permettent d'estimer une grandeur dans le cadre d'une approche probabiliste sont notamment : la variable aléatoire (l'estimateur), la fonction de répartition, la densité de probabilité, l'espérance mathématique (intégrale de Lebesgue-Stieljes), la variance.

A5.2. Fonction de répartition, densité de probabilité

Soit X une variable aléatoire continue prenant des valeurs dans \mathbb{R} . La fonction de répartition $F(x)$ de la variable aléatoire X est définie par la fonction :

$$F(x) = \text{Probabilité } \{X < x\}$$

Par construction $F(x)$ est toujours monotone croissante et $F(\infty) = 1$. Soit la fonction $f(x)$ telle que :

$$F(x) = \int_0^x f(x') dx'$$

avec les conditions suivantes :

$$f(x) \text{ existe partout, } f(x) \text{ non négative, } f(x) \text{ intégrable de } 0 \text{ à } x \text{ et } \int_0^x f(x') dx' = 1.$$

Alors : $f(x)$ est la densité de probabilité ou fonction de distribution de probabilité de la variable aléatoire X .

Exemple de la désintégration radioactive

L'événement est la désintégration ou non du noyau radioactif.

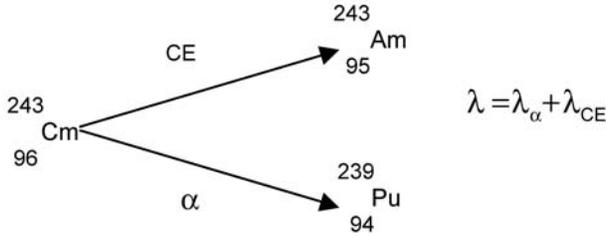
Fonction de répartition : $F(t) = \exp(-\lambda t)$, probabilité pour un noyau radioactif de période $\ln 2/\lambda$ de ne pas se désintégrer au bout du temps t .

Densité de probabilité : $f(t) = \lambda \exp(-\lambda t)$, probabilité de désintégration par unité de temps au temps t .

Pour une variable aléatoire discrète, on a : $F(x_i) = \sum_{r < i} p(x_r)$ avec $p(x_r) =$ probabilité

$\{X < x_r\}$ et $\sum_r p(x_r) = 1$.

Illustration avec le cas de la désintégration du curium 243



On a les probabilités suivantes associées respectivement à chacun des deux processus possibles de désintégration : $p_{\alpha} = \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda}$ $p_{CE} = \frac{\lambda_{CE}}{\lambda}$ $p_{\alpha} + p_{CE} = 1$

Il existe plusieurs *lois de probabilités* (c'est-à-dire fonctions de répartition ou densités de probabilité), importantes :

- la loi binomiale,
- la loi uniforme,
- la loi de Poisson,
- la loi de Laplace-Gauss dite « loi normale »,
- la loi de Lorentz...

A5.3. Propriétés

A5.3.1. Espérance mathématique et variance

La densité de probabilité $f(x)$ de la variable aléatoire X peut être caractérisée au moins par deux paramètres : l'*espérance mathématique* et la *variance*.

L'*espérance mathématique* de X ou *valeur moyenne* de X ou encore *moment du premier ordre* de X est donnée par :

$$E(X) = \bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)dx \quad \text{cas d'une loi de probabilité continue (intégrale de Lebesgue-}$$

Stieljes)

$$E(X) = \bar{x} = \int_{i=1}^{\infty} x_i p(x_i) \quad \text{cas d'une loi de probabilité discrète.}$$

La *variance* σ^2 de X ou encore *moment d'ordre 2* de X rend compte de la dispersion de X :

$$\sigma^2 = E[(x - \bar{x})^2] = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 f(x)dx \quad \text{cas d'une loi de probabilité continue}$$

$$\sigma^2 = E[(x - \bar{x})^2] = \sum_{i=1}^{\infty} (x_i - \bar{x})^2 p(x_i) \text{ cas d'une loi de probabilité discrète.}$$

Les deux premiers moments peuvent ne pas être suffisants pour décrire $f(x)$.

Dans la pratique, on considère un échantillon (ou des échantillons) d'événements. On réalise de manière appropriée et indépendante N fois la même expérience sur cet échantillon d'événements. À chaque expérience i réalisée, on attribue une valeur à l'estimateur X associée à la grandeur cherchée. On appelle *score* cette valeur et on le note u_i . On calcule la moyenne des scores obtenus :

$$\bar{u}_N = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i$$

A5.3.2. Convergence stochastique

Il existe un ensemble de théorèmes qui définissent les conditions de la convergence stochastique.

La *loi des grands nombres* (cf. loi faible et loi forte des grands nombres) permet d'écrire :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \bar{u}_N = u = E(X) \text{ où } u \text{ est la moyenne « vraie » mais inconnue.}$$

Plus N est grand plus la valeur \bar{u}_N se rapproche de la moyenne « vraie » $E(X) = u$. Le résultat \bar{u}_N est une estimation de la moyenne.

Le *théorème central limite* peut être formulé de la manière suivante :

Soit X une grandeur physique aléatoire de moyenne u et de variance σ^2 . Si σ^2 est fini, alors la distribution de la valeur moyenne sur un grand nombre n de mesures ($n \rightarrow \infty$) tend vers une distribution de Laplace-Gauss avec une moyenne u et une variance σ^2/n :

$$g(v) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(v-u)^2}{2\sigma^2}\right]$$

On définit l'intervalle de confiance $c(e)$ comme :

$$c(e) = \text{probabilité}\{u - e \leq v \leq u + e\}$$

$$c(e) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{u-e}^{u+e} \exp\left[-\frac{(v-u)^2}{2\sigma^2}\right] dv$$

Pour :

$$e = \sigma c(e) = 0,689 = 68,3 \% \text{ de confiance.}$$

$$e = 2\sigma c(e) = 0,954 = 95,4 \% \text{ de confiance.}$$

$$e = 3\sigma c(e) = 0,997 = 99,7 \% \text{ de confiance.}$$

Remarque : on ne fait aucune hypothèse sur la forme de la densité de probabilité de la variable aléatoire X .

Dans la pratique on calcule $\sigma_{\bar{u}_N}^2$ qui est une estimation de la variance associée à la moyenne \bar{u}_N :

$$\sigma_{\bar{u}_N}^2 = E[(u_i - \bar{u}_N)^2] \quad \sigma_{\bar{u}_N}^2 = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u}_N)^2$$

Cette estimation de la variance constitue l'*erreur statistique* commise sur l'estimation de la valeur de la grandeur mesurée. Elle résulte du fait que, dans la pratique, N (nombre d'expériences, nombre de mesures) est fini (on ne peut effectuer un nombre infini de mesures).

Dans des situations pratiques dans lesquelles N n'est pas assez grand, la construction de l'intervalle de confiance peut être faite en appliquant une méthode particulière, la *méthode du Bootstrap* due à B. Efron (Guillou, 1995 ; Saporta, 1990).

A5.3.3. Écart-type

$$s = \frac{\sqrt{\sigma_{\bar{u}_N}^2}}{\bar{u}_N} \times 100$$

A5.3.4. Estimation de la grandeur physique aléatoire

$$\bar{u}_N = \left(1 + \frac{s}{100}\right) \text{ à } 68,3 \text{ \% de confiance.}$$

$$\bar{u}_N = \left(1 + \frac{2s}{100}\right) \text{ à } 95,4 \text{ \% de confiance}$$

$$\bar{u}_N = \left(1 + \frac{3s}{100}\right) \text{ à } 99,7 \text{ \% de confiance.}$$

A5.4. Échantillonnage d'une densité de probabilité

Le problème est le suivant : étant donnée une densité de probabilité $f(x)$ d'une variable aléatoire X , comment, dans la pratique, réaliser le choix de x conformément à la loi $f(x)$? On procède en deux étapes principales :

- on choisit, à l'aide d'un générateur aléatoire approprié, un nombre aléatoire ζ uniformément sur le segment $(0,1)$ de la droite réelle ;
- la densité de probabilité $f(x)$ étant définie sur un segment (a, b) de la droite réelle, on établit la relation qui existe entre le choix de ζ sur $(0, 1)$ selon une densité de probabilité uniforme, et celui de x sur (a, b) avec la densité $f(x)$. Cette relation est obtenue en écrivant l'égalité des fonctions de répartition :

$$\int_0^{\zeta} 1 d\zeta' = \int_a^x f(x') dx'$$

$$\text{soit : } \zeta = \int_a^x f(x') dx'$$

qui fournit x , ζ étant tiré donc connu.

Exemple d'échantillonnage d'une densité de probabilité continue : cas d'une désintégration radioactive.

On a vu que la densité de probabilité associée à la désintégration d'un noyau radioactif s'écrit : $f(t) = \lambda e^{-\lambda t}$.

On cherche à échantillonner t selon la densité de probabilité $f(t)$ c'est-à-dire le temps t au bout duquel le noyau se désintègre. En appliquant ce qui précède, on a :

$$\begin{aligned} \int_0^{\zeta} d\zeta' &= \int_0^t f(t') dt' \\ \zeta &= \int_0^t \lambda e^{-\lambda t'} dt' \\ \zeta &= 1 - e^{-\lambda t} \\ t &= -\frac{1}{\lambda} \ln(1 - \zeta) \end{aligned}$$

• Exemple d'échantillonnage d'une densité de probabilité discrète : on reprend le cas précédent de la désintégration du curium 243 :

$$p_{\alpha} = \frac{\lambda_{\alpha}}{\lambda} \quad p_{CE} = \frac{\lambda_{CE}}{\lambda} \quad p_{\alpha} + p_{CE} = 1$$

On tire ζ uniformément dans l'intervalle $(0, 1)$ et l'on effectue l'un des deux choix suivants :

$0 < \zeta < p_{\alpha}$ choix décroissance alpha

$p_{\alpha} < \zeta \leq p_{\alpha} + p_{CE}$ choix de la capture électronique

• Exemple d'une loi $p(\mu)$ angulaire discrétisée et approchée par N morceaux (Mao, 1998 ; Cartes *et al.*, 1976 ; Brockman, 1981) :

$$\begin{aligned} \int_{\mu_i}^{\mu_{i+1}} p(\mu) d\mu &= \frac{1}{N} \\ \tilde{p}(\mu) &= \frac{1}{N} \frac{1}{\mu_{i+1} - \mu_i} \end{aligned}$$

$$F(\mu_{i-1}) \leq \zeta \leq F(\mu)$$

On détermine μ par interpolation linéaire :

$$\mu = \mu_i - \frac{F(\mu_i) - \zeta}{F(\mu_i) - F(\mu_{i-1})} (\mu_i - \mu_{i-1})$$

$$\text{avec : } F(\mu_i) = \int_{-1}^{\mu_i} \tilde{p}(\mu) d\mu = \sum_{j=1}^i \int_{\mu_{j-1}}^{\mu_j} \tilde{p}(\mu) d\mu = i \times \frac{1}{N} = \frac{i}{N}$$

$$\text{on a : } F(\mu_i) - F(\mu_{i-1}) = \frac{1}{N} \quad \text{d'où } \mu = \mu_i - (N F(\mu_i) - N \zeta) (\mu_i - \mu_{i-1})$$

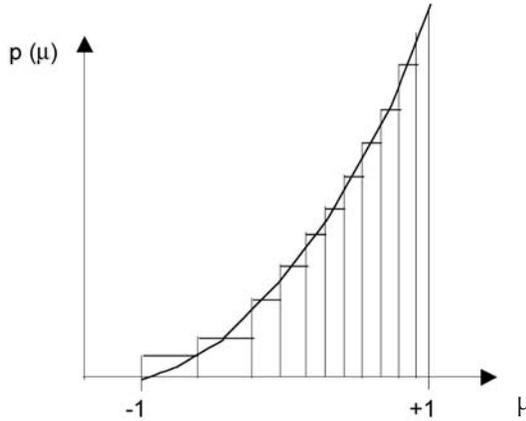


Figure A5.1. Loi $p(\mu)$ angulaire, discrétisée et approchée par N morceaux.

Il existe d'autres méthodes d'échantillonnages : méthode de composition, méthode de rejet...

A5.5. Générateurs de nombres aléatoires

« ... random numbers should not be generated with a method chosen at random. Some theory should be used », Donald. E. Knuth, *The Art of Computer Programming*, Massachusetts, Addison-Wesley Reading, 1969 p. 5.

Définitions

Nombre aléatoire (*random number*) : c'est une variable aléatoire indépendante uniformément distribuée sur l'intervalle $(0, 1)$ de la droite réelle.

Indépendance : on parle de séquence de nombres aléatoires indépendants lorsque chacun de ces nombres est obtenu par hasard (*by chance*), et qu'il n'a aucune corrélation avec les autres nombres de la séquence.

Uniformité : la distribution des nombres aléatoires est uniforme si chacun des nombres est choisi avec une égale probabilité.

Types de générateurs de nombres aléatoires :

- Générateurs manuels : dés, pièces, roulette...
- Tabulation de nombres aléatoires.
- Algorithme de calcul \equiv générateurs ; il s'agit de procédures déterministes permettant d'obtenir des nombres aléatoires alors appelés *nombres pseudo-aléatoires* ou *quasi-aléatoires*.

Actuellement, les générateurs les plus utilisés sont les *générateurs congruentiels*, fondés sur la méthode congruentielle linéaire.

On veut générer une séquence de nombres réels aléatoires uniformément distribués entre 0 et 1.

Comme l'ordinateur représente un nombre réel avec une erreur finie, on génère des entiers X_n entre 0 et un nombre m . On obtient ensuite ζ_n par la division :

$$\zeta_n = \frac{X_n}{m} \quad 0 \leq \zeta_n \leq 1$$

La méthode congruentielle a été introduite par D.H. Lehmer en 1949 (Lehmer, 1951).

Une séquence de nombres entiers aléatoires X_n est obtenue par la relation de récurrence :

$$X_n = (aX_{n-1} + c) \bmod m \quad n \geq 0$$

$$\text{Soit : } X_n = aX_{n-1} + c - m k_n$$

où $k_n = \left[\frac{aX_{n-1} + c}{m} \right] \equiv$ plus grand entier positif de cette division

m est le module : $m > 0$.

a est le multiplicateur : $0 \leq a < m$.

c est l'incrément : $0 \leq c < m$.

X_0 est la valeur d'initialisation (*seed* \equiv graine) : $0 \leq X_0 < m$.

$\{X_i\}$ définit une séquence congruentielle linéaire. Il est bien évident que, dans la pratique, le générateur de nombres aléatoires doit posséder une périodicité la plus grande possible, par exemple choix du module $m : m = 2^{48}$.

La recherche sur les générateurs de nombres aléatoires se poursuit en liaison avec l'évolution des ordinateurs et la complexité croissante des études réalisées par simulation Monte Carlo (L'Écuyer, 1988 ; 2003 ; 2005 ; Reuillon, 1988 ; 2004 ; 2005).

Exemple simple :

$$m = 5, a = c = X_0 = 3$$

$\left[\quad \right]$ signifie prendre le plus grand entier positif

$$X_0 = 3 ; X_{n+1} = 3X_n + 3 \quad (\bmod 5)$$

$$X_1 = 3 X_0 + 3 \quad (\bmod 5) = 3 \times 3 + 3 - 5 \left[\frac{3 \times 3 + 3}{5} \right] = 2$$

$$X_2 = 3 X_1 + 3 \quad (\bmod 5) = 3 \times 2 + 3 - 5 \left[\frac{3 \times 2 + 3}{5} \right] = 4$$

$$X_3 = 3 X_2 + 3 \quad (\bmod 5) = 3 \times 4 + 3 - 5 \left[\frac{3 \times 4 + 3}{5} \right] = 0$$

$$X_4 = 3 X_3 + 3 \quad (\bmod 5) = 3 \times 0 + 3 - 5 \left[\frac{3 \times 0 + 3}{5} \right] = 3$$

On a $\zeta_i = \frac{X_i}{m}$ nombre aléatoire réel correspondant à X_i .

$$\zeta_0 = \frac{X_0}{m} = \frac{3}{5} = 0,6 ; \zeta_1 = \frac{X_1}{m} = \frac{2}{5} = 0,4 ; \zeta_2 = \frac{X_2}{m} = \frac{4}{5} = 0,8 ; \zeta_3 = \frac{X_3}{m} = \frac{0}{5} = 0$$

$$\zeta_4 = \frac{X_4}{m} = \frac{3}{5} = 0,6 \dots$$

On constate que ce générateur a une périodicité de $p = 4$.

Avec $m = 10$, $X_0 = a = c = 7$, on obtient :

$X_i = 7, 6, 9, 0, 7, 6, 9, 0, \dots$ et $\zeta_i = 0,7, 0,6, 0,9, 0, 0,7, 0,6, 0,9, 0$.

La périodicité de ce générateur est $p = 4$.

Références

- Brockmann H. (1981) Treatment of Anisotropic Scattering in Numerical Neutron Transport Theory, *Nuclear Science and Engineering*, **77**, 377-414.
- Carter L.L., Forest C.A. (1976) Transfer Matrix Treatments for Multigroup Monte Carlo Calculations – The Elimination of Ray Effects, *Nuclear Science and Engineering*, **59**, 27-45.
- Efron B. (1979) Bootstrap methods: an other look at jackknife, *Annals of Statistics*, **7**, 1-26.
- Feller W. (1957) *An introduction to Probability Theory and its Applications* (New York, Wiley).
- Guillou A. (1995) *Intervalles de confiance efficaces par des méthodes de bootstrap non standard et applications*, thèse de doctorat, spécialité statistique mathématique, Université de Paris 6.
- Karlin S. (1969) *Initiation aux processus aléatoires* (Traduit de l'américain par F. Rostand, Paris, Dunod).
- Kaufmann A. (1965) *Cours moderne de calcul des probabilités* (Paris, Albin Michel).
- Knuth D.E. (1969) *The Art of Computer Programming* (Massachusetts, Addison-Wesley Reading), p. 5.
- Knuth D.E. (1969) *The Art of Computer Programming*, Massachusetts, Addison-Wesley Reading.
- L'Ecuyer P. (1988) Efficient Combined Random Number Generators, Simulation Modeling and Statistical Computing, *Communications of the ACM*, **31** (6), 749.
- L'Ecuyer P. (2003) Quasi-Monte Carlo Methods in Practice: Quasi Monte Carlo Methods for Simulation, *Proceedings of the 35th Conference on Winter Simulation*, Driving Simulation, pp. 81-89.
- L'Ecuyer P. (2005) Uniform Random Number Generation : A State of the Art Survey, *5th IMACS Seminar on Monte Carlo Methods: MCM'2005*, May 16-20, 2005 (Florida State University, Tallahassee, Florida, USA). <http://www.iro.umontreal.ca/~lecuyer>
- Lehmer D.H. (1951) Mathematical Methods in Large Scale Computing Units, *Proceedings of the 2nd Symposium on Large Scale Digital Calculating Machinery* (Cambridge, University Press), pp. 141-146).
- Mao L. (1998) *Contribution à la résolution de l'équation de Boltzmann en multigroupe par les méthodes déterministes et Monte Carlo*, note CEA-N 2836, thèse de doctorat, Université de Provence Aix-Marseille.
- Reuillon R., Hill D.R.C. (1988) Simulation Modeling and Statistical Computing, *Communications of the ACM*, **31** (6), 749.
- Reuillon R., Hill D.R.C. (2004) Un générateur de hasard, *Perspectives scientifiques, Pour la Science*, **320**.

-
- Reuillon R., Hill D.R.C. (2005) Optimization of Quasi RandomNumber Generators, *5th IMACS Seminar on Monte Carlo Methods: MCM'2005*, May 16-20, 2005, (Florida State University, Tallahassee, Florida, USA).
- Rubinstein R.Y. (1981) *Simulation and the Monte Carlo Method* (New York, Wiley).
- Saporta G. (1990) *Probabilités et analyse des données et statistique* (Paris, Éditions Technip).

