

PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Des quarks aux applications

Claude Le Sech

Docteur en médecine, agrégé de l'université,
professeur à l'université Paris-sud, Orsay

Christian Ngô

Docteur ès sciences, agrégé de l'université,
créateur d'Edmonium Conseil (www.edmonium.fr)

DUNOD

Illustration de couverture : © *Digitalvision*

Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage. Le Code de la propriété intellectuelle du 1^{er} juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements	d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée. Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).
--	--

© Dunod, Paris, 2010

ISBN 978-2-10-055331-0

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2^o et 3^o a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du 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 ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

TABLE DES MATIÈRES

AVANT-PROPOS	XII
CHAPITRE 1 • INTERACTIONS FONDAMENTALES ET SYMÉTRIES	1
1.1 Quatre interactions	1
1.2 Quarks et leptons	1
1.2.1 Les leptons	2
1.2.2 Les quarks	2
1.2.3 Bosons vecteurs	4
1.3 La gravitation	7
1.4 L'interaction électromagnétique	8
1.5 L'interaction forte	8
1.6 L'interaction faible	9
1.7 Symétries et lois de conservation	9
1.7.1 Uniformité et isotropie de l'espace, uniformité du temps	9
1.7.2 Symétries discrètes	10
1.8 Le boson de Higgs	14
Exercices	14
Solutions des exercices	15
CHAPITRE 2 • NOYAUX	17
2.1 Numéro atomique et nombre de masse	17
2.2 Isotopes, isobares, isotones	19
2.3 Énergie de liaison	20
2.4 Masses atomiques	21
2.5 Énergie de séparation	23
2.6 Nombres magiques	23

Table des matières

2.7	Isospin	25
2.8	Densité nucléaire	25
2.9	Le modèle de la goutte liquide	27
2.10	Vallée de stabilité	29
2.11	Approche locale des masses	30
	Exercices	30
	Solutions des exercices	31
CHAPITRE 3 • MODÈLES DE STRUCTURE NUCLÉAIRE		33
3.1	Modèles de champ moyen	33
3.1.1	L'atome	34
3.1.2	Le modèle en couches	37
3.2	Gaz parfait de Fermi	42
3.3	Approches collectives	45
3.3.1	Le modèle de la goutte liquide	45
3.3.2	Modèle collectif	46
3.3.3	Noyaux déformés	46
3.4	Résonances géantes	48
	Exercices	49
	Solutions des exercices	50
CHAPITRE 4 • LA RADIOACTIVITÉ		52
4.1	Cinétique de la désintégration	52
4.2	Filiation	54
4.3	Branchement	55
4.4	Désintégration alpha	56
4.4.1	Bilan énergétique	57
4.4.2	Mécanisme	57
4.5	Radioactivité bêta	60
4.5.1	Radioactivité β^-	61
4.5.2	Radioactivité β^+	63

4.5.3	Capture électronique	64
4.6	Familles radioactives	65
4.7	Émission γ	68
4.8	Fission	70
	Exercices	73
	Solutions des exercices	74
CHAPITRE 5 • RÉACTIONS NUCLÉAIRES		76
5.1	Énergie dans le centre de masse	77
5.2	Section efficace	79
5.3	Paramètre d'impact	81
5.4	Ondes partielles	82
5.5	Le système du laboratoire	83
5.6	Diffusion élastique	85
5.7	Cinématique relativiste	85
5.8	Réactions directes	89
5.9	Résonance	91
5.10	Fusion et noyau composé	92
5.11	Réactions très inélastiques	95
5.12	Collisions d'ions lourds à basse énergie	96
5.13	Prééquilibre	97
5.14	Spallation, fireball	98
5.15	Plasma quarks-gluons	99
	Exercices	100
	Solutions des exercices	101
CHAPITRE 6 • INTERACTION DES PARTICULES IONISANTES AVEC LA MATIÈRE		103
6.1	Interaction des rayons-X et γ avec la matière	103
6.1.1	Effet photoélectrique	105
6.1.2	Effet Compton	108

Table des matières

6.1.3	Matérialisation et création de paire électron-positron	110
6.1.4	Réactions photonucléaires	111
6.1.5	Atténuation des rayons-X et γ par la matière	111
6.2	Interaction des particules chargées avec la matière	113
6.2.1	Diffusion par un potentiel central	114
6.2.2	Interaction avec les électrons	115
6.2.3	Interaction avec les noyaux atomiques	118
6.2.4	Perte d'énergie dans des molécules	119
6.2.5	Transfert d'énergie linéique (TEL)	119
6.2.6	Rayonnement de freinage	120
6.2.7	Parcours de la particule dans le milieu traversé	123
6.2.8	Collision inélastique électron-électron	124
	Exercices	126
	Solutions des exercices	127
	CHAPITRE 7 • DOSIMÉTRIE	129
7.1	Caractérisation d'un faisceau de particules ionisantes	129
7.2	Énergie transférée en un point du milieu par le rayonnement	131
7.2.1	Définition de la dose	131
7.2.2	Définition de l'exposition	132
7.2.3	Définition du KERMA	133
7.3	Dosimétrie absolue	133
7.3.1	La calorimétrie	133
7.3.2	La chambre à ionisation	134
7.3.3	Dosimétrie chimique : le dosimètre de Fricke	136
7.4	Quelques principes de radioprotection	137
7.4.1	Notion d'équivalent de dose pour un organisme	137
7.4.2	Protection contre les rayonnements ionisants	140
	Exercices	142
	Solutions des exercices	144
	CHAPITRE 8 • EFFETS DES RAYONNEMENTS EN BIOLOGIE	146
8.1	Unités pour les rayonnements ionisants	146

8.2	La cellule eucaryote	147
8.3	Radiolyse de l'eau et des solutions aqueuses	150
8.3.1	Radiolyse de l'eau	150
8.3.2	Radiolyse d'une solution aqueuse de molécules biologiques	151
8.4	Dénombrement des coupures de l'ADN en solution	152
8.5	Effets du rayonnement sur les cellules	154
8.6	Radiosensibilité des cellules	155
8.7	Les courbes de survie cellulaire	155
8.8	Paramètres modifiant la mortalité cellulaire par irradiation	160
8.8.1	Influence du débit de dose	160
8.8.2	Rôle du TEL	160
8.9	Radiosensibilisateurs et radioprotecteurs	160
8.10	Effet à court terme de l'irradiation corps entier	161
8.11	Effets somatiques des rayonnements ionisants	162
8.12	Modification non spécifique de la durée de la vie induite par les rayonnements	163
8.13	Domage sur l'embryon	165
8.14	Effets sur les générations futures	166
	Exercices	166
	Solutions des exercices	167
	CHAPITRE 9 • APPLICATIONS À LA MÉDECINE	169
9.1	Imagerie par Résonance Magnétique	169
9.1.1	Généralités sur l'IRM	169
9.1.2	Principe de fonctionnement de l'IRM	170
9.1.3	Reconstruction d'une image par la transformée de Fourier	179
9.2	Utilisation des traceurs radioactifs	183
9.2.1	Traceurs en biologie et en médecine	183
9.2.2	Imagerie	184
9.2.3	Thérapie par rayonnements ionisants externes	187
	Exercices	191

Table des matières

Solutions des exercices	193
CHAPITRE 10 • RÉACTEURS NUCLÉAIRES	194
10.1 La fission, source d'énergie	194
10.2 Oklo et les réacteurs naturels	197
10.3 Noyaux fissiles, noyaux fertiles	197
10.4 Produits de fission et neutrons	198
10.5 Réacteurs à neutrons lents, réacteurs à neutrons rapides	199
10.5.1 L'eau lourde	199
10.5.2 Les réacteurs à neutrons rapides	200
10.6 Masse critique	201
10.7 Interaction des neutrons	202
10.8 Principe d'un réacteur nucléaire	202
10.9 Modération	203
10.10 Neutrons retardés	205
10.11 Contrôle de la puissance	205
10.11.1 Barres de contrôle	205
10.11.2 Poisons neutroniques	206
10.11.3 Effet Doppler	206
10.11.4 Coefficient de vide	206
10.11.5 L'effet xénon	206
10.11.6 Puissance résiduelle	207
10.12 Enrichissement	207
10.13 Déchets nucléaires	208
10.14 Fusion thermonucléaire	210
10.15 Armes nucléaires	212
10.15.1 Bombe A	212
10.15.2 Bombe H	213
10.15.3 Autres armes nucléaires	213
Exercices	214
Solutions des exercices	215

CHAPITRE 11 • ACCÉLÉRATEURS, DÉTECTEURS ET APPLICATIONS NON MÉDICALES	216
11.1 Accélérateurs de particules.....	217
11.1.1 Accélérateurs à courant continu.....	218
11.1.2 Accélérateurs à tension alternative.....	218
11.1.3 Collisionneurs.....	222
11.1.4 Faisceaux secondaires.....	222
11.2 Détection de particules.....	223
11.2.1 Détecteurs à gaz.....	224
11.2.2 Détecteurs à scintillation.....	227
11.2.3 Détecteurs semiconducteurs.....	228
11.2.4 Autres détecteurs.....	228
11.3 Applications industrielles.....	229
11.3.1 Traceurs.....	229
11.3.2 Production de radio-isotopes.....	230
11.3.3 Radiographies nucléaires.....	230
11.3.4 Jauges radiométriques.....	231
11.3.5 Analyse par activation.....	232
11.3.6 Stérilisation.....	232
11.3.7 Ionisation des gaz.....	233
11.4 Datation.....	233
11.5 Sources d'énergie.....	235
Exercices.....	236
Solutions des exercices.....	237
BIBLIOGRAPHIE	239
CONSTANTES	243
INDEX	245

AVANT-PROPOS

La radioactivité a été découverte il y a un peu plus d'un siècle et nombreuses sont les applications utilisant aujourd'hui ce phénomène. Cela va de la fabrication d'électricité avec des réacteurs nucléaires (78 % de l'électricité française) aux applications médicales d'imagerie, comme la tomographie par émission positrons, ou les sources de curiethérapie permettant de détruire les cellules cancéreuses.

La dimension du noyau atomique est environ 100 000 fois inférieure à celle de l'atome – qui est essentiellement constitué de vide – mais il contient la majeure partie de la masse de ce dernier. Ces faibles dimensions et le petit nombre de nucléons qu'il contient rendent le problème très ardu à traiter du point de vue théorique. On est en face d'un problème à N-corps quantique dans toute sa complexité.

La physique du noyau est un domaine très riche mais difficile. En plus des modèles propres à la physique nucléaire, la caractéristique de cette discipline est d'emprunter, et d'améliorer, de nombreux concepts venant d'autres domaines de la physique. Chacun des modèles reproduit une des facettes du sujet mais reste malheureusement impuissant à reproduire les autres. On est donc encore loin d'une théorie générale permettant de décrire l'ensemble des phénomènes nucléaires observés et surtout de faire des prédictions quantitatives.

La complexité de la physique nucléaire a au moins un avantage en termes de formation. Elle permet d'acquérir des méthodes expérimentales et théoriques qui peuvent être utilisées dans de nombreux domaines de la physique. C'est une expérience unique et un atout important car elle permet de changer plus facilement de domaine. C'est une formation complète et riche où le physicien a l'habitude de se poser des questions, de travailler en équipe, de résoudre de multiples problèmes et de gérer des projets.

Dans ce livre, qui est une courte introduction sur le sujet, nous avons choisi de couvrir un grand nombre de domaines de la physique du noyau plutôt que de nous spécialiser sur l'un d'entre-eux. La contrepartie, compte tenu du volume limité de l'ouvrage, est que chaque sujet est traité de manière introductive et beaucoup d'aspects ne sont pas abordés. La raison de ce choix est qu'il y a une multitude d'applications de la physique nucléaire et qu'un nombre de plus en plus important de personnes auront à travailler dans ces domaines. Il n'est pas forcément nécessaire pour elles d'avoir une connaissance approfondie de la structure nucléaire et des réactions nucléaires mais quelques notions sur le sujet sont indispensables.

Ce livre n'est donc pas destiné aux spécialistes de chacun des domaines abordés mais à tous ceux, étudiants, élèves des grandes écoles, ingénieurs, chercheurs, techniciens, etc. qui ont ou auront besoin d'avoir des notions de physique nucléaire pour leurs activités professionnelles. Il est aussi destiné à ceux qui veulent satisfaire leur

curiosité. Il sera alors aisé à tous de trouver des compléments dans des livres plus spécialisés dont certains sont cités dans la bibliographie.

Le premier chapitre introduit les interactions fondamentales et les particules qui permettent de construire notre monde et d'expliquer les phénomènes qui nous entourent. Dans la recherche de l'unification des interactions, les symétries jouent un rôle important car elles conduisent à des lois de conservation.

Le noyau atomique concentre la presque totalité de la masse de l'atome. Le chapitre 2 présente les propriétés du noyau qui est un système constitué de neutrons et de protons liés par une force nucléaire intense mais de courte portée dont on ne connaît pas encore l'expression exacte.

Le problème principal du noyau est qu'il n'existe pas de théorie permettant de reproduire et de comprendre l'ensemble des propriétés que l'on connaît. De nombreux modèles ont été développés, basés sur des approches physiques souvent très différentes, pour reproduire une partie de la physique observée. Le chapitre 3 en présente quelques-uns.

Certains noyaux naturels sont instables, c'est-à-dire radioactifs. De nombreux autres fabriqués artificiellement le sont aussi. La radioactivité des noyaux est à la base de nombreuses applications. C'est donc un aspect important qui est abordé dans le chapitre 4 où nous présentons les principales formes d'instabilité du noyau.

On ne se contente pas d'observer et d'utiliser des noyaux radioactifs. On bombarde des noyaux avec d'autres noyaux ou des particules pour induire des réactions nucléaires. On réalise ainsi, au niveau du noyau, l'équivalent des réactions chimiques au niveau de l'atome et des molécules. Le chapitre 5 donne les bases élémentaires pour aborder ce domaine complexe mais d'une incroyable richesse.

Lorsque les particules ionisantes comme les électrons, les photons gammas, ou les noyaux traversent la matière, ils interagissent avec celle-ci. Plusieurs types d'interactions sont possibles et le milieu traversé est perturbé. Comprendre les mécanismes et calculer leurs conséquences est important pour analyser les phénomènes et proposer des applications. C'est l'objet du chapitre 6.

Les rayonnements ionisants déposent de l'énergie dans la matière qu'ils traversent. Celle-ci peut être vivante ou inerte mais ce dépôt d'énergie peut avoir des conséquences, aussi est-il nécessaire de quantifier la dose de rayonnement reçue. La dosimétrie, objet du chapitre 7, fait le point sur ce sujet délicat en donnant les éléments de base.

La radioactivité est invisible à l'œil mais ses effets ne le sont pas si la dose reçue est suffisante. L'effet des rayonnements ionisants sur les êtres vivants sera différent selon la nature du rayonnement et le tissu concerné. Ce sujet est important, puisqu'il touche à la santé. C'est la raison pour laquelle nous lui avons consacré le chapitre 8.

La connaissance du noyau et l'utilisation des rayonnements ionisants ont permis de faire de nombreux progrès dans le domaine de la médecine. Ils permettent de mieux voir certains organes, grâce à l'imagerie, et de mieux soigner certaines pathologies en utilisant la radioactivité. Le chapitre 9 est consacré aux applications à la médecine.

Avant-propos

Une autre application importante des phénomènes nucléaires est la production d'énergie. Le chapitre 10 présente l'utilisation de la fission pour produire de la chaleur dont une partie est convertie en électricité. Aujourd'hui, l'énergie nucléaire fournit 78 % de l'électricité française sans émettre, en fonctionnement, de CO₂, un gaz à effet de serre préjudiciable pour le climat. La fusion, énergie d'avenir, est aussi présentée ainsi que le principe des armes nucléaires.

Le chapitre 11 aborde les autres applications des phénomènes nucléaires qui concernent de multiples domaines scientifiques mais aussi non scientifiques. L'extrême sensibilité de détection de la radioactivité permet de faire des mesures qui sont impossibles avec les méthodes classiques.

Tout ce que l'on ne voit pas fait peur ; c'est le cas de la radioactivité. Tout ce que l'on ne comprend pas inquiète. La science et la technologie peuvent être sources de bonnes comme de mauvaises choses pour l'humanité mais la plupart du temps c'est l'Homme qui en décide ainsi. On a trop souvent tendance à regarder les applications négatives en oubliant celles qui ont sauvé des vies ou accru le bien-être de la population mondiale. Comprendre les phénomènes permet de mieux apprécier les véritables problèmes et de pouvoir objectivement évaluer les avantages, les inconvénients mais aussi les risques des solutions que l'on peut imaginer pour une application donnée.

Remerciements

Claude Le Sech a travaillé dans une première partie de sa carrière dans le domaine de la physique atomique et moléculaire, et plus spécifiquement dans le domaine des collisions des ions atomiques avec les atomes ou les molécules. Ces travaux m'ont incité à chercher à comprendre les utilisations des rayonnements ionisants en médecine et en particulier les traitements des tumeurs irradiées par des ions atomiques. La possibilité d'utiliser les mécanismes fondamentaux de physique atomique, comme l'effet Auger, ou nucléaire, comme la radioactivité, pour proposer des applications directes dédiées à la médecine, qu'elles soient dans un but diagnostique ou thérapeutique, est quelque chose de fascinant. Cette mutation thématique a été possible, en bonne partie, grâce à une longue collaboration fructueuse avec le Pr K. Kobayashi de la Photon Factory à Tsukuba (Japon), que je remercie ici, et avec le centre du Heavy Ion Medical Accelerator at Chiba (HIMAC). Je n'oublie pas la collaboration avec l'Institut Curie à Orsay. Je tiens aussi à remercier les personnes du Laboratoire des Collisions Atomiques et Moléculaires (LCAM) pour l'atmosphère propice à la création et à l'innovation régnant dans ce laboratoire grâce à tous ses membres. Je remercie aussi ma femme, Martine, pour son soutien constant lors de mon changement de thématique de recherche.

Christian Ngô a travaillé dans de nombreux domaines de la physique et de la technologie en ayant au départ fait presque deux décennies de recherche en physique nucléaire. Cette expérience initiale s'est avérée particulièrement efficace pour aborder de nouveaux sujets. C'est pourquoi j'exprime ma gratitude aux personnes qui m'ont permis de m'engager dans cette voie. Tout d'abord le professeur Marc Lefort qui m'a accueilli et guidé à mes débuts avec compétence, dynamisme et enthousiasme ; à Jean Péter et Bernard Tamain qui m'ont aidé à faire mes premières armes dans le domaine expérimental. Merci aussi à Helmut Hofmann, de Munich, pour m'avoir initié au dur métier de théoricien. Je souhaiterais aussi remercier tous mes collègues de physique et chimie nucléaire de l'université d'Orsay, du CEA/Saclay mais aussi de laboratoires étrangers pour les échanges scientifiques nombreux que nous avons eu tout au long de ces années de recherche. Enfin je remercie mon épouse, Hélène, pour son constant soutien et pour avoir accepté que je travaille plus que de raison dans ce domaine passionnant.

Notations

Les vecteurs sont notés à l'aide de caractères gras.

Exemple : $\mathbf{A}$ est un vecteur de composantes $(A_x, A_y \text{ et } A_z)$.

INTERACTIONS FONDAMENTALES ET SYMÉTRIES

1

INTRODUCTION

Ce premier chapitre introduit très rapidement quelques notions sur les interactions fondamentales qui régissent notre monde. L'approche est superficielle mais suffisante pour aborder la physique du noyau. Alors que l'électron, constituant des atomes, est une particule élémentaire, le proton et le neutron, constituants du noyau, ne le sont pas. Ils sont formés de particules élémentaires, les quarks, qu'on ne peut isoler mais dont les interactions ont pour conséquence de former les nucléons et de gouverner leurs interactions.

1.1 QUATRE INTERACTIONS

Quatre interactions fondamentales suffisent à expliquer l'ensemble des phénomènes physiques, chimiques et biologiques connus. Il s'agit de ;

1. **l'interaction gravitationnelle** responsable par exemple de la chute des corps ;
2. **l'interaction électromagnétique** qui gouverne les réactions chimiques ou biologiques, les phénomènes électriques ou magnétiques, *etc.* ;
3. **l'interaction forte** responsable de la cohésion des noyaux ;
4. **l'interaction faible** qui intervient dans la radioactivité bêta des noyaux.

Un des objectifs des physiciens est d'unifier les quatre interactions fondamentales avec une seule théorie. Pour le moment, ceci n'a été réussi que pour les trois dernières (électromagnétique, forte et faible) dans le cadre d'une théorie que l'on appelle le *modèle standard*. La théorie de la *relativité générale* permet de décrire la première : la gravitation.

1.2 QUARKS ET LEPTONS

On peut construire toute la matière connue de l'univers avec seulement 12 fermions (6 *quarks*, 6 *leptons*) – leurs antiparticules – et 12 *bosons vecteurs*. Ce sont les constituants de base du *modèle standard* qui est la théorie admise actuellement pour reproduire la physique des particules. Cette théorie ne permet pas de décrire la gravitation. Pratiquement tous les phénomènes naturels peuvent être compris dans le cadre du modèle standard et de la gravitation.

1.2.1 Les leptons

Les leptons sont classés en trois familles. Leur liste et quelques-unes de leurs propriétés sont indiquées dans le tableau 1.1.

Tableau 1.1 – Quelques propriétés des leptons.

Leptons						
Famille	Particule		Masse	Particule		Masse
1	électron	e^-	0,511 MeV/c ²	neutrino électronique	ν_e	< 2,5 eV/c ²
2	muon	μ^-	105,7 MeV/c ²	neutrino muonique	ν_μ	< 170 keV/c ²
3	tau	τ^-	1777 MeV/c ²	neutrino tau	ν_τ	< 18 MeV/c ²

Les leptons peuvent être considérés comme des particules ponctuelles. Leur taille est en effet inférieure à 10^{-18} m, c'est-à-dire 10^{-3} fm (1 fm = 1 femtomètre = 10^{-15} m).

Parmi les leptons chargés, seul l'électron est stable. Il est un des constituants de la matière ordinaire puisque les atomes sont formés d'un noyau et d'électrons. Le muon (μ^-) et le tau (τ^-) sont instables. Le premier a une période de 2,2 μ s et se décompose en un électron e^- , un neutrino muonique ν_μ et un antineutrino électronique $\bar{\nu}_e$. Le tau a une durée de vie beaucoup plus courte ($\simeq 3,4 \times 10^{-13}$ s) avec plusieurs voies de décomposition. Les neutrinos sont stables.

À chaque lepton chargé est associé un neutrino. On parle de *saveurs* : les leptons ont trois saveurs qui sont les familles indiquées dans le tableau 1.1. À chaque lepton correspond un antilepton de même masse mais de charge électrique opposée lorsqu'il en a une. Il y a donc six antileptons : ($e^+, \bar{\nu}_e$), ($\mu^+, \bar{\nu}_\mu$) et ($\tau^+, \bar{\nu}_\tau$).

Dans le modèle standard, on suppose que la masse des neutrinos est nulle. Si tel est le cas, un lepton d'une famille ne peut se transformer en un lepton d'une autre famille. Or la mesure des neutrinos solaires montre un déficit du nombre de neutrinos émis par rapport à qui est prévu par le modèle standard. Ceci provient de ce que le neutrino peut changer de saveur (un neutrino électronique peut par exemple se transformer en un neutrino muonique qu'on ne détectera pas). Il en résulte que l'on observe moins de neutrinos électroniques que prévu puisque certains se sont transformés en neutrinos d'une autre saveur lors de leur trajet entre le Soleil et la Terre. L'existence d'une *oscillation du neutrino*, qui signifie qu'un neutrino peut changer de saveur au cours du temps, implique que la masse des neutrinos n'est pas nulle mais elle doit être très faible.

1.2.2 Les quarks

Les quarks sont au nombre de six : on dit qu'ils ont six saveurs. Ils sont groupés en trois générations. À chaque quark est associé un antiquark. Ainsi l'antiquark de u est $\bar{u}$. Les *hadrons* sont des particules composites formées de quarks. On distingue les *baryons*, formés de trois quarks comme le neutron ou le proton, des *mésons*, comme le π , composés de deux quarks. Les hadrons interagissent par interaction forte. La

structure du proton est (uud) et celle du neutron (udd). Le π^+ a la structure ($u\bar{d}$). Le π^- , qui est son antiparticule, a la structure ($\bar{u}d$).

On ne peut pas observer des quarks libres : ils sont *confinés*. Plus on essaye de séparer deux quarks, plus il faut d'énergie et on crée des paires particule-antiparticule sans jamais pouvoir les séparer. C'est un peu comme deux particules liées par un ressort incassable. Plus on tire, plus il faut fournir de l'énergie mais on ne peut pas les séparer. À très grande énergie, on peut déconfiner localement les quarks. C'est ce qui est fait et étudié dans les expériences de collisions d'ions lourds ultrarelativistes (cf. § 5.15). On essaye ainsi de recréer en laboratoire ce qui s'est passé dans les premiers instants de la formation de l'univers.

Le quark est caractérisé par une autre propriété, la *couleur*. Chaque quark a un nombre quantique de couleur qui peut prendre l'une des trois valeurs suivantes (choisies par convention) : rouge, vert et bleu. Les antiquarks ont une anticouleur : antirouge, antivert et antibleu, parfois dénommées cyan, jaune et magenta. La matière qui nous entoure n'est faite que de deux saveurs de quarks : ceux de la génération 1.



« LES HADRONS DOIVENT ÊTRE BLANCS »

La raison pour laquelle il a fallu introduire le nombre quantique de couleur vient de ce qu'il n'est pas possible de comprendre l'existence de certains hadrons (ce sont en fait des résonances car ils existent très peu de temps). C'est le cas du $\Delta^{++} = (uuu)$, du $\Omega^- = (sss)$ ou du $\Delta^- = (ddd)$. Dans ces particules, le moment orbital des quarks est nul donc la partie espace de la fonction d'onde est symétrique. En l'absence de couleur, la fonction d'onde totale est le produit d'une fonction d'onde d'espace, d'une fonction d'onde de spin et d'une fonction d'onde de saveur. Comme chacune d'entre elles est symétrique pour ces particules, la fonction d'onde totale est symétrique ce qui est en contradiction avec le fait que ces particules sont des fermions. On résout ce problème en introduisant un nouveau nombre quantique : la *couleur*. La fonction d'onde associée à la couleur doit être antisymétrique pour que la fonction d'onde totale soit antisymétrique. Les propriétés de la couleur sont les suivantes :

- Chaque quark peut exister dans un des trois états de couleur, rouge, vert et bleu. Il peut de changer de couleur en échangeant un gluon, un boson vecteur de l'interaction forte.
- On ne peut observer dans la nature que des objets « blancs ». On dit que l'on ne peut observer que des singulets de couleur. Ceci conduit au confinement des quarks.

On peut se demander pourquoi les particules existantes sont « blanches ». Pour très grossièrement essayer de comprendre cela, revenons sur l'interaction électromagnétique. Il y a des charges positives et négatives mais la matière qui nous entoure est neutre. De la même manière, pour l'interaction forte où il a trois charges de couleur, il n'est pas choquant que les particules soient « blanches », c'est-à-dire

neutre au niveau de la couleur. Si au niveau macroscopique on est capable de séparer des charges et d’avoir des objets chargés positivement ou négativement, on ne peut par contre pas séparer les quarks et avoir des objets colorés.

Tableau 1.2 – Quelques propriétés des quarks.

Quarks						
Génération	Quark ($q = -\frac{1}{3}e$)		Masse (MeV/c ²)	Quark ($q = +\frac{2}{3}e$)		Masse (MeV/c ²)
1	Down (bas)	d	$\approx$ 4-8	Up (haut)	u	$\approx$ 1,5-4
2	Strange (étrange)	s	$\approx$ 80-130	Charm (charmé)	c	$\approx$ 1 150-1 350
3	Bottom/ Beauty (beauté)	b	$\approx$ 4 100-4 400	Top/Truth (vérité)	t	$\approx$ 173 000

Dans l’interaction forte, on peut créer une paire quark-antiquark s’il y a suffisamment d’énergie. On ne peut pas, avec cette interaction, changer la saveur d’un quark mais cela peut être fait avec l’interaction faible. Ainsi, lors de la radioactivité β , dans laquelle un neutron se transforme en proton, un quark u est transformé en quark d .

1.2.3 Bosons vecteurs

En mécanique classique, on suppose que chaque particule crée un champ dans tout l’espace. L’interaction avec une autre particule est alors l’influence de ce champ sur celle-ci. Ainsi, une charge q crée à une distance $\mathbf{r}$ un champ électrique $\mathbf{E}$ égal à :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \left(\frac{\mathbf{r}}{r} \right) \tag{1.1}$$

où $\mathbf{r}/r$ est le vecteur unitaire pointant dans la direction $\mathbf{r}$ et ϵ_0 la permittivité du vide. Une particule de charge q' placée au point $\mathbf{r}$ subira la force :

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} \left(\frac{\mathbf{r}}{r} \right) \tag{1.2}$$

Tableau 1.3 – Quelques propriétés des bosons vecteurs. m est la masse, s le nombre quantique de spin et q la charge électrique.

Interaction	Boson vecteur
Électromagnétique	Photon virtuel, $m = 0, s = 1$
Forte	8 Gluons. $m \approx 0, s = 1$, Charge de couleur, $q = 0$
Faible	$W^+, W^-, m = 80\text{ GeV}/c^2$ et $Z^0, m = 91\text{ GeV}/c^2; s = 1$
Gravitation	Graviton ? $m = 0, s = 2$

Chacun d'entre nous est confronté à la notion de champ et de force dans la vie de tous les jours. Si on lâche un objet, il tombe sur le sol : la force qui le fait tomber est son poids et c'est le champ de gravitation qui l'entraîne vers le sol. Si l'on approche un objet en fer d'un aimant on sent que celui-ci est attiré par l'aimant et il faut fournir un effort pour le retenir. L'aimant crée un champ magnétique qui attire l'objet en fer.

En physique quantique, l'interaction se fait par échange de particules. Ces particules, qui sont les vecteurs de l'interaction, sont en nombre limité. Ce sont :

- le photon virtuel pour l'interaction électromagnétique ;
- les bosons intermédiaires W^+ , W^- et Z^0 pour l'interaction faible ;
- les gluons, au nombre de 8, pour l'interaction forte.

On parle de boson vecteur car le spin des bosons du modèle standard est $s = 1$. Il y a donc trois composantes $(\pm 1, 0)$ pour la projection s_z tout comme un vecteur. Une particule de spin zéro est appelée particule scalaire car il n'y a qu'une composante, comme pour un scalaire.



LES MÉDIATEURS D'INTERACTION

Une image souvent utilisée pour comprendre comment une interaction peut résulter de l'échange de particules est celle dans laquelle on imagine deux barques sur un lac avec une personne sur chacune. Si la personne de la première barque envoie un objet pesant à la personne située dans la deuxième barque, il en résulte, par le principe de l'action et de la réaction, un recul pour la première barque et la seconde voit sa trajectoire modifiée. L'objet pesant joue ici le rôle du vecteur de l'interaction analogue aux bosons vecteurs qui s'échangent lorsque des particules interagissent. Plus l'objet est pesant, moins la personne pourra l'envoyer loin. C'est la même chose pour les bosons vecteurs : plus ils sont massifs, plus la portée de l'interaction est faible.

Dans une interaction entre deux particules, A et B par exemple ($A + B \longrightarrow A + B$) se faisant par échange de boson vecteur X , la particule échangée est considérée comme *virtuelle* car elle n'apparaît pas en temps que particule réelle dans l'état final. Dans le cas de l'interaction électromagnétique, le photon virtuel a trois projections possibles du moment angulaire sur un axe de quantification alors que pour un photon réel il n'y en a que deux possibles (qui correspondent aux deux états de polarisation de la lumière) à cause de la relativité. La figure 1.1 montre, par exemple, l'interaction élastique d'un électron et d'un positron par échange d'un photon virtuel. Ce type de représentation s'appelle un *diagramme de Feynman*. Il permet de facilement se représenter une interaction. Les interactions complexes entre des particules sont représentées par un ensemble de diagrammes de Feynman qui permettent de calculer l'amplitude de diffusion du processus.

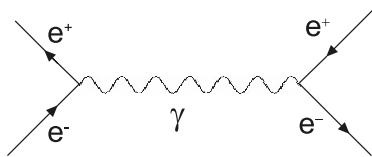


Figure 1.1 – Diffusion élastique $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$

Il peut sembler étrange que la flèche du positron soit dirigée en sens inverse de celle de l'électron. Il s'agit d'une convention : les antiparticules sont représentées comme remontant le temps.

Lors de l'échange d'une particule virtuelle, l'énergie totale n'est pas rigoureusement conservée. Pour un boson vecteur massif de masse M_X dont l'impulsion est petite devant son énergie de masse, l'énergie est conservée à $M_X c^2$ près. La relation d'incertitude sur l'énergie $\Delta E \cdot \Delta t \gtrsim \hbar$ autorise que la conservation de l'énergie soit violée à ΔE près pendant un temps $\Delta t \lesssim \hbar / \Delta E$. Comme une particule ne peut pas se propager à une vitesse supérieure à celle de la lumière, elle peut au plus parcourir une distance égale à $c\Delta t \lesssim \hbar / M_X c$. La quantité $\hbar / M_X c = \hbar c / M_X c^2$ représente l'ordre de grandeur de la portée de l'interaction. Donc plus le boson vecteur est massif, plus cette portée est faible.

L'interaction faible peut se faire par courants chargés lorsque les médiateurs de l'interaction sont les $W^\pm$, ou par courant neutre lorsque le médiateur est le Z^0 . La figure 1.2 montre trois exemples d'interaction faible avec échange de boson vecteur.

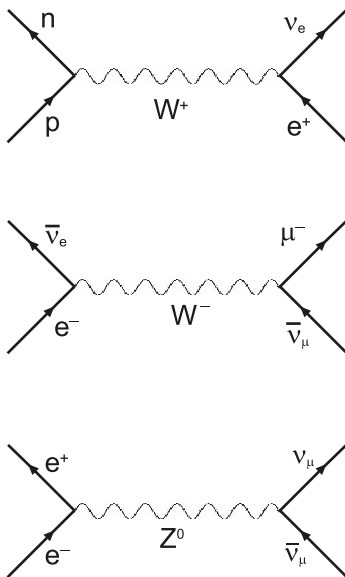


Figure 1.2 – De haut en bas :
 $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$; $e^- + \bar{\nu}_e \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
 et $e^+ + e^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$

La portée de l'interaction électromagnétique est infinie car la masse du photon est nulle. Remarquons qu'il n'existe pas de référentiel où le photon est au repos.

Les *gluons*, qui sont les médiateurs de l'interaction forte, sont au nombre de 8. Ils ont un nombre quantique de couleur, c'est-à-dire qu'ils portent une charge de couleur. En comparaison, le photon, médiateur de l'interaction électromagnétique, ne porte pas de charge électrique. Une des conséquences est que les gluons interagissent entre eux par la force de couleur alors que ce n'est pas le cas des photons. La théorie qui décrit l'interaction forte est la *chromodynamique quantique*.

1.3 LA GRAVITATION

La gravitation est une interaction très faible (cf. tableau 1.4), de portée infinie, qui agit sur la masse des particules. La force de gravitation est toujours attractive. Deux corps de masse M_1 et M_2 s'attirent par une force donnée par :

$$\mathbf{F} = -G \frac{M_1 M_2}{r^2} \left(\frac{\mathbf{r}}{r} \right) \quad (1.3)$$

où G est la *constante gravitationnelle* ($G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ N.m}^2.\text{kg}^{-2}$), r la distance séparant les corps 1 et 2 et $\mathbf{r}/r$ le vecteur unitaire dirigé du corps 1 vers le corps 2. Le signe moins indique que la force est attractive. Elle décroît avec la distance. Sur Terre, un objet subit l'attraction gravitationnelle de notre planète. Si m est la masse de ce corps, la force d'attraction est dirigée vers le centre de la Terre et son module vaut $F = mg$. L'accélération de la pesanteur, g , vaut :

$$g = G \frac{M_T}{R^2} = 9,91 \text{ m/s}^2,$$

où M_T ($\simeq 6 \times 10^{24} \text{ kg}$) est la masse de la Terre et R son rayon en supposant que c'est une sphère parfaite.

L'intensité de l'interaction gravitationnelle est si faible qu'elle est négligeable au niveau des atomes ou des noyaux. En revanche, à l'échelle macroscopique, on en ressent les effets et elle joue un rôle très important au niveau astronomique (planètes, étoiles, univers...).

Einstein a montré, en 1915, que la gravitation était une manifestation de la déformation de l'espace-temps. Malgré de nombreux efforts, on n'a pas encore pu réconcilier les lois de la gravitation avec celles de la mécanique quantique et trouver une théorie permettant d'intégrer les quatre interactions fondamentales. En termes d'échange de particules, la gravitation serait alors décrite par l'échange d'une particule hypothétique : le *graviton*. Si cette particule existait, la mécanique quantique prédit que sa masse serait nulle et que son spin serait égal à 2.

1.4 L'INTERACTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

L'interaction électromagnétique s'exerce entre des charges électriques qui sont des multiples positifs ou négatifs de la charge élémentaire $e = 1,6 \times 10^{-19}$ C. Cette force est de longue portée et décroît avec la distance. La force s'exerçant entre deux charges q et q' est donnée par l'expression (1.2). Cette force peut être attractive si les charges sont de signes contraires ou répulsive si elles sont de même signe. L'intensité de l'interaction électromagnétique est donnée par la *constante de structure fine* :

$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ (cf. tableau 1.4). Le vecteur de l'interaction est le photon, de masse nulle, de charge nulle et de spin 1.

Une force électrique s'exerce entre deux charges. Une force magnétique s'exerce entre deux charges en mouvement. Les forces électriques et magnétiques ont été unifiées par Maxwell, en 1873, conduisant aux équations de Maxwell qui sont le fondement de l'électromagnétisme.

Tableau 1.4 – Portée et intensité relative des interactions fondamentales.

Interaction	Portée	Intensité
Gravitationnelle	∞	10^{-36}
Électromagnétique	∞	$1/137$
Forte	10^{-15} m	1
Faible	10^{-18} m	10^{-7}

1.5 L'INTERACTION FORTE

L'interaction forte agit entre les quarks qui sont aussi sensibles à l'interaction électromagnétique et à l'interaction faible (cf. tableau 1.4). Les médiateurs de l'interaction forte sont les gluons. Contrairement à l'interaction électromagnétique ou à la gravitation, dont l'intensité décroît avec la distance, l'interaction forte croît avec la distance. Plus deux quarks sont proches, plus leur interaction est faible. Dans la limite asymptotique où leur distance de séparation est nulle, cette interaction disparaît. Cette propriété est désignée sous le nom de *liberté asymptotique*.

Les hadrons sont constitués de quarks. Les *baryons* contiennent trois quarks et les *mésons* un quark et un antiquark. Compte tenu des propriétés des quarks, les baryons sont des fermions car ils ont un spin demi entier. Les mésons sont des bosons car leur spin est entier ou nul. Les hadrons et les mésons interagissent par les forces nucléaires mais celles-ci sont compliquées car elles résultent de l'interaction des quarks et des gluons et l'on ne sait pas, dans la pratique, déduire de la chromodynamique quantique l'interaction nucléaire entre les nucléons dans un noyau.

1.6 L'INTERACTION FAIBLE

L'interaction faible n'est ni attractive ni répulsive comme c'est le cas des autres interactions fondamentales. Son effet est de changer des particules en d'autres particules moyennant certaines contraintes. Elle est responsable de l'instabilité de certaines particules et noyaux. Elle est à l'origine de la radioactivité β et gouverne la cinétique de la fusion des noyaux d'hydrogène dans le Soleil qui nous fournit l'essentiel de l'énergie que nous utilisons sur Terre.

L'interaction faible agit sur toutes les particules (quarks et leptons), dont les neutrinos. Ces derniers sont seulement sensibles à cette interaction ce qui explique la difficulté de les détecter. La portée de l'interaction faible est très faible, de l'ordre de $10^{-18} \text{ m} = 10^{-3} \text{ fm}$ (cf. tableau 1.4).

L'interaction faible viole la symétrie $\mathbb{P}$, la symétrie $\mathbb{C}$ et le produit $\mathbb{CP}$, qui sont des symétries dont nous parlerons ci-après.

1.7 SYMÉTRIES ET LOIS DE CONSERVATION

Les *symétries* jouent un rôle important en sciences car elles sont à l'origine de lois de conservation. Une symétrie est une transformation des variables du système (au sens le plus général du terme) qui ne change pas les lois physiques. On parle de symétrie d'un système ou d'invariance de celui-ci vis-à-vis de certaines transformations.

1.7.1 Uniformité et isotropie de l'espace, uniformité du temps

L'espace est supposé uniforme, c'est-à-dire invariant par translation. L'espace est aussi isotrope c'est-à-dire invariant par rotation. Cela signifie que si l'on effectue une expérience en un lieu, on obtiendra les mêmes résultats si on la réalise exactement de la même manière en un autre lieu. L'uniformité de l'espace (invariance par translation) conduit à la *conservation de l'impulsion* et l'*isotropie de l'espace* (invariance par rotation) conduit à la conservation du moment cinétique. Le temps est aussi uniforme, c'est-à-dire qu'il y a invariance par translation dans le temps. Cela signifie que si l'on reproduit exactement aujourd'hui une expérience faite en 1900, on trouvera le même résultat. Cette invariance conduit à la *conservation de l'énergie*. Les trois lois de conservation utilisées en mécanique classique, conservation de l'impulsion, du moment angulaire et de l'énergie, résultent donc de symétries de l'espace et du temps.



LE THÉORÈME DE NÖETHER

Ces lois de conservation résultent de l'application d'un théorème plus général, le théorème de Nöether, démontré en 1918 par une mathématicienne allemande, Emmy Nöether. Ce théorème dit que si un système est invariant dans un groupe de transformations continues à n paramètres, il possède n constantes du mouvement.

Les translations forment un groupe continu à trois paramètres (trois directions indépendantes de l'espace) et les quantités conservées sont les trois composantes de l'impulsion. Les rotations forment aussi un groupe continu avec trois paramètres (les trois angles d'Euler, par exemple) : les trois composantes du moment angulaire sont conservées. Enfin le groupe des translations dans le temps est continu à un paramètre : la constante du mouvement est l'énergie.

1.7.2 Symétries discrètes

Pendant longtemps, les scientifiques ont pensé que les lois de la physique étaient invariantes dans les trois opérations de symétrie discrètes suivantes : $\mathbb{P}$, la parité, $\mathbb{C}$, la conjugaison de charge et $\mathbb{T}$, le renversement du temps. Or ces symétries sont violées par certaines interactions.

a) La parité

L'opération de parité correspond à une réflexion spatiale par rapport à l'origine : $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$. Si $\psi(\mathbf{r}, t)$ est la fonction d'onde d'une particule, qui est fonction propre de l'opérateur parité $\hat{P}$ pour la valeur propre P , on a :

$$\hat{P}\psi(\mathbf{r}, t) = P\psi(-\mathbf{r}, t) \quad (1.4)$$

soit, si on applique à nouveau $\hat{P}$:

$$\hat{P}^2\psi(\mathbf{r}, t) = P^2\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}, t) \quad (1.5)$$

On doit donc avoir $P^2 = 1$, soit $P = \pm 1$. La fonction propre peut être paire ou impaire. L'opération de parité transforme un référentiel cartésien direct en référentiel cartésien indirect et vice versa $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$. Si l'on considère un trièdre indirect $(-x, -y, -z)$ et qu'on lui fait subir une rotation de 180° autour de l'axe z on obtient $(x, y, -z)$. Cette transformation est aussi la réflexion par rapport au plan xy . Comme les lois physiques sont invariantes par rotation, cela signifie que si des lois de la physique sont invariantes par symétrie par rapport à l'origine, elles le sont par réflexion par rapport à un plan. En d'autres termes l'objet et son image dans un miroir sont superposables. Ces transformations sont résumées dans la figure 1.3.

Les interactions forte et électromagnétique conservent la parité mais pas l'interaction faible. D'abord suggéré par Lee et Yang, ceci a été montré expérimentalement par l'expérience de Wu en 1957 lors de l'étude de la radioactivité β^- du ^{60}Co dans un champ magnétique : on constate que l'émission des électrons est plus probable dans la direction opposée au champ magnétique (figure 1.4). Les expériences qui ne conservent pas la parité permettent de définir de manière absolue la droite et la gauche.

La parité est un nombre quantique multiplicatif, ce qui signifie que la parité d'un système est égale au produit des parités de ses parties. Chaque particule (ou niveau) a une parité intrinsèque. Si les interactions mises en jeu sont l'interaction forte et l'interaction électromagnétique, il y a conservation de la parité lors de la désexcitation par

1.7 Symétries et lois de conservation

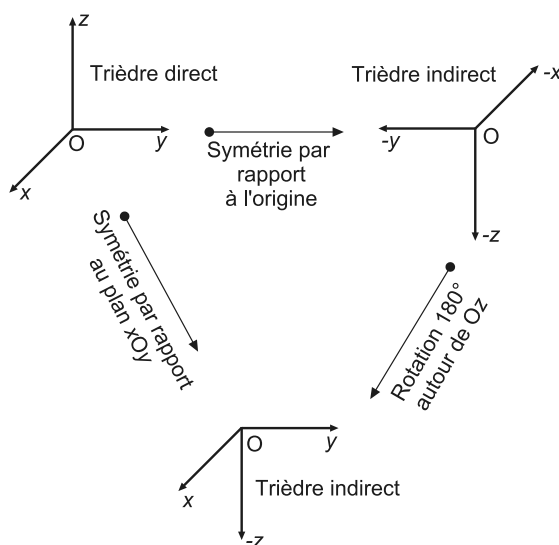


Figure 1.3 –

émission d'un photon, d'un atome ou d'un noyau excité, ce qui signifie que toutes les transitions ne sont pas possibles : il y a des *règles de sélection*. On assigne en général la parité $P = +1$ à tous les leptons et $P = -1$ à toutes les antiparticules. On prend la même convention pour les quarks et antiquarks. Le photon réel a une parité $P = +1$. Si une particule a un moment orbital ℓ , la contribution à la parité de ce mouvement est $(-1)^\ell$. Cela vient de ce que la fonction d'onde de la particule est, en coordonnées sphériques, le produit d'une fonction radiale (invariante par transformation $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$) par une fonction angulaire qui est une harmonique sphérique $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ dont la parité est $(-1)^\ell$.

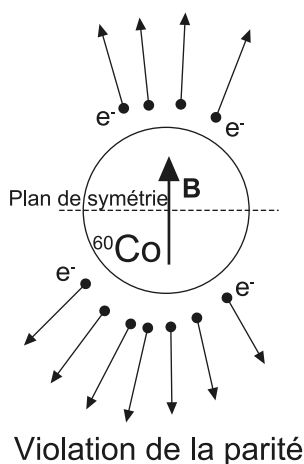


Figure 1.4 – Effet de la violation de la parité dans l'interaction faible lors de la désintégration β du ^{60}Co .

Au niveau macroscopique, il existe de nombreux objets qui ne sont pas identiques à leur image dans un miroir plan. On dit qu'ils sont *chiraux*. C'est la propriété de nombreuses molécules, notamment celles que l'on trouve dans le monde du vivant. Une molécule chirale a la propriété de faire tourner le plan de polarisation d'une lumière polarisée linéairement : c'est l'activité optique. Toutefois, si une molécule active fait tourner le plan de polarisation d'une lumière polarisée dans un sens, la molécule correspondant à son image dans un miroir plan fait tourner le plan de polarisation de la lumière dans l'autre sens et de la même valeur. Le mélange en proportion égale des deux molécules (mélange racémique) n'a alors pas d'activité optique : c'est une conséquence de la conservation de la parité.

b) Renversement du temps

L'opération de renversement du temps consiste à changer t en $-t$. Au niveau microscopique, les équations fondamentales de la dynamique sont réversibles, c'est-à-dire que si $\mathbf{r}(t)$ et $\mathbf{v}(t)$ est une solution des équations du mouvement, $\mathbf{r}(-t)$ et $\mathbf{v}(-t)$ est aussi une solution. Inverser le temps c'est par exemple regarder le film d'une collision à l'envers. Au niveau macroscopique il n'y a pas invariance par renversement du temps : il y a un passé et un futur. L'évolution des systèmes macroscopiques est dans la grande majorité des cas irréversible. C'est ce qu'exprime, en thermodynamique, le second principe.

L'interaction électromagnétique et l'interaction forte sont invariantes par renversement du temps. Le théorème CPT, dont nous parlerons ci-dessous, donne des indications supplémentaires sur l'invariance par renversement de temps.

c) Conjugaison de charge

La conjugaison de charge est l'opération dans laquelle une particule est transformée en son antiparticule. Lors de la transformation d'un lepton ou d'un quark par conjugaison de charge, on obtient l'antilepton et l'antiquark associé. L'électron e^- se transforme ainsi en un positron e^+ . La charge change de signe mais la masse et le spin restent les mêmes. On traite la conjugaison de charge de la même manière que la parité, en introduisant un nombre quantique, la C -parité dont la valeur vaut $+1$ pour une particule et -1 pour une antiparticule. Toutefois la C -parité n'est un bon nombre quantique que pour les particules qui coïncident avec leur antiparticule. La C -parité du photon est impaire et celle du π^0 est paire, par exemple. Les particules qui ont une antiparticule distincte peuvent être représentées par une combinaison linéaire d'états propres de la C -parité.

L'interaction forte et électromagnétique conservent la C -parité mais pas l'interaction faible.

d) La symétrie CPT

La parité et la C -parité (conjugaison de charge) sont conservées par l'interaction électromagnétique et forte mais pas par l'interaction faible. Les interactions

électromagnétique et forte sont invariantes dans le produit des transformations $\mathbb{CP}$ quel que soit l'ordre dans lequel on met ces transformations. Il se trouve que la radioactivité β est aussi presque invariante dans le produit $\mathbb{CP}$. Toutefois, on a aussi observé que la symétrie $\mathbb{CP}$ est violée lors de la décomposition de certains mésons, le K^0 et son antiparticule le $\bar{K}^0$. Ceci pourrait peut-être contribuer à expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'Univers.

La symétrie $\mathbb{CPT}$ est une invariance des lois physiques par transformation, dans n'importe quel ordre, de la conjugaison de charge, de la parité et du renversement du temps. Une violation de $\mathbb{CPT}$ aurait comme conséquence une violation de l'invariance de Lorentz, qui est la base de la relativité. Pour cette raison, l'invariance $\mathbb{CPT}$ est appelée théorème $\mathbb{CPT}$. L'invariance $\mathbb{CPT}$ signifie que si certaines lois de la physique ne sont pas invariantes pour l'une des trois transformations, elles ne le sont pas pour au moins une des deux transformations restantes. Toutes les interactions, sauf l'interaction faible, sont invariantes dans chacune de ces trois transformations.

La théorie quantique des champs est la généralisation de la mécanique quantique pour tenir compte de la relativité restreinte. Elle permet de décrire les particules élémentaires. Elle est basée sur le principe de causalité qui signifie que la cause doit précéder les effets, et sur le fait qu'il n'est pas possible d'avoir une action instantanée à distance (on ne peut dépasser la vitesse de la lumière dans le vide). Cette théorie prévoit que les particules de spin demi-entier, les fermions, obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et donc au principe d'exclusion de Pauli. Les particules de spin entier ou nul obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Les fermions et les antifermions ont des parités opposées alors que les bosons et les antibosons ont la même parité. Le théorème $\mathbb{CPT}$ prédit que les particules et les antiparticules ont la même masse, la même durée de vie si elles sont instables mais une charge opposée, un moment magnétique opposé et, dans le cas des hadrons, une saveur opposée.

e) Invariance de jauge

Les interactions fondamentales peuvent se décrire dans le cadre d'une théorie de jauge. C'est une théorie des champs basée sur un groupe de symétrie local : le *groupe de jauge*. La dénomination « jauge » vient de l'électromagnétisme classique où les équations de Maxwell sont invariantes lors de certaines transformations appelées transformations de jauge. Une symétrie de jauge est locale c'est-à-dire que l'on peut effectuer une transformation de jauge en chaque point de l'espace-temps sans que ce que l'on puisse observer expérimentalement un changement. La plupart des symétries dont on a parlé jusqu'à maintenant étaient globales (rotation ou translation d'un référentiel ou d'un objet, par exemple).

L'électrodynamique quantique est basée sur le groupe $U(1)$, groupe unitaire de dimension 1. Il y a donc un boson de jauge, le photon.

L'interaction faible est basée sur le groupe $SU(2)$, groupe spécial unitaire de dimension 2. Spécial veut dire que le déterminant des matrices unitaires, à coefficients

complexes, est égal à l'unité. Cette condition donne une relation qui fait qu'il n'y a pas quatre bosons de jauge mais trois, les $W^\pm$ et le Z^0 .

La théorie électrofaible, qui englobe à la fois l'électrodynamique quantique et l'interaction faible dans une seule et même théorie, repose sur le groupe $U(1) \times SU(2)$.

La chromodynamique quantique est basée sur le groupe $SU(3)$, groupe spécial unitaire de matrices complexes de dimension 3 dont le déterminant est égal à l'unité. Cette condition fait qu'il y a huit bosons de jauge, les huit gluons.

1.8 LE BOSON DE HIGGS

Si une théorie décrit une interaction avec des bosons de spin 1, l'invariance de jauge prédit que la masse de ces derniers est nulle. C'est vrai pour l'électrodynamique quantique (le photon) ou la chromodynamique quantique (les gluons) mais ça ne l'est pas pour l'interaction faible puisque les $W^\pm$ et le Z^0 ont une masse de l'ordre de $80 \text{ GeV}/c^2$. Pour la théorie électrofaible, qui englobe à la fois l'électromagnétisme et l'interaction faible dans une seule et même théorie, il y a un problème, connu sous le nom d'*origine de la masse*, qui peut être résolu en postulant l'existence d'un boson de spin 0, donc scalaire, électriquement neutre : le *boson de Higgs*. L'existence d'un ou plusieurs bosons de Higgs est activement recherchée, notamment au CERN avec le nouvel accélérateur LHC. Lorsque les particules interagissent dans un nouveau champ, le champ de Higgs créé par les bosons de Higgs, il y a brisure spontanée de symétrie et les bosons vecteurs (de jauge) peuvent acquérir une masse.

Exercices

1.1 Unités naturelles : $\hbar = c = 1$

En physique des particules on utilise des unités particulières qui, bien que commodes dans ce domaine dominé par les effets quantiques relativistes, sont déroutantes pour celui qui n'y est pas familier. On dénomme le système où l'on choisit $\hbar = c = 1$: les unités naturelles.

1. Donner les dimensions de $\hbar$ et c en fonction des dimensions de base du système international M, L et T (masse, longueur et temps). Quelle est la dimension de l'énergie et de $\hbar c$.
2. Dans le système des unités naturelles, si le GeV est choisi pour l'énergie, en quoi s'expriment la longueur et le temps ?
3. Calculer la valeur de 1 kg, 1 m et 1 s dans ce nouveau système.
4. Quelle est l'unité de section efficace, σ , et combien vaut-elle en mb ?

5. Si $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ est la constante de structure fine et si l'on prend $\epsilon_0 = 1$ dans le

système d'unités naturelles (système d'Heaviside-Lorentz pour l'électromagnétisme), quelle est la dimension de la charge élémentaire e et le facteur de conversion ?

1.2 Temps de vie

1. Quelle est la valeur de la vitesse de la lumière en $\text{fm}/10^{-23} \text{ s}$?

2. Que vaut un temps de $1,7 \text{ fm}/c$ en 10^{-23} s ?

La résonance Δ à $1\,232 \text{ MeV}$, correspond au retournement de la projection du spin d'un des trois quarks du nucléon. $((\uparrow\downarrow\uparrow) \Rightarrow (\uparrow\uparrow\uparrow))$. La largeur de la résonance est de 115 MeV . Estimer son temps de vie.

1.3 Résonance Δ

Les résonances Δ de spin $3/2$ sont construites avec trois quarks dont la projection du spin est alignée $(\uparrow\uparrow\uparrow)$.

1. Combien y a-t-il de résonances Δ ?

2. Donner leur structure en termes de quarks.

3. Quelle doit être la couleur des quarks ?

1.4 Décuplet de hadrons

Un baryon est un hadron constitué de trois quarks. On considère ceux formés de trois quarks u , d et s .

1. Combien y a-t-il de configurations possibles ?

2. Sur ce nombre de configurations, 10 sont complètement symétriques. Sachant que le quark s est caractérisé par un nombre quantique d'étrangeté (additif) égal à $S = -1$ et que les quarks u et d ont une étrangeté égale à 0, donner les particules et leur structure. Lorsque $S = 0, -1, -2, -3$ il s'agit de particules $\Delta, \Sigma, \Xi, \Omega$, respectivement.

1.5 Opérateur parité

À quoi correspond l'opérateur de parité en coordonnées sphériques ?

Solutions des exercices

1.1

$$1. \hbar = h/2\pi = 1,055 \times 10^{-34} \text{ J.s} \Rightarrow \frac{\text{ML}^2}{\text{T}}; c = 2,998 \times 10^8 \text{ m/s} \Rightarrow \frac{\text{L}}{\text{T}}$$

$$E \Rightarrow \frac{\text{ML}^2}{\text{T}^2}; \hbar c = 197 \text{ MeV.fm} = 0,197 \text{ GeV.fm} \Rightarrow \frac{\text{ML}^3}{\text{T}^2}$$

2. Comme $[\text{T}] = \frac{\text{ML}^2}{\text{T}} \frac{\text{T}^2}{\text{ML}^2} = \frac{[\hbar]}{[\text{E}]} \Rightarrow \text{GeV}^{-1}$. Comme $c = 1$ dans le système d'unités naturelles, $[c] = \text{LT}^{-1}$, donc $[\text{L}] = [\text{T}]$. Les longueurs et le temps ont la même dimension. Donc l'énergie s'exprime en GeV et les longueurs et le temps en GeV^{-1}

3. $1 \text{ kg} = \frac{0,9315}{1,66 \times 10^{-27}} = 5,61 \times 10^{26} \text{ GeV}$. Comme $\hbar c = 0,197 \text{ GeV.fm} = 1$

dans le système d'unités naturelles, on en déduit que $1 \text{ fm} = 5,07 \text{ GeV}^{-1}$ ou $1 \text{ m} = 5,07 \times 10^{15} \text{ GeV}^{-1}$. De $c = 2,998 \times 10^8 \text{ m/s} = 2,998 \times 10^{23} \text{ fm/s} = 1$ dans le système d'unités naturelles, on déduit, en utilisant la valeur de 1 fm trouvée ci-dessus : $1 \text{ s} = 1,52 \times 10^{24} \text{ GeV}^{-1}$.

4. La section efficace est une surface. On a $\sigma = 1 \text{ fm}^2 = 10 \text{ mb} = 25,7 \text{ GeV}^{-2}$. Ou $1 \text{ GeV}^{-2} = 0,289 \text{ mb}$.

5. On obtient $e = \sqrt{4\pi\alpha}$. La charge est sans dimension.

1.2

1. $c = 3 \times 10^5 \text{ km/s} = 3 \times 10^8 \text{ m/s} = 3 \times 10^{23} \text{ fm/s} = 3 \text{ fm}/10^{-23} \text{ s}$.

2. $1,7 \text{ fm}/c = \frac{1,7}{3} 10^{-23} \text{ s} = 0,6 \times 10^{-23} \text{ s}$

3. De la relation d'incertitude temps-énergie, ou de l'équation (5.50), on a, si Γ est la largeur et τ le temps de vie : $\Gamma \times \tau \simeq \hbar$. Donc

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{\hbar c}{\Gamma c} = \frac{197 \text{ MeV.fm}}{\Gamma \times 3 \text{ fm}/10^{-23} \text{ s}} = \frac{67,7}{\Gamma} 10^{-23} \text{ s}.$$

Pour la résonance Δ , on a $\Gamma = 115 \text{ MeV}$. Donc $\tau = 0,6 \times 10^{-23} \text{ s}$

1.3

1. La dégénérescence du spin s est $(2s + 1)$, soit 4 ici puisque $s = 3/2$. Il y a 4 résonances Δ .

2. $\Delta^{++} = (uuu)$; $\Delta^+ = (uud)$; $\Delta^0 = (udd)$ et $\Delta^- = (ddd)$

3. Les quarks doivent être de couleur différente.

1.4

1. Nombre de configurations : $2^3 = 27$.

2. On a : $(uuu) = \Delta^{++}$, $(ddd) = \Delta^-$, $(sss) = \Omega^-$,

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(uud + udu + duu) = \Delta^+, \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(udd + ddu + dud) = \Delta^0,$$

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(uus + usu + suu) = \Sigma^+, \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(uss + sus + ssu) = \Xi^0,$$

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(dss + sds + ssd) = \Xi^-, \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(dds + dsd + sdd) = \Sigma^- \text{ et}$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}}(uds + dus + usd + dsu + sud + sdu) = \Sigma^0.$$

1.5

L'opération de parité correspond à $r \rightarrow r$; $\theta \rightarrow \pi - \theta$ et $\phi \rightarrow \pi + \phi$.

La matière est constituée d'*atomes*. Ces derniers ont des dimensions qui se chiffrent en Å ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m} = 100 \text{ pm} = 0,1 \text{ nm}$), c'est-à-dire de l'ordre de quelques centaines de pm ($1 \text{ pm} = 10^{-12} \text{ m}$). Le rayon empirique de l'atome d'hydrogène est ainsi de 35 pm et celui de l'uranium de 175 pm. Un atome contient des *électrons* (e^-) et un *noyau*. Ce dernier est constitué de *nucléons* (*protons* et *neutrons*). Le noyau d'hydrogène est le proton lui-même.

2.1 NUMÉRO ATOMIQUE ET NOMBRE DE MASSE

Les électrons déterminent les propriétés chimiques de l'atome. Le nombre total de nucléons du noyau d'un atome, A , est le *nombre de masse*. Le nombre de protons Z , est le *numéro atomique*. Le nombre de neutrons est donc égal à $N = A - Z$. Le neutron est une particule électriquement neutre et le proton porte une charge positive élémentaire $+e$. La charge du noyau d'un atome de numéro atomique Z et de nombre de masse A est $+Ze$. L'atome est électriquement neutre car il y a Z électrons dans le cortège électronique.

Le noyau est beaucoup plus petit que l'atome. Ses dimensions se chiffrent en fm (10^{-15} m). Si l'on représente le noyau comme une goutte de matière nucléaire à bords abrupts (c'est-à-dire que la densité de matière tombe brusquement à zéro lorsque l'on franchit la surface), son rayon R est approximativement donné par l'expression :

$$R \text{ (fm)} \simeq 1,2A^{1/3} = r_0A^{1/3} \quad (2.1)$$

où A est le nombre de masse.

Il est d'usage de noter un élément X possédant Z protons et A nucléons par A_ZX . La plupart du temps on remplace le symbole X par son symbole chimique. On a par exemple : ${}^4_2\text{He}$, ${}^{197}_{79}\text{Au}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$. On précise parfois le nombre de neutrons en haut à droite (${}^A_ZX^N$) mais ce n'est pas nécessaire car $N = A - Z$. On a ainsi ${}^{235}_{92}\text{U}^{143}$. Il arrive que l'on n'indique pas le numéro atomique Z puisque le symbole chimique permet de le déterminer. Ainsi on peut écrire ${}^{40}\text{Ca}$.



MASSE DES PARTICULES

La masse des particules constituant un atome sont :

- électron : $m_e = 9,109389 \times 10^{-31} \text{ kg}$
- proton : $m_p = 1,672623 \times 10^{-27} \text{ kg}$

- neutron : $m_n = 1,674928 \times 10^{-27}$ kg
- La charge élémentaire vaut : $e = 1,602177 \times 10^{-19}$ C

La valeur de ces masses est extrêmement petite aussi utilise-t-on souvent l'*unité de masse atomique* (u). Celle-ci est définie comme 1/12 de la masse de l'atome de carbone. La masse d'un atome de carbone vaut donc 12 u. Le *nombre d'Avogadro*, $\mathcal{N}$ est défini comme le nombre d'atomes de ^{12}C contenus dans 12 g de carbone, c'est-à-dire dans une mole. On a :

$$\mathcal{N} = 6,0221367 \times 10^{23} \quad \text{ce qui donne} \quad 1 \text{ u} = 1,660538782 \times 10^{-27} \text{ kg} \quad (2.2)$$

Si l'on utilise comme unité le MeV/c^2 , l'unité de masse atomique vaut :

$$1 \text{ u} = 931,494028 \text{ MeV}/c^2 \simeq 931,5 \text{ MeV}/c^2 \quad (2.3)$$



Einstein a montré qu'il y avait équivalence entre l'énergie et la masse. Une particule de masse m au repos possède une énergie E donnée par :

$$E = mc^2 \quad (2.4)$$

où c est la vitesse de la lumière. De la masse est transformée en énergie lorsque par exemple un positron s'annihile avec un électron (phénomène utilisé lors d'une tomographie positron, par exemple) ou une paire électron-positron peut être créée à partir d'un photon ayant une énergie supérieure à 1,022 MeV. Dans le premier cas de la masse est entièrement transformée en énergie, dans le second de l'énergie est transformée en masse.

Avec ces nouvelles unités les masses des particules constituant le noyau sont :

- électron : $m_e = 0,00054858 \text{ u}$ ou $511 \text{ keV}/c^2$
- proton : $m_p = 1,007276 \text{ u}$ ou $938,2723 \text{ MeV}/c^2$
- neutron : $m_n = 1,008665 \text{ u}$ ou $939,5656 \text{ MeV}/c^2$

Par abus de langage on donne souvent, en physique nucléaire, les masses en MeV mais il faut garder à l'esprit qu'il s'agit de MeV/c^2 . Ce point peut être important dans certaines applications.

Le proton est 1 836 fois plus lourd que l'électron. Le neutron est un peu plus lourd que le proton. La différence de masse entre le neutron et le proton est 2,53 fois égale à la masse de l'électron. Ces deux observations permettent de comprendre pourquoi un neutron peut se décomposer en un proton, un électron et un antineutrino car la réaction est exothermique. Ceci est la base de la radioactivité β^- que nous verrons dans le prochain chapitre.

2.2 ISOTOPES, ISOBARES, ISOTONES

Deux noyaux sont des *isotopes* s'ils ont le même numéro atomique Z . Il s'agit donc du même élément chimique mais le noyau contient un nombre différent de neutrons. Comme ils ont le même nombre d'électrons (Z), ils ont les mêmes propriétés chimiques. L'hydrogène possède ainsi trois isotopes :

- l'hydrogène « ordinaire » (^1_1H), dont le noyau contient un seul proton : il constitue 99,9 % de l'hydrogène naturel ;
- le deutérium (^2_1H) dont le noyau est constitué d'un proton et d'un neutron. Il représente 0,015 % de l'hydrogène naturel ;
- le tritium (^3_1H) dont le noyau est composé d'un proton et de deux neutrons. Il n'existe pas à l'état naturel car il est radioactif et ne vit pas très longtemps (sa période, notion définie dans le § 4.5, est de 12,4 ans). Il est formé à l'état de traces en haute atmosphère lors du bombardement d'azote de l'air par des neutrons issus du rayonnement cosmique ($^1_0n + ^{14}_7\text{N} \longrightarrow ^{12}_6\text{C} + ^3_1\text{H}$).

Les noyaux de Z pair ont souvent beaucoup plus d'isotopes stables que les noyaux de Z impairs. Ainsi le rubidium n'a qu'un seul isotope stable ($^{85}_{37}\text{Br}$) alors que le krypton en possède 6 ($^{78}_{36}\text{Kr}$, $^{80}_{36}\text{Kr}$, $^{82}_{36}\text{Kr}$, $^{83}_{36}\text{Kr}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{86}_{36}\text{Kr}$).



COMPOSITION ISOTOPIQUE

La composition isotopique se réfère en général au nombre d'atomes. Illustrons ceci sur l'uranium naturel qui contient principalement 2 isotopes : l' ^{238}U présent à 99,2745 % et l' ^{235}U représentant 0,720 %. Le troisième isotope, l' ^{234}U est en très faible quantité (0,0055 %) ; il résulte de la désintégration de l' ^{238}U . Ces pourcentages signifient que si l'on considère 100 000 noyaux d'uranium naturel il y a en moyenne 99 275 noyaux d' ^{238}U et 72 noyaux d' ^{235}U .

Dans les usines d'enrichissement de l'uranium, on travaille plutôt en masse puisque c'est la quantité physique la plus facile à mesurer. Comme les masses des isotopes sont différentes, les pourcentages vont très légèrement changer et devenir, par exemple, 0,716 % pour l' ^{235}U .

La variation est plus importante avec des isotopes légers, comme l'hydrogène et le deutérium. L'hydrogène naturel contient 99,985 % d' ^1_1H et 0,015 % d' ^2_1H . Si l'on raisonne en masse, ces pourcentages deviennent respectivement 99,97 % et 0,03 %.

Deux noyaux sont *isobares* s'ils ont le même nombre de masse A . Le noyau possède le même nombre de nucléons mais le nombre de protons peut être différent. Il s'agit d'éléments chimiques distincts ayant donc des propriétés chimiques différentes. Le $^{14}_6\text{C}$ et l' $^{14}_7\text{N}$ sont par exemple des isobares de même que le $^{24}_{11}\text{Na}$ et le $^{24}_{12}\text{Mg}$.

Des *isotones* sont des noyaux ayant le même nombre de neutrons. Le $^{13}_6\text{C}$ et l' $^{14}_7\text{N}$ sont des isotones et ils possèdent sept neutrons. Les isotones ayant un nombre de protons, et donc d'électrons différent, ont des propriétés chimiques différentes.

On parle souvent de noyaux pair-pair, pair-impair, impair-pair ou impair-impair. La première qualification se réfère au nombre de protons et la seconde au nombre de neutrons. Ainsi le $^{40}_{20}\text{Ca}$ est un noyau pair-pair alors que le noyau d' $^{235}_{92}\text{U}^{143}$ est un noyau pair-impair.

2.3 ÉNERGIE DE LIAISON

L'énergie de liaison est le ciment qui maintient les nucléons dans un noyau. Prenons le noyau le plus simple, le deutérium, formé d'un neutron et d'un proton. Il s'agit d'un isotope de l'hydrogène. La masse du deutérium est égale à 2,013553 u. La somme de la masse du proton et du neutron vaut 2,015941 u. La masse du noyau de deutérium est inférieure de 0,002388 u, soit 2,22 MeV/c². Cette différence est appelée *défaut de masse* du noyau. Il est habituellement compté positivement alors qu'il correspond à une diminution par rapport à la somme des masses des nucléons libres. Ce défaut de masse est proportionnel à l'énergie de liaison du noyau E_l .

Plus il y a de nucléons, plus l'énergie de liaison est grande : 2,22 MeV pour ^2_1H , 127,6 MeV pour l' $^{16}_8\text{O}$ et 1801,2 MeV pour l' $^{238}_{92}\text{U}$. L'énergie de liaison n'est pas une bonne indication de la force de la liaison puisque plus le noyau est lourd plus il y a de nucléons. C'est la raison pour laquelle on définit l'énergie de liaison par nucléon obtenue en divisant l'énergie de liaison totale par le nombre de nucléon : E_l/A . Cette quantité donne la force de la liaison entre les nucléons.

Plus E_l/A est grande, plus le noyau est lié. Le deutérium (ou deutéron) est un noyau faiblement lié (1,11 MeV/nucléon). Le défaut de masse du noyau d'hélium (^4_2He) est plus important. En effet la somme des masses de deux protons et deux neutrons est égale à 4,03188 u alors que la masse du noyau de ^4_2He est de 4,00153. Il en résulte un défaut de masse $\Delta M = 0,0304$ u, soit 28,3 MeV/c². Le noyau d'hélium (particule α) est particulièrement lié puisque l'énergie de liaison par nucléon est de 7,08 MeV/u soit bien supérieure à celle du deutéron.

Plus généralement soit $M(A, Z)$ la masse du noyau ^A_ZX . Si ce noyau existe, les nucléons sont liés et l'on a :

$$M(A, Z) < Zm_p + (A - Z)m_n \quad (2.5)$$

Le défaut de masse est défini par :

$$\Delta M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z) \quad (2.6)$$

Notons que nous avons choisi ici de compter positivement le défaut de masse lorsque la masse du noyau est inférieure à celle de ses constituants. Le choix inverse

est également possible. L'énergie de liaison du noyau, $E_l(A, Z)$, et l'énergie de liaison par nucléon, E_l/A , sont données par :

$$E_l(A, Z) = \Delta M(A, Z)c^2 \quad \text{et} \quad \frac{E_l}{A} = \frac{E_l(A, Z)}{A} \quad (2.7)$$

Les tables donnent le défaut de masse. On peut, à partir de celui-ci, calculer la masse du noyau A_ZX en utilisant l'équation (2.6). L'énergie de liaison par nucléon est indiquée pour les noyaux naturels stables dans la figure 2.1.

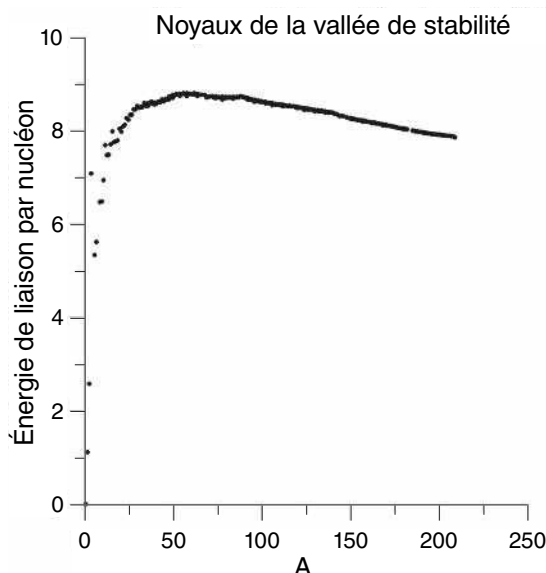


Figure 2.1 – Énergie de liaison par nucléon des noyaux naturels stables.

2.4 MASSES ATOMIQUES

La masse atomique $\mathcal{M}(A, Z)$ d'un atome dont le noyau est A_ZX est la masse totale de celui-ci (noyau + électrons). Comme pour la masse du noyau dont nous avons parlé dans la section précédente, il faut tenir compte de ce que les électrons du cortège électronique (Z électrons) sont liés et non pas libres. On a donc :

$$\mathcal{M}(A, Z) < M(A, Z) + Zm_e \quad (2.8)$$

Si $\mathcal{E}_l(Z)$ est l'énergie de liaison des électrons de l'atome, on a :

$$\mathcal{E}_l(Z) = [M(A, Z) + Zm_e - \mathcal{M}(A, Z)]c^2 \quad (2.9)$$

Comme pour l'énergie de liaison des nucléons, nous avons compté positivement l'énergie de liaison des électrons. La masse atomique est donc définie par la relation suivante :

$$\mathcal{M}(A, Z) = M(A, Z) + Zm_e - \frac{\mathcal{E}_l(Z)}{c^2} \quad (2.10)$$

Rappelons que la masse atomique du ^{12}C est égale à 12 u. L'énergie de liaison des électrons est beaucoup plus faible que l'énergie de liaison des noyaux.



ÉNERGIES DE LIAISON NUCLÉAIRES ET ATOMIQUES

Comparons l'énergie de liaison des électrons à l'énergie de liaison des noyaux pour quelques éléments.

Pour le ^2_1H , nous avons calculé plus haut l'énergie de liaison du noyau : 2,22 MeV. L'énergie de liaison de l'électron d'un atome de deutérium est de 13,6 eV. Le rapport des énergies de liaison est $\mathcal{E}_l(1)/E_l(2,1) \simeq 6 \times 10^{-6}$. L'énergie de liaison des électrons est donc négligeable comparée à celle des nucléons. La masse des électrons ne représente que 0,027 % de la masse du noyau.

À l'autre bout de la classification périodique, prenons le cas de l'atome d' $^{238}_{92}\text{U}$. L'énergie de liaison des électrons vaut 0,5 MeV alors que celle du noyau vaut 1 801 MeV. Le rapport entre les deux vaut : $\mathcal{E}_l(92)/E_l(238,92) \simeq 2,8 \times 10^{-4}$.

Une estimation grossière mais néanmoins utile de l'énergie de liaison des électrons dans les atomes peut être obtenue dans le cadre d'un modèle statistique de l'atome basé sur l'approximation de Thomas-Fermi. On obtient une évolution moyenne de l'énergie de liaison valable pour des atomes assez gros. C'est une approche semi-classique qui ne reproduit donc pas les effets de couches observés dans les atomes. La précision est toutefois suffisante pour ce qui nous intéresse ici puisque l'énergie de liaison des électrons est beaucoup plus faible que celle des nucléons. L'énergie de liaison totale d'un atome est alors donnée par :

$$\mathcal{E}_l(Z) \text{ (eV)} \simeq 15,7Z^{7/3} \quad (2.11)$$

Comme la masse d'un atome est essentiellement celle de son noyau et que le neutron et le proton ont une masse proche de 1 u, la masse atomique d'un noyau est proche de A. Très souvent, comme pour les calculs de cinématique, on prend : $\mathcal{M}(A, Z) \simeq M(A, Z) \simeq A$.

On introduit parfois l'*excès de masse* d'un noyau défini comme :

$$\Delta\mathcal{M}(A, Z) = \mathcal{M}(A, Z) - A \quad (2.12)$$

Cette quantité n'a rien à voir avec le défaut de masse dont nous avons parlé plus haut, lié à l'énergie de liaison du noyau. L'excès de masse n'est qu'un autre moyen

d'exprimer la valeur de la masse atomique d'un noyau en changeant d'origine pour l'évaluer. Il n'a pas de signification physique et peut être positif ou négatif. Il est ainsi positif pour l' ^4_2He ($2,60325 \times 10^{-3} \text{ u} = 2,425 \text{ MeV}$) et négatif pour l' $^{16}_8\text{O}$ ($-5,08539 \times 10^{-3} \text{ u} = 4,737 \text{ MeV}$). L'excès de masse est bien sûr nul par définition pour le $^{12}_6\text{C}$.

2.5 ÉNERGIE DE SÉPARATION

Pour chaque noyau A_ZX il est intéressant de définir l'énergie de séparation du dernier neutron, $S_n(A, Z)$, et l'énergie de séparation du dernier proton, $S_p(A, Z)$. Ces quantités, que l'on trouve dans les tables, donne une idée de la facilité d'extraire un neutron ou un proton du noyau.



ÉNERGIES DE SÉPARATION DU $^{161}_{66}\text{Dy}$

Pour le $^{161}_{66}\text{Dy}$ l'énergie de séparation du dernier neutron vaut $S_n(161, 66) = 6,454 \text{ MeV}$ et celle du dernier proton $S_p(161, 66) = 7,507 \text{ MeV}$. Physiquement cela représente l'énergie nécessaire pour extraire un neutron ou un proton du noyau de $^{161}_{66}\text{Dy}$. D'un autre côté c'est l'énergie libérée lorsqu'un noyau de $^{160}_{66}\text{Dy}$ absorbe un neutron ou lorsqu'un noyau de $^{160}_{65}\text{Tb}$ absorbe un proton.

L'énergie de séparation de neutron est, pour la majorité des noyaux, comprise entre 4 et 10 MeV mais elle peut être plus élevée (15 MeV pour le $^{102}_{48}\text{Cd}$ et même 23,2 MeV pour le $^{14}_8\text{O}$ par exemple) ou plus faible (2,22 MeV pour le ^2_1H par exemple).

2.6 NOMBRES MAGIQUES

On observe expérimentalement que des noyaux possédant des nombres de protons ou de neutrons particuliers sont beaucoup plus stables que la moyenne. Ces *nombres magiques* sont les suivants :

$$2 \quad 8 \quad 20 \quad 28 \quad 50 \quad 82 \quad 126 \quad (2.13)$$

D'autres nombres conduisent à une stabilité un peu plus grande par rapport à la moyenne mais moins importante que dans le cas des nombres magiques. Il s'agit des nombres **14** et **40**. Pour cette raison ils sont parfois qualifiés de *nombres semi-magiques*.

Un noyau dont le nombre de protons ou de neutrons est un nombre magique présente une stabilité particulière. Il y a, par exemple, 10 isotopes stables de l'étain ($Z = 50$).

Certains noyaux ont leur nombre de protons et de neutrons qui est un nombre magique. On les appelle *noyaux doublement magiques*. Le $^{40}_{20}\text{Ca}^{20}$ et le $^{208}_{82}\text{Pb}^{126}$ sont doublement magiques donc particulièrement stables.

La figure 2.2 montre comment se répartissent les noyaux stables selon la parité du nombre de protons et de neutrons (il y en a 256). On voit que plus de la moitié des noyaux stables sont pair-pair et qu'il y a très peu de noyaux stables impair-impair. On a un nombre similaire de noyaux pair-impair ou impair-pair.

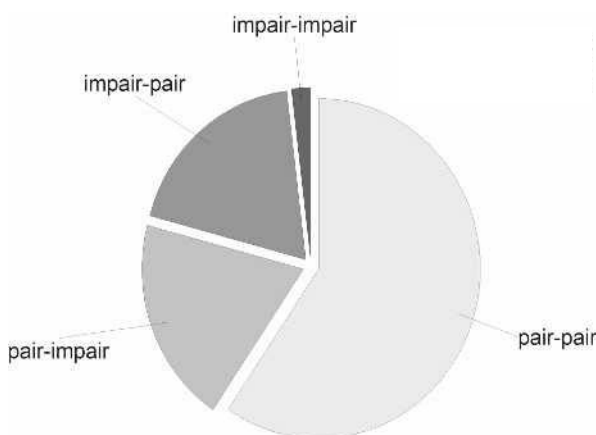


Figure 2.2 – Répartition des noyaux stables selon la parité de Z et de N.

Il y a 256 noyaux naturels stables. Le plus lourd étant le ^{209}Bi . Dans le plan $N - Z$, ils constituent la vallée de stabilité qui est montrée dans la figure 2.3. D'autres noyaux pourraient être considérés comme stables car leur période est extrêmement longue. C'est le cas du $^{204}_{82}\text{Pb}$ dont la période est de $1,4 \times 10^{17}$ ans ou du $^{183}_{74}\text{W}$ dont la période est de $1,4 \times 10^{17}$ ans.

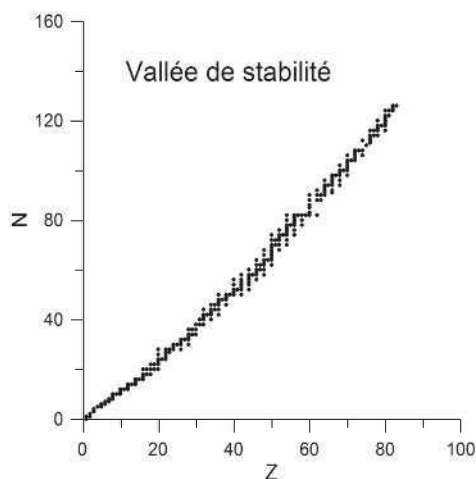


Figure 2.3 – Noyaux naturels stables dans le plan $N - Z$.

2.7 ISOSPIN

Le proton et le neutron ont à peu près la même masse et ne diffèrent, dans leur structure, que par un quark, le quark u (pour le proton) changé en quark d (chez le neutron). Or ces deux quarks ont à peu près la même masse. Il est donc tentant de considérer le proton et le neutron comme deux états différents d'une même particule : le nucléon. C'est ce qui a été proposé en 1932 par Heisenberg en introduisant l'*isospin* ou *spin isobarique*. On associe au nucléon un isospin $T = 1$. Le proton correspond à la projection de l'isospin $T_z = +\frac{1}{2}$ et le neutron à $T_z = -\frac{1}{2}$. La notion d'isospin est liée à l'indépendance de charge des forces nucléaires qui signifie que l'interaction nucléaire pp , pn ou nn doit être la même. On peut vérifier que c'est approximativement le cas dans la diffusion pp , ou pn à basse énergie après avoir soustrait l'effet de la force coulombienne ainsi que l'effet que peut avoir le principe de Pauli sur certaines valeurs du moment angulaire orbital de la collision. On peut ainsi développer un formalisme analogue à celui du spin et avoir des lois de conservation. Celles-ci ne sont qu'approximativement satisfaites car la symétrie d'isospin est approchée. L'isospin d'un noyau de A pair est un entier, celui d'un noyau de A impair est demi-entier. La projection de l'isospin sur un axe de quantification vaut $T_z = \frac{1}{2}(Z - N)$.

2.8 DENSITÉ NUCLÉAIRE

Comme pour un atome, le rayon d'un noyau n'est pas une quantité précisément définie car la densité de matière ne tombe pas de manière abrupte à zéro lorsqu'on arrive à la surface. On obtient des informations sur l'intérieur du noyau en faisant interagir des particules avec celui-ci. Selon la nature de la sonde (électron, neutron, *etc.*) et de l'interaction mise en jeu, on n'accèdera pas à la même quantité physique. En effet, un noyau est un objet chargé électriquement contenant des protons (qui ont une charge $+e$) et des neutrons (neutres). La diffusion d'électrons de haute énergie permettra de mesurer la densité de charge du noyau et les réactions nucléaires utilisant des hadrons comme sonde permettront d'accéder à sa distribution de masse.

Pour mesurer la densité de charge d'un noyau par diffusion d'électrons de haute énergie, il faut utiliser un faisceau d'électrons possédant une énergie cinétique importante, de l'ordre de 100-1 000 MeV, pour que la longueur d'onde de de Broglie associée soit plus petite que les dimensions du noyau qui peut être de plusieurs fm. L'électron est relativiste à ces énergies puisque son énergie de masse au repos n'est que de 0,5 MeV.

Le résultat important des mesures est que la densité de matière est approximativement constante à l'intérieur du noyau et que sa valeur est à peu près la même quel que soit le noyau considéré. Cela vient de la propriété de saturation des forces nucléaires qui sont de courte portée. On observe aussi que la densité de matière diminue progressivement à la surface ce qui fait qu'il est difficile de précisément définir le rayon d'un noyau.

Donnons quelques ordres de grandeur. Pour la distribution de charge (essentiellement due aux protons du noyau avec une faible contribution des neutrons de par leur structure interne car ils sont composés de quarks chargés), la racine carrée du rayon carré moyen de la distribution de charge pour les noyaux moyens et lourds ($A \gtrsim 50$) est donnée par :

$$\sqrt{\langle r_c^2 \rangle} \simeq 0,94 A^{1/3} \text{ fm} \quad (2.14)$$

Si l'on fait l'approximation que le noyau est une sphère à bords abrupts de densité de charge constante, son rayon R_c est relié au rayon carré moyen par $R_c^2 = \frac{5}{3} \langle r_c^2 \rangle$. Dans ce cas on a :

$$R_c \simeq 1,21 A^{1/3} \text{ fm} \simeq 1,2 A^{1/3} \text{ fm} \quad (2.15)$$

On peut déterminer le rayon de matière nucléaire à partir de réactions nucléaires. On trouve que l'on peut utiliser pour le rayon du noyau l'expression (2.1). Si ρ est la densité du noyau, on a :

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \rho = A \implies \rho = \frac{3}{4 \pi r_0^3} \quad (2.16)$$

ce qui donne $\rho \simeq 0,14 \text{ fm}^{-3}$. La densité de matière ne tombe pas brusquement à zéro lorsque l'on s'éloigne du centre. Cela se fait progressivement. Pour caractériser cette décroissance, on introduit le *paramètre d'épaisseur de peau*, ε , qui est la distance entre laquelle la densité passe de 90 % à 10 % de la densité centrale. La valeur de ε est pratiquement indépendante de la taille du noyau et vaut approximativement $\varepsilon \simeq 2,3 \text{ fm}$.

Le rayon de charge et le rayon de matière sont à peu près les mêmes à 0,1 fm près. Comme le nombre de neutrons des noyaux lourds est substantiellement plus grand que le nombre de protons (environ 50 % de plus de neutrons que de protons pour le $^{208}_{82}\text{Pb}^{126}$, par exemple), on pourrait s'attendre à ce que le rayon des neutrons soit beaucoup plus grand que celui des protons. Il n'en est rien pour les noyaux proches de la vallée de stabilité (lieu, dans le plan Z - A ou Z - N , où se trouvent les noyaux stables) et ce n'est que pour certains noyaux exotiques que l'on peut voir un halo de neutrons s'étendant bien au-delà des protons. Cela provient du fait que les protons étant chargés, ils ont tendance à se repousser vers l'extérieur, ce qui augmente le rayon de la sphère de protons.

En première approximation, on représente souvent une densité de charge (ou de matière) sous forme d'un Wood-Saxon (ou Saxon-Woods) de symétrie sphérique dont l'expression est :

$$\rho_c(r) = \frac{\rho_c(0)}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)} \quad \text{avec } R = 1,07 A^{1/3} \text{ et } a = 0,55 \text{ fm} \quad (2.17)$$

2.9 Le modèle de la goutte liquide

Dans cette expression, r est la distance mesurée en coordonnées sphériques à partir du centre du noyau et R la distance à laquelle la densité centrale a diminué de moitié. La quantité a est l'épaisseur de surface. La différence entre le rayon de neutrons et de protons est typiquement de l'ordre : $R_n - R_p \simeq 0,1-0,2$ fm.

La figure 2.4 montre l'aspect d'une distribution de Saxon-Woods pour la distribution de charge d'un noyau de $^{208}_{82}\text{Pb}$.

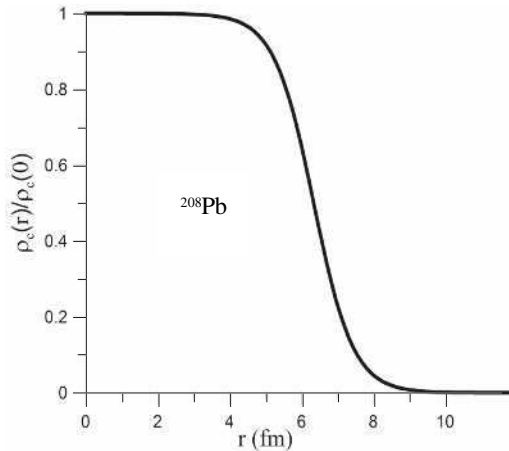


Figure 2.4 – Distribution de Saxon-Woods représentant la densité de matière d'un noyau de $^{208}_{82}\text{Pb}$.

2.9 LE MODÈLE DE LA GOUTTE LIQUIDE

Dès 1935, Von Weizsacker a proposé une approche semi-empirique de la masse des noyaux, donc de l'énergie de liaison, pour ceux appartenant à la vallée de stabilité. Avec un petit nombre de paramètres, obtenus par ajustement sur l'ensemble des valeurs expérimentales, il est possible de reproduire correctement la masse d'un grand nombre de noyaux. En 1936, Bethe et Bacher ont simplifié la formule de Von Weizsacker et obtenu la formule de masse semi-empirique connue sous le nom de *formule de masse de Bethe-Weizsacker*. Selon cette approche, la masse $M(A, Z)$ d'un noyau est donnée par l'expression :

$$M(A, Z)c^2 = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - a_V A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta \quad (2.18)$$

où les coefficients de l'expression sont a_V , a_s , a_c , a_a et δ . Pour établir cette formule, on suppose que le noyau est une *goutte liquide* de matière nucléaire et chaque terme a une signification physique que nous allons expliciter. L'idée de représenter un noyau comme une goutte liquide de matière nucléaire vient de ce que l'énergie de liaison par

nucléon des noyaux varie peu lorsque le nombre de masse est $\gtrsim 40$ et que la densité de cette goutte est à peu près constante puisque le rayon de la goutte varie comme $A^{1/3}$. L'énergie de liaison d'un noyau est donnée par (2.7) et (2.6), soit :

$$E_l(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)] c^2 \quad (2.19)$$

En utilisant (2.18), on obtient :

$$E_l(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta \quad (2.20)$$

Le premier terme, $a_v A$, est le terme de volume. Les forces nucléaires sont de courte portée. Cela signifie qu'elles n'agissent que sur les proches voisins d'un nucléon. C'est analogue aux forces de Van der Waals pour les liquides. L'interaction de Van der Waals est attractive à courte distance mais elle est répulsive à très courte portée empêchant ainsi deux atomes de se chevaucher. C'est aussi le cas des nucléons. Comme pour un liquide ordinaire, il y a un effet de *saturation* des forces nucléaires qui se traduit par le fait que l'énergie de liaison est limitée par le nombre maximal de nucléons qui peuvent entourer le nucléon considéré. L'énergie de liaison est donc proportionnelle au nombre de nucléons contenus dans la goutte. Dans cette approche, le coefficient a_v représente la densité d'énergie par nucléon dans la matière nucléaire infinie. L'énergie de liaison vaut $a_v A$ si l'on a A nucléons. Ce terme est compté positivement car nous prenons comme convention que l'énergie de liaison est positive si le système est lié.

Mais un noyau n'est pas de la matière nucléaire infinie. Il a une surface. Les nucléons situés à la surface ont moins de nucléons autour d'eux : l'énergie de liaison en surface est plus petite que dans le volume. La surface d'un noyau de rayon R est $S = 4\pi R^2 = 4\pi r_0^2 A^{2/3}$. Le nombre de nucléons situés en surface est proportionnel à $A^{2/3}$. Le terme de surface dans l'expression (2.20) est $a_s A^{2/3}$.

Les nucléons (neutrons et protons) interagissent par les forces nucléaires attractives. Mais les protons sont chargés (charge $+e$). Ils ont tendance à se repousser comme le feraient toutes charges du même signe. L'interaction coulombienne est plus faible que l'interaction nucléaire mais de longue portée contrairement à la première. La charge du noyau a donc tendance à déstabiliser l'édifice. L'énergie coulombienne d'une sphère de rayon R et de charge Ze est $\frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Ze)^2}{R}$, où ϵ_0 est la permittivité du vide. Comme $R = r_0 A^{1/3}$, le terme coulombien, qui diminue l'énergie de liaison, est proportionnel à $Z^2/A^{1/3}$ ce qui correspond au troisième terme de l'expression (2.20).

Le quatrième terme, $a_a(A - 2Z)/A$ est le terme d'asymétrie. Il vient de ce que, pour les noyaux lourds, le nombre de neutrons est supérieur à celui des protons pour compenser en partie la répulsion coulombienne de ces derniers. Or l'interaction nucléaire préfère qu'il y ait un nombre égal de protons et de neutrons. L'excès de neutrons par rapport aux protons se traduit par une diminution de l'énergie de liaison

proportionnelle à la différence entre le nombre de neutrons ($N = A - Z$) et le nombre de protons Z ; donc $(N - Z) = (A - 2Z)$. Ce terme d'asymétrie est aussi inversement proportionnel à la masse du noyau. En effet pour un même excès de neutron, la diminution d'énergie de liaison sera d'autant plus faible que le noyau contient un grand nombre de nucléons. Le terme d'asymétrie est plus important pour les noyaux légers que pour les noyaux lourds. On remarquera que $N - Z$ n'est autre que $-2T_z$, où T_z est la projection de l'isospin du noyau.

Le dernier terme est une correction provenant du fait que les nucléons ont tendance à s'apparier (*force de pairing*). Lorsqu'ils peuvent le faire, la configuration est plus stable. On a pour ce terme, d'origine quantique et que nous comprendrons mieux après la présentation du modèle en couches :

$\delta = 0$	pour les noyaux pair-impair ou impair-pair (A impair)	(2.21)
$\delta = a_p \frac{1}{A^{1/2}}$	pour les noyaux pair-pair (Z et $(A - Z)$ pairs)	
$\delta = -a_p \frac{1}{A^{1/2}}$	pour les noyaux impair-impair (Z et $(A - Z)$ impairs)	

La formule de la goutte liquide représentant un comportement moyen des noyaux stables, cela correspond à des noyaux pair-impair ou impair-pair. À cause d'un meilleur appariement, les noyaux pair-pair voient leur énergie de liaison augmenter par rapport à ce comportement moyen alors que les impair-impair la voient au contraire diminuer. Dans certaines formules de masse, on prend une variation en $1/A^{3/4}$ plutôt qu'en $1/A^{1/2}$.

Plusieurs familles de coefficients existent dans la littérature. On peut par exemple prendre, pour (2.20), l'ensemble suivant :

a_V (MeV)	a_s (MeV)	a_c (MeV)	a_a (MeV)	a_p (MeV)	(2.22)
15,46	17,23	0,697	23,285	12	

La formule de masse ne donne pas de très bons résultats pour les noyaux ayant un nombre de protons ou de neutrons égal à l'un des nombres magiques cités plus haut qui sont plus stables que ce que peut prédire cette formule moyenne.

2.10 VALLÉE DE STABILITÉ

Pour une valeur de A donnée, l'énergie de liaison des isobares dans le modèle de la goutte liquide peut s'écrire en ordonnant selon Z :

$$E_l(A, Z) = (-a_c Z^2 A^{-1/3} - 4a_a A^{-1})Z^2 + 4a_a Z + \left[(a_V - a_a) A - a_s A^{2/3} + \delta \right] \quad (2.23)$$

Pour A impair, $\delta = 0$ et $E_l(A, Z)$ est une parabole en fonction de Z . Le minimum de la parabole, au sens du modèle de la goutte liquide, est obtenu en cherchant le minimum de (2.23). Il est obtenu lorsque $\frac{dE_l(A, Z)}{dZ} = 0$. On trouve :

$$Z_{\min} = \frac{A}{2} \times \frac{1}{1 + \frac{a_c}{4a_a} A^{2/3}} = \frac{A}{2} \times \frac{1}{1 + 7,5 \times 10^{-3} A^{2/3}} \quad (2.24)$$

En effet, compte tenu de (2.22), on a pour le rapport $\frac{a_c}{4a_a} = 7,5 \times 10^{-3}$. En fait, il faut prendre l'entier Z le plus proche de $Z_{\min}$ car le numéro atomique est un nombre entier. Si $A = 177$ par exemple, on trouve $Z_{\min} = 71,6$. Il faut donc prendre $Z = 72$ qui est le $^{177}_{72}\text{Hf}$. Pour $A = 179$, on trouve $Z_{\min} = 72,3$ soit $Z = 72$ qui est le $^{179}_{72}\text{Hf}$.

Dans le cas des noyaux de A pair, il y a deux paraboles décalées de 2δ . La situation est alors plus compliquée. La valeur $Z_{\min}$ trouvée représente la moyenne de deux noyaux stables proches, voire trois dans certains cas. Pour $Z = 120$ par exemple, on trouve $Z_{\min} = 50,7$. Les deux noyaux stables sont $Z = 50$ et $Z = 52$ ($^{120}_{50}\text{Sn}$ et $^{120}_{52}\text{Te}$).

2.11 APPROCHE LOCALE DES MASSES

Le modèle de la goutte liquide est une approche globale qui permet de calculer grossièrement la masse et l'énergie de liaison des noyaux. Il existe des approches locales qui permettent, connaissant la masse de quelques noyaux situés dans le même voisinage du plan A - Z , de calculer avec une bonne précision la masse d'autres noyaux situés dans ce voisinage. C'est notamment le cas de la relation de Garvey-Kelson qui, dans sa forme la plus simple, donne une énergie de masse avec une précision inférieure à environ 0,2 MeV. L'idée est d'écrire, pour un ensemble de noyaux proches, une relation telle que toutes les interactions neutron-neutron, neutron-proton et proton-proton s'annulent. Ainsi si l'on prend $M(N, Z) = M(A, Z)$, c'est-à-dire la variable N plutôt que A :

$$M(N, Z - 1) - M(N - 1, Z) + M(N - 1, Z + 1) - M(N + 1, Z - 1) + M(N + 1, Z) - M(N, Z + 1) = 0 \quad (2.25)$$

Avec cette relation il a, par exemple, été possible de prédire l'existence du ^{11}Li ou du ^{14}B avant de les observer expérimentalement. D'autres relations basées sur le même principe ont été aussi proposées.

Exercices

2.1 Stabilité des isotopes de cuivre

Parmi les quatre isotopes du cuivre : $^{63}_{29}\text{Cu}$, $^{64}_{29}\text{Cu}$, $^{65}_{29}\text{Cu}$ et $^{66}_{29}\text{Cu}$, deux sont stables et deux instables. Lesquels ?

2.2 Énergie coulombienne d'une sphère de rayon R

1. Calculer l'énergie coulombienne E_C d'une sphère de charge Ze chargée uniformément en volume.
2. En fait la sphère n'est pas uniformément chargée puisqu'elle est composée de protons et l'on cherche à évaluer l'énergie d'interaction entre ces protons et pas l'énergie coulombienne de chaque proton. Pour évaluer la correction à apporter par rapport à la question précédente, nous allons supposer que chaque proton a une self-energy coulombienne que l'on évaluera en supposant sa charge diluée dans toute la sphère (puisque'il est délocalisé dans ce volume). Calculer cette self-energy et donner une expression plus correcte de l'énergie coulombienne d'une sphère contenant Z protons.

2.3 Noyaux impair-impair

Il y a quatre noyaux impair-impair stables. Quels sont-ils ?

2.4 Fusion

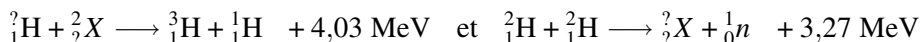
La réaction ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \longrightarrow {}^4_2\text{He}$ est-elle exothermique ? Est-elle possible ?

On donne les masses atomiques suivantes :

$${}^2_1\text{H} = 2,014102 \text{ u}, \quad {}^4_2\text{He} = 4,002603 \text{ u}.$$

2.5 Équilibre de réactions

1. Équilibrer les réactions nucléaires suivantes :



2. Calculer la masse de X dans les deux réactions.

On donne les masses atomiques suivantes :

$${}^2_1\text{H} = 2,014102 \text{ u}, \quad {}^4_2\text{He} = 4,002603 \text{ u}, \quad {}^3_1\text{H} = 3,016049 \text{ u}, \quad {}^3_2\text{He} = 3,016029 \text{ u}.$$

Solutions des exercices

2.1

On a Z impair pour tous les isotopes alors que N est impair pour le ${}^{64}_{29}\text{Cu}$ et le ${}^{66}_{29}\text{Cu}$. Les noyaux impair-impair sont moins stables que les noyaux impair-pair. On s'attend donc à ce que ce soit les deux isotopes instables ce que l'on peut vérifier sur le site www.nndc.bnl.gov

2.2

1. La densité de charge est $\rho = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R^3}$. Pour calculer l'énergie coulombienne de la sphère, on suppose qu'on la construit en ajoutant une couche de rayon dr compris

entre r et $r + dr$. La charge dans la sphère de rayon r est égale à $\frac{4}{3}\pi r^3 \rho$. L'énergie coulombienne est alors donnée par :

$$E_C = \int_0^R \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\left(\frac{4}{3}\pi r^3 \rho\right) (4\pi r^2 \rho)}{r} dr = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z^2 e^2}{R} \quad (2.26)$$

2. La charge du proton est $+e$. La self-energy est, compte tenu des hypothèses, $\frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R}$. Il y a Z protons d'où une self-energy totale de $\frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z e^2}{R}$ à soustraire de (2.26). On obtient donc :

$$E_C = \frac{3}{5} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z(Z-1)e^2}{R} \quad (2.27)$$

2.3

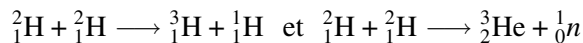
Ce sont des noyaux légers : ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ et ${}^{14}_7\text{N}$.

2.4

La différence de masse atomique entre le premier et le second membre vaut $\Delta M = 2 \times 2,014102 - 4,002603 = 0,25601$. Il est positif donc la réaction est exothermique ($\Delta M c^2 = 931,5 \times \Delta M = 23,85$ MeV. Elle ne peut néanmoins pas la réaliser car on ne pourrait pas assurer la conservation de la quantité de mouvement.

2.5

1. Il faut conserver le nombre de nucléons et le nombre de charges. Cela donne :



2. De $\Delta M = 2M_{{}^2_1\text{H}} - M_{{}^3_1\text{H}} - m_p = 4,03/931,5$, on déduit que $M_{{}^2_1\text{H}} = 2,014100$ u (résultat des tables 2,014102 u). En utilisant cette valeur dans la seconde réaction où $\Delta M = 2M_{{}^2_1\text{H}} - M_{{}^3_2\text{He}} - m_n = 3,27/931,5$, on trouve $M_{{}^3_2\text{He}} = 3,016025$ (résultat des tables 3,016029 u).

MODÈLES DE STRUCTURE NUCLEAIRE

3

INTRODUCTION

On est encore loin d'avoir une description complète des noyaux basée sur des principes fondamentaux car le problème est très complexe et loin d'être encore résolu. C'est la raison pour laquelle il existe de nombreux modèles visant chacun à décrire une partie des phénomènes observés. Toutefois, même dans leur domaine d'application, ils sont souvent incapables de décrire certaines propriétés. Outre la complexité de l'interaction nucléaire qui est mal connue et qu'on ne sait pas calculer à partir de la chromodynamique quantique, une des difficultés vient des effets de milieu. Ainsi les sections efficaces que l'on peut obtenir en étudiant la diffusion de deux nucléons libres comme pp ou pn sont différentes de celles de deux nucléons dans un noyau. Ceci vient de ce que le milieu nucléaire « habille » les particules libres qui ont ainsi des propriétés différentes de celles qu'elles ont lorsqu'elles sont libres. Le fait que le neutron libre soit radioactif alors qu'il est stable dans les noyaux de la vallée de stabilité en est une illustration.

Le point faible des modèles de structure nucléaire est leur manque de généralité et l'incapacité qu'ils ont pour la plupart d'être capable de faire des prédictions quantitatives. Nous allons, dans ce chapitre, brièvement décrire quelques modèles de structure nucléaire. Il en existe d'autres mais ceux décrits ici permettent déjà d'avoir un bon aperçu des approches utilisées en physique nucléaire.

3.1 MODÈLES DE CHAMP MOYEN

On observe expérimentalement que certains noyaux présentent une stabilité exceptionnelle lorsque leur nombre de protons ou de neutrons est égal à l'un des nombres magiques (2.13). L'énergie de séparation du dernier neutron des noyaux dont le nombre de neutrons est magique ($S_n(A, Z)$) est aussi notablement supérieure à ce qu'elle est pour les noyaux voisins. Il en est de même pour l'énergie de séparation du dernier proton ($S_p(A, Z)$) lorsque Z est égal à un nombre magique. Ces observations, complétées par d'autres, suggèrent que le noyau pourrait se décrire de manière analogue à l'atome, avec des niveaux d'énergie (caractérisés par des nombres quantiques) qui se remplissent de protons et de neutrons en respectant le principe de Pauli puisque les nucléons sont des fermions. Comme pour l'atome, il y aurait des couches qui, lorsqu'elles seraient remplies par les protons ou les neutrons, conduiraient à une stabilité plus grande des noyaux concernés. C'est ce qui est observé par exemple avec les gaz rares, dans le cas des atomes, puisque ces derniers présentent une inertie chimique due au fait que les électrons sont très fortement liés. Avant de considérer le noyau, il est utile de faire un bref rappel de la structure électronique des atomes puisque c'est ce qui nous guidera dans la construction du modèle en couches du noyau.

3.1.1 L'atome

L'atome d'hydrogène est constitué d'un proton et d'un électron interagissant par l'interaction coulombienne attractive. Un tel système nécessite une description quantique car la mécanique classique ne permet pas d'expliquer l'existence des niveaux d'énergie discrets observés expérimentalement. En effet, l'électron de l'atome pourrait prendre des valeurs négatives et continues de l'énergie mais il tomberait vite sur le noyau car, avec une trajectoire circulaire, il perdrait peu à peu son énergie par rayonnement. Par contre, la mécanique quantique prédit, comme cela est observé expérimentalement, que seules certaines valeurs de E sont permises. Les états d'énergie sont quantifiés et ne peuvent prendre que les valeurs :

$$\varepsilon_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV} \quad (3.1)$$

Dans cette expression, n est un entier strictement positif appelé *nombre quantique principal*. L'état fondamental de l'atome d'hydrogène correspond à $n = 1$ et vaut $\varepsilon_1 = -13,6$ eV. Les états d'énergie supérieurs sont appelés *états excités* et correspondent à $n > 1$. Pour un état d'énergie donnée, ε_n , on a plusieurs configurations possibles correspondant aux nombres quantiques ℓ , m , s , s_z qui obéissent aux lois suivantes :

- $0 \leq \ell \leq n - 1$ (ℓ entier). ℓ est le nombre quantique secondaire. Il est lié au moment angulaire orbital de l'électron.
- $-\ell \leq m \leq +\ell$ (m entier). m est le nombre quantique magnétique. Il est lié à la projection du moment angulaire orbital sur l'axe z .
- $s = \frac{1}{2}$ est le nombre quantique de spin. Il n'a pas d'équivalent classique même si l'on peut lui associer l'image d'une rotation intrinsèque de la particule autour d'un axe de symétrie.
- $-\frac{1}{2} \leq s_z \leq +\frac{1}{2}$. s_z est le nombre quantique lié à la projection du spin sur l'axe z . Ce nombre ne peut varier que par sauts d'une unité. Ici, il ne peut prendre que deux valeurs : $+\frac{1}{2}$ ou $-\frac{1}{2}$.

Les nombres quantiques ℓ et m sont associés au moment cinétique orbital alors que s et s_z sont associés au moment cinétique de spin. Les moments angulaires sont mesurés en $\hbar$.

En mécanique quantique, on décrit un atome d'hydrogène par sa fonction d'onde qui est caractérisée par la donnée d'un ensemble complet de nombres quantiques (n , ℓ , m , s , s_z). Les nombres n , ℓ , m décrivent les propriétés de l'électron dans l'espace ordinaire. Ils sont au nombre de 3 ce qui correspond au nombre de degrés de liberté dans l'espace ordinaire.

Ce qui est étonnant c'est que la séquence de niveaux trouvée dans le cas de l'hydrogène, où il n'y a qu'un électron, s'applique avec une bonne approximation aux

3.1 Modèles de champ moyen

autres atomes où le nombre d'électrons est élevé. En effet, comme deux électrons se repoussent car ils sont chargés, on pourrait s'attendre à ce que ce que l'on a trouvé pour l'hydrogène ne s'applique pas à des atomes plus complexes. Si c'était le cas, on n'aurait pas la classification périodique des éléments telle que nous la connaissons. Bien sûr, la valeur des niveaux d'énergie d'un atome est différente de celle de l'hydrogène mais la séquence des niveaux est en première approximation la même. La réponse à ce mystère vient du fait que l'approximation de champ moyen suppose que l'ensemble des interactions coulombiennes à 2 corps (entre les électrons et le noyau et entre deux électrons) peut être remplacée par un potentiel moyen dans lequel on considère chaque électron comme indépendant. La raison principale de cette indépendance est le fait que les électrons sont des fermions. Ils obéissent au principe de Pauli et deux électrons ont tendance à ne pas se trouver proches l'un de l'autre ce qui réduit l'influence des interactions à 2-corps. La figure 3.1 rappelle l'ordre de remplissage des niveaux d'énergie dans le cas de l'atome et les nombres magiques atomiques qui sont associés aux gaz nobles. Ces derniers sont peu réactifs chimiquement car leurs couches ou sous couches sont complètes.

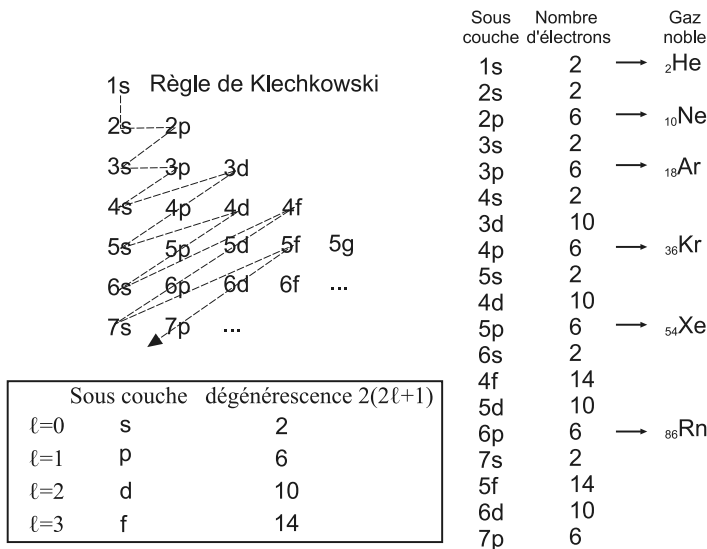


Figure 3.1 – Rappel sur la structure des atomes (couches et sous couches). Règle de Klechkowski pour remplissage des niveaux atomiques et liste des gaz nobles correspondant à une stabilité chimique particulière.



PROBLÈME À N-CORPS

Le problème d'un atome contenant Z électrons est compliqué si on veut le résoudre exactement, même en supposant que le noyau reste fixe puisqu'il est beaucoup plus lourd que les électrons. Pour décrire complètement l'atome à un moment

donné, il faudrait résoudre l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$\hat{H}\Psi(r_1, r_2, \dots, R) = E\Psi(r_1, r_2, \dots, R) \quad (3.2)$$

avec l'opérateur hamiltonien $\hat{H}$:

$$\hat{H} = \sum_i \frac{\hat{\mathbf{p}}_i^2}{2m_e} + \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2M_Z} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{Ze^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{R}|} + \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i,i'}' \frac{e^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}|} \quad (3.3)$$

où r_i et p_i sont la position et l'impulsion de l'électron i ; R et P celles du noyau. La charge de l'électron est $-e$, sa masse m_e . La masse du noyau est M_Z . La quantité ϵ_0 est la permittivité du vide. Dans cette expression, la somme $\sum_i$ doit

être faite sur tous les électrons. La somme $\sum_{i,i'}'$ se fait sur toutes les paires (i, i') à l'exception de celles où les indices sont identiques ($i = i'$ et $j = j'$ sont exclus). Les termes de l'expression (3.3) ont la signification physique suivante :

- les deux premiers termes représentent, respectivement, les énergies cinétiques des électrons et du noyau ;
- le troisième terme est l'énergie d'interaction coulombienne entre les électrons et le noyau : elle est négative car attractive ;
- le dernier terme est l'énergie de répulsion coulombienne entre les électrons. Le facteur $1/2$ vient de ce qu'il ne faut pas compter deux fois l'interaction d'une même paire.

Il n'est pas possible de résoudre rigoureusement l'équation de Schrödinger pour obtenir la fonction d'onde $\Psi(r_1, r_2, \dots, R)$ qui dépend des positions de toutes les particules. Il faut faire des approximations.

L'approximation utilisée dans presque tous les cas est celle de champ moyen. Elle consiste à remplacer toutes les interactions à 2-corps (ce qui est le cas de l'interaction coulombienne qui agit entre deux particules chargées) par un potentiel (ou champ) moyen, $V(r)$, dans lequel baignent les particules. C'est un modèle où l'on suppose les particules indépendantes car l'interaction entre deux particules a été éliminée pour être intégrée dans le champ moyen. On a donc substitué aux interactions à 2-corps un potentiel moyen généré par l'ensemble des particules. On suppose que le potentiel moyen est la seule interaction à laquelle sont soumises les particules, d'où l'expression d'interaction à 1-corps parfois utilisée dans la littérature. Le gros intérêt des approches de champ moyen est de ramener un problème à N corps, insoluble rigoureusement, à N problèmes à 1 corps que l'on peut, sinon résoudre exactement, du moins traiter de manière plus simple. Dans ce problème à 1-corps, la fonction d'onde cherchée φ ne dépend alors plus que d'une

seule variable, r , la position de l'électron, et l'équation de Schrödinger associée s'écrit :

$$\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) \right) \varphi(\mathbf{r}) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}) \right) \varphi(\mathbf{r}) = E \varphi(\mathbf{r}) \quad (3.4)$$

Il n'y a plus d'indice puisque l'on ne résout l'équation que pour un seul électron dans un potentiel moyen. La quantité Δ est le laplacien à trois dimensions. Pour résoudre l'équation de Schrödinger, il faut connaître le potentiel moyen $V(r)$. Ce dernier peut être calculé ou déterminé de manière empirique en ajustant des paramètres sur des données expérimentales.

La résolution de (3.4), connaissant $V(r)$, est encore complexe et nécessite d'autres approximations. Elle permet, en principe, de déterminer les niveaux d'énergie E_n dits à « une particule ». Comme on a N_e électrons indépendants, et que ceux-ci sont des fermions, on les place sur les niveaux d'énergie en commençant le remplissage par le bas et en tenant compte du principe de Pauli.

Par cette méthode, on a donc une classification des niveaux d'énergie analogue à celle de l'atome d'hydrogène (*cf.* figure 3.1). Néanmoins, il existe quelques phénomènes pour lesquels il est nécessaire d'aller au-delà du champ moyen et de tenir compte des corrélations (c'est-à-dire des interactions à 2-corps) entre les particules.

Les nombres magiques des atomes correspondent à des configurations où les couches (ou sous couches) sont pleines et les électrons appariés. Ils correspondent à $Z = 2, 10, 18, 36, 54$. Ce sont en fait les gaz rares : He, Ne, Ar, Kr et Xe. Leur stabilité exceptionnelle fait qu'ils sont pratiquement inertes chimiquement.

3.1.2 Le modèle en couches

La présence de nombres magiques pour les neutrons et les protons suggère la possibilité de décrire la structure du noyau par un modèle analogue au modèle atomique, c'est-à-dire par un champ moyen généré par l'ensemble des nucléons dans lequel évoluent les nucléons qui sont supposés être des particules indépendantes. À la différence des atomes, où les particules sont les électrons, nous avons ici à traiter deux familles de particules indépendantes qui sont des fermions de spin $1/2$: les neutrons et les protons.

Un autre argument en faveur d'une approche quantique est le fait que le noyau ayant une taille finie, a un moment angulaire $\mathbf{J}$ qui est une observable caractérisée par un nombre quantique j (la valeur propre est $j(j+1)\hbar^2$, où j est un nombre entier ou demi entier). Si $j \neq 0$, le noyau a un moment dipolaire magnétique et peut aussi avoir un moment quadropolaire électrique. Le moment dipolaire magnétique du noyau peut se coupler au moment dipolaire de l'électron, ce qui lève la dégénérescence de certains niveaux d'énergie et conduit à la structure hyperfine des niveaux électroniques de l'atome observée expérimentalement. On peut d'ailleurs parfois déduire le moment angulaire du noyau à partir de mesures de la structure hyperfine de l'atome.

Dans le modèle en couches, chaque nucléon est supposé évoluer indépendamment dans un puits de potentiel commun à tous les nucléons et généré par ceux-ci. Pour les neutrons, il ne s'agit que de ce potentiel ; pour les protons, il faut tenir compte du fait qu'ils sont chargés et qu'il y a une interaction coulombienne répulsive à longue portée.

Comme l'interaction nucléaire est de courte portée, on s'attend à ce que le potentiel moyen d'un noyau sphérique soit constant à l'intérieur et tombe progressivement à zéro en surface. Pour le potentiel coulombien, $V_c(r)$, on a, si r est la distance au centre du noyau supposé sphérique et si l'on suppose que c'est une sphère de rayon R :

$$V_c(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} \right] \quad \text{si } r < R \quad (3.5)$$

$$V_c(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \quad \text{si } r > R \quad (3.6)$$

Pour des noyaux moyens et lourds ($A \gtrsim 16 - 20$), on représente souvent, en première approximation, le potentiel nucléaire par un Saxon-Woods :

$$V_N(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)} \quad (3.7)$$

où V_0 est la profondeur du puits et a le paramètre de diffusivité. On a typiquement $V_0 \simeq -50$ MeV, $a = 0,5$ fm et l'on prend $R \simeq 1,2A^{1/3}$ fm. L'épaisseur de peau, c'est-à-dire la distance séparant la valeur de r où le potentiel passe de $0,9V_0$ à $0,1V_0$ est égale à $4a \ln 3$.

La résolution de l'équation de Schrödinger avec ce type de potentiel donne une séquence de niveaux à une particule. On peut reproduire les premiers nombres magiques qui correspondent à la situation où les couches sont remplies. On trouve la séquence 2, 8, 20, 40, 58, 92 et 112 (partie gauche de la figure 3.2). Il n'est pas possible de reproduire les nombres magiques au-delà de 20 et c'est une caractéristique de tout potentiel central. Si l'on prend par exemple pour $V_N(r)$ un oscillateur harmonique, on trouvera la séquence de nombres magiques : 2, 8, 20, 40, 70, 112. Avec un potentiel central uniforme à bord abrupt de profondeur infinie, on obtient : 2, 8, 20, 34, 58, 92, 138. Dans tous les cas, on ne peut pas reproduire la séquence de nombres magiques expérimentaux bien que l'on ait une structure en couches.

La solution du problème a été trouvée en 1949 par Mayer, Haxel, Suess et Jensen qui, en analogie avec la physique atomique, ont ajouté au potentiel central un couplage spin-orbite de type $V_{so}(r)\hat{\mathbf{L}}\cdot\hat{\mathbf{s}}$ où $\hat{\mathbf{L}}$ et $\hat{\mathbf{s}}$ sont respectivement l'opérateur de moment angulaire orbital et de spin du nucléon. $V_{so}(r)$ est une fonction arbitraire de r .

L'introduction d'un couplage $\hat{\mathbf{L}}\cdot\hat{\mathbf{s}}$ a pour conséquence importante que m et s_z ne sont plus de bons nombres quantiques : les opérateurs $\hat{H}$, $\hat{\mathbf{L}}^2$, L_z , $\hat{\mathbf{s}}^2$ et s_z ne forment plus un

3.1 Modèles de champ moyen

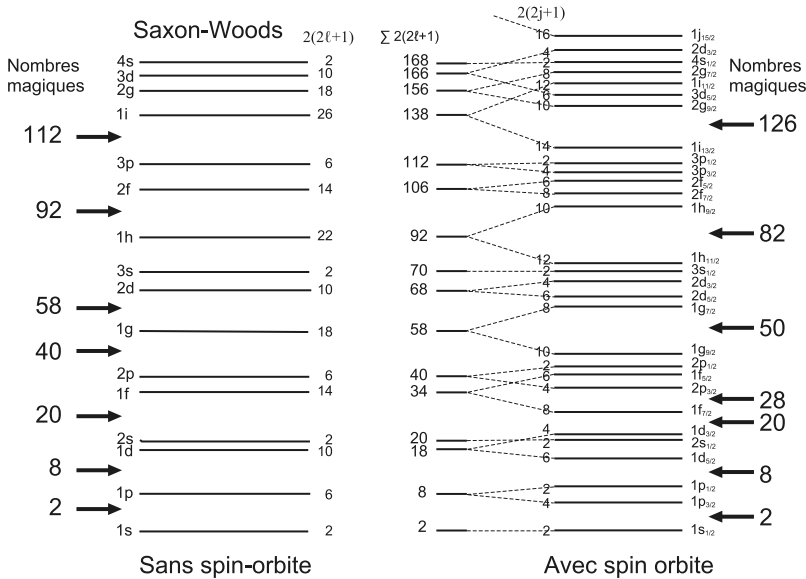


Figure 3.2 – Schéma montrant la succession des niveaux à une particule avec un potentiel de Saxon-Woods dans le cas où il n’y a pas de couplage spin-orbite (à gauche) et avec couplage spin-orbite (à droite). La séquence des nombres magiques est indiquée.

ensemble complet d’observables qui commutent. Il faut introduire le moment angulaire total associé à l’opérateur $\hat{\mathbf{J}}^2$ et sa projection $\hat{J}_z$. L’ensemble complet d’observables qui commutent est alors : $\hat{H}$, $\hat{\mathbf{J}}^2$, $\hat{J}_z$, $\hat{\mathbf{L}}^2$ et $\hat{\mathbf{s}}^2$. Il faut maintenant exprimer le couplage $\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{s}}$ en fonction de $\hat{\mathbf{J}}^2$. Comme :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{s} \quad \text{on a} \quad \hat{\mathbf{J}}^2 = \hat{\mathbf{L}}^2 + \hat{\mathbf{s}}^2 + 2\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{s}} \quad (3.8)$$

On a :

$$\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{s}} = \frac{1}{2} \left(\hat{\mathbf{J}}^2 - \hat{\mathbf{L}}^2 - \hat{\mathbf{s}}^2 \right) \quad (3.9)$$

Si $|\varphi\rangle$ est la fonction d’onde normalisée à une particule, la valeur mesurée de l’opérateur $\hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{s}}$, $\langle \ell s | = \langle \varphi | \hat{\mathbf{L}} \cdot \hat{\mathbf{s}} | \varphi \rangle$ vaut :

$$\langle \ell s | = \frac{\hbar^2}{2} [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)] \quad (3.10)$$

$$\text{soit } \langle \ell s | = \begin{cases} \ell \hbar^2 / 2 & \text{si } j = \ell + \frac{1}{2} \\ -(\ell + 1) \hbar^2 / 2 & \text{si } j = \ell - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3.11)$$

car $s = \frac{1}{2}$. Il y a levée de dégénérescence et la séparation des niveaux est :

$$\Delta E_{\ell s} = \frac{2\ell + 1}{2} \hbar^2 \langle V_{so}(r) \rangle \quad (3.12)$$

En physique atomique, le couplage spin-orbite résulte du couplage entre le moment magnétique de l'électron (résultant de son spin) et le champ magnétique généré par son mouvement orbital autour du noyau. Cet effet est très faible dans le cas des atomes : il est responsable de la structure fine des lignes spectrales. L'écart $\Delta E_{\ell s}$ est de l'ordre de 100 000 fois plus petit que la séparation des niveaux atomiques. Même si l'origine du couplage spin-orbite est différent dans le cas du noyau, il est important et nécessaire pour comprendre sa structure en couches. La forme de V_{so} n'est pas très importante mais son intensité et son signe le sont. Pour reproduire la séquence des nombres magiques, il est nécessaire que V_{so} soit négatif. Dans ce cas, l'état $j = \ell + \frac{1}{2}$ a une énergie inférieure à l'état $j = \ell + \frac{1}{2}$. C'est le contraire des atomes.

Les niveaux d'énergie sont groupés en sous-couches qui correspondent à une même valeur de l'énergie (niveaux dégénérés). Il est d'usage de noter une configuration nucléaire sous la forme $(n\ell_j)^k$, où n est le nombre quantique principal (comme dans le cas de l'atome d'hydrogène), ℓ le nombre quantique orbital, j le nombre quantique associé au moment angulaire total du nucléon et k le nombre d'occupation de la sous-couche considérée. Comme pour les atomes, on remplace les valeurs de $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$ par les lettres $s, p, d, f, \dots$. Ainsi la configuration $(1g_{7/2})^2$ signifie qu'il y a deux nucléons (deux protons ou deux neutrons) sur le niveau $n = 1, \ell = 4$ et $j = \frac{7}{2}$. La dégénérescence d'un niveau $n\ell_j$ est $2j + 1$. Prenons par exemple le cas du niveau initial (sans interaction spin-orbite) $\ell = 3$ (niveau f). La dégénérescence est, en tenant compte du spin : $2(2\ell + 1) = 14$. Avec l'interaction spin-orbite, il y a levée d'une partie de cette dégénérescence et l'on obtient les niveaux d'énergie $1f_{5/2}$ et $1f_{7/2}$ dont la dégénérescence est six et huit, respectivement (on peut mettre six ou huit nucléons). Pour les valeurs de ℓ , on remarquera que la contrainte $\ell \leq n - 1$ qu'il y avait pour l'atome d'hydrogène n'existe pas dans le cas du noyau car le potentiel moyen est différent du potentiel coulombien.

L'équation (3.12) montre que la séparation des niveaux augmente linéairement avec ℓ . Pour les grandes valeurs de ℓ on peut donc avoir un croisement des niveaux d'énergie. Ainsi le niveau $2p_{3/2}$ a une énergie plus faible que le niveau $1f_{5/2}$ (figure 3.2) alors que, sans couplage spin-orbite, le niveau $2p$ est au-dessus du niveau $1f$.

Comme pour les atomes, on définit une *couche* par un groupe de niveaux dont l'énergie est très proche, séparé d'un autre groupe par une différence d'énergie (gap) plus grande. Avec le couplage spin-orbite, on fait apparaître des couches dont les nombres de remplissage permettent de retrouver les nombres magiques observés expérimentalement. Ainsi, le couplage spin-orbite $1f_{7/2}$ se place entre deux couches et fait apparaître le nombre magique 28.

Dans le modèle à une particule, la seule interaction résiduelle (c'est-à-dire allant au-delà du champ moyen) prise en compte est le *pairing* qui traduit le fait que les nucléons de même type ont tendance à s'apparier, c'est-à-dire à se mettre dans une configuration où chacun a une projection de spin opposée si bien que la somme est nulle. Si l'on tient compte de cette interaction résiduelle lors du remplissage des niveaux, on arrive à bien décrire le spin et la parité (J^π) des noyaux. À cause du pairing, le moment angulaire d'un noyau qui a un nucléon au-delà d'une couche complète est déterminé par le spin du nucléon célibataire. La parité¹ est donnée par $(-1)^\ell$.

Avec l'interaction de pairing, qui définit comment vont s'organiser les nucléons dans les sous couches, et le remplissage des niveaux en tenant compte du principe de Pauli, le modèle en couches peut prédire le moment angulaire de l'état fondamental du noyau (on dit souvent spin) et sa parité. C'est ce qui a fait son succès. Ainsi les noyaux doublement magiques sont 0^+ , c'est-à-dire que $j = 0$ et que la parité est positive. Tous les noyaux pairs-pairs ont un spin nul. Les noyaux de masse impaire sont soit pair-impair, soit impair-pair. Le nombre pair de nucléons donne un spin 0 et pour le nombre impair il suffit de considérer le nucléon non apparié après avoir rempli les niveaux d'énergie. Le spin du noyau et sa parité sont déterminés par les propriétés de ce nucléon non apparié. Pour les noyaux impair-impair, le problème est plus compliqué car on a un proton et un neutron non apparié, l'un sur un niveau de moment angulaire j_p , l'autre de moment angulaire j_n . Ces moment angulaires se combinent vectoriellement et la seule chose que l'on puisse dire est que le spin du noyau sera un nombre compris entre $|j_p - j_n|$ et $(j_p + j_n)$. La parité est le produit des parités des deux nucléons.

Les noyaux dont le spin est non nul ont un moment dipolaire magnétique. Toutefois, même pour les noyaux pair-impair ou impair-pair, le modèle ne permet pas, sauf dans de rares cas, de prédire la valeur du moment magnétique.

Le potentiel moyen des protons est différent de celui des neutrons car il y a le potentiel coulombien en plus. Cela se traduit par le fait que le puits total est un peu moins profond et l'existence d'une barrière coulombienne. La figure 3.3 montre schématiquement le modèle en couches appliqué à l' ^{16}O . Les niveaux d'énergie des protons et des neutrons sont remplis jusqu'à la couche $1p_{1/2}$. L' ^{16}O est un noyau magique pour les neutrons et les protons. En bombardant l' ^{16}O avec des protons, on peut éjecter un proton ou un neutron c'est-à-dire le faire passer du niveau d'énergie $1p_{1/2}$ dans le continuum ou l'exciter dans un niveau supérieur, comme le niveau $2d_{5/2}$, par exemple.

1. L'opérateur de parité, $\hat{P}$, échange le vecteur $\mathbf{r}$ en $-\mathbf{r}$ lorsqu'il est appliqué à une fonction. La fonction d'onde d'un nucléon contient une partie radiale dépendant de r , qui reste inchangée, et une angulaire proportionnelle à l'harmonique sphérique $Y_m^\ell(\theta, \phi)$ où θ et ϕ sont les angles des coordonnées sphériques. Les nombres ℓ et m sont les nombres quantiques liés au moment angulaire orbital et à sa projection. Comme $\hat{P}Y_m^\ell(\theta, \phi) = (-1)^\ell Y_m^\ell(\theta, \phi)$, la parité liée au moment orbital est $(-1)^\ell$ car la parité intrinsèque du nucléon est choisie positive.

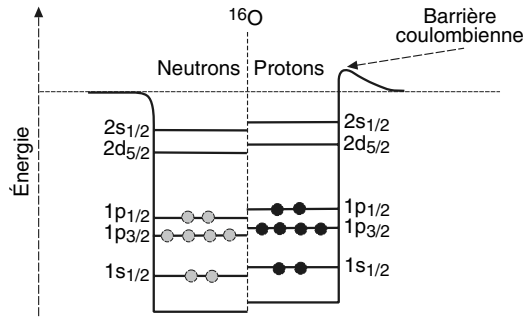


Figure 3.3 – Représentation schématique de l' ^{16}O dans le cadre du modèle en couches.

3.2 GAZ PARFAIT DE FERMİ

Un noyau dans son état fondamental peut approximativement être considéré comme un gaz de Fermi complètement dégénéré, c'est-à-dire comme un gaz constitué de fermions à température nulle. Ce type de modèle est intéressant car, s'il permet de comprendre certaines propriétés d'un noyau dans son état fondamental, il permet aussi de décrire des noyaux fortement excités, c'est-à-dire portés à une température finie. Lorsque le système est complètement dégénéré, son énergie totale est minimum. Les particules occupent les niveaux à une particule les plus bas mais elles ne peuvent pas toutes se mettre sur le niveau le plus profond à cause du principe d'exclusion de Pauli. Pour un noyau, il y a deux types de particules : les protons et les neutrons. On peut, pour le remplissage des niveaux, considérer que l'on a deux gaz différents. On va donc disposer les Z protons et les N neutrons sur les niveaux de particule individuelle en partant de l'état le plus bas et en respectant le principe d'exclusion de Pauli. Comme le spin des nucléons $s = \frac{1}{2}$, on peut mettre deux particules sur chaque niveau de particule individuelle. Le niveau d'énergie occupé le plus haut s'appelle le *niveau de Fermi* et l'énergie correspondante l'*énergie de Fermi* : ϵ_F . Tous les niveaux de particule individuelle qui ont une énergie ϵ inférieure à ϵ_F sont occupés alors que ceux pour lesquels $\epsilon > \epsilon_F$ sont vides. Il y a un niveau de Fermi pour les protons ($\epsilon_F^{(p)}$) et un pour les neutrons ($\epsilon_F^{(n)}$).

Le modèle du gaz de Fermi est une approche semi-classique dans laquelle on tient compte de certains effets quantiques comme le fait que les particules sont des fermions. C'est un modèle à particules indépendantes ce qui veut dire que l'on suppose qu'il n'y a pas d'interaction entre les fermions : on suppose que c'est un *gaz parfait*. Nous allons considérer ici son application à la matière nucléaire infinie. La matière nucléaire est un cas modèle où l'on considère un milieu infini possédant autant de neutrons que de protons. Le champ moyen est supposé constant en tout point du milieu. La matière nucléaire infinie permet de comprendre les bases du modèle du gaz de Fermi qui peut être utilisé pour les noyaux de masse moyenne ou lourde.

3.2 Gaz parfait de Fermi

Considérons un volume V . Le volume de l'espace de phase accessible au système est égal au produit du volume V dans l'espace ordinaire par le volume dans l'espace des moments. Comme $p \leq p_F = \sqrt{2m\epsilon_F}$ pour toutes les particules, ce dernier est une sphère de rayon p_F dont le volume vaut $\frac{4}{3}\pi p_F^3$. Le volume de l'espace des phases vaut donc $\frac{4}{3}\pi p_F^3 V$. Le nombre total de micro-états est obtenu en divisant ce volume par h^3 : $\left(\frac{4}{3}\pi p_F^3 V\right) / h^3$. Comme on peut mettre deux types de nucléons par micro-état et que pour chaque nucléon deux projections du spin sont possibles, le facteur de dégénérescence est $g = 2 \times 2 = 4$. L'impulsion de Fermi p_F est reliée à l'énergie de Fermi ϵ_F par :

$$\epsilon_F = \frac{p_F^2}{2m} \quad (3.13)$$

où m est la masse des nucléons. Le nombre total de particules contenu dans V est :

$$N = g \frac{V}{h^3} \frac{4\pi}{3} p_F^3 = \frac{2}{3} \frac{V}{\pi^2 \hbar^3} p_F^3 \quad (3.14)$$

Car $h = 2\pi\hbar$. Or N/V est la densité ρ de matière nucléaire :

$$p_F = \hbar \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{1/3} \rho^{1/3} \quad (3.15)$$

En introduisant le moment de Fermi, k_F , relié à p_F par la relation $p_F = \hbar k_F$, on a :

$$k_F = \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{1/3} \rho^{1/3} \quad (3.16)$$

L'énergie de Fermi vaut explicitement :

$$\epsilon_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} \quad (3.17)$$



DENSITÉ DE NIVEAUX

Le nombre de particules dN dont le module de l'impulsion est compris entre p et $p + dp$ (lorsque $p \leq p_F$ car il est nul lorsque $p \geq p_F$), est donné par :

$$dN = g V \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} = V \frac{2}{\pi^2 \hbar^3} p^2 dp \quad \text{pour } p \leq p_F \quad (3.18)$$

Car le volume dans l'espace des moments est celui compris entre la sphère de rayon p et celle de rayon $p + dp$. Le nombre de particules par unité d'énergie, qui représente aussi la densité de niveaux à une particule, vaut, puisque ($\epsilon = \frac{p^2}{2m}$ et $d\epsilon = \frac{pdp}{m}$) :

$$\frac{dN}{d\epsilon} = V \frac{(2m)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\epsilon} \quad (3.19)$$

la densité d'états varie comme $\sqrt{\epsilon}$.

Les particules d'impulsion p ont une énergie cinétique égale à $\frac{p^2}{2m}$. Le gaz étant supposé parfait, il n'a pas d'énergie potentielle et son énergie totale est égale à :

$$E = \frac{1}{2m} \int_0^{p_F} p^2 dN = V \frac{1}{m \pi^2 \hbar^3} \int_0^{p_F} p^4 dp = \frac{V}{m \pi^2 \hbar^3} \frac{p_F^5}{5} \quad (3.20)$$

ce qui, compte tenu de l'équation (3.14), donne :

$$E = \frac{3}{5} \epsilon_F N \quad \text{soit pour l'énergie par particule} \quad \frac{E}{N} = \frac{3}{5} \epsilon_F \quad (3.21)$$

L'équation d'état d'un gaz parfait de fermions est $PV = \frac{2}{3}E$. La pression du gaz de nucléons vaut donc :

$$P = \frac{2}{3} \frac{E}{V} = \frac{2}{5} \epsilon_F \frac{N}{V} = \frac{2}{5} \epsilon_F \rho \quad (3.22)$$

L'énergie de Fermi d'un gaz $\epsilon_F \propto \rho^{2/3}$, si bien que la pression d'un gaz de fermions complètement dégénéré est proportionnelle à $\rho^{5/3}$. Même à température nulle, l'énergie et la pression d'un gaz de fermions ne sont pas nulles. Ceci provient du principe d'exclusion de Pauli qui ne permet pas à toutes les particules de se trouver simultanément sur le niveau d'énergie le plus bas. Par conséquent, même à température nulle, les particules du gaz sont animées d'un mouvement appelé *mouvement de Fermi*. Comme l'énergie de Fermi, ϵ_F , est proportionnelle à $\rho^{2/3}$, les particules seront d'autant plus rapides que le nombre de particules par unité de volume sera grand.

Si l'on prend pour la densité de la matière nucléaire $\rho \simeq 0,14$ nucléon/fm³, on trouve $k_F = 1,27$ fm⁻¹ et $\epsilon_F = 34$ MeV. La figure 3.4 résume schématiquement cela pour un gaz de Fermi non chargé.

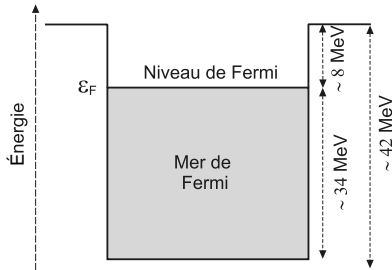


Figure 3.4 – Représentation schématique d'un gaz de Fermi neutre.

3.3 APPROCHES COLLECTIVES

Plusieurs observations expérimentales indiquent qu'il existe des effets collectifs, c'est-à-dire des mouvements d'un ensemble de nucléons, dans les noyaux. On observe ainsi que beaucoup de noyaux possèdent des états excités de faible énergie dont les propriétés varient peu d'un noyau à l'autre sauf pour des noyaux magiques. Le premier état excité des noyaux pair-pair est très souvent un niveau 2^+ et il existe des noyaux qui sont déformés dans leur état fondamental. Certaines propriétés ne sont donc pas toujours corrélées aux nucléons de valence sinon il y aurait de fortes variations d'un noyau à l'autre.

3.3.1 Le modèle de la goutte liquide

Nous ne reviendrons pas sur le modèle de la goutte liquide qui a été présenté dans la section 2.9. C'est un modèle simple qui permet de comprendre la physique de nombreux phénomènes nucléaires. Il permet de décrire des comportements moyens et des mouvements collectifs mais il ne peut par contre pas expliquer les effets liés à un seul nucléon de valence.

Partant d'une goutte liquide sphérique, supposée constituée d'un fluide incompressible, on peut induire des oscillations en la déformant. Elle reviendra à l'état d'équilibre en oscillant. On excite ainsi des vibrations du noyau lors de certaines réactions nucléaires. Pour décrire les faibles amplitudes, on utilise souvent un développement du rayon vecteur associé à chaque point de la surface de la goutte, $R(\theta, \phi)$, en harmoniques sphériques $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ qui constituent une base de fonctions dans l'espace (θ, ϕ) :

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 \left(1 + \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{+\ell} \alpha_{\ell m}(t) Y_\ell^m(\theta, \phi) \right) \quad (3.23)$$

R_0 est le rayon de la goutte liquide sphérique et $\alpha_{\ell m}(t)$ des coefficients qui varient au cours du temps et décrivent l'évolution de la surface de la goutte. Si le fluide est incompressible, il y a conservation du volume ce qui élimine le terme $\ell = 0$ qui correspondrait à une oscillation radiale. Le terme $\ell = 1$ décrit une translation du noyau dans son ensemble et n'a pas d'intérêt particulier ici. Le terme $\ell = 2$ correspond à

une vibration quadrupolaire, $\ell = 3$ à une vibration octupolaire, $\ell = 4$ à une vibration hexadécapolaire, etc. La forme de la surface correspondant à quelques vibrations est indiquée dans la figure 3.5.

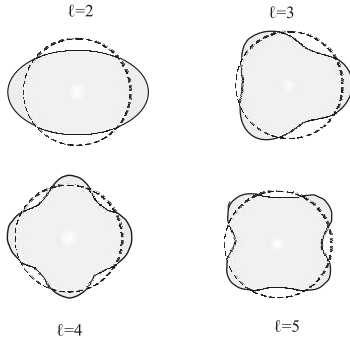


Figure 3.5 – Quelques exemples de déformations multipolaires. Pour $\ell = 4$ et $\ell = 5$ la forme correspond à $\alpha_{\ell 0} > 0$. Le cercle en pointillé représente l'état fondamental initial.

3.3.2 Modèle collectif

D'un côté, on a le modèle de la goutte liquide qui considère le noyau comme une goutte de matière nucléaire et ajoute de manière empirique quelques effets quantiques comme l'appariement, et d'un autre côté on a le modèle en couches qui est une approche quantique du problème dans le cadre de l'approximation de champ moyen. Avec un couplage spin-orbite important, ce dernier modèle reproduit bien les nombres magiques, le spin et la parité des noyaux dans leur état fondamental mais beaucoup moins bien leur moment magnétique. D'où l'idée d'introduire un modèle collectif qui est une synthèse entre les deux approches précédentes. Dans ce modèle, on considère le noyau comme formé d'un cœur constitué des nucléons appartenant aux couches remplies. C'est en quelque sorte la partie goutte liquide du noyau. Les nucléons supplémentaires, que l'on peut considérer comme les nucléons de valence en analogie à la physique atomique, sont situés hors du cœur. On peut se les imaginer comme étant à la surface de la goutte liquide représentant le cœur. Le mouvement de ces nucléons de valence peut déformer le cœur ce qui modifie le potentiel moyen qui se déforme et modifie à son tour les niveaux à une particule des nucléons de valence. Cette approche permet d'avoir des modes collectifs comme les vibrations et les rotations mais aussi des effets de particules individuelles grâce aux nucléons de valence.

3.3.3 Noyaux déformés

Si l'on considère par exemple les vibrations quadrupolaires (cf. figure 3.5), ($\ell = 2$), l'énergie totale du système en vibration se comporte pour les faibles amplitudes comme un oscillateur quantique à une dimension. Les niveaux d'énergie sont donc en $\left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega$ où n est le nombre quantique associé à ce degré de liberté et ω la pulsation de l'oscillateur. On a ainsi une succession de niveaux d'excitation régulièrement espacés tant que l'approximation harmonique est bonne. On a, comme en physique

moléculaire, une **bande de vibration**. Ces vibrations peuvent être excitées par des sondes extérieures comme des particules ou des photons.

Un noyau peut vibrer mais il peut aussi tourner autour d'un axe et posséder une énergie de rotation si l'axe de rotation n'est pas un axe de symétrie du noyau. Pour des déformations ellipsoïdales, par exemple, un noyau peut avoir une forme prolata (cigare allongé) ou oblate (gâteau aplati) comme le montre schématiquement la figure 3.6. Un noyau de forme prolata peut tourner autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie. De la même manière qu'il existe des bandes de vibrations pour les molécules, il y a des bandes de rotation pour les noyaux. Si l'on considère les noyaux pair-pair déformés, par exemple, on a une séquence de niveaux de rotation $0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \dots$

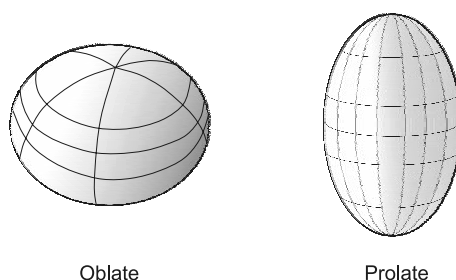


Figure 3.6 – Représentation schématique d'une forme oblate et prolata.



ÉNERGIE DE ROTATION

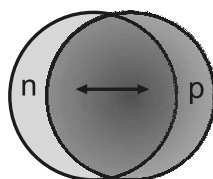
Considérons un noyau pair-pair déformé. Soit I son moment d'inertie par rapport à un axe de rotation et J son moment angulaire. Son énergie de rotation autour de cet axe est :

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hat{J}^2}{2\mathcal{I}} = \frac{j(j+1)\hbar^2}{2\mathcal{I}} = \frac{1}{2}\mathcal{I}\omega^2 \quad (3.24)$$

puisque $j(j+1)\hbar^2$ est la valeur propre de l'opérateur J^2 . La pulsation de la rotation est ω . Prenons le cas d'une forme prolata et soit z' son axe de symétrie. Classiquement il est possible d'avoir une rotation selon trois axes indépendants et notamment autour de l'axe z' . Quantiquement il n'y a pas d'énergie de rotation si l'on considère une rotation autour de l'axe de symétrie. En effet, une rotation autour de l'axe z' laisse la fonction d'onde invariante à une phase près. Comme c'est le carré du module de celle-ci qui intervient dans le calcul de l'énergie, cette dernière n'est pas modifiée aussi n'y a-t-il pas d'énergie de rotation. Par contre, il y a une énergie de rotation lorsque le noyau tourne autour d'un axe z perpendiculaire au précédent qui n'est pas un axe de symétrie. Le moment angulaire permettant une rotation doit donc toujours être perpendiculaire à l'axe de symétrie.

3.4 RÉSONANCES GÉANTES

Alors que la description quantitative des niveaux de vibration de basse énergie n'est pas très bonne si l'on utilise seulement le modèle de la goutte liquide, elle est bien meilleure pour les niveaux collectifs correspondant à des excitations à plus haute énergie. C'est le cas des *résonances géantes* que l'on peut par exemple observer pour des noyaux moyens ou lourds lors de réaction photonucléaires à haute énergie de type (γ, p) ou (γ, n) . Plusieurs résonances géantes existent et sont classées selon leur multipolarité. La plus connue est la résonance géante dipolaire (E_1) qui correspond à une oscillation en opposition de phase de phase des protons et des neutrons comme il est schématisé dans la figure 3.7.



Résonance géante dipolaire E_1

Figure 3.7 – La résonance géante dipolaire E_1 correspond à une oscillation hors de phase des protons et des neutrons. Ici le schéma exagère l'effet.

Le position en énergie du pic de la résonance est donnée par $E = 76A^{-1/3}$ MeV. Sa largeur est de 4 à 5 MeV. La résonance d'ordre le plus bas est la résonance monopolaire géante E_0 . Elle correspond à une respiration du noyau. La figure 3.8 représente schématiquement la fonction d'excitation d'une réaction photonucléaire (γ, n) sur le ^{208}Pb qui montre la résonance géante monopolaire E_0 .

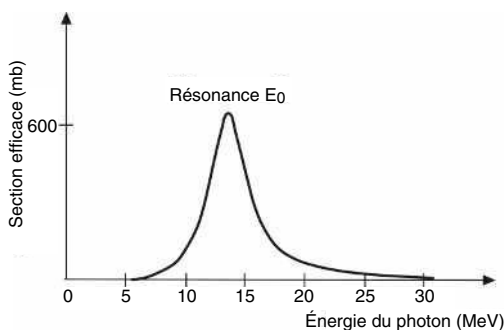


Figure 3.8 – Résonance géante monopolaire E_0 observée dans une réaction photonucléaire de type (γ, n) pour le ^{208}Pb (schématique).

Il existe des résonances électriques d'ordre supérieur : quadrupolaires (E_2), octupolaire (E_3) hexadécapolaire (E_4).

3.1 Modèle en couches

En utilisant le modèle en couches, donner le spin et la parité des noyaux suivants dans leur état fondamental :

$${}^4_2\text{He}, {}^7_3\text{Li}, {}^{16}_8\text{O}, {}^{17}_8\text{O}; {}^{15}_7\text{N}, {}^{11}_5\text{B} \text{ et } {}^{27}_{13}\text{Al}.$$

3.2 Gaz de Fermi

On représente les neutrons et les protons d'un noyau ${}^A_ZX^N$ comme un gaz parfait de Fermi. On suppose que la profondeur du puits de potentiel est la même pour ces deux types de particules et que $Z = N = A/2$. Le moment de Fermi, p_F est le même pour les protons et les neutrons.

1. Donner la densité de protons ρ_p et de neutrons ρ_n en fonction de p_F .
2. Sachant que le noyau est représenté par une sphère à bords abrupts de rayon $R = r_0 A^{1/3}$, avec $r_0 = 1,2$ fm, calculer ρ , la densité de masse, ρ_n et ρ_p .
3. Calculer le moment de Fermi p_F en MeV/c.
4. Calculer l'énergie de Fermi, ε_F .
5. En supposant que l'énergie de liaison est d'environ $E_l \simeq 7$ MeV/nucléon, quelle est la profondeur du puits, V_N ?
6. Calculer l'énergie cinétique moyenne d'un nucléon.

3.3 Temps pour traverser un noyau

Calculer le temps mis par un nucléon ayant l'énergie de Fermi ($\varepsilon_F \simeq 40$ MeV) pour traverser un noyau d' ${}^{238}\text{U}$.

3.4 Niveau rotationnel

L'état rotationnel 2^+ du ${}^{180}\text{Hf}$ est situé à 0,093 MeV au-dessus de l'état fondamental. Calculer la période de rotation classique de ce noyau excité.

3.5 Bande de rotation

1. Le ${}^{180}\text{Hf}$ possède une séquence de niveaux d'énergie $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$, dont les énergies sont respectivement 93, 309, 641 et 1 084 keV. Montrer qu'il s'agit d'une bande de rotation.
2. Si le noyau se comportait comme un corps rigide, son moment d'inertie serait égal à $I_{\text{rig}} = \frac{2}{5} A R^2$. Calculer le rapport I/I_{rig} et montrer que ce n'est pas le cas.

Solutions des exercices

3.1

Les noyaux pair-pair comme ${}^4_2\text{He}$ et ${}^{16}_8\text{O}$ sont 0^+ .

Le ${}^7_3\text{Li}$ est impair-pair. C'est le proton non apparié qui donnera J^+ . Ce proton est dans l'état $1p_{3/2}$. Donc le ${}^7_3\text{Li}$ est $3/2^+$.

${}^{17}_8\text{O}$ est pair-impair. Le dernier neutron est dans l'état $1d_{5/2}$. ${}^{17}_8\text{O}$ est $5/2^+$.

${}^{15}_7\text{N}$ est impair-pair. Le dernier proton est dans l'état $1p_{1/2}$. ${}^{15}_7\text{N}$ est $1/2^+$.

Le ${}^{11}_5\text{B}$ impair-pair. Le dernier proton est dans l'état $1p_{3/2}$. Le ${}^{11}_5\text{B}$ est $3/2^+$.

${}^{27}_{13}\text{Al}$ impair-pair. Le dernier proton est dans l'état $2d_{5/2}$. ${}^{27}_{13}\text{Al}$ est $5/2^+$.

3.2

1. On a $\rho_p = \rho_n = \frac{p_F^3}{3\pi^2\hbar^3}$.

2. $\rho = \frac{3}{4\pi r_0^3} = 0,138 \text{ nucléon/fm}^3$ et $\rho_p = \rho_n = \rho/2$.

3. $p_F = \frac{\hbar}{r_0} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{1/3}$. Comme $\hbar c = 197 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$, on a $p_F c = 250 \text{ MeV}$ ou $p_F = 250 \text{ MeV}/c$.

4. $\varepsilon_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{p_F^2 c^2}{2mc^2} = \frac{250^2}{2 \times 940} \simeq 33 \text{ MeV}$.

5. La profondeur du puits est égale à $V_N = \varepsilon_F + E_l \simeq 41 \text{ MeV}$.

6. Nous savons que l'énergie totale du gaz est donnée par l'équation (3.21). L'énergie moyenne par nucléon est donc égale à $\frac{3}{5}\varepsilon_F \simeq 20 \text{ MeV}$.

3.3

Le rayon d'un noyau d'uranium vaut $R = 1,2 \times 238^{1/3} = 7,45 \text{ fm}$. Le diamètre est donc de $14,9 \text{ fm}$.

Le nucléon a un comportement classique ($40 \text{ MeV} \ll 940 \text{ MeV}$). Donc $\varepsilon_F = \frac{1}{2}mv^2$.

La vitesse est donc $v = \sqrt{\frac{2E}{m}} = s\sqrt{\frac{2E}{mc^2}}c$. Soit

$$v = \sqrt{\frac{2 \times 40}{940}} 3 \text{ fm}/10^{-23} \text{ s} = 0,88 \text{ m}/10^{-23} \text{ s}.$$

Le temps pour traverser le noyau vaut $\frac{14,9}{0,88} 10^{-23} \text{ s} = 1,7 \times 10^{-22} \text{ s}$.

3.4

On a $E(2^+) = \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mathcal{J}} = \frac{6\hbar^2}{2\mathcal{J}}$ où I est le moment d'inertie du noyau et $J = 2$ le moment angulaire de rotation. Ceci permet d'obtenir $I = \frac{\hbar\sqrt{6}}{\omega}$ et

$$\begin{aligned}\omega &= \frac{2E(2^+)}{\sqrt{6}\hbar} = \frac{2E(2^+)c}{\sqrt{6}\hbar c} = \frac{2 \times 0,093 \times 3 \text{ (fm/10}^{-23} \text{ s)}}{\sqrt{6}197 \text{ (MeV/fm)}} \\ &= 0,00116 \times 10^{23} \text{ s} = 1,16 \times 10^{20} \text{ s}.\end{aligned}$$

La période vaut $T = \frac{2\pi}{\omega} = 5,4 \times 10^{-20} \text{ s}$.

3.5

1. Si c'est une bande de rotation, la séquence doit satisfaire à l'équation suivante $E(J) = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mathcal{J}}$, où I est le moment. La meilleure méthode est de tracer $E(j)$ en fonction de $J(J+1)$ et de voir que c'est une droite. Nous allons ici nous contenter de calculer le rapport $\frac{E(j)}{J(J+1)}$ pour les différents niveaux. On trouve pour ce quotient 15,5 ; 15,45 ; 15,3 et 15. Celui-ci est à peu près constant ce qui montre que la séquence de niveaux est bien une bande de rotation.

2. On a $I = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2E(J)}$. Pour $J = 2$ cela donne $I = \frac{3\hbar^2}{E(J)}$. Le rapport

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_{\text{rig}}} = \frac{3\hbar^2}{0,4A(1,2A^{1/3})^2E(J)} = \frac{3\hbar^2c^2}{0,4Ac^2(1,2A^{1/3})^2E(J)}.$$

Numériquement cela donne $\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_{\text{rig}}} = \frac{3 \times 197^2}{0,4 \times 180 \times 931,5 \times 6,89^2 \times 0,093} \simeq 0,39$.

On est donc loin de la rotation d'un objet rigide.

Certains noyaux naturels ou artificiels sont instables. Ils peuvent se décomposer en un autre ou en plusieurs noyaux. Le noyau obtenu peut être lui-même instable ou dans un état excité qui va évoluer en se désexcitant, souvent en émettant un ou plusieurs photons. On parle souvent de *noyau père* pour le noyau initial et de *noyau fils* pour le noyau final. Pour qu'une désexcitation spontanée soit possible, il faut que l'état final ait une énergie inférieure à celle de l'état initial. Par contre, la vitesse de désintégration dépend d'autres paramètres qui font que la probabilité est plus ou moins grande. Presque 3 000 noyaux sont connus et la plupart d'entre-eux ($\simeq 2\,700$) sont radioactifs, donc instables. Il y a un peu plus de 250 noyaux naturels stables. Parmi les noyaux radioactifs, seul 65 existent à l'état naturel. Les autres noyaux radioactifs sont artificiels, produits par réactions nucléaires dans des réacteurs nucléaires, avec des accélérateurs de particules ou dans des explosions nucléaires. Les noyaux radioactifs que l'on trouve dans la nature ont soit une durée de vie suffisante pour qu'ils soient encore présent 4,5 milliards d'années après que la Terre se soit formée ; ils peuvent être dans une chaîne de désintégration radioactive dont le noyau initial a une longue durée de vie ; enfin ils peuvent être formés dans des réactions nucléaires induites par les rayons cosmiques qui bombardent notre planète.

4.1 CINÉTIQUE DE LA DÉSINTÉGRATION

Même si une décomposition radioactive est énergétiquement possible, elle se fait plus ou moins rapidement dans le temps comme c'est le cas pour une réaction chimique,

Considérons un ensemble constitué de $N(t)$ noyaux radioactifs au temps t . L'activité $\mathcal{A}(t)$ est le nombre de désintégrations par unité de temps. On suppose que le noyau radioactif n'a qu'une seule voie de désexcitation. Si l'on double le nombre de noyaux, l'activité est doublée car deux fois plus de noyaux se décomposent par unité de temps. L'activité $\mathcal{A}(t)$ est proportionnelle à $N(t)$. Soit λ le coefficient de proportionnalité : c'est la *constante radioactive*. On a :

$$\mathcal{A}(t) = \lambda N(t) \quad (4.1)$$

λ est une constante caractéristique de la désintégration d'un noyau donné. L'unité de radioactivité est le *becquerel* (**Bq**) en l'honneur de Henri Becquerel qui découvrit la radioactivité en 1896. 1 Bq correspond à une désintégration par seconde. C'est une unité très petite puisque la radioactivité d'un être humain moyen est d'environ

4.1 Cinétique de la désintégration

8 000 Bq. Auparavant, l'unité de radioactivité était le curie (Ci). 1 Ci correspond à peu près au nombre de désintégrations d'1 g de radium, élément radioactif isolé par Pierre et Marie Curie en 1898. Contrairement au becquerel, le curie est une unité de radioactivité très grande puisque $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$.

Puisque $\mathcal{A}(t)$ est le nombre de désintégrations par unité de temps, c'est le nombre de noyaux radioactifs qui disparaît par unité de temps. Si l'on considère un intervalle de temps infinitésimal dt , on a :

$$\mathcal{A}(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) \quad (4.2)$$

La solution de l'équation différentielle du premier ordre est, en supposant que le nombre initial de noyaux au temps $t = 0$ est N_0 ,

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.3)$$

lorsque $t \rightarrow \infty$, $N \rightarrow 0$ puisque tous les noyaux radioactifs auront disparus. L'activité $\mathcal{A}(t)$ varie aussi selon une loi exponentielle :

$$\mathcal{A}(t) = \mathcal{A}(t=0)e^{-\lambda t} = \mathcal{A}_0 e^{-\lambda t} \quad (4.4)$$

La période, $t_{1/2}$, d'un noyau radioactif est définie comme le temps au bout duquel le nombre initial de noyaux radioactifs a diminué de moitié. Donc :

$$N(t_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \quad (4.5)$$

L'équation (4.5) donne pour la période $t_{1/2}$:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (4.6)$$

Pour les applications pratiques, on retiendra les formules suivantes :

$$\mathcal{A}(\text{Bq}) = \frac{4,17 \times 10^{23}}{t_{1/2}(\text{s}) \times \mathcal{M}(\text{g})} m(\text{g}) \quad \text{ou} \quad \mathcal{A}(\text{Bq}) = \frac{1,32 \times 10^{16}}{t_{1/2}(\text{années}) \times \mathcal{M}(\text{g})} m(\text{g}) \quad (4.7)$$

où l'on exprime les différentes quantités avec des unités souvent utilisées en pratique. m est la masse de l'échantillon radioactif en grammes et $\mathcal{M}$ la masse atomique du noyau radioactif exprimé en grammes. En général on prend pour $\mathcal{M}$ le nombre de masse A noyau ce qui est une bonne approximation.

4.2 FILIATION

Très souvent un noyau radioactif (A) donne un descendant (B) lui même radioactif et donnant le noyau (C). Soit λ_A , λ_B et λ_C les constantes radioactives des noyaux A , B et C . Soit $N_A(t)$, $N_B(t)$ et $N_C(t)$ le nombre de noyaux A , B et C au temps t . On supposera que $N_A(0) = N_0$ et $N_B(0) = N_C(0) = 0$. Les équations donnant la concentration des noyaux au temps t sont :

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = -\lambda_A N_A \quad (4.8)$$

$$\frac{dN_B(t)}{dt} = +\lambda_B N_B - \lambda_A N_A \quad (4.9)$$

$$\frac{dN_C(t)}{dt} = +\lambda_B N_B \quad (4.10)$$

Dans l'équation (4.9), le terme positif vient du fait que le noyau B se forme à partir du noyau A et le terme négatif vient de la décomposition radioactive du noyau B . Dans (4.10), il n'y a qu'un terme positif car C est formé à partir de B mais il est stable.

L'équation (4.8) a pour solution, en tenant de la condition initiale $N_A(0) = N_0$,

$$N_A(t) = N_0 e^{-\lambda_A t} \quad (4.11)$$

En utilisant cette solution que l'on reporte dans (4.9) et en utilisant la méthode générale de résolution des équations différentielles avec second membre, on trouve, en tenant compte de la condition initiale $N_B(0) = 0$:

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (4.12)$$

On vérifie que $N_B(0) = 0$. L'activité de l'ensemble des noyaux B vaut :

$$\mathcal{A}_B(t) = \lambda_B N_B(t) = \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_A - \lambda_B} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (4.13)$$

Le nombre de noyaux C peut être obtenu en remarquant que le nombre total de noyaux est conservé :

$$N_A(t) + N_B(t) + N_C(t) = N_A(0) = N_0 \quad (4.14)$$

Certains cas limites sont intéressants. Lorsque les périodes des noyaux A et B sont telles que $T_B \gg T_A$ (le noyau fils a une période beaucoup plus longue que celle du noyau père), c'est-à-dire si $\lambda_A \gg \lambda_B$, $e^{-\lambda_A t} \ll e^{-\lambda_B t}$ et $N_B(t) = N_0 e^{-\lambda_B t}$. Le système se comporte comme deux entonnoirs superposés où celui du haut a un plus

grand débit que celui du bas. La cinétique de l'ensemble est déterminée par celui du bas.

Si au contraire $T_A \gg T_B$ (le noyau père a une période beaucoup plus longue que celle du noyau fils), c'est, dans le cas des deux entonnoirs, le premier qui donne la cinétique de l'ensemble. En effet, $\lambda_A \ll \lambda_B$ et $e^{-\lambda_A t} \gg e^{-\lambda_B t}$. On a alors :

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B} N_0 e^{-\lambda_A t} \quad \text{ou} \quad \lambda_B N_B(t) = \lambda_A N_A(t) \quad \text{c'est-à-dire} \quad \mathcal{A}_B(t) = \mathcal{A}_A(t) \quad (4.15)$$

L'ensemble des noyaux B décroissent à la même vitesse que les noyaux A . Ceci se produit avec une précision meilleure que un pour mille au bout d'un temps supérieur à 10 fois la période du noyau fils. On dit qu'il y a un *équilibre radioactif* ou un *équilibre séculaire*.

4.3 BRANCHEMENT

Certains noyaux ont plusieurs voies de désintégration. La probabilité de désintégration par unité de temps est différente pour chacune d'entre-elle. Supposons, pour fixer les idées, qu'un noyau puisse se désintégrer selon deux voies (1 et 2) caractérisées par une constante de temps λ_1 et λ_2 . La probabilité totale de désintégration par unité de temps est égale à la somme des probabilités de chacune des voies car elles sont indépendantes :

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 \quad (4.16)$$

On dit qu'il y a deux branches dans la désintégration du noyau. Les rapports d'embranchement, R_i , sont définis comme :

$$R_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda} \quad \text{et} \quad R_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda} \quad (4.17)$$



RADIOACTIVITÉ DU ^{221}Rn

Le $^{221}_{86}\text{Rn}$ donne le $^{217}_{84}\text{Po}$ par désintégration α ($^{(\alpha)}t_{1/2} = 1,89\text{h}$) et le $^{221}_{87}\text{Fr}$ par désintégration β^- ($^{(\beta)}t_{1/2} = 32,1\text{ mn}$). Les constantes de désintégration λ_α et λ_β sont égales à :

$$\lambda_\alpha = \frac{\ln 2}{^{(\alpha)}t_{1/2}} = 1,02 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad (4.18)$$

$$\lambda_\beta = \frac{\ln 2}{^{(\beta)}t_{1/2}} = 3,60 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad (4.19)$$

La constante de désintégration totale vaut alors :

$$\lambda = \lambda_\alpha + \lambda_\beta = 4,62 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad \text{ou} \quad t_{1/2} = 25 \text{ mn} \quad (4.20)$$

Les rapports d'embranchement sont :

$$R_\alpha = \frac{\lambda_\alpha}{\lambda} = 0,22 \Rightarrow 22 \% \quad (4.21)$$

$$R_\beta = \frac{\lambda_\beta}{\lambda} = 0,78 \Rightarrow 78 \% \quad (4.22)$$

On a bien $R_\alpha + R_\beta = 1$ puisque le noyau se désintègre soit par émission α soit par émission β .

4.4 DÉSINTÉGRATION ALPHA

C'est le mode de désintégration que l'on observe souvent pour les noyaux lourds. Le bilan de la réaction s'écrit, si A_ZX est le noyau initial et Y le noyau final :



Le noyau d' ${}^4_2\text{He}$ est appelé *particule alpha* (α). Pour que cette désintégration soit possible il faut que la masse du premier membre soit supérieure à celle du second :

$$M_X > M_Y + M_\alpha \quad (4.24)$$

L'énergie libérée Q vaut :

$$Q = (M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 \quad (4.25)$$

La figure 4.1 montre le schéma de désintégration α de l' ${}^{238}\text{U}$.

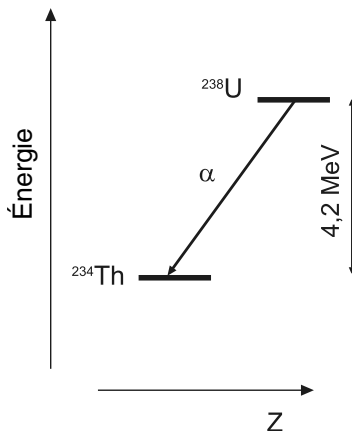


Figure 4.1 – Radioactivité α de l' ${}^{238}\text{U}$.

4.4.1 Bilan énergétique

L'énergie libérée au cours de la réaction est partagée entre le noyau fils et la particule α . Si le noyau fils est obtenu dans son état fondamental, on a :

$$Q = E_X + E_\alpha \quad (4.26)$$

où E_Y et E_α ($E = \frac{1}{2}Mv^2$) sont respectivement les énergies cinétiques du noyau fils Y et de la particule α . Le noyau fils ayant une masse plus importante que la particule α , cette dernière emmène la plus grande part de l'énergie cinétique. En effet, à partir de la conservation de l'impulsion :

$$M_Y v_Y = M_\alpha v_\alpha \quad (4.27)$$

et de l'énergie (équation 4.26), on obtient pour les énergies cinétiques des noyaux dans la voie finale :

$$E_\alpha = Q \frac{M_Y}{M_Y + M_\alpha} \quad \text{et} \quad E_Y = Q \frac{M_\alpha}{M_Y + M_\alpha} \quad (4.28)$$

On connaît environ 450 noyaux émetteurs α . La radioactivité α concerne les noyaux lourds ayant un excédent de neutrons et de protons. L'émission α est alors le moyen le plus efficace pour gagner la vallée de stabilité.

4.4.2 Mécanisme

Même si un noyau libère de l'énergie s'il émet une particule α , cela ne veut pas dire que le phénomène se produise rapidement. On observe que la période des émetteurs α varie sur une très large gamme allant de la dizaine de ns à des milliards d'années. Geiger et Nuttall, dès 1911, ont trouvé, pour les émetteurs α pair-pair de la famille de l'uranium, que le logarithme de la distance parcourue ($\mathcal{R}$) par la particule α était une fonction linéaire du logarithme de la constante radioactive ($\ln \mathcal{R} = a_1 + b_1 \ln \lambda$). Dans l'air, on a approximativement $\mathcal{R} \text{ (cm)} \simeq 0,325 E_\alpha \text{ (MeV)}$. De plus $\ln \lambda = a_3 \ln E_\alpha - a_4$. Les coefficients a_1, a_2, a_3 et a_4 sont des constantes.

Pour expliquer cette observation, G. Gamow d'une part et R. Gurney et E. Condon d'autre part, ont donné une explication semi-classique du phénomène de radioactivité α qui est représenté schématiquement sur la figure 4.2. On suppose qu'une particule α est préformée dans le noyau. Elle est retenue par la barrière coulombienne et frappe régulièrement la paroi de celle-ci. Si elle obéissait à la mécanique classique, elle ne pourrait pas s'échapper du noyau et il n'y aurait pas de radioactivité α . Mais, compte tenu des dimensions du système, il y a des effets quantiques qui permettent à la particule α de franchir la barrière par effet tunnel. Ceci sera d'autant plus facile que la barrière sera fine et que la particule se trouvera proche du sommet de la barrière. Si $Q_\alpha < 0$, la réaction est endothermique et l'émission α n'est pas possible. Elle ne peut l'être que si $Q_\alpha > 0$, avec une faible probabilité.

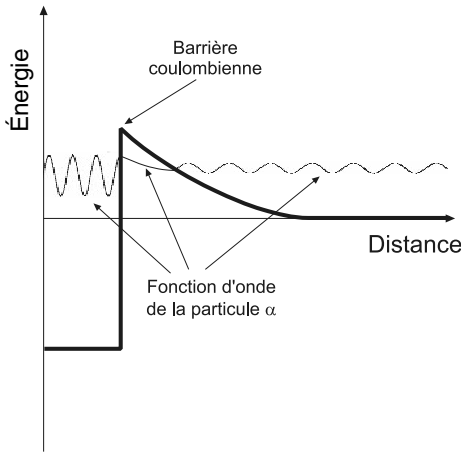


Figure 4.2 – Représentation très schématique du mécanisme de l'émission α .

En première approximation, la constante de désintégration est le produit de la fréquence f à laquelle la particule α frappe la barrière par la probabilité, $\mathcal{P}$, qu'elle passe au travers de celle-ci par effet tunnel. Le calcul de la probabilité de transmission au travers d'une barrière de potentiel est compliqué, mais si la barrière est épaisse, ce qui est le cas pour les noyaux lourds de rayon R , on peut obtenir pour f et $\mathcal{P}$ de manière très approchée par les relations suivantes :

$$\lambda = fP \text{ avec } f \simeq 3,47 \times 10^{21} \frac{\sqrt{E_\alpha \text{ (MeV)}}}{1,1A^{1/3}} \text{ et}$$

$$\mathcal{P} \simeq \exp \left(2,97 \times \sqrt{Z_F \times 1,27A^{1/3}} - \frac{3,96Z_F}{\sqrt{E_\alpha \text{ (MeV)}}} \right) \quad (4.29)$$

où Z_F est le numéro atomique du noyau fils. Pour le ^{226}Ra , par exemple, pour lequel $E_\alpha = 4,87 \text{ MeV}$, on trouve $\lambda = 2 \times 10^{-13}$ alors que la valeur expérimentale est égale à $1,37 \times 10^{-11}$. Ceci n'est pas étonnant car une faible variation des paramètres fait énormément varier le résultat final à cause de l'exponentielle.

La particule α frappe les parois de la barrière coulombienne environ 10^{21} fois par seconde. Elle passe par effet tunnel au travers de celle-ci après 10^{25} à 10^{44} chocs contre cette barrière. Pour les noyaux pair-pair de la famille de l'uranium on obtient :

$$\ln t_{1/2} \text{ (s)} = a + \frac{b}{\sqrt{Q_\alpha \text{ (MeV)}}}$$

$$a \simeq -3,7Z_F^{2/3} - 49,3 ; b = 3,7Z_F \quad (4.30)$$

où Z_F est le numéro atomique du noyau fils.

a) Structure fine

Lorsqu'un noyau se désintègre par émission α , on observe en général une particule α dont l'énergie cinétique est bien déterminée : on dit que l'on a une *raie* α . Son énergie cinétique est donnée par l'équation (4.28). Pour certains noyaux, on observe plusieurs raies, c'est-à-dire des particules ayant des énergies cinétiques différentes. C'est le cas du ^{226}Ra par exemple. Lorsque c'est le cas, il y a très souvent, en coïncidence avec la particule α (c'est-à-dire en même temps), une émission d'un ou plusieurs photons γ . Cela vient du fait que le noyau père conduit à des transitions α vers des états excités du noyau fils. C'est en se désexcitant vers l'état fondamental que des photons γ sont émis mais il peut également y avoir d'autres types de désintégration comme la conversion interne par exemple. La figure 4.3 montre le schéma simplifié de la désintégration α du ^{226}Ra . Pour ce noyau il peut aussi y avoir émission α vers des niveaux plus excités mais leur probabilité est beaucoup plus faible.

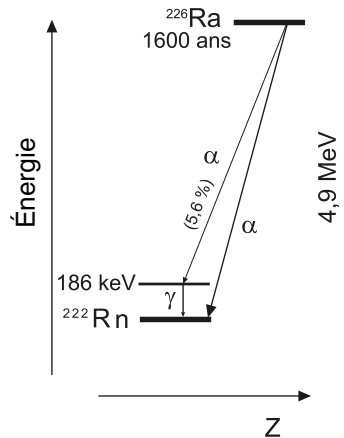


Figure 4.3 – Schéma simplifié de désintégration α du ^{226}Ra . L'échelle des énergies n'est pas respectée afin que l'on distingue bien le niveau excité du ^{222}Rn .

On observe parfois des raies α dont l'énergie est supérieure à celle que l'on attend lors d'une transition du fondamental du noyau père vers le fondamental du noyau fils. On appelle ces particules α plus énergétiques des α de long parcours. C'est le cas par exemple du ^{212}Po qui a une période d'environ 300 ns. Il est produit à partir du ^{212}Bi par émission β^- (ce noyau se décompose aussi par émission α vers le ^{208}Tl avec un rapport de branchement de 36 %). L'émission α du ^{212}Bi ne conduit pas toujours à l'état fondamental mais peut aboutir sur un état excité du ^{212}Po . Ce dernier peut se désexciter vers le ^{208}Pb par émission α mais l'énergie libérée est supérieure à ce qu'elle serait si elle provenait de l'état fondamental. Le principe est indiqué dans la figure 4.4.

La raie en provenance du fondamental est de 8,8 MeV mais on observe aussi trois raies additionnelles, avec une très faible probabilité, à 9,5, 10,4 et 10,6 MeV.

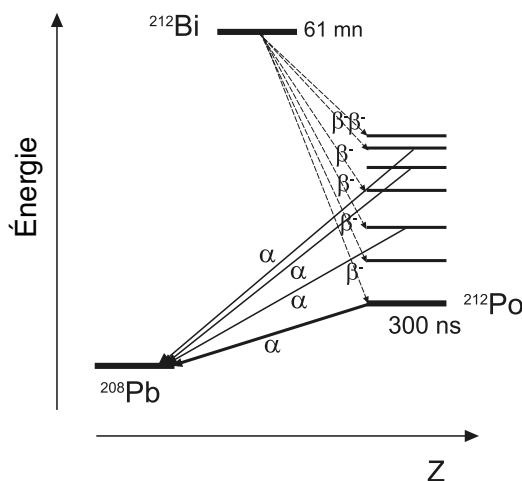


Figure 4.4 – Principe de l'émission de particules α de long parcours dans le cas du ^{212}Bi . Le schéma est très simplifié et l'échelle d'énergie n'est pas linéaire.

4.5 RADIOACTIVITÉ BÊTA

L'interaction faible est responsable de la radioactivité bêta (β). Il en existe de deux types : la radioactivité β^- et la radioactivité β^+ . Un électron est émis dans la désintégration β^- et un positron dans la désintégration β^+ . La compréhension de l'émission β a pendant longtemps été un mystère. En effet, contrairement à l'émission α , où l'énergie de la particule α pour une transition donnée est fixée, on observe (figure 4.5) que l'énergie cinétique des $\beta^\pm$, c'est-à-dire $e^\pm$, n'est pas constante mais varie de manière continue depuis zéro jusqu'à une valeur maximale E_{Max} . Ceci avait été observé sur le

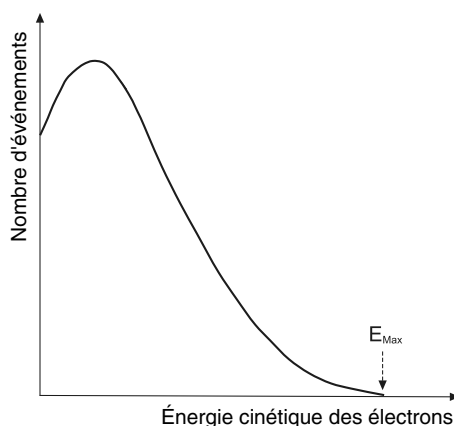
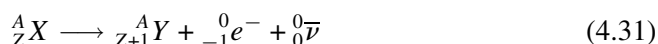


Figure 4.5 – Spectre en énergie des électrons (ou positrons) émis lors d'une désintégration β^- (ou β^+).

^{210}Bi dès 1911 puisque l'on mesurait, pour l'électron émis, une énergie maximale de 1,15 MeV alors que l'énergie moyenne des électrons était de 0,4 MeV. Il a fallu plus de deux décennies pour expliquer ce mystère et c'est W. Pauli qui, en 1939, postula l'existence d'une particule émise en même temps que l'électron. Il supposa que cette particule avait une masse nulle ou très faible et pas de charge électrique. Il l'appela *neutrino* pour signifier qu'il s'agissait à son sens d'un petit neutron compte tenu des propriétés postulées. Comme il y a trois particules dans la voie finale, cela explique le spectre continu en énergie cinétique de l'électron, le reste de l'énergie étant emportée par le neutrino. Nous avons vu, dans le chapitre 1, qu'il existe deux sortes de neutrinos : le *neutrino* et l'*antineutrino*. Le neutrino ne fut mis expérimentalement en évidence qu'en 1953.

4.5.1 Radioactivité β^-

Lors de la radioactivité β^- , le nombre de masse A ne change pas : la transition est **isobarique**. Un électron et un antineutrino sont émis dans la voie finale. La réaction s'écrit :



Le noyau final avance d'une case dans le tableau périodique. Au cours de cette réaction, un neutron est transformé en proton. Le neutron libre est radioactif, avec une période d'un peu moins de 15 minutes alors que le neutron lié ne l'est pas. Il se décompose selon la réaction :



Mais lié dans un noyau il est stable. Cela montre bien que les propriétés d'un nucléon lié peuvent être différentes de celles d'un nucléon libre. Cela signifie en particulier que les sections efficaces nucléon-nucléon libre qui peuvent être mesurées ne sont pas utilisables pour décrire les propriétés d'un nucléon se trouvant dans un noyau.

Un exemple de désintégration β^- est montré dans la figure 4.6. Le ^{99}Mo se désintègre essentiellement vers l'état excité du ^{99}Tc ($^{99}\text{Tc}^*$). Cet état excité décroît par émission γ . On produit du ^{99}Mo pour des applications médicales dans un réacteur nucléaire. Il est utilisé pour fabriquer du $^{99}\text{Tc}^*$ utilisé comme traceur en médecine nucléaire. Le ^{99}Tc dans son état fondamental est lui-même émetteur β^- mais avec une très longue période.

Le bilan énergétique de la réaction s'écrit, en utilisant les masses M des noyaux :

$$Q = (M_X - M_Y - m_e)c^2 \quad (4.33)$$

Or la masse atomique (d'un atome et non d'un noyau) d'un noyau de numéro atomique Z est définie par $\mathcal{M}_Z = M_Z + Zm_e - \varepsilon_Z/c^2$, où ε_Z est l'énergie de liaison du cortège électronique. Ceci donne pour Q :

$$\begin{aligned} \frac{Q}{c^2} &= \left[\left(\mathcal{M}_X - Zm_e + \frac{\varepsilon_Z}{c^2} \right) - \left(\mathcal{M}_Y - (Z+1)m_e + \frac{\varepsilon_{Z+1}}{c^2} \right) - m_e \right] c^2 = \\ &= (\mathcal{M}_X - \mathcal{M}_Y)c^2 + \left(\frac{\varepsilon_Z}{c^2} - \frac{\varepsilon_{Z+1}}{c^2} \right) \end{aligned} \quad (4.34)$$

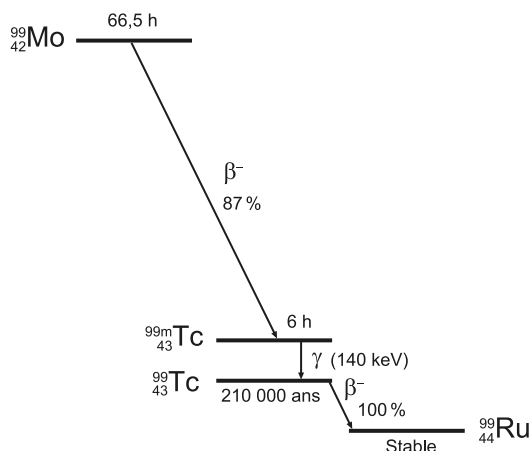


Figure 4.6 – Exemple de désintégration β^- .

La différence des énergies de liaison des électrons des atomes est la plupart du temps négligeable comparée à l'énergie libérée lors de la réaction β^- . Aussi la néglige-t-on et la condition pour l'émission β^- s'écrit :

$$Q = (M_Z - M_{Z+1}) c^2 > 0 \quad (4.35)$$

Pour qu'un noyau puisse se désintégrer par émission β^- , il suffit donc que la masse atomique du noyau émetteur soit supérieure à celle du noyau produit. En général, les émetteurs β^- sont des noyaux riches en neutrons c'est-à-dire situés à gauche de la vallée de stabilité comme il est indiqué sur la figure 4.7.

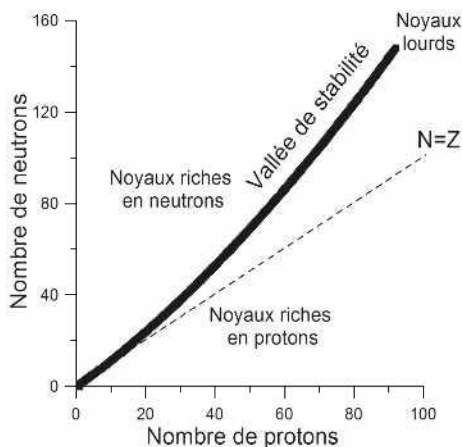


Figure 4.7 – Schéma de la vallée de stabilité des noyaux dans le plan N (nombre de neutrons) – Z (nombre de protons). Les noyaux riches en protons se trouvent à droite de cette vallée et ceux riches en neutrons à gauche. Les noyaux riches en neutrons sont souvent émetteurs β^- et ceux riches en protons émetteurs β^+ . Les noyaux lourds peuvent être émetteurs α .

4.5.2 Radioactivité β^+

La radioactivité β^+ est aussi gouvernée par l'interaction faible. Elle concerne les noyaux riches en protons, donc situés à droite de la vallée de stabilité (figure 4.7).



Ce processus correspond à la transformation d'un proton en neutron avec émission d'un positron, qui est l'antiparticule de l'électron, et d'un neutrino :



Le bilan énergétique de la réaction (4.36) s'écrit, en utilisant les masses M des noyaux :

$$Q = (M_X - M_Y - m_e)c^2 \quad (4.38)$$

Soit, en introduisant les masses atomiques :

$$\begin{aligned} \frac{Q}{c^2} &= \left[\left(\mathcal{M}_X - Zm_e + \frac{\varepsilon_Z}{c^2} \right) - \left(\mathcal{M}_Y - (Z-1)m_e + \frac{\varepsilon_{Z-1}}{c^2} \right) - m_e \right] c^2 = \\ &= (\mathcal{M}_X - \mathcal{M}_Y - 2m_e)c^2 + \left(\frac{\varepsilon_Z}{c^2} - \frac{\varepsilon_{Z-1}}{c^2} \right) \end{aligned} \quad (4.39)$$

Comme pour la désintégration β^- , on peut négliger la variation d'énergie de liaison du cortège atomique. La condition énergétique pour qu'un noyau puisse se désintégrer par émission β^+ est donc :

$$(\mathcal{M}_Z - \mathcal{M}_{Z-1}) > 2m_e \quad (4.40)$$

La figure 4.8 montre le schéma simplifié de la désintégration du ${}^{18}\text{Ne}$.

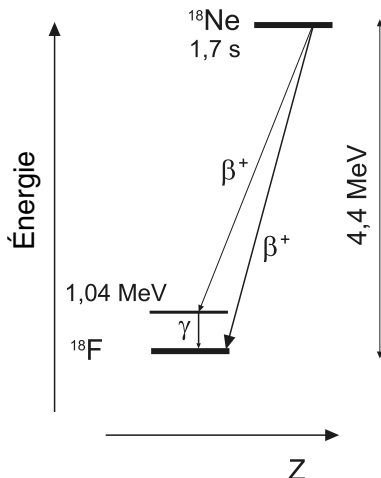
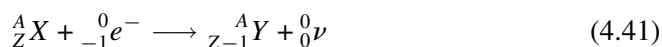


Figure 4.8 – Schéma simplifié de la désintégration β^+ du ${}^{18}\text{Ne}$.

4.5.3 Capture électronique

Dans la capture électronique, un électron du cortège électronique du noyau est capturé par le noyau et un neutrino est émis :



La transformation est isobarique puisque le noyau fils et le noyau père ont le même nombre de masse. Ce phénomène a été découvert en 1937 par L. Alvarez, 40 ans après la découverte de la radioactivité β^{-} . L'électron capturé provient du cortège électronique de l'atome. En effet, les électrons de ce cortège ont une certaine probabilité de se trouver à l'intérieur du noyau. C'est notamment ceux de la couche K . Sous l'action de l'interaction faible, un proton peut alors capturer cet électron et donner un neutron et un neutrino :



On remarquera que l'équation 4.41 est, formellement, la même que l'équation 4.36 dans laquelle le positron du membre de droite est passé dans le membre de gauche et transformé en électron. Le noyau fils, ${}_{Z-1}^AY$, est laissé avec une lacune dans la couche électronique où se trouvait l'électron. Les électrons des couches atomiques supérieures cascadedent dans les niveaux inférieurs lors du réarrangement du cortège électronique et des rayons X ou des *électrons Auger* sont émis. Leur détection permettra de signer la capture électronique et de déterminer ses caractéristiques. Un exemple de capture électronique est montré dans la figure 4.9.

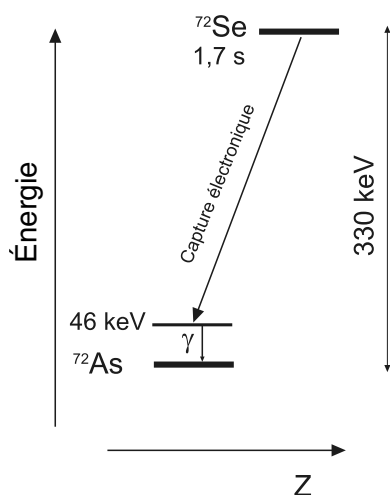


Figure 4.9 – Capture électronique du ${}^{72}\text{Se}$.

Le bilan énergétique de la réaction s'écrit :

$$Q = (\mathcal{M}_X - \mathcal{M}_Y)c^2 = E_\ell + E_\nu + E_R \quad (4.43)$$

où E_ℓ , E_ν et E_R sont, respectivement, l'énergie de liaison de l'électron sur le niveau atomique, l'énergie cinétique du neutrino et l'énergie cinétique de recul du noyau fils. Cette dernière est négligeable. Le neutrino émis est monoénergétique puisqu'il n'y a que deux corps dans la voie finale. Pour qu'une capture électronique soit possible, il faut donc que l'on ait :

$$Q = (\mathcal{M}_Z - \mathcal{M}_{Z-1})c^2 > E_\ell \quad (4.44)$$

L'énergie de liaison des électrons varie de quelques dizaines d'eV pour les noyaux assez légers jusqu'à 115 keV pour l'uranium. L'énergie de liaison des électrons L est inférieure à celle des électrons K . Dans des cas extrêmement rares (lorsque $E_L < Q < E_K$), une capture L est possible mais pas une capture K . La probabilité pour un électron L d'être dans le noyau est beaucoup plus faible que celle d'un électron K et la probabilité de capture est d'un ordre de grandeur plus faible.

Dans une capture électronique de type K , l'électron capturé laisse une vacance dans la couche K qu'un électron d'une couche L peut par exemple combler. Un rayonnement X d'énergie $E_K - E_L$ est alors émis. Celui-ci peut avoir une énergie suffisante pour éjecter un électron de la couche L ou d'une couche supérieure. Ainsi, pour un isotope du plomb, un rayonnement X supérieur à 70 keV peut être émis lors d'une transition $L \rightarrow K$ alors que l'énergie d'un électron de la couche L est compris entre 13 et 15 keV. Un électron de la couche L peut alors être éjecté. On appelle cet électron un *électron Auger* et le mécanisme est qualifié d'*émission Auger*. L'énergie cinétique de l'électron Auger est égale à $E_K - 2E_L$ dans le cas que nous venons de décrire. L'*effet Auger* a été découvert par P. Auger en 1925.

Un noyau émetteur β donne très souvent un noyau fils dans un état excité. Celui-ci se désexcite alors vers son état fondamental en émettant un rayonnement γ . C'est par exemple le cas du ^{22}Na . Le ^{22}Na donne le noyau de ^{22}Ne . Celui-ci a un niveau excité à 1,275 MeV au-dessus du fondamental. Seulement 0,06 % des noyaux de ^{22}Na conduisent au ^{22}Ne dans l'état fondamental, le reste allant sur le niveau excité (90,4 % pour l'émission β^+ et 9,5 % par le mécanisme de capture électronique). Ce type de noyau est intéressant, surtout lorsqu'il s'agit de désintégration β^- car le rayonnement γ est plus facile à détecter que des électrons et sert de signature de la décomposition. De tels noyaux sont souvent utilisés comme traceurs en médecine ou dans l'industrie.

4.6 FAMILLES RADIOACTIVES

La plupart des radionucléides primordiaux, c'est-à-dire présents lorsque la Terre s'est formée il y a environ 4,5 milliards d'années, atteignent la vallée de stabilité après

Chapitre 4 • La radioactivité

une ou quelques désintégrations. Toutefois trois d'entre-eux, situés juste au-delà de la vallée de stabilité, passent par un grand nombre de descendants avant d'arriver à un noyau stable. Ils constituent des *familles radioactives*. Il s'agit de :

- l' $^{238}_{92}\text{U}$ ($t_{1/2} = 4,5$ milliards d'années) qui a 14 descendants ;
- l' $^{235}_{92}\text{U}$ ($t_{1/2} = 70\,000$ ans) avec 11 descendants ;
- le $^{232}_{90}\text{Th}$ ($t_{1/2} = 0,7$ milliard d'années) qui a 10 descendants

À ces familles s'ajoute une quatrième issue d'un élément artificiel, le $^{237}_{93}\text{Np}$.

Les descendants sont émetteurs α ou β . L'émission β ne change pas le nombre de masse alors que l'émission α diminue celui-ci de quatre unités. Ceci signifie que, partant de l' $^{238}_{92}\text{U}$ par exemple, on aura dans les descendants des noyaux de masse 234, 230, 226, 222, etc. Comme $238 = 4 \times 59 + 2$, on qualifie la famille de l' $^{238}_{92}\text{U}$ de $4n + 2$. De même, la famille de l' $^{235}_{92}\text{U}$ est qualifiée de $2n + 3$ car $235 = 4 \times 58 + 3$; celle du $^{232}_{90}\text{Th}$ de $4n$ car $232 = 4 \times 58$. Enfin la famille du $^{237}_{93}\text{Np}$ est qualifiée de $2n + 1$ car $237 = 4 \times 59 + 1$. Les tableaux 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4 donnent les descendants de ces quatre familles.

Tableau 4.1 – Famille $4n + 2$.

Famille de l' $^{238}_{92}\text{U}$ ou $(4n + 2)$			
Radioactivité			$t_{1/2}$
1	$^{238}_{92}\text{U}$	α	$4,47 \times 10^9$ ans
2	$^{234}_{90}\text{Th}$	β^-	24,1 jours
3	$^{234}_{91}\text{Pa}^m$	β^-	1,17 mn
4	$^{234}_{92}\text{U}$	α	$2,46 \times 10^5$ ans
5	$^{230}_{90}\text{Th}$	α	$7,54 \times 10^4$ ans
6	$^{226}_{88}\text{Ra}$	α	1 600 ans
7	$^{222}_{86}\text{Rn}$	α	3,82 jours
8	$^{218}_{84}\text{Po}$	α	3,10 mn
9	$^{214}_{82}\text{Pb}$	β^-	26,8 mn
10	$^{214}_{83}\text{Bi}$	β^-	19,9 mn
11	$^{214}_{84}\text{Po}$	α	$164,3 \mu\text{s}$
12	$^{210}_{82}\text{Pb}$	β^-	22,3 ans
13	$^{210}_{83}\text{Bi}$	β^-	5,01 jours
14	$^{210}_{84}\text{Po}$	α	138,4 jours
15	$^{206}_{82}\text{Pb}$		Stable

4.6 Familles radioactives

Tableau 4.2 – Famille $4n + 3$.

Famille de l' $^{235}_{92}\text{U}$ ou $(4n + 3)$			
Radioactivité			$t_{1/2}$
1	$^{235}_{92}\text{U}$	α	$7,04 \times 10^5$ ans
2	$^{231}_{90}\text{Th}$	β^-	25,5 h
3	$^{231}_{91}\text{Pa}$	α	32 760 ans
4	$^{227}_{89}\text{Ac}$	β^-	21,8 ans
5	$^{227}_{90}\text{Th}$	α	18,7 jours
6	$^{223}_{88}\text{Ra}$	α	11,4 jours
7	$^{219}_{86}\text{Rn}$	α	3,96 s
8	$^{215}_{84}\text{Po}$	α	1,78 ms
9	$^{211}_{82}\text{Pb}$	β^-	36,1 mn
10	$^{211}_{83}\text{Bi}$	α	2,14 mn
11	$^{207}_{81}\text{Tl}$	β^-	4,77 mn
12	$^{207}_{82}\text{Pb}$		Stable

Tableau 4.3 – Famille $4n$.

Famille du l' $^{232}_{90}\text{Th}$ ou $4n$			
Radioactivité			$t_{1/2}$
1	$^{232}_{90}\text{Th}$	α	$1,4 \times 10^{10}$ ans
2	$^{228}_{88}\text{Ra}$	β^-	5,75 ans
3	$^{228}_{89}\text{Ac}$	β^-	6,15 h
4	$^{228}_{90}\text{Th}$	α	1,9 ans
5	$^{224}_{88}\text{Ra}$	α	3,66 jours
6	$^{220}_{86}\text{Rn}$	α	55,6 s
7	$^{216}_{84}\text{Po}$	α	145 ms
8	$^{212}_{82}\text{Pb}$	β^-	10,64 h
9	$^{212}_{83}\text{Bi}$	β^- et α	60,55 mn
10	$^{212}_{84}\text{Po}$ (64 %) et $^{208}_{81}\text{Tl}$ (36 %)	α et β^-	$0,299 \mu\text{s}$ (α) ; 3 mn (β^-)
11	$^{208}_{82}\text{Pb}$		Stable

Tableau 4.4 – Famille $4n + 1$.

Famille du $^{237}_{93}\text{Np}$ ou $(4n + 1)$			
Radioactivité			$t_{1/2}$
1	$^{237}_{93}\text{Np}$	α	$2,1 \times 10^6$ ans
2	$^{233}_{91}\text{Pa}$	β^-	27 jours
3	$^{233}_{92}\text{U}$	α	$1,6 \times 10^5$ ans
4	$^{229}_{90}\text{Th}$	α	73 409 ans
5	$^{225}_{88}\text{Ra}$	β^-	14,9 jours
6	$^{225}_{89}\text{Ac}$	α	10 jours
7	$^{221}_{87}\text{Fr}$	α	4,9 mn
8	$^{217}_{85}\text{At}$	α	32,3 ms
9	$^{213}_{83}\text{Bi}$	β^-	45,6 mn
10	$^{213}_{84}\text{Po}$	α	4,2 s
	$^{209}_{82}\text{Pb}$	β^-	32,25 h
11	$^{209}_{83}\text{Bi}$		Stable

4.7 ÉMISSION γ

Lorsqu'un noyau se désintègre par émission α , β ou par fission, le noyau fils est très souvent obtenu dans un état excité. Si cette énergie d'excitation est inférieure à l'énergie de séparation du dernier neutron, il peut se désexciter par émission d'un ou de plusieurs photons : c'est l'émission γ . La durée de vie d'un état excité nucléaire est très courte, typiquement de l'ordre de 10^{-12} s mais de grandes variations sont possibles car le photon émis emmène du moment angulaire et cela peut plus ou moins ralentir la probabilité d'émission à cause de règles de sélection. L'énergie d'un photon γ est généralement supérieure à 100 keV. L'interaction électromagnétique est responsable de l'émission γ qui conserve le moment angulaire mais aussi la parité. Si $\mathbf{J}_i$ est le moment angulaire de l'état initial et $\mathbf{J}_f$ celui de l'état final, on doit nécessairement avoir, si le moment angulaire du photon est $\mathbf{L}$:

$$|\mathbf{J}_i - \mathbf{J}_f| \leq \mathbf{L} \leq \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_f \quad \text{et} \quad (4.45)$$

$$M_i - M_f = m \quad (4.46)$$

où J_i, M_i, J_f, M_f et L, m sont les nombres quantiques associés aux opérateurs $\mathbf{J}^2, J_z$ pour les noyaux et $\mathbf{L}^2, L_z$ pour le photon. Le moment angulaire total du photon inclut son spin intrinsèque et son moment orbital. Or le photon est un boson de spin 1 qui ne peut avoir que deux projections du moment angulaire : ± 1 , la valeur 0 étant exclue à cause de la théorie de la relativité (comme nous l'avons déjà dit, ces deux projections

correspondent en fait aux deux polarisations de la lumière ; seuls les photons virtuels peuvent avoir une projection égale à zéro). Les niveaux nucléaires et le photon ont une parité propre. De plus, à cause de son moment angulaire L , le photon emmène une parité égale à $(-1)^L$. On dit que les photons de moment angulaire L sont de *multipolarité* L . On parle d'émission multipolaire : une transition correspondant à $L = 1$ est dite dipolaire. Si $L = 2$, elle est quadrupolaire et octupolaire si $L = 3$. Lorsque l'on prend en compte la parité, on peut avoir un rayonnement dit *électrique* ou *magnétique*.



TRANSITIONS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES

En physique classique, un dipôle correspond à deux charges égales et opposées, $\pm q$, séparées par une distance r . Il vaut qr . Si l'on change r en $-r$, la valeur du dipôle change de signe ($qr \rightarrow -qr$) : il a une parité négative. Un dipôle magnétique correspond à une charge q qui décrit un cercle de rayon r à la vitesse v . Le moment magnétique de ce système est proportionnel à $qr \wedge v$. Cette quantité reste invariante par inversion puisque $q(-\mathbf{r}) \wedge (-\mathbf{v}) = qr \wedge v$. La parité ne change pas et l'on dit que la parité est positive. Le résultat général est qu'une transition électrique a une parité $(-1)^L$ et une transition magnétique une parité $(-1)^{L+1}$. Les transitions électriques sont notées E_n où $n = 1, 2, 3 \dots$. On parle de transition électrique dipolaire, quadrupolaire, octupolaire. . . De même, les transitions magnétiques sont notées M_n où $n = 1, 2, 3 \dots$. On parle de transition magnétique dipolaire, quadrupolaire, octupolaire. . . Le tableau 4.5 résume les règles de sélection pour les transitions γ jusqu'à $n = 3$.

Tableau 4.5 -

Multipolarité	Dipolaire		Quadrupolaire		Octupolaire	
Transition	E_1	M_1	E_2	M_2	E_3	M_3
L	1	1	2	2	3	3
$\Delta\Pi$	oui	non	non	oui	oui	non

La quantité $\Delta\Pi$ est le changement de parité entre le niveau du noyau père et celui du noyau fils.

La largeur Γ_γ du niveau γ est reliée à la probabilité de transition $w_{i \rightarrow f}$ par :

$$\Gamma_\gamma = \hbar w_{i \rightarrow f} \quad (4.47)$$

La largeur de niveau, évaluée dans le cadre d'un modèle à particules indépendantes, est indiquée dans le tableau 4.6 pour quelques transitions. Lorsque des transitions de type collectif existent, on obtient souvent des valeurs expérimentales notablement supérieures à ces valeurs.

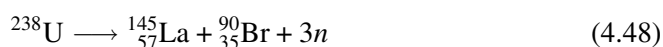
Tableau 4.6 –

Γ_γ est donnée en eV et E_γ en MeV. A est le nombre de masse	
$\Gamma_\gamma(E_1) = 6,8 \times 10^{-2} A^{2/3} E_\gamma^3$	$\Gamma_\gamma(M_1) = 2,1 \times 10^{-2} E_\gamma^3$
$\Gamma_\gamma(E_2) = 4,9 \times 10^{-8} A^{4/3} E_\gamma^5$	$\Gamma_\gamma(M_2) = 1,5 \times 10^{-8} A^{4/3} E_\gamma^5$
$\Gamma_\gamma(E_3) = 2,3 \times 10^{-14} A^2 E_\gamma^7$	$\Gamma_\gamma(M_3) = 6,8 \times 10^{-15} A^{4/3} E_\gamma^7$
$\Gamma_\gamma(E_4) = 6,8 \times 10^{-21} A^{8/3} E_\gamma^9$	$\Gamma_\gamma(M_4) = 2,1 \times 10^{-21} A^2 E_\gamma^9$
$\Gamma_\gamma(E_5) = 1,6 \times 10^{-27} A^{10/3} E_\gamma^{11}$	$\Gamma_\gamma(M_5) = 4,9 \times 10^{-28} A^{2/3} E_\gamma^{11}$

Les transitions $\mathbf{J} = \mathbf{0} \rightarrow \mathbf{J} = \mathbf{0}$ sont interdites avec des photons réels. Elles sont toutefois possibles, avec une très faible probabilité, avec un photon virtuel à condition que la parité ne change pas. L'énergie du photon virtuel peut, par exemple, être transférée à un électron du cortège atomique de l'atome qui est éjecté (*conversion interne*) où elle peut être utilisée pour créer une paire e^+e^- .

4.8 FISSION

La fission spontanée est un processus dans lequel un noyau lourd se casse en deux noyaux plus légers. Quelques neutrons (2 à 3) sont émis au cours de la réaction. Ce phénomène est énergétiquement possible dès que $A \gtrsim 100$ et ne devient dominant par rapport aux autres types de radioactivité que lorsque $A \geq 270$. La probabilité de fission spontanée de ^{238}U est par exemple plus d'un million plus faible que celle de l'émission α . Il y a plusieurs possibilités de cassure en deux morceaux. En voici par exemple une pour ^{238}U :



D'autres combinaisons dans la voie finale sont possibles. On obtient en fait une distribution de masse des fragments de fission possédants deux pics. L'un situé autour de $A = 95$ correspond au pic contenant les fragments légers et l'autre, situé aux alentours de $A = 140$, contient les fragments lourds. Comme on obtient un fragment léger et un fragment lourd au cours de la fission, on dit que la fission est asymétrique. On peut aussi induire un processus de fission lors d'une réaction nucléaire, notamment par bombardement de neutrons. Dans ce cas, c'est le noyau résultant de la fusion du noyau initial et du neutron (noyau composé) qui fissionne. On peut ainsi induire la fission de ^{236}U en bombardant de ^{235}U avec des neutrons de très basse énergie. La distribution de masse des produits de fission est aussi asymétrique comme on peut le voir sur la figure 4.10. Si on forme un noyau composé avec une plus grande énergie d'excitation, en bombardant des noyaux par des ions lourds ou des neutrons de haute énergie, la fission devient symétrique. La distribution de masse ne présente alors plus qu'un pic et l'on obtient en moyenne deux fragments à peu près égaux.

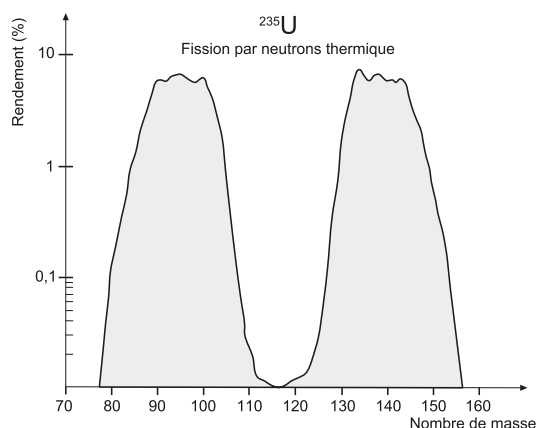


Figure 4.10 – Représentation schématique de la distribution de masse des produits de fission de l' ^{235}U induite par des neutrons thermiques.



DÉCOUVERTE DE LA FISSION

La fission a été découverte accidentellement alors que les chercheurs essayaient de produire des éléments transuraniens en bombardant de l'uranium naturel avec des neutrons. O. Hahn et F. Strassmann ont montré, en 1939, qu'on obtenait des éléments plus légers, de masse moyenne, comme le baryum, par exemple. En 1939, L. Meitner et H. Frisch ont expliqué le phénomène de fission grâce au modèle à goutte liquide.

Considérons une goutte liquide sphérique de rayon R . Si on la déforme légèrement pour qu'elle devienne un ellipsoïde de demi axes a (le grand) et b (le petit selon deux directions), on peut introduire un paramètre de déformation ε défini de manière à ce que le volume de la goutte reste constant (fluide incompressible). La relation entre a, b et ε est :

$$a = R(1 + \varepsilon) \quad \text{et} \quad b = \frac{R}{\sqrt{1 + \varepsilon}} \quad (4.49)$$

On vérifie que l'on conserve le volume au premier ordre en ε :

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi ab^2 \quad (4.50)$$

Avec cette déformation, l'énergie coulombienne diminue mais l'énergie de surface augmente puisque la surface augmente. On a, au second ordre :

$$E_c = a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) \quad \text{et} \quad E_s = a_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) \quad (4.51)$$

Le changement total d'énergie par rapport à la sphère initiale vaut donc :

$$\Delta E = \frac{\varepsilon^2}{5} \left(2a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right) \quad (4.52)$$

Si $\Delta E < 0$, la déformation est possible et le noyau est instable vis-à-vis de la fission. L'équation (4.52) nous donne la condition :

$$\frac{Z^2}{A} \geq \frac{2a_c}{a_s} \simeq 49 \quad (4.53)$$

Z^2/A est le *paramètre de fissilité*. La condition (4.53) est en fait approchée et correspond au cas où le noyau fissionne avec une très grande probabilité. À cause d'effets quantiques, certains noyaux ayant un paramètre de fissilité plus faible (jusqu'à 35, par exemple) peuvent fissionner spontanément mais avec une probabilité beaucoup plus faible.

La figure 4.11 est une représentation schématique du processus de fission d'un noyau en fonction de la déformation du système. Pour fissionner, ce noyau doit franchir une barrière, la *barrière de fission* B_f , qui correspond à une énergie d'activation. Comme pour l'émission α , de nombreuses tentatives sont nécessaires avant de franchir cette barrière sauf si l'énergie d'excitation du noyau est suffisamment haute pour qu'elle puisse la franchir classiquement. Lors de cette évolution, le point de non retour correspond au *point selle* qui est la configuration correspondant au sommet de la barrière de fission. Au-delà, le système composite continue à se déformer avant que les fragments ne se séparent, au *point de scission*. Si la vitesse d'évolution jusqu'au point de scission est lente, l'énergie cinétique des fragments de fission à l'infini sera égale à l'énergie coulombienne dans la configuration de scission. Les fragments formés sont initialement déformés. Cette énergie de déformation va se transformer en énergie d'excitation.

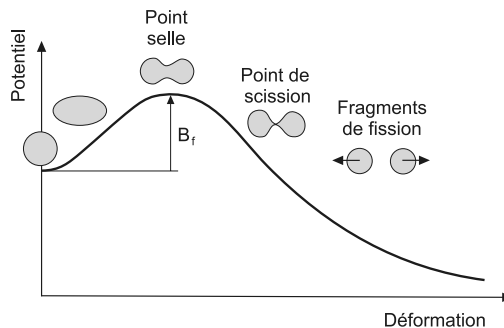


Figure 4.11 – Représentation schématique du processus de fission : énergie potentielle du système en fonction de la déformation.

4.1

L' ${}^{238}_{92}\text{U}$ est émetteur α . Écrire la réaction. Calculer l'énergie dégagée, Q , en supposant que le noyau fils est obtenu dans son état fondamental. Calculer l'énergie cinétique du noyau fils et celle de la particule α .

On donne les masses atomiques suivantes :

$${}^{238}_{92}\text{U} = 238,050788 \text{ u} ; {}^{234}_{90}\text{Th} = 234,043601 \text{ u} ; {}^4_2\text{He} = 4,002603 \text{ u}.$$

On prendra $1 \text{ u} = 931,5 \text{ MeV}/c^2$.

4.2

1. Quelle est la quantité d' ${}^{235}\text{U}$ ($t_{1/2} = 4,45$ milliards d'années) et de ${}^{60}\text{Co}$ ($t_{1/2} = 5,3$ ans) nécessaire pour obtenir une activité de 1 Ci. ($3,7 \times 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq}$) ?
2. Dans 300 ans, quelle sera l'activité de ces quantités ?
3. Quelle est l'activité de 1 g d' ${}^{238}\text{U}$ et de 1 g de ${}^{60}\text{Co}$?

4.3

1. Le ${}^{226}\text{Ra}$ a une raie α à 4,87 MeV. Écrire la l'équation de la réaction.
2. Utiliser (4.29) et (4.30) pour évaluer la période de ce noyau. La période $t_{1/2}$ expérimentale est de 1 602 ans.

4.4

Le ${}^{226}\text{Ra}$ est émetteur α avec une période de 1 600 ans. L'énergie totale libérée lors de la désintégration est $Q_\alpha = 4,871 \text{ MeV}$. Écrire la réaction de désintégration, calculer l'énergie cinétique de la particule α et l'énergie de recul du noyau fils. Soit un échantillon contenant du ${}^{226}\text{Ra}$ ayant une activité de 10^6 Bq . Calculer l'activité de cet échantillon il y a 24 000 ans et dans 24 000 ans.

4.5

Le neutron libre se désintègre par émission β^- avec une période de 14 minutes et 47 secondes. Écrire la réaction de désintégration et calculer l'énergie libérée. La désintégration du proton par radioactivité β^+ est-elle énergétiquement possible ?

4.6

Le tritium (${}^3_1\text{H}$) est émetteur β^- avec une période de 12,3 ans. Écrire la réaction de désintégration et calculer l'énergie libérée, Q_{β^-} , à partir d'une part des excès de masse ΔM et d'autre part à partir des énergies de liaison par nucléon E/A . On donne :

$$\Delta M_{3\text{H}} = 14,9498 \text{ MeV} ; \Delta M_{3\text{He}} = 14,9312 \text{ MeV}.$$

$$(E/A)_{3\text{H}} = 2,8273 \text{ MeV} ; (E/A)_{3\text{He}} = 2,5727 \text{ MeV}.$$

$$m_n = 939,5656 \text{ MeV}/c^2 \text{ et } m_p = 938,2723 \text{ MeV}/c^2 \text{ et } m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$$

Solutions des exercices

4.1

${}^{238}_{92}\text{U} \longrightarrow {}^{234}_{90}\text{Th} + {}^4_2\text{He}$. $Q = \Delta Mc^2 = 0,004584 \times 931,5 = 4,27 \text{ MeV}$.
 $E_\alpha = 0,07 \text{ MeV}$ et $E_{Th} = 4,2 \text{ MeV}$.

4.2

$$1. A = \lambda N = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} N \implies N = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} A$$

$$N = \frac{(4,5 \times 10^9 \times 365,25 \times 24 \times 3600)(3,7 \times 10^{10})}{\ln 2} = 7,6 \times 10^{27}$$

$$\text{La masse } m = \frac{N}{N_A} A = \frac{7,6 \times 10^{27}}{6,02 \times 10^{23}} \times 238 \simeq 3 \text{ tonnes d' } {}^{238}\text{U}.$$

Pour le ${}^{60}\text{Co}$, on a $N = 8,9 \times 10^{18} \implies m = 0,89 \text{ mg}$.

2. Dans 300 ans l'activité de l' ${}^{235}\text{U}$ sera pratiquement la même. Pour le ${}^{60}\text{Co}$, 300 ans correspondent à 56,6 périodes donc par une division par 10^{17} de l'activité et celle-ci aura pratiquement disparue.

3. Pour 1 g, $A = \lambda N = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} N = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \frac{1}{A} 6 \times 10^{23} \simeq 12\,300 \text{ Bq de } {}^{238}\text{U}$ et
 $\simeq 41,4 \text{ TBq} = 1\,120 \text{ Ci de } {}^{60}\text{Co}$.

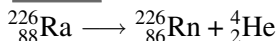
4.3

$$1. {}^{226}_{88}\text{Ra} \longrightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\text{He}$$

2. En utilisant (4.29) on trouve $f = 1,14 \times 10^{21} \text{ s}$ et $P = 1,77 \times 10^{-34}$. Ce qui donne $\lambda = fP = 2 \times 10^{-13}$. Ce qui donne $t_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 109\,000 \text{ ans}$. Avec (4.30) on obtient $t_{1/2} \simeq 70 \text{ ans}$.

Dans les deux cas, le résultat semble éloigné de la période réelle mais, compte tenu de la variation exponentielle de $t_{1/2}$ avec E_α , le résultat n'est pas si mauvais que cela.

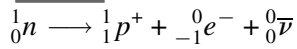
4.4



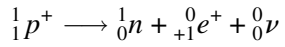
$$E_\alpha = Q_\alpha \frac{222}{226} = 4,785 \text{ MeV} \text{ et } E_{Rn} = Q_\alpha \frac{4}{226} = 0,086 \text{ MeV}$$

L'activité est divisée par 2 à chaque période. 24 000 ans représentent 15 périodes. Comme $2^{15} = 32768$, l'activité il y a 24 000 ans était de $3,28 \times 10^{10} \text{ Bq}$, soit 0,89 Ci. Dans 24 000 ans elle sera de $10^6 / 32768 = 30 \text{ Bq}$. À titre de comparaison, un être humain a une activité d'environ 8 000 Bq.

4.5



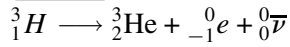
$$Q_{\beta^-} = (m_n - m_p - m_e) c^2 = 939,5656 - 938,2723 - 0,511 = 0,782 \text{ MeV}$$



$$Q_{\beta^+} = (m_p - m_n - m_e) c^2 = 938,2723 - 939,5656 - 0,511 = -1,804 \text{ MeV}$$

La réaction n'est pas possible spontanément car elle est endothermique

4.6



$$Q_{\beta^-} = \Delta M_{^3H} - \Delta M_{^3\text{He}} = 00186 \text{ MeV} = 18,6 \text{ keV}.$$

Une réaction nucléaire est une interaction entre deux noyaux, une particule et un noyau, ou deux particules, dans laquelle les forces nucléaires entrent en jeu. Après cette interaction, un des deux partenaires ou les deux sont excités et/ou modifiés. De nouvelles particules ou noyaux peuvent aussi apparaître. Pour réaliser des réactions nucléaires, on a besoin d'accélérateurs de particules qui communiquent au projectile suffisamment d'énergie pour pouvoir les initier (cf. section 11.1). Les particules neutres, comme les neutrons ou les photons, sont produits de façon indirecte (réacteur nucléaire, rayonnement synchrotron, etc.). Les réactions nucléaires permettent de sonder le noyau et de recueillir des informations précieuses sur celui-ci. Elles permettent aussi de synthétiser de nouveaux noyaux utiles dans des applications médicales ou industrielles.

La première réaction nucléaire artificielle a été réalisée en 1919 par E. Rutherford en bombardant des noyaux d'azote par des particules α (${}^4_2\text{He}$) émises par une source radioactive. Il produisait au cours de cette réaction de l' ${}^{17}_8\text{O}$ et un proton (${}^1_1\text{H}$) :



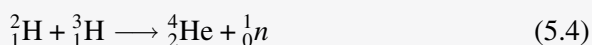
que l'on écrit souvent sous la forme ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$. Beaucoup de réactions nucléaires sont à 2-corps du type :

$$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4 \quad (5.2)$$

Les noyaux 1 (projectile) et 2 (cible) donnent 3 plus 4. On écrit parfois cette réaction sous la forme 1(2,3)4. Une réaction nucléaire peut être exothermique (de l'énergie est libérée) ou endothermique (de l'énergie est nécessaire pour la réaliser). La quantité d'énergie « libérée », qui peut être positive ou négative, est le Q de la réaction qui, dans le cas ci-dessus, s'écrit :

$$Q = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4)c^2 = \Delta Mc^2 \quad (5.3)$$

où M_i est la masse de la particule i . Si $Q > 0$, la réaction est exothermique car la masse de l'état final est inférieure à la masse de l'état initial. Si les noyaux dans la voie finale sont dans leur état fondamental et que $Q > 0$, la valeur de Q se répartit sous forme d'énergie cinétique entre les deux noyaux 3 et 4. La réaction (5.1) est par exemple endothermique car $Q = -1,2$ MeV. La réaction de fusion



est au contraire exothermique et libère 17,6 MeV. C'est la réaction nucléaire utilisée dans la fusion thermonucléaire. Dans la pratique, on bombarde la plupart du temps une cible au repos contenant les noyaux 2 par un faisceau de projectiles constitué de noyaux 1. Le référentiel correspondant s'appelle **référentiel du laboratoire**. Si T_1 est l'énergie cinétique du projectile, celle du noyau cible est $T_2 = 0$. Les énergies cinétiques des deux noyaux dans la voie finale sont T_3 et T_4 . La conservation de l'énergie s'écrit :

$$M_1 c^2 + T_1 + M_2 c^2 = M_3 c^2 + T_3 + M_4 c^2 + T_4 \quad (5.5)$$

en supposant que les noyaux 3 et 4 sont produits dans leur état fondamental. On a alors :

$$Q = T_3 + T_4 - T_1 \quad (5.6)$$

Mais la plupart du temps, les noyaux sont dans un état excité si bien que le Q de réaction ne s'évalue pas si simplement. Les réactions nucléaires utilisées pour des applications sont la plupart du temps celles qui se produisent à basse énergie. Nous nous concentrerons donc sur celles-ci dans ce chapitre.

5.1 ÉNERGIE DANS LE CENTRE DE MASSE

Lors de la collision de deux particules de masse m_1 et m_2 , les deux particules ont une vitesse relative l'une par rapport à l'autre et l'énergie cinétique totale qu'il est important de considérer est celle qui est évaluée dans le système du centre de masse des deux particules. En effet, le mouvement du centre de masse ne joue aucun rôle pour ce qui concerne la réaction nucléaire entre les deux noyaux.



ÉNERGIE DANS LE CENTRE DE MASSE

Considérons le choc frontal de deux voitures identiques d'une tonne roulant à 50 km/h en sens inverse. Il est beaucoup plus efficace, en termes de dégâts, que dans le cas où ces mêmes voitures entrent en collision alors qu'elles roulent dans la même direction, l'une à 100 km/h et l'autre à 80 km/h. Dans le premier cas, l'énergie cinétique des deux voitures dans le référentiel de la route est de 192 901 joules = 0,054 kWh alors que dans le second cas, elle vaut 632 716 J = 0,176 kWh. Dans le premier cas, la route est le référentiel du centre de masse mais pas dans le second. Notons que si la masse des voitures n'avait pas été identique, le référentiel lié à la route n'aurait pas été non plus le référentiel du centre de masse dans le premier cas. La situation extrême correspond au cas où les deux voitures roulent dans le même sens à la même vitesse, l'énergie cinétique dans le centre de masse est nulle et elles ne peuvent entrer en collision.

Chapitre 5 • Réactions nucléaires

Soient $\mathbf{r}_1$ et $\mathbf{r}_2$ les positions et $\mathbf{v}_1$ et $\mathbf{v}_2$ les vitesses des particules dans le laboratoire. Soit $\mathbf{R}$ la position du centre de masse. La vitesse relative $\mathbf{v}$ entre les deux particules est égale à :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 \quad (5.7)$$

Par définition du centre de masse on a :

$$m_1\mathbf{r}_1 + m_2\mathbf{r}_2 = (m_1 + m_2)\mathbf{R} = M\mathbf{R} \quad (5.8)$$

Soit, en dérivant par rapport au temps t :

$$m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2 = (m_1 + m_2)\mathbf{V} = M\mathbf{V} \quad \text{où } \mathbf{V} = \frac{d\mathbf{R}}{dt} \quad (5.9)$$

Des équations (5.7) et (5.9), on peut tirer :

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_1 &= \mathbf{V} + \frac{\mu}{m_1}\mathbf{v} \\ \mathbf{v}_2 &= \mathbf{V} - \frac{\mu}{m_2}\mathbf{v} \end{aligned} \quad (5.10)$$

où la quantité μ , appelée *masse réduite*, est définie par :

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad \text{ou} \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \quad (5.11)$$

Ceci permet d'écrire l'énergie cinétique totale comme :

$$\frac{1}{2}m_1\mathbf{v}_1^2 + \frac{1}{2}m_2\mathbf{v}_2^2 = \frac{1}{2}M\mathbf{V}^2 + \frac{1}{2}\mu\mathbf{v}^2 \quad (5.12)$$

La signification physique de cette équation est la suivante :

- $\frac{1}{2}M\mathbf{V}^2$ est l'énergie cinétique d'entraînement du centre de masse, c'est-à-dire de l'ensemble des deux particules. Cette énergie n'est d'aucune utilité pour initier une réaction entre les deux particules.
- $\frac{1}{2}\mu\mathbf{v}^2$ est l'énergie dans le centre de masse, E_{cm} . C'est l'énergie utile :

$$E_{cm} = \frac{1}{2}\mu\mathbf{v}^2 \quad (5.13)$$

Lors d'une collision, trois lois de conservation sont satisfaites : la conservation de l'énergie, de l'impulsion et du moment cinétique.

5.2 SECTION EFFICACE

Si nous envoyons des fléchettes sur des personnages dessinés sur une surface plane située à une distance donnée, nous aurons d'autant plus de chance de les toucher que leur taille sera importante. Cette taille, qui est la surface du personnage, est donc un paramètre important : plus elle est grande, plus il nous sera facile de gagner au jeu. Cette surface est liée à la notion de *section efficace* que nous allons maintenant introduire et qui joue un rôle important dans tous les phénomènes de collisions, donc dans les réactions nucléaires.

Considérons pour cela un flux de particules arrivant sur un ensemble de particules au repos que nous appellerons cible. Le flux Φ est un nombre de particules par unité de surface et par unité de temps. Dans l'exemple des fléchettes, c'est le nombre d'entre-elles que nous envoyons par unité de surface et de temps. Nous supposons qu'il y a N particules cibles par unité de surface. Dans l'exemple des fléchettes, c'est le nombre de personnages par m^2 . Plaçons-nous derrière la cible et comptons le nombre de particules qui la traversent, par unité de surface et de temps, sans avoir subi d'interaction. Ceci nous permet, par différence entre le flux incident et le flux sortant, de calculer le nombre n de particules qui ont eu une interaction. Dans le cas des fléchettes, cela revient à compter le nombre de fléchettes qui n'ont pas atteint un des personnages par unité de surface et de temps. Par définition, la section efficace d'interaction σ est définie par :

$$n = \sigma N \Phi \quad (5.14)$$

Elle est proportionnelle à Φ (plus on envoie de fléchettes, plus on a de chances de toucher un personnage) et à N (plus il y a de personnages, plus la probabilité d'en toucher un est grande). Voyons maintenant les dimensions de la section efficace σ . Le flux Φ a les dimensions $\text{L}^{-2}\text{T}^{-1}$, où L et T représentent, respectivement, une longueur et un temps. La dimension du nombre de particules par *unité de surface* N est L^{-2} . Le nombre de réactions par unité de surface et de temps, n , a les mêmes dimensions que Φ , soit $\text{L}^{-2}\text{T}^{-1}$. Ceci nous permet de calculer, à partir de (5.14), les dimensions de σ . On trouve $[\sigma] = \text{L}^2$. Par conséquent, la section efficace σ a la dimension d'une surface. Plus elle est grande, plus la probabilité d'interaction est élevée. L'unité de section efficace est le *barn* (b). $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. On peut l'exprimer en fm^2 . Dans ce cas, on a :

$$1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2 \quad (5.15)$$



NOTION DE SECTION EFFICACE

Dans l'expression (5.14), nous avons considéré un flux par unité de surface et de temps. Dans ce cas, n était le nombre de particules ayant eu une interaction par unité de surface et de temps. Comme Φ et n ont la même dimension, on pourrait définir ces quantités autrement. Ainsi, Φ pourrait être le nombre de projectiles

envoyés par unité de temps ; n serait alors le nombre de ces projectiles ayant interagi avec la cible par unité de temps. Il est intéressant d'appliquer cette interprétation au cas d'une particule incidente sur un ensemble de particules cibles disposées à raison d'une par unité de surface. Le rapport $n/\Phi = \sigma N$ est sans dimension et représente la probabilité d'interaction par unité de surface entre le projectile et la cible. Ceci nous permet de voir ainsi clairement que la notion de section efficace est liée à celle de probabilité d'interaction.

Nous avons défini ici la section efficace d'interaction pour un seul processus mais il peut y avoir plusieurs types d'interactions lors du bombardement d'une cible par un faisceau de particules. Ainsi, dans le cas d'une collision entre deux noyaux, on peut avoir de la diffusion élastique, inélastique, des échanges de nucléons, la fusion du projectile et de la cible, etc. À chacun de ces processus est associé une section efficace $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, etc. La section efficace totale de réaction est alors la somme des sections efficaces de *tous* ces processus ($\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \dots$).

Nous n'avons considéré que l'atténuation du flux initial sans nous préoccuper de la déflexion que peuvent subir les projectiles au cours de la collision avec la cible. C'est un paramètre important puisque, très souvent, on place des détecteurs à un angle donné pour mesurer une distribution angulaire des produits de réaction. Ainsi, lorsque l'on joue au billard, l'angle de déflexion d'une boule après un choc sur une autre boule dépend de la façon dont on réalise la collision. Il faut donc regarder le nombre de particules qui peut être défléchi dans un angle solide Ω . Considérons pour cela une direction de l'espace repérée par le vecteur unitaire $\mathbf{n}$ et soit $d\Omega$ un élément d'angle solide centré autour de $\mathbf{n}$. Soit dn le nombre de projectiles par unité de surface et de temps qui sont défléchis lors de l'interaction. Dans ce cas, la formule (5.14) se généralise :

$$dn = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) N\Phi d\Omega \quad (5.16)$$

La quantité $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ s'appelle la section efficace différentielle de la réaction. Nous l'avons notée de cette manière pour rappeler qu'elle dépend de l'angle solide Ω . Sa valeur est donc différente de σ . Plus précisément, ces deux quantités sont reliées entre elles par la relation :

$$\sigma = \int_{\infty} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = \int_0^{\pi} d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \sin \theta \quad (5.17)$$

L'intégration est prise sur tout l'espace des directions supposé repéré en coordonnées sphériques (r, θ et ϕ). L'élément de volume vaut alors $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$.

5.3 PARAMÈTRE D'IMPACT

Gardons le jeu de billard pour comprendre la notion de paramètre d'impact d'une collision. Supposons la boule cible au repos et envoyons sur celle-ci des boules parallèlement à une direction donnée. La droite qui passe par le centre de la boule cible, selon la direction définie ci-dessus, servira de référence. Tout projectile dont le centre se déplace sur cette droite entre en collision de manière frontale avec la boule cible (figure 5.1, au milieu). La plupart des collisions ne sont pas frontales et le centre de la boule projectile se déplace sur une droite dont la distance par rapport à la droite de référence est b . Cette quantité est appelée le *paramètre d'impact* de la collision. Il a la dimension d'une longueur. Sa définition est schématisée dans la figure 5.1.

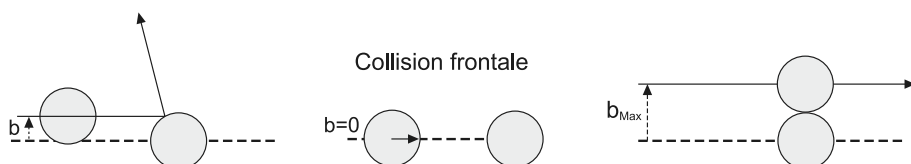


Figure 5.1 – Dans la figure de gauche, on a un paramètre d'impact intermédiaire. Au centre, une collision frontale ($b = 0$), et à droite, une collision correspondant à $b = b_{\max}$.

Dans une partie de billard, on observe les choses suivantes :

- pour $b = 0$, on a une collision frontale et la boule cible recule après le choc selon la direction de la boule incidente ;
- pour $b > 0$, la boule cible est défléchie dans une direction différente de la direction incidente. On observe ceci jusqu'à une valeur $b_{\max}$ au-delà de laquelle les boules ne se touchent plus.

Dans le jeu de billard, l'interaction entre deux boules ne se produit que si la distance entre les deux centres devient, au cours de l'approche, inférieure à $2R$, où R est le rayon d'une boule. Par conséquent, une collision se produit si la boule incidente passe dans le cercle de surface $\pi(R + R)^2 = 4\pi R^2$. Si nous considérons une boule projectile envoyée sur des boules cibles placées à raison d'une par unité de surface, la probabilité par unité de surface pour qu'il y ait collision est le rapport entre la surface du cercle défini plus haut et l'unité de surface. La section efficace est donc $\sigma = 4\pi R^2$. Comme il se doit, cette quantité a la dimension d'une surface.

Dans le jeu de billard, la trajectoire de la boule incidente est rectiligne jusqu'au point d'impact avec la cible. Dans beaucoup de cas, la trajectoire de la particule incidente peut être modifiée par le champ créé par la particule cible. C'est ce qui arrive lorsque les deux particules portent une charge électrique de même signe, par exemple. Dans ce cas, le paramètre d'impact est défini lorsque les deux particules sont à l'infini (ou à très grande distance) l'une de l'autre (figure 5.2).

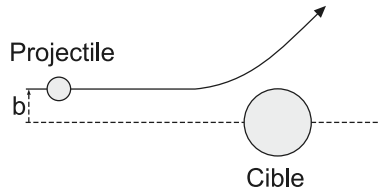


Figure 5.2 – Définition du paramètre d'impact d'une collision.

5.4 ONDES PARTIELLES

Le paramètre d'impact est une notion classique qui doit être revue à l'échelle microscopique, c'est-à-dire pour les faibles valeurs des nombres quantiques puisque certaines grandeurs sont quantifiées. C'est le cas du moment angulaire orbital ℓ associé à l'opérateur $\widehat{L}^2$ dont les valeurs propres ont $\ell(\ell + 1)\hbar^2$. On a la relation :

$$\ell = kb \quad (5.18)$$

où k est le nombre d'onde. Le paramètre d'impact b a la dimension d'une longueur et le nombre quantique ℓ n'a pas de dimension. La dimension de k est l'inverse d'une longueur et, en physique nucléaire, on l'exprime en fm^{-1} . On introduit parfois λ , l'inverse du nombre d'onde k :

$$\lambda = \frac{1}{k} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad \text{si bien que} \quad b = \ell\lambda \quad (5.19)$$

Classiquement, lorsqu'un faisceau de particules bombarde une cible, tous les paramètres d'impact sont possibles mais tous ne conduisent pas à une réaction nucléaire. Si l'on considère le moment angulaire orbital, toutes les valeurs du nombre quantique orbital ℓ sont possibles mais ce sont des entiers partant de zéro (onde s). Une collision correspondant à ℓ , c'est-à-dire au paramètre d'impact $b = \ell/k$, est appelée une *onde partielle*. La section efficace d'un processus R est alors donnée par :

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sigma_{\ell} \quad (5.20)$$

où T_{ℓ} est le coefficient de transmission de l'onde ℓ pour le processus R. On a $0 \leq T_{\ell} \leq 1$ et T_{ℓ} n'est différent de zéro que pour un domaine restreint de ℓ . La quantité σ_{ℓ} est la section efficace pour l'onde ℓ .

La longueur d'onde de de Broglie λ d'une particule est reliée au module de l'impulsion p de celle-ci. De même λ est relié à p . On a :

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad \text{ou} \quad \lambda = \frac{\hbar}{p} \quad (5.21)$$

5.5 Le système du laboratoire

Les quantités λ et $\tilde{\lambda}$ sont égales à 2π près ($\lambda = 2\pi\tilde{\lambda}$). Pour les calculs pratiques, on utilisera les formules suivantes pour calculer la longueur d'onde de de Broglie d'un proton ou d'un neutron :

$$\lambda(\text{fm}) = \frac{28,6}{\sqrt{T(\text{MeV})}} \quad \text{et} \quad \tilde{\lambda}(\text{fm}) = \frac{4,55}{\sqrt{T(\text{MeV})}} \quad (5.22)$$

où T est l'énergie cinétique de la particule. S'il s'agissait d'un noyau de nombre de masse A , on aurait approximativement :

$$\lambda(\text{fm}) = \frac{28,6}{\sqrt{AT(\text{MeV})}} \quad (5.23)$$

Prenons le cas d'une collision correspondant à $\ell = 0$ (collision frontale, c'est-à-dire classiquement $b = 0$). Si $T_0 = 1$, la section efficace est $\sigma_0 = \pi\tilde{\lambda}^2$. Celle-ci peut être bien supérieure à la section efficace géométrique si $\tilde{\lambda}$ est grand (effets quantiques). Pour un neutron de 1 eV, par exemple, $\tilde{\lambda} = 4550$ fm alors qu'un noyau d'uranium a un rayon de 7,4 fm.

5.5 LE SYSTÈME DU LABORATOIRE

Lorsque l'on modélise les phénomènes, on travaille dans le système du centre de masse. La cible et le projectile sont alors tous les deux en mouvement puisque la somme des impulsions est nulle dans ce système. On réalise par contre les expériences dans le laboratoire où la cible est au repos dans ce référentiel et le projectile en mouvement (sauf dans des anneaux de collision). Pour comparer des quantités calculées dans le système du centre de masse et des résultats expérimentaux obtenus dans le laboratoire, il faut pouvoir changer de système.

Pour passer du laboratoire au référentiel du centre de masse, on compose les vitesses de la particule. La figure 5.3 montre le cas où une particule est détectée à un angle θ_{lab} dans le laboratoire alors qu'elle a été émise à un angle θ_{cm} dans le référentiel du centre de masse. Soit $\mathbf{v}_{lab}$ la vitesse de la particule dans le laboratoire, $\mathbf{v}_{cm}$ celle dans le centre de masse et $\mathbf{V}$ la vitesse du centre de masse. On a :

$$\mathbf{v}_{lab} = \mathbf{V} + \mathbf{v}_{cm} \quad (5.24)$$

On a :

$$\text{tg}\theta_{lab} = \frac{v_{cm} \sin \theta_{cm}}{V + v_{cm} \cos \theta_{cm}} = \frac{\sin \theta_{cm}}{\frac{V}{v_{cm}} + \cos \theta_{cm}} \quad (5.25)$$

Dans le cas particulier d'une diffusion élastique d'un projectile de masse m_1 sur une cible de masse m_2 au repos dans le laboratoire, on a :

$$\theta_{cm} = \theta_{lab} + \arcsin \left(\frac{m_1}{m_2} \sin \theta_{lab} \right) \quad (5.26)$$

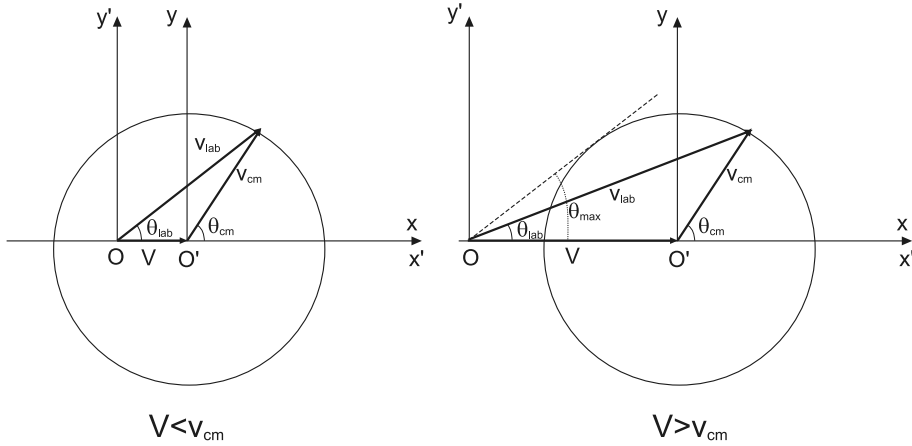


Figure 5.3 – Principe du passage du système du centre de masse au système du laboratoire en composant les vitesses. Si la vitesse d'entraînement V est inférieure à la vitesse v_{cm} dans le centre de masse, la particule peut atteindre n'importe quel angle du laboratoire. Si V est supérieur à v_{cm} , la particule incidente ne peut pas être diffusée vers les angles arrières.

La section efficace totale, σ_R ne dépend pas du référentiel. Il n'en n'est pas de même de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ où $d\Omega$ est l'élément d'angle solide. Pour s'en convaincre, considérons la diffusion élastique d'un gros noyau (^{208}Pb par exemple) sur un petit noyau (^6Li par exemple) juste au-dessous de la barrière coulombienne. Dans le système du centre de masse, on pourra détecter le noyau diffusé à tous les angles. Par contre, la cible étant le petit noyau, tout est projeté vers l'avant dans le système du laboratoire et on ne détectera rien à l'arrière. Les sections efficaces différentielles sont donc différentes.

Que l'on fasse le calcul dans le système du laboratoire ou dans le centre de masse, le nombre de particules arrivant à un angle donné, θ , doit être le même. Compte tenu de (5.16), on doit avoir :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} d\Omega_{lab} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} d\Omega_{cm} \quad (5.27)$$

Si le projectile arrive selon l'axe z d'un référentiel en coordonnées sphériques, on a $d\Omega = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\phi$. La plupart du temps la distribution angulaire est symétrique par rotation autour de l'axe z ce qui signifie que la section efficace différentielle ne dépend pas de ϕ et ne dépend que de l'angle θ . On a donc :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} \frac{\sin\theta_{lab} d\theta_{lab}}{\sin\theta_{cm} d\theta_{cm}} \quad (5.28)$$

5.6 DIFFUSION ÉLASTIQUE

Les noyaux ont une charge électrique car ils contiennent des protons. Si l'on envoie un noyau projectile sur un noyau cible, la force coulombienne entre les deux est répulsive. Si l'énergie cinétique incidente est trop faible, les noyaux ne peuvent pas se rapprocher suffisamment l'un de l'autre pour que les forces nucléaires entrent en jeu et amorcent une réaction nucléaire. Le projectile, après s'être approché du noyau cible jusqu'à une distance minimum $r_{\min}$, repart. On a une *diffusion élastique* appelée aussi *diffusion Rutherford*. C'est en effet par ce mécanisme que E. Rutherford montra, en 1911, qu'il y avait dans l'atome un noyau de très petite dimension alors que l'on croyait jusque-là que les électrons baignaient dans une sphère chargée positivement de la taille de l'atome.

La section efficace différentielle Rutherford est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_{cm}} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (5.29)$$

On obtient le même résultat que l'on fasse un calcul classique ou un calcul quantique.

La distribution angulaire $\frac{d\sigma}{d\theta}$ est liée à $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ par :

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 2\pi \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad \text{car} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{2\pi \sin\theta \cdot d\theta} = \frac{1}{2\pi \sin\theta} \frac{d\sigma}{d\theta} \quad (5.30)$$

La barrière coulombienne est l'énergie minimale qu'il faut avoir dans le centre de masse pour que le projectile et la cible soient juste à la distance où les forces nucléaires entrent en jeu.

5.7 CINÉMATIQUE RELATIVISTE

Dans beaucoup d'expériences on utilise, pour sonder la matière, des projectiles se propageant à une vitesse proche de celle de la lumière, c . La cinématique classique est alors inappropriée pour traiter les problèmes de collision. De manière pratique, dès que l'énergie cinétique d'une particule est bien supérieure à son énergie de masse au repos, il faut utiliser la cinématique relativiste. La relativité restreinte est la théorie appropriée pour traiter ce problème et nous allons maintenant en donner quelques notions utiles.

Soit une particule que l'on peut considérer comme ponctuelle de masse au repos m_0 dont on repère les coordonnées dans un référentiel cartésien $\mathcal{R}_1$. Dans l'espace-temps, ses coordonnées sont (t, x_1, y_1, z_1) , où t est le temps et x_1, y_1, z_1 les coordonnées spatiales. Soit un autre référentiel $\mathcal{R}_2$ qui se déplace à la vitesse $\mathbf{V}$ selon l'axe $O_1 z_1$ (figure 5.4). Soit V , le module de cette vitesse qui est la composante selon l'axe $O_1 z_1$. Soient (t, x_2, y_2, z_2) les composantes de la particule dans ce référentiel. On suppose

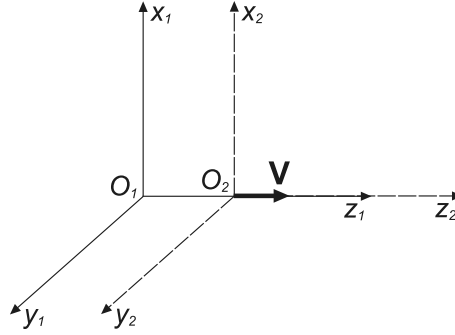


Figure 5.4 – Le référentiel $Ox_2y_2z_2$ se déplace par rapport à $Ox_1y_1z_1$ à la vitesse V dirigée selon Oz_1 .

qu'au temps $t = 0$, les origines O_1 et O_2 des deux référentiels coïncident. Soit $\mathbf{v}_1$ la vitesse de la particule dans $\mathcal{R}_1$ et $\mathbf{v}_2$ sa vitesse dans $\mathcal{R}_2$. En relativité restreinte, il est d'usage d'introduire deux quantités avec les notations suivantes :

$$\beta = \beta(V) = \frac{V}{c} \quad \text{et} \quad \gamma = \gamma(V) = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (5.31)$$

Il ne faut absolument pas confondre β et γ avec la radioactivité β et le rayonnement γ . La quantité γ est appelée *facteur de Lorentz*. Les coordonnées de la particules dans $\mathcal{R}_2$ sont reliées à celles dans $\mathcal{R}_1$ par les transformations de Lorentz :

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 & y_2 &= y_1 \\ z_2 &= \gamma(z_1 - Vt) & t_2 &= \gamma\left(t_1 - \frac{Vz_1}{c^2}\right) \end{aligned} \quad (5.32)$$

On déduit, à l'aide de ces transformations, que :

$$v_2 = \frac{v_1 - V}{1 - \frac{v_1 V}{c^2}} \quad (5.33)$$

Lorsque v_1 et $V \ll c$, on retrouve le résultat de la mécanique classique, c'est-à-dire les transformations de Galilée puisque si $\gamma \simeq 1$, on a $t_1 = t_2 = t$; $z_2 = z_1 - Vt$ et $v_2 = v_1 - V$.

En relativité restreinte, on utilise très souvent des quadrivecteurs $(a_0, a_1, a_2, a_3) = (a_0, \mathbf{a})$ qui se transforment selon (5.32) :

$$\begin{aligned} a'_1 &= a_1 & a'_2 &= a_2 \\ a'_3 &= \gamma\left(a_3 - \frac{Va_0}{c}\right) & a'_0 &= \gamma\left(a_0 - \frac{Va_3}{c^2}\right) \end{aligned} \quad (5.34)$$

où $(a'_0, \mathbf{a}')$ est le quadrivecteur dans le référentiel $\mathcal{R}_2$. Les formules de transformation (5.32) correspondent à celles du quadrivecteur (ct, x, y, z) . On définit le produit scalaire de deux quadrivecteurs, $\vec{X} = (a_0, \mathbf{a})$ et $\vec{Y} = (b_0, \mathbf{b})$, comme :

$$\vec{X} \cdot \vec{Y} = a_0 b_0 - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \quad (5.35)$$

L'intérêt du produit scalaire est qu'il est invariant dans une transformation de Lorentz, de la même manière que le produit scalaire de deux vecteurs dans l'espace ordinaire est indépendant du système de coordonnées dans lequel on l'évalue car c'est un nombre.

Considérons par exemple une horloge dans un référentiel en mouvement par rapport à nous qui sommes dans le laboratoire. Pendant un temps infinitésimal dt , ce référentiel peut être considéré comme en mouvement uniforme par rapport au référentiel du laboratoire. Soit dt' le temps indiqué par l'horloge dans le référentiel en mouvement alors que celle du référentiel du laboratoire indique dt . Le produit scalaire du quadrivecteur $d\vec{X} = (ct, x, y, z)$ avec lui-même est invariant ; on a donc :

$$d\vec{X} \cdot d\vec{X} = d\vec{X}^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = c^2 dt'^2 = d\vec{X}'^2 = ds^2 \quad (5.36)$$

puisque l'horloge est au repos dans le référentiel en mouvement $d\vec{X}' = (ct', 0, 0, 0)$. Nous avons introduit la quantité ds^2 qui représente le carré de l'élément de longueur dans l'espace-temps. On en déduit que $dt = \gamma dt'$: le temps dans le laboratoire passe moins vite que dans le référentiel où l'horloge est au repos. Si τ est la durée de vie d'une particule dans le référentiel où elle est au repos (où l'on définit ses propriétés nucléaires comme sa période de désintégration), la durée de vie observée dans un référentiel en mouvement sera donnée par :

$$\tau' = \gamma \tau \quad (5.37)$$



DURÉE DE VIE DU MUON

Un muon a une durée de vie de 2,2 μs dans son référentiel propre (où il est au repos). S'il arrive sur la terre avec une vitesse de 1 GeV, sa durée de vie dans un référentiel lié à la Terre est de 23 μs . Grâce à la relativité restreinte, on peut observer dans le laboratoire des particules dont la durée de vie est extrêmement courte et qu'il ne serait pas possible de détecter dans leur référentiel propre. Ainsi, un pion (π) de 10 GeV pourra parcourir environ 600 m dans le vide d'un référentiel lié au laboratoire alors que sa durée de vie dans son référentiel propre est extrêmement faible (0,026 μs).

On définit aussi souvent la masse m d'une particule en mouvement. Si E est son énergie totale, on a les relations suivantes :

$$m = \gamma m_0 ; E = mc^2 ; \gamma = \frac{E}{m_0 c^2} \quad (5.38)$$

Chapitre 5 • Réactions nucléaires

l'énergie cinétique T vaut donc :

$$T = E - m_0 c^2 = (\gamma - 1) m_0 c^2 \quad (5.39)$$

Ainsi, quand on accélère un proton à 100 GeV, son énergie totale est de 100,938 GeV.

Un autre quadrivecteur important est le quadrivecteur énergie-impulsion défini comme $\vec{P} = (E/c, \mathbf{p})$, où E est l'énergie totale, qui inclut l'énergie de masse au repos. On a :

$$\vec{P}^2 = m^2 c^2 = \frac{E^2}{c^2} - p^2 c^2 \quad (5.40)$$

Soit :

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (5.41)$$

L'impulsion $\mathbf{p}$ et la vitesse $\mathbf{v}$ de la particule sont données par :

$$\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v} \quad \text{et} \quad \mathbf{v} = c^2 \frac{\mathbf{p}}{E} \quad (5.42)$$

Pour passer du référentiel $\mathcal{R}_1$ au référentiel $\mathcal{R}_2$ se déplaçant à une vitesse $\mathbf{V}$ de direction arbitraire, on a les formules de transformation suivantes :

$$\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_1 + \frac{\gamma \mathbf{V}}{c^2} \left(\frac{\gamma \mathbf{V} \cdot \mathbf{p}_1}{\gamma + 1} - E_1 \right) \quad \text{et} \quad E_2 = \gamma (E - \mathbf{V} \cdot \mathbf{p}_1) \quad (5.43)$$

Lors de la collision d'un projectile et d'une cible, l'énergie qui sera utile pour la réaction nucléaire est celle dans le système du centre de masse. Nous avons vu, dans la section précédente, comment calculer cette énergie, E_{cm} , en mécanique classique. Nous allons maintenant effectuer ce calcul dans le cas relativiste. L'énergie dans le centre de masse est définie par :

$$E_{cm} = \left(\vec{P}_P + \vec{P}_C \right)^2 c^2 \quad (5.44)$$

où $\vec{P}_P$ et $\vec{P}_C$ sont le quadrivecteur énergie impulsion du projectile et de la cible, respectivement. Si la cible est fixe (au repos dans le laboratoire), on a :

$$\vec{P}_P = \left(\frac{E_L}{c}, \mathbf{p}_P \right) \quad \text{et} \quad \vec{P}_C = (m_{C,0} c, \mathbf{0}) \quad (5.45)$$

où E_L est l'énergie du projectile dans le laboratoire et $m_{P,0}$ et $m_{C,0}$ les masses au repos du projectile et de la cible, respectivement. Ce qui donne :

$$E_{cm} = \sqrt{m_{C,0}^2 c^4 + m_{P,0}^2 c^4 + 2 m_{C,0} c^2 E_L} \quad (5.46)$$

On voit que l'énergie dans le centre de masse augmente comme $\sqrt{E_L}$, c'est-à-dire lentement. Ceci explique pourquoi on a développé des anneaux de collision dans lesquels le projectile et la cible sont accélérés en sens inverse l'un de l'autre. Leur avantage est que, pour une collision centrale ($b = 0$), l'énergie dans le centre de masse vaut :

$$E_{cm} = 2E_L \quad (5.47)$$

L'énergie dans le centre de masse augmente comme E_L , ce qui est plus favorable.



ANNEAU DE COLLISION OU CIBLE FIXE ?

L'énergie de masse au repos d'un électron est de 0,5 MeV. Si l'on considère la collision de deux faisceaux d'électrons de 200 MeV circulant en sens inverse, l'énergie dans le centre de masse, pour une collision frontale de deux électrons, est de 400 MeV. Pour obtenir la même énergie dans le centre de masse avec un faisceau d'électrons et une cible d'électrons immobiles dans le laboratoire, il faut une énergie de 160 GeV. Si l'énergie du faisceau d'électron dans l'anneau de collision avait été de 1 GeV, il faudrait, sur une cible fixe, un faisceau de 4 000 GeV pour avoir la même énergie dans le centre de masse.

5.8 RÉACTIONS DIRECTES

Les *réactions directes* sont observées lorsque le projectile et la cible entrent brièvement en contact. Ce temps est typiquement de l'ordre de 10^{-22} s. Ce sont des réactions *périphériques*, c'est-à-dire à grand paramètre d'impact dans lesquelles le projectile effleure la cible. Dans ce type de processus, le projectile interagit avec un ou plusieurs nucléons de la cible. Ces réactions permettent d'obtenir des informations sur la structure nucléaire

La réaction directe la plus simple est la *diffusion inélastique* dans laquelle le noyau cible est, après la réaction, dans un état excité. En général, au cours de la diffusion inélastique, on excite préférentiellement des états collectifs.

Dans les réactions d'*échange de charge*, de l'énergie et de la charge électrique sont échangées entre le projectile et la cible. Beaucoup de réactions de type (p, n) ou ($^3\text{He}, ^3\text{H}$) ont été étudiées.

Dans les *réactions de transfert*, un ou plusieurs nucléons sont transférés de la cible vers le projectile ou *vice versa*. Lorsque le transfert a lieu de la cible vers le projectile, on parle de réaction de *pick-up*. Lorsque cela se passe du projectile à la cible, on parle de réaction de *stripping*. L'énergie de bombardement est en général au voisinage ou un peu au-dessus de la barrière coulombienne.

La réaction :



est une réaction de pick-up : un neutron est arraché à la cible. Au contraire, la réaction :



est une réaction de stripping : un neutron est arraché au projectile et transféré à la cible. La figure 5.5 représente schématiquement une réaction de stripping et de pick-up.

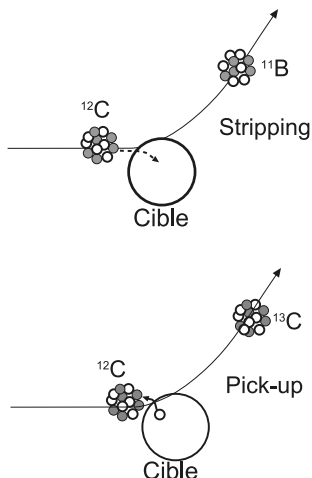


Figure 5.5 – Principe des réactions de transfert : stripping et pick-up.

À plus haute énergie, on observe des réactions de break-up où le noyau projectile se casse en ses constituants, ou des réactions de knock-out où des nucléons de la cible sont éjectés vers l'avant. La figure 5.6 illustre ce type de réaction. Plus l'énergie incidente est élevée, plus les produits de break-up sont émis vers l'avant.

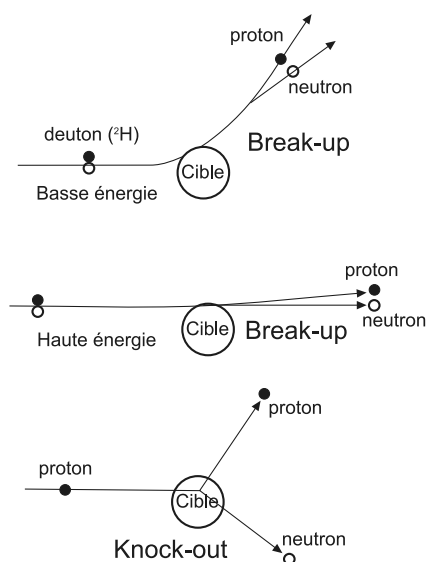


Figure 5.6 – Représentation schématisée d'une réaction de break-up à basse et haute énergie ainsi que d'une réaction de knock-out.

Aux énergies relativistes, on a des réactions de type fireball (boule de feu), où la partie commune au projectile et à la cible est projetée en avant dans le laboratoire (cf. section 5.14). Cette boule de feu, très excitée, évacue son énergie d'excitation, dans une seconde étape, en émettant des particules.

5.9 RÉSONANCE

Lorsque l'on mesure une fonction d'excitation, c'est-à-dire la section efficace d'un processus en fonction de l'énergie, on observe parfois des pics de section efficace, c'est-à-dire des régions étroites en énergie où la section efficace est bien supérieure à ce qu'elle est en moyenne en dehors de ces régions. On dit qu'on observe des *résonances*. C'est le cas par exemple lorsque des neutrons dont l'énergie est inférieure à environ 2 MeV interagissent avec de l' ^{16}O . On observe des résonances dans la section efficace qui proviennent des endroits où l'énergie des neutrons est égale ou proche à l'énergie qui correspond à un niveau d'excitation de l' ^{17}O qui est le noyau composé formé lors de l'absorption d'un neutron. La figure 5.7 montre schématiquement ce que l'on peut observer en mesurant une fonction d'excitation.

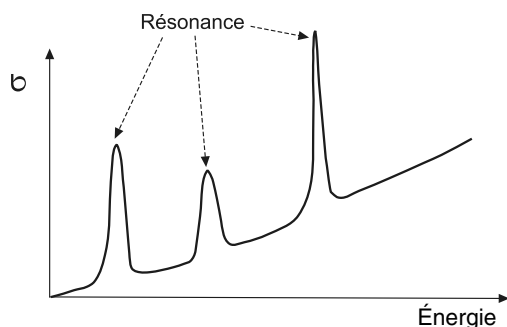


Figure 5.7 – Fonction d'excitation montrant quelques résonances.

Un niveau excité a une certaine durée de vie τ . Sa largeur Γ est reliée à τ par la relation :

$$\Gamma\tau \simeq \hbar \quad (5.50)$$

Plus la résonance est étroite, plus le temps de vie est long. Si l'état fondamental d'un noyau est stable, sa durée de vie est infinie et sa largeur nulle.

Si l'excitation d'un noyau résulte de l'excitation d'un nucléon sur un niveau supérieur à celui du fondamental, cela revient à attribuer à ce niveau d'énergie E_r une énergie qui est un nombre complexe : $E_r - i\Gamma/2$. L'opérateur d'évolution, qui décrit l'évolution de la fonction d'onde du système au cours du temps, donne alors pour la partie temporelle $\psi(t)$ de la fonction d'onde :

$$\psi(t) = \exp \left[-i \frac{(E_r - i\Gamma/2)}{\hbar} t \right] \quad (5.51)$$

Ce qui donne pour le module au carré de la partie temporelle de la fonction d'onde :

$$|\psi(t)|^2 = \exp(-\Gamma t/\hbar) \quad (5.52)$$

On obtient une décroissance de la probabilité de présence analogue à une décroissance radioactive, ce que l'on interprète comme la durée de vie d'un niveau. Lorsque dans une expérience à très haute énergie, on crée des particules et que l'on mesure la largeur en énergie de celles-ci, on déduit leur durée de vie par la relation (5.50).

5.10 FUSION ET NOYAU COMPOSÉ

Lorsque l'énergie de bombardement n'est pas trop élevée (jusqu'à quelques MeV/A au-dessus de la barrière coulombienne), deux noyaux peuvent fusionner et former un *noyau composé*. Ce dernier est constitué de l'ensemble des nucléons du projectile et de la cible et contient toute l'énergie disponible dans le centre de masse, corrigée du Q de réaction. La réaction :



est un exemple de réaction de fusion. Le noyau composé est le ${}^{43}_{21}\text{Sc}^*$ qui est dans un état excité. Il vit en général assez longtemps ($\simeq 10^{-16}$ - 10^{-18} s) pour que toute l'énergie disponible soit répartie entre ses degrés de liberté microscopiques (on dit aussi *intrinsèques*) et que la mémoire de la voie d'entrée, en ce qui concerne la manière dont l'énergie d'excitation a été obtenue, soit oubliée. On peut tester cette hypothèse en formant le même noyau composé avec des projectiles et des cibles différents. Aux effets du moment angulaire orbital près, la désexcitation est la même. Cette énergie d'excitation est suffisamment importante pour que l'on puisse définir une température du noyau composé. On peut ainsi former des noyaux composés ayant des températures de quelques MeV. Le noyau composé excité se désexcite par émission de particules, surtout des neutrons, et des photons γ . S'il est suffisamment lourd, il peut aussi fissionner mais la distribution de masse des fragments obtenus est symétrique, contrairement à ce que l'on observe pour la fission spontanée de l'uranium, par exemple, où la distribution de masse est asymétrique.

On observe plusieurs régimes selon l'énergie de bombardement. La figure 5.8 présente schématiquement l'évolution de la section efficace de fusion σ_F en fonction de $1/E_{cm}$. On a deux régimes. L'un à basse énergie (I), l'autre à plus haute énergie (II) comme il est montré schématiquement dans la figure 5.8. C'est ce que l'on observe par exemple pour le système ${}^{16}_8\text{O} + {}^{27}_{13}\text{Al}$. La section efficace croît fortement dès que la barrière coulombienne est atteinte et la section efficace de fusion est pratiquement égale à la section efficace totale de réaction. À plus haute énergie de bombardement, σ_{fus} diminue et s'écarte fortement de la section efficace totale de réaction (partie gauche de la figure 5.8). Pour d'autres systèmes, comme par exemple ${}^{60}_{28}\text{Ni} + {}^{60}_{17}\text{Cl}$, on a juste un changement de pente mais pas un changement de signe de celle-ci comme on

peut le voir sur la partie droite de la figure 5.8. Ces changements de pente indiquent que d'autres voies de réaction sont ouvertes. À très haute énergie, le processus de fusion diminue fortement avant de disparaître pour faire place à des réactions directes.

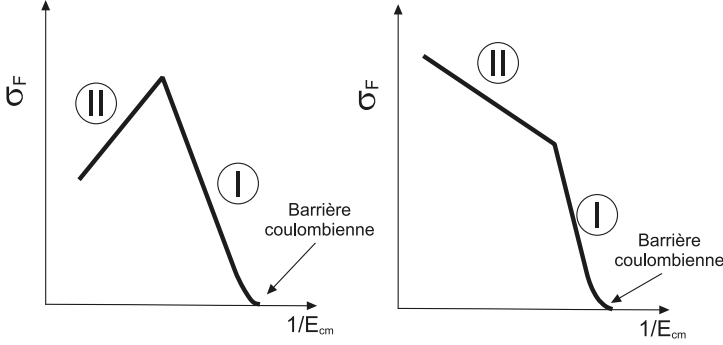


Figure 5.8 – Représentation schématique de la section efficace de fusion à basse énergie en fonction de $1/E_{cm}$.

La partie I de la courbe peut être représentée par la relation empirique suivante :

$$\sigma_F = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V(R_B)}{E_{cm}} \right) \quad (5.54)$$

où :

$$R_B = 1,128A^{1/3} + \frac{2,009}{A^{1/3}} - \frac{1,5}{A} \text{ (fm)} \quad \text{et} \quad V(R_B) = 1,44 \frac{Z_1 Z_2}{R_B} \text{ MeV} \quad (5.55)$$

$V(R_B)$ est la hauteur de la barrière coulombienne et R_B la distance séparant le centre des noyaux à la barrière.

Pour le régime II, la section efficace de fusion est inférieure à ce qu'elle devrait être en extrapolant les résultats de basse énergie ce qui implique que d'autres canaux de réaction se sont ouverts. On peut interpréter cette nouvelle évolution de σ_F en supposant que deux noyaux ne peuvent fusionner que si leur centre atteint une certaine distance appelée *distance critique* R_c . Celle-ci vaut :

$$R_c = r_c \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) \quad \text{avec} \quad r_c \simeq 1 \text{ fm} \quad (5.56)$$

La section efficace dans le régime II est alors donnée par :

$$\sigma_F = \pi R_c^2 \left(1 - \frac{V(R_c)}{E_{cm}} \right) \quad (5.57)$$

On passe du régime I au régime II à cause de la barrière centrifuge qui provient du moment angulaire orbital, c'est-à-dire du paramètre d'impact ($\ell = kb$). Le potentiel

nucléaire central d'une onde ℓ est en effet :

$$V_\ell(R) = V_N(R) + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu R^2} \quad (5.58)$$

où $V_N(R)$ est le potentiel nucléaire d'une collision frontale en fonction de la distance R séparant les centres de masse des deux noyaux.



POTENTIEL NUCLÉAIRE NOYAU-NOYAU

Le potentiel nucléaire d'interaction entre les deux noyaux peut être pris sous la forme simplifiée suivante déduit de calculs dans l'approximation semiclassique de Thomas Fermi.

$$V_N(R) = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} U_N(s) \text{ (MeV)} \quad \text{où } s = R - C_1 - C_2 \text{ (fm)} \quad (5.59)$$

R est la distance séparant les centres de masse des deux noyaux et C_1 et C_2 sont les rayons centraux des noyaux supposant que la densité de matière nucléaire est une distribution de Saxon-Woods :

$$\rho_i(r) = \frac{\rho_i^{(0)}}{1 + \exp\left(\frac{r - C_i}{0,55}\right)} \quad \text{où } i = n, p \quad (5.60)$$

On a :

$$s_0 = -1,6 \text{ fm} \quad (5.61)$$

$$\mathcal{U}_N(s) = -33 \exp\left(\frac{(s - s_0)^2}{5}\right) \text{ (MeV)} \quad \text{pour } s > s_0$$

$$\mathcal{U}_N(s) = -33 + 5,4 (s - s_0)^2 \text{ (MeV)} \quad \text{pour } s \leq s_0$$

La forme de $U_N(s)$ est indiquée dans la figure 5.9.

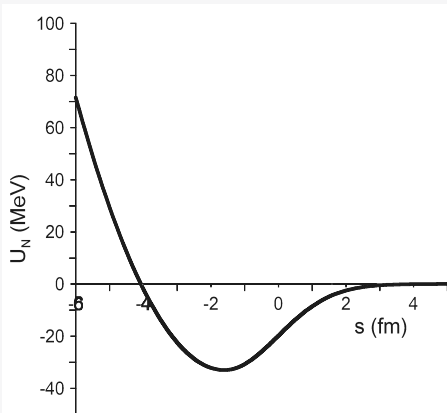


Figure 5.9 – Fonction universelle $U_N(s)$ de l'équation 5.61.

La section efficace de fusion complète (*complete fusion*), σ_{cf} , est la somme de la section efficace des *noyaux résiduels* (obtenus par désexcitation du noyau composé par émission de particules légères (n , p , α) que l'on appelle *résidus d'évaporation* (*evaporation residues*), σ_{er} , et de la section efficace de fission, σ_f :

$$\sigma_F = \sigma_{er} + \sigma_f \quad (5.62)$$

Pour les noyaux composés légers $\sigma_f = 0$. Pour les noyaux lourds, les résidus d'évaporation sont obtenus pour les faibles paramètres d'impact et la fission pour les paramètres d'impact plus grands. La raison vient de ce que le moment angulaire favorise la fission par rapport à l'évaporation.

5.11 RÉACTIONS TRÈS INÉLASTIQUES

La fusion de deux noyaux est observée si le projectile et la cible ne sont pas trop gros, typiquement si le produit $Z_1 Z_2 \lesssim 2\,000 - 2\,500$. Pour des systèmes très lourds, comme $^{86}_{36}\text{Kr} + ^{209}_{83}\text{Bi}$, par exemple, on n'observe pas de fusion car des réactions très inélastiques remplacent le processus de fusion. De manière générale, les réactions très inélastiques sont observées pour des systèmes projectile-cible de masse intermédiaire. Le déroulement d'une réaction très inélastique est schématiquement indiqué sur la figure 5.10. Elle concerne les paramètres d'impact intermédiaires sauf pour les couples de noyaux très lourds pour lesquels la fusion n'est plus possible et où ce mécanisme est remplacé par des collisions très inélastiques. C'est d'ailleurs la disparition de la fusion qui a permis d'identifier, avec une section efficace notable, ce mécanisme de réaction et de montrer son existence, avec une section efficace plus faible, pour des couples projectile-cible plus légers. Lorsqu'ils interagissent à des énergies incidentes inférieures à environ 10 MeV/nucléon, le projectile et la cible forment un système composite et une partie de l'énergie incidente est transformée en énergie d'excitation de ce système composite avec thermalisation de celle-ci. Ce système composite est donc, comme un noyau composé, caractérisé par une température T . En même temps, il y a échange de particules et transfert de masse entre les deux noyaux. Enfin, sous l'influence de la répulsion coulombienne et, de manière analogue à ce qui se passe en fission, le système composite se sépare en deux noyaux dont les masses sont proches de celles du projectile et de la cible.

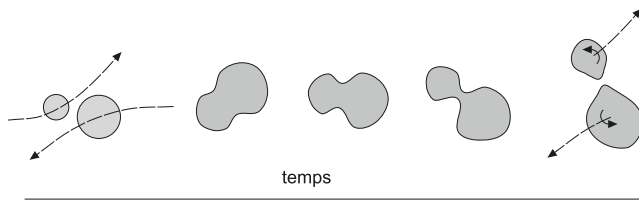


Figure 5.10 – Déroulement schématique d'une réaction très inélastique entre deux noyaux lourds.

Du point de vue théorique, on peut traiter la collision de deux noyaux lourds comme la collision de deux sphères, représentant chacune un noyau, qui obéissent aux équations du mouvement classique (équations de Newton) auxquelles on a ajouté une force de friction proportionnelle à la vitesse. On peut utiliser comme potentiel nucléaire les expressions 2.7 et 5.61. La force de friction permet de transférer une partie de l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse en énergie d'excitation de chacun des fragments. Or, chaque fois qu'il y a dissipation, il y a des fluctuations (théorème de fluctuation-dissipation). Ces fluctuations se manifestent par le fait qu'au cours de la réaction très inélastique les valeurs moyennes des variables collectives évoluent mais les fluctuations autour de ces valeurs moyennes augmentent. On peut donc décrire les collisions très inélastiques avec des équations de transport de type diffusion, Fokker-Planck, etc.

5.12 COLLISIONS D'IONS LOURDS À BASSE ÉNERGIE

La figure 5.11 résume les mécanismes de réaction que l'on observe lors de la collision de deux ions lourds à basse énergie, c'est-à-dire entre la barrière coulombienne et environ 7 à 8 MeV/nucléon. Les collisions centrales conduisent à la fusion complète du projectile et de la cible pour former un noyau composé qui a oublié la mémoire de la voie d'entrée, sauf pour les quantités qui doivent être conservées. Pour les collisions rasantes, c'est-à-dire de grand paramètre d'impact, on a des réactions quasi-élastiques où le projectile et la cible sont peu perturbés. Entre les deux, on observe les collisions très inélastiques où un important transfert d'énergie collective (du mouvement relatif) est transformé en énergie d'excitation. Le noyau composé peut se désexciter par émission de particules et de rayons γ pour donner des noyaux résidus d'évaporation. Pour les noyaux composés de masses intermédiaires et lourdes, il peut aussi fissionner grâce au moment angulaire apporté.

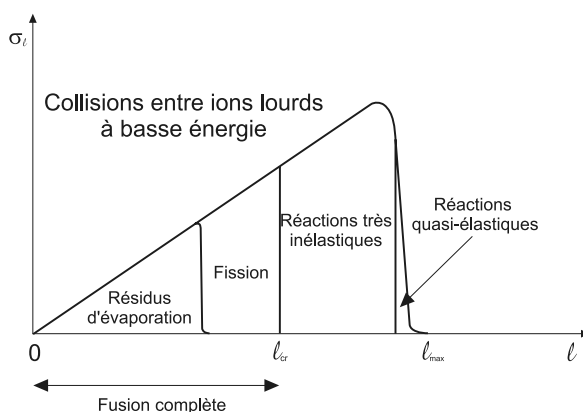


Figure 5.11 – Répartition des différents mécanismes de réaction observés dans une collision entre deux ions lourds à basse énergie en fonction du moment orbital ℓ .

La distribution de masse typique associée est indiquée sur la figure 5.12 hors réactions quasi-élastiques. Les résidus d'évaporation ont une masse proche mais inférieure à celle du noyau composé puisqu'ils ont émis des particules en se refroidissant. La distribution de masse de fission est symétrique et celle des réactions très inélastiques piquée au voisinage du projectile et de la cible.

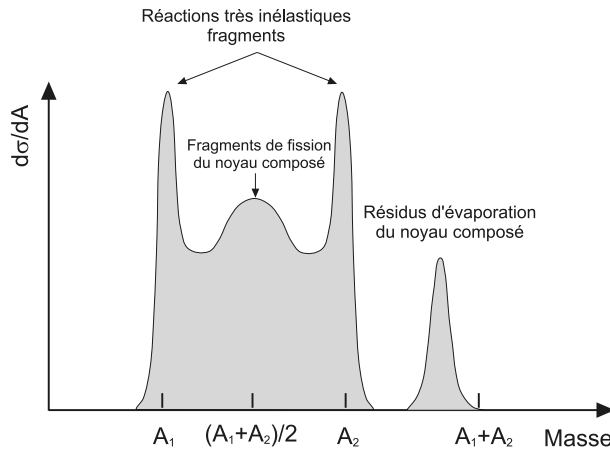


Figure 5.12 – Distribution de masse typique observée dans une collision entre deux ions lourds à basse énergie.

5.13 PRÉÉQUILIBRE

Que ce soit pour la formation d'un noyau composé ou pour une réaction très inélastique, on suppose que le noyau ou le système composite formé vit suffisamment longtemps pour que l'énergie d'excitation disponible se répartisse sur tous les degrés de liberté microscopiques. On atteint donc un équilibre thermodynamique caractérisé par une température T . Ce système excité est comme une goutte de liquide chauffé : il évapore des particules pour se refroidir et le spectre en énergie de ces particules est celui d'un spectre d'évaporation à la température T . Si, lors d'une collision entre ions lourds, l'énergie de bombardement est plus élevée, typiquement au-dessus de 7 à 8 MeV/nucléon, le temps peut ne pas être suffisant pour qu'il y ait thermalisation complète du système, et des particules rapides, dites de pré-équilibre, peuvent être émises. Lors de la collision entre le projectile et la cible, des excitations de type particule-trou sont initialement produites (figure 5.13) dans lesquelles des nucléons vont être promus dans des états excités qui peuvent être le continuum. Dans ce dernier cas, la particule peut s'échapper et conduire à une émission de pré-équilibre. Si l'excitation ne va pas jusqu'au continuum, l'excitation particule-trou peut se thermaliser et se répartir sur l'ensemble des degrés de libertés internes.

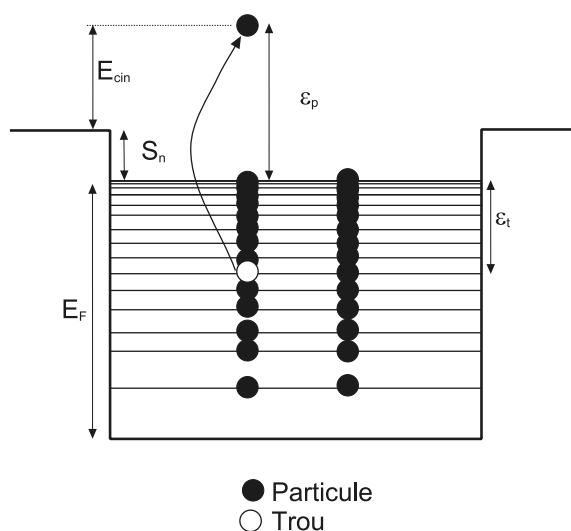


Figure 5.13 – Schéma d'une excitation de type particule-trou. Si le nucléon excité (la particule, ici un neutron) est émis, il part avec l'énergie cinétique E_{cin} . Le trou est une vacance dans un niveau d'énergie qui sera comblé par la cascade de particules situées dans un niveau supérieur.

5.14 SPALLATION, FIREBALL

Lorsque l'on bombarde des noyaux avec des protons de très grande énergie (par exemple 1 GeV), les nucléons du noyau cible peuvent être considérés comme libres. Sous le choc du projectile, le noyau cible peut éjecter des jets de particules légères : neutrons, protons, alphas, etc. On peut même parfois induire la fission du noyau cible. Ce mécanisme de réaction est appelé *spallation*. Il est utilisé pour produire des faisceaux intenses de neutrons de 2 à 10 MeV (source de spallation). Pour cela, on bombarde une cible de métal lourd : mercure, tantale, etc. avec un faisceau intense de protons de 1 GeV.

Lors de la collision de deux noyaux lourds à haute énergie ou à des énergies relativistes, on forme une boule de feu (*fireball*) dans la partie commune au projectile et à la cible. On a en quelque sorte une réaction à l'emporte-pièce. Selon le paramètre d'impact, cette zone commune a une taille différente. Cette boule de feu, très excitée, se désexcite par émission de particules et de γ . La partie du projectile et de la cible en dehors de cette zone commune est appelée les spectateurs (spectateurs du projectile et spectateurs de la cible). La boule de feu s'appelle les participants. Dans le modèle du fireball, les spectateurs récupèrent un peu d'énergie d'excitation quand ils reprennent leur forme sphérique.

5.15 PLASMA QUARKS-GLUONS

Dans le modèle standard, la chromodynamique quantique prévoit qu'il existait, très peu de temps après le Big Bang ($\simeq 10^{-5}$ s), un plasma composé de quarks et de gluons. On utilise le terme de plasma car, pour les atomes, cet état correspond à la situation où électrons et noyaux sont séparés et non plus attachés à un atome particulier. Dans la matière hadronique, les quarks sont confinés dans des sacs (protons, neutrons, pions, etc.). Les déconfiner est donc l'équivalent de ce que l'on fait dans un plasma. Lors du Big Bang, ce plasma quarks-gluons s'est très vite condensé en matière hadronique. Le diagramme de phase simplifié en fonction de la densité et de la température est montré schématiquement dans la figure 5.14. Lors du Big Bang, la densité de matière était probablement faible mais la température élevée. La température de transition de phase est évaluée à environ 170 GeV. A basse température mais forte compression (sans doute de l'ordre de 5 à 10 fois la densité de la matière nucléaire $\rho_0 = 0,17 \text{ GeV}/c^2/\text{fm}^3$), on pourrait avoir des quarks déconfinés au centre d'une étoile à neutrons.

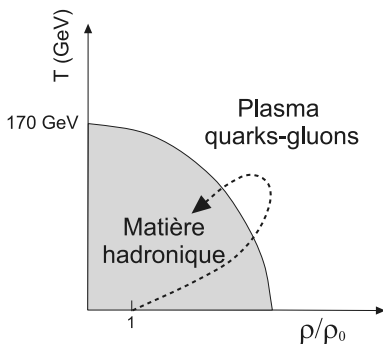


Figure 5.14 – Représentation schématisée et simplifiée du diagramme de phase plasma quarks-gluons et matière hadronique.

Depuis un peu plus d'une vingtaine d'années, les scientifiques essaient de synthétiser un plasma quarks-gluons en laboratoire en réalisant la collision de deux ions lourds ultrarelativistes ($E = pc \gg m_0 c^2$). On cherche alors à décrire, dans le plan (T, ρ) , une trajectoire du type de celle indiquée schématiquement sur la figure 5.14. Selon la nature du projectile et de la cible et des énergies mises en jeu, ces trajectoires peuvent être différentes. Depuis les années 2000, on a des preuves irréfutables montrant qu'on a formé un plasma quarks-gluons pendant un temps très court ($\lesssim 10^{-23}$ s) dans un volume ne dépassant pas quelques fm^3 . Il reste néanmoins beaucoup d'études à réaliser pour étudier ce plasma en utilisant des accélérateurs plus puissants comme le LHC du CERN récemment mis en service.

Le film d'une collision frontale d'ions lourds ultrarelativistes est schématiquement indiqué dans la figure 5.15. Les ions lourds arrivant l'un sur l'autre apparaissent comme des disques aplatis à cause de la contraction relativiste. Lorsqu'ils entrent en collision, ils produisent une zone chaude et dense où le plasma va se former si les conditions le permettent. Après que les deux ions lourds se sont séparés, il va y avoir une expansion et un refroidissement rapides de cette zone (en gris clair sur la figure 5.15) et le plasma va s'hadroniser.

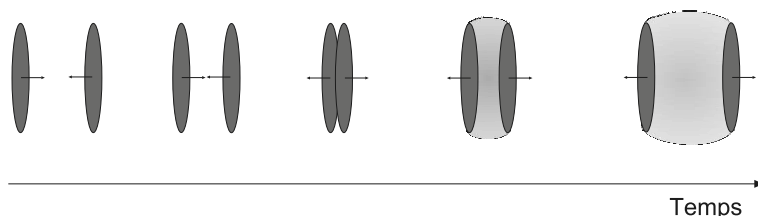


Figure 5.15 – Film schématisant une collision frontale d'ions lourds ultrarelativistes.

On peut en principe identifier le plasma quarks-gluons grâce à trois signatures : la baisse de production du J/Ψ , la production de particules étranges et la création de photons thermiques. Compte tenu de la production de nombreux photons créés par d'autres processus, cette dernière signature ne permet pas de conclure de manière indiscutable à l'existence d'un plasma.

Le J/Ψ est un méson instable ($< 10^{-23}$ s) formé de quarks charmés ($c\bar{c}$) qui s'annihile en produisant une paire $\mu^+\mu^-$. Si un plasma quarks-gluons est formé, la force de couleur qui lie la paire $c\bar{c}$ est écrantée et il y a moins de J/Ψ . C'est ce qui a été observé au CERN lors de collisions $Pb + Pb$.

Dans un plasma, les quarks s et $\bar{s}$ sont plus nombreux. Lors de l'hadronisation, il y a production de plus de particules étranges que si le plasma n'existait pas. C'est ce qui a aussi été observé au CERN. Le taux de production de Ω (sss) et de $\bar{\Omega}$ ($\bar{s}\bar{s}\bar{s}$) est bien supérieur dans la collision $Pb + Pb$ que dans la réaction $p + Pb$ à plus basse énergie.

Exercices

5.1 Réaction nucléaire

On veut produire du $^{243}_{96}\text{Cm}$ à partir du $^{240}_{94}\text{Pu}$ par bombardement α .

1. Écrire la réaction.
2. Calculer le Q de réaction. Cette réaction est-elle endo ou exothermique ?
3. Calculer le seuil de la réaction dans le système du centre de masse et dans celui du laboratoire.
4. Calculer la hauteur de la barrière coulombienne du système ($^{240}_{94}\text{Pu}, \alpha$).
5. Quelle doit être l'énergie cinétique minimum de la particule α dans le laboratoire pour pouvoir réaliser cette réaction ?

On donne les masses atomiques suivantes :

$$^4_2\text{He} = 4,002603 \text{ u} ; ^{240}_{94}\text{Pu} = 240,053814 \text{ u} ; ^{243}_{96}\text{Cm} = 243,061389 \text{ u}.$$

On prendra $1 \text{ u} = 931,5 \text{ MeV}/c^2$.

5.2 Noyau composé

On bombarde une cible de $^{27}_{13}\text{Al}$ avec des protons de 15 MeV ce qui forme un noyau composé.

1. Quelle est l'énergie d'excitation du noyau composé obtenu ?
2. Calculer l'énergie d'excitation nécessaire pour que le noyau composé émette un neutron, une particule α . Ces émissions sont-elles possibles dans cette expérience ?

On donne les masses atomiques suivantes :

$$^4_2\text{He} = 4,002603 \text{ u}; \quad ^{27}_{13}\text{Al} = 26,981538 \text{ u}; \quad ^{28}_{14}\text{Si} = 27,976926 \text{ u};$$

$$^{27}_{14}\text{Si} = 26,986704 \text{ u}; \quad ^{24}_{12}\text{Mg} = 23,985041 \text{ u}$$

5.3 Potentiel centrifuge

Lorsque le potentiel d'interaction entre deux noyaux lourds est central, aux parties nucléaire, $V_N(R)$, et coulombienne, $V_C(R)$, s'ajoute une partie venant du moment cinétique orbital, E_R , donc lié au paramètre d'impact de la réaction. Quelle est cette partie angulaire, $V_\ell(R)$, et l'exprimer de manière à ce que l'on obtienne des MeV si R est en fm ?

5.4 Vitesse des projectiles

1. Quelle est la vitesse d'un proton de 10 MeV qui arrive sur un noyau de ^{12}C ?
2. Quelle est la vitesse de recul du centre de masse du système ?
3. Quelle est la vitesse d'un électron de 10 GeV ?

5.5 Cible épaisse

On envoie un flux de N_0 particules par cm^2 et par seconde sur une cible (épaisse) d'épaisseur L contenant $\mathfrak{N}_0$ particules/ cm^2 . La section efficace de réaction est σ et l'on suppose que c'est la seule réaction nucléaire possible.

1. Calculer le flux sortant N .
2. Donner l'expression du nombre de noyaux, n , ayant subi une interaction. Vérifier les valeurs limites, $L = 0$ et $L = \infty$.

Solutions des exercices

5.1

$$1. \quad ^{240}_{94}\text{Pu} + ^4_2\text{He} \longrightarrow ^{243}_{96}\text{C} + ^1_0n$$

$$2. \quad Q = \Delta M c^2 \simeq \Delta M c^2 = . M_n = 1,008665 \text{ u.}$$

$$Q = -0,013637 \times 931,5 = -12,7 \text{ MeV. La réaction est endothermique.}$$

$$3. \quad \text{Le seuil dans le centre de masse est } 12,7 \text{ MeV. Dans le laboratoire, il vaut } 12,7 \times (240 + 4) / 240 = 12,9 \text{ MeV.}$$

4. La barrière coulombienne vaut $V_C = 1,44 \times Z_{\text{Pu}}Z_{\text{He}}/(R_{\text{Pu}} + R_{\text{He}}) = 27,2 \text{ MeV}$, en utilisant (5.55).

5. La barrière coulombienne est le seuil réel pour réaliser cette réaction. Il faut dans le laboratoire une énergie cinétique de $27,2 \times (240 + 4)/240 = 27,5 \text{ MeV}$.

5.2

1. Le Q de réaction vaut

$$\Delta Mc^2 \simeq \Delta M c^2 = 931,5 \times (26,981538 + 1,007825 - 27,976926) = 11,58 \text{ MeV}.$$

L'énergie dans le centre de masse est $15 \times 28/27 = 1,46 \text{ MeV}$. L'énergie d'excitation totale est donc $E^* = 23 \text{ MeV}$.

2. L'émission d'un neutron correspond à la réaction : ${}^{28}_{14}\text{Si} \rightarrow {}^{27}_{14}\text{Si} + {}^1_0n$. L'énergie de séparation du neutron vaut : $17,2 \text{ MeV}$. L'émission d'un neutron est donc possible puisque l'énergie d'excitation est de 23 MeV . Pour l'émission d'une particule α , la réaction est ${}^{28}_{14}\text{Si} \rightarrow {}^{24}_{12}\text{Mg} + {}^4_2\text{He}$. L'énergie de séparation d'un α est de $9,98 \text{ MeV}$. L'émission d'une particule α est aussi énergétiquement possible.

5.3

On $V(R) = V_N(R) + V_C(R) + V_\ell(R)$. On a $V_\ell(R) = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu R^2} = \frac{\ell(\ell+1)(\hbar c)^2}{R^2 2\mu c^2}$

$$V_\ell(R) = \frac{\ell(\ell+1)}{\mu R^2} \frac{(197)^2}{2 \times 931,5} (\text{MeV}) \simeq 20,8 \frac{\ell(\ell+1)}{\mu R^2} (\text{MeV})$$

5.4

1. Si $T = 10 \text{ MeV}$, on a

$$v = \sqrt{\frac{2T}{m}} = c \sqrt{\frac{2T}{mc^2}} = 3 \times 10^8 \text{ m/s} \sqrt{\frac{2 \times 10}{938,3}} = 4,4 \times 10^7 \text{ m/s} = 44\,000 \text{ km/s}$$

2. La vitesse du centre de masse vaut $V = \frac{m}{m+M} v = \frac{1}{1+12} = 3\,400 \text{ km/s}$.

3. La masse de l'électron est de $0,5 \text{ MeV}$. L'énergie cinétique est très supérieure à l'énergie de masse au repos. L'électron se propage donc à la vitesse de la lumière, $300\,000 \text{ km/s}$.

5.5

1. On peut écrire, pour une épaisseur dx , que le nombre de réactions est $dN = \sigma N \mathfrak{N}_0 dx$, où N est le flux. La diminution du flux est $-dN$. Donc $dN/N = -\sigma \mathfrak{N}_0 dx$. Cela donne en intégrant x de 0 à L et en tenant compte des conditions aux limites : $N = N_0 \exp(-\sigma \mathfrak{N}_0 L)$.

2. $n = N_0 - N = N_0 [1 - \exp(-\sigma \mathfrak{N}_0 L)]$. On vérifie que pour $L = 0$, $n = 0$, $N = N_0$ et que $L = \infty$, $n = N_0$ et $N = 0$.

INTERACTION DES PARTICULES IONISANTES AVEC LA MATIÈRE

INTRODUCTION

Les photons, en dehors de leur aspect ondulatoire, sont des particules de masse nulle et électriquement neutres. Les rayons-X et les rayons- γ sont des photons de grande énergie en comparaison de ceux appartenant aux domaines d'énergies correspondant au visible ou à l'ultra-violet. On convient généralement que les rayons-X et γ sont respectivement des photons d'énergie égale ou supérieure à 100 eV et 100 keV.

6.1 INTERACTION DES RAYONS-X ET γ AVEC LA MATIÈRE

Par définition, les rayons- γ sont des photons émis au cours de transitions entre états excités des noyaux atomiques. Typiquement, pour les applications médicales, les rayons-X utilisés pour réaliser une mammographie ont une énergie de 30 keV et une énergie de 100 keV pour une radio de thorax. Les rayons- γ émis par le cobalt ^{60}Co ont des énergies respectives de 1,17 MeV et 1,33 MeV.

À la différence des particules comme les ions, les électrons ou les neutrons, les photons peuvent être absorbés par un atome et transférer leur énergie à l'un des électrons du système atomique qui sera excité ou ionisé si l'énergie est suffisante : c'est l'effet photoélectrique. Ils peuvent aussi être diffusés élastiquement par les atomes du milieu ou bien perdre de l'énergie dans une collision avec les électrons de la

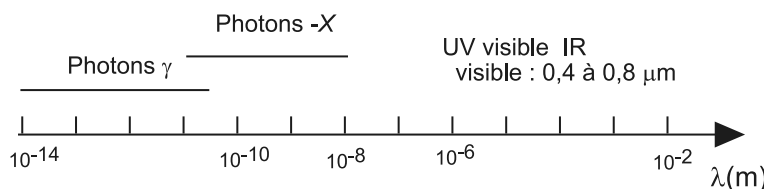


Figure 6.1 – Domaines de longueur d'onde des rayons-X et γ , UV, visible (0,4; 0,8 micron) et Infra-rouge.

matière sans être absorbés comme dans l'effet Compton. Si l'énergie des photons est suffisante, on peut observer la matérialisation de l'énergie, c'est-à-dire la transformation de l'énergie en matière qui résulte dans la création d'une paire électron/positron.

L'absorption de l'énergie des photons- X et des photons- γ par la matière peut se faire selon trois modes pour lesquels l'énergie des photons incidents peut être transférée au milieu : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires électron/positron. On ne considère pas ici l'effet Raman qui correspond aussi à une diffusion inélastique des photons avec changement d'énergie, due à l'interaction des photons avec les noyaux atomiques des atomes constituant le milieu.

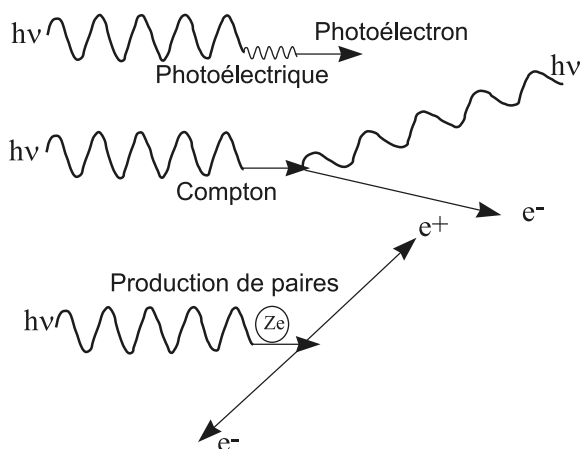


Figure 6.2 – Représentation des trois principaux modes de transfert de l'énergie des photons à la matière.

L'**effet photoélectrique** est le mécanisme d'absorption des photons prédominant pour les rayons- X ayant une énergie de quelques dizaines de keV. Dans l'effet photoélectrique, l'énergie du photon est transmise à l'un des électrons de l'atome qui peut être ionisé si l'énergie absorbée est supérieure ou égale à l'énergie d'ionisation de cet électron.

Dans l'**effet Compton**, le photon se comporte comme une particule possédant une quantité de mouvement (impulsion). Il interagit avec un électron du milieu et ne disparaît pas. Il est diffusé avec un changement de son énergie et transfère une partie de celle-ci sous forme d'énergie cinétique à l'électron (électron de recul).

La **création de paires électron-positron** réalise la matérialisation de l'énergie du photon incident. Le photon incident doit obligatoirement interagir avec un noyau atomique et avoir une énergie supérieure à l'énergie du seuil de création d'une paire électron-positron soit $2m_e c^2$, où m_e désigne la masse de l'électron (et du positron) au repos et c la célérité de la lumière dans le vide.

6.1 Interaction des rayons-X et γ avec la matière

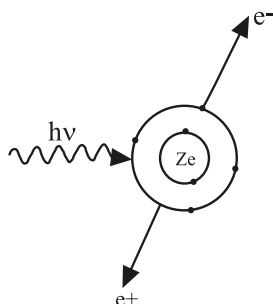


Figure 6.3 – Création de paire électron-positron. Le photon incident doit avoir une énergie supérieure à $2 \times 0,511$ MeV et interagir avec le noyau d'un atome de la matière.

6.1.1 Effet photoélectrique

Dans l'effet photoélectrique, le champ électrique du photon incident interagit avec un ensemble de charges positives (noyaux) et négatives (électrons). Le photon est absorbé par le dipôle électrique ainsi constitué et son énergie est transmise à l'un des électrons de l'atome. Si l'énergie initiale du photon $h\nu$ est supérieure à l'énergie d'ionisation E_I de l'électron, ce dernier peut être ionisé et éjecté de l'atome avec une énergie cinétique $E_c = m_e v^2/2$ telle que la conservation de l'énergie soit vérifiée :

$$E = h\nu = E_I + \frac{1}{2}m_e v^2 \quad (6.1)$$

a) Section efficace

On considère un électron K d'un atome (ion) hydrogénoïde de numéro atomique Z , c'est-à-dire ne comportant qu'un seul électron. La section efficace différentielle non relativiste de photoabsorption $d\sigma$ s'exprime par :

$$d\sigma = \frac{4\sqrt{2}Z^5}{137^4} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \sin^2 \theta \cos^2 \phi (1 + 4\beta \cos \theta) d\Omega \quad (6.2)$$

e et m_e sont respectivement la charge et la masse de l'électron, $\beta = v_0/c = 1/137$ est la constante de structure fine qui représente le rapport de la vitesse $v_0 = 2\pi e^2/(4\pi\epsilon_0 h)$ de l'électron sur le première orbite de Bohr de l'hydrogène de rayon a_0 et de c .

$$a_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,0529 \text{ nm} ; \quad v_0 = 2,2 \times 10^8 \text{ cm/s} \quad (6.3)$$

La direction définie par le faisceau de photons et la direction de la vitesse de l'électron éjecté sont représentées par l'angle $\theta \in [0, \pi]$. L'angle $\phi \in [0, 2\pi]$ décrit la rotation autour de l'axe Oz du faisceau incident (figure 6.4) et $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$.

La relation (6.2) montre que l'électron est éjecté principalement dans la direction de la polarisation du champ électrique du photon $\theta = \pi/2$ et $\phi = 0$, c'est-à-dire dans

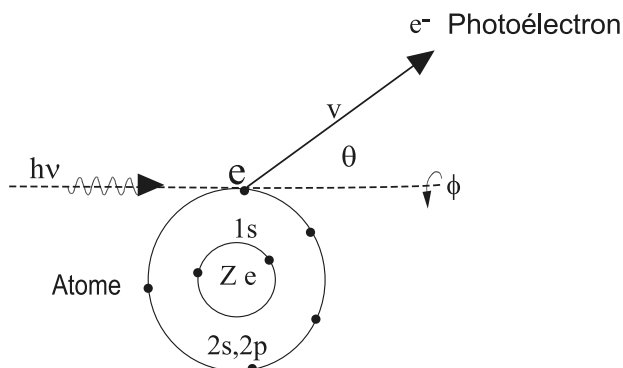


Figure 6.4 – Représentation schématique de l'effet photoélectrique. Le photoélectron est préférentiellement éjecté dans une direction perpendiculaire au faisceau incident.

la direction perpendiculaire au faisceau de photons, et non pas dans sa direction. En intégrant sur les angles θ et ϕ , et en négligeant le terme en β , on obtient un facteur $4\pi/3$. La section efficace totale de photoabsorption pour un électron est donnée par σ :

$$\sigma = \frac{16\pi\sqrt{2}}{3} \frac{Z^5}{137^4} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \quad (6.4)$$

La section efficace σ augmente rapidement avec la charge Z du noyau, comme Z^5 , et décroît avec l'énergie $(h\nu)^{-7/2}$. On peut retenir que la section efficace de l'effet photoélectrique est proportionnelle à $Z^5/(h\nu)^{3,5}$.

Par exemple, la contribution de l'effet photoélectrique est sensiblement la même pour des photons d'énergies respectives de 0,15 MeV et 2 MeV dans l'aluminium ($Z = 13$) et le plomb ($Z = 82$). Dans les éléments légers comme C, O, N, l'interaction se fait principalement avec les électrons des couches K.

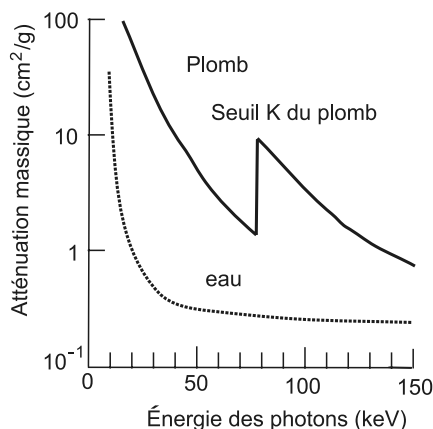


Figure 6.5 – Variation du coefficient d'absorption massique pour le plomb et l'eau en fonction de l'énergie des photons incidents. Le seuil K du plomb est situé à $E = 88$ keV.

6.1 Interaction des rayons-X et γ avec la matière

L'expression de σ dans la relation (6.4) peut être écrite en unités atomiques en posant $e^2/4\pi\epsilon_0 = 1$, $m_e = 1$, $c = 137v_0$ et en faisant apparaître l'énergie d'ionisation E_I de l'électron K : $E_I = Z^2e^2/8\pi\epsilon_0a_0$. Soit en unités atomiques $Z = (2I_1)^{1/2}$ et $v_0 = 1$. En remplaçant dans l'expression (6.4), on obtient :

$$\sigma_{1s} = \frac{16\pi 2^{5/2} \sqrt{2}}{3 \times 137 h\nu} \left(\frac{E_I}{h\nu} \right)^{5/2} a_0^2 \quad \text{soit} \quad \sigma_{1s} = \frac{0,978}{h\nu} \left(\frac{E_I}{h\nu} \right)^{5/2} a_0^2 \quad (6.5)$$

Cette relation exprime la section efficace de photoabsorption d'un électron K en unités atomiques a_0^2 , uniquement en fonction de l'énergie d'ionisation de l'électron E_I et de l'énergie $h\nu$ du photon incident. Elle dispense en cela de calculer la valeur corrigée du numéro atomique Z pour un électron K (Z effectif) dans un atome complexe.

Si on exprime l'énergie $h\nu$ du photon et l'énergie d'ionisation de l'électron E_I en électron-volt (1 u.a. = 27,21 eV) et a_0 en nm, on obtient une expression utile pour calculer numériquement la valeur de la section de photoabsorption σ_{1s} qui est alors mesurée en (nm)² :

$$\sigma_{1s} = \frac{7,44 \times 10^{-2}}{h\nu} \left(\frac{E_I}{h\nu} \right)^{5/2} (\text{nm})^2 \quad (6.6)$$

On rappelle que la section efficace est exprimée parfois en barn : 1 barn = 10^{-28} m^2 .



PHOTOABSORPTION DE L'ALUMINIUM

L'énergie d'ionisation de l'électron K de l'aluminium a pour valeur $E_I = 1,56 \times 10^3 \text{ eV}$. La section de photoabsorption σ pour des photons-X d'énergie $6,4 \times 10^3 \text{ eV}$ émis par la raie K du fer $\text{Fe}_{K\alpha}$ calculée par cette relation est :

$$\begin{aligned} \sigma_{1s} &= \frac{7,44 \times 10^{-2}}{6,4 \times 10^3} \left(\frac{E_I}{6,4 \times 10^3 \text{ eV}} \right)^{5/2} (\text{nm})^2 = 3,4 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \\ &= 3,4 \times 10^3 \text{ barn} \end{aligned} \quad (6.7)$$

Dans un atome qui a plusieurs électrons, la section efficace totale de photoabsorption sera la somme des sections efficaces partielles de photoabsorption de tous les électrons. Par exemple, la section efficace totale de photoabsorption de l'azote de configuration électronique $1s^2 2s^2 2p^3$ est :

$$\sigma(N) = 2\sigma_{1s} + 2\sigma_{2s} + 3\sigma_{2p} \quad (6.8)$$

Les valeurs des sections efficaces σ_{2s} , σ_{2p} , ..., σ_{nl} pour les électrons nl sont tabulées pour la majorité des atomes pour une large gamme d'énergie des photons.

La section totale de photoabsorption d'un atome doit prendre en compte tous les électrons de toutes les couches atomiques du système considéré. La section efficace d'absorption présente de fortes variations lorsque l'énergie des photons est accordée

sur l'énergie de liaison des électrons (photoabsorption résonante). Chaque saut dans la section de photoabsorption correspond au franchissement d'un seuil d'excitation d'une couche électronique interne de l'atome. La lacune produite par l'ionisation de l'électron d'une couche électronique interne de l'atome est comblée soit par une réorganisation des électrons de l'atome ionisé (effet Auger), soit par une transition radiative (fluorescence).

6.1.2 Effet Compton

Dans l'effet Compton, le photon incident se comporte comme une particule, possédant une quantité de mouvement p donnée par la relation de cinématique relativiste qui associe à toute particule de vitesse v ($v = c$ pour le photon dans le vide) et d'énergie E la quantité de mouvement p :

$$p = \frac{Ev}{c^2} = \frac{h\nu}{c} \quad (6.9)$$

Le photon interagit avec un électron de masse m_e . Il est diffusé avec une perte d'énergie selon une collision inélastique avec augmentation de sa longueur d'onde. La direction de la vitesse du photon diffusé fait un angle θ avec la direction du faisceau incident (figure 6.6). Il possède une énergie plus petite après la collision et la différence d'énergie est transmise à l'électron qui est appelé électron de recul. Si $(\lambda_0 ; \nu_0)$ et $(\lambda_1 ; \nu_1)$ désignent respectivement les longueurs d'onde et fréquences des photons incidents et diffusés, on peut établir la relation de Compton donnant la différence de la longueur d'onde des photons incidents et diffusés. Elle est indépendante de l'énergie initiale du photon et vaut :

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h(1 - \cos \theta)}{m_e c} \quad (6.10)$$

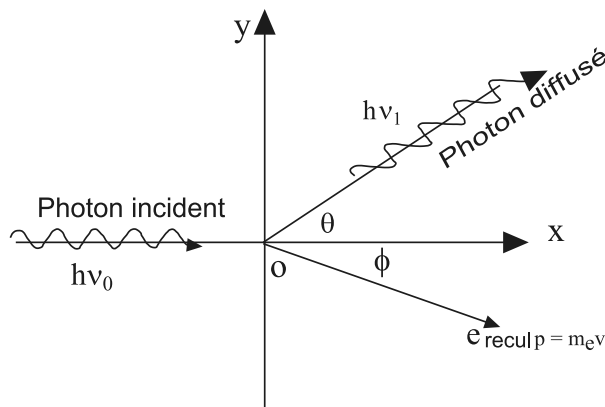


Figure 6.6 – Effet Compton. L'énergie du photon incident est partiellement transférée à un électron du milieu.



DIFFUSION COMPTON

Pour obtenir cette dernière formule, on exprime l'énergie totale E d'une particule de masse m_0 par son énergie au repos m_0c^2 et par sa quantité de mouvement p au moyen de la relation utilisée en relativité restreinte (conservation de la norme du quadrivecteur énergie impulsion, voir section 5.7) :

$$E^2 - p^2c^2 = m_0^2c^4 \quad (6.11)$$

pour l'électron de recul de masse $m_0 = m_e$. Si T désigne l'énergie cinétique de l'électron et p sa quantité de mouvement, cette relation devient :

$$E = T + m_e c^2 \implies (T + m_e c^2)^2 = p^2 c^2 + m_e^2 c^4 = T^2 + 2m_e c^2 T + m_e^2 c^4 \quad (6.12)$$

La conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie du système photon plus électron, considéré comme isolé, donne les relations en projection sur les axes Ox et Oy (figure 6.6) :

$$h\nu_0/c = h\nu_1 \cos \theta/c + p \cos \phi, \quad h\nu_1 \sin \theta/c = p \sin \phi \quad \text{et} \quad h\nu_0 = h\nu_1 + T \quad (6.13)$$

En combinant les deux premières équations ci-dessus et en tenant compte des relations :

$$p^2 c^2 = T^2 + 2m_e c^2 T \quad \text{et} \quad T = h\nu_0 - h\nu_1 \quad (6.14)$$

$$p^2 = \frac{T^2}{c^2} + 2m_e T = \frac{(h\nu_0 - h\nu_1)^2}{c^2} + 2m_e(h\nu_0 - h\nu_1) \quad (6.15)$$

il vient :

$$(h\nu_0/c)^2 + (h\nu_1/c)^2 - \frac{2h^2\nu_0\nu_1 \cos \theta}{c^2} = p^2 = \frac{(h\nu_0 - h\nu_1)^2}{c^2} + 2m_e(h\nu_0 - h\nu_1) \quad (6.16)$$

$$(1 - \cos \theta)/m_e c = (c/\nu_1 - c/\nu_0)/h \quad \text{soit} \quad (6.10) \quad (6.17)$$

On obtient aussi la relation :

$$h\nu_1 = \frac{m_e c^2}{(1 - \cos \theta + m_e c^2/h\nu_0)} \quad (6.18)$$

À basse énergie, une faible partie de l'énergie est transférée à l'électron Compton. Le photon peut être diffusé vers l'avant ou bien rétrodiffusé à 180° . En utilisant la dernière relation et en désignant respectivement par $E_\gamma = h\nu_0$ la valeur de l'énergie initiale du photon et E_{rd} son énergie exprimées en keV quand il est rétrodiffusé ($\theta = \pi$), on obtient la relation suivante en prenant pour la valeur numérique de $m_e c^2 = 511$ keV :

$$E_{rd} = \frac{E_\gamma}{1 + E_\gamma/256} \quad (6.19)$$

On constate que E_{rd} tend vers 256 keV quand l'énergie initiale du photon augmente, le reste de l'énergie ($E_\gamma - E_{rd}$) est transmise à l'électron. Quand l'énergie du photon- γ est grande, davantage d'énergie est transmise à l'électron qui est diffusé dans la direction du faisceau incident de photons- γ .

Pour des énergies supérieures à 0,5 MeV, la diffusion Compton est pratiquement inversement proportionnelle à E_γ . L'effet Compton a une contribution majoritaire dans la gamme des énergies des photons entre 0,1 MeV et 10 MeV.

6.1.3 Matérialisation et création de paire électron-positron

La matérialisation d'un photon correspond à la création d'une paire électron-positron. Chaque particule créée a une énergie reliée à sa masse m_e qui vaut $m_e c^2$ et par conséquent la création d'une paire électron-positron présente un seuil en énergie égal à $2m_e c^2$ ($2m_e c^2 = 1,02$ MeV).

Si l'énergie initiale du photon E est suffisante ($E > 2m_e c^2$), on peut observer la création d'un électron e^- et de son antiparticule le positron e^+ . Le photon doit passer nécessairement au voisinage d'un noyau atomique. En effet, la matérialisation de photons dans le vide n'est pas possible. Le processus de création de paires varie pratiquement comme Z^2 , où Z est le numéro atomique du noyau avec lequel le photon interagit. Le positron ainsi créé dans la matière va ralentir et s'annihiler, alors qu'il est pratiquement au repos, avec un électron pour donner deux photons de 0,511 MeV chacun qui seront émis dans des directions opposées afin de conserver la valeur initialement nulle de la quantité de mouvement du système positron plus électron. Dans la pratique, le processus de création de paires électron-positron ne devient important que pour des énergies supérieures à $4m_e c^2$ (figure 6.7).

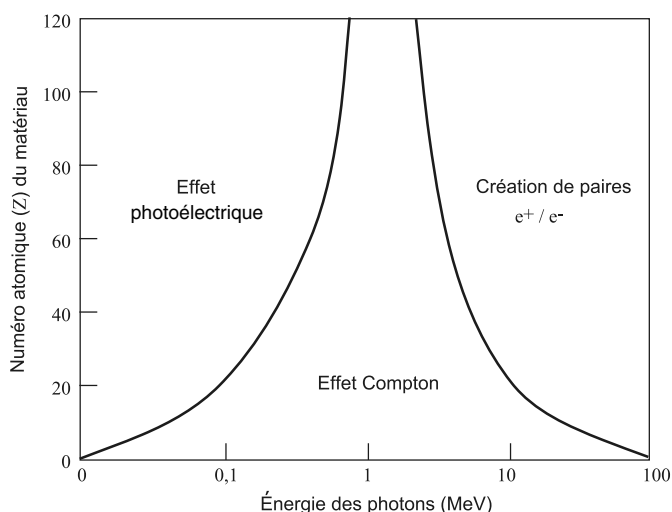


Figure 6.7 – Domaines représentant l'importance relative des trois modes d'interaction des photons avec la matière en fonction du numéro atomique Z de la matière et de l'énergie des photons. Les lignes de séparation représentent les couples de valeurs de Z et de l'énergie pour lesquelles deux effets sont égaux.

6.1.4 Réactions photonucléaires

Lorsque l'énergie des photons- γ devient supérieure à 10 MeV, les photons qui interagissent avec les noyaux atomiques peuvent transférer assez d'énergie et éjecter des nucléons. La production de radio-isotopes comme le ^{11}C ou l' ^{13}N à partir du ^{12}C et de l' ^{14}N a été faite par ce type de réactions photonucléaires.

6.1.5 Atténuation des rayons-X et γ par la matière

L'atténuation du faisceau de photons incidents résulte de l'absorption des photons par l'effet photoélectrique, l'effet Compton et, si l'énergie des photons est suffisante, par la création de paires électrons-positrons. Si on appelle σ_{tot} la section efficace totale d'absorption des photons et si on désigne par σ , κ , τ les sections efficaces d'absorption respectivement de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la création de paires, on pose :

$$\sigma_{tot} = \sigma + \kappa + \tau \quad (6.20)$$

Considérons un faisceau de section droite S traversant la matière composée de noyaux de masse atomique M et de masse volumique ρ . Un volume dV d'une tranche de matière d'épaisseur dz a une masse $dm = \rho dV = \rho S dz$ et contient $\rho S dz / M$ moles soit $\mathcal{N} \rho S dz / M$ atomes, $\mathcal{N}$ ($= 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) désignant le nombre d'Avogadro. Si le faisceau traverse l'épaisseur de matière dz , la section efficace totale des interactions est $\sigma_{tot} \mathcal{N} \rho S dz / M$. La probabilité d'interaction dP est le rapport de cette section efficace à la surface S soit :

$$dP = \frac{\sigma_{tot} \mathcal{N} \rho S dz}{MS} = \frac{\sigma_{tot} \mathcal{N} \rho dz}{M} \quad (6.21)$$

Cette probabilité est égale au rapport du nombre de particules dN absorbées au nombre de particules $N(z)$ présentes dans la tranche dz . Les particules étant absorbées, dN doit être négatif. Algébriquement on posera :

$$\frac{dN}{N(z)} = -(\sigma_{tot} \mathcal{N} \rho / M) dz = -\mu dz \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{\sigma_{tot} \mathcal{N} \rho}{M} \quad (6.22)$$

μ est le coefficient d'absorption linéique. Le nombre de photons transmis $N(z)$ est donné par une loi exponentielle décroissante :

$$N(z) = N_0 \exp(-\mu z) \quad (6.23)$$

Les valeurs des coefficients d'atténuation linéique décroissent avec l'énergie. Le coefficient d'atténuation (absorption) massique μ_m est défini par le rapport :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{tot} \mathcal{N}}{M} \quad (6.24)$$

ρ étant la masse volumique du matériau généralement exprimée en g/cm^3 , μ_m est exprimé en $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$. L'intérêt de définir le coefficient μ_m réside dans la relative faible

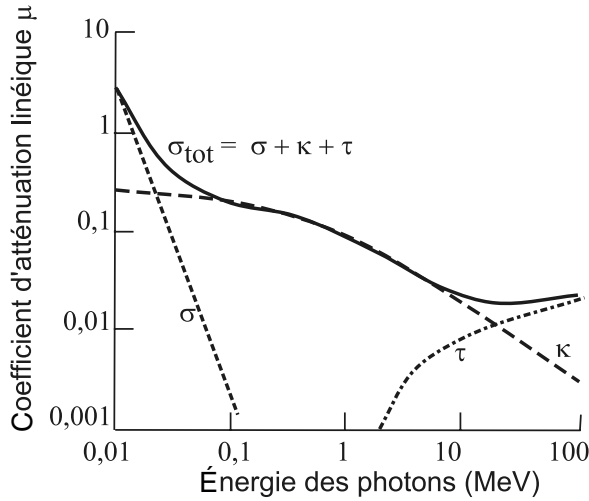


Figure 6.8 – Contributions respectives au coefficient d'absorption linéique des trois modes d'absorption de l'énergie des photons par la matière en fonction de l'énergie des photons.

variation de ce paramètre avec l'état de la matière. L'expression donnant l'intensité transmise I_t ou le nombre de photons transmis N_t est :

$$I_t(z) = I_0 \exp(-\mu_m \rho z) \quad N_t(z) = N_0 \exp(-\mu_m \rho z) \quad (6.25)$$

Le coefficient d'absorption massique $\mu_m = \mu/\rho$ de l'effet photoélectrique des électrons d'une couche électronique donnée peut être calculé par la relation suivante à partir de la section efficace de photoabsorption et de la masse volumique :

$$\mu_m \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right) = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma(\text{cm}^2/\text{électron}) \times N(\text{atomes/cm}^3) n_s}{\rho(\text{g/cm}^3)} \quad (6.26)$$

n_s est le nombre d'électrons dans la couche électronique considérée.



ABSORPTION MASSIQUE

Calculons le coefficient d'absorption massique μ_m pour la couche K du nickel, pour la raie K_α du molybdène.

Pour la raie K_α du molybdène qui correspond à des photons d'énergie $E = h\nu = 17,44 \text{ keV}$, la section efficace de photoabsorption de l'électron de la couche K du nickel ($E_I = 8,33 \text{ keV}$) a pour valeur en utilisant la formule (6.6) :

$$\sigma = \frac{7,44 \times 10^{-2}}{17,44 \times 10^3} \left(\frac{8,33}{17,44} \right)^{5/2} (\text{nm})^2 = 6,7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \quad (6.27)$$

Le nombre d'atomes par cm^3 pour le nickel est : $N = 9,14 \times 10^{22}$ atomes/ cm^3 , $n_s = 2$. La masse volumique ρ (g/cm^3) = 8,91 g/cm^3 . Le coefficient d'absorption massique μ_m pour la couche K du nickel et pour les photons de la raie K_α du molybdène vaut :

$$\mu_m = \mu/\rho = (6,7 \times 10^{-21} \times 9,14 \times 10^{22} \times 2)/8,91 = 138 \text{ cm}^2\text{g}^{-1} \quad (6.28)$$

6.2 INTERACTION DES PARTICULES CHARGÉES AVEC LA MATIÈRE

Les particules chargées (ions lourds, électrons), en traversant la matière, interagissent avec les électrons et les noyaux atomiques par l'interaction coulombienne qui est à longue portée et qui présentent de ce fait des sections efficaces d'interaction bien plus grandes que celles des photons- X ou gammas. Il en résulte que la pénétration dans la matière des particules chargées est généralement faible sauf pour celles ayant une grande énergie initiale, typiquement de l'ordre de plusieurs MeV. Une loi empirique simple et utile relative aux électrons indique que la pénétration dans l'eau des électrons avec une énergie initiale de l'ordre de quelques MeV est donnée, en cm, par la valeur de l'énergie initiale divisée par 2. Ainsi des électrons de 20 MeV pénètrent dans l'eau jusqu'à 10 cm environ. On précise au paragraphe 6.2.7 le parcours des électrons dans la matière.

Une particule chargée traversant la matière peut perdre de l'énergie par plusieurs processus indépendants. On considère les collisions (interactions) de la particule incidente avec les électrons et les noyaux du milieu. La particule incidente chargée peut aussi être défléchie en passant à proximité d'un noyau atomique et produire un rayonnement de freinage, conséquence des lois de l'électromagnétisme classique qui stipulent qu'une particule chargée accélérée rayonne de l'énergie (Bremstrahlung). L'énergie rayonnée est proportionnelle au carré de l'accélération et ne devient importante en pratique que pour les électrons rapides qui peuvent être défléchis (accélérés) fortement par un noyau du fait de leur faible masse. Les particules lourdes rapides (ions atomiques) sont peu défléchies en traversant la matière et leurs trajectoires peuvent être considérées comme rectilignes.

Le maximum d'énergie transférée $Q_{\max}$ par une particule d'énergie cinétique E_C et de masse m_1 dans le référentiel du laboratoire, lors d'une collision avec une particule de masse m_2 au repos, est donné par la relation classique obtenue en écrivant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement du système considéré comme isolé (c'est-à-dire la particule incidente (m_1, E_C) plus la particule cible au repos (m_2)) :

$$Q_{\max} = \frac{4E_C m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (6.29)$$

La relation relativiste équivalente utile en particulier pour les électrons est :

$$Q_{\max} = \frac{2(2 + E_C/m_1 c^2)E_C m_1 m_2}{m_1^2 + m_2^2 + 2(1 + E_C/m_1 c^2)m_1 m_2} \quad (6.30)$$

Le pouvoir d'arrêt S (*Stopping power*) est défini comme la perte d'énergie élémentaire dE de la particule incidente pendant un parcours dx dans la matière :

$$S = -dE/dx. \quad (6.31)$$

Le signe négatif vient de la définition de S qui doit être une grandeur positive. C'est la somme de trois termes :

$$S = S(\text{collisions avec électrons}) + S(\text{interaction avec noyaux}) + S(\text{radiatif}) \quad (6.32)$$

Dans le cas des ions atomiques rapides (énergies dans la gamme des MeV), les temps d'interaction avec les autres particules sont petits, induisant de faibles transferts de quantité de mouvement et impliquant principalement des interactions avec les électrons du milieu. Quand un ion atomique rapide (de l'ordre du MeV par nucléon) interagit avec la matière, il est freiné principalement par les interactions coulombiennes avec les électrons du milieu traversé : $S(\text{collisions avec les électrons})$. Nous montrons plus loin que les interactions avec les noyaux des atomes du milieu : $S(\text{interaction avec les noyaux})$ ne sont à considérer qu'à bien plus faibles énergies (de l'ordre du keV).

6.2.1 Diffusion par un potentiel central

Dans un premier temps, on considère la diffusion d'une charge Z_1e de masse M_1 par une charge Z_2e placée à l'origine O du système d'axe (Ox, Oy) dont on suppose la masse infinie. La force exercée sur la charge Z_1e à la distance r est : $\mathbf{F} = Z_1Z_2e^2\mathbf{r}/4\pi\epsilon_0r^3$ de module F .

La relation de Newton implique $\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt$ soit $\mathbf{p} = \int \mathbf{F}.dt$. Comme la composante de la force suivant l'axe Ox' est une fonction impaire de l'angle ϕ , il en résulte par symétrie (figure 6.9) que :

$$p_{x'} = 0 \quad \text{et} \quad \Delta p_y' = \int F \frac{dt}{d\phi} \cos \phi. d\phi. \quad (6.33)$$

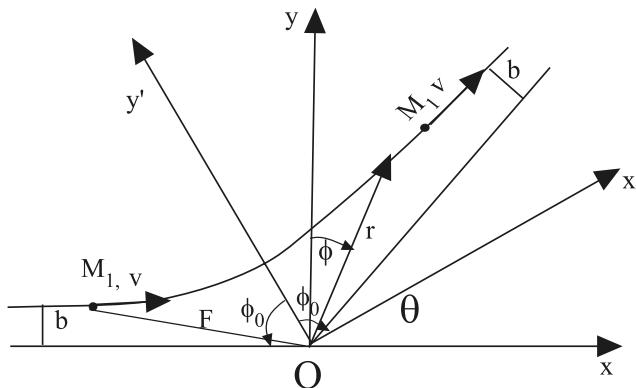


Figure 6.9 – Diffusion d'une particule de masse M_1 par une force centrale F .

6.2 Interaction des particules chargées avec la matière

En utilisant la relation de conservation du moment cinétique du système isolé dans ce mouvement à force centrale, on exprime facilement $d\phi/dt$ par la relation $M_1 r^2 (d\phi/dt) = M_1 v b$ et en intégrant sur l'angle ϕ de $-\phi_0$ à $+\phi_0$, on a :

$$\begin{aligned} \Delta p_{y'} &= \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2} \left(\frac{r^2}{vb} \right) \cos \phi d\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{vb} (2 \sin \phi_0) \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{vb} \cos \frac{\theta}{2} = \Delta p_{y'} \end{aligned} \quad (6.34)$$

On a utilisé la relation $2\phi_0 + \theta = \pi$. Le transfert de quantité de mouvement $\Delta p_{y'}$ est aussi égal à $\Delta p_{y'} = 2M_1 v \sin \frac{\theta}{2}$ comme le montre la figure 6.10.

$$2M_1 v \sin \frac{\theta}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{vb} \cos \frac{\theta}{2} \quad \text{soit} \quad b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} \cot \frac{\theta}{2} \quad (6.35)$$

avec $2E = M_1 v^2$

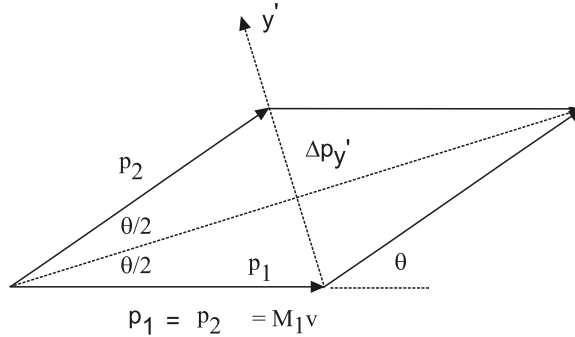


Figure 6.10 – Transfert d'impulsion dans la diffusion d'une particule par un potentiel central.

On exprime la section efficace $\Sigma(\theta) = d\sigma/d\Omega$ par la formule de Rutherford :

$$\Sigma(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi b db}{2\pi \sin \theta d\theta} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (6.36)$$

6.2.2 Interaction avec les électrons

Nous allons maintenant établir l'expression classique, non relativiste, de la perte d'énergie d'un ion atomique de charge $Z_1 e$, de masse M_1 , de vitesse initiale v et de paramètre d'impact b interagissant avec un électron au repos de charge $Z_2 e = e$ et de masse m_e . L'interaction entre les particules communique à l'électron une impulsion Δp_y qui s'exprime par la relation (6.37).

L'ion atomique ayant une masse $M_1 \gg m_e$, on peut considérer sa trajectoire comme rectiligne au cours de la collision ($\cos \frac{\theta}{2} = 1$). Le transfert de quantité de mouvement Δp_y à l'électron s'exprime alors par (6.34) :

$$\Delta p_y = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_1 e^2}{vb} \quad (6.37)$$

Dans cette approximation, l'électron de masse m_e acquiert une énergie cinétique au cours de la collision :

$$E_c = \frac{(\Delta p_y)^2}{2m_e} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2Z_1^2 e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (6.38)$$

Considérons maintenant la perte d'énergie de l'ion atomique incident quand il parcourt une distance dx dans la matière. Le nombre d'électrons contenus dans le volume compris entre les deux cylindres de rayons b et $b + db$, et de section $2\pi b db$, pour une longueur dx est :

$$dn = N_0 2\pi b db dx \quad (6.39)$$

N_0 étant le nombre d'électrons par unité de volume. La perte d'énergie $d^2 E$ du projectile incident quand il progresse de dx dans la matière avec un paramètre d'impact b est égale au nombre d'interactions au cours desquelles il perd E_c , soit $E_c dn$, ce qui implique :

$$d^2 E = N_0 E_c 2\pi b db dx \quad (6.40)$$

La perte d'énergie correspondante par unité de longueur est donnée par $S = dE/dx$, appelée aussi *pouvoir d'arrêt* est :

$$S = \frac{dE}{dx} = N_0 \int E_c d\sigma = N_0 \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} E_c 2\pi b db \quad \text{avec} \quad d\sigma = 2\pi b db \quad (6.41)$$

La perte totale d'énergie est obtenue en intégrant sur toutes les valeurs de b entre $b_{\max}$ et $b_{\min}$:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi N_0 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \ln \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right) \quad (6.42)$$

Les bornes $b_{\min}$ et $b_{\max}$ sont choisies de la façon suivante. La valeur de $b_{\min}$ est celle correspondant à $E_{C, \max}$ qui est la valeur maximale de l'énergie transférée à l'électron cible. La valeur du paramètre $b_{\max}$ correspond à l'énergie minimale $E_{C, \min}$ transférée à l'électron.

La vitesse maximale v' transférée à l'électron cible par la particule incidente de vitesse v est $v' = 2v$. Cette dernière relation découle de la formule (6.29) qui devient avec $M_1 \gg m_e$:

$$\frac{m_e v'^2}{2} = 4 \frac{M_1 v^2}{2} \frac{m_e M_1}{(m_e + M_1)^2} \simeq 2 M_1 v^2 \frac{m_e}{M_1} \quad \text{soit} \quad v' = 2v \quad (6.43)$$

6.2 Interaction des particules chargées avec la matière

En utilisant (6.38), on obtient les expressions de $b_{\min}$ et $b_{\max}$

$$\begin{aligned} \frac{m_e v'^2}{2} &= 2m_e v^2 = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2Z_1^2 e^4}{m_e v^2 b_{\min}^2} \\ \text{soit } b_{\min} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 e^2}{m_e v^2} \quad \text{et} \quad b_{\max} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_1 e^2}{\sqrt{2m_e v^2 I}} \end{aligned} \quad (6.44)$$

Pour $b_{\max}$, on a pris la valeur qui correspond à la plus petite énergie d'excitation $E_{C, \min}$ de l'atome. Soit I cette énergie. En reportant les expressions de $b_{\min}$ et $b_{\max}$ dans l'expression (6.42), on obtient :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2\pi N_0 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \quad (6.45)$$

Cette relation peut aussi s'écrire :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2\pi N_0 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \ln \left(\frac{E_{C, \max}}{E_{C, \min}} \right) \quad (6.46)$$

Ce modèle ne tient pas compte de la structure en couche électronique de l'atome. Pour tenir compte, en partie, des différentes énergies d'ionisation des électrons de l'atome, on peut prendre pour I la valeur moyenne des énergies d'ionisation. Pour un atome de numéro atomique Z_2 assez grand ($Z_2 > 15$), on obtient une assez bonne approximation en prenant I (eV) = $10Z_2$ exprimé en eV.

L'approche quantique, utilisant l'approximation de Born, permet de calculer le pouvoir d'arrêt de façon plus précise. Cette approche est en dehors du cadre de cet ouvrage. En utilisant l'approche quantique, la formule obtenue par une approche classique présentée ci-dessus est simplement multipliée par un facteur 2. En conséquence, on prendra de façon plus précise :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi N_0 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \quad (6.47)$$

qui peut aussi être écrite en posant $E = M_1 v^2/2$ et $N_0 = NZ_2$, où N est le nombre d'atomes par unité de volume du milieu :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{E} N Z_2 \frac{M_1}{m_e} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \quad (6.48)$$

La perte d'énergie de la particule incidente est indépendante de sa masse (M_1 qui représente la masse de la particule incidente s'élimine dans la formule (6.48) comme on le voit dans la formule équivalente (6.47), m_e est la masse d'un électron cible). Elle ne dépend que de sa charge Z_1 et de sa vitesse v .

L'interaction physique responsable du transfert d'énergie est la variation du champ électrique induit par la charge incidente qui ne dépend que de sa charge et de sa vitesse.

L'unité utilisée habituellement pour mesurer dE/dx est le keV/micron. Si on désigne respectivement par ρ et N la masse volumique et le nombre d'atomes par unité de volume, on peut exprimer la perte d'énergie par $(1/\rho)dE/dx$ en $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ou bien par $(1/N)dE/dx$ en eV par (atomes par cm^2), c'est-à-dire en $\text{eV}.\text{cm}^2$.

6.2.3 Interaction avec les noyaux atomiques

On considère l'interaction de la particule de charge Z_1e avec un noyau atomique de charge Z_2e et de masse M_2 . L'expression de dE'/dx s'obtient par un calcul analogue au précédent en changeant l'interaction coulombienne en $Z_1^2 Z_2^2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 r^2$, m_e en M_2 et N_0 en n , nombre de noyaux par unité de volume :

$$\frac{dE'}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{4\pi n Z_1^2 Z_2^2 e^4}{M_2 v^2} \right) \ln \left(\frac{b'_{\max}}{b'_{\min}} \right) \quad (6.49)$$

Le rapport des expressions dE'/dx et dE/dx donne une estimation de la contribution respective du pouvoir d'arrêt des noyaux et des électrons. En ne tenant pas compte des termes en $\ln$, on a :

$$\frac{dE'}{dE} = \frac{n Z_1^2 Z_2^2 e^4}{M_2 v^2} \frac{m_e v^2}{N_0 Z_1^2 e^4} \quad (6.50)$$

Le nombre d'électrons par unité de volume est $N_0 = n Z_2$ et $M_2 = 2 Z_2 \times m_{\text{nucléon}} = 2 Z_2 \times 1836 m_e$. En reportant dans l'expression ci-dessus :

$$\frac{dE'}{dE} = \frac{n Z_2^2 m_e}{N_0 M_2} = \frac{n Z_2^2 m_e}{n Z_2 \times 2 Z_2 \times 1836 m_e} \simeq \frac{1}{3600} \quad (6.51)$$

La perte d'énergie découlant des interactions avec les noyaux est de trois ordres de grandeurs plus petite que celle due aux électrons. La déviation des particules lourdes (ions) par les noyaux est petite et le rayonnement de freinage négligeable.

Pour les ions atomiques rapides, les valeurs de dE/dx sont dans une large gamme, allant de quelques keV par micron à plusieurs centaines de keV/micron.

En conclusion, la perte d'énergie des ions atomiques rapides traversant la matière provient principalement des interactions avec les électrons. Ces interactions génèrent une grande densité d'ionisation sur la trace de l'ion qui peut être estimée de la façon suivante.



PERTE D'ÉNERGIE DANS L'EAU

Prenons par exemple une particule induisant une perte d'énergie dE/dx de $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$. Dans l'eau, on considère qu'une ionisation représente en moyenne une perte d'énergie de 32 eV . Le nombre d'ionisations sera donc environ de :

6.2 Interaction des particules chargées avec la matière

$100 \times 10^3 / 32 \simeq 3\,000$ ionisations par micron. L'énergie absorbée se partage schématiquement pour moitié en excitations des atomes ou molécules du milieu et en ionisations.

6.2.4 Perte d'énergie dans des molécules

Si le milieu est constitué par des molécules formées de différents atomes, on considère que les interactions entre l'ion incident et le milieu sont des successions de collisions indépendantes avec les électrons appartenant aux différents atomes du milieu. La perte d'énergie totale est la somme des pertes d'énergie dues aux différents constituants, pondérée par l'abondance relative de chaque élément. Cette hypothèse constitue la loi de Bragg qui stipule que le pouvoir d'arrêt $\zeta(A_\alpha B_\beta)$ d'un milieu constitué de N molécules $A_\alpha B_\beta$ par unité de volume est égale à la somme des pouvoirs d'arrêt des atomes A et B au nombre de αN et βN par unité de volume :

$$\zeta(A_\alpha B_\beta)_N = \alpha \zeta(A)_N + \beta \zeta(B)_N \quad (6.52)$$

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{N, A_\alpha B_\beta} = \alpha \left(\frac{dE}{dx} \right)_{N, A} + \beta \left(\frac{dE}{dx} \right)_{N, B} \quad (6.53)$$

Par exemple, pour de la glace carbonique, le pouvoir d'arrêt sera calculé par :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{N, CO_2} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{N, C} + 2 \left(\frac{dE}{dx} \right)_{N, O} \quad (6.54)$$

6.2.5 Transfert d'énergie linéique (TEL)

Si on examine les trajectoires des électrons éjectés dans la trace, on constate que certaines trajectoires d'électrons secondaires sortent de cette trace. On distingue parfois de l'ensemble des électrons secondaires ces électrons qui possèdent une énergie notable et sont appelés *électrons δ* .

Pour caractériser le dépôt local d'énergie de la particule ionisante au voisinage immédiat de sa trace, on convient de considérer seulement l'énergie transmise aux électrons ne sortant pas de la trace et possédant une énergie $E_{C, \max}$ inférieure à un seuil fixé Δ . La valeur de Δ est généralement exprimée en électron-volt. C'est par définition le transfert linéique réduit (ou partiel) TEL_Δ :

$$TEL_\Delta = \left(\frac{dE}{dx} \right)_\Delta = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{4\pi N_0 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \right) \ln \left(\frac{\Delta}{E_{C, \min}} \right) \quad (6.55)$$

Ainsi TEL_{100} correspond à une valeur du TEL pour lequel l'énergie de coupure Δ est fixée à 100 eV.

$$TEL_{100} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{4\pi N_0 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \right) \ln \left(\frac{100 eV}{E_{C, \min}} \right) \quad (6.56)$$

Le pouvoir d'arrêt $S = \text{TEL}_\infty$ est le TEL sans limitation du maximum de la valeur du transfert d'énergie. On peut considérer que le pouvoir d'arrêt S caractérise la perte d'énergie de la particule incidente dans le milieu et la notion de TEL partiel décrit la répartition de cette énergie dans les électrons ionisés de la matière.



Pour des électrons de 1 MeV, le pouvoir d'arrêt S dans l'eau est de $0,2 \text{ keV}/\mu\text{m}$. Le TEL_{100} est de $0,12 \text{ keV}/\mu\text{m}$. On peut dire qu'en un point du milieu irradié, le pourcentage de la dose déposée à proximité immédiate de la trajectoire est de 60 % et que 40 % de la dose sont déposés à distance de la trajectoire par les électrons d'énergie supérieure à 100 eV.

6.2.6 Rayonnement de freinage

La perte d'énergie des électrons en interaction avec la matière comprend un terme supplémentaire lié au rayonnement. D'après les résultats de l'électromagnétisme, toute particule chargée et accélérée rayonne de l'énergie. Une charge électrique $Z_1 e$ (en pratique un électron) ayant une énergie cinétique assez grande pour pénétrer dans le nuage électronique de l'atome et venir à proximité du noyau de charge Z_2 , sera accélérée par la force coulombienne exercée par le noyau et rayonnera de l'énergie. C'est le rayonnement de freinage ou « Bremstrahlung ». L'accélération est proportionnelle à Z_2/M , où M désigne la masse de la particule chargée accélérée. Le rayonnement de freinage est proportionnel au carré de l'accélération, ce qui implique que seules les particules légères comme les électrons pourront contribuer de façon significative au rayonnement de freinage. Le rayonnement de freinage est un rayonnement continu qui présente un seuil en énergie correspondant au transfert complet de l'énergie de l'électron incident sous forme rayonnée.

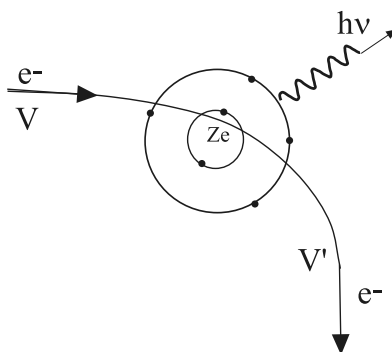


Figure 6.11 – Rayonnement de freinage émis par un électron rapide dévié par l'interaction avec un noyau atomique.

Remarque : l'analyse des photons émis peut donner une information sur la constitution du matériau traversé par les électrons.

6.2 Interaction des particules chargées avec la matière

Pour établir une formule approchée de l'énergie rayonnée, on doit exprimer celle émise par l'électron et plus généralement par la charge $Z_1 e$ de masse M et d'énergie E correspondant au transfert de quantité de mouvement Δp lors de son interaction avec le noyau. La formule de Rutherford

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{16\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad \Delta p = 2p \sin \frac{\theta}{2} \quad (6.57)$$

permet d'exprimer la section efficace de transfert $d\sigma/d(\Delta p)$ du moment cinétique Δp en utilisant la relation $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta = 2\pi \Delta p d(\Delta p)/p^2$:

$$\frac{d\sigma}{d(\Delta p)} = 8\pi \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{v} \right)^2 \frac{1}{(\Delta p)^3} \quad \text{avec } p = Mv \quad (6.58)$$



ÉNERGIE RAYONNÉE CLASSIQUEMENT

L'électromagnétisme classique exprime l'énergie rayonnée I pour une charge $Z_1 e$ de masse M et un transfert Δp en fonction de la fréquence ν par :

$$\frac{dI}{d\nu} = \frac{4}{3} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{(Z_1 e)^2 (\Delta p)^2}{M^2 c^3} \quad (6.59)$$

La section efficace différentielle pour l'énergie rayonnée P est le produit

$$\frac{\Delta^2 P}{d\nu d(\Delta p)} = \frac{dI}{d\nu} \frac{d\sigma}{d(\Delta p)} = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{Z_2^2 Z_1^4 e^6}{M^2 v^2 c^3} \frac{1}{\Delta p} \quad (6.60)$$

L'intégration sur Δp donne

$$\frac{dP}{d\nu} = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{Z_2^2 Z_1^4 e^6}{M^2 v^2 c^3} \ln \frac{\Delta p_{\max}}{\Delta p_{\min}} \quad (6.61)$$

La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permet d'écrire les deux relations :

$$E = E' + h\nu \quad \text{et} \quad (\Delta p)^2 = (p - p' - h\nu/c)^2 \simeq (p - p')^2 \quad (6.62)$$

en négligeant la quantité de mouvement du photon émis.

$$\frac{\Delta p_{\max}}{\Delta p_{\min}} = \frac{p + p'}{p - p'} = \frac{(\sqrt{E} + \sqrt{E - h\nu})^2}{h\nu} \quad (6.63)$$

soit

$$\frac{dP}{d\nu} = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{Z_2^2 e^2 (Z_1^2 e^2)^2}{M^2 v^2 c^3} \ln \frac{2 - h\nu/E + 2\sqrt{1 - h\nu/E}}{h\nu/E} \quad (6.64)$$

En posant $u = h\nu/E$ et en remarquant que

$$\frac{2 - u + 2\sqrt{1 - u}}{u} = \left(\frac{1 + \sqrt{1 - u}}{\sqrt{u}} \right)^2 \quad (6.65)$$

l'énergie rayonnée par unité de longueur dE_r/dx par une particule traversant le matériau qui a N centres par unité de volume s'obtient en intégrant sur toutes les fréquences

$$\frac{dE_r}{dx} = N \int_0^1 \frac{32\pi}{3} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{Z_2^2 Z_1^4 e^6}{M^2 v^2 c^3 h} \frac{Mv^2}{2} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - u}}{\sqrt{u}} \right)^2 du \quad (6.66)$$

l'intégrale I ci-dessous peut être évaluée en faisant le changement de variable $u = \cos^2 \theta$ et en intégrant par parties l'expression obtenue, on trouve :

$$I = \int_0^1 \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - u}}{\sqrt{u}} \right) du = 1 \quad (6.67)$$

On a finalement :

$$\frac{dE_r}{dx} = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{N Z_2^2 Z_1^4 e^6}{M c^3 h} \quad (6.68)$$

En faisant le rapport avec le pouvoir d'arrêt dE_e/dx exprimé par la relation (6.47) dû aux interactions avec les électrons (ionisations), en tenant compte de $N_0 = N Z_2$ et en ne tenant pas compte des termes du logarithme :

$$\frac{dE_e}{dx} \simeq \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{4\pi N_0 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \right) \quad (6.69)$$

$$\frac{dE_r}{dE_e} \simeq \frac{16}{3 \times 4\pi} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{N Z_2^2 Z_1^4 e^6 m_e v^2}{M c^3 \hbar N_0 Z_1^2 e^4} = \frac{4}{3\pi} \frac{Z_2 Z_1^2 m_e}{137 M} \left(\frac{v^2}{c^2} \right) \quad (6.70)$$

$$\text{avec } \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}$$

Pour un électron, on a $Z_1 = 1$ et $M = m_e$ et le rapport devient :

$$\frac{dE_r}{dE_e} = \frac{4}{3\pi} \frac{Z_2}{137} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (6.71)$$

Le rapport entre le pouvoir d'arrêt dû au rayonnement et celui dû aux collisions électroniques inélastiques est proportionnel à $Z_2 Z_1^2 m_e v^2 / (M c^2)$ comme on le voit dans la relation (6.70). Il est petit lorsque $v \ll c$ et $M \gg m_e$. Le milieu intervient comme Z_2 : les éléments lourds donnent une perte beaucoup plus grande par rayonnement de freinage que les éléments plus légers.

6.2 Interaction des particules chargées avec la matière

Une conséquence des considérations précédentes concerne le stockage de matériaux radioactifs émetteurs d'électrons rapides (émetteurs β). L'utilisation d'écrans constitués de matériaux de numéro atomique élevé comme le plomb est néfaste à cause du rayonnement de freinage qui est pénétrant et augmenté par l'interaction avec des noyaux de Z_2 élevé. Des matériaux comme le plastique ou l'aluminium sont plus adaptés. Par exemple, le phosphore ^{32}P doit être contenu dans un récipient en plastique et non en plomb. Par contre, pour produire des rayons-X par impact d'électrons, on aura intérêt à prendre des matériaux de numéro atomique élevé, comme par exemple les anodes de tungstène dans les tubes à rayons-X utilisés en radiologie.

6.2.7 Parcours de la particule dans le milieu traversé

La perte d'énergie décrite par le TEL est une perte continue et moyenne par unité de longueur. En réalité, les pertes d'énergie fluctuent autour de la perte moyenne d'énergie. Si on considère une perte d'énergie continue sur la trajectoire correspondant au pouvoir d'arrêt, en négligeant les fluctuations, on fait l'approximation du ralentissement continu des particules (*continuous slowing down approximation*, CSDA). On peut calculer dans cette hypothèse la longueur de trajectoire L_{CSDA} qui correspond à la différence entre l'énergie initiale T_i et finale T_f de la particule :

$$L_{\text{CSDA}}(T_i, T_f) = \rho \int dx = \rho \int_{T_f}^{T_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (6.72)$$

Le facteur ρ exprime le parcours en unité de masse par unité de surface (g/cm^2). Le parcours (ou portée) est la distance parcourue en ligne droite depuis l'entrée. Pour les particules lourdes (ions atomiques) qui sont peu déviées au cours de leur traversée de la matière, le calcul de L_{CSDA} donne une bonne approximation du parcours. Pour les électrons, la trajectoire réelle est celle d'une ligne brisée, à cause des déflections de ces particules légères. Le parcours en ligne droite depuis la source peut être très différent de la longueur réelle de la trajectoire de l'électron dans la matière. On définit un parcours moyen L qui correspond à l'épaisseur du matériau traversé qui divise par e (base des logarithme Népérien) la fluence initiale des électrons incidents ayant tous la même énergie. Le nombre N d'électrons qui émergent du milieu traversé ayant une épaisseur L est tel que $N = N_0/e$, où N_0 est le nombre d'électrons incidents. On peut aussi définir le parcours médian L_{50} qui correspond à l'épaisseur de matériau laissant passer 50 % des particules $N = N_0/2$. Le parcours maximal est représenté par L_{max} . La figure 6.12 représente le nombre de particules qui traversent le matériau en fonction de l'épaisseur de celui-ci.

Dans le cas des électrons, on dispose d'une relation empirique qui estime le parcours en cm dans un matériau de masse volumique ρ en ($\text{g}.\text{cm}^{-3}$), l'énergie E étant exprimée en MeV :

$$L(\text{cm}) = 0,412E^n / \rho \text{ en prenant } n = 1,265 - 0,0954 \ln(E) \quad (6.73)$$

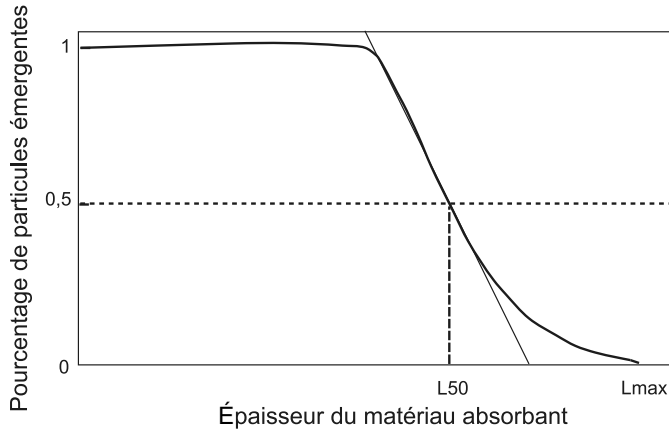


Figure 6.12 – Représentation du parcours des particules de même énergie initiale dans la matière. L50 représente l'épaisseur du matériau laissant passer 50 % des particules.



QUELQUES VALEURS DE PARCOURS

Les électrons émis par le ^{32}P ont une énergie de 1,7 MeV qui correspond à un parcours de 0,8 cm dans l'eau et 603 cm dans l'air. Le tritium ^3H émet un électron de 18 keV qui a un parcours de 5,5 μm dans l'eau.

6.2.8 Collision inélastique électron-électron

Pour un électron de vitesse v et d'énergie cinétique $E_c = m_e v^2/2$ en interaction avec un autre électron, le transfert de quantité de mouvement est $\Delta p = 2e^2/(4\pi\epsilon_0 v)$ en utilisant la formule (6.34), b étant la paramètre d'impact. L'énergie cinétique transférée correspondante est :

$$T = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{e^4}{E_c b^2} \quad (6.74)$$

La section efficace différentielle pour un transfert d'énergie T s'exprime en utilisant la relation ci-dessus comme :

$$d\sigma = 2\pi b db = - \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\pi e^4}{E_c T^2} dT \quad (6.75)$$

La section efficace pour un transfert d'énergie entre $T_{\min}$ et $T_{\max}$ est obtenue en intégrant la relation ci-dessus :

$$\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\pi e^4}{E_c} \left[\frac{1}{T_{\min}} - \frac{1}{T_{\max}} \right] \quad (6.76)$$

6.2 Interaction des particules chargées avec la matière

Pour les électrons de grande énergie (plusieurs centaines d'électron-volt et plus), il est légitime de négliger $1/T_{\max}$, l'énergie transférée au cours de cette collision entre particules de même masse étant telle que $T_{\max} \gg T_{\min}$:

$$\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\pi e^4}{E_c T_{\min}} \quad (6.77)$$

En utilisant la relation de conversion $e^2/(8\pi\epsilon_0 a_0) = 13,59 \text{ eV}$; $a_0 = 0,0529 \text{ nm}$, les valeurs des énergies E_c et $T_{\min}$ étant exprimées en eV, on a :

$$\sigma = \frac{\pi(2 \times 13,59)^2 a_0^2}{E_c T_{\min}} = \frac{6,51 \times 10^{-14}}{E_c T_{\min}} \text{ cm}^2 \quad (6.78)$$

a) Section efficace d'ionisation par impact électronique

À partir de la relation précédente on peut obtenir une valeur approchée de la section d'ionisation par impact d'électron en prenant pour $T_{\min}$ la valeur de l'énergie d'ionisation de l'électron dans l'atome $T_{\min} = E_I$:

$$\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\pi e^4}{E_c E_I} \quad (6.79)$$

En posant $U = E_c/E_I$, pour énergie réduite, la section σ devient :

$$\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\pi e^4}{U E_I^2} \quad (6.80)$$

Pour $E_c < E_I$, soit $U < 1$ la section d'ionisation doit être nulle. La forme observée pour σ (figure 6.13) est une fonction croissante rapidement à partir du seuil en énergie

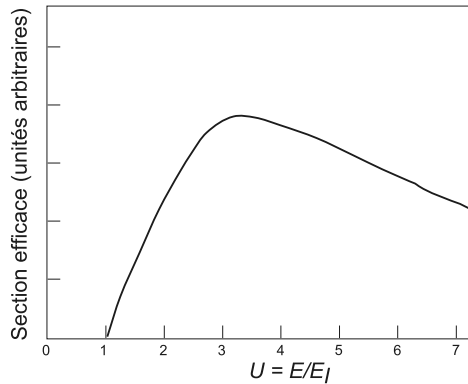


Figure 6.13 – Section efficace d'ionisation par impact électronique. U est l'énergie réduite $U = E/E_I$. Le maximum de la section d'ionisation est situé vers $U = 3$.

$E_C = E_I$, $U = 1$ jusqu'à un maximum pour $U \simeq 3$ à 4 (trois à quatre fois l'énergie d'ionisation E_I), ensuite la section décroît de façon monotone avec U .

Par exemple pour la couche 2s du silicium $E_I = 149$ eV et $U = 4$:

$$\sigma = 6,51 \times 10^{-14} / (U E_I^2) = 6,51 \times 10^{-14} / (4 \times 150^2) = 0,7 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (6.81)$$

qui est en accord raisonnable avec la valeur mesurée $\sigma_{\text{mesurée}} = 10^{-18} \text{ cm}^2$.

Exercices

6.1 Énergie déposée par des particules de TEL donné

1. On considère une épaisseur d'eau de 1 mm, placée perpendiculairement à un faisceau de protons. Les parois de la cuve contenant l'eau sont considérées comme infiniment minces et sans interaction avec les protons. Les protons ont un Transfert d'Énergie Linéaire (TEL) de 30 keV par micron ($\text{TEL} = 30 \text{ keV}/\mu\text{m}$), qui est considéré comme constant. Quelle est l'énergie déposée par le passage d'un proton à travers la cuve ?

2. On envoie 10^8 protons – $\text{TEL} = 30 \text{ keV}/\mu\text{m}$ – sur une surface de 1 cm^2 de la cuve précédente. Quelle est la dose D déposée dans le volume d'eau traversé par les protons ?

Données : Valeur absolue de la charge e de l'électron : $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$. La masse d'un cm^3 d'eau sera prise égale à 1 g.

6.2 Estimation de l'énergie déposée par les électrons ayant une énergie inférieure à un seuil Δ

En utilisant la relation (6.42) qui exprime le TEL pour une valeur de l'énergie E transférée à un électron du milieu irradié, estimer très approximativement le pourcentage de la dose délivrée par des protons de 2 MeV au milieu irradié par les électrons d'énergie inférieure au seuil en énergie $\Delta = 100 \text{ eV}$ et par ceux ayant une énergie supérieure à Δ . On pourra prendre pour énergie d'ionisation moyenne du milieu $I = 10 \text{ eV}$.

6.3 Détermination de l'énergie de la particule pour laquelle le pouvoir d'arrêt est maximal

En utilisant (6.48), montrer que la valeur maximale du pouvoir d'arrêt est obtenue pour la valeur de l'énergie E :

$$E = \frac{M_1 Z_2 I_0}{4m_e} e \quad (6.82)$$

e désigne la base des logarithmes naturels.

6.4 Calcul du pouvoir d'arrêt des ions hélium dans l'aluminium

Calculer la valeur du pouvoir d'arrêt pour des ions hélium de 2 MeV traversant de l'aluminium $Z = 13$. On prendra pour le nombre d'électrons par unité de volume de l'aluminium $n = 78 \times 10^{10}$ électrons par $(\mu\text{m})^3$ et $I = 10Z$ en eV.

6.5 Calcul d'une section efficace totale et différentielle

1. Un faisceau de 200 particules au total (fluence) par cm^2 interagit avec un atome. Le nombre de particules déviées est 50. Quelle est la valeur de la section efficace de cette interaction ?
2. Le nombre de particules déviées dans un angle solide de 0,1 sr est de 10. Quelle est la section efficace différentielle ?

Solutions des exercices

6.1

1. Le TEL étant constant, l'énergie déposée par la trace d'un proton est E :

$$E = \frac{30 \text{ keV} \times 10^{-3} \text{ m}}{10^{-6} \text{ m}} = 30 \text{ MeV} \quad (6.83)$$

2. La dose déposée est

$$D = \frac{30 \text{ MeV} \times 1,6 \times 10^{-19} \times 10^8}{0,1 \times 10^{-3} \text{ kg}} = 4,8 \text{ Gy} \quad (6.84)$$

6.2

On utilise la relation $Q = 4T M m / (M + m)^2$ soit

$$Q = 4 \times 2 \times 10^6 / 1836 \simeq 4 \times 10^3 \text{ eV}$$

En reportant dans (6.42), on a

$$dE/dx = A \ln(4 \times 10^3 / 100) \quad \text{et} \quad (dE/dx)_\Delta = A \ln(100 / 10)$$

Les rapports de doses sont en rapport des TEL. On voit qu'environ 40 % de la dose est due aux électrons $\Delta(E > 100 \text{ eV})$ et que 60 % de la dose vient des électrons d'énergie inférieure à 100 eV.

6.3

On utilise la relation (6.48) écrite comme

$$S = \frac{dE}{dx} = A \left[\frac{1}{E} \left(\ln E + \ln \frac{4m_e}{M_1 I} \right) \right] \quad (6.85)$$

En dérivant S par rapport à l'énergie E et en posant $I = Z_2 I_0$, on obtient :

$$\frac{dS}{dE} = A \left[\left(\ln E + \ln \frac{4m_e}{M_1 I} \right) \left(\frac{-1}{E^2} \right) + \frac{1}{E^2} \right] = 0 \quad (6.86)$$

soit :

$$\ln E + \ln \frac{4m_e}{M_1 I} = 1 \quad \text{et} \quad \text{donc} \quad \frac{4m_e E}{M_1 Z_2 I_0} = e \quad \text{avec} \quad I = Z_2 I_0 \quad (6.87)$$

qui est la relation proposée.

6.4

On trouve pour le pouvoir d'arrêt $S = 315 \text{ keV}/\mu\text{m}$.

6.5

1. $\frac{\sigma}{S} \frac{n}{N} = \frac{50}{200}$ donc $\sigma = 0,25 \text{ cm}^2$
2. $\frac{dn}{Nd\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{10}{200 \times 0,1} = 0,5 \text{ cm}^2 \text{sr}^{-1}$

Une source de rayonnement ionisant émet un faisceau de particules possédant une distribution spatiale ainsi qu'une répartition en énergie. Divers phénomènes, comme la diffusion, peuvent modifier les caractéristiques d'un faisceau initialement bien défini géométriquement, par exemple cylindrique. Il est important de pouvoir caractériser en tout point de l'espace un champ de rayonnement par sa répartition en nombre de particules et en énergie.

7.1 CARACTÉRISATION D'UN FAISCEAU DE PARTICULES IONISANTES

Soit N le nombre de particules émises par la source par seconde. L'activité d'une source représente le nombre de particules émises par unité de temps et se mesure en *becquerel*. Une activité de 1 becquerel (Bq) représente une désintégration par seconde (dps). Une unité historique, parfois encore utilisée, est le curie (Ci) qui représente approximativement l'activité d'une source de 1 g de radium soit $3,7 \times 10^{10}$ (dps).

$$1 \text{ curie (Ci)} = 3,7 \times 10^{10} \text{ désintégrations par seconde (dps)}$$

$$\text{et } 1 \text{ becquerel (Bq)} = 1 \text{ dps} = 2,7 \times 10^{-11} \text{ Ci.}$$

On désigne par R l'énergie totale correspondante des particules. On définit plusieurs grandeurs caractérisant le faisceau dans le temps et dans l'espace : le *flux* Φ de particules représente le quotient du nombre dN de particules émises pendant le temps dt :

$$\Phi = \frac{dN}{dt} \quad (7.1)$$

Si le flux est constant, cela représente le nombre de particules émises par unité de temps. Le *flux en énergie* W de la source est défini de façon analogue à ce qui précède :

$$W = \frac{dR}{dt} \quad (7.2)$$

W représente l'énergie émise par la source par unité de temps. La *fluence* ϕ est relative au nombre de particules dN ayant traversé la surface élémentaire dS :

$$\phi = \frac{dN}{dS} \quad (7.3)$$

De même, la fluence en énergie ψ sera définie par :

$$\psi = \frac{dR}{dS} \quad (7.4)$$

qui représente l'énergie totale ayant traversé la surface élémentaire dS . Le *débit de fluence* caractérise la fluence par unité de temps :

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{d^2N}{dSdt} \quad (7.5)$$

De façon analogue, on définit, le *débit de fluence en énergie* $d\psi/dt$ par :

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{d^2R}{dSdt} \quad (7.6)$$

Quand le faisceau n'est pas cylindrique, ce qui est le cas général, on doit préciser la distribution en direction dans l'espace par la *radiancé*. La radiancé des particules r qui représente le débit de fluence élémentaire $d\left(\frac{d\phi}{dt}\right)$ dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ est :

$$r = \frac{d\left(\frac{d\phi}{dt}\right)}{d\Omega} = \frac{d^2\phi}{dt d\Omega} = \frac{d^3N}{dS dt d\Omega} \quad (7.7)$$

La radiancé en énergie w est définie de façon semblable par :

$$w = \frac{d^2\psi}{dt d\Omega} = \frac{d^3R}{dS dt d\Omega} \quad (7.8)$$

Toutes les particules ne possèdent pas la même énergie en un point M dans l'angle solide $d\Omega$. Pour tenir compte de la distribution en énergie des particules, on définit le spectre en énergie $\rho(E)$ de la radiancé par :

$$dr = \rho(E)dE \quad (7.9)$$

La connaissance de $\rho(E)$ permet de remonter aux grandeurs définies ci-dessus, comme le débit de fluence des particules $\frac{d\phi}{dt}$. En effet :

$$\rho(E) = \frac{dr}{dE} = \frac{d^3\phi}{dt d\Omega dE} \quad (7.10)$$

soit :

$$\frac{d\phi}{dt} = \int \rho(E)d\Omega dE \quad (7.11)$$

7.2 Énergie transférée en un point du milieu par le rayonnement

La fluence ϕ est :

$$\phi = \int \rho(E) d\Omega dE dt \quad (7.12)$$

Le débit de fluence en énergie $\frac{d\psi}{dt}$ s'écrit :

$$\frac{d\psi}{dt} = \int E \rho(E) d\Omega dE \quad (7.13)$$

La fluence en énergie est obtenue en intégrant le débit de fluence en énergie sur le temps :

$$\psi = \int E \rho(E) dt d\Omega dE. \quad (7.14)$$

Le champ de rayonnement interagit avec le milieu qu'il traverse et lui communique de l'énergie. Cette grandeur physique est à la base de la notion de *dose*. Elle est fondamentale à connaître, en particulier dans les domaines de la radioprotection ou de la radiothérapie, afin de pouvoir estimer les conséquences de l'irradiation sur la matière inerte ou les tissus vivants.

Sa détermination fait l'objet de la dosimétrie qui se préoccupe de la détermination de l'énergie transférée au milieu irradié au voisinage d'un point.

7.2 ÉNERGIE TRANSFÉRÉE EN UN POINT DU MILIEU PAR LE RAYONNEMENT

7.2.1 Définition de la dose

On considère un point M du milieu, entouré par un petit volume ΔV de masse Δm . On désigne par W_{in} l'énergie entrante dans ce volume transportée par le rayonnement incident et par W_{out} l'énergie de toutes les particules qui sortent de ce volume. Dans le cas d'irradiations à haute énergie par des ions atomiques ou des rayons γ , des modifications des noyaux des atomes constituant le volume ΔV peuvent survenir par transformation de la masse en énergie, entraînant une modification de la masse Δm . On désigne par δmc^2 cette énergie.

L'énergie reçue par la masse Δm est ΔE . Si on ne tient pas compte d'éventuelles modifications de la masse ($\delta m = 0$), on a $\Delta E = W_{\text{in}} - W_{\text{out}}$.

La dose D absorbée par le milieu contenu dans ΔV de masse Δm est par définition :

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} \quad (7.15)$$

L'unité légale représente une énergie transmise au milieu de 1 joule par kilogramme par le rayonnement. C'est le *gray* ($1\text{Gy} = 1\text{ J/kg}$). Une sous-unité de dose ancienne est

le *rad* qui est tel que :

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$$

7.2.2 Définition de l'exposition

Les photons sont des particules neutres et sont pour cette raison indirectement ionisants. L'ionisation provient de l'effet Compton ou de l'effet photoélectrique comme cela a été exposé au chapitre 6. L'exposition est reliée directement à la création d'une charge électrique par le rayonnement ionisant. On définit l'exposition X de la façon suivante. Soit dQ la valeur absolue de la charge électrique totale des ions d'un signe donné produits par les photons dans une masse d'air dm . L'exposition X est par définition :

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (7.16)$$

L'unité est le Coulomb par kilogramme (C/kg ou C.kg⁻¹).

L'exposition X est la quantité d'ionisation (charge totale de signe donné) produite par unité de masse d'air sec.

Le *Roentgen* R est une unité ancienne d'exposition équivalente à $2,57 \times 10^{-4}$ C.kg⁻¹, ce qui correspond à $8,69 \times 10^{-3}$ Gy. On retrouve cette unité dans de nombreux ouvrages et elle est toujours utilisée dans d'autres pays, en particulier aux USA et au Japon.

Par définition, 1 Roentgen correspond à la production de $2,08 \times 10^9$ paires d'ions dans 1 cm³ d'air sec à la pression standard de 1 bar et à la température de 273 K, pesant 0,001293 g. Il faut 33,7 eV en moyenne pour produire une paire d'ion dans l'air sec dans ces conditions. La charge électrique δQ déposée pour un Roentgen dans 1 cm³ est donc :

$$\delta Q = 2,08 \times 10^9 \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ C} \quad (7.17)$$

L'exposition correspondante $X = 1 \text{ R} = \frac{\delta Q}{\delta m}$ est en considérant une masse d'air $\delta m = 0,001293 \text{ g} = 1,293 \times 10^{-6} \text{ kg}$:

$$X = \frac{2,08 \times 10^9 \times 1,6 \times 10^{-19}}{1,293 \times 10^{-6}} = 2,57 \times 10^{-4} \text{ C/kg} \quad (7.18)$$

L'énergie déposée correspondante est égale à :

$$\delta E = 2,08 \times 10^9 \times 33,7 \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (7.19)$$

La dose correspondante est D :

$$D = \frac{\delta E}{\delta m} = \frac{2,08 \times 10^9 \times 33,7 \times 1,6 \times 10^{-19}}{1,293 \times 10^{-6}} = 8,69 \times 10^{-3} \text{ Gy} \quad (7.20)$$

En résumé dans l'air :

$$1 R = 2,57 \times 10^{-4} \text{ C/kg} = 8,69 \times 10^{-3} \text{ Gy} = 0,869 \text{ rad} \quad (7.21)$$

Il est important de remarquer que la dose est indépendante de la masse. Un gray est toujours un gray dans 1 g, 2 g ou 10 g de matière. La dose intégrale est donnée en $\text{kg} \times \text{Gy}$, c'est l'énergie totale absorbée par la quantité de matière considérée.

7.2.3 Définition du KERMA

Dans le cas des neutrons, qui sont aussi des particules indirectement ionisantes, l'énergie incidente des neutrons est transmise aux noyaux des atomes du milieu qui acquièrent ainsi une énergie cinétique. Si dT représente l'énergie élémentaire transmise aux noyaux de la quantité de matière dm contenue dans un volume dV , on définit le *KERMA* - *Kinetic Energy Released per Mass unit* - K :

$$K = \frac{dT}{dm} \quad (7.22)$$

L'unité est aussi le gray. Si l'élément dV considéré est loin des bords du matériau (à une distance supérieure au libre parcours des électrons) et si l'on néglige l'atténuation du faisceau dans ce volume, on atteint en régime permanent d'irradiation un état d'équilibre stationnaire de la distribution électronique en tout point du milieu car les électrons entrant depuis l'extérieur du volume considéré compensent ceux qui sortent. On a alors égalité entre le KERMA et la dose.

7.3 DOSIMÉTRIE ABSOLUE

7.3.1 La calorimétrie

L'énergie transférée au milieu par les particules ionisantes se retrouve finalement, après le retour du milieu irradié à un état d'équilibre, sous forme de chaleur. La variation de température ΔT du milieu irradié permet d'avoir une mesure absolue de la dose D reçue par le milieu. Soit m la masse du milieu et C_p la chaleur spécifique massique à pression constante. L'énergie reçue par le milieu de masse m est mD . On a la relation suivante entre la variation de température ΔT et la dose reçue D :

$$mC_p\Delta T = mD \text{ soit } D = C_p\Delta T \quad (7.23)$$

La mesure de la dose est ainsi ramenée, en principe, à une mesure calorimétrique de détermination de ΔT . De telles mesures ne sont pas des expériences de routine dans les laboratoires utilisant les rayonnements étant donné la faible variation de température pour des irradiations courantes. Elles sont du ressort des laboratoires de métrologie.

La calorimétrie permet un accès direct à l'énergie transférée à la matière par le rayonnement, par la mesure de la quantité de chaleur évacuée par le système. Ainsi,

on utilise, d'une part un calorimètre étalon en graphite pour les photons du ^{60}Co ainsi que pour les photons et les électrons de haute énergie et, d'autre part, un calorimètre eau pour les protons de haute énergie utilisés en radiothérapie.

La dose d'énergie absorbée dans l'eau D est définie dans un calorimètre à eau par la mesure extrêmement précise d'une différence de température ΔT . L'augmentation de la température induite par la dose est mesurée par des thermomètres sensibles dans un récipient en verre fermé et rempli d'eau ultra-pure. Ce récipient est placé dans un fantôme d'eau. Cet étalon primaire est avant tout utilisé pour les photons de haute énergie et les rayons X mous.



Par exemple une source de ^{60}Co possède une activité de 1 Curie soit $3,7 \times 10^{10}$ becquerels. Cela représente $9,25 \times 10^{10}$ MeV par seconde soit 53 joules par heure. Si on considère 100 g d'eau de coefficient calorimétrique $C = 4,18 \text{ J.g}^{-1}.\text{K}^{-1}$ absorbant 53 joules, cela représente une variation de température $\Delta T = 53/418 = 0,127 \text{ }^\circ\text{C/h}$.

7.3.2 La chambre à ionisation

La chambre à ionisation – voir aussi section 11.2.1 – permet de calibrer un faisceau de photons. Pour un faisceau de photons monoénergétique, on peut mesurer l'exposition et exprimer la dose correspondante dans un milieu bien défini comme l'air sec (chambre à ionisation).

Soit ψ la fluence énergétique du faisceau cylindrique qui a une section droite S . L'énergie absorbée par une épaisseur dx du matériau est $dE = S\psi\mu_{\text{en}}dx$. Le coefficient μ_{en} est le *coefficient d'atténuation linéaire* qui contient tous les mécanismes d'absorption de l'énergie des photons incidents : effet photoélectrique, Compton, rayonnement de freinage et éventuellement création de paires électron-positron. Il caractérise l'absorption des photons par le milieu. La masse correspondante du matériau est $dm = \rho Sdx$. La dose correspondante déposée est :

$$D = \frac{S\psi\mu_{\text{en}}dx}{\rho Sdx} = \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\psi \quad (7.24)$$

Pour calibrer un faisceau de photons, on peut mesurer la quantité d'ionisations produites dans l'air dans une chambre à ionisation. L'exposition X est la quantité de charge électrique de signe donné produite dans une masse d'air définie. Comme l'énergie moyenne pour produire une paire d'ions dans l'air est connue, on peut la relier à la dose déposée dans l'air (*cf* ci-dessus) en utilisant la correspondance $1 \text{ R} = 2,57 \times 10^{-4} \text{ C/kg} = 8,69 \times 10^{-3} \text{ Gy}$. La mesure d'une dose D_{air} dans l'air est donc reliée à la fluence ψ en énergie par :

$$D_{\text{air}} = \frac{S\psi\mu_{\text{en}}dx}{\rho Sdx} = \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{air}} \psi \quad (7.25)$$

7.3 Dosimétrie absolue

Dans un milieu matériel différent de l'air, la dose absorbée D_m déposée par le faisceau est reliée à l'absorbance ou pouvoir d'absorption massique $(\mu_{\text{en}}/\rho)_m$ du matériau considéré par :

$$D_m = \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_m \psi. \quad (7.26)$$

Connaissant les valeurs des coefficients $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{air}}$; $(\mu_{\text{en}}/\rho)_m$, on peut en déduire D_m par la relation :

$$D_m = \frac{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_m}{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{air}}} D_{\text{air}} \quad (7.27)$$

Si on utilise l'exposition X au lieu de la dose D_{air} , on utilise la relation $D_{\text{air}} = 8,69 \times 10^{-3} X$. Soit avec la dose D_{air} exprimée en gray et X en Roentgen :

$$D_m = 8,69 \times 10^{-3} \frac{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_m}{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{air}}} X \quad (7.28)$$

Pour la radioprotection ou la radiobiologie, on parle de dose équivalente qui tient compte de la nature des particules. C'est l'équivalent biologique de la dose. L'unité de dose équivalente est le *Sievert* (Sv) qui est relié au *facteur de qualité* Q_R (terminologie en radioprotection) par la relation :

$$\text{dose équivalente(Sv)} = \text{dose (Gy)} \times Q_R \quad (7.29)$$

En radiobiologie on parle d'*Efficacité Biologique Relative* (EBR) au lieu de facteur de qualité. On a bien sûr la même relation :

$$\text{dose équivalente(Sv)} = \text{dose (Gy)} \times \text{EBR} \quad (7.30)$$

Le tableau 7.1 donne les valeurs de Q_R ou EBR pour différents rayonnements ionisants.

Tableau 7.1 -

Rayonnement	Q_R , EBR
Rayons-X, γ , e^-	1
Neutrons thermiques	3
Neutrons rapides	10
Particules α ($E < 10$ MeV)	10
Ions carbone C^{6+} 290 MeV/amu	3

7.3.3 Dosimétrie chimique : le dosimètre de Fricke

Dans la dosimétrie faite à partir d'une réaction chimique, le choix de la réaction et des conditions (concentrations des constituants, température...) sont tels que les produits de la réaction induits par le rayonnement sont le plus possible dépendants uniquement de l'énergie reçue par le système pour réaliser un dosimètre chimique.

Le rendement radiochimique G s'exprime en moles par joule ou moles par $\text{kg}^{-1} \times \text{Gy}^{-1}$. Pour passer au rendement -nombre d'entités pour 100 eV- on doit multiplier par :

$$\frac{100 \times (\mathcal{N}(\text{nombre d'Avogadro}) = 6,022 \times 10^{23})}{1,602 \times 10^{-19}} = 9,647 \times 10^6 \quad (7.31)$$

Les dosimètres chimiques sont adaptés à la mesure de doses élevées, au-delà de la gamme couverte par les chambres d'ionisation.

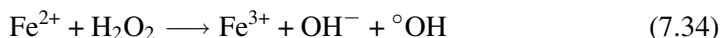
En solution aqueuse diluée, le rayonnement ionisant induit la rupture des molécules d'eau : c'est la radiolyse de l'eau comme l'ont montré Curie et Debierne en 1901. Parmi les produits de la radiolyse limités à la production d'hydrogène atomique et de radicaux hydroxyles neutres $^{\circ}\text{OH}$



le radical hydroxyle $^{\circ}\text{OH}$ est particulièrement important car c'est un oxydant très puissant, se plaçant juste après le fluor. Dans l'eau pure, les radicaux $^{\circ}\text{OH}$ peuvent se combiner avec les atomes hydrogène H° pour redonner de l'eau ou entre eux pour donner du peroxyde d'hydrogène (eau oxygénée)

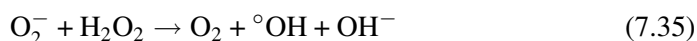


La réaction de Fenton utilisée dans le dosimètre de Fricke se fait en milieu acide et correspond à l'oxydation de l'ion ferreux Fe^{2+} en ion Fe^{3+} par le peroxyde d'hydrogène :



Dans la dosimétrie de Fricke, la dose D absorbée dans l'eau est reliée à la modification de la concentration en ions Fe^{3+} . On mesure la production des ions Fe^{3+} dans la solution par spectrophotométrie d'absorption de rayons UV ($\lambda = 304 \text{ nm}$, coefficient d'extinction molaire $\epsilon = 2196 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$ à 298 K). La solution type utilisée est FeSO_4 0,001 M, H_2SO_4 0,4 M et NaCl 0,001 M. Le dosimètre de Fricke représente une mesure indirecte de la production des radicaux hydroxyles $^{\circ}\text{OH}$. Il s'agit d'un étalon primaire très bien adapté aux mesures du rayonnement des électrons.

Le peroxyde d'hydrogène réagit aussi sur l'ion moléculaire O_2^- pour donner le radical hydroxyle. La réaction est connue sous le nom de réaction d'Haber Weiss.



7.4 QUELQUES PRINCIPES DE RADIOPROTECTION

7.4.1 Notion d'équivalent de dose pour un organisme

La Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) recommande des limites de doses pour différentes catégories de personnes comme les travailleurs sous rayonnement ou bien le public. On devra se référer à ces normes et recommandations pour plus de détails. On présente ici seulement quelques recommandations générales.

Les rayonnements ionisants ont un effet délétère sur les cellules vivantes en altérant en particulier leur ADN, ce qui peut conduire à la mort cellulaire ou à des mutations. La dose déposée dans un organisme provient de l'exposition externe ou bien de l'incorporation de radionucléides dans l'organisme lors d'explorations à but thérapeutique ou exploratoire en médecine nucléaire, mais aussi naturellement de la nourriture et la respiration. La radioactivité naturelle a deux origines, l'une externe et l'autre interne. Elle correspond en France à environ 2,4 mSv par an. Les composantes principales de la radioactivité externe sont les rayons cosmiques, les radioéléments se trouvant naturellement dans la croûte terrestre tels que le potassium $^{40}_{19}\text{K}$, le radium 226, l'uranium 238 et le carbone 14. Ces radioéléments entraînent une contamination naturelle de l'air, de l'eau et par voie de conséquence de l'homme. La quantité de potassium 40 est d'environ 2,2 g/kg chez un sujet, ce qui engendre une dose annuelle interne d'environ 0,18 mSv. La figure 7.1 montre l'ordre de grandeur des doses moyennes reçues par un habitant vivant en France.

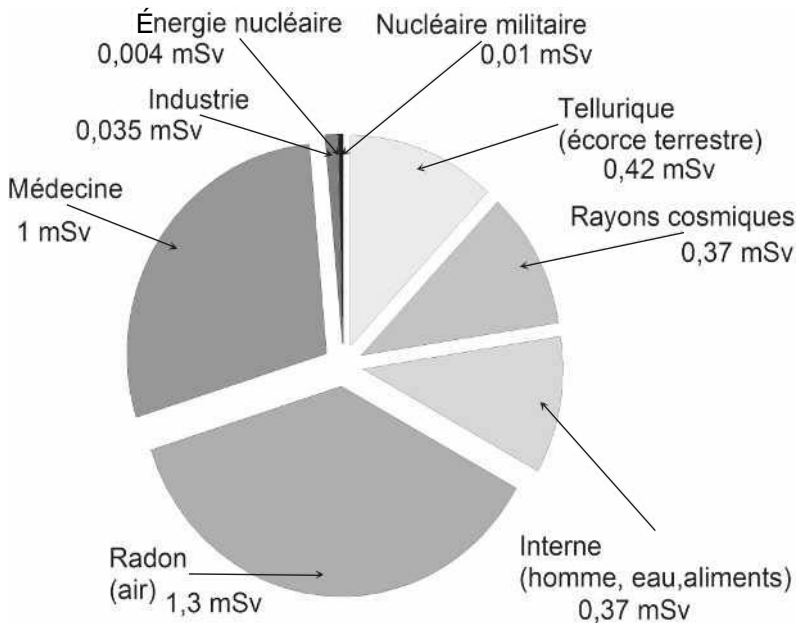


Figure 7.1 – Ordre de grandeur des doses moyennes reçues par un Français. 2,45 mSv correspondent à la radioactivité naturelle et 1,05 mSv à la radioactivité artificielle.

Tous les tissus ne sont pas également sensibles à une radiation donnée. Par exemple, les cellules du système nerveux central sont moins sensibles aux radiations que les cellules qui se reproduisent rapidement comme celles de l'intestin. Pour obtenir des grandeurs comparables d'une irradiation à l'autre ou d'un tissu à l'autre, il est donc nécessaire de pondérer les doses physiques délivrées aux tissus, par un facteur tenant compte de cet effet.

La dose équivalente $H_{T,R}$ est la dose physique $D_{T,R}$ absorbée par un tissu ou un organe T , pondérée par le facteur de qualité Q_R du rayonnement en cause. Soit :

$$H_{T,R} = Q_R \times D_{T,R} \quad (7.36)$$

Le facteur de qualité Q_R est parfois noté W_R dans les ouvrages. Q_R est un nombre sans dimension tenant compte de la nature du rayonnement et D_T la dose absorbée par le tissu. La dose équivalente H_T est exprimée en Sievert. Donc $1\text{Sv} = 1\text{Gy}$ si $Q_R = 1$.

Pour l'ensemble de l'organisme, on parlera de dose efficace E . La dose efficace E est la somme des doses équivalentes $H_{T,R}$ pondérées par un facteur tissulaire W_T qui prend en compte la radiosensibilité des tissus. On a la condition de normalisation $\sum_T W_T = 1$.

$$E = \sum_T W_T Q_R D_{T,R} = \sum_T W_T H_{T,R} \text{ qui est exprimée en Sv} \quad (7.37)$$

La dose efficace prend en compte le facteur de qualité du rayonnement et aussi la radiosensibilité particulière des tissus. Le tableau 7.2 donne quelques valeurs pour le coefficient W_T de certains tissus.

Tableau 7.2 -

tissus	W_T
moelle osseuse	0,12
thyroïde	0,04
poumon	0,12
gonades	0,08
seins	0,15
corps entier	1

C'est donc la grandeur E que l'on prendra en compte pour avoir une information globale pour un sujet. Dans un certain nombre de cas, on pourra considérer la dose efficace au tissu le plus sensible.

a) Ordres de grandeur des irradiations

Le tableau 7.3 reporte quelques valeurs pour des doses reçues par le rayonnement tellurique, par le rayonnement cosmique ou par les activités humaines.

7.4 Quelques principes de radioprotection

Tableau 7.3 –

Irradiation	Dose efficace corps entier
Rayonnement cosmique	0,3 mSv/an
Radon en moyenne	1,5 mSv/an
Rayonnement tellurique	0,5 mSv/an
Total exposition naturelle	entre 2 et 3 mSv/an
Vol Paris New York	0,04 mSv
Scintigraphie au FDG	2,1 mSv
Exposition médicale moyenne (2002)	entre 0,7 et 0,85 mSv/an
Radioactivité ingérée	0,24 mSv /an

b) Normes de sécurité

Pour les travailleurs sous rayonnement, les doses totales maximales sont indiquées dans le tableau 7.4. Pour le public, ces doses sont indiquées dans le tableau 7.5.

Tableau 7.4 – * Une femme enceinte est interdite d'exposition. La dose de 1 mSv est celle correspondant à une dose reçue entre la déclaration de la grossesse et la naissance.

Dose totale	
maximum pour toute un vie	2 Sv
efficace maximale annuelle (corps entier) E	20 mSv
efficace maximale annuelle (sur la peau 1cm^2)	500 mSv
efficace maximale annuelle pour le cristallin	150 mSv
efficace maximale annuelle pour les extrémités (mains, pieds)	500 mSv
efficace maximale annuelle (abdomen femme enceinte)*	1 mSv

Tableau 7.5 –

Dose totale efficace	
maximale par an E	1 mSv
maximale peau (1cm^2) par an	50 mSv
maximale cristallin par an	15 mSv



HIROSHIMA ET NAGASAKI

La dose moyenne reçue par les survivants d'Hiroshima ou Nagasaki qui se trouvaient dans un rayon de 10 km de l'explosion est estimée à environ 200 mSv. La dose moyenne reçue par les 30 000 personnes habitant à proximité du réacteur de

Tchernobyl lors de l'accident en 1986 est estimée à 450 mSv. On rappelle que pour les humains, la $DL_{50,30}$ (mortalité de 50 % à 30 jours) correspond à une irradiation aigue d'environ 2 à 3 Gy corps entier. Pour les souris la $DL_{50,30}$ est d'environ 9 Gy et pour un chien 3 Gy.

7.4.2 Protection contre les rayonnements ionisants

De toutes les particules ionisantes, celles ayant un grand TEL et déposant une grande quantité d'énergie par unité de longueur, comme les particules α , sont plus nocives que les rayons-X ou γ qui sont des rayons pénétrants parcourant une grande distance dans la matière et délivrent ainsi une plus faible quantité d'énergie par unité de longueur. Les quatre principes de base en radioprotection sont :

- temps d'exposition au rayonnement,
- distance à la source produisant le rayonnement,
- activité de cette source
- et enfin écran de la source.

Il faut noter que l'activité d'une source ne peut être modifiée, mais ce principe relatif à l'activité signifie qu'il convient d'utiliser la plus petite quantité possible de radio-éléments. C'est ce qu'il faut faire en médecine nucléaire pour réaliser une exploration d'un sujet.

a) Temps

L'exposition au rayonnement est directement proportionnelle au temps d'exposition. La dose reçue est donc directement proportionnelle au temps d'exposition. À l'évidence il faut passer le moins de temps possible dans une zone sous rayonnement.

b) Distance

L'intensité du rayonnement, et donc l'exposition, varie inversement avec le carré de la distance de la source au point d'exposition. L'exposition aux rayons-X ou γ émis par un radionucléide peut être estimée à partir d'un paramètre Γ qui exprime le taux d'exposition à cette source défini de la façon suivante. Cette notion de débit d'exposition nominal est utilisée pour caractériser les irradiations résultantes d'une source ponctuelle qui émet des rayonnements de manière divergente, donc pour laquelle la dose diminue comme le carré de la distance.

On considère une source ayant une activité de 1 mCi (37 MBq) de ce radionucléide à 1 cm de la source. Chaque émetteur X ou γ possède une valeur caractéristique du paramètre Γ qui a les dimensions $R.cm^2/GBq.heure$ à 1 cm et dans le système international SI $\mu Gy.m^2/GBq.hr$ à 1 m. Les rayons-X d'énergie inférieure à 10 keV ou 20 keV étant facilement absorbés, ils ne sont souvent pas pris en compte dans le calcul de Γ et on le désigne alors par Γ_{10} ou Γ_{20} . Le tableau 7.6 donne la valeur de Γ_{20} pour quelques éléments.

7.4 Quelques principes de radioprotection

L'exposition X produite par une source de n -mCi à une distance d est donnée par :

$$X = \frac{n\Gamma}{d^2} \quad (7.38)$$

Calculons par exemple l'exposition à 25 cm d'une source de ^{123}I de 60 mCi (2,22 GBq).

La valeur de Γ_{20} est de 1,55 R.cm²/mCi.hr à 1 cm. En utilisant la relation (7.38) on a :

$$X = \frac{60 \times 1,55}{25^2} = 149 \text{ mR/hr} \quad (7.39)$$

Tableau 7.6 -

Radionucléide	Γ_{20} R.cm ² /GBq.heure à 1 cm
^{137}Cs	3,26
^{99m}Tc	0,59
^{201}Tl	0,45
^{123}I	1,55
^{18}F	5,70
^{131}I	2,17
^{57}Co	0,56

c) Écrans

Pour les rayonnements électromagnétiques (rayons-X, γ), l'absorption dépend de la nature du matériau et de la distance parcourue. Pour un faisceau cylindrique mono-énergétique, l'intensité du faisceau I , qui a à l'entrée la valeur I_0 , évolue en fonction de la distance parcourue dans le matériau d selon la loi exponentielle :

$$I = I_0 \exp(-\mu d) \quad (7.40)$$

μ étant le coefficient d'absorption linéique défini dans la section 6.1.5. On peut calculer la distance $d_{1/2}$ à laquelle la moitié des photons est absorbée ; c'est la distance (ou couche) de demi atténuation CDA. Elle correspond à l'épaisseur nécessaire pour diviser l'intensité des photons par un facteur 2.

$$\text{CDA} = d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (7.41)$$

Le tableau 7.7 présente quelques valeurs de couche de demi atténuation pour les photons. On voit que les éléments comme le plomb sont les plus efficaces pour réaliser un écran au rayonnement des photons.

Tableau 7.7 –

Énergie (MeV)	Eau(cm)	verre (cm)	Plomb (cm)
0,03	1,8	0,36	0,02
0,1	4,1	1,5	0,12
1	10	4	0,94
2	14	6	1,4

Pour les particules chargées (électrons, ions atomiques), la distance parcourue dans la matière est appelée portée. Au chapitre 6, nous avons étudié en détail les mécanismes de transfert de l'énergie de la particule incidente aux atomes du milieu et son parcours dans la matière. La formule 6.73 permet le calcul du parcours d'un électron d'énergie donnée dans un matériau de masse volumique ρ . Le tableau 7.8 donne quelques valeurs de la portée pour des électrons et des particules α .

Tableau 7.8 –

Isotope	Énergie (MeV)	Eau (cm)	Air (cm)	Plexiglas (cm)
^{32}P	1,7	0,8	603	0,61
^{35}S	0,167		26	0,85
^3H	0,0186	0,0006	0,6	
α	5	0,04	5	

Le rayonnement α est surtout dangereux lors de l'ingestion. Autrement, une simple feuille de papier peut faire un écran. Les protections pour les neutrons sont réalisées avec des matériaux fortement hydrogénés comme l'eau ou la paraffine.

Exercices

7.1 Calcul d'une dose et mesure par calorimétrie

1. Une masse M d'eau absorbe un rayonnement ionisant. On observe après irradiation une élévation ΔT de la température de l'eau. On désigne par C_p la chaleur massique (c'est-à-dire par unité de masse) de l'eau dans les conditions expérimentales à pression constante. Quelle est l'énergie absorbée par l'eau ?
2. Donner l'expression de la dose D déposée par le rayonnement au moyen des paramètres ou grandeurs définis ci-dessus. On précisera l'unité internationale de la dose.

7.2 Réaction de Fenton

Dans la réaction de Fenton, l'ion ferreux Fe^{2+} réagit en milieu acide avec le peroxyde d'hydrogène H_2O_2 . On demande d'écrire explicitement les produits de cette réaction.

7.3 Calcul d'une couche de demi atténuation

Un filtre en cuivre de 1 mm d'épaisseur placé sur une fenêtre à rayons-X transmet 70 % des photons d'énergie de 100 keV et 10 % des photons de 50 keV

1. Calculer en cm la couche de demi-atténuation correspondant à chaque énergie.
2. Calculer en $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$ les coefficients d'atténuations massiques correspondants sachant que la masse spécifique ρ du cuivre est égale à $\rho = 8,9 \text{ g.cm}^{-3}$.

7.4 Calcul de la protection d'une source de photons gammas. Utilisation des coefficients d'absorption massique

Un générateur de rayons X est entouré de parois de béton de 15 cm d'épaisseur et de coefficient d'atténuation massique $0,017 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ pour ces photons. Ce générateur est remplacé par une autre source produisant des photons de plus grande énergie qui ont un coefficient d'atténuation de $0,0052 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$. Quelle est l'épaisseur supplémentaire de béton nécessaire pour obtenir le même rapport d'atténuation pour ce rayonnement ?

7.5 Absorption de photons et coefficient linéique

Un faisceau de photons- γ de 1,2 MeV traverse 5 cm d'un matériau homogène dont le coefficient d'atténuation linéique vaut $0,277 \text{ cm}^{-1}$

1. Quel pourcentage du rayonnement incident est transmis sans interaction ?
2. Calculer en cm la valeur de la couche de demi-atténuation.

7.6 Calcul de la transmission de photons par une fenêtre de cuivre

Un faisceau de rayons-X polychromatique a une puissance $P = 400 \text{ mW}$ dont 60 % est due à des photons d'énergie $E_1 = 5 \text{ MeV}$ et 40 % de photons ont une énergie $E_2 = 1,2 \text{ MeV}$.

1. Déterminer le flux de photons d'énergie E_1 et E_2 et le flux total.
2. Le faisceau traverse 3 mm de cuivre de coefficient linéaire d'atténuation $\mu_1 = 0,2 \text{ mm}^{-1}$ pour les photons d'énergie E_1 et $\mu_2 = 1 \text{ mm}^{-1}$ pour les photons d'énergie E_2 . Calculer le pourcentage total de photons transmis et la couche de demi-atténuation moyenne du cuivre pour ce rayonnement.

7.7 Calcul d'une dose déposée par un faisceau de photons

On considère un faisceau cylindrique de photons. La surface de la section droite du faisceau (intersection d'un plan perpendiculaire au faisceau avec le faisceau) est de 1 cm^2 . Chaque photon possède une énergie de 10 keV et 10^6 photons traversent une section droite par seconde c'est-à-dire que le flux Φ est de $10^6 \text{ photons s}^{-1}$. Tous les photons sont absorbés dans une cuve d'eau contenant 3 g d'eau. Les parois de la cuve contenant l'eau sont considérées comme infiniment minces et sans interaction avec les photons. Quelle est la dose déposée par les photons dans l'eau de la cuve en 1 minute ?

Données : Valeur absolue de la charge e de l'électron : $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$

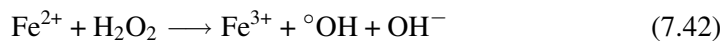
Solutions des exercices

7.1

1. L'énergie absorbée par l'eau est $Q = C_p M \Delta T$
2. La dose correspondante D s'exprime en gray en unité SI. On a $D = C_p \Delta T$

7.2

La réaction de Fenton est l'oxydation des ions ferreux Fe^{2+} en ion ferrique Fe^{3+} par le peroxyde d'hydrogène.



7.3

1. La loi d'atténuation par le métal est $I(d) = I_0 \exp(-\mu d)$. Pour les photons de 100 keV on $0,7 = \exp(-\mu_1 d_1)$ et pour les photons de 50 keV de façon analogue on a $0,1 = \exp(-\mu_2 d_1)$. La valeur de d_1 est $d_1 = 1$ mm. On trouve $\mu_1 = 0,356 \text{ mm}^{-1}$ et $\mu_2 = 2,30 \text{ mm}^{-1}$
2. On déduit des valeurs précédentes les valeurs des coefficients d'atténuation massique $\mu_1/\rho = 0,4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ et $\mu_2/\rho = 2,58 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

7.4

Le coefficient d'absorption massique vaut respectivement $\mu_1/\rho = 0,017 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ pour les premiers photons et $\mu_2/\rho = 0,0052 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ pour les seconds.

Pour avoir le même rapport d'atténuation, il faut que les épaisseurs de béton vérifient :

$$\frac{\mu_1 \times d}{\rho} = \frac{\mu_2 \times d'}{\rho} \quad (7.43)$$

soit $d' = 49$ cm. Il faut 34 cm de béton en plus des 15 cm pour avoir la même atténuation du faisceau.

7.5

Le pourcentage transmis sans interaction est $I/I_0 = \exp(-0,277 \times 5) = 25 \%$.

La couche d de demi atténuation est telle que $0,5 = \exp(-0,277 \times d)$ soit $d = 2,50$ cm.

7.6

1. Le flux ϕ_1 de photons de 5 MeV est de 240 mW. Cela correspond au flux de photons :

$$\phi_1 = \frac{240 \times 10^{-3}}{5 \times 10^6 \times 1,6 \times 10^{-19}} = 3 \times 10^{11} \text{ photons par seconde} \quad (7.44)$$

Le flux ϕ_2 de photons de 1,2 MeV est de 160 mW. Cela correspond au flux de photons :

$$\phi_2 = \frac{160 \times 10^{-3}}{1,2 \times 10^6 \times 1,6 \times 10^{-19}} = 8,33 \times 10^{11} \text{ photons par seconde} \quad (7.45)$$

le flux total ϕ est de $\phi = 11,33 \times 10^{11}$ photons par seconde.

2. Le pourcentage des photons de 5 MeV transmis est $I/I_0 = \exp(-0,2 \times 3) = 0,55$.
Le pourcentage des photons transmis de 1,2 MeV est de $I'/I_0 = \exp(-1 \times 3) = 0,05$.
En tout on a $(0,55 \times 3 + 0,05 \times 8,33) \times 10^{11} = 2,06 \times 10^{11}$ photons transmis par seconde. Le pourcentage de photons transmis est donc de $2,06/11,33 = 18 \%$.

7.7

La dose déposée par les photons en une minute est :

$$D = \frac{10 \text{ keV} \times 10^6 \times 1,6 \times 10^{-19} \times 60}{3 \times 10^{-3} \text{ kg}} = 3,2 \times 10^{-5} \text{ Gy} \quad (7.46)$$

EFFETS DES RAYONNEMENTS EN BIOLOGIE

INTRODUCTION

Les grandeurs fondamentales associées aux rayonnements ionisants sont discutées de façon détaillée dans le chapitre 7. On rappelle ici brièvement les grandeurs et les unités servant à mesurer les effets du rayonnement qui sont le gray pour la dose absorbée (Gy) et le Sievert (Sv) en unité SI. D'autres unités plus anciennes sont parfois utilisées tels que le roentgen (R) pour l'exposition, ou le rem (roentgen equivalent man, $100 \text{ rem} = 1 \text{ Sv}$) pour l'équivalent de dose.

8.1 UNITÉS POUR LES RAYONNEMENTS IONISANTS

Le roentgen est relatif à l'ionisation dans l'air produite par des photons-X ou gammas. On a vu au chapitre 7 que :

$$1 \text{ R} = 2,58 \times 10^{-4} \text{ C/kg} = 0,00869 \text{ Gy} \quad (8.1)$$

En pratique, les instruments de mesure limitent la mesure de l'exposition aux photons d'énergie inférieure ou égale à 3 MeV.

Le gray est une mesure de dose qui s'applique pour tous les rayonnements et type de matériaux. On a montré au chapitre 7 que $1 \text{ R} = 0,00869 \text{ Gy}$ dans l'air.

La dose est indépendante de la masse de l'absorbeur. L'énergie absorbée est obtenue en multipliant la dose absorbée par la masse du matériau et s'exprime en gray.kilogramme (Gy.kg).

Une dose de 1 gray déposée par des photons-X ou γ n'a pas les mêmes effets biologiques qu'une dose de 1 gray déposée par des ions atomiques, bien que dans les deux cas l'énergie reçue par le milieu soit la même. La notion de dose équivalente, exprimée en Sievert, est introduite pour tenir compte de l'efficacité biologique relative liée à la nature des particules ionisantes. La dose équivalente – parfois appelée dose biologique – est le produit de la dose « physique » par l'efficacité biologique relative (EBR) défini ci-après :

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ gray} \times \text{EBR} \quad (8.2)$$

$$1 \text{ rem} = 1 \text{ rad} \times \text{EBR} = 1 \text{ gray} \times \text{EBR} \times 10^{-2} \quad (8.3)$$

L'EBR est défini comme le rapport de la dose d'un rayonnement de référence – en général des rayons-X de 250 keV – notée $D(\text{Rayonx-X } 250 \text{ keV})$ par la dose $D_0(\text{ions})$ produite par le rayonnement considéré, par exemple des ions atomiques, nécessaire pour produire un certain effet biologique (taux de mortalité cellulaire, taux de mutation pour un certain gène...):

$$\text{EBR} = \frac{D(\text{Rayonx-X}, 250 \text{ keV})}{D_0(\text{ions})} \quad (8.4)$$

En radioprotection le rem est défini de la façon suivante :

$$\text{rem} = \text{rad} \times Q_R = \text{gray} \times Q_R \times 10^{-2} \quad (8.5)$$

Q_R est le facteur de qualité qui est relié au TEL, qui traduit les effets biologiques ou physico chimique analogue à l'EBR. Dans le système international l'unité est le sievert (Sv) :

$$1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem} = 1 \text{ gray} \times \text{EBR} \quad (8.6)$$

8.2 LA CELLULE EUCARYOTE

Les cellules eucaryotes sont les cellules constituant les plantes et les animaux. Elles sont plus complexes dans leur organisation que les cellules procaryote qui constituent les bactéries par exemple. Une cellule eucaryote est très schématiquement constituée par deux composantes : le noyau et le cytoplasme. Le noyau est entouré d'une membrane nucléaire le séparant du cytoplasme, mais permettant le passage de certaines molécules. Le tout est entouré par une autre membrane faite le lipides et de protéines qui contrôle les échanges de la cellule nécessaire à son métabolisme avec le milieu extérieur (nutriments, oxygène...).

Le noyau contient les chromosomes qui sont constitués par des gènes, support de l'hérédité et contenant les informations nécessaire aux activités coordonnées de la cellule, comme les synthèses de nouvelles molécules. Les gènes sont constitués par des molécules d'ADN comportant deux brins appariés. La séquence de gènes caractérise un chromosome particulier. La génétique associe classiquement à chaque gène le codage d'une protéine. Il y a deux catégories de cellules : les cellules germinales et les cellules somatiques. La distinction est basée sur le nombre de chromosomes contenus dans une cellule. Les cellules somatiques contiennent $2n$ chromosomes associés en paires, alors que les cellules germinales en contiennent n . L'espèce humaine à 23 chromosomes dans les cellules germinales et $23 + 23 = 46$ dans les cellules somatiques.

Dans la reproduction sexuée, la combinaison d'une gamète (cellule germinale) contenant n chromosomes avec une autre provenant de l'autre parent comportant aussi n chromosomes, permet de restaurer le stock de $2n$ chromosomes dans une cellule initiale, qui après multiplication et différenciation redonne un autre être vivant.

Chapitre 8 • Effets des rayonnements en biologie

Dans une cellule, le cytoplasme est le lieu principal de l'activité métabolique de celle-ci, en particulier des synthèses nécessaires à la multiplication des cellules. De nombreuses organelles (organites) spécialisées se trouvent dans le cytoplasme. On trouve en particulier :

- Les ribosomes qui se situent dans le cytoplasme et sont fait de protéines et d'ARN. Ils sont responsables de la synthèse des protéines indispensables aux activités de la cellule vivante.
- Les mitochondries sont de petites structures ($\simeq 1\text{ }\mu\text{m}$) comportant une cavité contenant des enzymes spécifiques pouvant assurer l'oxydation des lipides et des hydrates de carbones pour produire de l'énergie. Ce sont les unités siège de la respiration et de la production de l'énergie de la cellule.
- Les lysosomes sont des vacuoles ($\simeq 0,5\text{ }\mu\text{m}$) contenant des enzymes capables de dégrader (lyser) de nombreuses molécules.
- Le cytoplasme est entouré d'une membrane faite de protéines et de lipides assurant le contrôle des échanges de la cellule avec le milieu extérieur.

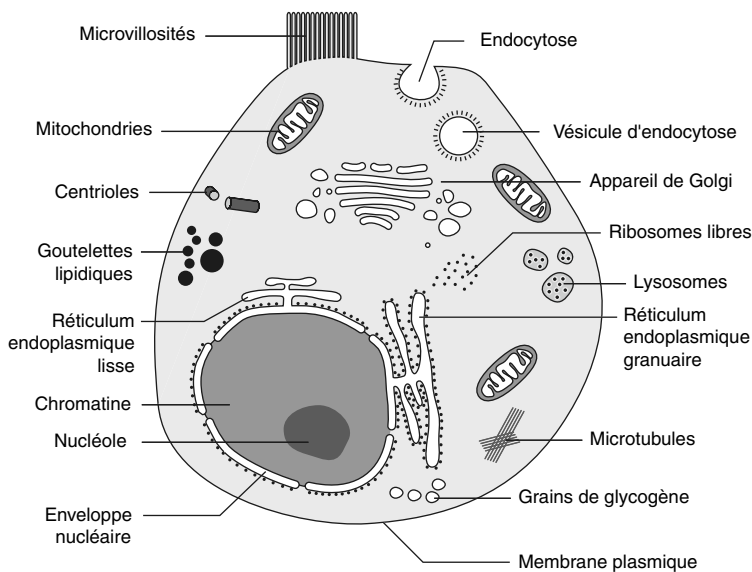


Figure 8.1 – Schéma d'une cellule eucaryote. (*Mini manuel de biologie cellulaire* par Jean-Michel Petit et al., Éditions Dunod)

Le but premier d'une cellule est de se multiplier et de proliférer, ce qui implique des synthèses de molécules (protéines, ADN, ARN...) suivie de la division cellulaire. La division des cellules somatiques est appelée la *mitose*, la division des cellules germinales est la *méiose* et donne les gamètes. La mitose et la méiose se divisent en 4 phases : prophase, métaphase, anaphase et télophase. Chaque phase implique un réarrangement des chromosomes. La multiplication d'une cellule somatique ($2n$ chromosomes)

donne deux autres cellules avec $2n$ chromosomes chacune, et la multiplication d'une cellule germinale donne deux cellules contenant n chromosomes. Dans la méiose il y a une réorganisation des chromosomes, ce qui fait que deux cellules germinales seront différentes et donneront après fécondation des êtres génétiquement différents.

Entre deux divisions de la cellule s'écoule une longue période (plusieurs heures) appelée interphase durant laquelle les synthèses s'effectuent pour produire deux nouvelles cellules. Vers le milieu de l'interphase, la phase S correspond à la synthèse de l'ADN, qui se fait suivant une forme semiconservative c'est-à-dire dans les deux nouvelles cellules formées après division, un brin de l'ADN vient de la cellule mère et l'autre brin a été nouvellement synthétisé. La phase S est précédée par la phase G_1 (entre la télophase qui est après la mitose et la phase S) qui est une période de synthèses des protéines. La phase G_2 suit la phase S (elle se situe entre la fin de la phase S et le début de la mitose qui est la prophase).

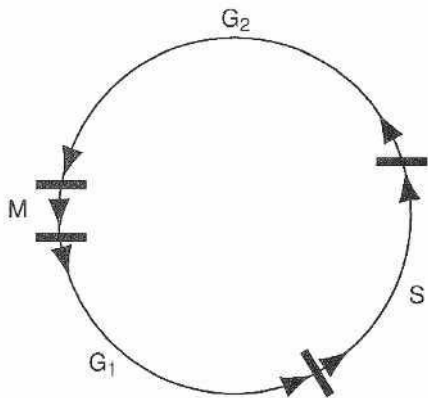


Figure 8.2 – Représentation des étapes du cycle cellulaire. Mitose M, Synthèse de l'ADN S.

Les durées de chaque étape sont très variables suivant le type de cellules considérées. Le tableau 8.1 donne les valeurs des durées des différentes phases de la mitose pour des cellules de hamster chinois CHO et des cellules de lignée humaine HeLa.

Tableau 8.1 –

CHO		HeLa	
G1	1h	G1	11h
S	6h	S	8h
G2	3h	G2	4h
Mitose	1h	Mitose	1h
Total	11h	Total	24h

8.3 RADIOLYSE DE L'EAU ET DES SOLUTIONS AQUEUSES

Avant de considérer les effets des radiations ionisantes sur les cellules et les tissus vivants, on considère un modèle très simplifié d'une cellule qui permet de comprendre certains processus de physico-chimie contribuant de façon très importante aux altérations biologiques des cellules.

Le modèle très simplifié d'une cellule considère une solution aqueuse très diluée contenant des molécules biologiques, par exemple de l'ADN. Comme sa dénomination l'indique le rayonnement ionisant va induire des ionisations du milieu. On estime qu'une ionisation de l'eau représente en moyenne un dépôt d'énergie d'environ 32 eV dans le milieu et cette valeur dépend peu de la vitesse et de la charge de la particule ionisante. Cette énergie de 32 eV se partage en ionisation de la molécule d'eau (13 eV en moyenne), et le reste représente de l'énergie d'excitation des atomes ou des molécules du milieu. Connaissant la dose déposée on peut estimer facilement le nombre d'ionisations induites dans le milieu. Par exemple une particule de 1 MeV induira environ $10^6/32 = 3,1 \times 10^4$ ionisations dans le milieu.

8.3.1 Radiolyse de l'eau

Les cellules vivantes étant constituées principalement par des molécules l'eau – 70 à 80 % –, il est important d'analyser d'abord les conséquences du passage des particules ionisantes dans ce milieu. Les effets biologiques résultent pour une large part de la radiolyse de l'eau.

On sait depuis 1901 par les travaux de Curie et Debierne que le rayonnement ionisant décompose l'eau (radiolyse) pour donner de nombreux ions ou des radicaux moléculaires. Nous décrivons brièvement ici seulement les plus importants du point de vue des applications en radiobiologie.

Le phénomène initial est l'ionisation de la molécule d'eau qui demande en moyenne environ 13 eV. La molécule ionisée se dissocie pour donner un radical hydroxyle neutre HO°



qui est un puissant oxydant, se plaçant juste derrière le fluor pour cette propriété. Les électrons ionisés perdent leur énergie cinétique par collisions inélastiques avec les atomes ou molécules du milieu et sont finalement piégés par les molécules d'eau qui sont fortement polaire et forment une sorte de « cage ». Ces électrons sont appelés électrons aqueux e_{aq} ou électrons solvatés. Les électrons solvatés sont de puissants réducteurs.

L'excitation des molécules d'eau H_2O^* , en théorie, peut donner lieu aussi à des rupture de liaison OH dans la molécule pour donner des radicaux ${}^\circ\text{OH}$:

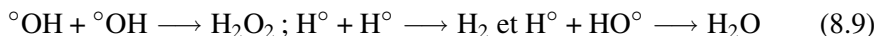


L'énergie pour rompre une liaison OH dans H_2O est d'environ 5 eV.

8.3 Radiolyse de l'eau et des solutions aqueuses

En résumé, la radiolyse de l'eau pure conduit à de nombreux ions ou radicaux qui sont dans différents états électroniques. Parmi ceux-ci on retient la formation des radicaux $^{\circ}\text{OH}$, $^{\circ}\text{H}$, e_{aq} et l'ion peroxyde O_2^- résultant de l'attachement électronique des électrons du milieu sur les molécules d'oxygène (effet oxygène, section 8.9).

Dans l'eau pure les radicaux peuvent se recombiner entre eux, d'autant plus efficacement que leur densité est grande. On observe la production de peroxyde d'hydrogène – eau oxygénée – et de l'hydrogène :

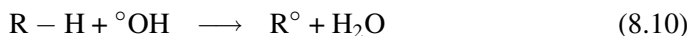


Si on ajoute des molécules de soluté dans la solution, des réactions par attaques radicalaires des molécules de soluté vont induire des altérations de ces dernières. Dans une cellule vivante constituée à environ 80 % d'eau des réactions analogues peuvent conduire à des dommages des molécules entrant de façon cruciale dans la vie de la cellule, comme l'ADN, et engendrer des modifications de son métabolisme pouvant conduire à la mort de la cellule.

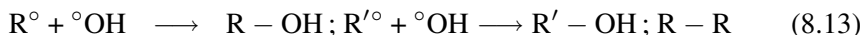
8.3.2 Radiolyse d'une solution aqueuse de molécules biologiques

Le rayonnement ionisant peut interagir directement et ioniser les molécules de soluté. On appelle effet direct le résultat de l'interaction entre le rayonnement incident et une molécule de soluté. En toute rigueur, la notion d'effet direct devrait désigner le résultat de l'interaction du rayonnement incident avec une molécule isolée. Ce concept n'est pas d'un grand intérêt en biologie car une molécule ne peut jamais être considérée comme isolée. Plus généralement on admet qu'un effet direct est celui découlant de l'ionisation de la molécule considérée soit par impact direct du rayonnement ou par impact d'un électron secondaire.

L'effet direct sur les molécules d'eau produit de nombreux ions et radicaux moléculaires comme l'ion peroxyde O_2^- , le radical hydroxyle $^{\circ}\text{OH}$, et l'électron solvaté e_{aq} comme exposé ci-dessus. Comme nous l'avons dit, le radical neutre $^{\circ}\text{OH}$ est très réactif, se situant juste après le fluor pour son pouvoir oxydant. Ce radical peut migrer dans la solution et oxyder par attaques radicalaires les molécules de soluté. Si on désigne par $\text{R} - \text{H}$ une molécule de soluté on peut avoir plusieurs réactions aboutissant à de nouveaux produits. Par exemple un alcane $\text{R} - \text{H}$ donnera un alcool $\text{R} - \text{OH}$:



Si le soluté est de la forme $\text{R} - \text{R}'$, les diverses ruptures homolytiques des liaisons et recombinaisons avec les radicaux HO° ou H° peuvent donner plusieurs composés stables nouveaux :



On appelle effets indirects les altérations des molécules du soluté résultant des attaques radicalaires des $^{\circ}\text{OH}$ produits par la radiolyse de l'eau. Les brins des molécules d'ADN peuvent être coupés par ces attaques et donner des coupures simple brin ou double brin de l'ADN. Un dénombrement des coupures double brin de l'ADN est présenté dans la section suivante.

Certaines molécules comme les alcools, les composés avec des fonctions thiols R-SH , la vitamine C ou le diméthylsulfoxyde DMSO $(\text{CH}_3)_2\text{SO}$ captent très efficacement les radicaux hydroxyles. L'expérience montre qu'une concentration dans la solution aqueuse de l'ordre de 1 % en volume de DMSO diminue d'environ 70 à 80 % les effets des rayonnements. Cette observation suggère que les effets indirects sont très majoritaires dans les processus physico-chimique induits sous rayonnement.

8.4 DÉNOMBREMENT DES COUPURES DE L'ADN EN SOLUTION

Une technique élégante de biophysique et facile à mettre en œuvre permet de dénombrer les coupures simple ou double de l'ADN irradié en solution aqueuse. Ces expériences impliquant l'ADN, outre l'intérêt de l'étude des cassures de ces molécules qui sont des cibles considérées comme particulièrement importantes pour l'induction de mutations ou de la mortalité cellulaire, permettent de mieux comprendre quantitativement les effets des divers rayonnements ionisants et le rôle joué par certains paramètres comme le TEL, le débit de dose, les capteurs de radicaux libres et de proposer des mécanismes des altérations de l'ADN induites par les rayons ionisants.

On considère de l'ADN double brin circulaire sous forme de plasmides. Certaines bactéries possèdent en plus de leur ADN génomique des plasmides (responsables parfois de la résistance aux antibiotiques) qui sont des molécules plus petites d'ADN refermées, c'est-à-dire que les extrémités de la molécule sont jointes. Un des brins d'ADN présente des tours supplémentaires d'enroulement par rapport à l'autre, le plasmide est dit surenroulé. Cette contrainte topologique, ne peut être relâchée que par la rupture de l'un des brins. Le plasmide devient alors un plasmide « relâché » encore appelé « circulaire ». La rupture des deux brins aboutit à un plasmide ouvert, que l'on appelle souvent improprement « linéaire ». Ces trois formes : surenroulées (S), relâchée (R) et linéaire (L) peuvent être facilement séparées par électrophorèse sur gels d'agarose.

La coloration des gels, par exemple avec le bromure d'éthidium qui se fixe sur l'ADN par intercalation et qui présente une fluorescence dans l'UV, permet de dénombrer le nombre de plasmides par densitométrie (figure 8.3).

Il faut normer les quantités respectives – les 3 surfaces – correspondant aux trois formes S, R, L des plasmides mesurées par densitométrie après irradiation afin de faire une analyse quantitative. Le bromure d'éthidium se fixe moins sur l'ADN surenroulé que sur les autres formes relâchées et linéaires, et un facteur correctif α doit être pris

8.4 Dénombrement des coupures de l'ADN en solution

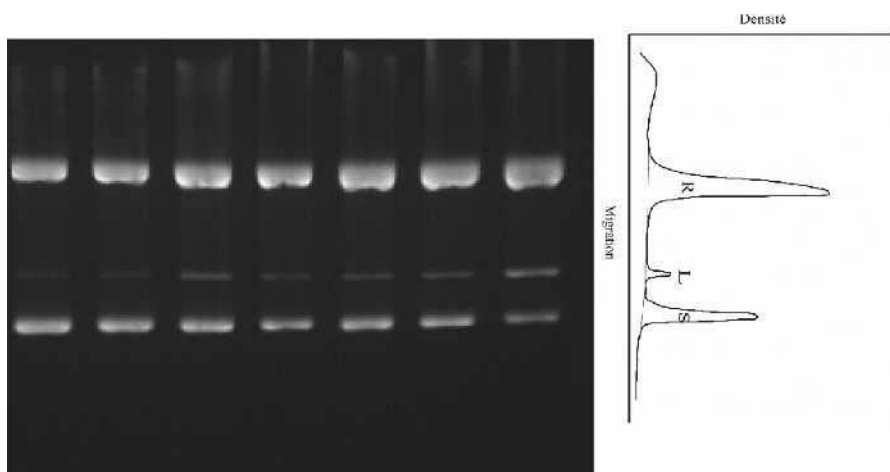


Figure 8.3 – Séparation des trois formes de plasmides par migration sur gel d'agarose. S est le plasmide intact, L a une coupure double et R une coupure simple. À droite le profil densitométrique obtenu après la mesure de la fluorescence UV après coloration des plasmides par le bromure d'éthidium.

en compte. Sa valeur est proche de $\alpha = 1,4$. La norme N est donnée par :

$$N = \alpha S + R + L \quad (8.15)$$

et les quantité normées S' , R' , L' des trois formes sont :

$$S' = \alpha S/N, \quad R' = R/N, \quad L' = L/N \quad \text{avec} \quad S' + R' + L' = 1 \quad (8.16)$$

Pour déterminer le nombre moyen de coupures (simple ou double ssb, dsb) par plasmide, on utilise la loi de Poisson.

On désigne respectivement par x et y le nombre moyen de coupure simple (ssb) ou double (dsb) dans l'ADN proportionnel à la dose D . Les probabilités respectives pour avoir i coupures simple ssb $P(i)$ et j coupures doubles dsb $Q(j)$ sont respectivement :

$$P(i) = \frac{x^i e^{-x}}{i!} \quad Q(j) = \frac{y^j e^{-y}}{j!} \quad (8.17)$$

En désignant par N_0 le nombre initial de plasmides intacts, le nombre normalisé L' de molécules d'ADN présentant en moyenne une coupure double ($j = 1$) est :

$$L' = N_0 y e^{-y} \quad (8.18)$$

Le nombre de molécules ayant au moins une coupure simple et zéro coupure double est le produit de la probabilité P d'avoir au moins une coupure simple c'est-à-dire la

différence du nombre de plasmide initial N_0 moins le nombre de plasmides intacts :
 $P(0) = N_0 e^{-x}$:

$$P = N_0(1 - e^{-x}) \quad (8.19)$$

par la probabilité d'avoir zéro coupure double : $Q(0) = e^{-y}$:

$$R' = PQ(0) = N_0(1 - e^{-x})e^{-y} \quad (8.20)$$

Le nombre de molécules intactes ($i = 0$; $j = 0$) est donné par S' :

$$S' = N_0 e^{-x} e^{-y} \quad (8.21)$$

On a facilement l'expression du nombre moyen de coupure simple - x - et double - y - par molécule d'ADN (plasmides) en fonction des quantités mesurées L' et S' en remarquant que $R'/S' = (1 - e^{-x})/e^{-x}$ et en tenant compte de la relation : $S' + R' + L' = 1$. On obtient :

$$x = \frac{\ln(1 - L')}{S'} ; y = \frac{L'}{(1 - L')} \quad (8.22)$$

Les valeurs L' , S' , R' sont obtenues après des mesures expérimentales pour différentes valeurs de la dose D , ce qui permet de reporter le nombre de coupure simple ou double par plasmides en fonction de la dose.

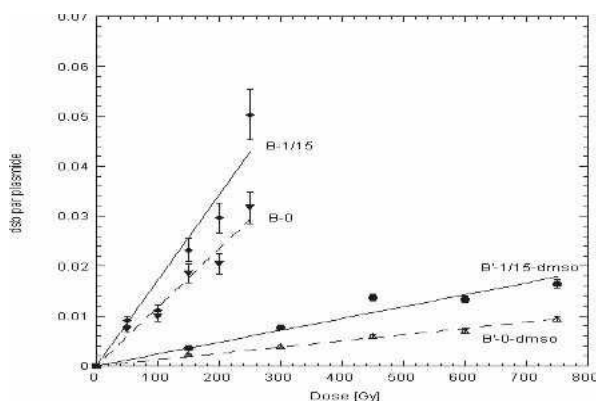


Figure 8.4 – Représentation du nombre de coupure double par plasmide. B-0 désigne le plasmide seul. B-1/15 désigne le plasmide additionné d'atomes de platine à raison de 1 atome de platine pour 15 paires de bases. On constate que le nombre de coupures est augmenté en présence des atomes lourds. Les coupures en présence de DMSO sont aussi montrées B-0-DMSO.

8.5 EFFETS DU RAYONNEMENT SUR LES CELLULES

Classiquement on attribue au noyau de la cellule la sensibilité au rayonnement. L'ADN de la cellule entrant dans la constitution des chromosomes peut être altéré par les

rayonnements. De nombreuses lésions de l'ADN ont été étudiées. Parmi les lésions les plus importantes on distingue schématiquement les coupures simple ou double des brins d'ADN (csb, cdb) et les altérations des bases. Ces modifications des brins d'ADN peuvent générer des aberrations chromosomiques déterminant l'avenir de la cellule. Des mutations peuvent survenir dans la cellule et se propager dans la descendance de celle-ci. La cellule peut aussi être incapable de se multiplier, on parle alors de mort cellulaire. Différentes formes de mort cellulaire existent (nécrose, apoptose, sénescence...) qui seront évoquées plus loin.

8.6 RADIOSENSIBILITÉ DES CELLULES

Les cellules constituant les tissus vivants peuvent être classées en cellules indifférenciées et en cellules différenciées. Les premières effectuent des mitoses et servent de précurseurs aux cellules différenciées, les secondes assurent des fonctions physiologiques particulières (hématies, cellules nerveuses...).

Les cellules non différenciées, effectuant des mitoses nombreuses, sont plus sensibles aux rayonnements que les cellules spécialisées. La loi de Bergonié et Tribondeau stipule que les cellules indifférenciées, effectuant des mitoses nombreuses, sont plus radiosensibles que les cellules spécialisées. Ainsi les hématies (globules rouges) sont moins sensibles aux rayonnements que les érythroblastes qui sont les cellules précurseurs des hématies. Les neurones sont des cellules hautement différenciées et sont en général peu sensibles aux rayonnements ce qui a pour conséquence d'engendrer des radios résistances des tumeurs du système nerveux central.

La radiosensibilité des cellules est mesurée par la mort cellulaire qui représente pour les cellules différenciées la perte de leurs fonctions et pour les cellules indifférenciées la perte de leur possibilité de se multiplier et proliférer (mort clonogénique). L'effet des rayonnements sur une cellule dépend beaucoup de la phase du cycle cellulaire dans laquelle se trouve la cellule. Ainsi dans la multiplication cellulaire, la phase S qui correspond à la phase de synthèse de l'ADN est la moins radiosensible. La mitose est la phase la plus radiosensible.

8.7 LES COURBES DE SURVIE CELLULAIRE

L'irradiation d'une population de cellules de mammifères a des conséquences très diverses – taux de mutation ou de mortalité – en fonction de la nature du rayonnement ionisant utilisé et de son TEL, de la dose et du débit de dose délivré aux cellules, de l'état de différenciation de ces dernières ainsi que la phase (M, G1, S, G2) dans laquelle se trouve la cellule. La phase S étant la moins radiosensible, alors que la phase M est la plus radiosensible comme mentionné ci-dessus.

La mort cellulaire se mesure par des tests clonogéniques. Les cellules – en nombre connu – sont replacées après irradiation dans un milieu nutritif. On dénombre les colonies formées encore appelées clones – comportant plus de 50 cellules – à partir

d'une cellule par division cellulaire et après incubation dans un milieu nutritif dans des conditions convenables. Cette mesure donne une estimation du nombre de cellules survivantes après irradiation. Par exemple, si on ensemence 1 000 cellules et qu'on observe 100 clones on dira que la survie cellulaire est de 10 %. Dans les tests clonogéniques, la mort cellulaire est en pratique l'impossibilité des cellules à se multiplier et à proliférer.

Une description quantitative de la survie des cellules en fonction de la dose est faite au moyen des courbes de survie cellulaire qui consiste à porter sur l'axe des ordonnées dans une échelle logarithmique la fraction de survie cellulaire en fonction de la dose portée en abscisse dans une échelle linéaire. On constate, suivant les conditions d'irradiation, que certaines courbes de survie suivent une loi linéaire dans ces coordonnées (courbe A), que d'autres courbes présentent une partie initiale convexe pour les petites valeurs de la dose (épaulement) et pour les grandes valeurs de la dose elles deviennent linéaires (courbe B).

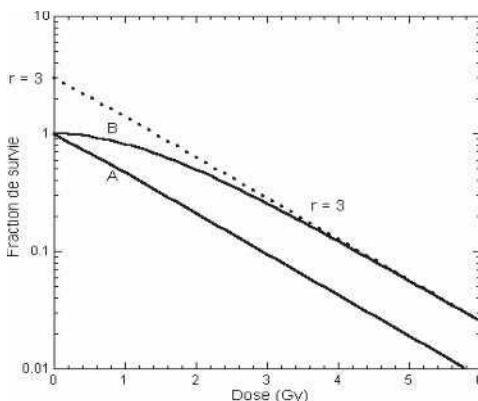


Figure 8.5 – Courbes de survie cellulaire en coordonnées semi-logarithmiques. Pas d'épaulement (A), avec épaulement (B).

Certaines courbes de survie montrent une courbure notable pour les grandes valeurs de la dose et diffèrent des précédentes (courbe C). La tangente à l'origine n'est pas horizontale comme dans la courbe B.

Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer l'allure des courbes de survie en fonction de la dose. Ils ne décrivent pas en détails les événements et mécanismes conduisant à la mort cellulaire. Ils peuvent en cela être qualifiés de phénoménologiques mais ils sont néanmoins très utiles pour comprendre et mesurer les conséquences de l'irradiation d'une population de cellules.

L'un de ces modèles, appelé « théorie de la cible », permet de décrire correctement l'allure de certaines courbes de survie cellulaire en fonction de la dose reçue par les cellules. On suppose que dans la cellule il y a un certain nombre $-r-$ d'unités biologiques qu'on appelle cibles et qui sont sensibles aux rayonnements. Un seul impact d'une cible par une particule ionisante peut changer son état. Quand toutes les

8.7 Les courbes de survie cellulaire

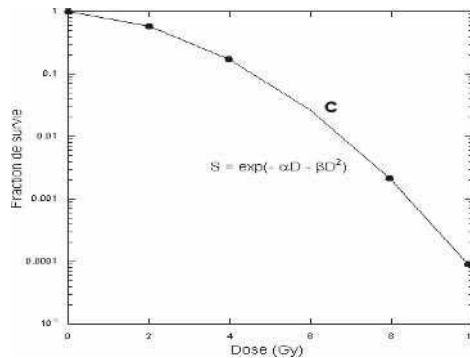


Figure 8.6 –

cibles au nombre de r ont changé d'état, la mort cellulaire ou une transformation telle qu'une mutation survient. Ces impacts sont aléatoires. On suppose que la probabilité d'interaction d'une trajectoire ionisante avec une cible est petite et que le nombre total de trajectoires interagissant avec la cellule est grand. Sous ces hypothèses la loi de Poisson peut être utilisée comme expliqué ci-dessous.

Si on désigne par μ le nombre moyen d'interactions avec une cible – on remarque que la valeur de μ est proportionnelle à la dose D : $\mu = mD$ –, la probabilité $P(x, \mu)$ d'avoir x impacts avec les cibles qui sont au nombre de r est d'après le loi de Poisson :

$$P(x, \mu) = \frac{\mu^x e^{-\mu}}{x!} \quad (8.23)$$

La probabilité qu'aucun impact ne survienne, donc que la cellule reste intacte, est donnée par la condition $x = 0$. La probabilité résultante est $P(0, \mu) = e^{-\mu}$. Si N_0 représente le nombre de cellules initiales avant irradiation, le nombre de cellules restant intactes après une dose délivrée D sera :

$$N(D) = N_0 e^{-\mu} = N_0 e^{-mD} \quad (8.24)$$

Le nombre de cellules N' touchées au moins une fois ou plus est la différence entre le nombre de cellules initiales N_0 et le nombre de cellules demeurant intactes après l'irradiation par la dose D qui est donné par $N(D)$:

$$N' = N_0 - N_0 e^{-mD} \quad (8.25)$$

La probabilité $p' = N'/N_0$ pour qu'une cellule soit touchée au moins une fois ou plus est :

$$p' = 1 - e^{-\mu} = 1 - e^{-mD} \quad (8.26)$$

La probabilité pour que les r cibles soient touchées est p'^r , et le taux ou probabilité de survie P_{survie} correspondant devient :

$$P_{\text{survie}} = 1 - p'^r = 1 - (1 - e^{-mD})^r \quad (8.27)$$

Pour $r = 1$ la probabilité de survie suit une loi exponentielle décroissante :

$$P_{\text{survie}} = e^{-\mu} = e^{-mD} \quad (8.28)$$

en représentation semilogarithmique, la courbe de survie est linéaire (figure 8.5, courbe A).

Pour $r > 1$, le comportement asymptotique de la courbe de survie devient aussi exponentiellement décroissant pour $D \gg 1$ et suit une loi linéaire dans les coordonnées semilog (figure 8.5, courbe B) : $P = re^{-mD}$. Cette courbe présente un épaulement pour les petites valeurs de la dose. Par exemple pour $r = 2$ la probabilité de survie devient :

$$P_{\text{survie}} = 1 - (1 - e^{-\mu})^2 = 2e^{-\mu} - e^{-2\mu} \quad (8.29)$$

Les courbes de survie peuvent être caractérisées par la dose D_0 qui est nécessaire pour que la survie cellulaire soit $N(D_0) = N_0/e$, ce qui correspond à un taux de survie de 37 % avec $e \simeq 2,7$ qui est la base des logarithmes Népérien.

$$N(D) = N_0 e^{(-D/D_0)} \quad (8.30)$$

La valeur de D_0 donne une indication de la radiosensibilité de la population cellulaire considérée. Plus D_0 est grand, moins les cellules sont radiosensibles et vice versa.

Dans le modèle de la cible, la tangente à l'origine est horizontale pour $r > 1$. Les courbes de survie expérimentales présentent généralement une tangente non nulle pour $D = 0$ Gy, et une courbure pour les plus grandes valeurs de la dose D (figure 8.6, courbe C). Ce type de courbes de survie cellulaire peut être ajusté par une loi linéaire-quadratique en fonction de la dose.

Si on désigne par S la fraction de survie $S = N/N_0$ normalisée à l'unité et par D la dose, la loi linéaire-quadratique de survie cellulaire est donnée par la relation :

$$S = \exp(-\alpha D - \beta D^2) \quad (8.31)$$

On peut donner l'interprétation suivante de cette loi empirique. La partie linéaire αD décrit l'activation d'une cible obtenue par un seul événement, et la partie quadratique βD^2 correspond à l'activation d'une cible nécessitant pour être activée deux événements indépendants. La composante linéaire traduit la mortalité de la cellule induite par un seul événement (événement létal), et le terme quadratique la mort cellulaire résultant de deux événements sublétaux indépendants produits par le passage de deux particules distinctes. Les particules ionisantes de haut TEL, par exemple les ions atomiques ou les neutrons, produisent de grandes densités d'ionisation, ce qui favorise la production de lésions létales par une seule trace d'une particule ionisante. La loi de survie des cellules est linéaire avec la dose en échelle semilogarithmique. Les courbes de survie cellulaire ne présentent pas, ou peu, d'épaulement aux petites valeurs de la dose. Cette propriété a une intéressante application en radiothérapie par les ions atomiques (section 9.2.3).

8.7 Les courbes de survie cellulaire

Les coefficients α et β se mesurent respectivement en Gy^{-1} et Gy^{-2} . Le coefficient β étant généralement petit devant α comme indiqué dans le tableau 8.2. Le rapport α/β qui a la dimension d'une dose, mesure la contribution respective des deux modes de mort cellulaire. Il est grand lorsque le terme en αD prédomine sur le terme en βD^2 , et ce rapport devient petit lorsque les courbes ont un épaulement important.

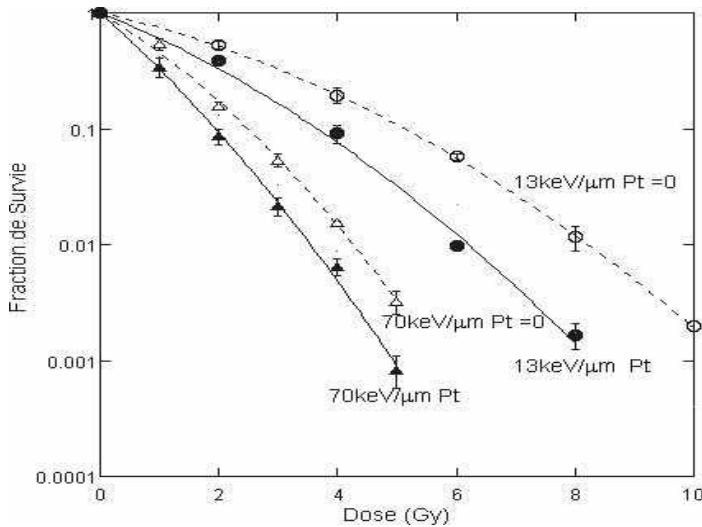


Figure 8.7 – Taux de survie de cellules irradiées par des ions carbone. Les courbes en trait plein représentent, pour deux valeurs du TEL 13 keV/micron et 70 keV/micron, la survie diminuée de cellules contenant des atomes de platine.

Tableau 8.2 –

	Ions He^{2+}	Ions He^{2+}	Ions C^{6+}	Ions C^{6+}
	2 keV/ μm	7 keV/ μm	13 keV/ μm	70 keV/ μm
$\alpha \text{ (Gy}^{-1}\text{)}$	0,13	0,2	0,26	0,69
$\beta \text{ (Gy}^{-2}\text{)}$	0,041	0,036	0,036	0,091

Le tableau 8.2 donne à titre d'exemple quelques valeurs des coefficients radio-biologiques α , β du modèle linéaire-quadratique pour des cellules CHO (*Chinese Hamster Ovarian cells*) irradiées par différents ions dans une gamme de TEL allant de 13 keV/ μm à 70 keV/ μm .

8.8 PARAMÈTRES MODIFIANT LA MORTALITÉ CELLULAIRE PAR IRRADIATION

L'un des paramètres très important modifiant la survie cellulaire pour une dose déterminée est le TEL. Les courbes de survie cellulaire pour les TEL élevés ne présentent pratiquement pas d'épaulement ; le terme quadratique est petit. Les particules de haut TEL ont un pouvoir ionisant élevé, une seule trace est capable, par exemple, d'induire une (ou des) double coupure de l'ADN des chromosomes et en conséquences la mort de la cellule.

On rappelle que l'efficacité biologique relative (EBR) de deux rayonnements (par exemple les rayons-X et les ions atomiques) est définie par le rapport R ($R > 1$ par définition) des doses nécessaire délivrées par chacun des rayonnements pour induire un effet biologique donné (par exemple l'induction de 50 % de mortalité des cellules) :

$$R = \text{EBR} = \frac{D_{0,50}(\text{rayons-X})}{D_{50}(\text{ions})} \quad (8.32)$$

8.8.1 Influence du débit de dose

La dose déposée est un paramètre essentiel déterminant les conséquences biologiques de l'irradiation. Le temps nécessaire à déposer cette dose - le débit de dose - est aussi un facteur important influençant la mortalité cellulaire. Lorsque le débit de dose augmente, c'est-à-dire lorsque le temps d'irradiation est plus court pour délivrer la dose considérée, la mortalité cellulaire devient plus grande.

8.8.2 Rôle du TEL

Les rayonnements à haut TEL (neutrons, ions atomiques) ne montrent pas d'effet de débit de dose significatif à la différence des rayonnements de petit TEL. Les courbes de survie cellulaire après irradiation par des rayonnements de haut TEL ne présentent pas (ou peu) d'épaulement, le terme linéaire αD étant très largement prédominant dans le modèle linéaire quadratique.

8.9 RADIOSENSIBILISATEURS ET RADIOPROTECTEURS

De nombreuses molécules ou substances peuvent augmenter ou diminuer les effets des rayonnements ionisants sur les cellules. Les premières ont un pouvoir radiosensibilisateurs, et la seconde classe de molécules qui diminue les effets délétères des rayonnements sont des radioprotecteurs.

L'oxygène est le plus connu des radiosensibilisateurs. Les cellules hypoxiques – peu oxygénées – sont beaucoup moins sensibles au rayonnement que les cellules bien oxygénées. Cette observation a conduit à la notion d'effet oxygène, qui est mesuré par une quantité appelée *Oxygen Enhancement Ratio* (OER) définie de la façon suivante : soit D_0 la dose nécessaire pour obtenir un certain effet sur les cellules (par exemple

8.10 Effet à court terme de l'irradiation corps entier

taux de mortalité de 50 %) en absence d'oxygène et D la dose pour obtenir le même effet en présence d'oxygène. L'OER est défini par le rapport :

$$\text{OER} = \frac{D_0}{D} > 1. \quad (8.33)$$

L'OER ne s'observe que si l'oxygène est présent pendant l'irradiation, il augmente avec la pression d'oxygène jusqu'à une pression d'environ 30 mm de mercure et présente une saturation pour les pressions supérieures. Le mécanisme exact de l'effet oxygène est encore mal connu. Un mécanisme de l'effet oxygène proposé est relié à la grande affinité électronique de la molécule d'oxygène pour former l'ion moléculaire négatif O_2^- , ce qui « piège » les électrons secondaires émis par les rayonnements ionisants et diminue d'autant les possibilités de réparation par recombinaisons électroniques des molécules biologiques ionisées. Les électrons étant captés par l'oxygène ne peuvent plus neutraliser les molécules ionisées. La présence de l'oxygène a pour conséquence de fixer les ionisations induites par le rayonnement dans le milieu.

Les cellules tumorales étant très souvent mal oxygénées et hypoxiques, la possibilité d'augmenter la radiosensibilité par des radiosensibilisateurs serait une voie de traitement intéressante en radiothérapie. De nombreux composés ont été proposés, comme les pyrimidines halogénées – 5 iododeoxyuridine, ... – qui sont des analogues des précurseurs de l'ADN. L'incorporation de ces substances dans l'ADN des cellules induit une augmentation de la radiosensibilité. La difficulté toutefois réside dans la sélectivité de l'enrichissement qui doit être aussi spécifique que possible des cellules tumorales pour une application en radiothérapie. Ce dernier point est loin d'être résolu et de nombreux autres composés, en particulier des nano-particules contenant des atomes lourds sont à l'étude actuellement.

Parmi les composés qui sont des capteurs d'électrons secondaires et qui peuvent présenter des capacités de radiosensibilisation analogue à l'oxygène, le métronidazole (un antibiotique bien connu utilisé sous le nom de Flagyl® contre les germes anaérobies) est un bon radiosensibilisateur des cellules hypoxiques, en particulier quand le rayonnements ionisant a un petit TEL.

8.10 EFFET À COURT TERME DE L'IRRADIATION CORPS ENTIER

Les divers tissus composant un organisme, répondent différemment en fonction de leur radiosensibilité. Lorsque le corps entier d'un sujet est irradié (irradiation dite corps entier) plusieurs syndromes, qui sont dépendants de la dose reçue, se manifestent. Les effets de l'irradiation sont caractérisés par le temps de survie et les différentes étapes des syndromes suivant l'irradiation corps entier.

Le temps de survie des mammifères dépend de l'espèce et de la radiosensibilité individuelle. On caractérise la radiosensibilité d'une espèce par la dose $\text{DL}_{50,30}$ qui représente la dose mortelle (dose létale) à 30 jours induisant une mortalité de 50 %

des animaux. Pour les humains la $DL_{50,30}$ est d'environ 2 à 3 Gy corps entier. Pour les souris la $DL_{50,30}$ est d'environ 9 Gy et pour un chien 3 Gy.

Les effets d'une irradiation aigu corps entier d'au moins 3 Gy chez l'humain entraînent une série de syndromes qui peut être décomposée en 4 étapes :

Dans la phase de prodrome, les symptômes majeurs sont des troubles digestifs de durée assez courte comme les vomissements et la diarrhée. Une dose de 0,5 Gy corps entier est suffisante pour induire ces symptômes.

La phase de latence qui suit la précédente correspond à l'évolution silencieuse des dommages biologiques sans autre manifestation. Elle dure de quelques heures à plusieurs semaines, dépendant de la dose initiale.

La troisième phase est celle de la maladie, reflétant les atteintes des organes induites par le rayonnements. La phase finale peut être la guérison ou la mort dépendant de la dose et de la réaction de l'organisme irradié. La mort résulte soit de troubles hématologiques et d'altération de la moelle osseuse, de troubles gastro-intestinaux intenses ou d'atteintes du système nerveux central.

La mort hématopoïétique survient environ en deux à trois semaines. Les précurseurs de globules rouges, des lymphocytes et des plaquettes sont sévèrement atteints même pour des doses de 1 Gy et ne peuvent plus arriver à maturation et assurer leur fonctions. Le système immunitaire est défectueux et l'organisme ne peut plus lutter contre les attaques des bactéries ou des virus. Des hémorragies surviennent. Les infections, la fièvre et les hémorragies induisent la mort dans un délais maximum de 3 semaines.

La mort due aux troubles gastro-intestinaux survient dans un délais de 3 à 5 jours pour des irradiations corps entier pour des doses comprises entre 5 et 100 Gy. Les cellules de l'hépithélium intestinal, particulièrement radiosensibles, sont détruites empêchant la nutrition. Des ulcères et des infections se développent entraînant la mort à court terme.

La mort induite par la défaillance du système nerveux survient en quelques heures pour des doses corps entier dépassant 100 Gy. Les cellules nerveuses sont particulièrement radio résistante et une dose importante est nécessaire pour les détruire. Le mécanisme de la pompe à sodium des neurones est altéré, ce qui induit des troubles de la motricité et des défaillances des fonctions végétatives cardiovasculaires, entraînant la mort.

8.11 EFFETS SOMATIQUES DES RAYONNEMENTS IONISANTS

Il est bien connu que l'exposition prolongée aux rayonnements peut induire des cancers. Basé sur diverses études, certaines ayant utilisées les données des survivants d'Hiroshima et Nagasaki et de Tchernobyl, on estime à une chance sur 10 000 la possibilité de développer un cancer pour une exposition corps entier de seulement 0.01 Sv. Le problème de savoir si il existe une dose seuil au-dessous de laquelle le risque de cancer est nul reste ouvert.

8.12 Modification non spécifique de la durée de la vie induite par les rayonnements

La période de latence pour exprimer la maladie dépend du type de cancer et bien sûr de la dose reçue. Les leucémies ont une période de latence de 5 à 10 ans, alors que les tumeurs solides des voies ORL (pharynx, tête, cou et thyroïde) ont des périodes de latence bien plus longues de l'ordre de 20 à 30 ans. Les enfants présentent une sensibilité plus grande aux rayonnements.

8.12 MODIFICATION NON SPÉCIFIQUE DE LA DURÉE DE LA VIE INDUITE PAR LES RAYONNEMENTS

Diverses expériences montrent que le rayonnement a une incidence sur le vieillissement des organismes exposés aux radiations ionisantes. Des expériences faites sur des souris montrent que les populations irradiées à faible dose ont une durée de vie diminuée et des manifestations précoces se manifestant comme celles du vieillissement physiologique en particulier l'augmentation des tissus conjonctifs. Dans les années 1950, alors que les protections des personnes exposées aux rayonnements dans leurs activités professionnelles étaient moindres qu'aujourd'hui, on a par exemple observé une durée de vie diminuée pour les radiologues. Le problème de l'influence du rayonnement sur la durée de vie est un sujet controversé. Certaines observations tendraient à prouver que les faibles doses seraient au contraire bénéfiques sur la durée de vie. Ce dernier point est connu sous le nom d'hormesis qui est relié au possible effet bénéfique des faibles doses (figure 8.8). Une faible dose reçue préalablement peut protéger la victime.

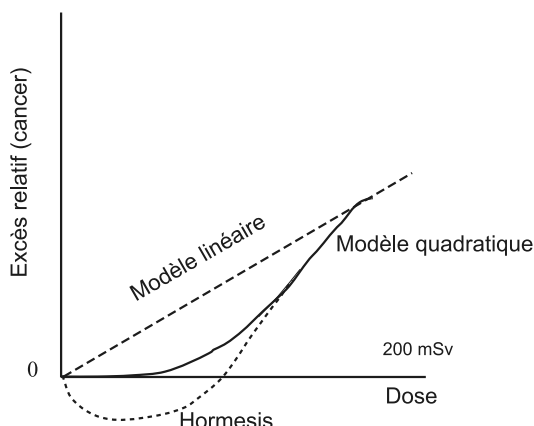


Figure 8.8 – Différents modèles du risque des faibles doses : modèles linéaire, quadratiques et hormesis.



Cette constatation a pu être faite sur l'homme suite à un accident survenu à des ferrailleurs qui cherchaient à récupérer le métal d'un conteneur dans lequel une source médicale de cobalt 60 avait été oubliée. Pendant quatre heures, ils ont essayé d'ouvrir le conteneur, subissant tout au long de l'intervention une faible dose d'irradiation à faible débit. Puis, ils ont réussi à l'entrouvrir, subissant cette fois un débit de dose élevé. Enfin, ressentant des malaises, ils ont heureusement cessé leur tentative. Les examens ont montré que la dose réelle subie, évaluée en fonction de la chute des leucocytes et des plaquettes, se situait entre 3 et 4 Gy. En revanche, le nombre des lésions génétiques subies par l'ADN conduisait à une dose de 1 à 2 Gy, montrant une atteinte beaucoup moins importante de l'ADN et des cellules souches appelées à remplacer les globules du sang.

Ce qui est accepté à l'heure actuelle est la réalité d'une réponse « adaptative » : une dose faible (quelques dizaines de mSv), délivrée quelques heures avant une irradiation à dose plus élevée, diminue l'effet (en particulier mutagène) de cette seconde dose, et pourrait donc faire décroître le risque de cancérisation. L'interprétation serait que la dose faible initiale a entraîné une mise en route des processus de réparation, permettant de limiter les effets toxiques de la dose élevée délivrée dans un second temps. Dans quelle mesure ce phénomène peut-il entraîner une « protection » en clinique humaine ? La réponse n'est, à ce jour, pas connue avec précision.



Essayons de traduire tout cela en langage plus simple. L'ADN de chaque cellule subit un grand nombre d'altérations tous les jours. L'oxygène, qui est présent en grande quantité dans notre environnement, est une molécule très toxique pour la cellule par l'intermédiaire du mécanisme de respiration. On estime qu'elle est responsable d'une dizaine de milliers d'altération de l'ADN par cellule et par jour. Heureusement il existe, au niveau de la cellule, un système de surveillance très efficace qui réagit à toute altération de l'ADN et des mécanismes enzymatiques qui le réparent. La plupart du temps cette réparation est parfaite. Toutefois, dans des cas extrêmement rares, elle se fait mal. Si cela arrive, soit la cellule active des gènes suicides et programme sa mort, soit il y a une mutation du génome qui se transmettra lors de la division cellulaire. Cette mutation peut être une première étape vers le développement d'un cancer si d'autres facteurs génétiques ou environnementaux sont favorables. Mais il y aura un délai assez long avant l'apparition du cancer.

La radioactivité naturelle, n'induit qu'environ 2 altérations de l'ADN par an. C'est très faible comparé aux autres agressions comme l'exposition au soleil, le tabac, etc. dont certaines peuvent induire sur les cellules concernées des milliers d'altérations par jour. Si nous revenons maintenant aux rayonnements ionisants, pour

de fortes doses les enzymes réparateurs peuvent être détruits si bien qu'aucune réparation de l'ADN n'est plus possible. Au contraire, les faibles doses sont en quelque sorte un entraînement pour les enzymes réparateurs ce qui expliquerait peut être le phénomène d'hormesis. Sans cet entraînement les enzymes réparateurs seraient moins efficaces lorsque la cellule est confrontée à une plus forte dose de rayonnement. Au Kerala (Inde) et dans certaines régions du Brésil, par exemple, la dose, venant de la radioactivité naturelle, reçue par les populations est entre 6 et 20 fois plus élevée que pour la population européenne.

8.13 DOMMAGE SUR L'EMBRYON

L'embryon des mammifères est très sensible aux rayonnements car il est le siège de nombreuses mitoses et différenciation cellulaires. La sensibilité dépend de l'étape du développement. On peut considérer schématiquement 3 étapes.

La première dure de 8 à 10 jours et correspond au temps entre la fécondation et l'implantation dans l'utérus de l'ovule fécondé. L'étape suivante dure 10 semaines chez les humains, et correspond au développement des organes de l'embryon pour former ce qui deviendra le fœtus ensuite.

La première étape est la plus radiosensible. Une dose de 0,05 à 0,15 Gy est suffisante pour induire des anomalies de l'embryon. Si la gestation se poursuit, le fœtus présentera des malformations. Lors de la période embryonnaire correspondant à la formation des organes (organogenèse) l'irradiation provoque des malformations du système nerveux central et de la moelle osseuse. Des doses de l'ordre de 2 Gy chez l'embryon de souris provoque la mort embryonnaire dans 70 % des cas. Une dose de 1 Gy induit un retard de croissance de l'embryon. En pratique on peut discuter d'une interruption thérapeutique de grossesse si l'embryon a reçu une dose dépassant 0,1 Gy pendant les 6 premières semaines de la gestation.

Le fœtus présente une radiosensibilité moindre. Les doses précédentes ne provoquent pas la mort fœtale. Cependant une dose de seulement 0,02 Gy augmente le risque de leucémie d'un facteur 2 chez l'enfant. Une dose de 0,2 Gy peut provoquer des anomalies du système nerveux central.

Les risques de malformations du fœtus ou de l'embryon induits par le rayonnement impliquent de considérer avec grande attention le bénéfice risque de toute investigation utilisant les rayonnements ionisants chez une femme enceinte. Si on ne connaît pas l'éventualité d'une fécondation récente chez une femme en âge de procréer, la précaution s'impose de ne pratiquer des examens utilisant les rayonnements ionisants que dans les 10 premiers jours du cycle féminin, la probabilité d'être fécondée durant cette période étant faible.

8.14 EFFETS SUR LES GÉNÉRATIONS FUTURES

Les rayonnements ionisants peuvent induire des mutations dans l'ADN des cellules germinales (gamètes). Les conséquences génétiques s'exprime sur la descendance et non pas chez le porteur des cellules germinales modifiés.

Les mutations génétiques spontanées existent en dehors de toute notion d'irradiation. La fréquence de ces mutations spontanées est de l'ordre de 10^{-5} par gène et par génération. Cette fréquence est augmentée par le rayonnements et des mutagènes chimiques. Pour une génération, le rayonnement peut simplement augmenter le taux de mutation spontané. On estime la fréquence à environ 10^{-7} par gène et par rem. La relation entre le fréquence de mutation et la dose est linéaire et ne présente pas de seuil, impliquant que toute irradiation déposant une dose même très faible est susceptible d'induire une mutation et que le fréquence de mutation augmente avec le dose reçue. Le rayonnement de TEL élevé est plus efficace pour induire les mutations.

Exercices

8.1 Rôle des radicaux libres dans les dommages des molécules irradiées

Quels sont les mécanismes des dommages moléculaires induits par les rayonnements ionisants ?

Définir l'action directe et indirecte. Laquelle est la plus importante pour induire les dommages ?

Quels sont les radicaux libres les plus oxydants ?

Quel est le rôle de l'oxygène ?

8.2 Quelques paramètres modifiant la radiosensibilité des cellules

Pourquoi les érythroblastes sont-ils particulièrement sensibles ?

Quelle est la phase du cycle cellulaire la plus radiosensible ?

Quelle est la molécule qui est la cible privilégiée pour induire la mort des cellules par le rayonnement ionisant ?

8.3 Effet oxygène

Que représente l'effet oxygène, et définir l'OER (*Oxygen Enhancement Ratio*)

Quelle est la pression partielle d'oxygène qui donne une valeur maximale à l'OER ?

Cet effet est il plus important pour les rayonnements de petit TEL ?

Qu'est-ce-qu'un radiosensibilisateur et un radioprotecteur ? et donner des exemples.

8.4 Rôle du débit de dose et du TEL pour la survie cellulaire

La courbe de survie cellulaire présente une pente plus accentuée aux doses élevées. Donner une explication.

Comment varie l'allure de la courbe de survie avec le TEL ? Comment varie la courbe de survie avec le débit de dose ?

8.5 Estimation d'une efficacité biologique relative (EBR)

En considérant la figure 8.7 évaluer l'efficacité biologique relative des ions ayant un TEL égal à $70 \text{ keV}/\mu\text{m}$ comparée à celle des ions de $13 \text{ keV}/\mu\text{m}$

Solutions des exercices

8.1

Les dommages induits par les rayonnements ionisants sont classés - assez arbitrairement d'ailleurs - en effets directs et indirects. Les effets directs représentent les excitations et les ionisations des molécules du milieu qui induisent des cassures de liaisons moléculaires dans les molécules comme les protéines ou l'ADN, mais surtout dans les molécules d'eau qui sont majoritaires.

Les nombreux radicaux résultant de la radiolyse de l'eau et principalement les radicaux hydroxyles $^{\circ}\text{OH}$ qui sont très oxydants vont induire par attaques radicalaires des dommages des molécules. C'est ce qu'on appelle les effets indirects. Les expériences faites en présence de capteurs de radicaux libres comme la vitamine C, le diméthylesulfoxyde (DMSO), l'alcool, et de nombreux autres composés tendent à montrer que les effets indirects sont de l'ordre de 70 à 80 % responsables des effets des rayonnements ionisants sur la matière vivante.

L'oxygène est connu depuis longtemps pour être un radiosensibilisateur, c'est-à-dire que sa présence dans le milieu ou les tissus amplifie les effets des rayonnements ionisants. Classiquement on pense que l'oxygène capte des électrons secondaires du milieu du fait de son électronégativité élevé, fixant en quelques sortes les ionisations induites dans les molécules en empêchant les recombinaisons électroniques.

8.2

Les cellules les plus radiosensibles sont celles qui sont peu différenciées et effectuent de nombreuses mitoses. Les érythroblastes, précurseurs des érythrocytes (globules rouges) sont peu différenciés et en conséquence particulièrement radiosensibles.

La phase du cycle cellulaire la plus radiosensible correspond à la mitose et la moins radiosensible correspond à la synthèse de l'ADN (phase S).

Classiquement la cible privilégiée de la cellule pour induire la mort cellulaire est le noyau contenant les chromosomes. On dit que l'ADN cellulaire est le responsable de la mort cellulaire ou des mutations quand il est endommagé par les radiations. Des expériences nouvelles faites au moyen de microfaisceaux de particules ionisantes (photons ou ions) tendent à montrer que d'autres structures extranucléaires pourraient

aussi jouer un rôle significatif. Par exemple dans l'effet bystander on observe que des cellules non irradiées sont modifiées dans leur génome quand elles sont voisines de cellules irradiées par le microfaisceau.

8.3

L'oxygène est un élément radiosensibilisateur des effets des rayonnements ionisants, c'est-à-dire qu'il augmente leurs effets. Voir exercice 8.1. L'OER est le rapport de la dose sans oxygène sur la dose avec oxygène pour obtenir un effet biologique donné.

$$\text{OER} = \frac{\text{Dose sans } O_2}{\text{Dose avec } O_2} > 1 \quad (8.34)$$

La pression partielle pour avoir l'effet maximal est de 30 mm Hg.

L'effet oxygène existe principalement pour les rayonnements de petit TEL.

Un radiosensibilisateur augmente les effets des rayons ionisants. Il augmente par exemple la mortalité cellulaire. De façon plus générale il augmente l'EBR c'est-à-dire l'efficacité biologique relative. Un radioprotecteur diminue les effets du rayonnement ionisant. Les capteurs de radicaux libres sont des radioprotecteurs ainsi que les molécules ayant des fonctions thiols RS-H. La vitamine C et l'alcool sont aussi des radioprotecteurs. De nombreuses substances peuvent avoir un effet sur les radicaux libres créés par le rayonnement et donner des effets protecteurs.

8.4

Aux doses élevées la contribution du terme quadratique devient importante. En effet on doit considérer la courbe de survie comme obéissant à la relation

$$N(t) = N_0 \exp(-\alpha D - \beta D^2) \quad (8.35)$$

Le terme quadratique décrit les effets produits par les ionisations induites par deux traces de particules ionisantes.

Lorsque le TEL est élevé, le taux d'ionisation produit par une seule trace est élevé et dans ce cas le terme quadratique est moins important. Le taux de survie est bien décrit par une loi pratiquement linéaire en échelle semilog. La courbe de survie ne montre pas d'épaule aux faibles doses.

La survie cellulaire diminue si le débit de dose augmente. Cela traduit l'accumulation des lésions. Les lésions dites réparables n'ont plus le temps d'achever ces réparations. Dans le cas des particules ionisantes de TEL élevé, la mortalité cellulaire dépend beaucoup moins du débit de dose.

8.5

En considérant la figure 8.7, on note, par exemple, que le taux de survie de 1 % est obtenu pour une dose d'environ 8 Gy pour les ions ayant un TEL de 13 keV/μm et pour 4 Gy avec les ions de 70 keV/μm. L'EBR est le rapport des doses respectives, ce qui donne sensiblement EBR = 2.

APPLICATIONS À LA MÉDECINE

9

9.1 IMAGERIE PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE

L'IRM (Imagerie par Résonance Magnétique) est une technique radiologique assez récente, non invasive et sans effets secondaires connus donnant des images tridimensionnelles avec une bonne résolution. Elle est basée sur une mesure du magnétisme de la matière.

9.1.1 Généralités sur l'IRM

Plus précisément c'est le magnétisme de certains noyaux atomiques de spin non nul qui est mesuré. On mesure la réponse des spins des noyaux atomiques soumis à un champ magnétique extérieur et perturbés par une excitation électromagnétique.

Certains atomes comme l'hydrogène ^1H , le phosphore ^{31}P , le carbone ^{13}C ... possèdent un spin nucléaire non nul. On associe au moment cinétique intrinsèque du noyau venant du spin nucléaire un moment magnétique μ . Placés dans un champ magnétique $\mathbf{B}$ extérieur, ces moments magnétiques vont schématiquement se comporter comme une boussole dans le champ magnétique terrestre. Ils vont tendre à s'aligner avec le champ. Dans une vision classique de cet alignement des spins, on doit ajouter que le moment magnétique μ tout en s'alignant dans la direction du champ $\mathbf{B}$, va présenter un mouvement de rotation autour du champ $\mathbf{B}$ (précession). La fréquence de cette rotation est déterminée par la valeur du spin et l'intensité du champ $\mathbf{B}$. Elle correspond à la fréquence de résonance, appelée fréquence de Larmor.

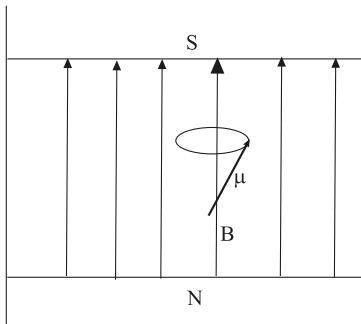


Figure 9.1 – Précession du moment magnétique dans le champ magnétique externe $\mathbf{B}$ dans la direction Oz .

La magnétisation du milieu correspond à un état stationnaire et la mesure de cette magnétisation ne permet pas de recueillir une information sur les atomes et molécules

constituants la matière. Si on perturbe cet état stationnaire par une impulsion magnétique de fréquence convenable perpendiculaire à l'axe **oz** du champ **B**, les spins vont s'écarter de l'axe **oz**. L'impulsion terminée ils vont tendre à se réaligner sur l'axe **oz** (relaxation) en émettant un signal caractéristique du spin nucléaire des atomes, donc de l'élément atomique et de son environnement. On obtient une information, par exemple sur la densité des atomes d'hydrogène du milieu.

L'IRM dans son application première en imagerie médicale est basée sur l'observation de la résonance magnétique nucléaire (RMN) des protons de l'eau. L'eau constitue environ 70 % du corps humain et le proton dans l'hydrogène ^1H est naturellement abondant et très sensible en RMN.

L'intensité du signal observé va dépendre de la concentration en atomes d'hydrogène, mais aussi du temps de relaxation des spins nucléaires. En codant l'espace par des gradients de champs externes afin de réaliser les conditions de résonance dans un volume limité, on pourra explorer le milieu, obtenir une cartographie des éléments de la matière et en donner une image.

L'intensité recueillie pour un élément de volume limité (voxel) dépend de la concentration de l'eau à l'endroit considéré et on obtient ainsi une image tridimensionnelle de la répartition de l'eau dans le corps d'un patient.

Selon la méthode utilisée, le contraste entre deux voxels peut être augmenté si les temps de relaxation des spins nucléaires (décrivant le retour à l'équilibre des noyaux après l'excitation) diffèrent dans les deux zones. Il est possible d'observer des altérations des tissus (telles que des tumeurs) grâce aux différences de densité et de relaxation de l'eau. La technique d'IRM fonctionnelle mesure l'activité métabolique de différentes zones du cerveau. Elle a permis des progrès importants dans l'étude des bases neurobiologiques de la pensée et peut être considérée comme un outil complémentaire de la tomographie par émission de positrons (*cf.* section 9.2).

9.1.2 Principe de fonctionnement de l'IRM

a) Magnétisme et atome : origine d'un moment magnétique

Les champs magnétiques sont produits par des charges électriques en mouvement. Dans le cas des aimants, le champ externe est semblable à celui créé par un dipôle magnétique qui serait constitué de deux « charges » magnétiques associées en paire, semblable au dipôle électrique.

Considérons une charge électrique q en mouvement circulaire uniforme de vitesse v sur un cercle de rayon r . Le courant correspondant de cette boucle de courant est $i = q\nu$, avec $\nu = v/2\pi r$. Par définition le moment magnétique associé μ est tel que $\mu = i\mathbf{S}$. Sa longueur est $\mu = qvr/2$.

Le module du moment cinétique orbital suivant l'axe **oz** est $L = mvr$. La relation entre μ et **L** est :

$$\mu = \frac{q}{2m}\mathbf{L} = \gamma\mathbf{L} \quad (9.1)$$

9.1 Imagerie par Résonance Magnétique

γ est le facteur gyromagnétique. Pour un électron de charge $q = e$ on pose, en introduisant le facteur orbital g et le magnéton de Bohr μ_b :

$$\mu = -\frac{g_l \mu_b}{\hbar} \mathbf{L} \quad \text{avec } \mu_b = \frac{e\hbar}{2m} = 9,27 \times 10^{-24} \text{ J/T} \quad (9.2)$$

On a $g_l = 1$ pour le mouvement orbital de l'électron. On voit qu'au moment cinétique orbital de la particule chargée, on associe un moment magnétique. Le spin électronique ou nucléaire est aussi un moment cinétique, non relié à un mouvement dans l'espace, mais propre à la particule. L'origine du spin est relativiste et ne sera pas abordée dans cet ouvrage. La vision élémentaire de la particule tournant autour de son axe et induisant un moment cinétique, bien que ne correspondant pas à la réalité, peut être gardée à l'esprit. Au moment cinétique intrinsèque de la particule correspond un moment magnétique $\mu_s = \gamma \mathbf{S}$, où γ est le facteur gyromagnétique. Il a une valeur différente de $q/2m$. Pour un électron on introduira le facteur de spin g_s . Pour un moment cinétique de spin l'expérience montre que $g_s = 2$

$$\mu_s = -\frac{g_s \mu_b}{\hbar} \mathbf{S} \quad \text{avec } \mu_b = \frac{e\hbar}{2m} \quad (9.3)$$

De façon analogue on définit le magnéton nucléaire :

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \times 10^{-27} \text{ joule/Tesla } m_p \text{ étant la masse du proton} \quad (9.4)$$

L'énergie potentielle U du dipôle μ placé dans un champ externe $\mathbf{B}$ est donnée par le produit scalaire : $U = -\mu \cdot \mathbf{B}$. Le couple exercé par le champ $\mathbf{B}$ est $\Gamma = \mu \wedge \mathbf{B}$. Le couple s'annule pour un dipôle magnétique aligné avec le champ externe.

Les équations de la dynamique classique donnent les lois du mouvement :

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \Gamma \quad \text{soit } \frac{d\mu}{dt} = \gamma \mu \wedge \mathbf{B}. \quad (9.5)$$

qui seront utilisées ci-dessous.

b) Magnétisation du milieu

Pour un spin I , la mécanique quantique montre que les valeurs possibles de la projection du moment cinétique sur l'axe $\mathbf{oz}$ sont : $I\hbar, (I-1)\hbar, \dots, -I\hbar$. L'énergie potentielle correspondante est $U = -\gamma m \hbar B$ avec $m = I, I-1, \dots$. L'écart en énergie entre deux états voisins est $\Delta U = \gamma \hbar B$. Pour $I = 1/2$ deux valeurs seulement sont possibles $+1/2, -1/2$.

La magnétisation du milieu est représentée par le moment magnétique moyen par unité de volume. On considère que le moment magnétique résulte d'un ensemble de

spins alignés dans un champ magnétique extérieur. Les spins sont considérés sans interaction les uns avec les autres, à la température T réalisant l'équilibre thermique avec l'extérieur. Le moment magnétique moyen $\langle \mathbf{M} \rangle$ correspond au nombre de spins par unité de volume N multiplié par le moment magnétique moyen $\langle \mu \rangle$:

$$\langle \mathbf{M} \rangle = N \langle \mu \rangle \quad (9.6)$$

Pour calculer $\langle \mathbf{M} \rangle$ on fait l'hypothèse que les spins sont à l'équilibre thermique à la température T . Il en résulte que leur probabilité P d'être dans un état d'énergie U est donné par la loi de Boltzmann :

$$P = \exp(-U/kT) = \exp(\gamma m \hbar B/kT) \quad (9.7)$$

La valeur moyenne de μ_z est :

$$\mu_z = \frac{\gamma \hbar \sum_{m=-I}^{+I} m \exp(\gamma m \hbar B/kT)}{\sum_{m=-I}^{+I} \exp(\gamma m \hbar B/kT)} \quad (9.8)$$

À la température ambiante $\gamma m \hbar B/kT \ll 1$ et on peut faire l'approximation $\exp(\gamma m \hbar B/kT) \approx 1 + \gamma m \hbar B/kT$. On doit calculer deux sommes :

$$S_1 = \sum_{-I}^{+I} m + (\gamma \hbar B/kT) \sum_{-I}^{+I} m^2 \quad \text{et} \quad S_2 = \sum_{-I}^{+I} 1 + (\gamma \hbar B/kT) \sum_{-I}^{+I} m \quad (9.9)$$

En utilisant le résultat sur la somme des carrés :

$$S = 1^2 + 2^2 + \dots + n^2 = \frac{n(n+1)(2n+1)}{6} \quad (9.10)$$

on trouve finalement que

$$\langle \mu_z \rangle = \frac{\gamma^2 \hbar^2 I(I+1)}{3kT} B \quad \text{et} \quad M_z = N \langle \mu_z \rangle = \frac{N \gamma^2 \hbar^2 I(I+1)}{3kT} B \quad (9.11)$$

c) Équation du mouvement pour le moment $\mathbf{M}$

Un résultat remarquable de la mécanique quantique est que la valeur moyenne du spin $\langle \mu \rangle$ obéit à la loi classique $d \langle \mu \rangle / dt = \gamma \langle \mu \rangle \wedge \mathbf{B}$ et $\mathbf{B}$ peut dépendre du temps. Le mouvement du moment magnétique $\mathbf{M}$ est régi par la relation .

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma(\mathbf{M} \wedge \mathbf{B}) \quad (9.12)$$

Le mouvement le plus simple pour $\mathbf{M}$ est celui correspondant à $\mathbf{M}$ aligné avec le champ. Aucun couple ne s'exerce et $\mathbf{M}$ ne change pas. Une autre solution simple des

9.1 Imagerie par Résonance Magnétique

équations du mouvement pour $\mathbf{M}$ correspond à une précession qui est une rotation autour de l'axe déterminé par la direction du champ $\mathbf{B}$.

On obtient en projetant sur les axes $\mathbf{ox}, \mathbf{oy}, \mathbf{oz}$:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma M_y B_z; \quad \frac{dM_y}{dt} = -\gamma M_x B_z; \quad \frac{dM_z}{dt} = 0 \quad (9.13)$$

Une solution possible est

$$M_z = M_0 = \text{constante}, \quad M_x = M_p \cos(-\varpi t), \quad M_y = M_p \sin(-\varpi t) \quad (9.14)$$

M_p représente la composante de $\mathbf{M}$ dans le plan $(\mathbf{ox}, \mathbf{oy})$ et $\varpi = \gamma B$ est la fréquence de Larmor du mouvement. Elle correspond aussi à la différence d'énergie entre deux valeurs successives de $\mu \mathbf{B}$. Les spins étant supposés sans interaction avec l'extérieur, tournent – précessent – autour de l'axe du champ $\mathbf{B}$ ne pouvant relaxer l'énergie qu'ils devraient afin de s'aligner avec $\mathbf{B}$. Le tableau 9.1 donne des valeurs du facteur gyromagnétique γ pour quelques noyaux.

Tableau 9.1 –

	spin	$\gamma = \varpi_{\text{Larmor}} / B \text{ Hz.T}^{-1}$
e	1/2	$175,86 \times 10^9$
^1H	1/2	$267,53 \times 10^6$
^1_0n	1/2	$183,26 \times 10^6$
^{31}P	1/2	$108,38 \times 10^6$
^{14}N	1	$19,35 \times 10^6$
^{13}C	1/2	$67,29 \times 10^6$
^{19}F	1/2	$251,83 \times 10^6$
^{23}Na	3/2	$70,76 \times 10^6$

Les équations du mouvement des spins indépendants sans interaction doivent être modifiées pour prendre en compte les effets du milieu extérieur. Supposons que la composante de $\mathbf{M}$ sur $\mathbf{oz}$ n'a pas la valeur initiale $M_z = M_0$. L'agitation thermique va faire que M_z va tendre à retourner à sa valeur d'équilibre M_0 . On fait l'hypothèse que le retour à l'équilibre de M_z est proportionnel à la différence $(M_0 - M_z)$ en introduisant une constante de relaxation T_1 .

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{(M_0 - M_z)}{T_1} \quad (9.15)$$

La quantité T_1 est appelée constante de relaxation longitudinale ou spin réseau. On postule aussi une décroissance exponentielle des composantes de x et y de $\mathbf{M}$. On pose :

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2} \quad \frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2} \quad (9.16)$$

T_2 est la constante de relaxation spin-spin ou transversale. T_2 est toujours plus petite que T_1 .

Le changement de valeur de M_z implique un échange d'énergie avec l'extérieur, mais une variation des valeurs de M_x ou M_y n'implique pas un tel changement car l'énergie potentielle $\mu \cdot \mathbf{B}$ n'est pas modifiée. Les valeurs des composantes M_x et M_y peuvent changer avec M_z bien sûr, mais ces valeurs peuvent aussi changer par d'autres mécanismes, par exemple le déphasage de spin, lorsque des spins précèdent à des fréquences sensiblement différentes autour du champ $\mathbf{B}$.

En combinant toutes les équations dans le cadre des approximations ci-dessus, on obtient les équations de Bloch qui décrivent les variations de $\mathbf{M}$:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \wedge \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} \quad (9.17)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \wedge \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} \quad (9.18)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \wedge \mathbf{B})_z + \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (9.19)$$

Bien que ces équations ne soient pas rigoureuses, elles s'avèrent très utiles pour interpréter plusieurs aspects des phénomènes de résonance magnétique nucléaire.

Par substitution directe il est facile de voir qu'une solution possible des équations ci-dessus pour le mouvement de $\mathbf{M}$ dans un champ statique $\mathbf{B}$ est :

$$M_x = M_0 \exp(-t/T_2) \cos(-\varpi t) \quad (9.20)$$

$$M_y = M_0 \exp(-t/T_2) \sin(-\varpi t) \quad (9.21)$$

$$M_z = M_0[1 - \exp(-t/T_1)] \quad (9.22)$$

où $\varpi = \gamma B$ est la fréquence de Larmor. Pour cette solution particulière, la composante de la magnétisation est initialement dans le plan $\mathbf{ox}, \mathbf{oy}$ et sa valeur est M_0 . Elle décroît exponentiellement avec une constante de temps T_2 . La valeur initiale de M_z est nulle et elle revient à sa valeur d'équilibre M_0 avec une constante de temps T_1 .

d) Système d'axes tournants

Si on se place dans le système d'axes $(\mathbf{ox}', \mathbf{oy}')$ tournant à la fréquence de Larmor $\varpi = \gamma B$ autour de l'axe $\mathbf{oz}$, on pourra décrire plus simplement le mouvement de $\mathbf{M}$ lorsque différentes perturbations sont exercées afin de modifier le système des spins initialement à l'équilibre. La transformation pour les composantes de $\mathbf{M}$ entre les axes $\mathbf{ox}, \mathbf{oy}$ et $\mathbf{ox}', \mathbf{oy}'$, si θ désigne l'angle de rotation entre les axes $(\mathbf{ox}, \mathbf{ox}')$, est :

$$M_x = M_{x'} \cos \theta - M_{y'} \sin \theta \quad M_y = M_{x'} \sin \theta + M_{y'} \cos \theta \quad M_z = M_{z'} \quad (9.23)$$

9.1 Imagerie par Résonance Magnétique

En dérivant les composantes M_x , M_y , M_z on obtient les équations suivantes en prenant $\theta = -\varpi t$ et en utilisant les relations 9.13

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma M_y B_z = \gamma [M_{x'} \sin(-\varpi t) + M_{y'} \cos(-\varpi t)] B_z \quad (9.24)$$

$$\begin{aligned} & \frac{dM_{x'}}{dt} \cos(-\varpi t) - \frac{dM_{y'}}{dt} \sin(-\varpi t) + \varpi M_{x'} \sin(-\varpi t) + \varpi M_{y'} \cos(-\varpi t) \\ &= \gamma [M_{x'} \sin(-\varpi t) + M_{y'} \cos(-\varpi t)] B_z \end{aligned} \quad (9.25)$$

Dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor $\varpi = \gamma B_z$. L'équation ci-dessus se simplifie et on obtient les relations pour les trois composantes suivant les axes

$$\frac{dM_x}{dt} = \frac{dM_{x'}}{dt} \cos(\varpi t) + \frac{dM_{y'}}{dt} \sin(\varpi t) = 0 \quad (9.26)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\frac{dM_{x'}}{dt} \sin(\varpi t) + \frac{dM_{y'}}{dt} \cos(\varpi t) = 0 \quad (9.27)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{dM_{z'}}{dt} = \text{constante} \quad (9.28)$$

En combinant les seconds membres des équations (9.26 et 9.27), on obtient :

$$\frac{dM_{x'}}{dt} = 0 \quad \frac{dM_{y'}}{dt} = 0 \quad \frac{dM_{z'}}{dt} = \text{constante} \quad (9.29)$$

Dans le système d'axes tournant les composantes de $\mathbf{M}$ ne changent pas.

Si maintenant on applique un champ magnétique oscillant $B_1 \cos(-\varpi_1 t)$ suivant l'axe $\mathbf{ox}$ on aura les nouvelles équations pour le mouvement de $\mathbf{M}$

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma M_y B_z - \gamma M_z B_y; \frac{dM_y}{dt} = \gamma M_z B_x - \gamma M_x B_z; \frac{dM_z}{dt} = \gamma M_x B_y - \gamma M_y B_x \quad (9.30)$$

dans le référentiel tournant les équations deviennent en prenant $\varpi_0 = \gamma B_0$

$$\frac{dM_{x'}}{dt} \cos(\varpi_0 t) + \frac{dM_{y'}}{dt} \sin(\varpi_0 t) = 0 \quad (9.31)$$

$$-\frac{dM_{x'}}{dt} \sin(\varpi_0 t) + \frac{dM_{y'}}{dt} \cos(\varpi_0 t) = \gamma B_1 M_z \cos \varpi_1 t \quad (9.32)$$

On peut facilement éliminer $\frac{dM_{x'}}{dt}$ ou $\frac{dM_{y'}}{dt}$ dans les équations précédentes en multipliant l'une et l'autre respectivement par exemple par $\sin(\varpi_0 t)$ et $\cos(\varpi_0 t)$ et en les

additionnant. On a :

$$\frac{dM_{x'}}{dt} = -\gamma B_1 M_z \sin \varpi_0 t \cos(\varpi_1 t) \quad (9.33)$$

$$\frac{dM_{y'}}{dt} = \gamma B_1 M_z \cos \varpi_1 t \cos(\varpi_0 t) \quad (9.34)$$

$$\frac{dM_{z'}}{dt} = \gamma B_1 M_{x'} \cos \varpi_1 t \sin(\varpi_0 t) - \gamma B_1 M_{y'} \cos \varpi_1 t \cos(\varpi_0 t) \quad (9.35)$$

Ces équations décrivent le mouvement de $\mathbf{M}$ dans le référentiel tournant. Si ϖ_1 et ϖ_0 sont différents, le mouvement est compliqué, mais si on moyenne sur plusieurs périodes le second membre des équations se simplifie. Si $\varpi_1 = \varpi_0$, la valeur moyenne de $\cos^2 \varpi_0 t$ vaut $\langle \cos^2(\varpi_0 t) \rangle = 1/2$ et $\langle \sin \varpi_0 t \cos(\varpi_1 t) \rangle = 0$. Les équations deviennent :

$$\frac{dM_{x'}}{dt} = 0 \quad \frac{dM_{y'}}{dt} = \frac{\gamma B_1}{2} M_{z'} \quad \frac{dM_{z'}}{dt} = -\frac{\gamma B_1}{2} M_{y'} \quad (9.36)$$

en posant $\varpi = \frac{\gamma B_1}{2}$ qui a une valeur bien inférieure à la fréquence de Larmor car $B_1 \ll B_0$ et en combinant les deux dernières équations on a :

$$\frac{d^2 M_{z'}}{dt^2} + \varpi^2 M_{z'} = 0 \quad (9.37)$$

En prenant pour conditions initiales $M_{x'} = 0$, $M_{y'} = 0$ et $M_{z'} = M_0$ on arrive à la solution :

$$M_{x'} = 0, \quad M_{y'} = M_0 \sin \varpi t \quad M_{z'} = M_0 \cos \varpi t \quad (9.38)$$

On constate que si on établit le champ B_1 pendant un temps t tel que

$$\varpi t = \frac{\gamma B_1 t}{2} = \frac{\pi}{2}$$

la composante $M_z = M_{z'}$ s'annule, le vecteur $\mathbf{M}$ est dans le plan $\mathbf{ox}, \mathbf{oy}$. Une impulsion telle que $\varpi t = \pi$ retourne le vecteur $\mathbf{M}$ qui pointe alors vers $-\mathbf{oz}$. En appliquant un champ magnétique radiofréquence oscillant à la fréquence de Larmor dans la direction $\mathbf{ox}$, on induit une rotation autour de l'axe $\mathbf{ox'}$ qui est fixe dans le référentiel tournant (figure 9.2).

Dans les dispositifs d'imagerie RMN, le champ statique B_0 est élevé. Dans les appareils médicaux les champs utilisés sont compris entre 0,1 et 3 T. Les champs additionnels de gradient qui assurent le contrôle de l'épaisseur de coupe sont de quelques dizaines de milliteslas par mètre et varient selon les imageurs RMN.

9.1 Imagerie par Résonance Magnétique

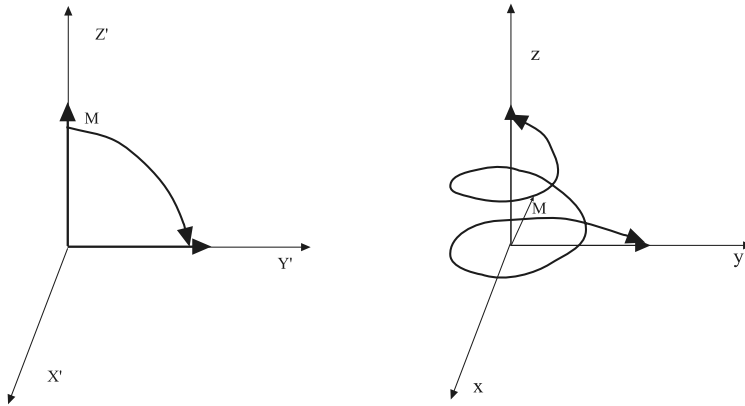


Figure 9.2 – Un champ radiofréquence orienté dans la direction ox induit une rotation de 90° autour de l'axe ox' .

• Exemples de séquence d'excitation

Plusieurs séquences excitatrices faites au moyen de champs radiofréquences ont été proposées pour analyser les temps de relaxation T_1 et T_2 dans le domaine de l'analyse par résonance magnétique nucléaire. On illustre ici par deux séquences particulières les possibilités de modifier $\mathbf{M}$ et d'analyser le signal lors de son retour à l'équilibre qui dépend des paramètres T_1 et T_2 , avec des valeurs caractéristiques de l'échantillon de matière étudié. Cette variation des composantes de $\mathbf{M}$ dans le temps se fait de façon exponentielle comme on le montre ci-après et engendre un courant induit dans la bobine radiofréquence qui fonctionne en émetteur et aussi en récepteur.

• Signal de précession libre (Free Induction Decay)

Une impulsion radiofréquence pendant un temps t tel que $\omega t = \frac{\gamma B_1 t}{2} = \frac{\pi}{2}$ retourne le moment $\mathbf{M}$ pour le placer dans le plan ox, oy . Le moment magnétique va ensuite retourner vers l'équilibre. Les équations décrivant la décroissance des composantes M_x , M_y dans le plan ox, oy sont :

$$M_x = M_0 \exp(-t/T_2) \cos(-\omega t) \quad (9.39)$$

$$M_y = M_0 \exp(-t/T_2) \sin(-\omega t) \quad (9.40)$$

La décroissance exponentielle de la composante transversale M_{xy}

$$M_{xy} = \sqrt{M_x^2 + M_y^2} = M_0 \exp(-t/T_2) \quad (9.41)$$

se fait suivant une loi exponentielle caractérisée par la constante de temps T_2 (encore appelé temps de relaxation « spin-spin ») qui correspond au temps pendant lequel l'intensité décroît de deux tiers ($1/e$) de sa valeur initiale. Ces temps de relaxation

vont varier pour un tissu donné selon l'organisation physico-chimique de l'eau dans ce tissu. C'est sur ces variations que l'on s'appuie pour détecter au sein d'un tissu les modifications liées à la présence d'une lésion. Quelques valeurs de T_2 dans un champ de 1 Tesla sont données dans le tableau 9.2 :

Tableau 9.2 –

Graisse	$T_2 = 84 \text{ ms}$
Muscle	$T_2 = 47 \text{ ms}$
Substance blanche	$T_2 = 92 \text{ ms}$
Substance grise	$T_2 = 101 \text{ ms}$

• La relaxation longitudinale

On analyse maintenant l'évolution dans le temps de la composante suivant **oz**. Dans une impulsion faisant basculer le moment M de $\pi/2$ dans le plan **ox,oy** la composante initiale sur l'axe **Oz** est nulle. Le retour à l'équilibre se fera suivant la loi :

$$M_z = M_0[1 - \exp(-t/T_1)] \quad (9.42)$$

Cette relaxation longitudinale, dite relaxation T_1 ou encore relaxation « spin-réseau », correspond au retour à l'équilibre énergétique du système après l'excitation. La constante de temps T_1 est le temps nécessaire pour que les protons atteignent les deux tiers de leur aimantation. Elle dépend en fait de la mobilité des atomes d'hydrogène ou de celle des molécules auxquels ils sont liés. La valeur de la constante de temps T_1 sera d'autant plus petite que ces atomes d'hydrogène seront dans de grosses molécules. Le tableau 9.3 donne quelques valeurs de T_1 dans certains tissus dans un champ de 1 Tesla.

Tableau 9.3 –

Graisse	$T_1 = 240 \text{ ms}$
Muscle	$T_1 = 730 \text{ ms}$
Substance blanche	$T_1 = 680 \text{ ms}$
Substance grise	$T_1 = 809 \text{ ms}$

En résumé les temps de relaxation T_1 et T_2 des tissus dépendent de la mobilité des noyaux d'hydrogène présents dans ceux-ci. Ces temps de relaxation augmentent avec l'hydratation de ces tissus ; ils décroissent lorsque l'hydratation diminue. C'est ce qui fait dire, très schématiquement, que la densité des atomes d'hydrogène, et les valeurs de T_1 et de T_2 pour un tissu donné lors d'une affection aiguë, varient dans le même sens. En effet un processus lésionnel aigu s'accompagne dans la plupart des cas de phénomènes inflammatoires et œdémateux qui ont pour résultat d'augmenter la quantité d'eau dans ces tissus. Dans un tissu cicatriciel par contre ce sera le contraire.

9.1.3 Reconstruction d'une image par la transformée de Fourier

a) Localisation du signal par des gradients de champs magnétiques

Pour obtenir une image en IRM, il faut réaliser dans l'espace de l'échantillon analysé un encodage spatial grâce aux gradients des champs magnétiques qui vont délimiter un petit élément de volume où les conditions de résonance de Larmor seront satisfaites, donnant lieu à un signal mesurable. La localisation spatiale des atomes sera obtenue en ajoutant un gradient directionnel sur le champ magnétique de base $\mathbf{B}_0$ grâce à des bobines de gradient de champ magnétique.

On peut illustrer cela de façon simple. Considérons d'abord la possibilité d'exciter sélectivement une fine tranche de tissus. On ajoute dans la direction du champ statique B_0 un gradient tel que le champ total soit $\mathbf{B}(\mathbf{z}) = \mathbf{B}_0 + a\mathbf{z}$. Pour exciter une fine tranche de tissus au voisinage de z on applique un champ $B_1(t)$ oscillant à la fréquence de Larmor $\varpi_0 = \gamma B(z)$ avec une bande passante $\Delta\varpi$ qui fait basculer le moment magnétique $\mathbf{M}$ dans le plan $\mathbf{ox}, \mathbf{oy}$. On réalise cela en appliquant le champ B_1

pendant le temps t tel que : $\varpi_0 t = \frac{\gamma B_1 t}{2} = \frac{\pi}{2}$

$$B_1(t) = A \frac{\sin \Delta\varpi t}{\Delta\varpi t} \cos \varpi_0 t \quad (9.43)$$

Durant l'application du gradient de champ $a\mathbf{z}$, les spins dans la tranche considérée se déphasent car ils précessent à des fréquences légèrement différentes. Pour les remettre en phase on inverse le gradient du champ $\mathbf{oz}$. Quand le gradient est supprimé, tous les spins de la tranche sont en phase et précessent à la fréquence de Larmor. L'induction dans la bobine réceptrice est proportionnelle au signal de précession libre de M de la tranche considérée quand le moment magnétique M retourne à l'équilibre. On peut donner une illustration amusante de cette méthode de rephasage. On considère une course à pied. Les coureurs partent de la ligne de départ et peu à peu les plus rapides sont devant. À un instant déterminé un signal leur demande de faire demi-tour et de retourner vers la ligne de départ. Quand ils franchiront cette ligne, ils seront tous groupés à nouveau.

On considère ensuite un gradient dans la direction $\mathbf{oy}$

$$\frac{\partial B_z}{\partial y} = by \quad (9.44)$$

De façon analogue à la précédente illustration on voit que les spins dans la tranche comprise entre y et $y + dy$ vont donner un signal de précession libre compris entre ϖ et $\varpi + d\varpi$ avec $\varpi = \varpi_0 + \gamma by$. L'intersection des deux tranches délimite un petit volume et le signal final recueilli sera la sommation sur x du magnétisme compris dans cette tranche située en z_0 .

Si $M(x,y,z)$ représente le magnétisme de la matière en un point de coordonnées x,y,z le signal mesuré s'exprime comme :

$$F(y,z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} M(x,y,z_0)dx \quad (9.45)$$

Ces mesures sont répétées en prenant diverses incidences dans le plan ox,oy et diverses tranches suivant oz (figure 9.3). On peut ainsi remonter à la détermination de $M(x,y,z)$ qui est l'origine du signal. Les bobines de gradient sont fixes suivant les axes ox,oy et permettent la rotation dans le plan ox,oy sans déplacement mécanique, simplement en modulant le courant dans les bobines.

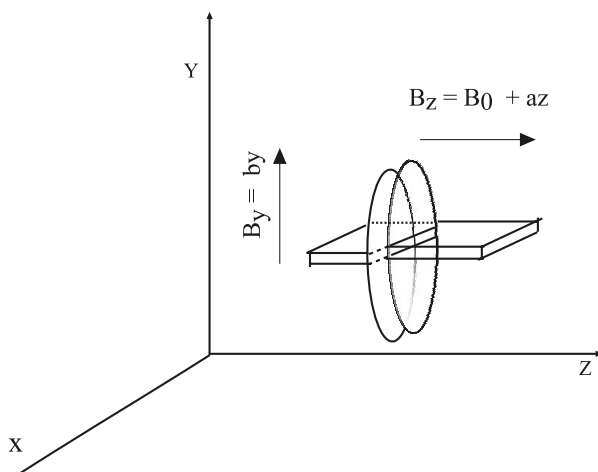


Figure 9.3 – Représentation de l'intersection des 2 tranches sélectionnées par les gradients de champ additionnels.

Des techniques de traitement du signal utilisant les algorithmes de transformées de Fourier rapides permettent alors de localiser l'origine du signal et de construire une image 3D. Le paragraphe suivant précise schématiquement comment on peut en principe reconstruire une image par la transformation de Fourier dans le cas à 2 dimensions. En RMN on obtient directement cette reconstruction de l'image par analyse de Fourier.

b) Transformée de Fourier

On considère le problème de la reconstruction d'une image pour un objet à 2 dimensions. Une fois le problème à 2 dimensions résolu, on pourra l'étendre à 3 dimensions en considérant un ensemble de tranches.

Considérons un objet à 2 dimensions qui a une propriété spatiale représentée par $f(x,y)$ en coordonnées cartésiennes et qui contient l'information recherchée (densité

optique, magnétisation...). Le but est de remonter à $f(x,y)$. On effectue dans ce but différentes mesures du magnétisme ou d'absorption des photons sur de fines tranches de cet objet (bandes) pour diverses incidences. Pour cela des mesures sont faites qui donnent l'intégration de $f(x,y)$ suivant une direction définie en fonction du déplacement perpendiculaire à cette direction - figure 9.3 -. Par exemple, l'intégration suivant y donne une fonction de x , $F(x)$, comme illustré par la figure 9.4. Une rotation dans le plan d'un angle θ donnera une fonction $F'(x')$.

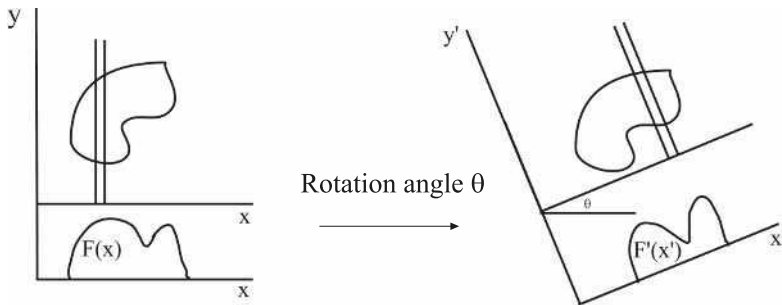


Figure 9.4 -

La transformée de Fourier de $f(x,y)$ est :

$$C(u,v) = \iint f(x,y) \exp[i(ux + vy)] dx dy \quad (9.46)$$

$$f(x,y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint C(u,v) \exp[-i(ux + vy)] du dv \quad (9.47)$$

Si on détermine les valeurs $C(u,v)$ on peut remonter à $f(x,y)$.

Dans ce but, on considère un faisceau fin perpendiculaire à l'axe ox qui traverse l'objet 2D. Les mesures de l'absorption suivant l'axe oy donne la fonction $F(x)$

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) dy \quad (9.48)$$

soit :

$$C(u,0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) \exp[i(ux)] dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} F(x) \exp[i(ux)] dx \quad (9.49)$$

La détermination de $F(x)$ permet d'obtenir $C(u,0)$. Si on effectue une rotation d'un angle θ dans le plan, on obtiendra une information semblable à la précédente pour une incidence différente. On détermine ainsi successivement les valeurs de $C(u,v)$ en effectuant une série de mesures pour toutes les valeurs nécessaires de l'angle θ .

Chapitre 9 • Applications à la Médecine

Dans le système d'axes tourné de l'angle θ , au point de coordonnées x', y' correspondant à x, y dans le système initial, on a $f'(x', y') = f(x, y)$ et

$$F'(x') = \int_{-\infty}^{\infty} f'(x', y') dy' \text{ et } C'(u', 0) = \int F'(x') \exp[i(u'x')] dx' \quad (9.50)$$

$$C(u, v) = C'(u', 0) \text{ avec } u = u' \cos(\theta) \text{ et } v = u' \sin(\theta) \quad (9.51)$$

finalement – figure 9.5 – :

$$C(u, v) = C'(\sqrt{u^2 + v^2}, 0) \quad (9.52)$$

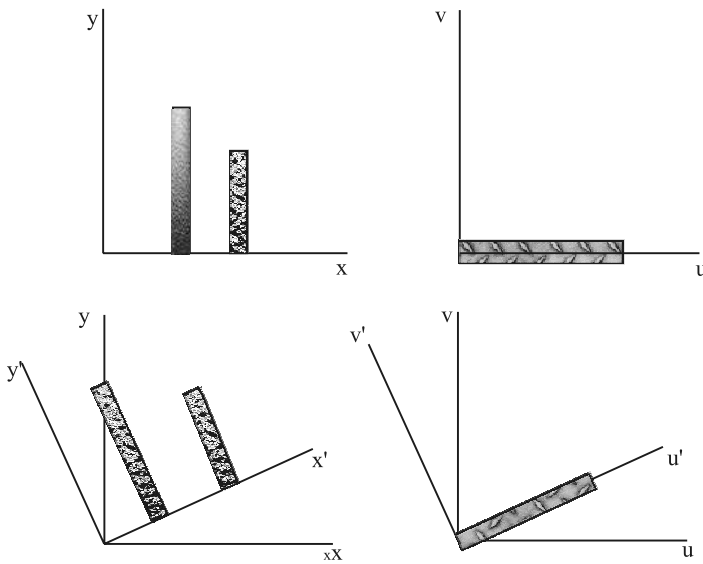


Figure 9.5 –

Connaissant les valeurs $C'(\sqrt{u^2 + v^2}, 0)$ en faisant des mesures sous diverses incidences, on a $C(u, v)$ qui par transformée de Fourier donne $f(x, y)$.

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int C'(\sqrt{u^2 + v^2}, 0) \exp[-i(ux + vy)] du dv \quad (9.53)$$

qui contient l'information recherchée.

9.2 UTILISATION DES TRACEURS RADIOACTIFS

Les radioéléments sous forme de traceurs sont utilisés pour mener à bien diverses études fonctionnelles et réaliser des diagnostics. Leur détection met en jeu diverses techniques d'imagerie.

Un traceur radioactif est un isotope radioactif d'un élément qui possède habituellement des isotopes stables. L'isotope radioactif, éventuellement inclus dans une molécule, va être incorporé en très faible concentration dans l'organisme et entrer de la même manière dans la composition et le fonctionnement d'un organe que les atomes stables. Il peut être décelé par ses propriétés radioactives et permet ainsi de détecter une anomalie ou un dysfonctionnement d'un organe qui utilise cet atome ou cette molécule dans son métabolisme. La détection du rayonnement émis donne lieu à un simple comptage du rayonnement caractéristique de l'isotope employé. On peut aussi l'utiliser dans une technique d'imagerie.

9.2.1 Traceurs en biologie et en médecine

En biologie plusieurs traceurs sont utilisés comme le phosphore ^{32}P ($t_{1/2} = 14,3$ jours) et le soufre ^{35}S ($t_{1/2} = 87,5$ jours). Le tritium ^3H est aussi très utilisé en biologie pour analyser le métabolisme cellulaire en biologie moléculaire. Le phosphore et le soufre entrent dans la composition de molécules comme l'ADN ou les protéines. Des techniques de marquage et de mise au point de détecteurs spécifiques ont été développées pour analyser le génôme et séquencer l'ADN.

En médecine les isotopes radioactifs sont utilisés à des fins diagnostics ou bien thérapeutique.

- L'iode ^{123}I ($t_{1/2} = 13$ heures) par exemple, injecté dans une veine va se fixer sur la glande thyroïde qui est très avide de cet atome pour synthétiser les hormones thyroïdiennes T_3 et T_4 . Un défaut d'assimilation de l'iode dans une partie de la thyroïde va se manifester par une lacune dans une image en scintigraphie de cette glande (figure 9.6). Un excès de synthèse de ces hormones produit par exemple par un nodule toxique, engendre aussi des troubles dans l'organisme. Un nodule toxique capte l'iode sans rétro-contrôle et secrète les hormones thyroïdiennes en excès, conduisant à des troubles pouvant devenir très graves par exemple sur le coeur (thyrotoxicose). À dose thérapeutique d'iode émetteur β , on peut aussi détruire un nodule toxique de la thyroïde. De l'iode radioactif administré à dose thérapeutique ira se fixer préférentiellement dans le nodule chaud qui sera détruit par l'émission des électrons de l'iode radioactif. Cette thérapie est un exemple de ciblage d'une tumeur en utilisant ses propriétés métaboliques et physiologiques.
- Le thallium $^{201}_{81}\text{Tl}$ est utilisé pour les explorations du coeur par scintigraphie. Le thallium a une affinité pour les tissus semblable à celle du potassium. Il est par conséquent fixé de façon analogue par les tissus et sera utile pour analyser leur perfusion par les vaisseaux. Certaines anomalies du muscle cardiaque se traduisent par une diminution de concentration en potassium, donc en fixation du thallium si celui-ci est présent. C'est le cas de l'ischémie et de l'infarctus. Dans le cas

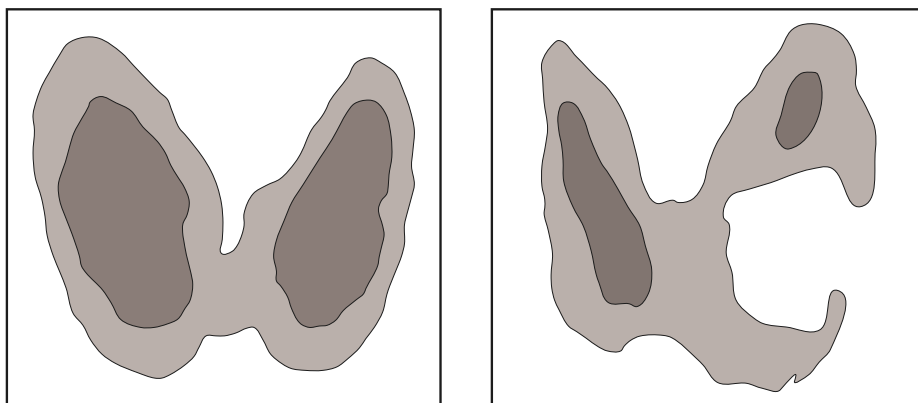


Figure 9.6 – La figure de gauche montre schématiquement une glande thyroïde qui a capté l'iode de façon uniforme. La figure de droite présente une lacune dans l'assimilation de l'iode, indiquant l'existence d'un nodule froid (partie de la glande non fonctionnelle) dans cette glande.

de l'ischémie la zone d'hypofixation du thallium disparaît au repos, alors qu'elle persiste dans le cas de l'infarctus, traduisant la lésion définitive de certaines zones du muscle strié cardiaque.

- Le fonctionnement du cerveau est étudié en incorporant des isotopes comme l'oxygène ^{15}O ou ^{18}F dans des molécules passant la barrière hématoencéphalique telles que du glucose. La technique d'imagerie par tomographie d'émission de positron réalise non seulement une image anatomique mais aussi métabolique du fonctionnement de cet organe. Un marqueur très utilisé est le 18 fluoro déoxyglucose ^{18}FDG qui est un émetteur β^+ (positron). Cet analogue du glucose est capté par les cellules et dans un premier temps il est phosphorylé dans le cytoplasme. Il ne peut être métabolisé davantage en fructose du fait de sa différence avec le glucose aussi s'accumule-t-il dans les cellules ce qui facilite sa localisation par exemple en scintigraphie classique ou en TEP (voir ci-dessous). Les cellules cancéreuses étant très avides du glucose (effet Warburg) elle vont incorporer le ^{18}FDG en plus grande quantité que les cellules saines, ce qui permet un contrôle ou une détection de tumeurs.

9.2.2 Imagerie

a) La gamma caméra

La caméra à scintillations est apparue vers 1956 et elle est toujours utilisée. Le principe est simple. Les éléments radioactifs incorporés dans l'organisme sont choisis pour être des émetteurs γ . Les photons γ sont détectés par un cristal à scintillation et un réseau de photomultiplicateurs transforme les scintillations en signal électronique. Le dispositif de collimation illustré par la figure 9.7 permet d'associer l'endroit du photomultiplicateur touché par le photon γ au points d'émission par la source.

On obtient ainsi une image en deux dimensions qui ne possède qu'une résolution spatiale très moyenne d'environ 8 mm. La résolution R est approximativement donnée

9.2 Utilisation des traceurs radioactifs

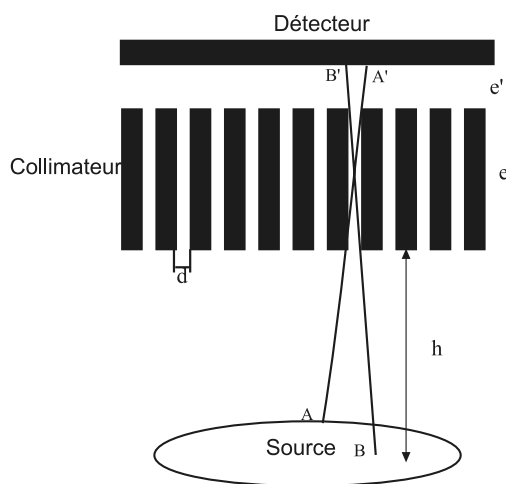


Figure 9.7 – Schéma d'un dispositif de gamma caméra avec collimateur.

par la relation :

$$R = \frac{d(h + e + e')}{e} \quad (9.54)$$

dans laquelle e désigne la longueur des trous de collimation et d leur diamètre ; h est la distance entre l'entrée du collimateur et la source. Enfin, e' est la distance entre la sortie du collimateur et le détecteur. Des radio-imageurs ont aussi été développés.

b) Tomographie par émission de positrons

La tomographie par émission de positrons (TEP) est une amélioration considérable des techniques d'imagerie par scintigraphie. La TEP dont le principe est illustré par la figure 9.8 tire profit du positron émis lors d'une désintégration β^+ . Le positron émis d'un noyau radioactif introduit dans le milieu va ralentir dans le voisinage immédiat de son lieu d'émission. Il s'annihile alors, pratiquement au repos avec un autre électron du milieu, selon :



Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion montrent que les deux photons gammas emportent alors 0,511 MeV chacun (énergie de masse $m_e c^2$ au repos de e^+ et e^-) et sont émis en faisant un angle de 180° afin de conserver la quantité de mouvement du système électron plus positron considéré comme pratiquement au repos dans le système du laboratoire lors de la désintégration. Deux détecteurs placés à 180° l'un de l'autre de part et d'autre du point émetteur permettent alors de détecter cet événement en coïncidence. Les caméras à positrons sont constituées d'anneaux circulaires de détecteurs nodulaires. Disposés autour du volume à étudier, ces détecteurs à scintillation n'ont plus besoin du collimateur nécessaire dans les dispositifs de scintigraphie précédents (collimation électronique), la détection en coïncidence temporelle permettant la discrimination des photons issus de la région d'intérêt de

ceux provenant d'autres endroits. La sensibilité de détection est ainsi multipliée par un facteur 20. La droite joignant les deux détecteurs touchés par les photons détectés en coïncidence donne la direction du point émetteur.

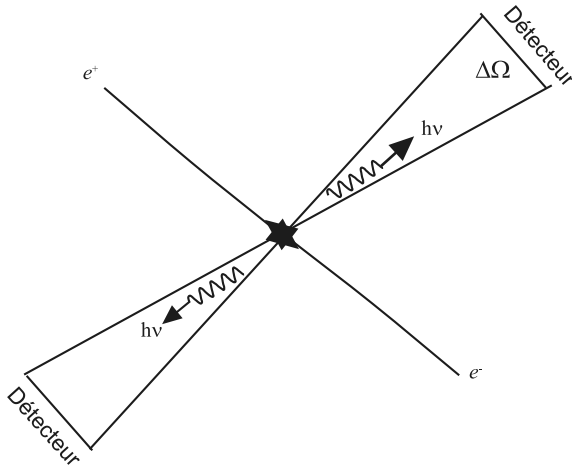


Figure 9.8 –

Les différents couples de compteurs permettent de repérer plusieurs incidences donnant la localisation du point émetteur, permettant la reconstruction de l'image.

• Résolution de la TEP

La résolution de la TEP est limitée par le fait que les positrons effectuent un certain parcours dans la matière avant de rencontrer un électron et de s'annihiler. Le site d'annihilation est légèrement différent du site d'émission du positron. Les émetteurs β^+ de faible énergie donnent une meilleure résolution. Les annihilations ne donnent pas toujours des photons rigoureusement à 180° car la paire électron-positron n'a pas exactement une quantité de mouvement nulle. La variation angulaire peut atteindre environ $0,25^\circ$ et contribue à la limitation de la résolution spatiale. Le pouvoir séparateur de la TEP est généralement compris entre 4 et 8 mm.

Soit e l'efficacité, supposée la même pour les deux détecteurs, et $\Delta\Omega$ l'angle solide sous tendu par le point de la source qui émet les photons gammas et la fenêtre de chaque détecteur, et n_0 l'activité de la source. Le nombre d'événements qui correspondent à la détection des photons γ_1 et γ_2 en coïncidence vaut :

$$n_{\text{coïncidence}} = n_0 \frac{\Delta\Omega}{4\pi} e^2 \quad (9.56)$$

• Utilisation de la TEP

La TEP est devenue un outil important de recherches sur les propriétés fonctionnelles d'un organe, en particulier du cerveau. Des isotopes de période courte (^{15}O - $t_{1/2} = 2$ mn, ^{13}N - $t_{1/2} = 10$ mn, ^{11}C - $t_{1/2} = 20$ mn) sont incorporés dans des

molécules entrant dans le métabolisme de l'organe étudié, par exemple le glucose qui est nécessaire au bon fonctionnement du cerveau (mais bien sûr d'autres molécules peuvent être utilisées).

La TEP donne ainsi une image fonctionnelle et métabolique qui permet d'analyser des mécanismes, par exemple le rôle de certains neurotransmetteurs, dans des affections comme par exemple la maladie de Parkinson qui est le résultat de la dégénérescence de certaines zones du cerveau produisant la dopamine. La molécule de 18 fluorodésoxyglucose, ^{18}F FDG, est largement utilisée afin d'obtenir une image métabolique du cœur et du cerveau. La TEP implique la production des isotopes de période courte, ce qui sous-entend d'avoir un laboratoire disposant d'un cyclotron et un laboratoire de chimie capable de réaliser très rapidement des synthèses des molécules marquées.

9.2.3 Thérapie par rayonnements ionisants externes

Dès la découverte des rayons-X il y a plus d'un siècle, il est apparu qu'on pouvait les utiliser aussi à des fins thérapeutiques. Les effets biologiques des rayonnements ont été abordés dans les chapitres précédents. On présente ici rapidement les applications en radiothérapie des divers types de rayonnements utilisés.

Les plus utilisés sont les photons gammas en particulier du ^{60}Co qui est aussi un émetteur β^- . Les photons émis ont deux énergies (1,17 MeV et 1,33 MeV). On estime qu'il y a en France environ 200 installations de sources au cobalt utilisées en thérapie. Les électrons accélérés jusqu'à 25 MeV sont aussi utilisés. Il y a environ 150 dispositifs en France. Les générateurs de rayons-X et de neutrons ne sont plus utilisés actuellement. Enfin la thérapie par ions lourds (protonthérapie et carbone thérapie) est un outil thérapeutique très intéressant par plusieurs aspects qui seront présentés plus loin.

a) Localisation des effets du rayonnement

Le problème de fond de la thérapie par rayonnement externe est de déposer la dose dans l'endroit du corps du patient où se trouve une tumeur solide, tout en préservant au maximum les tissus sains environnant. Tous les rayonnements ionisants, excepté les ions lourds, ont une absorption par les tissus qui suit une loi exponentielle décroissante, mis à part une petite augmentation apparente dans la voie d'entrée connue sous le nom de crête de Tavernier due à une différence entre le KERMA et la dose (cf. chapitre 7). Les tissus en amont sont plus exposés que ceux en aval de la source. Pour diminuer la dose reçue dans la voie d'entrée, on utilise depuis très longtemps diverses incidences (différents champs d'irradiation) pour irradier la zone cible, ce qui préserve les tissus de la voie d'entrée. Les techniques d'imagerie sophistiquées actuelles sont mises à profit pour optimiser la localisation du dépôt de dose. La modulation en intensité du faisceau est parfois utilisée pour améliorer encore le ciblage.

● Fractionnement de dose

Une autre possibilité de préserver les tissus sains connue depuis très longtemps des radiothérapeutes est le fractionnement de dose. En effet les effets biologiques d'une dose donnée sont différents si cette dose est délivrée en une seule fois ou si elle est

fractionnée. Cette propriété repose sur la différence de radiosensibilité des différents tissus de l'organisme et aussi sur les réparations faites dans les cellules irradiées par les mécanismes de protection entre autre de l'intégrité du génome.

Si on considère une dose donnée D_1 , cette dose peut être délivrée en une seule irradiation ou bien en plusieurs séances N_1 délivrant une dose d_1 telle que $D_1 = N_1 d_1$. Les effets biologiques seront différents dans les deux modes d'administration de la dose. On définit la dose isoeffet D qui donne le même taux de survie cellulaire S que D_1 quand elle est administrée en une seule séance. Elle est telle que $D = Nd$. La dose isoeffet augmente lorsque la dose d tend vers zéro. Le taux de survie cellulaire se confond alors avec la droite issue de la tangente initiale à la courbe de survie (figure 9.9).

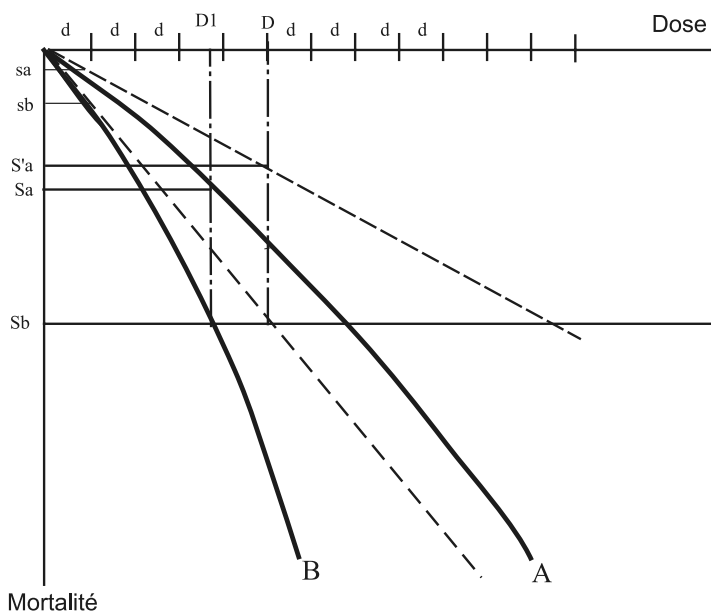


Figure 9.9 –

• Taux de survie

Si on considère deux populations cellulaires ayant des pentes différentes à l'origine, celle présentant un épaulement plus faible (B) c'est-à-dire une pente initiale plus accentuée, sera en partie préservée par rapport à l'autre population (A) dans une irradiation fractionnée. La figure 9.9 montre les taux de mortalités S_a et S_b de 2 populations cellulaires irradiées par la dose D_1 . Si on fractionne la dose délivrée pour obtenir la même taux de mortalité S_b pour la population en N irradiations de dose d telle que $D = Nd$ qui représente la dose isoeffet pour S_b , la mortalité de la population A est diminuée. Elle est représentée par S'_a dans la figure 9.9. Elle correspond à l'intersection de la courbe en pointillé tangente à l'origine à la courbe A et la valeur de la dose D . On constate que le taux de survie de la population A donné par S'_a est plus grand que S_a .

9.2 Utilisation des traceurs radioactifs

En résumé, si on irradie en une seule fois avec la dose D_1 on observe des taux de survie respectifs S_a et S_b des populations cellulaires A et B. Si on fractionne la dose délivrée D en N irradiations de dose d pour obtenir le même taux de survie S_b pour la population B, on constate que le taux de survie de la population A qui vaut S'_a est plus grand que S_a . Le fractionnement de la dose a entraîné une protection relative de la population A par rapport à B.

On peut estimer les rapports des taux de survie en fonction du nombre de fractions N .

Soient s_a et s_b respectivement les taux de survie pour une dose élémentaire d

$$s_a = \exp(-\alpha_a d) \text{ et } s_b = \exp(-\alpha_b d) \quad (9.57)$$

les taux de survie mesurée sur la droite tangente à l'origine des courbes de survie en coordonnées semi-logarithmique, obéissent aux relations :

$$S'_a = \exp(-\alpha_a D) \text{ et } S_b = \exp(-\alpha_b D) \quad (9.58)$$

En posant $D = Nd$ on voit qu'on obtient :

$$\frac{S'_a}{S_b} = \left(\frac{s_a}{s_b} \right)^N \quad (9.59)$$

Par exemple si $d = 2$ Gy, $s_a = 0,4$ et $s_b = 0,5$ et $N = 30$ on obtient :

$$\frac{S'_a}{S_b} = \left(\frac{0,4}{0,5} \right)^{30} = 1,24 \times 10^{-3} \quad (9.60)$$

Le taux de survie de la population B est bien plus petit que celui de la population A. Une petite différence initiale dans les taux de survie est considérablement amplifiée par le fractionnement. Cette amplification dépend du rapport de pente des tangentes à l'origine des courbes de survie. Les courbes de survie obtenues avec des particules de haut TEL, comme les ions lourds, présentent un épaulement faible. Le fractionnement de dose est moins utile, ce qui représente un avantage pour la radiothérapie car le nombre de séances peut être considérablement diminué. Cet avantage considérable est mis à profit dans la thérapie par ions carbone en particulier, qui est décrite dans le paragraphe ci-dessous.

b) La protonthérapie et la hadronthérapie

Lorsque les ions lourds rapides interagissent avec la matière, ils déposent leur énergie sur leur trajectoire d'une façon différente de celle des photons, des neutrons ou bien des électrons. Le chapitre 6 présente le calcul de la perte d'énergie des ions lourds en interaction avec la matière. Le profil de dépôt de dose dans la voie d'entrée présente un plateau suivi d'un pic qui est connu sous le nom de pic de Bragg (figure 9.10). La position du pic de Bragg peut être ajustée en profondeur en faisant varier l'énergie des ions incidents. Ces propriétés remarquables sont mises à profit pour améliorer le ciblage de la dose dans la zone correspondant à la tumeur. De plus, les ions lourds ont une trajectoire pratiquement rectiligne dans la matière, ce qui leur confère une excellente balistique par rapport aux photons- γ qui sont diffusés aléatoirement en

direction par l'effet Compton et suivent une ligne brisée. Ils sont de ce fait moins bien contrôlé dans leurs effets sur les tissus.

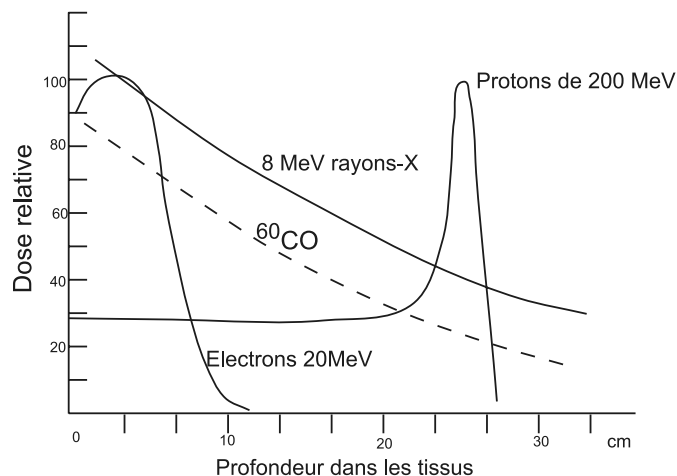


Figure 9.10 –
Profil du dépôt de dose dans les tissus en fonction de la distance de pénétration pour différentes particules ionisantes.

• L'efficacité biologique relative

Les ions lourds s'arrêtent soudainement au pic de Bragg où ils délivrent un maximum de dose. Le rapport de dose relative, ou plus exactement le rapport des valeurs du TEL entre le pic de Bragg et le plateau est environ de 4. De plus le pouvoir ionisant, en particulier des ions carbones, augmente l'efficacité biologique relative (EBR) pour induire la mort cellulaire. Si l'EBR pour les protons utilisés pour les irradiations de tumeurs de l'oeil comme les mélanomes malins de la choroïde n'est que de 1,1 environ il est trois fois plus grand pour les ions carbones C^{6+} utilisés en hadronthérapie.

Les courbes de survie cellulaire obtenues par irradiation d'ions lourds ne présentent pratiquement pas d'épaule à l'origine. On met à profit cette propriété en utilisant des protocoles correspondant à un hypofractionnement de la dose. On délivre plus de dose en une seule séance, et comme la dose totale nécessaire pour stériliser une tumeur est plus petite du fait de l'EBR augmenté, le nombre de séances de traitement est considérablement réduit. Par exemple, le traitement d'un mélanome malin de la choroïde se fait en 4 ou 5 séances courtes (environ 1 minute) durant lesquelles une dose de 15 Gy est délivrée à chaque fois.

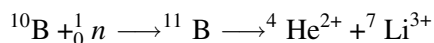
Les ions carbone ont été choisis comme un compromis entre l'énergie, l'efficacité et la fragmentation nucléaire. L'énergie cinétique initiale qu'il faut communiquer à ces ions pour traiter les tumeurs profondes est de 290 MeV/nucléon pour le faisceau médical de carbonothérapie à l'hôpital de Chiba (Japon). Ce centre est le premier et reste l'un des seuls au monde, à utiliser les ions C^{6+} . L'efficacité des ions carbone est remarquable. L'efficacité biologique relative (EBR) est d'environ trois fois celle des rayons γ . Aux énergies considérées la fragmentation des ions C^{6+} en noyaux plus légers (H^+ , Li^+ , Be^+ ...) atteint environ 50 % au pic de Bragg, mais n'entraîne pas

de dégradation notable des propriétés balistiques des ions C^{6+} . On peut dire que du point de vue de la radiothérapie par ions carbone la fragmentation ne joue pas de rôle significatif. Le choix d'ions de numéro atomique Z plus grand augmenterait certes l'effet biologique, mais demanderait une plus grande énergie initiale des ions – elle varie comme Z^2 – et la fragmentation nucléaire deviendrait néfaste pour le ciblage de la tumeur en dégradant la balistique du fait des très nombreux ions secondaires issus de la fragmentation de noyaux de numéro atomique plus élevé.

Avec des ions lourds relativistes, ayant par exemple une énergie de l'ordre de 1 GeV/nucléon, on peut utiliser le fait qu'ils perdent peu d'énergie au début du ralentissement dans la matière et transfèrent majeure partie de leur énergie en fin de parcours lorsque l'on atteint le pic de Bragg. On peut ainsi traiter une tumeur du cerveau sans trop irradier la boîte crânienne.

c) La boroneutronthérapie

L'isotope 10 du bore a une grande section de capture des neutrons lents. Le noyau $^{11}\text{B}^*$ ainsi formé est instable et se désintègre en lithium avec émission de particules α - He^{2+} -. L'énergie libérée sous forme d'énergie cinétique est de 2,79 MeV.



La boroneutronthérapie consiste à administrer à un malade des dérivés du bore ayant la plus grande affinité possible pour les tissus néoplasiques. On irradie ensuite ces tissus par des neutrons lents qui sont pratiquement sans dommage sur les tissus n'ayant pas incorporé du bore. Les atomes de bore captent les neutrons et émettent des particules de TEL élevé He^{2+} et Li^{3+} qui induisent efficacement la mort cellulaire. La difficulté de cette technique est d'une part de synthétiser des molécules à base de bore ayant une affinité élevée pour les tissus néoplasiques et non toxiques, et d'autre part de disposer d'une source de production de neutrons. Diverses molécules contenant des atomes de bore ont été proposées dans ce but. Cette thérapie est connue sous la désignation de BNCT (*Boron Neutron Capture Therapy*).

Exercices

9.1 Calcul de facteurs gyromagnétiques et du champ magnétique créé par un proton. Déplacement de la fréquence de Larmor

On considère les relations $\varpi = \gamma B$ et $\mu = \gamma L$, impliquant le facteur gyromagnétique γ .

1. Quelle est la dimension de γ ?
2. En utilisant la table 9.1, calculer le moment magnétique associé : a) à un électron et retrouver la valeur du magnéton de Bohr b) à un proton μ_p .

3. Exprimez le champ magnétique ΔB créé par un proton à la distance d dans une direction Ox perpendiculaire au spin du proton.

On redonne l'expression de la composante de B créée par un moment magnétique μ dans cette direction.

$$B_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mu}{d^3} \quad (9.61)$$

En déduire la valeur du champ magnétique ΔB exercé par un proton sur l'autre proton dans une molécule d'eau qui est situé à 0,15 nm.

4. Quelle est la valeur du déplacement de la fréquence de Larmor $\Delta\omega$ correspondant à ce champ ΔB ?

5. Quel est le temps correspondant à un déphasage de π de la précession entre un proton qui est soumis à ΔB et un autre qui ne n'est pas placé dans ce champ ?

9.2 Calcul de la dose déposée par un faisceau d'ions carbone en fonction du TEL (pic de Bragg)

On considère l'irradiation par un faisceau cylindrique d'ions carbone C^{6+} de section droite égale à 1 cm^2 . Chaque ion possède une énergie de 800 MeV. Le Transfert d'énergie linéique des ions (TEL) est considéré comme constant dans l'eau sur une distance de 2 cm et a pour valeur $30 \text{ keV}(\mu\text{m})^{-1}$. Après avoir parcouru cette distance, le TEL des ions augmente (pic de Bragg) et l'énergie résiduelle des ions est déposée sur une distance de 2 mm. On admettra que le TEL est constant sur cette distance.

1. On considère le faisceau ci-dessus. Le flux Φ des ions est de : $\Phi = 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; c'est-à-dire 10^6 ions traversent la section droite de 1 cm^2 par seconde. Quelle est la dose D_1 déposée en une minute dans une tranche d'eau de 2 mm d'épaisseur quand le TEL est de $30 \text{ keV}(\mu\text{m})^{-1}$?

2. Quelle est la dose D_2 déposée en une minute au pic de Bragg de largeur 2 mm et calculer le TEL correspondant ?

Données : Valeur absolue de la charge e de l'électron : $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$. On rappelle que 1 cm^3 d'eau pèse 1 g.

9.3 Estimation de la bande passante de la fréquence de Larmor pour sélectionner un largeur de 5mm dans un but d'imagerie

Dans un imageur RMN le champ statique est de 1 T. Le gradient du champ additionnel B_1 est de $3 \times 10^{-3} \text{ Tm}^{-1}$. Quelle est la largeur de bande de la fréquence de Larmor $\Delta\omega/\omega$ correspond à la sélection d'une épaisseur de tranche de 5 mm ?

9.4 Calcul de l'énergie pour retourner un dipôle magnétique égal à un magnéton de Bohr dans un champ de 1 Tesla

On considère un dipôle magnétique μ qui a un moment dipolaire égal à 1 magnéton de Bohr. Il est aligné dans un champ extérieur de 1 T. Calculer l'énergie nécessaire pour le retourner dans ce champ magnétique.

Solutions des exercices

9.1

1. On a $\gamma = \varpi/B$, qui est en seconde⁻¹Tesla⁻¹ c'est-à-dire s⁻¹T⁻¹.
2. Pour calculer le moment magnétique dû au spin de l'électron on utilise la relation $\mu = \gamma S$. Pour l'électron $S = h/4\pi$ soit

$$\mu = 1,7586 \times 10^{11} \times 6,626 \times 10^{-34} / (4\pi) = 9,273 \times 10^{-24} \text{ JT}^{-1}.$$

Pour le proton $\mu_P = 2,6753 \times 10^8 \times 6,626 \times 10^{-34} / (4\pi) = 1,411 \times 10^{-26} \text{ JT}^{-1}$

$$3. \quad \Delta B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi d^3} = 10^{-7} \times 1,411 \times 10^{-26} / (0,15 \times 10^{-9})^3 = 4,2 \times 10^{-4} \text{ T}$$

$$4. \quad \Delta \varpi = \gamma B = 2,6753 \times 10^8 \times 4,2 \times 10^{-4} = 11,24 \times 10^4 \text{ s}^{-1}.$$

5. Le temps t pour avoir un déphasage de π est :

$$t = \pi / (11,24 \times 10^4) \quad \text{soit} \quad t = 2,8 \times 10^{-5} \text{ s}.$$

9.2

1. La dose déposée D_1 en une minute est :

$$D_1 = \frac{30 \text{ keV} \times 10^6 \times 2 \times 10^3 \times 1,6 \times 10^{-19} \times 60}{0,2 \times 10^{-3} \text{ kg}} = 2,9 \text{ Gy}$$

2. Il faut calculer l'énergie résiduelle d'un ion carbone au pic de Bragg :

$$E = 800 \text{ MeV} - 30 \text{ keV} (\mu\text{m})^{-1} 2 \times 10^{-2} \text{ m} = 200 \text{ MeV}$$

La dose déposée D_2 par minute est celle correspondant au nombre d'ions d'énergie 200 MeV au pic de Bragg :

$$D_2 = \frac{200 \text{ MeV} \times 10^6 \times 60 \times 1,6 \times 10^{-19}}{0,2 \times 10^{-3} \text{ kg}} = 9,6 \text{ Gy}$$

Le TEL moyen au pic de Bragg est :

$$TEL = \frac{200 \text{ MeV}}{2 \times 10^3 \mu\text{m}} = 100 \text{ keV}/\mu\text{m}$$

Le rapport des doses au plateau et au pic de Bragg est dans le rapport des TEL.

9.3

On a :

$$\frac{\Delta \varpi}{\varpi} = \frac{\Delta B}{B} = 15 \times 10^{-6}$$

9.4

L'énergie E pour retourner le dipôle est $E = 2\mu B$. Soit

$$E = 2 \times 0,9273 \times 10^{-23} \text{ J} = 1,16 \times 10^{-4} \text{ eV}.$$

Une réaction chimique, telle que la combustion dans l'air du carbone contenu dans le charbon dégage une énergie de l'ordre de 33 kJ/g et émet du CO_2 . La fission de l' ^{235}U libère de l'ordre de 80 millions de kJ/g. L'énergie nucléaire est donc une énergie concentrée, de l'ordre d'un million de fois plus que les énergies fossiles. Il en résulte aussi que la quantité de déchets produite est beaucoup plus faible que celle obtenue avec ces dernières.

La fusion de 2 noyaux légers convenablement choisis est une réaction exothermique qui libère encore plus d'énergie par nucléon. *Fission* et *fusion* sont deux voies pour produire de l'énergie. Les réacteurs nucléaires électrogènes utilisent la fission pour produire de l'électricité et la fusion est encore au stade de la recherche.

Ce chapitre présente succinctement quelques aspects de l'énergie nucléaire qui pourront être approfondis dans les nombreux ouvrages existants sur le sujet.

10.1 LA FISSION, SOURCE D'ÉNERGIE

La fission d'un noyau lourd donne deux noyaux de masse moyenne et quelques neutrons. Ce processus est exothermique et, dans le cas de la fission d'un noyau d'uranium, libère de l'ordre de 200 MeV. Nous avons déjà présenté ce mécanisme dans la section 4.8.

La fission peut être spontanée ou induite. La période de fission spontanée de l' ^{238}U est, par exemple, de $8,2 \times 10^{15}$ ans. L'exploitation actuelle de l'énergie nucléaire est basée sur la fission induite par neutrons d'un isotope particulier de l'uranium : l' ^{235}U . Celui-ci est présent à 0,7 % dans l'uranium naturel qui est composé à 99,3 % d' ^{238}U et d'un autre isotope en bien plus faible proportion.



$$E = mc^2$$

La diminution de masse lors de la fission de l' ^{235}U induite par un neutron est de l'ordre de $3,6 \times 10^{-25}$ g. Cette valeur est très faible mais il se produit de très nombreuses réactions de fission dans un réacteur nucléaire. En France, 450 TWh d'électricité ont été produits par les centrales nucléaires en 2006 avec un rendement de production d'électricité de 33 %. Cela correspond à une énergie totale de 1 350 TWh (900 TWh étant perdus sous forme de chaleur) et à une conversion de masse en énergie ($E = mc^2$) de 54 kg.

La propriété de l' ^{235}U est d'avoir une très grande section efficace de capture des neutrons thermiques. Ces derniers ont une énergie cinétique moyenne correspondant à la température du milieu dans lequel ils se propagent. À $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ cette énergie cinétique est de $1/40\text{ eV}$ ce qui correspond à une vitesse de $2,2\text{ km/s}$. Les neutrons qui sont libérés lors du processus de fission sont dits rapides. Ils ont une énergie de l'ordre de 2 MeV soit une vitesse d'environ $20\,000\text{ km/s}$.



ÉNERGIE ET VITESSE DES NEUTRONS THERMIQUES

La vitesse moyenne d'un neutron thermique à la température T exprimée en K est donnée par :

$$v\text{ (km/s)} = 0,13\sqrt{T\text{ (K)}} \quad (10.1)$$

Son énergie, en eV, est donnée par :

$$E\text{ (eV)} = 8,6 \times 10^{-5} T\text{ (K)} \quad (10.2)$$

À 298 K ($25\text{ }^{\circ}\text{C}$) la vitesse des neutrons thermiques est de $2,2\text{ km/s}$. Elle est de $4,2\text{ km/s}$ à 1073 K ($800\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Lorsqu'un noyau d' ^{235}U capture un neutron thermique, il se forme un noyau composé excité d' $^{236}\text{U}^*$ qui fissionne en émettant 2 ou 3 neutrons (2,4 en moyenne) selon les cas. Le processus libère de l'énergie dont la majeure partie est utilisée pour produire de la chaleur qu'on emploie pour fabriquer de l'électricité.

Comme nous l'avons dit dans la section 4.8, la fission est asymétrique. Le noyau d' $^{236}\text{U}^*$ peut par exemple se casser en un noyau de masse 142 (^{142}Ba), un de masse 92 (^{92}Kr) et émettre 2 neutrons. Il peut aussi se casser en un noyau de masse 144 (^{144}Ba) et un autre de masse 89 (^{89}Kr) en émettant 3 neutrons. On obtient donc une distribution de masse des produits de fission qui présente 2 pics, l'un correspondant au fragment léger, l'autre au fragment lourd (figure 4.10).

Les neutrons qui sont émis lors de la fission ont une énergie cinétique élevée, supérieure au MeV pour la plupart. S'ils sont ralentis et thermalisés par le milieu, ils peuvent être capturés par des noyaux d' ^{235}U avec une grande probabilité et induire une nouvelle fission. On crée donc une réaction en chaîne comme le montre schématiquement la figure 10.1. Dans le schéma nous avons supposé que chaque fission émet 2 neutrons et que chacun d'entre-eux est utilisé pour induire une nouvelle fission. Dans ce cas le nombre de neutrons double à chaque génération et le système diverge rapidement.

Tous les neutrons produits lors de la fission n'induisent pas nécessairement une nouvelle fission. Ils peuvent s'échapper du milieu si la taille de celui-ci est trop petite ou être capturés par d'autres noyaux présents dans le milieu. Selon la nature du milieu et sa géométrie, la réaction peut diverger, s'arrêter ou être stationnaire. Cela dépend de la proportion de neutrons capturés ou perdus par rapport à ceux qui peuvent induire une

nouvelle réaction de fission. Ceci amène à introduire le coefficient de multiplication neutronique, k , qui est le rapport entre le nombre de neutrons de la génération $n + 1$ et celui de la génération n . Trois cas se présentent alors :

- si $k > 1$ le milieu est dit surcritique : le nombre de neutrons croît exponentiellement.
- si $k < 1$ le milieu est dit sous-critique et les réactions de fission s'arrêtent spontanément.
- si $k = 1$ le milieu est dit critique.

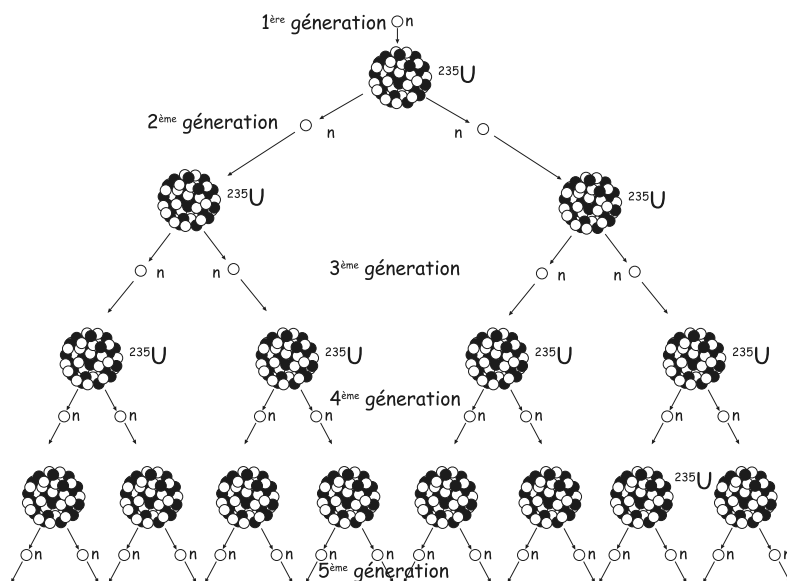


Figure 10.1 – Représentation schématisée d'une réaction de fission en chaîne.



PREMIER RÉACTEUR NUCLÉAIRE

Le premier réacteur nucléaire réalisé par l'homme a divergé le 2 décembre 1942 à Chicago, aux États-Unis. Enrico Fermi et son équipe avaient installé le réacteur sous les tribunes du stade de Stagg Field. La construction avait débuté le 15 novembre de la même année. La puissance était très faible et il n'a fonctionné que quelques minutes. En 1951, aux États-Unis, le premier réacteur produisant de l'électricité est couplé à un alternateur de 100 kW. Mais c'est le réacteur soviétique d'Obninsk qui, en 1954, a ouvert la voie à des puissances plus importantes avec 5 MW. Le premier réacteur français produisant de l'électricité est entré en service à Marcoule en 1956. Sa puissance était de 40 MW.

10.2 OKLO ET LES RÉACTEURS NATURELS

Ce n'est pas l'homme qui a fait fonctionner le premier réacteur nucléaire mais la nature il y a très longtemps, bien avant que l'homme n'existe sur la Terre. Les scientifiques ont découvert cela en 1972 à Oklo, au Gabon, dans un gisement d'uranium. Ils ont montré que des réacteurs naturels ont fonctionné, il y a environ 2 milliards d'années, sur des durées allant de 100 000 à 800 000 ans. La raison vient de ce qu'à cette époque l' ^{235}U , qui a une période ($t_{1/2} = 704$ millions d'années) plus courte que l' ^{238}U ($t_{1/2} = 4,5$ milliards d'années), était en concentration bien supérieure à celle d'aujourd'hui, de l'ordre de grandeur de celle que l'on a dans le combustible utilisé dans les réacteurs à eau pressurisée. Le minerai d'uranium était situé à grande profondeur, donc sous forte pression, dans un milieu saturé en eau. On était donc dans des conditions proches de celles que l'on a dans les réacteurs à eau pressurisée actuels. Ce phénomène naturel est intéressant car il donne des informations scientifiques relatives à la migration des déchets radioactifs, qui n'étaient pas confinés mais en plus faible quantité, sur une très longue échelle de temps. Ces résultats sont utiles pour les études sur le stockage géologique des déchets radioactifs.



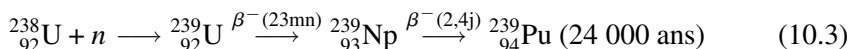
IL Y A 2 MILLIARDS D'ANNÉES

2 milliards d'années correspondent à environ 2,8 périodes de l' ^{235}U et 0,4 périodes de l' ^{238}U . Si aujourd'hui pour 1 000 noyaux d'uranium nous avons 993 noyaux d' ^{238}U et 7 noyaux d' ^{235}U , nous en avons respectivement 1 361 et 50 noyaux il y a 2 milliards d'années, soit une concentration de 3,7 % d' ^{235}U .

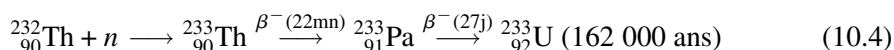
10.3 NOYAUX FISSILES, NOYAUX FERTILES

Certains noyaux, lorsqu'ils capturent un neutron lent fissionnent. On dit que ce sont des *noyaux fissiles*. C'est le cas de l' ^{235}U présent à 0,72 % dans l'uranium naturel. Cela provient du fait que l'énergie d'excitation du noyau résultant de la capture d'un neutron (noyau composé) est supérieure à la barrière de fission. D'autres noyaux, comme l' ^{238}U ne sont pas fissiles s'ils absorbent un neutron lent car leur énergie d'excitation est inférieure à la barrière de fission. Par contre, l' ^{238}U est fissile s'il est bombardé par des neutrons très rapides qui permettent d'avoir une énergie d'excitation supérieure à la barrière de fission mais la section efficace est plus faible. L'intérêt d'utiliser des neutrons lents (ou neutrons thermiques) est d'avoir de grandes sections efficaces de capture à cause des effets quantiques (λ est grand devant la taille du noyau).

Les *noyaux fertiles* sont ceux qui, après capture d'un neutron et décomposition radioactive, peuvent conduire à des noyaux fissiles. C'est le cas de l' ^{238}U qui, après capture d'un neutron et deux désintégrations β^- , conduit au ^{239}Pu , fissile :



De même le ^{232}Th , qui est environ 2,5 fois plus abondant dans la nature que l'uranium, n'est pas fissile mais fertile. Il pourrait, dans le futur, permettre de développer une autre filière de réacteurs nucléaires. Après capture d'un neutron et 2 désintégrations β^- il donne l' ^{233}U , fissile :



Des noyaux fertiles placé dans le flux neutronique d'un réacteur nucléaire se transforment en noyaux fissiles et donc en combustible nucléaire potentiel. C'est ainsi que fonctionnent les surgénérateurs qui sont des réacteurs nucléaires permettant de produire, en plus de l'électricité, du combustible pour leur propre fonctionnement grâce à des couvertures d'uranium naturel entourant le coeur du réacteur.

Plus généralement, on constate que les noyaux lourds ayant un nombre impair de neutrons sont fissiles. C'est le cas des noyaux suivants : $^{229}_{90}\text{Th}$, $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{93}\text{Np}$ ou du $^{241}_{94}\text{Pu}$. Les noyaux ayant un nombre pair de neutrons sont fertiles : $^{232}_{90}\text{Th}$, $^{234}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$, $^{238}_{94}\text{Pu}$, $^{240}_{94}\text{Pu}$ ou $^{241}_{95}\text{Am}$.

10.4 PRODUITS DE FISSION ET NEUTRONS

La fission induite par des neutrons thermique est asymétrique : un des fragments est plus lourd que l'autre. Le nombre de masse des produits de fission est compris entre environ 70 et 160. Les valeurs les plus probables sont aux alentours de 96 et 135 (cf. figure 4.10).

La variation d'énergie de liaison entre l' ^{235}U et les fragments de fission est de l'ordre de 0,9 MeV/u (MeV par nucléon) ce qui correspond à une énergie totale libérée d'environ 210 MeV. La plus grande partie (un peu plus de 80 %) est emmenée par les fragments de fission sous forme d'énergie cinétique et d'énergie d'excitation. Les neutrons prompts émis emmènent environ 5 MeV ; les photons γ et la conversion interne, 7 MeV. Les fragments de fission étant excités, ils se dés excitent par émission de neutrons, par rayonnement γ ou par radioactivité β . Les rayons γ et la conversion interne emmènent environ 7 MeV supplémentaires, les électrons émis lors de la radioactivité β environ 8 MeV et les antineutrinos associés 12 MeV.

L'énergie cinétique moyenne des neutrons est de l'ordre de 2 MeV et 2,4 neutrons sont en moyenne émis lors de la fission de l' ^{235}U induite par des neutrons thermiques. La figure 10.2 montre l'allure de la distribution en énergie des neutrons émis dans le système du centre de masse.

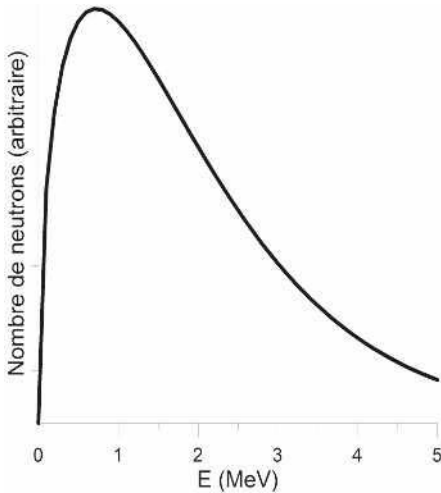


Figure 10.2 – Allure du spectre d'énergie cinétique des neutrons émis lors de la fission d'un noyau d' ^{235}U induite par des neutrons. Ce spectre s'étend jusqu'à de grandes valeurs d'énergie. L'énergie la plus probable se situe un peu au-dessous de 1 MeV et l'énergie moyenne au-delà de 2 MeV.

10.5 RÉACTEURS À NEUTRONS LENTS, RÉACTEURS À NEUTRONS RAPIDES

Un réacteur électrogène a pour but de produire de l'électricité à partir de la fission. Les réacteurs utilisés au niveau industriel sont des réacteurs à neutrons lents, ou réacteurs thermiques, ce qui signifie que l'on exploite la fission des noyaux d' ^{235}U . On utilise pour cela la grande section efficace de fission de l' ^{235}U pour les neutrons thermiques. Comme les neutrons émis lors de la fission sont rapides, on utilise un modérateur pour les ralentir et les thermaliser. Cela se fait par collisions élastiques sur les noyaux du modérateur. Un bon modérateur ne doit pas absorber trop les neutrons car il faut qu'il en reste un nombre suffisant pour entretenir la réaction en chaîne. Les neutrons peuvent être absorbés lors de leur ralentissement par d'autres matériaux, notamment par le combustible. Il existe en particulier une zone, entre 1 eV et 100 keV, que l'on appelle énergies épithermiques, où il y a de nombreuses résonances d'absorption qui peuvent diminuer le flux de neutrons.

10.5.1 L'eau lourde

Parmi les modérateurs utilisés, l'eau lourde, D_2O , est intéressante car efficace en termes de ralentissement et peu absorbante pour les neutrons. Ce modérateur a l'avantage de permettre d'utiliser de l'uranium naturel comme combustible mais son coût est élevé. L'eau légère (à cause de l'hydrogène) est un modérateur encore plus efficace mais absorbe plus les neutrons ce qui nécessite d'utiliser un combustible enrichi en ^{235}U . Le graphite est aussi une possibilité car il est assez transparent aux neutrons. Il nécessite beaucoup plus de collisions pour thermaliser les neutrons que l'eau ordinaire. Son inconvénient est, contrairement aux 2 précédents, de ne pas pouvoir simultanément servir de fluide caloporteur pour extraire la chaleur du cœur du réacteur.

La plus grande partie des réacteurs électrogènes (environ 90 %) sont des réacteurs à eau. L'eau joue à la fois le rôle de modérateur et de caloporteur. Parmi ceux-ci, les plus nombreux (les 3/4) sont les réacteurs à eau sous pression (REP ou PWR, *pressurized water reactor* en anglais) avec deux circuits mais il existe aussi des réacteurs bouillants (BWR, *boiling water reactor*) où il n'y a qu'un circuit. Pour ces derniers, la vapeur produite attaque directement une turbine pour produire de l'électricité.

D'autres type de réacteurs existent comme les CANDU canadiens qui utilisent de l'eau lourde comme modérateur et le plus souvent comme caloporteur. Ils sont développés au Canada et en Inde. Les réacteurs graphite-eau bouillante (RMBK) appartiennent à une filière spécifique à l'ancienne Union Soviétique. Le réacteur de Tchernobyl appartenait à cette catégorie. Ils ont des tas d'inconvénients comme l'a montré la catastrophe de Tchernobyl. Ces réacteurs permettent de produire de l'électricité mais aussi du plutonium à des fins militaires. Les réacteurs graphite-gaz carbonique sont une filière développée en Angleterre (Magnox). C'était aussi la filière française avant qu'elle ne soit remplacée par des REP plus compacts et plus compétitifs économiquement.

10.5.2 Les réacteurs à neutrons rapides

Les réacteurs à neutrons rapides (RNR) n'ont pas besoin de modérateur puisque ce sont des neutrons rapides qui induisent la fission. Il faut que le caloporteur soit le plus transparent possible aux neutrons ce qui limite le choix à quelques éléments comme le sodium, le mercure, le plomb ou l'hélium. Superphénix était un réacteur rapide au sodium d'une puissance de 1200 MW. Comme la section efficace de fission par des neutrons rapides est inférieure à celle des neutrons thermiques pour l' ^{235}U , il faut avoir un combustible enrichi en matière fissile (par exemple 15 à 18 % de plutonium). Le flux de neutrons dans le cœur est aussi beaucoup plus élevé, typiquement $3,5 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ dans Superphenix contre $2,5 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ dans un REP. L'intérêt d'un RNR est que le flux de neutron rapides peut transformer de grandes quantités d' ^{238}U en ^{239}Pu fissile. On peut ainsi produire plus de matière fissile que ce que l'on consomme en mettant des couvertures d'uranium naturel ou appauvri autour du cœur. La valorisation de l' ^{238}U permet d'accroître fortement les réserves d'uranium utilisables pour produire de l'énergie. On multiplie les réserves par un facteur de l'ordre de 100 à 150 ce qui fait passer les réserves utilisables de 1 à 2 siècles aujourd'hui à plus de 10 000 ans.

Pour des raisons de résistance des matériaux à la température et aux radiations, on ne peut extraire toute l'énergie de l'uranium qu'en plusieurs fois. Ceci signifie qu'il est nécessaire de retraiter le combustible à chaque étape. Alors que le taux de combustion dans les REP est de l'ordre de 40 000 MWh×jour/t, il est plutôt de 100 000 MWh×jour/t dans un réacteur rapide. Dans un réacteur rapide fonctionnant au sodium, comme la température de fonctionnement est plus élevée que dans un REP, le rendement dépasse 40 % alors qu'il n'est que de 33 % pour ce dernier.

Un réacteur à neutrons rapides peut fonctionner selon 3 modes :

- en mode *surgénérateur* où le réacteur produit plus de plutonium qu'il n'en consomme ;
- en *isogénérateur* où il produit autant de plutonium qu'il en consomme ;

- en mode *sous-générateur* où il peut consommer plus de plutonium qu'il n'en produit. On peut aussi utiliser l'excédent de neutrons pour transmuter et détruire des déchets radioactifs à vie longue (mode *incinérateur*).

Les réacteurs à neutrons rapides ne seront intéressants économiquement que dans la seconde moitié du siècle, lorsqu'il faudra mieux utiliser les ressources d'uranium. D'ici là les réacteurs thermiques peuvent satisfaire les besoins.

10.6 MASSE CRITIQUE

Lors de la fission induite par la capture d'un neutron, 2 ou 3 neutrons sont émis qui peuvent à leur tour être capturés par un noyau d' ^{235}U et induire une nouvelle fission. Toutefois un certain nombre de neutrons peuvent s'échapper du milieu sans interagir ou être capturés par des noyaux (d'uranium ou autres) sans conduire à la fission. Si le nombre de neutrons perdus au cours d'une génération est supérieur au nombre de fission induites dans la génération précédente, on ne peut avoir de réaction en chaîne et le processus s'arrête.

Un matériau fissile donné ne conduit pas nécessairement à une réaction en chaîne. Cela dépend de sa nature, de sa composition, de sa pureté et beaucoup de sa géométrie. Il faut ainsi une masse bien supérieure d' ^{235}U si l'on a un parallélépipède plat que si l'on a une sphère. La *masse critique* d'un matériau fissile est la masse nécessaire, pour la géométrie considérée, pour qu'une réaction en chaîne soit possible. La forme géométrique qui permet d'avoir la plus faible masse pour un matériau fissile donné est la sphère. La figure 10.3 montre l'ordre de grandeur de la masse critique de quelques matériaux fissiles purs pour cette géométrie.

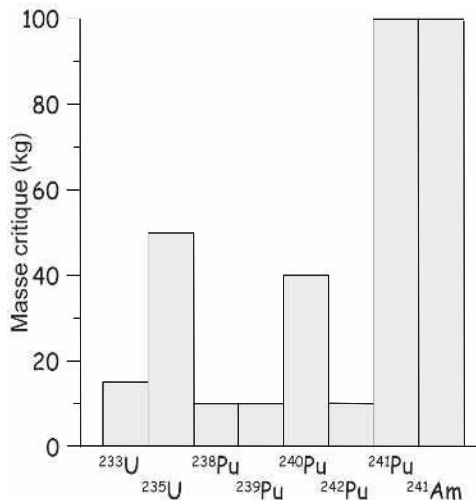


Figure 10.3 – Masse critique, pour une sphère, de matériaux fissiles purs.
 Pour le plutonium il s'agit d'une configuration cristalline particulière, la phase α .
 Données de www.nti.org

Pour l' ^{235}U la masse critique d'une sphère est de 50 kg ce qui correspond à un rayon de 17 cm. La masse critique dépend fortement de la pureté du matériau. Pour de l' ^{235}U enrichi à 15 % elle est ainsi de 600 kg.

10.7 INTERACTION DES NEUTRONS

Pour qu'une réaction en chaîne se produise, il faut que le nombre de fission de la génération $n + 1$ soit supérieur à celui de la génération n . Il est donc nécessaire qu'une grande partie des neutrons produits puissent induire une fission. Plusieurs phénomènes font que tous les neutrons produits n'induisent pas de fission. Nous avons déjà vu, dans la section précédente, le problème des neutrons qui s'échappent du milieu fissile sans interagir. La probabilité pour un neutron de s'échapper du milieu sans interagir dépend de la forme géométrique utilisée. Plus elle est compacte, moins un neutron a des chances de sortir. Ainsi, avec un ruban très mince d' ^{235}U on a très peu de chance qu'un neutron induise une nouvelle fission puisque presque la majorité des neutrons quittera le milieu.

Les neutrons présents dans le cœur d'un réacteur peuvent entrer en collision avec les nombreux noyaux du milieu dont certains ne sont pas de l' ^{235}U . La collision entre le noyau peut être élastique. Dans ce cas, dans le référentiel du laboratoire, le neutron incident perd de l'énergie cinétique : il est ralenti. Il peut aussi être capturé par un noyau présent dans le cœur du réacteur conduisant à un noyau excité qui peut se désexciter par émission γ . On parle alors de *capture radiative*. On peut aussi avoir une capture radiative avec le noyau fissile. Le noyau composé formé peut aussi réémettre un neutron avec une énergie cinétique plus faible souvent accompagné d'un γ . Il s'agit là d'une diffusion inélastique. La diffusion inélastique est un processus fréquent pour les neutrons de grande énergie.



FISSION ET CAPTURE NEUTRONIQUE

Dans un réacteur à eau sous pression utilisant de l'uranium légèrement enrichi en ^{235}U , comme ceux exploités en France, le rapport entre le nombre de fissions induites par neutrons et le nombre de neutrons capturés par l' ^{238}U est très proche de 40. Pour un réacteur à neutrons rapides, comme Superphénix, ce rapport est proche de 7. Pour ces mêmes réacteurs, le rapport entre la probabilité d'induire une fission de l' ^{235}U est 3,6 fois supérieure à celle d'une capture du neutron non suivi de fission.

10.8 PRINCIPE D'UN RÉACTEUR NUCLÉAIRE

Les réacteurs nucléaires utilisés dans le monde pour produire de l'électricité sont des réacteurs à neutrons lents ou thermiques. Cela signifie que la réaction en chaîne est initiée et entretenue par des neutrons thermiques. On récupère donc l'énergie libérée

dans la fission de ^{235}U . Comme l'uranium naturel ne contient que 0,7 % d' ^{235}U , seule une très faible part de l'uranium naturel sert à produire de l'énergie.

Les neutrons produits au cours de la fission sont rapides, il faut donc les ralentir. On utilise à cette fin un modérateur. Lorsque les neutrons entrent en collision avec les noyaux du modérateur, ils perdent de l'énergie cinétique dans le laboratoire lors des collisions élastiques successives avant de se thermaliser. Les neutrons thermiques ont une grande section efficace de capture par ^{235}U et le noyau composé fissionne, libérant de l'énergie et des neutrons (en moyenne 2,4 par fission).

Le but d'une centrale nucléaire est de produire de l'électricité. Sa structure est dans le principe très semblable à celle d'une centrale thermique classique. La fission produit de la chaleur qui est utilisée pour chauffer de l'eau et fabriquer de la vapeur. Cette dernière est utilisée dans une turbine pour produire de l'énergie mécanique qui est transformée en électricité avec un alternateur.

Dans les réacteurs à eau sous pression français, on distingue le circuit primaire qui contient le cœur du réacteur contenu dans une cuve en acier de forte épaisseur et un circuit fermé, le *circuit primaire*, où de l'eau circule sous pression, donc sous forme liquide. L'eau sert à la fois de modérateur et de fluide caloporteur pour extraire la chaleur du cœur qui est à une température d'environ 300 °C en fonctionnement. La chaleur du circuit primaire est transmise à un circuit secondaire – isolé en termes de transfert de matière pour éviter toute contamination si le circuit primaire était contaminé par suite d'une perte d'étanchéité d'une des gaines de combustible – grâce à un échangeur de chaleur : le *générateur de vapeur*. La vapeur produite alimente une turbine qui entraîne l'alternateur pour produire de l'électricité. En sortie de turbine, la vapeur est refroidie, condensée et renvoyée dans le générateur de vapeur. Le rendement de ce type de réacteur est d'environ 33 % ce qui signifie que l'on rejette 2 kWh de chaleur dans l'environnement lorsque l'on produit 1 kWh d'électricité.

10.9 MODÉRATION

Nous avons vu dans la section 10.5 que les réacteurs à neutrons lents ont besoin d'un modérateur pour thermaliser les neutrons issus de la fission. Tous les modérateurs n'ont pas la même efficacité. Soit A la masse des noyaux du modérateur ; nous supposons qu'il n'y a que des chocs élastiques entre les neutrons et ces noyaux. Si E_1 est l'énergie du neutron avant le choc et E_2 celle après, on a, si θ est l'angle de diffusion repéré par rapport à la direction du neutron incident :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2} [(1 + \alpha) + (1 - \alpha) \cos \theta] \quad \text{où} \quad \alpha = \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 \quad (10.5)$$

On a $E_2 = E_1$ si $\theta = 0$ (le neutron n'est pas dévié). La perte est maximale pour $\theta = \pi$ avec $E_{\min} = \alpha E_1$. L'énergie cinétique du neutron est minimale dans cette collision qui est frontale. Après une collision, l'énergie du neutron est comprise entre E_1 et αE_1 ($\alpha \leq 1$).



Comme le rapport E_2/E_1 est indépendant de E_1 , il est commode d'introduire la notion de *léthargie* u , qui permet de relier l'énergie initiale E_0 du neutron à l'énergie E après quelques collisions, définie comme :

$$E = E_0 e^{-u} \quad (10.6)$$

La léthargie augmente au fur et à mesure du ralentissement du neutron. Pour une collision simple où l'on passe de E_1 à E_2 , on a $E_2 = \exp[-(u_2 - u_1)] E_1$. Si u_1 est la léthargie initiale, alors la léthargie finale est comprise entre u_1 et $u_1 + \ln(1/\alpha)$. L'intérêt de la léthargie est qu'elle ne dépend que de la masse du noyau diffuseur et non de l'énergie du neutron incident. À partir de u on peut calculer la variation de léthargie moyenne, ξ , qui vaut :

$$\xi = 1 - \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \left(\frac{1}{\alpha} \right) \quad (10.7)$$

La léthargie permet de calculer le nombre moyens de chocs pour passer d'une énergie E_0 à une énergie E . Si $A \gtrsim 10$ on a :

$$\xi \simeq \frac{2}{A + 2/3} \quad (10.8)$$

Même pour $A = 2$, cette expression donne un résultat à 3 % près. Le nombre moyen de collisions $\bar{n}$ pour thermaliser un neutron (passer de 2 MeV à 1/40 eV) est donné par :

$$\bar{n} = \frac{18,2}{\xi} \quad (10.9)$$

Le tableau 10.1 indique le nombre moyen de collisions élastiques, $\bar{n}$, nécessaires pour thermaliser un neutron de 2 MeV. Plus le modérateur est léger, plus il est efficace. Il ne faut par contre pas qu'il capture les neutrons. Pour cela le deutérium (sous forme d'eau lourde) est plus efficace que l'hydrogène (sous forme d'eau) car l'eau absorbe davantage les neutrons. C'est la raison pour laquelle, comme nous l'avons déjà dit, on utilise de l'uranium enrichi en ^{235}U pour compenser en partie cela.

Tableau 10.1 – Nombre moyen de collisions nécessaires pour thermaliser un neutron de fission selon la nature du modérateur.

Modérateur	A	$\bar{n}$
Hydrogène	1	18
Deutérium	2	25
Hélium	4	43
Béryllium	9	86
Carbone	12	114
Uranium	138	2172

10.10 NEUTRONS RETARDÉS

S'il n'y avait que des neutrons prompts, il serait impossible de contrôler un réacteur nucléaire car dès que $k > 1$ la divergence serait trop rapide pour avoir le temps d'agir pour diminuer la puissance et empêcher la divergence. Pour les réacteurs français, le temps d'une génération est de l'ordre de $25 \mu\text{s}$. Cela fait 40 000 générations par seconde. Avec $k = 1,001$, par exemple, le nombre de neutrons, et la puissance du réacteur, seraient multipliés par $2,3 \times 10^{17}$, *i.e.* 0,23 milliard de milliards de fois. Heureusement tous les neutrons ne sont pas émis immédiatement car certains fragments de fission radioactifs décroissent vers le niveau excité d'un autre noyau qui peut émettre un neutron si son énergie d'excitation est suffisante. Le neutron est donc émis bien après que la fission ait eu lieu. On appelle de tels neutrons des *neutrons retardés*. Certains sont émis, par exemple, une dizaine de secondes après. Si un réacteur est sous-critique en neutrons prompts mais légèrement critique en neutrons retardés on a le temps d'agir pour éviter une divergence et on peut contrôler le fonctionnement du réacteur avec des moyens mécaniques. La proportion de neutrons retardés est variable selon le noyau. Elle est de 0,64 % pour ^{235}U et de 1,4 % pour la fission de ^{238}U induite par des neutrons rapides. Pour le ^{239}Pu elle est de 0,2 %. Plus cette proportion est faible plus la plage de contrôle du réacteur est étroite. On dit ainsi qu'un réacteur fonctionnant au ^{239}Pu est plus nerveux qu'un réacteur utilisant de ^{235}U .

On définit la *réactivité* d'un milieu par $\rho = (k - 1)/k$. Lorsque le système est stable, $\rho = 1$: le nombre de neutrons qui est efficace pour induire la fission du matériau fissile est égal au nombre de neutrons formés dans les fissions précédentes. On mesure la réactivité en pcm (pour cent mille) *i.e.* en 10^{-5} . Pour un réacteur à neutrons lents fonctionnant à l'uranium il faut que $\rho < 650$ pcm pour que l'on n'entre pas dans le régime des neutrons prompts. Pour un réacteur au plutonium, il faut que $\rho < 360$ pcm.

10.11 CONTRÔLE DE LA PUISSANCE

Un réacteur nucléaire doit fonctionner à un régime proche du régime critique et sa puissance doit être contrôlée. Il faut très précisément maîtriser sa réactivité. Il y a plusieurs méthodes pour cela, certaines actives, d'autres passives.

10.11.1 Barres de contrôle

Les barres de contrôle sont le principal moyen de contrôler la réactivité d'un réacteur. Elles sont constituées d'un matériau fortement absorbant vis-à-vis des neutrons. C'est le cas du cadmium ou du gadolinium pour les réacteurs thermiques ou de l'acier pour les réacteurs rapides. Les barres sont situées au-dessus du cœur pour qu'elles puissent tomber par gravité en cas de problème. La vitesse de la chute est d'environ 5 m/s.

10.11.2 Poisons neutroniques

Lorsqu'un réacteur nucléaire à neutrons lents fonctionne, le combustible s'appauvrit petit à petit en matière fissile et s'enrichit en produits de fission dont certains sont des poisons pour la fission car ils ont une grande section efficace de capture neutronique. La réactivité diminue donc au cours du temps et il faut compenser cet effet. On réalise cela en incorporant un poison neutronique consommable qui est petit à petit consommé lors du fonctionnement du réacteur. En étant bien dosé, l'augmentation de réactivité qui en résulte compense la baisse de réactivité due à l'apparition des poisons neutroniques. On utilise comme poison consommable de l'acide borique, mélangée à l'eau, pour le bore qu'elle contient car c'est un élément qui a une grande section efficace d'absorption neutronique.

10.11.3 Effet Doppler

Les variations de température peuvent induire des variations rapides de la réactivité du cœur d'un réacteur nucléaire. Celle-ci ne doit pas augmenter sinon le système risque de diverger.

Lorsque la température augmente, l'agitation thermique des noyaux présents dans le cœur augmente ce qui a pour effet d'augmenter la largeur des résonances d'absorption des neutrons dont l'énergie est dans le domaine épithermique. C'est l'*effet Doppler*. L'augmentation de la largeur des résonances a pour effet, lorsque celles-ci sont séparées, d'augmenter la probabilité de capture des neutrons et de diminuer la réactivité. L'effet Doppler correspond à une variation de réactivité de l'ordre de $-2,5 \text{ pcm}/^\circ\text{C}$. Il a donc un effet stabilisateur de la réactivité du réacteur.

10.11.4 Coefficient de vide

L'augmentation de la température a aussi pour effet, lorsque le modérateur est liquide, de diminuer la densité du modérateur et donc le rapport de modération.

Le *coefficient de vide ou de vidange* caractérise l'évolution de la réactivité dans le cas où la densité du fluide caloporteur diminue localement comme lors de la formation de bulles, par exemple. Cela ne concerne que les réacteurs ayant un fluide caloporteur. Ce coefficient peut être négatif ou positif. Lorsque le coefficient de vide est négatif la réactivité diminue ce qui va dans le sens de stabiliser le réacteur. Si le coefficient de vide est positif la réactivité augmente avec la possibilité d'emballlement du réacteur. Les réacteurs à eau pressurisée ont un coefficient de vide négatif alors que le réacteur RBMK de Tchernobyl avait un coefficient de vide positif.

10.11.5 L'effet xénon

Au cours du fonctionnement du réacteur nucléaire on obtient, parmi les produits de fission du ^{135}Xe . Ce noyau est caractérisé par une très grande section efficace de capture neutronique (2,7 millions de barns). Il provient de la chaîne de désintégration issue du ^{135}Te , de courte durée de vie qui, par désintégration β , donne de ^{135}I , de période 6,7 h, et enfin du ^{135}Xe de période 9,2 h. Lorsque le réacteur est en

fonctionnement il s'établit un équilibre séculaire entre la production de ^{135}Xe et sa destruction par les neutrons : sa concentration est alors très faible. Lorsqu'on arrête le réacteur le ^{135}Xe continue à être produit à partir de l' ^{135}I mais n'est plus détruit et s'accumule empoisonnant le cœur du réacteur avant de disparaître par décroissance β . La présence du xénon peut empêcher de démarrer le réacteur par suite d'une chute de réactivité due au xénon. Si on lève les barres de contrôle pour augmenter la réactivité, le xénon disparaît alors très vite lorsque le flux de neutrons s'établit et on peut avoir un saut de réactivité dangereux. C'est ce qui s'est en particulier passé à Tchernobyl qui de plus avait un coefficient de vide positif.

10.11.6 Puissance résiduelle

Lorsque l'on arrête la réaction en chaîne d'un réacteur nucléaire, l'énergie dégagée ne s'arrête pas immédiatement car le cœur contient des noyaux radioactifs (produits de fission, actinides) qui sont radioactifs. Ceux-ci dégagent de la chaleur. C'est que l'on appelle la *puissance résiduelle*. Pour un REP français typique, la puissance résiduelle juste après l'arrêt est de l'ordre de 6 % de la puissance nominale. Pour l'ensemble de la puissance résiduelle, 94 % provient des produits de fission, 5,6 % des noyaux d' ^{239}U et ^{239}Np , et 0,12 % des autres actinides. Cela signifie qu'il faut continuer à refroidir le cœur même lorsque le réacteur est à l'arrêt.

10.12 ENRICHISSEMENT

Le combustible pour les REP ou les réacteurs à eau bouillante est de l'uranium légèrement enrichi en ^{235}U (3-4 %) afin de compenser l'absorption d'une partie des neutrons par les noyaux d'hydrogène de l'eau. Pour cela on enrichit l'uranium naturel qui ne contient que 0,72 % d' ^{235}U . L'enrichissement est une étape complexe et coûteuse du cycle amont (c'est-à-dire avant son utilisation dans un réacteur) du combustible. L'enrichissement se fait sur de l'hexafluorure d'uranium, UF_6 , qui est gazeux à la température à laquelle se fait l'enrichissement mais solide à la température ordinaire. L' ^{235}U et l' ^{238}U ayant les mêmes propriétés chimique et une masse peu différente, l'enrichissement nécessite des dispositifs à plusieurs étages. Le principe est que si l'uranium entre avec une teneur d'enrichissement donnée dans l'étage n , la partie qui en sort très légèrement enrichie est dirigée vers l'étage $n + 1$ alors que la partie appauvrie est renvoyée dans l'étage $n - 1$. Pour des raisons d'économie de l'uranium naturel, on ajoute des étages d'appauvrissement en amont de l'entrée en uranium naturel. Les deux procédés industriels utilisés pour enrichir l'uranium en l'isotope 235 sont l'ultracentrifugation et la diffusion gazeuse.

Dans la diffusion gazeuse, qui a été le premier dispositif industriel utilisé pour enrichir l'uranium, on fait diffuser l' UF_6 gazeux au travers d'une barrière poreuse. L' ^{235}U diffuse très légèrement mieux que l' ^{238}U si bien l'uranium est très légèrement enrichi en aval (de l'ordre de 1,002 par étage). L'usine George Besse, sur le site du Tricastin à Pierrelatte, a ainsi 1400 étages pour enrichir l'uranium jusqu'à 5% en ^{235}U .

Elle consomme de l'ordre de 15 TWh d'électricité par an dont une bonne partie dans les compresseurs des étages. Il faut environ 9 MWh par kg d'uranium enrichi.

L'ultracentrifugation est une méthode beaucoup moins consommatrice d'énergie, environ 50 fois moins que la diffusion gazeuse, qui supprime de plus en plus cette dernière. Une centrifugeuse est constituée d'un bol que l'on fait tourner à très grande vitesse. La force centrifuge concentre les molécules lourdes à l'extérieur. Le facteur d'enrichissement d'une cellule est plus grand que dans le cas de la diffusion. Une usine d'enrichissement de grande capacité peut avoir plusieurs dizaines de milliers de centrifugeuses.

Pour optimiser le travail d'enrichissement et évaluer son coût on utilise souvent une unité qui a la dimension d'une masse : l'UTS ou unité de travail de séparation. L'UTS dépend de la quantité d'uranium naturel consommée et de son débit, de l'énergie nécessaire à l'enrichissement, du débit et de la teneur en ^{235}U du produit enrichi et appauvri. Pour obtenir 1 kg d'uranium enrichi à 3,5 % en ^{235}U à partir de 8 kg d'uranium naturel il faut 5 UTS (figure 10.4).

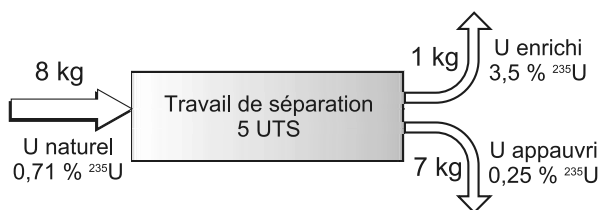


Figure 10.4 – Ordres de grandeur pour l'enrichissement de l'uranium.

Pour la diffusion gazeuse de 2,4 à 2,5 MWh sont nécessaires par UTS alors que par ultracentrifugation il faut de l'ordre de 50 à 60 kWh par UTS. Pour une même teneur d'enrichissement en ^{235}U il faut moins d'uranium naturel si l'on sort avec un uranium très appauvri par rapport à un uranium peu appauvri. Par contre il faudra aussi plus d'UTS pour obtenir la même quantité d'uranium enrichi produit.

10.13 DÉCHETS NUCLÉAIRES

Comme toute activité industrielle le nucléaire produit des déchets. Cela constitue l'*aval du cycle du combustible*. Pour une production d'énergie donnée, le volume de ceux-ci est faible comparé à d'autres sources d'énergie car s'agit d'une source d'énergie concentrée. L'énergie nucléaire produit 78% de l'électricité française et cela conduit à 1 kg de déchets nucléaires par habitant et par an. Sur ce kilogramme 990 g atteindront le niveau de radioactivité naturelle dans moins de 300 ans et 10 g ont une période qui peut être très longue. Ce sont ces derniers dont il faut se préoccuper sur le long terme.

DÉCHETS ET RADIOACTIVITÉ

On entend souvent l'expression déchets à vie longue et haute activité. Or ces deux termes sont en contradiction. Les noyaux qui sont à vie courte ont une forte activité car ils ont une probabilité importante de se désintégrer : ils disparaîtront donc rapidement. D'autres noyaux sont à vie longue. Cela signifie qu'ils ont une faible probabilité de se décomposer. Leur activité est donc faible mais elle dure longtemps. Un ensemble de noyaux radioactifs identiques est donc à vie courte et de forte activité ou à vie longue et de faible activité. L'expression déchets à vie longue et haute activité ne peut s'appliquer qu'à un mélange de noyaux différents : certains à vie courte et d'autres à vie longue. Si l'on est capable chimiquement de séparer les 2 familles on simplifie grandement le problème car haute activité signifie aussi fort dégagement de chaleur lorsque l'on stocke ces déchets jusqu'à ce que la quantité de déchets à vie courte ait beaucoup diminué.

Il existe deux approches des combustibles usés :

- la première est de les laisser tels quels et de considérer l'ensemble du combustible usé comme un déchet. On dit qu'il s'agit d'une gestion en *cycle ouvert*.
- la seconde est d'essayer de valoriser maintenant ou dans le futur ce qui est valorisable dans le combustible usé. On sépare chimiquement les différents constituants par *retraitement* du combustible. On dit qu'on a une gestion en *cycle fermé*. La France a choisi cette option alors que les États-Unis ont choisi l'option du cycle ouvert pour des raisons de non prolifération des matières nucléaires. Néanmoins ce pays évolue dans sa position car la quantité de déchets en cycle ouvert est bien supérieure à celle en cycle fermé.

La figure 10.5 montre la composition du combustible usé d'un REP 1 300 MW après 3 ans d'entreposage. On voit que l'uranium, qui contient majoritairement de l' ^{238}U , est le composant principal de ce combustible usé. Le plutonium produit n'en représente que 1 %. L'uranium et le plutonium sont valorisables ou utilisables dans les réacteurs à neutrons rapides et ne peuvent être considérés comme des déchets ultimes. Les produits de fission et les actinides mineurs sont par contre, pour leur grande majorité,

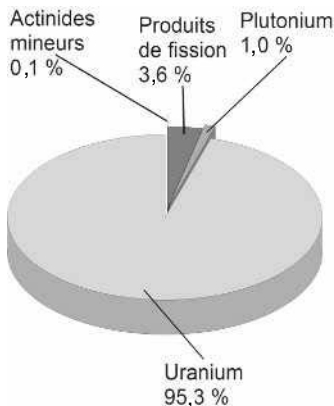
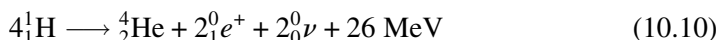


Figure 10.5 – Éléments contenus dans une tonne de combustible usé sortant d'un REP de 1 300 MW après 3 ans de refroidissement.

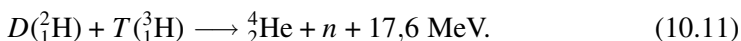
des déchets ultimes qu'il conviendra soit de stocker à grande profondeur dans un conditionnement adéquat pour les déchets à vie longue, soit d'incinérer dans des réacteurs à neutrons rapides. Le plutonium peut être utilisé à court terme en fabriquant du combustible MOX (*Mixed oxydes*) qui est un mélange d'oxydes de plutonium et d'uranium appauvri. Le MOX peut être utilisé, avec du combustible normal, dans des réacteurs nucléaires dédiés.

10.14 FUSION THERMONUCLÉAIRE

Si la fission d'un noyau fissile libère une grande quantité d'énergie, la fusion de certains noyaux légers en libère encore plus. L'énergie qui provient du Soleil et atteint notre planète provient des réactions de fusion de l'hydrogène qui se produisent à l'intérieur de notre étoile. La réaction globale s'écrit :



L'énergie libérée par nucléon est de 6,5 MeV alors que pour la fission elle est d'environ 0,9 MeV/nucléon. La réaction (10.10) est en fait la somme de plusieurs réactions élémentaires dont la première correspond à la fusion de 2 protons. Celle-ci est gouvernée par l'interaction faible si bien qu'elle n'a lieu que très rarement ce qui explique la longue durée de vie du Soleil (environ 10 milliards d'années). Chaque seconde, un peu moins de 5 tonnes de matière sont transformées en énergie à l'intérieur du Soleil par ce processus. Ce type de fusion ne peut donc pas être reproduit sur la Terre. C'est la raison pour laquelle les scientifiques essaient plutôt de maîtriser la réaction de fusion $D - T$:



L'énergie libérée par nucléon est de 3,5 MeV/nucléon. Un neutron de 14 MeV est émis au cours de la réaction. C'est son énergie qu'il faudra récupérer pour produire de l'électricité.

Le Soleil est un réacteur de fusion thermonucléaire à confinement gravitationnel puisque c'est la gravitation qui empêche la matière de se disperser dans l'espace. Sur Terre il faut un autre type de confinement si l'on souhaite réaliser la fusion thermonucléaire. Pour les applications énergétique c'est un confinement magnétique.

Alors qu'un neutron peut facilement s'approcher d'un noyau d'uranium puisqu'il n'est pas chargé, les noyaux D et T sont chargés et doivent vaincre les forces de répulsion coulombienne pour s'approcher suffisamment et interagir avec les forces nucléaires. Un moyen de réaliser cela pour un grand nombre de noyaux est de porter le mélange D-T à très haute température (plus de 100 millions de degrés). Rappelons que la température au centre du Soleil est d'environ 15 millions de degrés. Deux voies peuvent être utilisées pour réaliser la fusion thermonucléaire sur Terre dans le but de produire de l'énergie à des fins civiles :

- la première est de réaliser un *confinement inertiel* en bombardant le mélange D-T soit avec plusieurs faisceaux laser intenses synchronisés, soit avec un faisceau d'ions

lourds. On peut ainsi comprimer fortement le mélange D-T à des densités de l'ordre de $1\,000\text{ g/cm}^3$ et atteindre des températures comprises entre 50 et 100 millions de degrés ce qui initie la fusion thermonucléaire. On obtient ces fortes densités pendant un temps très court. Ce type de recherches, avec des lasers (laser mégajoule en France, *National Ignition Facility* (NIF) aux États-Unis), est principalement dédié à la simulation des armes nucléaires.

- la seconde est de réaliser la fusion thermonucléaire avec un plasma de basse densité (typiquement de l'ordre de 10^{20} particules par m^3) à haute température pendant un temps long. On utilise un confinement magnétique dans des systèmes que l'on appelle Tokamak. C'est la voie privilégiée pour développer dans le futur un réacteur de fusion électrogène.

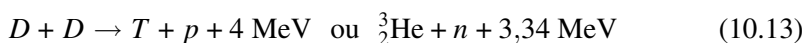
Le projet ITER, en construction en France à Cadarache, près d'Aix-en-Provence, est un projet international visant à comprendre et étudier les propriétés d'un plasma thermonucléaire. Son objectif est de créer un plasma pendant 400 s au maximum avec un facteur d'amplification de 10. Le facteur d'amplification est le rapport entre l'énergie que l'on produit et celle que l'on injecte. Pour obtenir dans le futur un système rentable économiquement il faudrait un facteur d'amplification supérieur à 40 et pouvoir maintenir un plasma pendant un temps très long, compatible avec une production d'électricité. Un autre réacteur de fusion, après ITER, sera nécessaire pour cela avant de pouvoir, si tout marche bien, construire un prototype industriel. Une production industrielle d'électricité issue de la fusion nucléaire ne devrait donc pas être opérationnelle avant la fin du siècle et plus probablement avant le début du suivant.

Un réacteur de fusion de $1\,000\text{ MW}_e$ nécessite environ 100 kg de deutérium et 150 kg de tritium par an pour fonctionner. Les réserves de deutérium sont considérables (33 g/m^3 d'eau de mer), bien supérieure à la durée de vie de notre planète (environ 5 milliards d'années). Le tritium étant radioactif, avec un période de 12,3 ans, il n'existe pas sur la Terre sauf sous forme de traces formées lors du bombardement de l'azote de l'atmosphère par des neutrons rapides provenant du rayonnement cosmique. On le fabrique à partir du ^6Li selon la réaction :



Le Li est en quantité finie sur la Terre avec une concentration moyenne de 50 ppm dans l'écorce terrestre et de $0,17\text{ g/m}^3$ dans l'eau de mer. Avec les réserves en lithium économiquement accessibles aujourd'hui, cela correspond à des réserves d'environ 5000 ans pour la fusion thermonucléaire. Heureusement d'autres ressources existent à un prix plus élevé.

D'autres réactions de fusion sont possibles mais plus difficiles à réaliser, comme par exemple :



Elle est intéressante car elle n'utilise que du deutérium dont les réserves sont inépuisables à notre échelle.

10.15 ARMES NUCLÉAIRES

Le fonctionnement d'une arme nucléaire (bombe A ou bombe H) est tout à fait différent de celui d'un réacteur nucléaire de fission ou de fusion. L'objectif est d'amorcer une réaction en chaîne et de confiner au maximum la réaction afin que l'amplification soit la plus grande possible avant de relâcher l'énergie. Un réacteur nucléaire électrogène ne peut pas se transformer en bombe atomique car s'il y avait divergence, comme cela est arrivé à Tchernobyl, le cœur commence à fondre, ruine la cuve qui le contient et s'étaie ce qui le rend vite sous critique arrêtant ainsi la réaction en chaîne. Il faut par contre, contrairement à Tchernobyl, confiner le cœur en fusion (corium) comme cela est prévu dans le nouveau réacteur EPR pour éviter tout impact sur le milieu extérieur.

10.15.1 Bombe A

La bombe A utilise la fission nucléaire. Le matériau fissile doit être accessible en quantité suffisante, il doit avoir une section efficace de fission importante et générer suffisamment de neutrons pour assurer une divergence rapide de la réaction en chaîne. Les isotopes utilisables sont au nombre de 3 : l' ^{233}U , l' ^{235}U et le ^{239}Pu . L' ^{235}U est un isotope naturel mais il faut enrichir l'uranium naturel à plus de 80 % pour qu'il soit utilisable à des fins militaires. L' ^{233}U et le ^{239}Pu sont produits en réacteur à partir du ^{232}Th et de l' ^{238}U . Le principe de base d'une bombe A est d'obtenir brusquement un milieu surcritique et de confiner le plus longtemps possible la réaction en chaîne qui s'y produit afin de libérer le maximum d'énergie. Deux méthodes peuvent être utilisées selon la nature de l'isotope fissile.

La première, avec l' ^{235}U enrichi, consiste à projeter l'un sur l'autre, grâce à des explosifs conventionnels puissants, 2 blocs d' ^{235}U sous-critiques. Leur taille et géométrie sont choisies de manière à ce que l'ensemble résultant soit surcritique. L'objectif est de maintenir le plus longtemps possible cet ensemble surcritique pour libérer la plus grande énergie possible. On met souvent au centre de la masse surcritique un initiateur dont le but est de produire un grand nombre de neutrons dès que les 2 blocs forment la masse surcritique. C'est par exemple un mélange polonium-béryllium (^{208}Po , ^{209}Po et ^9Be). L'intérêt du ^9Be est de convertir les nombreux α produits dans le milieu en neutrons et donc d'augmenter le nombre de ceux-ci. L'enveloppe est en uranium appauvri car cela accroît le rendement de la bombe en réfléchissant une partie des neutrons produits et en fissionnant avec les autres. La première bombe de ce type, baptisée « Little Boy » a été lancée, sans essai préalable, le 6 août 1945 sur la ville japonaise d'Hiroshima. Sa puissance était de 15 kt de TNT (1 tonne de TNT libère $4,2 \times 10^9 \text{ J} = 1\,167 \text{ kWh}$, c'est-à-dire l'énergie contenue dans une centaine de litres d'essence).

La seconde méthode, plus complexe, utilise l'implosion d'une sphère creuse de ^{239}Pu entourée par des explosifs conventionnels qui lors de leur explosion simultanée provoquent l'effondrement de celle-ci et permet au système de devenir surcritique. La sphère creuse de plutonium est entourée d'uranium appauvri pour amplifier l'effet. La technique d'implosion est utilisée pour le plutonium car ce matériau est trop fissile pour être utilisé avec la première. La première bombe A de ce type a été testée dans le

désert Jornada del Muerto, au Nouveau-Mexique, le 16 juillet 1945. Une bombe au plutonium de 22 kt, baptisée « Fat Man », a été lancée sur Nagasaki le 9 août 1945. Le rendement de ces bombes (rapport entre l'énergie libérée et celle potentiellement contenue) était faible : 1,3 % pour Little Boy et 17 % pour Fat Man mais on estime qu'elles ont causé la mort de plus de 130 000 personnes.

Les dégâts humains et matériels énormes, obtenus avec des puissances faibles par rapport à ce qui a très vite existé chez les pays maîtrisant cette technologie, a sans doute empêché que cette arme soit à nouveau utilisée.

10.15.2 Bombe H

La puissance de la bombe A ne peut pas, dans la pratique, dépasser une puissance de l'ordre de 500 kt. Cette puissance peut largement être dépassée avec la bombe H utilisant la fusion thermonucléaire. Les puissances sont considérables puisque l'on a pu atteindre près de 60 Mt de TNT. La structure d'un tel engin est beaucoup plus complexe. Elles sont composées de 2 voire 3 étages. Les 2 étages sont placés dans une enveloppe en uranium appauvri. Le premier est une bombe à fission qui permet d'obtenir suffisamment de neutrons, de γ , d' X et d'énergie pour initier le processus de fusion. Un réflecteur en béryllium est placé près de l'étage primaire de manière à renvoyer les neutrons vers la matière fissile et l'étage secondaire. Un tampon d'uranium appauvri, placé entre l'étage primaire et secondaire permet d'amplifier l'effet. L'étage secondaire est constitué d'un cœur de ^{239}Pu , entouré de LiD , le tout étant enveloppé de mousse de polystyrène qui permet d'obtenir une montée rapide en température. Le rayonnement électromagnétique intense et la chaleur issus de l'étage primaire transforment le polystyrène en plasma qui comprime l'intérieur et le bombarde de rayons X . La fission du cœur de plutonium est initiée et le grand nombre de neutrons émis transforment le ^6Li en tritium ce qui permet d'amorcer la réaction D-T. Les neutrons de grande énergie produits lors de la fusion thermonucléaire interagissent avec l'enveloppe en ^{238}U augmentant encore la puissance. La température atteinte est de l'ordre de 100 millions de degrés. L'explosion totale se déroule en environ 600 ns, dont 550 ns pour le premier étage et 50 ns pour le second.

10.15.3 Autres armes nucléaires

Il existe plusieurs variantes de bombes atomiques. Une bombe H est dite « propre » lorsque moins de 50 % de son énergie vient de la fission. Dans ce cas les retombées radioactives sont moins importantes. La bombe à neutrons privilégie l'émission neutronique par rapport à la libération d'autres formes d'énergie. Son objectif est de détruire la vie et l'électronique tout en gardant le reste du matériel et les infrastructures intactes. Les retombées radioactives sont réduites. C'est le contraire de la bombe « salée » qui a une enveloppe permettant de maximiser les retombées radioactives pour rendre la région bombardée inhabitable pendant une certaine période de temps. Celle-ci ne doit pas être confondue avec la bombe sale qui n'est pas une arme nucléaire mais une bombe classique qui disperse des matériaux radioactifs.

L'horreur des bombardements d'Hiroshima et Nagasaki et le développement d'armes nucléaires de plus en plus puissantes a conduit à la politique *dissuasion* dont le principe est de menacer un pays qui attaquerait de représailles pouvant le détruire complètement.

Exercices

10.1 Fission et production d'énergie

Supposons que l'énergie utilisable (transformée en chaleur) lors de la fission d'un noyau d' ^{235}U induite par un neutron thermique est de 190 MeV. Le reste étant emmené par les antineutrinos et une partie des γ .

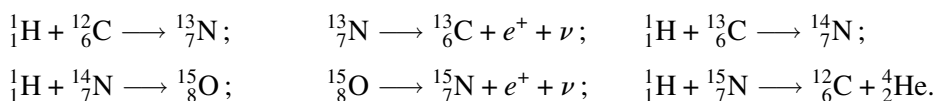
1. Calculer le nombre de fissions par seconde nécessaires pour produire une puissance de 1 000 MW électrique (le rendement d'un REP est de 33 %).
2. Quelle est la masse correspondante ?
3. Combien de combustible enrichi à 3,5 % d' ^{235}U faut-il par jour si le réacteur fonctionne 100 % du temps ?

10.2 Masse critique

La masse critique d'une sphère d' ^{235}U est de 5 kg. On dispose d'une sphère de 4,9 kg. Comment faut-il faire pour rendre cette sphère critique ?

10.3 Cycle CNO

On considère le cycle du carbone de Bethe (CNO) dont la voie principale correspond aux réactions nucléaires suivantes :



1. Quel est le bilan global ? Quel est le rôle du $^{12}_6\text{C}$.
2. Quelle est l'énergie libérée ?

10.4 Équivalence masse-énergie

Combien de TWh sont dégagés lorsque l'on transforme 1 kg de matière en énergie ?

10.5 Le soleil et la fusion thermonucléaire

Chaque seconde 600 millions de tonnes d'hydrogène sont brûlés dans le soleil. La réaction élémentaire de fusion produit 26 MeV.

1. Quel est le nombre de protons transformés en α ?
2. Quelle est l'énergie dégagée et la puissance ?
3. Quelle masse est transformée en énergie par seconde ?

4. Sachant qu'il y a environ 75 % d'hydrogène dans le soleil, quelle est sa durée de vie restante (en supposant que l'on brûle tout l'hydrogène) sachant que sa masse est aujourd'hui de 2×10^{30} kg ?

Solutions des exercices

10.1

1. Il faut une puissance de 3 000 MW, soit 3×10^9 J/s. Une fission libère $190 \times 1,6 \times 10^{-13}$ J. Le nombre de fission vaut donc :

$$N = (3 \times 10^9) / [190 \times 1,6 \times 10^{-13}] = 9,9 \times 10^{19} \text{ fissions/seconde.}$$

2. La masse correspondante est : $m = \frac{9,9 \times 10^{19}}{6,02 \times 10^{23}} 235 = 0,0385$ g.

3. Par jour il faudrait 3,3 kg d' ^{235}U , soit 95 kg de combustible.

10.2

Il suffit de l'entourer d'un réflecteur, en béryllium, par exemple ce qui diminuera le nombre de neutrons qui s'échappent et rendra le système critique.

10.3

1. Le bilan global est $4^1_1\text{H} \rightarrow ^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu$. Le $^{12}_6\text{C}$ joue le rôle de catalyseur car il est régénéré à la fin du cycle. Le cycle CNO est le plus probable pour des étoiles dont la masse est supérieure à 1,5 fois celle du Soleil. Pour le soleil et les étoiles plus petites c'est le cycle $p - p$ dont nous avons parlé qui est dominant.

2. L'énergie de la réaction est la même que celle de l'équation (10.10)

10.4

On utilise $E = mc^2$. $1 \text{ kg} = 5,609 \times 10^{29} \text{ MeV} = 2,5 \times 10^{10} \text{ kWh} = 25 \text{ TWh}$.

10.5

1. $600 \text{ Mt} = 6 \times 10^{14} \text{ g}$, soit $(6 \times 10^{14}) N \simeq 36 \times 10^{37}$ protons.

2. Il faut 4 protons par réaction d'où $36 \times 10^{37} \times 26/4 = 2,3 \times 10^{39} \text{ MeV} = 3,7 \times 10^{26} \text{ J}$. L'énergie par seconde est la puissance. Celle-ci vaut donc $3,7 \times 10^{26} \text{ W}$.

3. L'énergie libérée vaut $3,7 \times 10^{26} \text{ J} \simeq 10^{20} \text{ kWh} = 10^{11} \text{ TWh}$ Soit $10^{11}/25 = 4 \times 10^9 \text{ g} = 4 \text{ tonnes}$.

Chaque seconde, 4 tonnes de matière disparaît transformée en énergie.

4. $2 \times 10^{30} \text{ kg} = 2 \times 10^{27} \text{ t}$, soit $1,5 \times 10^{27} \text{ t}$ de protons. Il faut

$$1,5 \times 10^{27} / (600 \times 10^6) = 2,5 \times 10^{18} \text{ s}$$

pour le brûler soit 7,9 milliards d'années. En fait il ne reste qu'environ 5 milliards d'années car tout ne peut pas être brûlé.

ACCÉLÉRATEURS, DETECTEURS ET APPLICATIONS NON MÉDICALES

Depuis la découverte de la radioactivité, les scientifiques ont développé de nombreuses applications de la physique nucléaire dans le domaine industriel et dans celui des sciences du vivant. Nous avons vu, dans le chapitre 10, l'utilisation de la fission pour produire de l'énergie et l'humanité maîtrisera sans nul doute, mais à une date encore indéterminée, la fusion thermonucléaire pour produire de l'électricité. À côté de ces applications qui ont un effet positif pour le développement de l'humanité se sont aussi développées des applications militaires comme la bombe A utilisant la fission de l' ^{235}U ou du ^{239}Pu , ou la bombe H utilisant la fusion deutérium-tritium (cf. section 10.15). L'utilisation pour la première fois de l'arme nucléaire à Hiroshima et Nagasaki en 1945 par les États-Unis contre le Japon a suscité une telle horreur devant la puissance de ces armes et leurs affreux dégâts humains et matériels qu'elles ont causées qu'heureusement elles n'ont plus été utilisées depuis. Pour les pays occidentaux la dissuasion nucléaire, basée sur le fait qu'un pays attaqué peut répliquer avec l'arme atomique, a sans doute permis d'éviter des guerres entre les pays riches et donc des victimes. En effet, une utilisation massive de l'arme nucléaire conduirait l'ensemble de l'espèce humaine au chaos puisque les puissances de destruction stockées par les pays possédant des armes nucléaires sont suffisantes pour détruire plusieurs fois ce qui se trouve à la surface de la Terre. La radioactivité, comme tout domaine, peut être utilisée pour le bien ou pour le mal. Espérons que l'Homme sera assez raisonnable pour ne garder que les applications positives de la radioactivité et de rester au niveau de la dissuasion pour les aspects négatifs.

Pratiquement toutes les applications demandent que l'on soit capable de détecter les rayonnements et certaines ont besoin d'avoir des particules plus énergétiques que ce que l'on obtient avec des sources naturelles. C'est la raison pour laquelle il faut pouvoir accélérer des particules et avoir des détecteurs pour les détecter et mesurer leurs propriétés.

11.1 ACCÉLÉRATEURS DE PARTICULES

Les réactions nucléaires permettent de sonder la matière et de comprendre les mécanismes résultant de l'interaction forte. Pour distinguer des détails d'une certaine taille il faut disposer d'un rayonnement ayant une longueur d'onde inférieure à la dimension de ces détails. Or la longueur d'onde associée à une particule est donnée par la relation de de Broglie $\lambda = h/p$ où p est l'impulsion de la particule. Plus l'impulsion, donc l'énergie, est élevée, plus la longueur d'onde est petite et plus il sera possible de distinguer des détails fins. Il y a plusieurs méthodes pour avoir des particules en mouvement.

- La première est d'utiliser des sources radioactives puisque nous avons vu qu'au cours d'une désintégration les particules sont émises avec une certaine énergie cinétique. C'est ainsi que Rutherford, en 1919, réalisa la première réaction nucléaire artificielle : $\alpha + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + p$.
- Lorsque la particule est chargée électriquement, ou qu'elle peut être ionisée, on utilise une machine, appelée *accélérateur*, pour produire un faisceau de particules ou de noyaux.
- Lorsque la particule est neutre électriquement, comme les neutrons ou les neutrinos, on utilise des dispositifs qui les crée artificiellement, comme les réacteurs nucléaires pour les neutrons et les neutrinos. On peut aussi utiliser des sources naturelles comme le Soleil pour les neutrinos ou les rayons cosmiques pour des particules extrêmement énergétiques.
- Lorsque la particule est trop instable pour être accélérée dans un accélérateur, ou qu'on ne peut accéder qu'à des quantités infinitésimales, on peut produire un faisceau de ces particules après une réaction nucléaire. On parle alors de faisceau secondaire. On a accès à des neutrons très énergétiques par spallation, ou à des noyaux exotiques, *i.e.* situés loin de la vallée de stabilité, en bombardant des cibles par des faisceaux de particules ou de noyaux appropriés.

L'accélérateur de particules est donc un élément clef pour disposer de faisceaux variés dans une grande gamme d'énergie. Il est basé sur l'utilisation des forces électromagnétiques (électriques et magnétiques) pour accélérer et dévier les particules. Une particule de charge q et de vitesse $\mathbf{v}$ dans un champ électrique $\mathbf{E}$ et un champ magnétique $\mathbf{B}$ est soumise à la force de Lorentz $\mathbf{F}$ donnée par :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (11.1)$$

La variation de quantité de mouvement, $\Delta\mathbf{p}$, et d'énergie, ΔE , le long de la trajectoire $\mathcal{C}$ suivie par la particule sont donnée par :

$$\Delta\mathbf{p} = \int_{\mathcal{C}} \mathbf{F} dt \quad \text{et} \quad \Delta E = \int_{\mathcal{C}} \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} dt \quad (11.2)$$

En utilisant (11.1), on a :

$$\Delta E = \int_{\mathcal{C}} (q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} dt = q \int_{\mathcal{C}} \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dt + q \int_{\mathcal{C}} (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} dt = q \int_{\mathcal{C}} \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dt \quad (11.3)$$

car le produit mixte $(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v}$ est nul. On ne peut donc accroître l'énergie d'une particule qu'avec un champ électrique. Le champ magnétique permet de la dévier et de réaliser des optiques permettant de guider et de modifier les propriétés géométriques d'un faisceau comme on le fait avec des lentilles en verre pour un faisceau lumineux. Les dipôles magnétiques permettent de contrôler la courbure d'un faisceau et avec des quadrupôles magnétiques on peut le focaliser horizontalement ou verticalement. Un accélérateur de particules est constitué de 3 grandes parties :

- Une *source d'ions* qui permet, à partir d'atomes, de produire des ions. En effet ne peuvent être accélérés par un champ électrique que des particules chargées. Cette source d'ion est souvent constitué d'une cathode émettrice mais il existe d'autres techniques permettant de produire des ions.
- Les ions produits par la source d'ions sont extraits et injecté dans l'accélérateur proprement dit qui doit être sous un vide poussé sinon le faisceau d'ions serait vite arrêté dans le gaz présent. La partie accélératrice peut comporter plusieurs accélérateurs en série lorsque l'on souhaite atteindre des énergies élevées.
- En fin d'accélération le faisceau de particules est extrait à l'aide d'un déflecteur électrostatique par exemple. Il est conduit jusqu'aux aires expérimentales avec des lentilles magnétiques et focalisé sur la cible d'expérience. On peut réaliser des collisions avec un autre faisceau.

11.1.1 Accélérateurs à courant continu

Les premiers accélérateurs étaient à courant continu. Or pour accélérer un proton à 1 MeV, par exemple, il faut une tension de 1 million de volts. Le premier dispositif accélérateur a été réalisé par Cockroft et Walton en 1932. C'est un système compliqué à courant continu où une succession d'électrodes alignées permet de porter les particules à des énergies cinétiques de plus en plus élevées. Ce type d'accélérateur n'accélère des particules qu'aux alentours de 1 MeV au maximum.

L'autre type de machine à courant continu est une machine électrostatique : l'accélérateur de van de Graaf. L'idée de base est de transférer, grâce à une courroie, des charges électriques sur des électrodes. Des tensions de l'ordre de 5 à 10 MeV peuvent être atteintes avec des courants très faibles. Le tandem de van de Graaf est une amélioration astucieuse. L'idée est d'avoir un étage qui accélère un faisceau d'ions négatifs jusqu'à une certaine énergie cinétique. Le faisceau passe alors au travers d'une feuille mince (feuille de stripping (ou d'épluchage), en général une feuille très mince de carbone) qui a la propriété d'enlever plusieurs électrons aux ions négatifs et de les transformer en ions positifs que l'on peut à nouveau accélérer dans le second étage de l'accélérateur. Les tandems peuvent accélérer des ions jusqu'à des énergies d'environ 30 à 40 MeV.

11.1.2 Accélérateurs à tension alternative

Pour obtenir des énergies plus élevées on utilise des accélérateurs à tension alternative. L'accélération peut être effectuée de manière rectiligne ou circulaire.

a) Accélérateur linéaires

Les *accélérateur linéaires* (LINAC = *LI*Near *AC*celerator) utilisent un champ électrique de haute fréquence pour accélérer des particules qui se déplacent en paquets de manière rectiligne. La source alternative haute fréquence est obtenue par des tubes amplificateurs hyperfréquences (klystrons). Les particules sont groupées en paquets pour être accélérées par impulsions successives. Un LINAC est une suite de tubes accélérateurs, appelés tubes de glissement, disposés linéairement et séparés par des régions sans champ électrique. Le paquet de particules est accéléré lorsqu'il passe à l'intérieur d'un de ces tubes. Comme la tension est alternative, la fréquence est choisie de manière à ce que lorsque le paquet passe d'un tube de glissement au suivant elle est positive dans le nouveau tube pour continuer à accélérer les particules. Comme le paquet de particules va de plus en plus vite au fur et à mesure que son énergie cinétique augmente, la longueur du tube de glissement doit augmenter au fur et à mesure de l'accélération. La première machine de ce type, l'accélérateur de Wideroe, a été construite aux États-Unis en 1931.

Lorsque l'on accélère des électrons ils deviennent très vite relativistes car leur masse, $0,511 \text{ MeV}/c^2$, est petite devant l'énergie cinétique communiquée qui peut être du GeV ou supérieure dans les très grands accélérateurs. La longueur des tubes de glissement ou des cavités accélératrices est alors la même lorsque la vitesse de la lumière est pratiquement atteinte ($E > \approx 50 \text{ MeV}$). Ceci peut être utilisé astucieusement en utilisant un tube de glissement pour accélérer des électrons d'énergie très différente mais se propageant à une vitesse très proche de la vitesse de la lumière. C'est ce qui est fait dans l'accélérateur d'électrons CEBAF, aux États-Unis, qui fournit des électrons entre 0,6 et 6 GeV.



L'ACCÉLÉRATEUR D'ÉLECTRON CEBAF

La machine consiste en deux sections droites de cavités accélératrices d'environ 1,4 km de long enterrées à 8 m sous Terre. Deux portions courbes relient ces sections droites. Elles permettent de faire passer plusieurs fois le faisceau d'électrons dans la même section droite et d'augmenter son énergie. On peut ainsi atteindre 6 GeV. Pour faire recirculer le faisceau dans une section droite on lui fait parcourir une trajectoire courbe qui conduit à une émission de rayonnement de freinage (Bremstrahlung) donc à une perte d'énergie qu'il faut compenser lors de l'accélération.

Aujourd'hui, Le LINAC le plus long est le SLAC situé à Stanford aux États-Unis. Sa longueur, d'environ 3 km, accélère des électrons jusqu'à 50 GeV.

b) Accélérateurs circulaires

Pour atteindre des énergies élevées l'accélérateur linéaire doit être de plus en plus long. Les accélérateurs circulaires permettent d'atteindre de très grandes énergies car la longueur de la trajectoire peut être beaucoup plus longue que dans les accélérateurs

linéaires. Ils sont plus compacts mais, lorsque la vitesse des particules est grande, les pertes par rayonnement de freinage peuvent être élevées ce qui nécessite un supplément de puissance pour les compenser.

À basse énergie on utilise des machines ayant un champ magnétique fixe. Ce sont les *cyclotrons* et les *synchrocyclotrons*. Dans un cyclotron le champ magnétique est créé par un électroaimant fonctionnant à température ordinaire ou à la température de l'hélium liquide lorsque l'on utilise des systèmes supraconducteurs qui permettent d'obtenir des champs magnétiques plus élevés tout en consommant moins d'électricité. Dans l'entrefer de l'électroaimant, il y a deux cavités semicirculaires, les « Dees » comme on le voit sur le schéma simplifié de la figure 11.1. Les particules décrivent une trajectoire dans le plan perpendiculaire au champ magnétique, ici le plan du dessin. La trajectoire est une portion de cercle tant que les particules sont soumises au champ magnétique constant. Entre les deux Dees, elles sont soumises à une tension alternative dont la fréquence est choisie de telle manière qu'elle est dans le bon sens lorsque les particules abordent la phase d'accélération. Ceci est rendu possible puisque le temps mis pour parcourir un demi cercle est constant car il ne dépend pas de la vitesse de la particule. En effet, si m est la masse de la particule de vitesse v et R le rayon de la trajectoire dans le champ $\mathbf{B}$, on a, en appliquant la loi fondamentale de la dynamique :

$$m \frac{v^2}{R} = |q| v B \quad \text{soit puisque } v = R\omega \implies m\omega = |q| B \quad (11.4)$$

où ω est la pulsation. La fréquence, f , est donnée par $\omega = 2\pi f$, soit :

$$f = \frac{|q| B}{2\pi m} \quad (11.5)$$

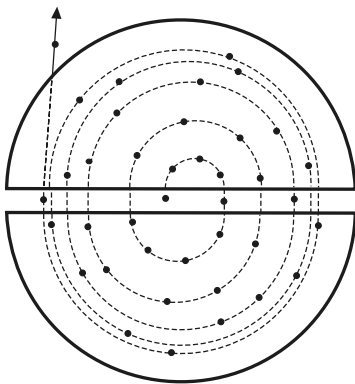


Figure 11.1 – Principe simplifié du cyclotron.

Si la particule devient relativiste, il faut remplacer la masse au repos m par γm si bien que la fréquence n'est plus constante. Un des avantages du cyclotron, en plus de sa compacité, est qu'il produit un courant pratiquement continu, donc un faisceau de grande intensité. Ce type de machine est très utilisée dans le domaine médical pour produire les radio-isotopes nécessaires aux diagnostics.



C'est en janvier 1931 que E.O. Lawrence et M.S. Livingstone construisent le premier cyclotron et accélèrent des protons à 80 keV. Ce cyclotron faisait 11 cm de diamètre et la tension accélératrice était de l'ordre de 2 000 V. En septembre 1931, E.O. Lawrence réalise un cyclotron de presque 30 cm de diamètre et accélère des protons à 1,1 MeV.

Le *synchrocyclotron* permet d'obtenir des énergies plus élevées mais il faut tenir compte des corrections relativistes si bien que la fréquence f doit diminuer lorsque γ augmente. Le CERN a un synchrocyclotron qui permet d'accélérer des protons à 600 MeV avec un champ $B = 1,94$ T et un rayon de $R = 2,25$ m.

Le synchrotron est basé sur le même principe que l'accélérateur linéaire mais on contraint, grâce à des aimants de courbure, le faisceau de particules à décrire une trajectoire presque circulaire. Le faisceau circule bien sûr sous un vide poussé dans un tuyau de quelques cm de diamètre. L'accélération des particules se fait lors de leur passage dans des cavités placées le long de la trajectoire. La fréquence et le champ magnétique doivent varier tout au long de l'accélération des particules qui sont groupées en paquets. Avec ce type d'accélérateur on peut accélérer des électrons ou des hadrons.



Le synchrotron de proton du CERN (appelé PS pour proton synchrotron) accélère des protons à une énergie maximum de 28,3 GeV. La machine fait 100 m de rayon et le champ magnétique maximum appliqué est de 1,4 T. Le gain d'énergie des protons est de 54 keV par tour. Le PS a servi par la suite d'injecteur à un nouveau synchrotron, le SPS (super proton synchrotron) qui fait 2,2 km de diamètre. Le champ magnétique maximum est de 2 T et les protons sont injectés du PS à une énergie de 10 GeV. Le PS a également servi à pré-accélérer et injecter des électrons dans le LEP (large electron positron collider) qui était un anneau de 27 km de long passant sous la France et la Suisse à une centaine de mètres sous terre. Dans le LEP, les électrons et les positrons circulaient en sens inverse à une vitesse pratiquement égale à celle de la lumière. Le LEP a été remplacé il y a peu de temps par le LHC (large hadron collider), capable notamment d'accélérer des ions lourds. Le LHC utilise le tunnel du LEP. Il comprend des aimants supraconducteurs (1 232 dipôles principaux supraconducteurs) et des structures accélératrices (8 cavités supraconductrices avec un champ accélérateur de 5 MV/m). Deux faisceaux de particules circulent dans l'accélérateur sous un vide poussé en sens opposé, dans des tubes distincts. Lorsqu'il s'agit de protons, ils sont injectés à 450 GeV après avoir été pré-accélérés par un ensemble d'accélérateurs. Le LHC porte leur énergie à 7 TeV pour des protons. Avec un ensemble d'accélérateurs un peu différents, on peut accélérer des noyaux de plomb injectés à 177 GeV par nucléon (177 GeV/u) pour

les porter, dans le LHC, à 2,76 TeV/u. L'objectif du LHC est de mettre en évidence le boson de Higgs lors de collisions entre 2 protons et d'étudier les propriétés du plasma quarks-gluons lors de collisions entre ions lourds.

Comme la trajectoire des particules dans un synchrotron est presque circulaire, il y a perte d'énergie par rayonnement synchrotron.

Pour accélérer des faisceaux à des énergies de plus en plus élevées à un coût économiquement acceptable et réalisable, on utilise des dispositifs supraconducteurs. Pour courber les faisceaux il faut des champs magnétiques intenses, supérieurs à 2 T, qui ne peuvent être obtenus facilement qu'avec des aimants supraconducteurs. Les performances des cavités accélératrices radiofréquence sont aussi limitées lorsqu'elles sont en cuivre et fonctionnent à la température ordinaire. En effet, les pertes par effet joule augmentent comme le carré de la tension accélératrice et l'on ne peut dépasser des valeurs du champ électrique accélérateur de l'ordre du MV/m. La chaleur dégagée, et ses conséquences, ainsi que la consommation électrique deviendraient rédhibitoire. Avec des cavités supraconductrices on peut atteindre des valeurs de champs accélérateur bien supérieures. Ainsi, à CEBAF, les cavités supraconductrices permettent d'obtenir des valeurs de champ électrique de 20 MV/m pour une consommation électrique de seulement 15 kW.

11.1.3 Collisionneurs

Les accélérateurs peuvent être utilisés pour bombarder des cibles fixes dans le système du laboratoire. Dans ce cas l'énergie disponible dans le système du centre de masse pour la réaction est beaucoup plus faible comme nous l'avons vu dans les sections 5.5 et 5.7. L'avantage de la cible fixe est sa simplicité et de pouvoir disposer de grands flux de particules (grande intensité). Aux énergies relativistes, l'énergie dans le centre de masse, dans le cas de collisions sur cible fixe est particulièrement faible. Ainsi, pour produire un boson vecteur $W^\pm$ de 90 GeV/ c^2 il suffit de faire la collision de 2 protons de 45 GeV allant en sens inverse. Avec une cible fixe, il faut un proton de 4500 GeV. C'est la raison pour laquelle on a développé des collisionneurs qui sont des accélérateurs dans lesquels un faisceau accéléré dans un sens peut entrer en collision avec un faisceau circulant dans l'autre sens. Si l'on gagne au niveau de l'énergie dans le centre de masse on perd en termes de nombre de collisions. En effet, avec une cible fixe on peut avoir plus de 10^{22} atomes/cm² alors qu'avec un collisionneur on est plutôt dans des chiffres de l'ordre de 10^{11} collisions/cm². C'est la raison pour laquelle on développe des anneaux de stockage qui permettent d'accumuler des particules et de les stocker avant de les utiliser lors de collisions.

11.1.4 Faisceaux secondaires

Les accélérateurs permettent de communiquer de l'énergie cinétique à des particules chargées. Pour cela on enlève des électrons aux atomes lorsqu'on les produit dans la source d'ions et on peut éventuellement augmenter la charge électrique en les épiluchant, c'est-à-dire en enlevant d'autres électrons du cortège atomique, lorsqu'ils

passent à grande vitesse au travers d'une fine feuille de matériau. On est aussi intéressé à avoir des faisceaux de particules neutres comme les neutrons ou les photons.

Les neutrons sont produits dans un réacteur nucléaire et on peut en extraire un faisceau pour faire des études. Ce sont des neutrons dont l'énergie moyenne est de l'ordre de 1 à 2 MeV avec une queue de distribution allant jusqu'à 5-6 MeV. Des neutrons plus énergétiques peuvent être produits en bombardant une cible par des particules rapides. Ainsi, on peut produire des neutrons très rapides par spallation. C'est par exemple le cas de la source de spallation ISIS, située au Rutherford Appleton Laboratory en Grande-Bretagne, qui produit des neutrons de spallation par bombardement d'une cible de tantale par des protons de 800 MeV. Ces derniers ont été accélérés en 2 étapes : d'abord par un LINAC jusqu'à 70 MeV avant d'être injectés dans un synchrotron qui porte leur énergie cinétique à 800 MeV. Les neutrons très énergétiques produits peuvent être ralentis avec des modérateurs pour obtenir des neutrons ayant des énergies cinétiques plus faibles.

On peut produire des faisceaux de photons de grande énergie par rayonnement de freinage d'électrons (Bremstrahlung). Le synchrotron Soleil, sur le plateau de Saclay, en France, et l'ESRF (*European synchrotron radiation facility*) à Grenoble, sont des exemples de machines permettant de produire du rayonnement synchrotron, c'est-à-dire des faisceaux de photons de grande qualité et de bonne intensité pour faire des études scientifiques dans de nombreux domaines. La lumière synchrotron peut être jusqu'à 10 000 fois plus intense que la lumière du Soleil dans un domaine de longueur d'onde qui peut aller de l'infrarouge aux rayons X les plus durs.



Le synchrotron Soleil comprend 2 accélérateurs en série. Le premier est un LINAC qui accélère des électrons à 100 MeV. Leur énergie est portée à 2,75 GeV dans un accélérateur circulaire appelé booster avant d'être injecté dans un anneau de stockage en forme de polygone ayant un périmètre de 354 m. L'anneau de stockage comporte des éléments magnétiques qui permettent de guider le faisceau. Il y a également en certains endroits des structures magnétiques, les onduleurs, qui font osciller les électrons et génèrent des faisceaux de photons aux caractéristiques spatiale, temporelle et énergétique très précises. Ces faisceaux, que l'on appelle *lignes de lumière*, sont utilisés pour sonder la matière.

11.2 DÉTECTION DE PARTICULES

La radioactivité est invisible ; on ne peut la détecter et obtenir des informations sur les particules qu'en détectant celles-ci. Leur détection repose sur l'interaction rayonnement-matière qui, compte tenu de son importance, a été détaillée dans le chapitre 6. La particularité des phénomènes nucléaires est l'extrême sensibilité de détection que l'on peut atteindre. On est en effet capable de détecter 1 particule là

où l'analyse chimique a du mal à en détecter 10^{10} . Cette sensibilité joue parfois en défaveur de la radioactivité et de son utilisation puisque la moindre particule peut être détectée alors que son effet sur la santé est la plupart du temps tout à fait négligeable à des quantités si faibles. La radioactivité naturelle d'un être humain moyen est d'environ 8 000 Bq et on peut facilement la détecter. Détecter quelques dizaines de milliers d'atomes ou de molécules serait par contre une tâche extrêmement difficile. Plusieurs méthodes de détection existent selon le problème posé. Un bon détecteur doit être sélectif, avoir une bonne résolution et un bon rapport signal bruit car la difficulté est souvent d'extraire le signal intéressant du bruit de fond dont les causes sont multiples.

Beaucoup de détecteurs sont basés sur l'ionisation produite lors du passage d'une particule dans la matière qu'elle soit gazeuse, liquide ou solide. On crée des charges en nombre variable qu'il faut collecter pour obtenir une information sur la particule ayant traversé le détecteur. Le phénomène d'ionisation peut être direct, lorsque la particule est chargée ou indirect dans le cas de particules neutres comme des photons γ ou des neutrons.

11.2.1 Détecteurs à gaz

L'ionisation de la matière est le phénomène le plus utilisé pour détecter une particule chargée. Une particule passant dans la matière ionise celle-ci sur son passage. Si on est capable de collecter les charges positives d'un côté et négatives de l'autre, on peut créer un signal électrique permettant d'obtenir des informations sur la particule. Les particules chargées ionisent directement la matière mais les particules neutres comme le rayonnement γ ou les neutrons peuvent aussi créer une ionisation secondaire. Les γ en produisant des électrons secondaires ou en créant des paires e^+e^- ; les neutrons en éjectant des protons lors d'une collision. Les détecteurs à gaz ont été les premiers utilisés historiquement pour détecter la radioactivité.

a) Chambre d'ionisation

Schématiquement, une chambre d'ionisation est un condensateur avec un gaz qui peut être de l'air ou d'autres gaz pour obtenir de meilleures performances (figure 11.2). Les électrodes étant polarisées, un champ électrique existe entre les deux électrodes. La particule, en passant entre les armatures de la chambre d'ionisation, crée des charges positives (ions) et négatives (électrons) sur son passage. Le champ électrique permet de séparer les charges et de les faire dériver vers les électrodes. Elles génèrent un courant sur ces dernières qui est détecté et amplifié. Le signal électronique généré est traité pour obtenir les informations nécessaires sur l'énergie de la particule. Lors de la dérive des charges formées lors du passage de la particule détectée, les électrons vont vers l'anode, chargée positivement, et les ions vers la cathode, chargée négativement. On obtient ainsi un signal électrique et un courant sur les électrodes. Si le champ électrique n'est pas suffisant, il y a recombinaison des charges et l'on ne mesure plus un signal proportionnel à l'énergie déposée car on n'en collecte qu'une partie.

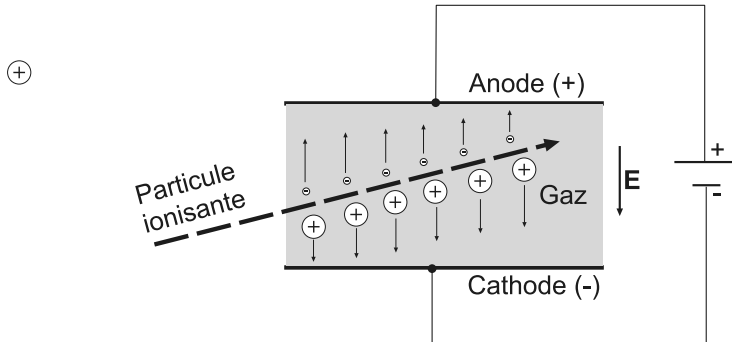


Figure 11.2 – Principe d'une chambre d'ionisation.

Il faut environ 35 eV pour créer une paire d'ions dans l'air et entre 20 et 40 eV avec d'autres gaz. Le temps de dérive des ions dans le gaz est un facteur limitant pour le taux de comptage et l'on a intérêt à choisir un gaz où cette dérive est rapide. La valeur de 35 eV peut paraître élevée mais il ne s'agit bien sûr pas de l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule particulière. C'est une moyenne qui tient compte du fait que les collisions entre la particule et les molécules de gaz ne conduisent pas toutes à une ionisation. Cette valeur élevée montre que beaucoup de collisions n'ionisent pas la matière.

Avec des technologies et des géométries plus complexes on peut concevoir des chambres d'ionisation permettant de faire de la localisation spatiale. Le volume de détection peut alors être très important et couvrir un large domaine angulaire de détection.

b) Compteurs proportionnels

Dans une chambre d'ionisation le champ électrique appliqué, c'est-à-dire la tension électrique entre les 2 électrodes, est suffisant pour séparer les charges formées et les amener sur les électrodes. Si l'on augmente cette tension on passe dans un autre régime où les électrons produits peuvent acquérir suffisamment d'énergie cinétique pour ioniser à leur tour le gaz. Lorsque la tension appliquée n'est pas trop grande on est dans un régime proportionnel, où le nombre d'électrons produit est proportionnel au nombre d'électrons initialement formés. Cela correspond à des champs électriques qui sont typiquement de l'ordre de 10^6 V/m. Le gaz utilisé est souvent un mélange d'argon (90 %) et de méthane (10 %). L'intérêt est d'obtenir un signal plus important dans le gaz pour avoir moins besoin de l'amplifier et de diminuer le bruit de fond. On peut avoir des facteurs d'amplification de l'ordre de 10^4 à 10^8 . La résolution en énergie des compteurs proportionnels est plus faible que celle des chambres d'ionisation mais l'électronique est aussi plus simple. Les compteurs proportionnels ont le plus souvent une structure cylindrique avec une électrode positive centrale qui est un fil dirigé selon

l'axe de symétrie. Le champ électrique est très intense au voisinage du fil ; c'est à ce niveau que ce fait la multiplication des électrons.

Dans les expériences de haute énergie on utilise souvent le régime proportionnel pour chambres proportionnelles multi-fils ou les chambres à dérive.

c) Compteur Geiger

Pour une tension plus élevée, la multiplication des charges n'est pas proportionnelle et le nombre final d'ions est indépendant du nombre initial. Le domaine de tension où l'on observe ce phénomène est le régime Geiger-Müller. On observe une avalanche d'électrons (avalanche de Townsend). Comme de nombreux photons sont aussi produits, d'autres charges sont créées par effet photoélectrique dans la région où le champ électrique est fort, c'est-à-dire au voisinage du fil d'anode. Lors d'une décharge, le courant d'anode est saturé ce qui explique l'indépendance de l'amplitude du signal par rapport au nombre de charges primaires. Le régime Geiger-Müller peut être atteint en augmentant la tension ou en diminuant la pression du gaz du détecteur. Ce dernier paramètre est assez commode. Partant d'un compteur fonctionnant dans le régime proportionnel on peut, en diminuant la pression du gaz, passer d'un régime proportionnel, à un régime semiproportionnel avant d'atteindre celui de Geiger Müller. L'avantage du régime Geiger Müller est d'obtenir des impulsions importantes. Les compteurs Geiger ou Geiger Müller (figure 11.3) travaillent dans ce régime et sont souvent utilisés pour détecter la radioactivité. Par contre le taux de comptage est limité car il y a un temps mort important lors de la détection d'une particule.

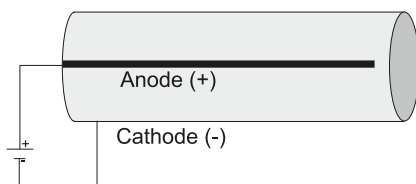


Figure 11.3 – Principe du compteur Geiger.

Si la tension va au-delà du régime de Geiger Müller, on amorce une décharge continue, même en l'absence de rayonnement traversant le détecteur, et le compteur est inutilisable.

d) Détecteurs à plaques parallèles

Un détecteur à plaque parallèles est constitué d'une faible épaisseur de gaz à basse pression (quelques mm de mercure) confinée entre deux feuilles très minces de plastique métallisé. On applique un champ électrique intense entre les 2 plaques pour qu'il y ait un effet d'avalanche lorsqu'une particule légère ou un ion lourd traverse ce détecteur et ionise le gaz. Un signal rapide est émis qui peut être utilisé dans une mesure de temps de vol de la particule. Associé à un autre détecteur placé plus loin,

on peut mesurer le temps de vol de la particule entre les 2 détecteurs. Si une chambre d'ionisation placée derrière le second détecteur mesure l'énergie on peut, avec le temps de vol, déterminer la masse de la particule.

11.2.2 Détecteurs à scintillation

Il existe certains milieux, minéraux ou organiques, où le passage d'une particule chargée se traduit par une émission de lumière de fluorescence. Cette émission de lumière peut soit venir du matériau lui-même, soit d'additifs qui ont été ajoutés. Si le milieu est transparent aux photons émis, on peut collecter ceux-ci et mesurer leur intensité. Ces milieux sont en général isolants. Contrairement aux détecteurs d'ionisation où l'on essaye de séparer les charges créées pour les collecter, dans un scintillateur on préfère au contraire que les excitations électron-trou se recombinent pour émettre de la lumière. Pour les cristaux habituellement utilisés, l'émission de lumière se fait dans le bleu ou dans le proche UV. Dans la pratique on peut couramment générer des milliers ou des dizaines de milliers de photons. L'objectif est d'en récupérer le maximum et de les conduire, grâce à un guide de lumière, vers la fenêtre d'entrée d'un photomultiplicateur.

Un photomultiplicateur permet de convertir des photons, lorsqu'ils touchent la photocathode, en électrons. La photocathode est généralement constituée d'une couche mince d'alliage alcalin. Elle émet facilement des électrons lorsqu'elle est bombardée par des photons suffisamment énergétiques ce qui est le cas de la lumière émise par les scintillateurs. Derrière la photocathode se trouvent une série d'électrodes, les dynodes, portées à des potentiels électriques croissants. Les électrons générés sur la photocathode sont accélérés et focalisés sur la première dynode qui multiplie le nombre d'électrons et ainsi de suite avec les dynodes suivantes. Les photomultiplicateurs ont entre 10 et 14 dynodes qui permettent d'obtenir un signal pouvant atteindre jusqu'à 10^{17} fois le signal initial. L'ensemble de ces électrodes est sous vide dans une enceinte fermée et constitue le photomultiplicateur. L'efficacité énergétique dépend de la longueur d'onde des photons. C'est la raison pour laquelle on utilise parfois des dopants permettant de déplacer la longueur d'onde dans le domaine où la photocathode est la plus efficace. Typiquement on peut créer 1 électron pour 4 photons absorbés. Pour certaines détections, on peut aussi utiliser des photodiodes à la place de photomultiplicateurs.

Les scintillateurs sont soit organiques (plastiques, liquides) soit inorganiques (cristaux comme le NaI, Ge, CsF₂, BGO...). Les scintillateurs inorganiques sont des cristaux dopés. Ainsi l'iodure de sodium est dopé au thallium et on note cela NaI(Tl). C'est un cristal scintillateur très utilisé en détection γ si l'on souhaite une résolution moyenne.

On a aussi de plus en plus besoin de détecteurs dits 4π c'est-à-dire couvrant le maximum d'angle solide et permettant de localiser les angles d'émission des particules. C'est notamment utilisé pour faire de l'imagerie dans le médical ou dans l'industrie. Lorsque l'on a besoin d'un grand nombre de détecteurs le problème d'encombrement et de coût se pose. Il est alors intéressant d'utiliser des cristaux ayant un grand numéro atomique car ils permettent d'avoir un volume plus faible pour la même

efficacité. Les cristaux de BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) couplés à des photodiodes ou des mini photomultiplicateurs sont intéressants pour cela.

Les scintillateurs organiques peuvent être utilisés de diverses manières sous forme d'un grand volume liquide, de blocs ou en feuilles minces. Ces dernières sont intéressantes pour faire du temps de vol car la réponse du scintillateur au passage d'une particule est très rapide. Le temps de réponse est de l'ordre de la ns et la décroissance est rapide, typiquement une centaine de ns ce qui permet des taux de comptage élevés. Par contre ils sont moins sensibles. Alors qu'il faut environ 25 eV pour créer un photon dans un NaI(Tl) il faut de l'ordre de 100 eV dans un scintillateur plastique. Pour un cristal de BGO c'est environ 300 eV.

11.2.3 Détecteurs semiconducteurs

Les détecteurs à semi-conducteurs sont des détecteurs d'ionisation mais la particule détectée, au lieu de créer des paires ions-électrons dans la zone active, crée des paires électrons-trous dans le cristal. On utilise beaucoup des détecteurs à base de silicium pour détecter des ions lourds. La structure du détecteur est typiquement celle d'une jonction que l'on polarise en inverse de manière à avoir une grande zone de déplétion qui est la zone active du détecteur. L'intérêt des détecteurs semi-conducteurs est d'être compacts et de ne nécessiter qu'environ 3 eV pour créer une paire électron-trou alors qu'il faut environ 30 eV dans une chambre d'ionisation et 300 eV dans cristal de BGO. La résolution est donc bien meilleure (les fluctuations statistiques sont plus faibles) toutefois les chocs nucléaires, en fin de parcours de la particule que l'on détecte, sont moins bien gérés dans les détecteurs semi-conducteurs que dans les chambres d'ionisation. Les détecteurs semi-conducteurs sont aussi rapides et le temps de montée des impulsions est de l'ordre de quelques nanosecondes ce qui peut parfois être utilisé pour faire du temps de vol.

Lorsque l'on détecte des ions lourds on utilise aussi des dispositifs dits E- ΔE où l'on place devant le détecteur qui arrête complètement la particule un détecteur semi-conducteur très fin pour que la particule laisse une partie de son énergie ΔE mais ne soit pas arrêtée. La mesure simultanée de E et de ΔE permet, dans le plan E- ΔE de séparer les particules selon leur numéro atomique. Il existe aussi des détecteurs semi-conducteurs à localisation.

Le germanium est utilisé pour détecter les photons γ . Les détecteurs germanium ont une structure de jonction *pin*. Le rayonnement est détecté dans la partie intrinsèque (*i*). Ce sont des détecteurs chers, surtout s'ils sont gros ce qui est nécessaire pour arrêter des γ de grande énergie. Il doivent fonctionner et être conservés à la température de l'azote liquide pour diminuer le bruit de fond car le gap du germanium (0,66 eV à 300 K) est plus faible que celui du silicium (1,2 eV).

11.2.4 Autres détecteurs

De nombreux détecteurs ont été développés en physique nucléaire, physique des particules ou pour les applications. Il n'est pas possible de les passer tous en revue. Certains sont d'une grande complexité et d'une taille impressionnante. Ils sont souvent

constitués de différents détecteurs. En physique des particules d'énormes détecteurs sont construits pour traquer de nouvelles particules ou de nouveaux effets physiques. Une électronique analogique et digitale spécifique est nécessaire pour traiter les masses énormes d'information et déjà faire un tri parmi les données prises en court d'expérience.

11.3 APPLICATIONS INDUSTRIELLES

Il existe de nombreuses applications des radionucléides dans le domaine de l'industrie. Lorsque leur usage s'impose pour une application donnée c'est qu'ils présentent un avantage indéniable car leur utilisation est bien sûr moins commode compte tenu de la radioactivité qui induit des contraintes réglementaire souvent pesantes. Nous allons, dans cette section, donner quelques exemples d'applications sachant qu'elles sont beaucoup plus nombreuses que cela.

11.3.1 Traceurs

Comme la radioactivité se détecte avec une très grande sensibilité, on peut utiliser des isotopes radioactifs comme traceurs pour suivre le déplacement de substances dans des milieux difficilement accessibles par les méthodes usuelles. Un des avantages de cette méthode est qu'aucune source externe d'énergie n'est nécessaire. On utilise souvent un isotope radioactif de l'élément non radioactif que l'on veut suivre. Comme ils ont les mêmes propriétés chimiques, le traceur permet de suivre exactement son comportement. Un bon traceur doit avoir une période suffisamment courte pour disparaître au bout d'un certain temps mais suffisamment longue pour avoir le temps de faire les mesures. Comme le rayonnement peut avoir à traverser des matériaux absorbants, il doit être assez pénétrant. C'est le cas du rayonnement γ qui est largement utilisé dans les traceurs.

Les premières applications ont été faites dans le domaine du médical. En 1940, l'iode radioactif a été utilisé comme traceur pour explorer la glande thyroïde. C'est le principe de la scintigraphie qui consiste à injecter un traceur radioactif pour obtenir l'image du fonctionnement d'un organe. La scintigraphie thyroïdienne utilise comme traceur du ^{99}Tc , l' ^{123}I ou l' ^{131}I (cf. section 9.2).

On fait parfois la distinction entre *traceur* et *marqueur*. Pour prendre le cas du ^{60}Co , par exemple, si on utilise cet isotope pour étudier le comportement du cobalt naturel on parle plutôt de traceur. Si l'on s'en sert pour suivre le devenir d'une autre métal, comme l'acier on parlera plutôt de marqueur.

L'extrême sensibilité du procédé permet de réaliser des mesures impossibles par les méthodes classiques. Ainsi, si l'on met un élément radioactif dans une pièce métallique soumise à l'usure comme un moteur d'automobile, on peut très précisément suivre son usure à partir de la mesure de la radioactivité que l'on retrouve dans l'huile du moteur.

Il y a de multiples applications des traceurs dans le milieu industriel. Ils permettent par exemple de rechercher des fuites de gaz ou de liquide. Il y a des applications dans le domaine de l'environnement : le ^{82}Br ou ^{131}I sont utilisés en hydrologie souterraine, l' ^{198}Au , l' ^{192}Ir et d'autres radio-isotopes en sédimentologie dynamique, *etc.* Les sources radioactives sont aussi utilisées pour la recherche de pétrole où elles permettent de faire des mesures en temps réel.

11.3.2 Production de radio-isotopes

La production de radio-isotopes est une activité importante, notamment pour des applications médicales. Citons pour illustrer cela le $^{99}_{43}\text{Tc}^m$ dans un état métastable. Cet isotope, dont la période est d'environ 6 heures, est utilisé en scintigraphie (notamment osseuse) et en tomographie d'émission monophotonique. Sa courte période fait qu'au bout de 24 heures il n'en reste plus que de l'ordre de 6 %. On le fabrique à partir de générateurs de $^{99}_{42}\text{Mo}$ (figure 4.6). Cet isotope, dont la période est de 66,5 heures, est fabriqué en réacteur par irradiation du $^{98}_{42}\text{Mo}$ selon la réaction $^{98}_{42}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}_{42}\text{Mo}$. Il faut ensuite séparer le $^{99}_{42}\text{Mo}$ et préparer les générateurs de $^{99}_{43}\text{Tc}^m$ qui sont acheminés dans les centres d'examen. Il s'agit donc d'une activité à flux tendu à cause des périodes courtes des radio-isotopes.

11.3.3 Radiographies nucléaires

La radiographie X est un moyen bien connu pour obtenir des images de matériaux peu denses ou peu épais. Dans le domaine médical la radiographie pulmonaire en est un exemple. Le rayonnement γ est plus pénétrant que les rayons X et peut être utilisé pour faire du contrôle non destructif sur des épaisseurs plus grandes et plus absorbantes. Une des méthodes de radiographie la plus utilisée est la *gammagraphie*. Cette technique a, avant la seconde guerre mondiale, utilisé des sources de ^{226}Ra mais, après la guerre, les radio-éléments artificiels se sont imposés. On utilise surtout (environ 80 % des sources de gammagraphie sont de ce type) l' ^{192}Ir qui a une période de 74 jours et émet des photons γ d'énergies comprises entre 200 et 600 keV. Le ^{60}Co est utilisé dans environ 10 % des appareils de gammagraphie. Sa période est de 5,3 ans et il émet des photons γ d'énergies comprises entre 1 170 et 1 340 keV. Ces deux isotopes sont fabriqués en réacteur nucléaire. D'autres isotopes ont des utilisations plus marginales (environ 5 % des sources). Ce sont le ^{170}Tm , le ^{169}Y , le ^{75}Se , le ^{137}Cs , le ^{152}Eu et le radium.

Les sources industrielles ont une forte activité, de quelques Ci à quelques dizaines de Ci pour l' ^{192}Ir par exemple. Les domaines d'application sont nombreux : fonderie, génie civil, travaux publics, divers domaines de la construction, industries du pétrole, du gaz naturel, armement, centrales électrogènes, *etc.*

Il existe d'autres techniques de radiographie nucléaire comme :

- La *neutronographie* qui utilise des neutrons produits dans un réacteur nucléaire dédié ou des sources radioactives de ^{252}Cf pour examiner des composés hydrogénés

légers comme les matières plastiques, par exemple. Cette méthode est aussi utilisée dans l'industrie nucléaire.

- La radiographie utilisant le rayonnement synchrotron qui permet de disposer de faisceaux de photons ayant des propriétés bien définies.
- La bêtagraphie qui utilise les électrons émis par le tritium, le ^{14}C ou le ^{63}Ni pour examiner des matériaux minces comme les billets de banque, par exemple.
- L'autoradiographie qui utilise la radioactivité contenu dans l'échantillon que l'on examine. Cette technique peut être utilisée en métallurgie comme dans les sciences du vivant.

11.3.4 Jauges radiométriques

Comme le rayonnement interagit avec la matière, on peut utiliser ces interactions pour accéder à la valeur de paramètres macroscopiques importants de procédés industriels comme la densité, l'épaisseur, le niveau, l'homogénéité, la présence de défauts, la pression, le débit, la composition, etc. On utilise pour cela des sources radioactives scellées d' ^{241}Am , de ^{137}Cs , de ^{60}Co , de ^{90}Sr , etc.

La figure 11.4 montre le principe d'une jauge de niveau permettant de contrôler la présence ou l'absence de liquide à une hauteur donnée.

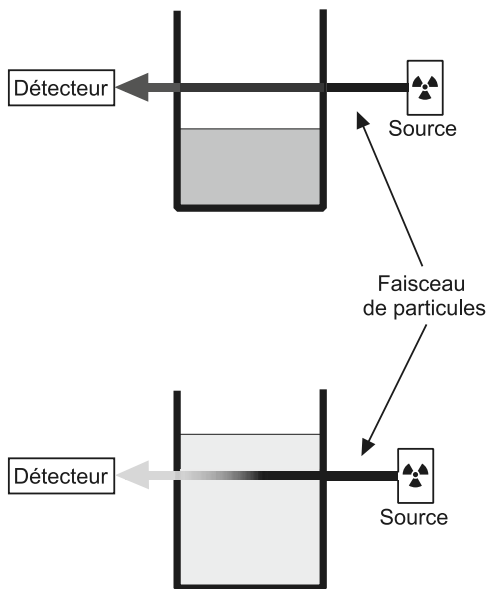


Figure 11.4 – Principe d'une jauge de niveau utilisant une source radioactive.

La figure 11.5 montre le principe d'une jauge d'épaisseur utilisée pour repérer des défauts dans une tôle qui défile devant des détecteurs.

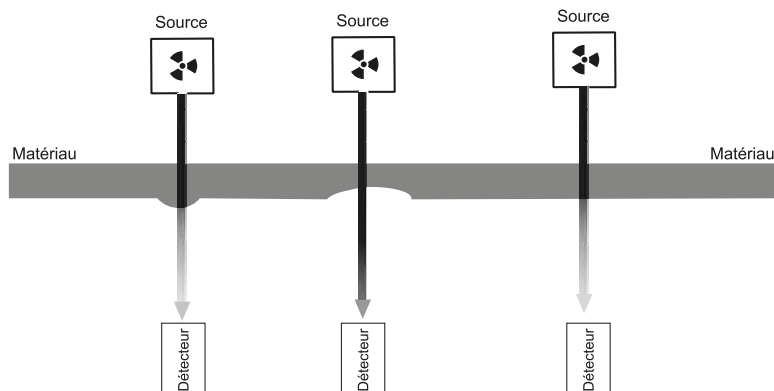


Figure 11.5 – Principe d'une jauge d'épaisseur utilisant une source radioactive.

11.3.5 Analyse par activation

Beaucoup de noyaux stables ont une grande section efficace de capture de neutrons thermiques par la réaction (n, γ) . Le noyau formé est souvent radioactif et peut être détecté. Comme on peut détecter une radioactivité très faible on peut mesurer la concentration du noyau même s'il est à l'état de trace. Cette méthode, connue sous le nom d'analyse par activation par neutrons, permet de mesurer des quantités infimes de noyaux. L'activation neutronique se fait en utilisant les neutrons thermiques d'un réacteur nucléaire.

Prenons un exemple concret. Si l'on recherche des traces d'or dans un matériau par activation neutronique, l' ^{197}Au capture un neutron thermique et donne de l' ^{198}Au qui a une période de 2,7 jours. Dans 95 % des cas ce noyau se désexcite par émission β^- pour donner du $^{198}\text{Pt}^*$ excité qui se désexcite en émettant un γ de 412 keV. En mesurant à la fois la période de désintégration et l'énergie du photon on peut identifier l'atome d' ^{197}Au .

Si N est le nombre de noyaux par unité de surface qui sont irradiés par le flux Φ par unité de surface et de temps, on a, pour l'activité $\mathcal{A}$, si λ est la période du noyau formé par activation :

$$\mathcal{A} = \sigma N \Phi [1 - e^{-\lambda t}] \quad (11.6)$$

11.3.6 Stérilisation

Les radiations sont souvent utilisées pour stériliser des accessoires médicaux comme les seringues, les gants chirurgicaux, etc. L'avantage de ce procédé est qu'il peut se faire à température ambiante et l'augmentation de température due à la stérilisation ne dépasse pas 10°C alors qu'une stérilisation classique se fait à environ 120°C pendant un quart d'heure. Les sources de radiation peuvent être soit une source radioactive de forte intensité, comme le ^{60}Co , soit un accélérateur d'électrons. On peut utiliser

directement les électrons ou les convertir, en bombardant une cible, en rayons X plus pénétrants. L'énergie des particules utilisées pour la radiostérilisation est choisie pour qu'il n'y ait pas d'activation des matériaux irradiés qui ne sont donc pas radioactifs. Il peut éventuellement rester quelques radicaux libres ou espèces oxydées mais ils ne présentent pas de danger particulier. La radiostérilisation est plus efficace dans les milieux humides plutôt que secs ou riches en oxygène. Il n'y a pas destruction complète de tous les microorganismes mais une réduction importante de leur nombre sinon il faudrait irradier le matériau avec des doses trop importantes. Pour une dose de 45 kGy, par exemple, on réduit le nombre de micro-organismes dans un rapport de l'ordre de 10^8 .

Les irradiations sont aussi très utilisées pour détruire des micro-organismes pathogènes qui peuvent être présents dans certains aliments. Plutôt que d'utiliser des produits chimiques pour les détruire, il vaut mieux utiliser la radiostérilisation. Les épices ou les herbes sèches, par exemple, seraient, sans traitement (chimique ou par radiations), des vecteurs d'affections graves. Il faut des doses plus faibles pour éliminer les insectes ou les larves, de l'ordre de 600 Gy. Un autre avantage est que la nourriture irradiée se conserve beaucoup plus longtemps que celle qui ne l'est pas et l'on peut, par exemple, garder des fraises intactes pendant de nombreux jours. Toutefois, l'irradiation de la viande peut donner un goût désagréable à celle-ci si bien qu'on n'utilise pas cette technique. C'est dommage qu'on ne puisse le faire car l'irradiation permettrait d'éliminer l'*Escherichia coli* O157:H7, qui est une bactérie potentiellement mortelle (maladie des hamburgers). Elle peut conduire à plusieurs pathologies comme la colite hémorragique, le syndrome hémolytique et urémique ou le purpura thrombotique thrombocytopénique qui peuvent être fatales pour les enfants.

11.3.7 Ionisation des gaz

Les rayonnements sont ionisants. Aussi utilise-t-on parfois cette fonction particulière. L'exemple le plus connu est celui des détecteurs de fumée qui contiennent une petite source d' ^{241}Am et une chambre d'ionisation fonctionnant à l'air. Lorsqu'il y a de la fumée, le courant dans la chambre d'ionisation diminue et un signal sonore se déclenche. On peut avoir deux chambres d'ionisation en série, l'une étant reliée au milieu extérieur et l'autre scellée comme référence. La période radioactive de l' ^{241}Am , qui est émetteur α , est de 432 ans.

Lors de la manipulation de substances isolantes comme les matières plastiques, certains explosifs ou des liquides inflammables, il faut éviter une accumulation de charges électrostatiques qui pourraient initier une explosion. Des sources radioactives de faible intensité sont utilisées pour éviter cela.

11.4 DATATION

Plusieurs radioéléments sont utilisés pour dater des minéraux, des végétaux morts, des eaux fossiles, *etc.* On utilise des radio-isotopes de période différente selon l'âge à déterminer. Le principe de base, bien que des corrections puissent être faites, est qu'avant la formation du minéral ou avant la mort de l'être vivant, il y a équilibre entre

le radio-isotope considéré et le milieu environnant. En admettant que la concentration isotopique dans le milieu naturel ne varie pas au cours du temps, ce qui parfois demande quelques ajustements, la concentration de l'élément radioactif dans le matériau mort ne fait que décroître. La mesure de la radioactivité résiduelle de cet élément permet de calculer la date de formation du minéral ou la date de la mort de l'être vivant.

Pour la datation on utilise beaucoup le ^{14}C (émetteur β^- de période $t_{1/2} = 5730$ ans), le ^{40}K (émetteur β^- de période $t_{1/2} = 1,3$ ans) et le ^{232}Th (émetteur α de période égale à 14 milliards d'années).

Le ^{14}C permet de dater des objets jusqu'à 25 000 à 40 000 ans environ. Cette méthode a été mise au point en 1947 par F. Libby. Elle est beaucoup utilisée en archéologie ainsi qu'en climatologie. C'est ainsi qu'on a pu estimer l'âge des peintures des grottes de Lascaux. Le principe est qu'un organisme vivant assimile du carbone naturel. Or le ^{14}C est produit de manière ininterrompue en haute atmosphère (surtout entre 15 et 18 km d'altitude) par les neutrons cosmiques qui interagissent avec l'azote de l'air selon la réaction :



Le carbone formé réagit rapidement avec l'oxygène de l'air pour produire du CO_2 qui circule ensuite dans l'atmosphère et les océans. Il est absorbé par la biosphère, participe au processus de photosynthèse et le ^{14}C se retrouve finalement dans les animaux au bout de la chaîne alimentaire. On considère donc que le rapport $^{14}\text{C}/\text{C}$ est uniforme dans l'environnement par suite des échanges incessants qui y ont lieu. Pour que ce rapport soit constant il faut que la concentration de carbone dans l'atmosphère varie peu et que le flux de neutrons cosmiques reste constant.

DATATION AU ^{14}C : PRÉCAUTIONS

Il arrive parfois que l'évaluation de l'âge de certains objets par la méthode du ^{14}C ne soit pas cohérent avec d'autres évaluations. Cela peut avoir plusieurs origines et des corrections sont parfois nécessaires pour obtenir l'évaluation correcte de l'âge. Le flux cosmique de neutrons varie avec l'intensité du champ magnétique solaire et terrestre. Des actions humaines comme l'augmentation des émissions de CO_2 venant des combustibles fossiles ont aussi une influence sur le rapport $^{14}\text{C}/\text{C}$. Un arbre poussant près d'une autoroute fréquentée utilisera une bonne partie de CO_2 issu de la combustion du pétrole, où le rapport $^{14}\text{C}/\text{C}$ est plus faible que dans une région où les échanges se font normalement. Si l'on date l'arbre mort dans quelques milliers d'années, comme il a aujourd'hui moins de ^{14}C que le milieu naturel, on lui attribuera un âge plus important. Les explosions nucléaires expérimentales des années 50-60 ont presque doublé la quantité de ^{14}C dans l'atmosphère ce qui aura des conséquences pour les datations qui seront faites dans le futur. Grâce à la dendrochronologie, science qui consiste à étudier

les anneaux des arbres, et en particulier leur largeur qui représente leur croissance chaque année, on peut calculer, couche par couche, le rapport $^{14}\text{C}/\text{C}$ pour corriger pour chaque année cette valeur et obtenir une courbe de calibration globale.

La datation en géologie nécessite des isotopes naturels dont la période est beaucoup plus longue. En effet, il est imprécis de dater des objets dont l'âge est supérieur à plusieurs périodes du radio-isotope utilisé. Plusieurs méthodes existent mais sont parfois compliquées par le fait que le ou les descendants sont eux-mêmes radioactifs et qu'il peut y avoir des rapports de branchement.

La méthode potassium-argon utilise le ^{40}K qui donne de l' ^{40}Ar dans 11 % des cas (par capture électronique) et du ^{40}Ca dans 89 % des cas. L'argon est un gaz qui peut rester piégé dans la lave lors d'une éruption volcanique. À partir de ce moment là, la concentration en argon dans les micro-inclusions va augmenter, alimentée par la décomposition du ^{40}K . Le dosage du rapport relatif entre le potassium et l'argon va permettre de dater l'éruption. On a ainsi pu obtenir l'âge d'échantillons de roches lunaires et de roches basaltiques terrestres. Le potassium permet de dater des minéraux volcaniques âgées de quelques centaines de millions d'années à 1 milliard d'années.

Le thorium est utilisé pour dater des matériaux très anciens : coraux, coquillages, concrétions calcaires, certains ossements fossiles, etc. La méthode uranium-thorium permet de dater avec précision les coraux fossiles. Son principe repose sur le fait que l' ^{234}U est soluble dans l'eau de mer alors que son descendant, le ^{230}Th , ne l'est pas. Lorsque le corail se développe, il n'absorbe que l' ^{234}U soluble alors que le ^{230}Th tombe au fond de la mer. Lorsque le corail meurt, l' ^{234}U présent dans le corail donne du ^{230}Th qui reste piégé dans celui-ci. Le dosage relatif de ces deux isotopes permet de mesurer l'âge du corail.

Il existe d'autres méthodes de datation dont l'utilisation est parfois plus complexe. L'utilisation de plusieurs méthodes de datation permet d'évaluer l'âge d'un même objet avec une plus grande certitude

11.5 SOURCES D'ÉNERGIE

La radioactivité libère de l'énergie que l'on peut utiliser dans des endroits où il n'y a pas d'autres sources. C'est le cas du domaine spatial pour des missions loin du Soleil où l'énergie solaire est si faible qu'elle ne peut être utilisée. Les sources d'énergie dédiées à l'espace utilisant des isotopes radioactifs sont des thermogénérateurs d'électricité à radio-isotopes. Ils produisent de l'électricité à partir de la chaleur émise par une source radioactive. Les sources les plus utilisées sont des émetteurs α car cette particule est arrêtée avec peu de matière et son énergie cinétique est transformée en chaleur. L'électricité est produite par effet Seebeck. Celui-ci apparaît lorsque l'on soude deux métaux de nature différentes et que l'une des soudures est à une température plus haute que l'autre : on génère un courant électrique dans le circuit. Cet effet est utilisé dans les thermocouples. Le rendement est faible, souvent inférieur à 5 % et la présence d'une source radioactive est un inconvénient en termes de sécurité si l'appareil venait

à être perdu ou accidenté. Ses avantages sont un faible encombrement et la possibilité, en choisissant bien la période de l'émetteur, de disposer d'énergie pendant un temps très long là où les batteries classique auraient rendu l'âme depuis longtemps.

Si l'on veut une source d'énergie puissante mais qui dure suffisamment longtemps on prend un générateur à base de ^{238}Pu (PuO_2 à 75 % de 238) dont la période est de 97,7 ans et la puissance de 567 W/kg. Pour une puissance plus modeste mais durant très longtemps le choix pourra s'orienter vers un générateur à ^{241}Am (AmO_2) de période 432 ans. Pour des sources de très grande puissance mais de courte durée de vie on pourra utiliser un générateur de ^{210}Po (polonium contenant 95 % d'isotope 210) dont la puissance est de 140 kW/kg mais qui a une période de 138,4 jours. La figure 11.6 montre le pourcentage de la puissance initiale en fonction du temps pour les 3 sources citées plus haut.

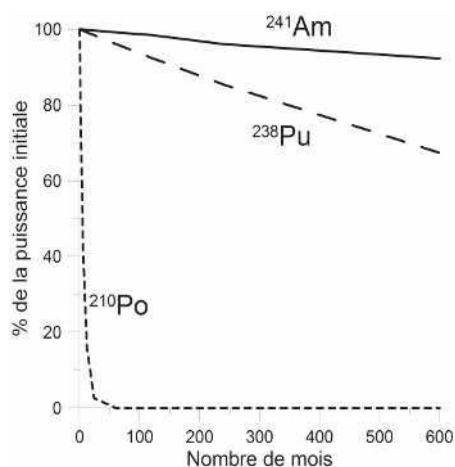


Figure 11.6 – Évolution typique de la puissance de quelques thermogénérateurs d'électricité à radio-isotopes en fonction du temps.

Exercices

11.1

1. Calculer la vitesse de la lumière c en cm/ns
2. Calculer classiquement la vitesse d'une particule de masse M en cm/ns si son énergie est mesurée en MeV.
3. On mesure l'énergie d'une particule derrière un dispositif à temps de vol (un start et un stop). On trouve, après correction des pertes d'énergie dans le dispositif à temps de vol $E = 200$ MeV. Le temps mesuré est $t = 20$ ns pour une base de temps de vol $l = 62$ cm. Calculer la masse M de la particule. Un dispositif $\Delta E - E$ indique que le numéro atomique détecté est $Z = 18$. De quel noyau s'agit-il ?

11.2

1. Calculer l'énergie cinétique d'un électron dont l'impulsion est de $5 \text{ MeV}/c$.
2. Calculer la quantité de mouvement, en MeV/c d'un électron de 1 MeV .
3. Calculer la vitesse d'un électron dont l'énergie cinétique est de 100 MeV .

11.3

1. Un cyclotron accélère des ions de d'argon $^{40}_{18}\text{Ar}^{18+}$ à 300 MeV . Le courant mesuré est de 30 nA . Quelle est le flux de particules ?
2. Un synchrotron accélère des protons à 1 GeV pour des réactions de spallation. On souhaiterait disposer d'un faisceau de $6,25 \times 10^{18}$ protons par seconde. Quelle est l'intensité électrique sortant de l'accélérateur ?

11.4

1. La période du ^{14}C est prise égale à $5\,568$ ans dans les mesures de datation. Si $\mathcal{A}_0$ était l'activité initiale de l'échantillon que l'on souhaite dater et $\mathcal{A}$ celle à la date à laquelle on mesure cette activité, donner l'âge en années.
2. On estime que l'activité à l'équilibre avec l'environnement correspond à $13,56$ désintégrations par minute et par gramme et qu'elle n'a pas changée au cours des $40\,000$ dernières années. On a mesuré, pour un morceau de bois prélevé dans une tombe égyptienne une activité de $7,74$ désintégrations par minute et par gramme. Quel est l'âge de ce morceau de bois ?

11.5

On dispose d'une source de ^{90}Sr qui est un émetteur β dont la période est de $28,8$ ans. Elle a été vendue calibrée à $1\mu\text{Ci}$ il y a 8 ans. On veut s'en servir pour faire des mesures. Quelle activité doit-on prendre aujourd'hui ?

Solutions des exercices

11.1

1. $c = 3 \times 10^5 \text{ km/s} = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s} = 3 \times 10^{10} \text{ cm}/(10^9 \text{ ns}) = 30 \text{ cm/ns}$
2. $E = \frac{1}{2} M v^2 \Rightarrow E = \frac{1}{2} M c^2 \left(\frac{v}{c} \right)^2$. Soit

$$v \text{ (cm/ns)} = 3 \sqrt{\frac{2E \text{ (MeV)}}{M \text{ (u)} \times 931,5}} = 1,39 \sqrt{\frac{E \text{ (MeV)}}{M \text{ (u)}}}.$$

On a aussi $E = 0,517 M v^2$.

3. On a $v = 62/20 = 3,1$ cm/ns. La masse vaut $M = \frac{200}{0,517 \times 3,1^2} \simeq 40$. Il s'agit de $^{40}_{18}\text{Ar}$.

11.2

1. On a $m^2 c^4 = (E_{cin} + m_0 c^2)^2 = (p^2 c^2 + m_0^2 c^4)$. Soit

$$(E_{cin} + 0,511 \text{ MeV})^2 = \left[(5 \times 5 \text{ MeV}/c^2) c^2 + 0,511^2 \right].$$

On trouve $E_{cin} = 4,515$ MeV.

2. $(E_{cin} + m_0 c^2)^2 = (p^2 c^2 + m_0^2 c^4) \Rightarrow (1 + 0,511)^2 = p^2 c^2 + 0,511^2 \Rightarrow pc = 1,42 \text{ MeV}/c$.

3. $E_{cin} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 \Rightarrow \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{1}{1 + \frac{100}{0,511}} \Rightarrow v \simeq c (0,99999c)$

11.3

1. On a $q = it$ où q est la charge, i l'intensité t le temps. On a $i = 30 \text{ nA} = 30 \times 10^{-9} \text{ A}$. La charge par seconde vaut $30 \times 10^{-9} \text{ C}$ ce qui correspond à un flux de $\frac{30 \times 10^{-9}}{18 \times 1,6 \times 10^{-19}} \simeq 10^{10}$ ions Ar par seconde.

2. On a une charge de $6,25 \times 10^{18} \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ C/s}$ soit une intensité de 1 A.

11.4

1. $\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 \exp(-\lambda t)$ avec $t_{1/2} = \ln 2 / \lambda$. Ce qui donne $t = 8\,033 \ln(\mathcal{A}_0 / \mathcal{A})$ ans.

2. On a $t = 8\,033 \ln(13,56/7,74) \simeq 4\,500$ ans.

11.5

On a $\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 \exp(-\lambda t) = \mathcal{A}_0 \exp(-(\ln 2)t/t_{1/2}) = 0,82 \mu\text{Ci}$. Si l'on ne faisait pas cette correction et que l'on prenne l'activité de départ, on ferait une erreur d'environ

20 %. Une autre manière de calculer ce résultat aurait été de prendre $\left(\frac{1}{2}\right)^{\left(\frac{8}{28,8}\right)}$.

BIBLIOGRAPHIE

Livres

- AITCHISON I.J.R. et HEY A.J.G, *Gauge theories in particle physics*, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1984
- ALLDAY J., *Quarks, leptons and the big bang*, IOP publishing Ltd, 1998
- BARJON R., *Physique des réacteurs nucléaires*, Institut des sciences nucléaires de Grenoble, 1993
- BATES D.R., *Quantum theory. I Elements*, Academic press inc. Library of catalog card number 59-15762 (1966)
- BLANC D., *Précis de physique nucléaire*, Dunod, 2003 et Masson 1993
- BOHR A. et MOTTELSON B.R., *Nuclear structure*, W.A.Benjamin, Inc, Vol.1 (1969, Vol.2 (1975)
- BONCHE P., *Le nucléaire, expliqué par des physiciens*, EDP Sciences, 2002
- BOHR A. et MOTTELSON B.R., *Nuclear structure*, W.W.Benjamin, Inc., 1969 (tome1) et 1975 (tome 2)
- BRYAN J.C., *Introduction to nuclear science*, CRC Press, 2009
- BROMLEY D.A., *Treatise on heavy-ion science*, Vol 2, Plenum Press, 1984
- CAVEDON J.M., *La radioactivité*, Flammarion, collection dominos, 1996
- DE SHALIT A. et FESHBACH H., *Theoretical nuclear physics*, John Wiley & Sons, 1974
- CHELET Y., *La radioactivité*, Nucléon, 2006
- COHEN-TANNOUDJI C., DIU B. et LALOË F., *Mécanique quantique*. Hermann (1977)
- COTTINGHAM W.N. et GREENWOOD D.A., *An introduction to nuclear physics*, Cambridge university press, 1986
- DELANEY C.F. et FINCH E.C., *Radiation detectors*, Oxford Science Publication, ClarendonPress-Oxford, 1992
- EISBERG R. et ROBERT RESNICK R., *Quantum physics of atoms, molecules and solids, nuclei, and particles*, Second edition. John Wiley and Sons (1985)
- FLÜGGE S., *Practical quantum mechanics*, Springer-Verlag (1974)
- FOOS J., *Manuel de radioactivité*, Formascience, tomes 1 et 2, 1994 et 1995
- GLASSTONE S., *Nuclear reactor engineering*, Van Nostrand Company, Inc, 1955

Bibliographie

- HAGEDORN R., *Relativistic kinematics*, The Benjamin/Cumming publishing company, Inc. 1963
- HALZEN F. et MARTIN A.D., *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics*, John Wiley & Sons, 1984
- HOBBIE R.K., *Intermediate physics for medicine and biology*, Second edition. John Wiley and Sons. (1978)
- HODGSON P.E, GADIOLI E. et GADIOLI ERBA E., *Introductory nuclear physics*, Clarendon press, 1997
- HOFMANN H., *The physics of warm nuclei*, Oxford University Press, 2008
- 'T HOOFT G., *In search of the ultimate building blocks*, Cambridge university press, 1996
- JACKSON J.D., *Electrodynamique classique*, Dunod, 2001
- JELLEY N.A., *Fundamentals of nuclear physics*, Cambridge university press, 1990
- KRANE K.S., *Introductory nuclear physics*, John Wiley & Sons, 1988
- LEFORT M., *La chimie nucléaire*, Dunod, 1966
- LEFORT M., *Les constituants chimiques de la matière*, Ellipses, 2003
- LEVITCH B.G., *Theoretical physics. An advanced text. Quantum mechanics*, North-Holland, Wiley Interscience, vol 3
- LILLEY J., *Nuclear Physics, principles and applications*, John Wiley & Sons, Ltd, 2001
- MARTIN B.R., *Nuclear and particle physics*, John Wiley & Sons, Ltd, 2006
- MAYO R.B., *Introduction to nuclear concepts for engineers*, American nuclear society, 1998
- MEYERHOF W.E., *Elements of nuclear physics*, McGraw Hill, Inc, 1967
- MERMOD R., *De l'électron aux quarks, une physique particulière*, Presses Polytechniques et universitaires Romandes, 1999
- MICHALOWICZ A., *Cinématique des réactions nucléaires*, Dunod, 1964
- MOZUNDER A. et HATANO Y. *Charged Particle and Photon Interactions with matter. Chemical, Physicochemical, and Biological consequences with applications*, Marcel Dekker, Inc. (2004)
- LAUVERGEON A. et BARRÉ B., *Les 100 mots du nucléaire, Que sais-je ?* Presses universitaires de France, 2009
- NGÔ C., *L'énergie*, Dunod, 2002, 2004, 2008
- NGÔ C. et NGÔ H., *Physique quantique, introduction*, Dunod, 2000
- NGÔ C. et NGÔ H., *Physique statistique, introduction*, Dunod, 2001

- NGÔ C. et NATOWITZ J., *Our energy future, resources, alternatives, and the environment*, John Wiley & Sons, 2009
- OKUN L.B., *Particle physics, the quest for the substance of substance*, Harwood academic publishers, 1985
- PARKER S.P., *Nuclear and particle physics source book*, McGraw-Hill book company, 1988
- REUSS P., *L'énergie nucléaire, Que sais-je ?* 1994
- REUSS P., *La neutronique, Que sais-je ?* Presses universitaires de France, 1998
- RING P. et SCHUCK P., *The nuclear many body problem*, Springer Verlag, 1980
- RYDER L.H., *Quantum field theory*, Cambridge University Press, 1986
- SIVARDIÈRE J., *La symétrie en mathématiques, physique et chimie*, Presses Universitaires de Grenoble, 1995
- TUBIANA M. et DAUTRAY R., *La radioactivité et ses applications, Que sais-je ?* Presses universitaires de France, 1996
- TUBIANA M., DUTREIX J. et WAMBERSIE A., *Radiobiologie* (1986) Hermann
- VENDRYES G., *Les surgénérateurs, Que sais-je ?* Presses universitaires de France, 1987
- VON SONNETAG C., *Free radicals induced DNA damage and its repair*, Springer (2006)
- WEISSE J., *La fusion nucléaire, Que sais-je ?* Presses universitaires de France, 2003

Sites internet

<http://ie.lbl.gov/toi2003/MassSearch.asp>
www.nndc.bnl.gov
www.cea.fr
www.in2p3.fr/
<http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie/>

E (eV)	Al $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ m ² /kg	Pb $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ m ² /kg	Eau $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ m ² /kg
10 ³	1.072×10 ⁻²	5.198×10 ⁻²	4.082×10 ⁻²
2×10 ³	2.164×10 ⁻²	1.274×10 ⁻²	6.175×10 ⁻¹
3×10 ³	7.599×10 ⁻²	1.954×10 ⁻²	1.903×10 ⁻¹
4×10 ³	3.487×10 ⁻¹	1.242×10 ⁻²	8.094
5×10 ³	1.870×10 ⁻¹	7.222×10 ⁻¹	4.129
6×10 ³	1.115×10 ⁻¹	4.598×10 ⁻¹	2.363
8×10 ³	2.495	2.226×10 ⁻¹	9.726×10 ⁻¹
1.5×10 ⁴	7.377×10 ⁻¹	8.939	1.340×10 ⁻¹
2×10 ⁴	3.056×10 ⁻¹	6.923	5.376×10 ⁻²
3×10 ⁴	8.646×10 ⁻²	2.550	1.520×10 ⁻²
4×10 ⁴	3.556×10 ⁻²	1.221	6.803×10 ⁻³
5×10 ⁴	1.816×10 ⁻²	6.796×10 ⁻¹	4.155×10 ⁻³
6×10 ⁴	1.087×10 ⁻²	4.177×10 ⁻¹	3.152×10 ⁻³
8×10 ⁴	5.464×10 ⁻³	seuil K 8.8×10 ⁴	2.583×10 ⁻³
10 ⁵	3.773×10 ⁻³	2.229×10 ⁻¹	2.539×10 ⁻³
2×10 ⁵	2.745×10 ⁻³	6.229×10 ⁻²	2.966×10 ⁻³
3×10 ⁵	2.817×10 ⁻³	2.581×10 ⁻²	3.192×10 ⁻³
4×10 ⁵	2.863×10 ⁻³	1.439×10 ⁻²	3.279×10 ⁻³
5×10 ⁵	2.870×10 ⁻³	9.564×10 ⁻³	3.299×10 ⁻³
6×10 ⁵	2.851×10 ⁻³	7.132×10 ⁻³	3.284×10 ⁻³
8×10 ⁵	2.778×10 ⁻³	4.838×10 ⁻³	3.205×10 ⁻³
10 ⁶	2.684×10 ⁻³	3.787×10 ⁻³	3.100×10 ⁻³
2×10 ⁶	2.261×10 ⁻³	2.407×10 ⁻³	2.604×10 ⁻³
3×10 ⁶	2.018×10 ⁻³	2.351×10 ⁻³	2.278×10 ⁻³
4×10 ⁶	1.877×10 ⁻³	2.463×10 ⁻³	2.063×10 ⁻³
6×10 ⁶	1.735×10 ⁻³	2.730×10 ⁻³	1.804×10 ⁻³
8×10 ⁶	1.674×10 ⁻³	2.948×10 ⁻³	1.657×10 ⁻³
10 ⁷	1.645×10 ⁻³	3.114×10 ⁻³	1.566×10 ⁻³

Valeurs de quelques coefficients d'absorption massique (Al, Pb, H₂O) en fonction de l'énergie des photons.

CONSTANTES

Charge de l'électron	$e = -1,60218 \times 10^{-19} \text{ C}$
Constante de Boltzmann	$k = 1,3806504 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
Constante de Planck	$h = 6,626069 \times 10^{-34} \text{ Js}$
	$\hbar = h/2\pi = 1,054572 \times 10^{-34} \text{ Js}$
Constante de structure fine	$\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) = 1/137,0360$
Constante des gaz parfaits	$R = \mathcal{N}k = 8,31441 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$
Constante gravitationnelle	$G = 6,6743 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2\text{kg}^{-2}$
Constante de Rydberg	$R_\infty = 1,0973732 \text{ m}^{-1}$
Constante de Stéfán-Boltzmann	$\sigma = 5,6703 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$
Énergie d'ionisation de l'hydrogène	$13,60580 \text{ eV}$
Facteur gyromagnétique de l'électron	$g = 2,002319315$
Magnéton de Bohr	$\mu_B = -e\hbar/2m = -9,27408 \times 10^{-24} \text{ J/T}$
Masse de l'électron	$m_e = 9,109389 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masse du neutron	$m_n = 1,674928 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Masse du proton	$m_p = 1,672623 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Nombre d'Avogadro	$\mathcal{N} = 6,0221415 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Moment magnétique de l'électron	$\mu_e = 9,284764 \times 10^{-24} \text{ J/T}$
Perméabilité du vide	$\mu_0 = 1/\epsilon_0 c^2 = 4\pi 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$
Permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ Fm}$
	$1/(4\pi\epsilon_0) = 8,988 \times 10^9 \text{ Nm}^2\text{C}^{-2}$
Rayon de Bohr	$a_1 = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/(me^2) = 52,91771 \text{ pm}$
Vitesse de la lumière	$c = 2,99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$

Unités particulières

$$\begin{aligned}
 1 \text{ \AA} &= 10^{-10} \text{ m} & 1 \text{ fm} &= 10^{-15} \text{ m} & 1 \text{ eV} &= 1,602180 \text{ J} \\
 1 \text{ u} &= 1,66054 \times 10^{-27} \text{ kg} & &= 931,494 \text{ MeV}/c^2 \\
 m_e &= 5,485803 \times 10^{-4} \text{ u} & &= 511,003 \text{ keV}/c^2 \\
 m_n &= 1,00866501 \text{ u} & &= 939,573 \text{ MeV}/c^2 \\
 m_p &= 1,00727647 \text{ u} & &= 938,280 \text{ MeV}/c^2 \\
 M_\alpha(^4\text{He}) &= 4,00150618 \text{ u} & &= 3727,409 \text{ MeV}/c^2 \\
 1 \text{ b} &= 10^{-28} \text{ cm}^2 &= 10^{-24} \text{ cm}^2 &= 100 \text{ fm}^2 \\
 1 \text{ Bq} &= 1 \text{ désintégration par seconde.} & 1 \text{ Ci} &= 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}
 \end{aligned}$$

Constantes

Facteurs de conversion ($E = h\nu$, $\lambda = c/\nu$, $E = kT$)

$$1 \text{ eV} \rightarrow 8\,065,48 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 2,417971 \times 10^{14} \text{ Hz} \rightarrow 1\,239,852 \text{ nm} \rightarrow 11\,604,5 \text{ K}$$

$$1 \text{ eV} = 23\,045 \text{ kcal/mol} \quad 1 \text{ cal} = 4,1855 \text{ J} \quad 1 \text{ Cal} = 1 \text{ kcal} = 1\,000 \text{ cal}$$

$$k = 0,8617 \times 10^{-4} \text{ eV.K}^{-1}$$

$$c \simeq 3 \times 10^{23} \text{ fm/s}$$

$$\hbar = 0,65821 \times 10^{-21} \text{ MeV.s} \quad \hbar^2 = 41,802 \text{ u.MeV.fm}^2$$

$$\hbar c = 197,327 \text{ MeV.fm}$$

$$1 \text{ an} = 3,1536 \times 10^7 \text{ s}$$

Préfixes

deca	$\rightarrow 10^1$	symbole	da	deci	$\rightarrow 10^{-1}$	symbole	d
hecto	$\rightarrow 10^2$	symbole	h	centi	$\rightarrow 10^{-2}$	symbole	c
kilo	$\rightarrow 10^3$	symbole	k	milli	$\rightarrow 10^{-3}$	symbole	m
mega	$\rightarrow 10^6$	symbole	M	micro	$\rightarrow 10^{-6}$	symbole	μ
giga	$\rightarrow 10^9$	symbole	G	nano	$\rightarrow 10^{-9}$	symbole	n
tera	$\rightarrow 10^{12}$	symbole	T	pico	$\rightarrow 10^{-12}$	symbole	p
pecta	$\rightarrow 10^{15}$	symbole	P	femto	$\rightarrow 10^{-15}$	symbole	f
exa	$\rightarrow 10^{18}$	symbole	E	atto	$\rightarrow 10^{-18}$	symbole	a

INDEX

A

accélérateur 216, 217
 linéaire 219
 van de Graaf 218
 activité 52
 ADN 137, 152, 166
 alpha (radioactivité) 56
 analyse par activation 232
 anaphase 148
 anneau de collision 89
 antilepton 2
 antiparticule 12, 13
 approximation de Born 117
 armes nucléaires 212
 atome 34
 atténuation 111
 Auger
 électrons 64
 effet 65
 autoradiographie 231
 aval du cycle 208
 avalanche de Townsend 226

B

barn 79
 barres de contrôle 205
 barrière centrifuge 93
 baryons 8
 becquerel 52, 129
 bêta (radioactivité) 60
 bêtagraphie 231
 Bethe-Weizsacker 27
 BGO 227, 228
 Big Bang 99
 biologie 146
 BNCT (*Boron Neutron
 Capture Therapy*)
 191
 bombe
 A 212
 à neutrons 213
 H 213
 boroneutronthérapie 191
 Bose-Einstein 13
 bosons vecteurs 4

boule de feu 91
 branchement 55
 Bremsstrahlung 120, 223
 BWR 200

C

C-parité 12
 cadmium 205
 calorimétrie 133
 CANDU 200
 capture
 électronique 64
 radiative 202
 CEBAF 219
 cellules 154
 eucaryotes 147
 germinales 147
 hypoxiques 160
 somatiques 147
 centre de masse
 énergie 77
 référentiel 77
 CERN 221
 chambre d'ionisation 134, 224
 champ moyen 33, 36
 chiraux 12
 chromodynamique quantique
 7, 14
 chromosomes 147
 cinématique relativiste 85
 circuit primaire 203
 coefficient
 d'atténuation linéaire 134
 de vide 206
 collectifs (mouvements) 45
 collision inélastique
 électron-électron
 124
 collisionneurs 222
complete fusion 95
 compteur Geiger 226
 compteurs proportionnels 225
 confinement inertiel 210
 conjugaison de charge 12
 constante radioactive 52

*continuous slowing down
 approximation* 123
 contrôle de la puissance 205
 conversion interne 70
 couche 37, 40
 couleur 3
 couplage spin-orbite 38
 création de paires 104, 110
 critique 196
 CsF₂ 227
 curie 53, 129
 cycle
 fermé 209
 ouvert 209
 cyclotron 220, 221
 cytoplasme 147, 148

D

datation 233
 de Broglie (onde) 82
 débit de dose 160
 déchets nucléaires 208
 dégénérescence 37
 densité nucléaire 25
 détecteurs 216
 à plaques parallèle 226
 à scintillation 227
 germanium 228
 semiconducteurs 228
 détection 223
 diffusion 114
 élastique 85
 Compton 109
 gazeuse 207
 inélastique 89
 Rutherford 85
 dipolaire 69
 dissipation 96
 distance critique 93
 distribution angulaire 80
 dose 131, 146
 dosimètre de Fricke 136
 dosimétrie 129
 absolue 133
 chimique 136
 durée de vie 91

Index

E

E- ΔE 228
eau lourde 199
EBR 146, 190
échange de charge 89
effet
 Compton 104, 108
 Doppler 206
 photoélectrique 104, 105
 Seebeck 235
 somatique 162
 tunnel 57
 xénon 206
efficacité biologique relative
 (EBR) 146, 190
électrodynamique quantique
 13
électron 2, 18
 δ 119
embryon 165
énergies de liaison 22
enrichissement 207
équation de Schrödinger 36, 38
équilibre
 radioactif 55
 séculaire 55
ESRF 223
evaporation residues 95
exotique (noyau) 26

F

facteur de qualité 135
faisceaux secondaires 222
familles radioactives 65
FDG 184
Fermi
 énergie 42
 gaz 42
 mouvement 44
 niveau 42
Fermi-Dirac 13
fermions 13
 gaz 44
Feynman (diagramme) 5
filiation 54
fireball 91
fissilité (paramètre) 72

fission 70, 194
 barrière 72
 distribution de masse 70
 fragments 70
fluctuations 96
fluence 130
flux 79, 129
 en énergie 129
fractionnement de dose 187
fréquence de Larmor 169
fusion 92
 thermonucléaire 210

G

gadolinium 205
gammagraphie 230
Garvey-Kelson 30
gaz parfait 42
Ge 227
Geiger Müller 226
gène 147
générateur de vapeur 203
gluons 5, 7, 99
goutte liquide (modèle) 27, 45
gravitation 7
graviton 7
gray 131, 146
groupe de jauge 13

H

hadrons 2
hadronthérapie 189
Higgs (boson) 14
Hiroshima 139, 162, 212
hormesis 164
hydrogène (atome) 34

I

imagerie 184
incinérateur 201
interaction
 électromagnétique 1, 8
 faible 1, 9, 13
 forte 1, 8
 gravitationnelle 1
invariance de jauge 13
ionisation des gaz 233

IRM (Imagerie par Résonance
 Magnétique) 169
 relaxation longitudinale
 178
irradiation 161
isobares 19
isogénérateur 200
isospin 25
isotones 19
isotopes 19
isotropie de l'espace 9
ITER 211

J

J/Ψ 100
jauges radiométriques 231

K

KERMA 133, 187
Klechkowski (règle) 35
knock-out 90

L

laboratoire
 référentiel 77
 système 83
LEP 221
leptons 1
léthargie 204
LHC 221
liaison (énergie) 20
liberté asymptotique 8
LINAC 219
lois de conservation 9
lysosomes 148

M

magiques (nombres) 23
magnétisation 169, 171
marqueur 229
masse
 atomique 18, 21
 critique 201
 défaut 20
 excès 22
 formule 27
 réduite 78

matière nucléaire 44
 Maxwell (équations) 13
 méiose 148
 mésons 2, 8
 métaphase 148
 mitochondries 148
 mitose 148
 modèle 33
 collectif 46
 en couches 37
 modérateur 203
 modulation 203
 moment angulaire 37
 mortalité cellulaire 160
 MOX 210
 muon 2, 87

N

N-corps (problème) 35
 Nagasaki 139, 162, 213
 NaI(Tl) 227
 neutrino 2
 neutron 17, 18, 198, 202
 retardé 205
 thermique 195
 neutronographie 230
 NIF 211
 niveau
 densité 43
 largeur 69
 Nøther (théorème) 9
 nombre de masse 17
 nombre quantique 34
 nombres magiques 23
 normes de sécurité 139
 noyau 17
 composé 92
 déformé 46
 fertile 197
 fissile 197
 nucléons 17
 numéro atomique 17

O

oblate 47
 octupolaire 69
 OER 160
 Oklo 197

onde partielle 82
 oscillation du neutrino 2
Oxygen Enhancement Ratio
 (OER) 160

P

pairing 29, 41
 paramètre d'impact 81
 parcours 123
 parité 10
 particule alpha 56
 particule-trou 97
 période 53
 photoabsorption 107
 photomultiplicateur 227
 photon
 réel 5, 70
 virtuel 5
pick-up 89
 plasma quarks-gluons 99
 point selle 72
 poisons neutroniques 206
 potentiel nucléaire 94
 pouvoir d'arrêt 114
 précession 169, 177
 prééquilibre 97
 produits de fission 198
 prolata 47
 prophase 148
 proton 17, 18
 protonthérapie 189
 PS 221
 puissance résiduelle 207
 PWR 200

Q

quadrivecteurs 86
 quadrupolaire 69
 quarks 1, 99

R

racémique 12
 rad 132
 radio-isotopes 230, 233

radioactivité 52
 α 56
 bêta 60
 β^+ 63
 β^- 61
 γ 68
 radiographie 231
 nucléaire 230
 radiolyse 150
 radioprotecteurs 160
 radioprotection 137
 radiosensibilisateurs 160
 radiosensibilité 155
 rayonnement de freinage 120
 rayonnements ionisants 146
 rayons
 γ 103
 X 64, 103
 réacteur nucléaire 194, 202
 réacteurs
 à neutrons lents 199
 à neutrons rapides 199
 naturels 197
 réaction
 de transfert 89
 directe 89
 nucléaire 76
 périphérique 89
 photonucléaire 111
 Q 76
 très inélastique 95
 réactivité 205
 règles de sélection 11
 renversement du temps 12
 REP 200
 résidus d'évaporation 95
 résonance 91
 de Larmor 179
 géante 48
 retraitement 209
 ribosomes 148
 RMBK 200
 RNR 200
 roentgen 132, 146
 rotation (bande) 47

Index

S

séparation (énergie) 23
saturation (forces nucléaires) 28
saveurs 2
Saxon-Woods 26
scintigraphie 184
scintillateurs 227
scission 72
section efficace 79, 105
 différentielle 80
sievert 135, 146
SLAC 219
soleil 223
sources d'énergie 235
sous couches 37
sous-critique 196
sous-générateur 201
spallation 98
spin isobarique 25
SPS 221
stabilité (vallée) 24, 29
stérilisation 232
stopping power 114
stripping 89

structure fine (α) 59
surcritique 196
surgénérateur 200
survie cellulaire 155
symétrie 9
 CPT 12
 discrète 10
synchrocyclotron 220, 221

T

tandem 218
tau 2
taux de survie 188
Tchernobyl 162, 200
TEL 119, 152, 160
télaphase 148
température 92, 97
TEP 184
théorie électrofaible 14
thérapie 187
Thomas-Fermi 22
tomographie 230
 par émission de positrons 185
traceurs 229
 radioactifs 183

transfert d'énergie linéique (TEL) 119
transformée de Fourier 179
transitions
 électriques 69
 magnétiques 69
tumeurs 170

U

ultracentrifugation 207
ultrarelativiste 99
uniformité de l'espace 9
unité de masse atomique 18
uranium 194
UTS 208

V

vibration 45
 bande 47
voxel 170

W

Wood-Saxon 26