



Dosimétrie

Support de cours destiné aux étudiants de Master
Options : physique médicale et physique appliquée : sciences
radiologiques et imagerie

01/09/2018

Saadia Benhalouche

Maitre de conférences B

2018/2019

Introduction

Ce manuscrit de cours est destiné aux étudiants de Master physique médicale et physique appliquée aux sciences radiologiques et imagerie qui regroupe les notions de base en dosimétrie des rayonnements ionisants.

Le premier chapitre traite de la nature et de l'origine des particules ionisantes, dans cette partie nous présenterons les différentes catégories de rayonnements électromagnétiques et corpusculaires ainsi que de la radioactivité. Dans ce chapitre, l'étudiant prend connaissance du classement de la nature des différents rayonnements existants, mais l'accent sera mis sur ceux rencontrés usuellement en pratique médicale.

Le deuxième chapitre présente les différents processus d'interactions rayonnements-matière des rayonnements électromagnétiques et corpusculaires, ceci a pour but d'expliquer aux étudiants comment les particules interagissent avec la matière notamment la matière biologique pour des gammes d'énergie utilisées en imagerie médicale et en radiothérapie.

Dans le troisième chapitre, nous présentons de manière détaillée la dosimétrie comme une discipline à part entière, avec les grandeurs utilisées pour décrire les faisceaux de particules ainsi que les grandeurs décrivant l'interaction et le dépôt d'énergie par les faisceaux dans la matière, aussi point très important ce chapitre traitera dans un premier temps de la théorie de la cavité avec les différentes approches (théorie, dimensions, parcours des électrons dans la matière, énergie du faisceau incident,...), cette théorie est très importante car elle est considérée comme la pierre angulaire et la base pour la mesure et la conception de détecteur de rayonnement et donc outil crucial pour la dosimétrie.

Le chapitre quatre, constitue la suite logique du précédent puisque l'étudiant a pris connaissance des principes de détection en dosimétrie, dans ce chapitre nous présenterons les deux catégories de dosimétrie existante actuellement, la dosimétrie absolue et la dosimétrie relative, puis par la suite nous présenterons les différents dosimètres existants pour chaque catégorie, leurs technologies et principes physiques de fonctionnement, leurs applications, points forts et faibles.

Puis enfin dans le chapitre cinq, nous aborderons de manière le domaine de la radioprotection mais plus précisément des grandeurs dosimétriques utilisées en radioprotection, le but ici est de préparer les étudiants au langage technique utilisé en imagerie et radiothérapie et d'avoir une idée sur les grandeurs utiles pour la caractérisation et la quantification de l'effet des rayonnement (exposition et irradiation) sur les patients.

Nous souhaitons sincèrement que cet ouvrage puisse être utile et servir comme référence aux étudiants, aux enseignants et à toute personne intéressée par la dosimétrie.

Table des matières

GLOSSAIRE	6
I. NATURE ET ORIGINE DES RAYONS IONISANTS	7
I.1. Rayonnements électromagnétiques.....	7
I.1.1 Rayonnement X.....	7
I.1.2 Rayonnement de fluorescence.....	7
I.1.3 Rayonnement de freinage.....	8
I.1.4 Rayonnement gamma (γ).....	12
I.2. Rayonnements corpusculaires.....	12
I.2.1 Rayonnement alpha (α).....	13
I.2.2 Rayonnement bêta (β).....	13
I.2.3 Electrons	14
I.2.4 Neutrons.....	14
I.3. Radioactivité.....	14
I.3.1 Activité	14
I.3.2 Décroissance radioactive.....	15
I.3.3 Période radioactive	16
II. INTERACTIONS DES RAYONNEMENTS IONISANTS DANS LA MATIERE..	17
II.1. Mécanismes d'atténuation en fonction du rayonnement	17
II.2. Rayonnement électromagnétique.....	17
II.3. Rayonnements corpusculaires.....	22
II.3.1 Rayonnement alpha (α).....	22
II.3.2 Rayonnement bêta (β).....	23
II.3.3 Neutrons.....	28
II.4. Effets sur le milieu.....	29
II.4.1 Ionisation	29
II.4.2 Excitation.....	29
II.4.3 Fluorescence.....	29
II.4.4 Effet Auger.....	30
III. DOSIMETRIE	31
III.1. Introduction	31
III.2. Fluence des photons et fluence énergétique	31
III.3. KERMA.....	33
III.4. CEMA.....	33

III.5. Dose absorbée.....	34
III.6. Pouvoir d'arrêt (<i>stopping power</i>).....	34
III.7. Relations entre les différentes grandeurs dosimétriques.....	38
III.7.1 Fluence énergétique et KERMA.....	38
III.7.2 Fluence et dose (électrons).....	40
III.7.3 KERMA et dose (équilibre des particules chargées).....	40
III.7.4 KERMA de collision et exposition.....	43
III.8. Théorie de la cavité.....	44
III.8.1 Théorie de Bragg- Gray.....	44
III.8.2 Théorie de la cavité de Spencer-Attix.....	45
III.8.3 Considérations dans l'application de la théorie de la cavité pour l'étalonnage d'une chambre d'ionisation et protocoles dosimétriques.....	46
III.8.4 Grandes cavités pour des faisceaux de photons.....	48
III.8.5 Théorie de la cavité de Burlin pour des faisceaux de photons.....	48
III.8.6 Rapport des pouvoirs d'arrêt.....	50
IV. LES DETECTEURS POUR LA MESURE DE DOSE.....	52
IV.1. Introduction.....	52
IV.2. Propriétés des détecteurs.....	52
IV.2.1 Exactitude et précision.....	52
IV.2.2 Linéarité.....	53
IV.2.3 Dépendance au débit de dose.....	54
IV.2.4 Dépendance énergétique.....	54
IV.2.5 Dépendance directionnelle.....	55
IV.2.6 Résolution spatiale et taille physique.....	55
IV.3. Dosimètres absolus.....	55
IV.3.1 Calorimètres.....	55
IV.3.2 Dosimètres chimiques.....	56
IV.3.3 Chambres d'ionisation.....	57
IV.4. Dosimètres relatifs.....	61
IV.4.1 Dosimétrie par film.....	61
IV.4.2 Dosimétrie par luminescence.....	64
IV.4.3 Dosimétrie par semi-conducteur.....	68
IV.4.4 Autres systèmes de dosimétrie.....	70
V. GRANDEURS ET UNITES EN RADIOPROTECTION.....	73
V.1. Dose dans l'air (D_{air}).....	73
V.2. Dose à la surface d'entrée ou dose d'entrée (D_E).....	73
V.3. Dose en profondeur.....	73
V.4. Dose à l'organe.....	74
V.5. Facteur de pondération du rayonnement (W_r).....	74

V.6. Dose équivalente (H_t).....	74
V.6.1 Facteur de pondération tissulaire (W _t)	74
V.7. Dose efficace (E)	75
V.8. Grandeurs dosimétriques spécifiques du radiodiagnostic	75
V.8.1 Produit Dose.Surface	75
V.8.2 Dose glandulaire moyenne Erreur ! Signet non défini.	77
V.8.3 Index de dose scanographique (IDS ou CTDI).....	77
V.8.4 Produit Dose.Longueur (PDL)	80
 REFERENCES	 81
 INDEX	 83

Glossaire

Bq	Becquerel
CEMA	Converted Energy per unit MAss/Energie convertie par unité de masse
Ci	Curie
CTDI	Computed Tomography Dose Index
DDP	Différence De Potentiel
DFP	Distance Foyer Peau
DFP	Distance Foyer Peau
DGM	Dose Glandulaire Moyenne
DO	Densité Optique
eV	Électron-volt
FRD	Facteur de Rétrodiffusé
GBq	Giga Becquerel
Gy	Gray
IDS	Index de Dose Scanographique
IMRT	Intensity Modulaed Radiation Therapy
KERMA	Kinetic Energy per unit MAss/Energie cinétique transférée par unité de masse
keV	Kilo électron-volt
kVp	Kilo Volt Peak
mAs	Milli Ampère Seconde (nombre de charge)
MeV	Méga électron-volt
MOSFET	Metal-Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
MV	Mégavolt
NIST	National Institute of Standards and Technology
OSL	Optically Stimulated Luminescence/Luminescence stimulée optiquement
PDL	Produit Dose Longueur
PDS	Produit Dose Surface
PDS	Produit Dose Surface
PMT	Photomultiplicateur
RI	Rayonnements Ionisants
RX	Rayons X
R γ	Rayons γ
Sv	Sievert
TBI	Total Body Irradiation/Irradiation Corps Entier
TE	Trajectory End/Fin de trajectoire
TL	Thermoluminescence
TLD	ThermoLuminescent Detector/Détecteur thermoluminescent
TLE	Transfert Linéique d'Énergie

I. Nature et origine des rayons ionisants

Les rayonnements ionisants (RI) sont, des rayonnements dotés d'une énergie suffisante pour éjecter un électron de l'orbite électronique d'un atome (ionisation). Les RI sont électromagnétiques ou corpusculaires (particulaires), selon qu'ils soient constitués d'une particule énergétique immatérielle, le photon, ou d'un corpuscule de masse non nulle.

I.1. Rayonnements électromagnétiques

Les rayonnements électromagnétiques comprennent la lumière et les rayons X ou γ . Ce sont des rayonnements photoniques. On les distingue par leur origine et leur énergie. Ils ne sont ionisants qu'au-dessus de 10 eV, c'est à dire au-delà du spectre de la lumière visible.

Les rayons X (RX) et γ sont constitués de photons, caractérisés par leur énergie, inversement proportionnelle à leur longueur d'onde. L'énergie des RX provient des électrons et de l'orbite d'un atome. Elle s'exprime donc comme une énergie électrique, énergie acquise par une charge q quand elle franchit une différence de potentiel U et elle se mesure en électron-volt (eV).

Les rayons X et les rayons γ ($R\gamma$) sont de même nature et se distinguent par leur origine et non pas par leur énergie : le rayonnement X provient des couches électroniques de l'atome, alors que le rayonnement γ provient du noyau. Ainsi, certains RX peuvent être plus énergétiques, donc plus pénétrants, que des $R\gamma$.

I.1.1 Rayonnement X

Il naît soit d'un réarrangement électronique après éjection d'un électron d'une couche orbitaire profonde d'un atome (RX de fluorescence), soit de la dissipation énergétique de l'interaction entre un flux d'électrons et les noyaux des atomes d'une cible (RX de freinage).

I.1.2 Rayonnement de fluorescence

Le rayonnement X de fluorescence est dû à des collisions d'électrons incidents avec les électrons des orbites électroniques des atomes de la cible.

Ces électrons, déplacés sur une orbite périphérique, restituent leur énergie lorsqu'ils regagnent cette orbite sous forme d'un rayonnement X.

Chacune de ces transitions émet un rayonnement de fluorescence monoénergétique sous forme d'une raie, l'ensemble des raies constituant d'un spectre caractéristique de l'élément cible. Ce rayonnement ne comporte que les valeurs discontinues d'énergie correspondant aux différentes transitions électroniques possibles (Figure I-1).

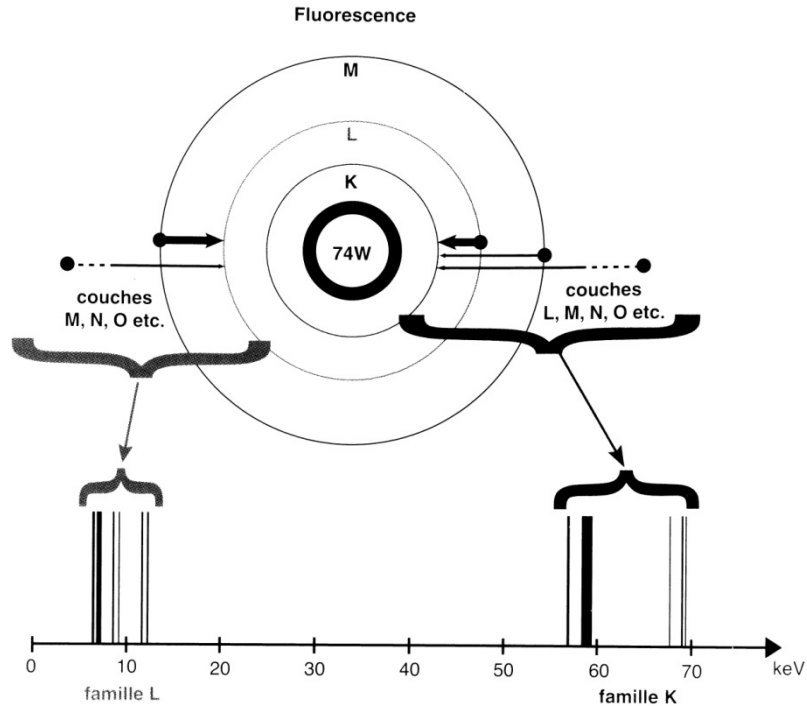


Figure I-1 : Le rayonnement de fluorescence est la restitution d'énergie qui se produit lors de la désexcitation d'un atome.

Le transfert d'un électron d'une couche périphérique à une couche plus centrale, dont un électron avait été éjecté, dégage sous forme de photon, une énergie égale à la différence de niveau énergétique des deux couches. La répartition des différentes énergies photoniques émises par ce mécanisme est discontinue. C'est un spectre de raies simplifiés du tungstène (ou wolfram, numéro atomique 74) [1]. Les RX résultant d'une transition donnée constituent un rayonnement monoénergétique (monochromatique). L'ensemble des RX résultant de toutes les transitions possibles constitue un spectre discontinu ou spectre de raies caractéristique de l'élément qui constitue la cible.

I.1.3 Rayonnement de freinage

C'est le rayonnement émis par les électrons qui perdent de l'énergie lorsque leur trajectoire est modifiée par l'attraction coulombienne entre leur charge négative et la charge positive d'un noyau (Figure I-2). Toutes les valeurs d'énergie sont possibles entre 0 (pas d'interaction) et l'énergie totale de l'électron incident (arrêt complet). Ce rayonnement est polychromatique et l'ensemble des énergies qui le constitue réalise un spectre continu.

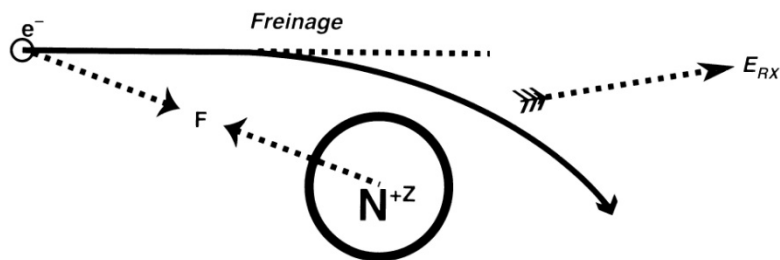


Figure I-2 : Le rayonnement de freinage est le mode de dissipation d'énergie qui résulte de l'inflexion de trajectoire d'un électron, porteur d'une charge négative, qui subit l'attraction coulombienne d'un noyau chargé positivement. Le rayonnement X qui en résulte a pour énergie maximale l'énergie

maximale de l'électron incident, exprimée en eV. Dans un tube à RX, cette énergie maximale a la même valeur, en keV que la tension appliquée aux bornes du tube en kV. L'énergie du faisceau de rayonnement de freinage se répartit selon un spectre continu [1].

I.1.3.a) Spectre de RX de freinage

C'est la répartition de l'énergie transportée par le faisceau de RX en fonction de l'énergie des photons X (Figure I-3-a). Le rayonnement de freinage représenté par la surface du triangle délimité par la droite et les axes, est d'autant plus important que le nombre de photons arrivant sur la cible est plus élevé (donc lorsqu'on augmente l'intensité du flux d'électrons) et que le numéro atomique (Z) de l'atome cible est élevé (Figure I-3-b). L'énergie maximale de ce rayonnement polyénergétique de freinage est d'autant plus élevée que l'énergie maximale des électrons du faisceau incident est plus élevée. Elle dépend donc de la tension d'accélération des électrons, la valeur maximale de l'énergie des photons X du spectre, résultant de l'arrêt total d'un électron est donc, en keV, égale à la tension, en kilovolts (kV), appliquée aux électrons. Il faut noter que l'augmentation de tension augmente non seulement l'énergie maximale du spectre, mais également le nombre total de photons (aire sous la droite).

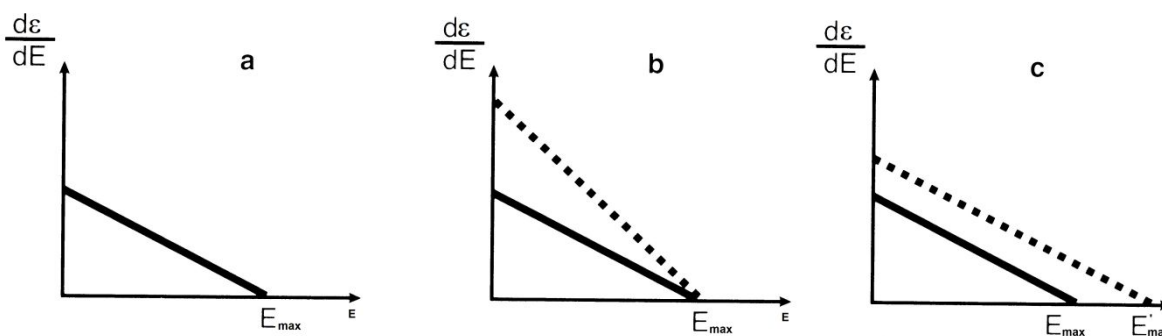


Figure I-3 : La distribution spectrale d'un rayonnement exprime la répartition de l'énergie entre les différentes classes d'énergie de photons.

Le nombre total de photons (intensité du faisceau) est représenté par l'aire sous la droite. Dans un faisceau de RX de freinage, beaucoup de photons peu énergétiques transportent la plus grande partie de l'énergie totale et la part d'énergie transportée diminue avec l'énergie des photons (a). Quand on augmente le nombre d'électrons incidents (c'est-à-dire la charge exprimée en mAs), on augmente l'intensité du faisceau, dont l'énergie maximale ne varie pas (b). Quand le numéro atomique de l'élément cible augmente, le nombre de photons émis, par un même nombre d'électrons incident, augmente mais l'énergie maximale ne varie pas (même cas pour b). Quand on augmente la tension (kV), le nombre et l'énergie des électrons incidents augmentent. On augmente donc à la fois l'intensité du faisceau et son énergie maximale (c).

I.1.3.b) Production des rayons X

Tube à rayons X

Le phénomène de rayonnement de freinage d'un tube de Crookes a été à l'origine de la découverte des RX par Röntgen et il fournit toujours l'essentiel des RX d'usage médical et industriel. Le principe du tube à RX est inchangé depuis le premier du tube de Coolidge (Figure I-4-a). Un filament métallique chauffé (cathode) émet des électrons qui sont attirés et accélérés par une différence de potentiel vers l'anode, constituée d'un métal lourd (tungstène le plus souvent, molybdène pour les tubes de mammographie). L'énergie moyenne du rayonnement polyénergétique de freinage est d'autant plus élevée que l'énergie moyenne des électrons du faisceau incident est plus élevée. Dans un tube à RX conventionnel, elle est au maximum de 200 keV, mais peut ainsi atteindre plusieurs MeV lorsque le rayonnement X est émis par un accélérateur. De plus, dans un tube à RX le rayonnement de freinage, prédominant, est toujours associé à un rayonnement de fluorescence. Le spectre d'émission des rayons X résulte donc de la sommation du spectre continu du freinage et des raies caractéristiques de l'élément (Figure I-4-b). Il est défini par une énergie moyenne. La largeur du spectre peut être réduite par filtration, avec pour corollaire l'augmentation de l'énergie moyenne du faisceau de RX d'un tube de radiodiagnostic, en keV, est comprise entre un tiers et la moitié de l'énergie maximale, selon l'épaisseur et la nature de la filtration ; plus l'épaisseur du filtre, ou son numéro atomique (cuivre vs. aluminium), augmentent, plus l'énergie moyenne du faisceau est élevée. Quel que soit l'usage du tube une filtration en sortie du tube est obligatoire pour éliminer les RX de basse énergie qui seraient absorbés dans les premiers centimètres du patient, augmentant la dose sans contribuer à la formation de l'image. En radiologie conventionnelle, cette filtration est de 2 mm d'aluminium. Selon les équipements, une filtration additionnelle est ajoutée en fonction des énergies sélectionnées par l'opérateur. Pour la mammographie, la filtration est choisie en fonction de la composition de l'anode, afin de rendre le faisceau le plus homogène possible dans le domaine d'énergie choisie. Ainsi, lorsqu'on utilise une anode en molybdène, l'emploi d'un filtre de même métal, qui filtre fortement les rayonnements en dessous et au-dessus de l'énergie correspondant à la discontinuité des énergies de liaison des couches K et L permet de modifier le spectre en privilégiant les énergies voisines du spectre de raies du molybdène, c'est-à-dire entre 15 et 20 keV (Figure I-4-b, Figure I-4-c).

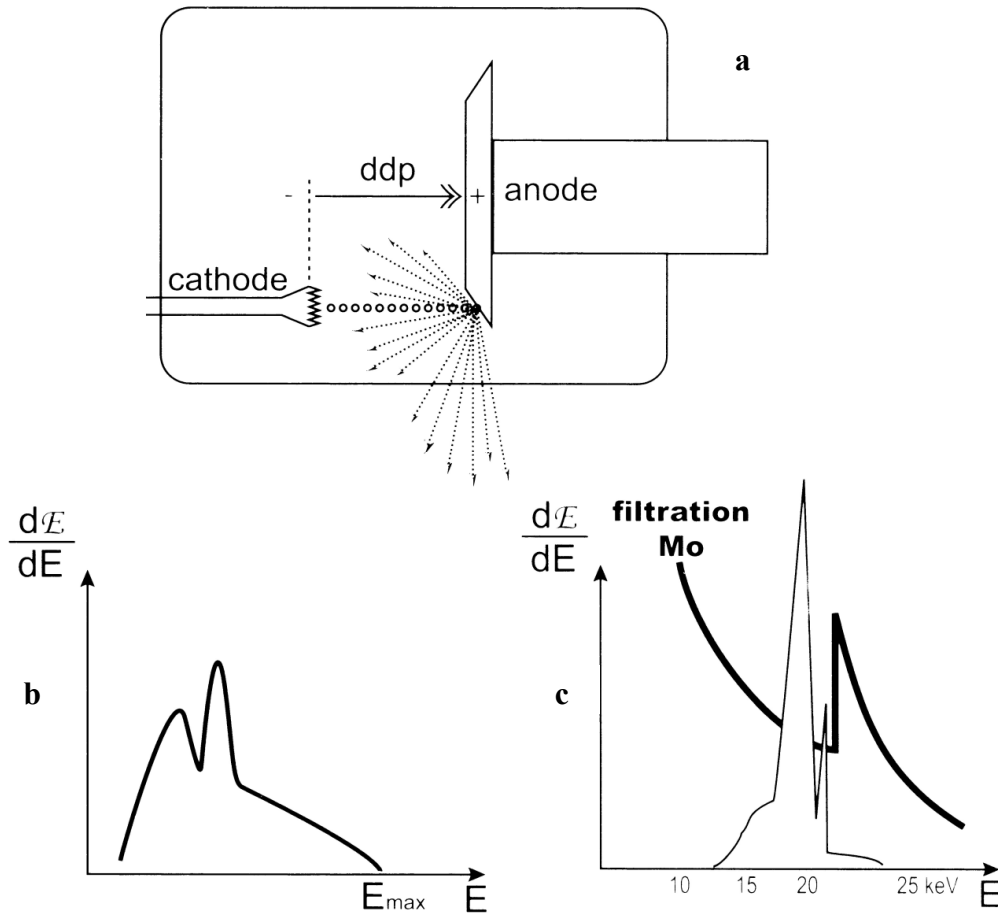


Figure I-4 : Schéma d'un tube à RX (a) et du spectre du rayonnement émis (b). Cas particulier d'un tube de mammographie avec anode et filtration en molybdène (c).

Les électrons sont émis par un filament chauffé par effet Joule. Ils sont accélérés par la différence de potentiel appliquée entre l'anode et la cathode et interagissent avec les noyaux atomiques de l'anode en émettant le rayonnement X de freinage. Ils déplacent aussi les électrons des couches électroniques de l'élément cible et le réarrangement électronique produit donc un rayonnement X de fluorescence. Le spectre résultant comporte donc une proportion plus importante de photons dont l'énergie est proche de celle des raies d'émission de fluorescence de l'élément cible. Pour un tube de mammographie comportant une anode et un filtre mince en molybdène, la filtration (trait épais Figure I-4-c) est très importante pour les basses énergies et pour les énergies immédiatement supérieures à l'énergie de la deuxième raie de fluorescence. Il en résulte une homogénéisation du faisceau dans la gamme d'énergie voisine des raies d'émission, aux alentours de 20 keV.

Accélérateur

Le principe de base est le même : des électrons accélérés sont dirigés sur une cible métallique pour produire un faisceau de RX de haute énergie mais peuvent être aussi directement utilisés en faisceau d'électrons monoénergétique. La différence tient dans le principe de l'accélération qui est fournie par une onde de radiofréquence sur laquelle est synchronisé chaque électron durant son parcours de façon qu'il subisse une accélération à chaque phase positive. On obtient

ainsi des énergies très élevées, de plusieurs dizaines de MeV pour les faisceaux d'électrons et les énergies maximales des RX produits ont donc également des valeurs de dizaines de MeV. Cependant l'énergie moyenne du spectre de RX d'un accélérateur est, là aussi, nettement inférieure à cette énergie maximale et dépend de la filtration utilisée. C'est pourquoi l'usage est de caractériser ces faisceaux par l'énergie maximale exprimée en mégavolts (MV), même si les électrons n'ont pas été accélérés par une différence de potentiel mais par une anode de radiofréquence. On parlera ainsi, par exemple de RX d'accélérateur de 10 à 40 MV.

I.1.4 Rayonnement gamma (γ)

C'est un des modes de dissipation de l'énergie lors des réactions nucléaires ; il est monoénergétique pour une réaction donnée et caractéristique de cette réaction ; ainsi, la désintégration β du ^{137}Cs en ^{137}Ba s'accompagne d'une émission γ de 660 keV, celle du ^{60}Co en ^{60}Ni d'une double émission γ de 1,17 et 1,33 MeV. La disposition des raies de différentes énergies en spectroscopie, caractérise un radioélément, un peu à la manière d'un code-barre [2].

I.2. Rayonnements corpusculaires

Ce sont les rayonnements alpha, bêta et les neutrons. Ces rayonnements sont émis lors des transformations nucléaires qui se produisent dans les noyaux instables. La stabilité d'un noyau dépend du rapport qui existe entre les nucléons qui le constituent. Les noyaux les plus lourds se transforment en émettant deux neutrons et deux protons constituant un noyau d'hélium, c'est le rayonnement α . Les noyaux qui ont un excès de protons transforment un de leur neutron en proton en émettant un électron, c'est le rayonnement β^- . Les noyaux qui ont un excès de neutrons transforment un de leurs neutrons en proton en émettant un électron positif, c'est le rayonnement β^+ (Figure I-5). Après une transformation α , l'élément transformé modifie généralement son équilibre proton/neutron en émettant un rayonnement bêta.

I.2.1 Rayonnement alpha (α)

Il est constitué d'un noyau d'hélium, comportant deux protons et deux neutrons. Il a donc une masse et une charge électrique importantes. Il provient des réactions nucléaires de désintégration des atomes lourds ($Z > 82$). Les émetteurs des plus courants sont le radon, le radium, le thorium, l'uranium, le plutonium et l'américium.

L'énergie d'émission α d'un atome lourd est constante et caractéristique de cet atome. Cette énergie varie de 1 à 10 MeV. Elle est de 5 MeV par exemple pour le ^{239}Pu .

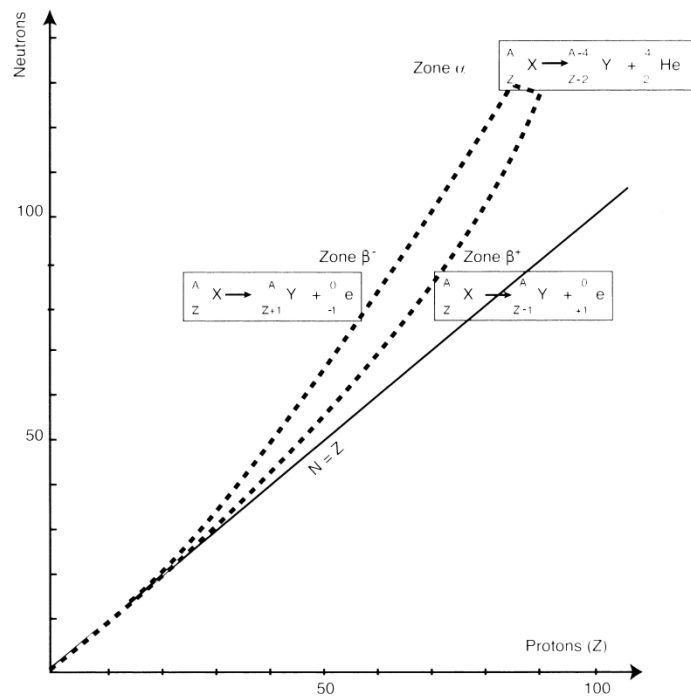


Figure I-5 : Dans les atomes légers, le nombre de neutrons est égal au nombre de protons. Avec l'augmentation du nombre de protons (numéro atomique, Z), le nombre de neutrons (N) augmente un peu plus vite et la fonction qui relie N et Z s'écarte de la droite initiale. Certains isotopes deviennent instables. Au-delà de $Z=80$, les noyaux regagnent de la stabilité en émettant dans une même particule deux neutrons et deux protons, soit un noyau d'hélium. L'élément descend de 2 cases dans la classification périodique. Dans la partie gauche de la courbe, les isotopes ont un excès de neutrons. Ils regagnent de la stabilité par transformation d'un neutron en proton, en émettant un électron (émission β^-). Dans la partie droite de la courbe, les isotopes ont un excès de protons. Ils regagnent de la stabilité par transformation d'un proton en neutron, en émettant un électron positif (émission β^+) [1].

I.2.2 Rayonnement bêta (β)

Il est constitué d'électrons, de masse faible (1 800 fois plus faible que celle du proton ou du neutron), porteurs d'une charge électrique, négative (électron, β^-) ou positive (positon, β^+). Il provient des réactions de désintégration nucléaire. Lors des réactions de désintégration nucléaire, il est associé ou non à une émission γ . Par exemple le tritium (^3H) et le phosphore 32 (^{32}P) sont des émetteurs β purs, dont les énergies sont, respectivement, 19 keV (très faible) et 1,7 MeV (très élevée). Le carbone 14 (^{14}C) est également un émetteur β pur, d'énergie intermédiaire de 157 keV. L'iode 131 (^{131}I) produit un rayonnement β d'environ 600 keV et un

rayonnement γ d'environ 360 keV. Le potassium 40 (^{40}K) produit un rayonnement β d'environ 1,3 MeV et un rayonnement γ d'environ 1,4 MeV, le césium 137 (^{137}Cs), analogue chimique et métabolique du potassium, produit un rayonnement β d'environ 550 keV et un rayonnement γ d'environ 660 keV.

Un exemple d'émetteur β^+ est le carbone 11 (^{11}C) qui produit un rayonnement β de 960 keV et un rayonnement γ d'environ 500 keV.

I.2.3 Electrons

Ils sont, par définition, de même nature que le rayonnement β^- mais proviennent de l'atmosphère électronique et non du noyau, soit par désexcitation d'un radioélément qui éjecte un électron d'une couche périphérique, soit par arrachage et accélération dans un accélérateur linéaire. Les faisceaux d'électrons produits par ce dernier peuvent avoir des énergies de plusieurs dizaines de MeV et ils sont utilisés pour traiter des lésions superficielles.

I.2.4 Neutrons

Les neutrons ont une masse presque identique à celle du proton et ne portent pas de charge électrique. Ils sont émis lors des phénomènes de désintégration nucléaire, avec des énergies variables (quelques MeV). Une source usuelle de neutrons est le californium dont la fission émet 4 neutrons d'énergie moyenne de 2,2 MeV.

On peut aussi obtenir des neutrons en combinant un émetteur α avec un noyau léger. C'est le cas par exemple de la mise en contact du polonium avec une feuille d'aluminium, qui dans l'expérience d'Irène et Frédéric Joliot a conduit à la découverte de la radioactivité artificielle et à celle du positon : un noyau d'aluminium ($Z=13$) incorpore une particule α qui le transforme en phosphore 30 ($Z=15$) instable, qui émet successivement un neutron et un positon pour se transformer en silicium ($Z=14$). Pour les applications industrielles, on utilise actuellement une source de neutrons constituée de la combinaison américium-béryllium, qui produit des neutrons d'énergie moyenne de 4 MeV.

I.3. Radioactivité

I.3.1 Activité

L'activité d'une source radioactive est le nombre de désintégrations qui se produisent par unité de temps dans une quantité donnée du radionucléide qui la constitue. L'unité légale est le becquerel (Bq), égal à une désintégration par seconde. L'ancienne unité le curie (Ci), était le nombre de désintégrations par seconde d'un gramme de radium, soit 37 milliards de becquerels (37 GBq). Il faut souligner d'emblée que le Bq, correspondant à une désintégration par seconde est une unité à l'échelle atomique, infiniment petite, dépourvue de significativité à l'échelle biologique et pourtant détectable par les appareils de comptage.

L'activité massique d'un radionucléide est l'activité d'un gramme de ce radionucléide. Elle s'exprime en $\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$. Le Tableau I-1 donne les valeurs d'activité massique de radionucléides ayant une importance en radioprotection [1].

Tableau I-1 : Activité massique et période des principaux radionucléides concernés par la radioprotection médicale [1].

Radionucléide	Activité massique en Bq. g ⁻¹	Période	Emission principale et énergie en keV
Tritium	3,6×10 ¹⁴	12 ans	β 12
Carbone 14	1,65×10 ¹¹	5730 ans	β 157
Fluor 18	3,52×10 ¹⁸	2 heures	γ 511, β 634
Phosphore 32	1,06×10 ¹⁶	14 jours	B 1710
Phosphore 40	2,54×10 ⁵	1,3 milliards d'années	γ 1461, β 1312
Cobalt 60	4,18×10 ¹³	5,3 ans	γ 1125, β 318
Strontium 90	5,21×10 ¹²	29 ans	β 1400
Yttrium 90	1,99×10 ¹⁶	3 jours	β 2284
Technétium 99m	1,95×10 ¹⁷	6 heures	γ 140, β 120
Iode 123	7,14×10 ¹⁶	13 heures	γ 150, β 130
Iode 125	6,45×10 ¹⁴	60 jours	γ 28, β 20
Iode 131	4,61×10 ¹⁵	8 jours	β 600, γ 360
Césium 134	4,77×10 ¹²	2 ans	γ 700, β 600
Césium 137	3,2×10 ¹²	30 ans	γ 600, β 520
Iridium 192	3,41×10 ¹⁴	74 jours	γ 400, β 550
Thallium 201	7,9×10 ¹⁵	3 jours	β 85, γ 80
Américium 241	1,27×10 ¹¹	433 ans	α 5450, γ 32, β 21
Radium 226	3,3×10 ¹¹	1600 ans	α 6500, β 2000, γ 50
Thorium 232	4,07×10 ³	14 milliards d'années	α 4000, γ 12
Uranium 235	1,6×10 ⁵	700 millions d'années	α 4400, γ 180, β 290
Uranium 238	3,72×10 ⁴	4,5 milliards d'années	α 4100, γ 15, β 2280
Plutonium 239	2,3×10 ⁹	24 000 ans	α 5100, γ 14

I.3.2 Décroissance radioactive

La transformation radioactive des atomes d'un radionucléide est aléatoire et aucune table ne permet de prévoir d'instant où un noyau donné va se réorganiser en émettant un rayonnement. En revanche, pour un très grand nombre d'atomes, le calcul de probabilité permet de savoir avec précision combien de noyaux vont se transformer et donc quelle proportion du radionucléide va disparaître par unité de temps. Cette proportion dN du nombre de noyaux présents N disparaissant dans un intervalle de temps dt est :

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt \quad \text{I-1}$$

Où λ est la constante radioactive, caractéristique de l'élément considéré, qui représente la probabilité de transformation d'un atome par unité de temps. Cette probabilité permet donc d'exprimer l'activité du radionucléide :

$$A = \lambda \cdot N \quad \text{I-2}$$

On peut, en connaissant cette activité et le nombre d'atomes présents N_0 , calculer le nombre d'atomes restants N en fonction du temps écoulé :

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad \text{I-3}$$

C'est la décroissance radioactive, qui est donc fonction exponentielle du temps.

I.3.3 Période radioactive

C'est le temps nécessaire à la disparition de la moitié des atomes d'un radionucléide. Après deux périodes, le nombre d'atomes est divisé par 4, après dix périodes par 1024. La période est fonction de la constante radioactive. Après une période ($t=T$) :

$$N/N_0 = 1/2 = e^{-\lambda t} \quad \text{I-4}$$

donc

$$\log 2 = -\lambda t \quad \text{I-5}$$

et

$$T = 0,693 / \lambda \quad \text{I-6}$$

Le Tableau I-1 montre que les activités massiques et les périodes sont inversement corrélées. Plus la période est courte, plus l'activité massique est grande. En d'autres termes, pour une activité égale, la masse d'un élément à longue période sera plus importante que celle d'un élément à période courte. Exemple : la masse correspondant à un GBq d'uranium 238 sera d'une tonne, alors que pour la même activité la masse de l'iode 131 sera de 3 microgrammes [1].

II. Interactions des rayonnements ionisants dans la matière

II.1. Mécanismes d'atténuation en fonction du rayonnement

Les effets des rayonnements ionisants sur les êtres vivants résultent d'un transfert d'énergie, ou interaction, entre les rayonnements et la matière. Si les résultats de ce transfert d'énergie sont relativement stéréotypés, l'intensité des effets dépend de la nature du rayonnement. En effet, selon que ce rayonnement est électromagnétique ou corpusculaire, chargé ou neutre, la quantité d'énergie transférée par unité élémentaire de volume sera différente et les conséquences biologiques seront d'autant plus importantes que ce transfert d'énergie sera plus concentré. Le mode de transfert d'énergie varie selon la nature du rayonnement et du milieu. Il en résulte toujours une atténuation du faisceau incident [1].

II.2. Rayonnement électromagnétique

Les photons X ou γ qui rencontrent un milieu peuvent être absorbés, être diffusés ou créer, après matérialisation et dématérialisation, un rayonnement photonique naissant dans le milieu lui-même. Seule la fraction du rayonnement qui n'interagit pas avec le milieu peut être captée par un détecteur.

II.2.1.a) La diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh appelée aussi diffusion cohérente se produit lorsqu'un photon incident fait un choc élastique avec un électron fortement lié à l'atome. L'énergie du photon est totalement absorbée par l'électron, et ce dernier se met en oscillation forcée sans avoir une énergie suffisante pour quitter l'atome. Puis par relaxation, il réémet ensuite un autre photon de même énergie dans une direction quelconque.

L'effet Rayleigh est fréquent pour des milieux de numéro Z élevé et pour les photons incidents de faible énergie. Cet effet n'affecte pas la valeur de la dose déposée mais une fois que le photon est diffusé, celui-ci peut interagir par effet Compton ou photoélectrique et affecter ainsi le lieu de dépôt de dose [2].

II.2.1.b) Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'émission par un matériau d'un électron se trouvant sur une couche i, de l'atome qu'il constitue. Ce phénomène survient lorsque cet électron est exposé à la lumière ou à un rayonnement électromagnétique d'énergie $E = h\nu$ avec $E > E_{l,i}$, $E_{l,i}$ qui est l'énergie de liaison de l'électron sur la couche i.

Cet électron est ensuite éjecté avec une énergie cinétique

$$E_c = E - E_{l,i} \quad \text{II-1}$$

L'électron éjecté perd alors son énergie par phénomène d'ionisation du milieu et une réorganisation du cortège électronique aura lieu pour combler la lacune sur la couche d'où l'électron a été expulsé. Il en résulte essentiellement la réémission d'un photon de fluorescence, ainsi que la possibilité d'expulser un autre électron d'une couche encore plus périphérique qu'on appelle électron Auger [3].

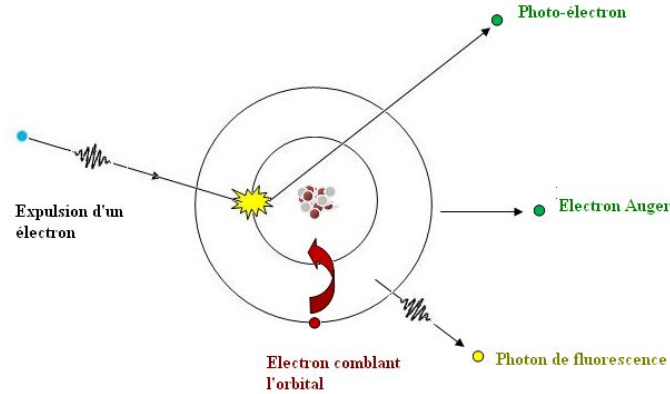


Figure II-1 : Représentation schématique de l'effet photoélectrique

La section efficace (σ_{ph}) de l'effet photoélectrique par atome dépend fortement de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du milieu absorbeur. Elle peut être exprimée approximativement par l'Eq. II-2

$$\sigma_{ph} = \frac{Z^n}{E^{3,5}} \text{ II-2}$$

avec n variant de 4 à 5.

L'effet photoélectrique est le processus d'interaction prédominant des rayonnements X et γ de faibles énergies (<100 keV). Il est très favorisé dans les milieux de numéro atomique élevé et décroît très vite quand l'énergie augmente.

II.2.1.c) Effet Compton

L'effet Compton est le nom donné par les physiciens à la collision d'un photon et d'un électron : le photon rebondit sur un électron cible et perd de l'énergie alors que l'électron est mis en mouvement. Ces collisions produisent en sortie les mêmes particules que les particules mises en jeu dans l'effet Compton, et entrent en compétition avec l'effet photoélectrique lors de la traversée de la matière par des gammas. L'effet Compton contribue à l'atténuation du rayonnement gamma.

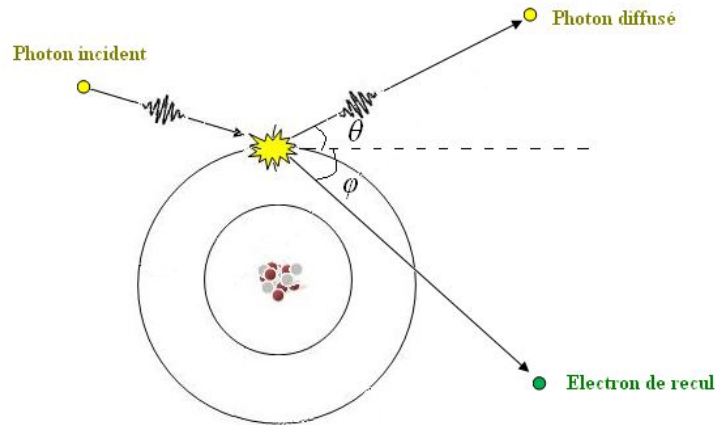


Figure II-2 : Représentation schématique de la diffusion Compton

Lorsqu'un photon d'énergie E rencontre un électron, il est dévié suivant une direction formant un angle θ compris entre 0 et 180° par rapport à la trajectoire initiale. L'électron est lui projeté suivant une direction faisant un angle ϕ compris entre 0 et 90° avec la trajectoire initiale du photon (voir Figure II-2).

En appliquant le principe de conservation de l'énergie et le principe de conservation de la quantité de mouvement, nous obtenons l'expression de l'énergie transférée à l'électron en fonction de l'énergie du photon incident

En appliquant le principe de conservation de l'énergie et le principe de conservation de la quantité de mouvement, nous obtenons l'expression de l'énergie transférée à l'électron en fonction de l'énergie du photon incident (Eq. II-3)

$$E_e = \frac{E}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)} \quad \text{II-3}$$

$$\varepsilon = E/m_0c^2$$

La section efficace différentielle de diffusion Compton (σ_{dc}) dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ est donnée par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma_{dc}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E_e}{E}\right)^2 \left(\frac{E}{E_e} + \frac{E_e}{E} - \sin^2 \theta\right) \quad \text{II-4}$$

Avec r_0 rayon classique de l'électron :

$$r_0 = \frac{e^2}{(4\pi\varepsilon_0 mc^2)} \quad \text{II-5}$$

La section efficace par électron est alors obtenue en intégrant cette équation pour tous les angles :

$$\sigma_{dc} = Z\sigma_e \quad \text{II-6}$$

La valeur de section Compton est ensuite exprimée en section efficace par atome :

$$\sigma_{dc} \approx \frac{Z}{A} \text{ II-7}$$

Ces collisions élastiques deviennent prépondérantes quand l'énergie du photon devient grande par rapport à la force élastique qui retient l'électron à un atome, son énergie de liaison. Pour un atome léger comme le carbone, l'effet Compton l'emporte sur l'effet photoélectrique au-dessus de 20 keV. Pour le cuivre c'est au-dessus de 130 keV et de 600 keV pour le plomb.

II.2.1.d) Matérialisation (ou production de paires)

La production de paires appelée aussi production gamma, survient lorsque le champ électrique intense qui entoure un noyau peut transformer un photon en électron et positon : c'est l'effet de production de paires. Cette matérialisation (qui est le processus inverse de l'annihilation) nécessite une énergie minimale du photon incident d'au moins 2 fois 511 keV, soit $E_{\min} = 1,02$ MeV. L'électron et le positon créés perdent leur énergie par phénomène d'ionisation du milieu et le positon s'annihile par la suite avec un électron du milieu. Il en résulte un rayonnement de 2 photons gamma d'énergie individuelle 511 keV émis en opposition à 180° l'un de l'autre (Figure II-3).

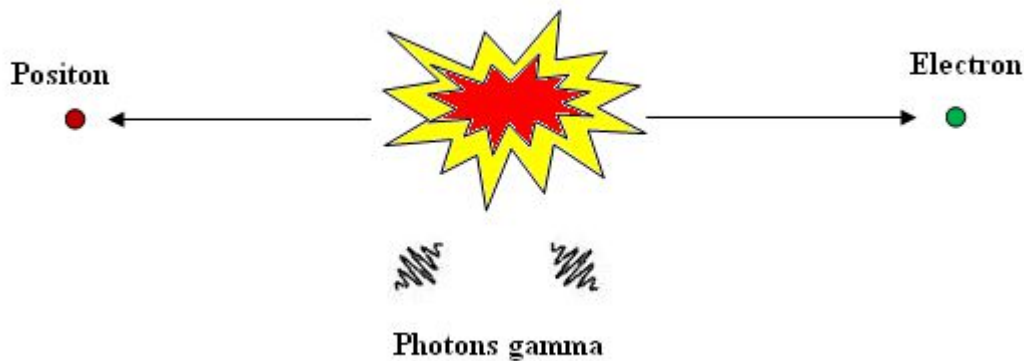


Figure II-3 : Représentation schématique du phénomène de production de paires.

Les sections efficaces peuvent être alors additionnées pour exprimer la probabilité d'interaction d'un photon selon un des effets décrits ci-dessus. La probabilité par unité de longueur qu'un photon subisse donc un de ces effets est égale à la somme des sections efficaces différentielles [2] :

$$\sigma_{\text{totale}} = \sigma_{\text{ph}} + \sigma_{\text{C}} + \sigma_{\text{pp}} + \sigma_{\text{ray}} \text{ II-8}$$

II.2.1.e) Importance relative de ces différents effets

La probabilité de l'effet Compton dépend peu du milieu, est inversement proportionnelle à l'énergie du rayonnement incident. La probabilité de l'effet photoélectrique est très dépendante du numéro atomique et diminue très rapidement avec l'énergie du rayonnement incident. Aux énergies du radiodiagnostic, l'effet Compton prédomine dans les tissus sauf pour l'os à des tensions inférieures à 100 kV où le calcium ($Z=20$) rend prédominante l'absorption par effet

photoélectrique. Pour des tensions d'émission plus élevées, l'effet Compton redevient prédominant, d'où l'intérêt d'utiliser des hautes tensions (120 à 140 kV) pour un cliché thoracique, ce qui « efface » les structures osseuses.

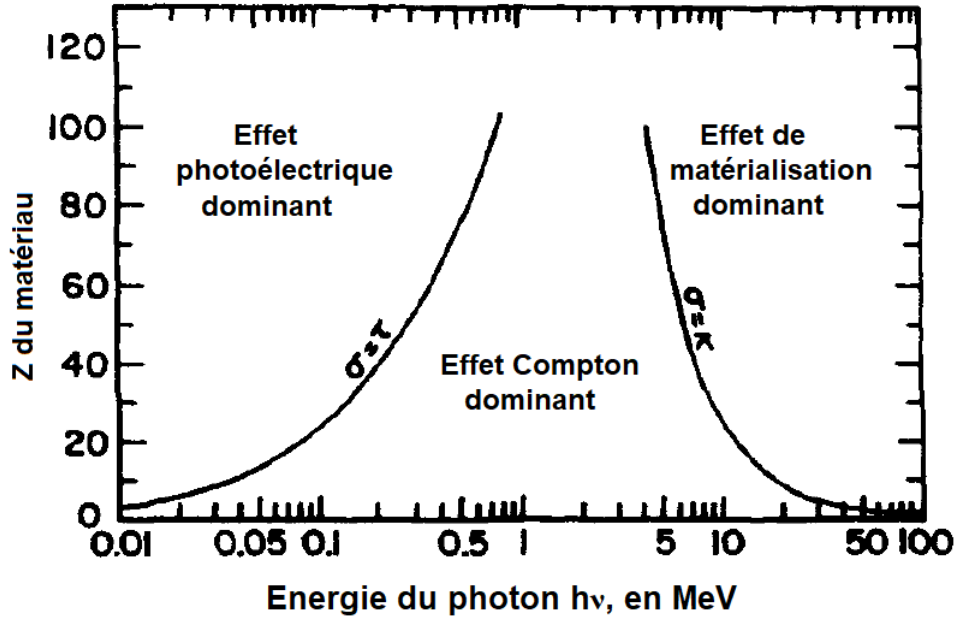


Figure II-4 : Importance relative des trois grands types d'interactions des rayons X et γ . La courbe montre les valeurs de Z et E, pour lesquels deux types d'effet sont égaux [4].

II.2.1.f) Coefficient d'atténuation total, de transfert en énergie et d'absorption en énergie :

Les probabilités d'interaction des photons par l'un des processus décrits ci-dessus, dépendent de l'énergie. Chacun de ces processus contribue à l'atténuation : le coefficient d'atténuation total se décompose en la somme des coefficients partiels d'atténuation attribués respectivement à chacun des processus. Il peut se mettre sous la forme :

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_C + \mu_{pp} + \mu_{ray} \quad \text{II-9}$$

μ_{ph} Effet photoélectrique

μ_C Effet Compton

μ_{pp} Production de paires

μ_{ray} Diffusion Rayleigh

Soit, pour le coefficient d'atténuation massique μ_m :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_{ph}}{\rho} + \frac{\mu_C}{\rho} + \frac{\mu_{pp}}{\rho} + \frac{\mu_{ray}}{\rho} \quad \text{II-10}$$

Pour la diffusion Compton, on prend en compte deux termes : un pour l'absorption $\frac{\mu_{C(a)}}{\rho}$ et l'autre pour la diffusion $\frac{\mu_{C(d)}}{\rho}$.

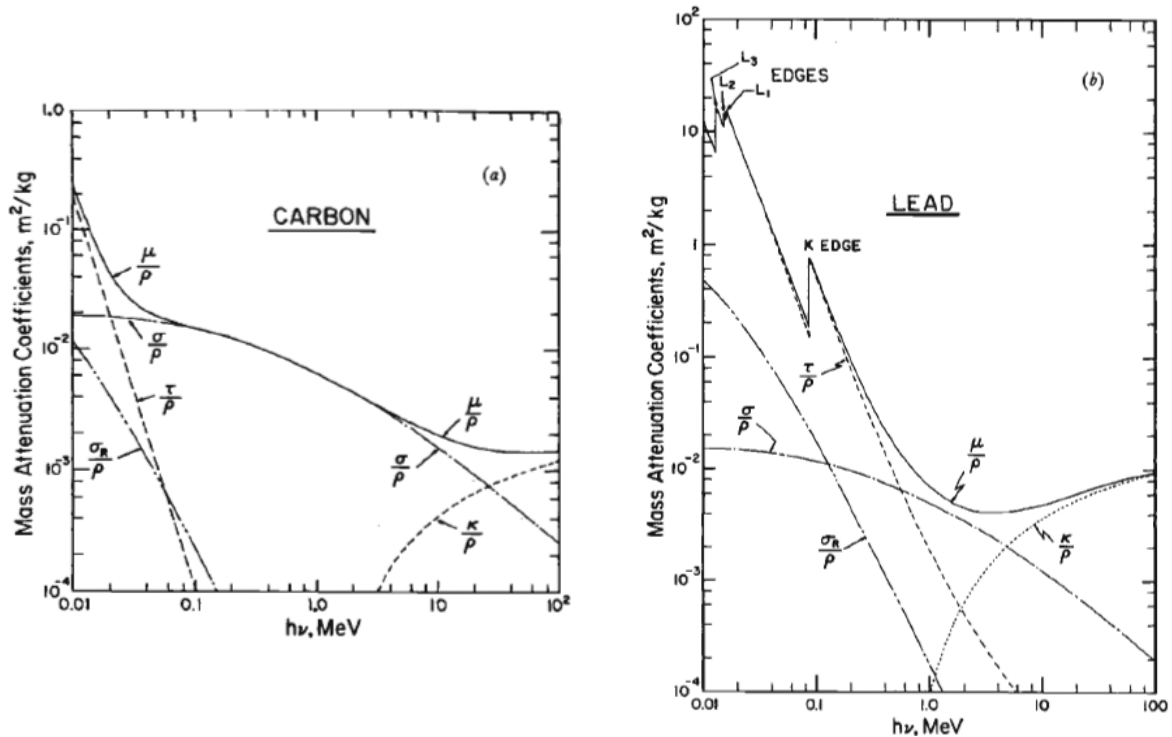


Figure II-5 : Coefficient d'atténuation massique pour le carbone (a) et le plomb (b). τ/ρ indique la contribution de l'effet photoélectrique, σ_R/ρ est celle de l'effet Compton, κ/ρ de la production de paires et σ_R/ρ de la diffusion Rayleigh. μ/ρ est la somme, qui est proche de la courbe τ/ρ pour des énergies inférieures à 0,1 MeV [4].

II.3. Rayonnements corpusculaires

Ce sont les rayonnements alpha, bêta, les protons et les neutrons.

II.3.1 Rayonnement alpha (α)

Il est constitué d'un noyau d'hélium, comportant deux protons et deux neutrons.

II.3.1.a) Mécanisme d'atténuation

Sa double charge électrique rend la particule α fortement interactive avec les nuages électroniques des atomes du milieu qu'elle traverse. Elle est fortement freinée et son parcours sera très bref, dépendant de son énergie initiale et de la densité électronique du milieu traversé (Figure II-6).

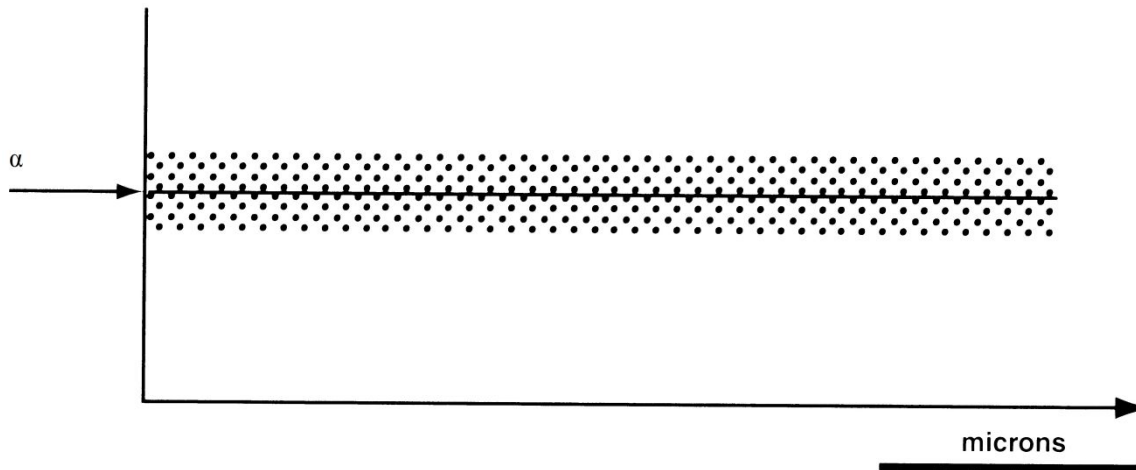


Figure II-6 : Interactions des rayonnements alpha avec un milieu biologique : les particules α très lourdes, ne sont pas déviées par les nuages électroniques des atomes du milieu.

En revanche porteuse de deux charges positives, elles sont très fortement freinées. Elles induisent donc de très nombreuses ionisations sur un parcours rectiligne très bref (quelques microns).

II.3.1.b) Distribution spatiale de l'énergie transférée

Le transfert total de l'énergie cinétique de la particule α sera « sa distance de freinage ». Le parcours maximal d'une particule α est de quelques centimètres dans l'air, de quelques dizaines de microns dans l'eau ou les tissus mous. Ainsi, le rayonnement α du ^{239}Pu est arrêté par la couche cornée de l'épiderme. Du fait de leur quantité de mouvement, ces particules ne sont pas déviées par les nuages électroniques du milieu et leur trajectoire est rectiligne. Durant ce bref parcours, la densité d'ionisations est très grande. Le TLE (voir définition plus loin) des rayonnements α est très élevé, leur effet biologique sera donc très important, notamment dans l'ADN car la proximité des effets successifs pourra endommager simultanément des deux brins de la chaîne.

II.3.2 Rayonnement bêta (β)

II.3.2.a) Ionisation

Lorsqu'un électron pénètre dans un milieu, il entre en interactions coulombiennes (collisions) avec de nombreux électrons plus ou moins distants de sa trajectoire. Chacune de ces interactions entraîne une perte d'énergie (Q) qui peut prendre toutes les valeurs entre 0 (collision à l'infini) et T (collision frontale). Les deux électrons étant indiscernables, il convient alors de considérer comme électron incident celui qui, après la collision possède l'énergie cinétique la plus élevée ; le transfert Q à l'électron considéré comme électron cible a alors pour valeur maximale ($T/2$). Les collisions lointaines sont plus nombreuses que les collisions proches, l'électron perdant son énergie par de nombreux mais faibles transferts. Sur un petit segment Δx de sa trajectoire, l'électron incident, possédant en ce point une énergie T , entre en collision avec un certain nombre d'électrons et perd de ce fait une énergie égale à la somme des transferts Q correspondants. Cette énergie présente des fluctuations statistiques autour d'une valeur moyenne ΔT .

Le pouvoir d'arrêt ou le transfert linéique d'énergie (TLE) par collision du milieu vis-à-vis des électrons d'énergie T est défini par l'Eq. II-11 [5]:

$$\text{TLE}_{\text{col}} = \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad \text{II-11}$$

Le TEL_{col} est généralement exprimé en MeV/cm et caractérise le ralentissement de l'électron dans le milieu, celui-ci peut être calculé par la formule de Bethe-Bloch [5].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad \text{II-12}$$

La valeur moyenne de la perte d'énergie par collision (ionisations et excitations) est donnée par la formule de Bethe-Bloch relativiste, simplifiée pour les énergies cinétiques de l'électron non relativiste :

$$\frac{dE}{dx} = 0.15 \frac{Z}{A\beta^2} \ln \left[\frac{\alpha^2(\alpha+2)}{2Imc^2} \right] \quad \text{II-13}$$

Avec A masse atomique du milieu,

Z le numéro atomique du milieu,

I le potentiel moyen d'excitation du milieu,

ϵ_0 la permittivité du vide,

e la charge élémentaire de l'électron,

m_e la masse de l'électron,

c la vitesse de la lumière dans le vide,

et $\alpha = \frac{E_0}{mc^2}$, $\beta = \frac{\alpha(\alpha+2)}{\alpha+1} = \frac{v}{c}$.

II.3.2.b) Bremsstrahlung

Le rayonnement continu de freinage ou *bremsstrahlung* (en allemand *bremsen* "freiner" et *Strahlung* "radiation", c'est à dire. "radiation de freinage" ou "radiation de décélération") est un rayonnement électromagnétique à spectre large créé par le ralentissement de charges électriques. On parle aussi de rayonnement blanc.

Ce phénomène survient lorsqu'une cible solide est bombardée par un faisceau d'électrons, ceux-ci sont freinés et déviés par le champ électrique des noyaux de la cible. Or, selon les équations de Maxwell, toute charge dont la vitesse varie, en valeur absolue ou en direction, émet un rayonnement. L'énergie liée à la décélération des électrons étant quantifiée suivant des valeurs fortement rapprochées, cela crée un flux de photons d'énergie E prélevée de l'énergie cinétique de l'électron T dont le spectre en énergie est quasiment continu. L'électron est donc ralenti et son énergie réduite à T – E. En raison de la différence considérable de masse, le transfert d'énergie est pratiquement nul.

$$Q_{\max} = 4 \frac{m}{\dot{m}} T \quad \text{II-14}$$

avec $\dot{m} \ll m$,

L'énergie perdue en moyenne par un électron d'énergie T , par les "freinages" qu'il subit sur un segment Δx de sa trajectoire, a une valeur ΔT_r (somme des énergies des photons émis).

On définit le pouvoir d'arrêt ou transfert d'énergie linéique par freinage par l'Eq. II-15.

$$TLE_{\text{fr}} = \frac{\Delta T_r}{\Delta x} \quad \text{II-15}$$

Elle est calculée par la formule de Bethe-Bloch relativiste simplifiée pour les énergies cinétiques de l'électron non relativiste :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137(mc^2)^2} \left[4 \ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{4}{3} \right] \quad \text{II-16}$$

Le pouvoir d'arrêt total est défini par la perte d'énergie totale résultant des collisions et freinages :

$$TLE = TLE_{\text{col}} + TLE_{\text{fr}} \quad \text{II-17}$$

II.3.2.c) Parcours des particules bêta (électrons, positons)

La trajectoire d'un électron dans un milieu donné peut être très sinueuse, puisque les électrons peuvent subir des déviations de 180° dans le cas de la rétrodiffusion. Par conséquent, la profondeur maximale atteinte par un électron dans la direction incidente initiale est inférieure à la longueur de sa trajectoire.

Cette profondeur maximale est ce que l'on appelle le parcours (ou profondeur de pénétration). Le parcours d'un électron dans un milieu donné est fonction de son énergie et ce parcours R_p peut être estimé par la relation empirique suivante :

$$R_p = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{S_{\text{totale}}(E)} \quad \text{II-18}$$

Avec E_0 l'énergie initiale de l'électron

$S_{\text{totale}}(E)$ le pouvoir d'arrêt (ou stopping power) de l'électron d'énergie E , et :

$$S_{\text{totale}} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}} \quad \text{II-19}$$

S_{col} et S_{rad} sont respectivement le pouvoir d'arrêt par collision et par radiation de l'électron.

Le parcours d'un électron dans la matière est donc fonction de son énergie initiale et de la densité de la matière.

Pour un faisceau d'électrons, il faut prendre des moyennes ou des valeurs globales, particulièrement en dosimétrie. Lorsque ces électrons pénètrent dans la matière, ils parcourent une certaine distance moyenne avant de subir une interaction qui modifie leurs trajectoires, leurs énergies ou directions, cette distance est appelée parcours moyen R_M .

Retenons que : le parcours moyen R_M (Figure II-7) est l'épaisseur du matériau qui réduit le pourcentage du nombre d'électrons à la moitié de sa valeur en l'absence de matériau absorbant et le parcours extrapolé R_C est la partie linéaire de la fin de la courbe, un point d'interaction avec l'axe des abscisses.

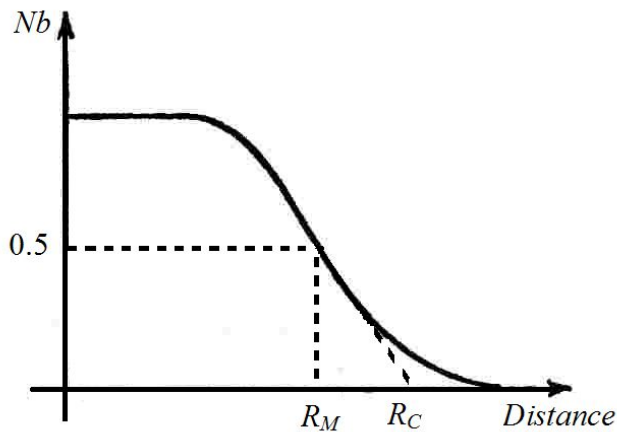


Figure II-7 : Parcours et trajectoire d'un électron, avec R_M parcours moyen de l'électron et R_C le parcours extrapolé.

Le parcours donne une estimation acceptable de la longueur de la trajectoire de l'électron dans la matière. Plus le matériau est lourd plus l'électron sera arrêté rapidement. L'électron pénètre donc plus dans l'eau que dans le plomb. Dans le domaine médical, la densité des tissus mous peut être considérée comme équivalente à celle de l'eau (soit $d=1$). C'est la raison pour laquelle la valeur du parcours des particules chargées dans l'eau est importante (Figure II-8). Le Tableau II-1 présente les valeurs des pouvoirs d'arrêt des électrons dans l'eau pour certaines énergies, calculées selon la méthode définie par l'ICRU 37 [6].

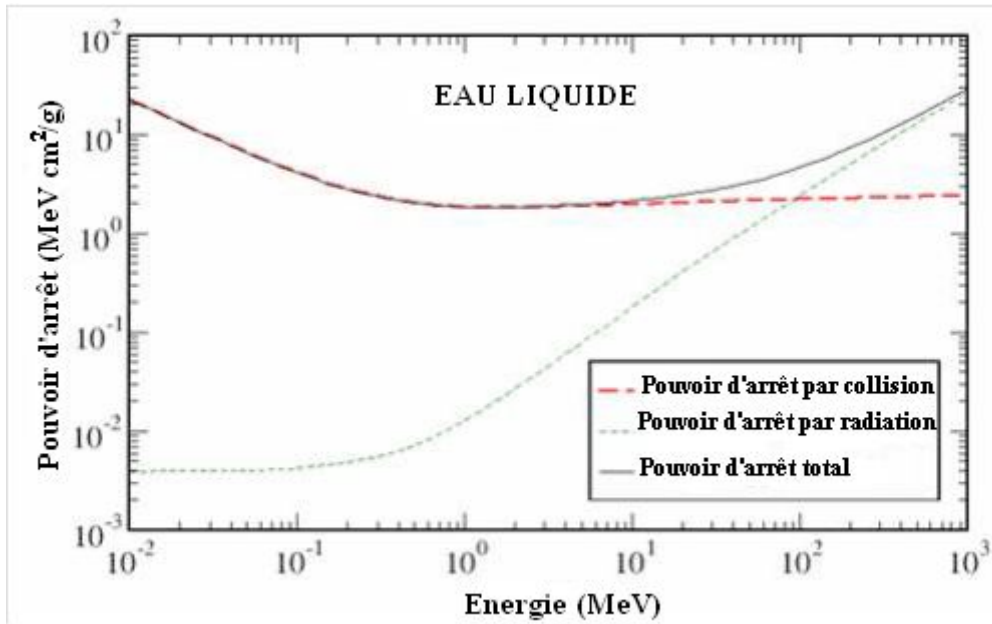


Figure II-8 : Perte d'énergie (*stopping power*) par collisions ou radiation des électrons dans l'eau [7].

Tableau II-1 : Pouvoirs d'arrêt et parcours des électrons dans l'eau pour différentes énergies (MeV) : valeurs du NIST-ESTAR [8].

Energie Cinétique MeV	ESTAR pouvoirs d'arrêt (MeV cm ² /g)			Paramètre d'effet de la densité
	Collision	Radiation	Total	
1,000E-02	2,256E+01	3,898E-03	2,256E+01	0,000E+00
5,000E-02	6,603E+00	4,031E-03	6,607E+00	0,000E+00
1,000E-01	4,115E+00	4,228E-03	4,119E+00	0,000E+00
5,000E-01	2,034E+00	7,257E-03	2,041E+00	0,000E+00
1,000E+00	1,849E+00	1,280E-02	1,862E+00	2,428E-01
1,500E+00	1,822E+00	1,942E-02	1,841E+00	5,437E-01
2,000E+00	1,824E+00	2,678E-02	1,850E+00	8,218E-01
2,500E+00	1,834E+00	3,468E-02	1,868E+00	1,069E+00
3,000E+00	1,846E+00	4,299E-02	1,889E+00	1,288E+00
3,500E+00	1,858E+00	5,164E-02	1,910E+00	1,484E+00
4,000E+00	1,870E+00	6,058E-02	1,931E+00	1,660E+00
4,500E+00	1,882E+00	6,976E-02	1,951E+00	1,821E+00
5,000E+00	1,892E+00	7,917E-02	1,971E+00	1,967E+00

II.3.2.d) Distribution spatiale de l'énergie transférée

Les électrons sont de faible masse et porteurs d'une seule charge, les rayonnements β sont donc faiblement ionisants, leur TLE est faible. Le nombre des interactions est d'autant plus important que l'énergie cinétique de la particule diminue. Le trajet est donc en ligne brisée, les segments diminuant de longueur à chaque interaction, pour finir dans une grappe d'ionisations où la densité d'ionisation et le TLE sont les plus élevés (Figure II-9). La longueur moyenne en centimètres de la trajectoire d'un électron est approximativement égale à la moitié de son

énergie en MeV. Ainsi, un rayonnement β de 3 MeV aura une pénétration moyenne de 1,5 cm, le rayonnement β de l'iode 131 (0,6 MeV) sera de quelques dizaines de microns. Les rayonnements β ont un TLE voisin de celui des rayonnements X ou γ mais un trajet plus courts. Les électrons produits par les accélérateurs sont utilisés en radiothérapie pour traiter des lésions peu profondes en épargnant ainsi les tissus sous-jacents.

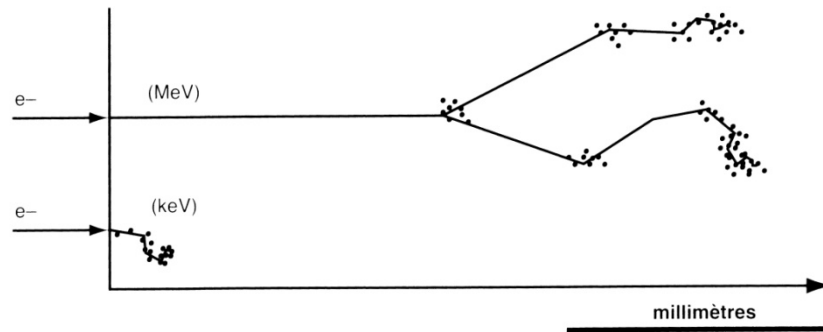


Figure II-9 : Interactions des rayonnements bêta et des électrons avec un milieu biologiques : les électrons subissent d'autant plus d'interactions que leur énergie est faible. A chaque collision ils sont déviés et transfèrent une partie de leur énergie à un électron qui est éjecté (ionisation) et à son tour ionisera d'autres atomes.

II.3.3 Neutrons

Les neutrons ont une masse presque identique à celle du proton et ne portent pas de charge électrique.

II.3.3.a) Mécanisme d'atténuation

L'absence de charge rend les neutrons insensibles aux champs électriques intenses de l'atmosphère électronique des atomes. Ils transfèrent leur énergie essentiellement par collision élastique avec les noyaux légers (hydrogène, carbone). En revanche, ils traversent aisément les matériaux constitués d'atomes lourds (plomb, acier). L'énergie transférée à chaque collision avec un noyau léger est emportée par le noyau mobilisé, chargé, qui constitue la particule ionisante. Dans les milieux biologiques l'essentiel des collisions a lieu avec des atomes d'hydrogène, c'est donc un proton, très fortement ionisant, qui est mobilisé. Les neutrons sont donc indirectement mais fortement ionisants (Figure II-10).

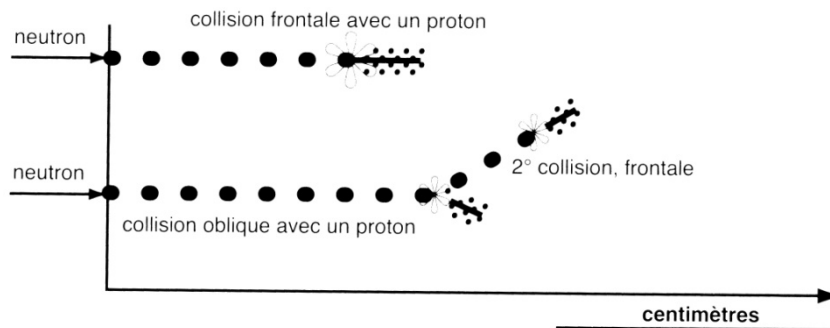


Figure II-10 : Interactions des rayonnements neutroniques avec un milieu biologique.

Les neutrons ont des interactions beaucoup plus aléatoires. Dans les milieux biologiques comportant de multiples atomes d'hydrogène, ils se comportent avec eux comme des boules de

billard, perdant toute leur énergie par collision frontale ou la répartissant en collisions multiples. Ce sont les protons mobilisés qui ionisent à leur tour les atomes du milieu, avec une forte densité d'ionisations sur un trajet bref.

II.3.3.b) Distribution spatiale de l'énergie transférée

Le proton ou le noyau léger mobilisé par l'impact avec un neutron perd rapidement son énergie au voisinage du point d'impact, le neutron élevé va entrer en collision avec un nouveau noyau léger et perdre ainsi rapidement son énergie jusqu'au niveau correspondant à l'énergie de l'agitation thermique (on dit d'un neutron ainsi ramené au niveau énergétique de base qu'il est « thermalisé » et il est appelé neutron thermique). Il pourra alors être capturé par un noyau, avec formation d'un isotope, le plus souvent radioactif. Les interactions des neutrons rapides avec le milieu sont aléatoires ; leur trajectoire et la profondeur maximale atteinte sont très variables et ne peuvent être schématisées sous forme d'un parcours comme les particules chargées. Les neutrons ont une grande efficacité biologique, liée à leur TLE élevé dans les tissus mous, par l'intermédiaire des protons mobilisés Il faut retenir qu'ils ne sont pas arrêtés par les écrans constitués de métaux lourds [1].

II.4. Effets sur le milieu

II.4.1 Ionisation

L'énergie communiquée à un électron d'une couche périphérique le libère de l'attraction de son noyau. L'éjection de cet électron laisse l'atome à l'état d'ion positif. L'énergie communiquée doit être supérieure à l'énergie de liaison de l'électron considéré, dépendant de la couche électronique sur laquelle il se situe. L'énergie moyenne nécessaire pour créer une ionisation dans un milieu biologique est de 32 eV ; elle ne dépend pas de la nature du rayonnement ionisant.

II.4.2 Excitation

L'énergie communiquée à un électron d'une couche interne, insuffisante pour l'éjecter, le déplace sur une orbite plus périphérique. L'atome est passé de son état stable à un état instable en emmagasinant de l'énergie. Il est dit excité. La restitution de cette énergie potentielle s'effectue par émission de rayonnement électromagnétique (rayonnement lumineux ou rayons X selon son énergie). Dans un milieu aqueux, l'absorption d'une énergie de 1 MeV, quel que soit le rayonnement incident, produit environ 30 000 ionisations et 100 000 excitations.

II.4.3 Fluorescence

C'est le mécanisme de dissipation d'énergie qui correspond à l'effet photoélectrique précédemment décrit. Un seul photon de fluorescence est émis si la place libre laissée par l'ionisation est prise par un électron libre ou si c'est l'électron déplacé par l'excitation qui regagne son orbite. En revanche, si le retour à l'état fondamental s'effectue en cascade, de couche en couche, de la périphérie vers le centre, chaque électron gagnant une couche plus centrale étant remplacé par un électron de la couche immédiatement périphérique, on observera plusieurs photons d'énergie différente, donc un spectre de raies électromagnétiques.

II.4.4 Effet Auger

L'énergie acquise par l'atome peut être restituée, lors de la transition électronique de retour à l'état fondamental, non pas par l'émission d'un photon mais par celle d'un électron, éjecté d'une couche plus périphérique que celle où a eu lieu l'ionisation première. Cet électron éjecté, parfois appelé électron Auger, a une énergie cinétique correspondant à la différence d'énergie de liaison entre la couche d'où provient l'électron qui prend sa place. Après un effet Auger, l'atome est à nouveau ionisé et l'excès d'énergie sera restitué par fluorescence ou par un nouvel électron Auger. L'effet Auger est quantitativement plus important que la fluorescence dans les milieux constitués d'éléments légers, tels que les milieux biologiques en dehors du tissu osseux [1].

III. Dosimétrie

III.1. Introduction

La mesure et l'investigation des effets des rayonnements exigent diverses spécifications de champ de rayonnement au point d'intérêt.

La dosimétrie des rayonnements traite des méthodes pour la détermination quantitative d'énergie déposée dans un milieu donné par les radiations ionisantes, directement ou indirectement.

III.2. Fluence des photons et fluence énergétique

Les quantités suivantes sont utilisées pour décrire un faisceau monoénergétique de particules ionisantes : fluence de particules, fluence énergétique, débit de fluence de particules et débit de fluence énergétique.

Ces quantités sont souvent utilisées pour décrire des faisceaux de photons mais peuvent être aussi utilisées pour décrire des faisceaux de particules chargées.

La fluence des particules Φ est défini comme le quotient dN par dA , où dN est le nombre de particules incidentes sur une sphère d'aire de plan diamétral dA :

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \text{ III-1}$$

L'unité de la fluence des particules est le m^{-2} . L'utilisation d'une sphère d'aire de plan diamétral dA exprime de la manière la plus simple, le fait que l'on considère une surface dA perpendiculaire à la direction de chaque particule et donc en conséquence, la fluence des particules est indépendante de l'angle d'incidence de la radiation.

- Fluence planaire des particules : nombre de particules traversant une aire de surface unité, dans un plan dans un sens donné.
- La fluence énergétique Ψ est le rapport dE sur dA , où dE est l'énergie radiante incidente sur une sphère d'aire de plan diamétral dA :

$$\Psi = \frac{dE}{dA} \text{ III-2}$$

L'unité de la fluence énergétique est le $J.m^{-2}$. La fluence énergétique peut être calculée à partir de la fluence des particules en utilisant la relation suivante :

$$\Psi = \frac{dE}{dA} = E \frac{dN}{dA} = E\Phi \text{ III-3}$$

Où E est l'énergie d'une particule et dN le nombre de particules d'énergie E .

Presque tous les faisceaux de photons et de particules sont polyénergétiques, et les concepts définis auparavant doivent aussi être appliqués à de tels faisceaux. Les concepts de spectre de fluence de particules et spectre de fluence énergétique remplacent alors respectivement la fluence de particules et la fluence énergétique. Ces derniers sont définis respectivement comme suit :

$$\Phi_E(E) = \frac{d\Phi}{dE}(E) \quad \text{III-4}$$

Et

$$\Psi_E(E) = \frac{d\Psi}{dE}(E) = E \frac{d\Phi}{dE}(E) \quad \text{III-5}$$

Où $\Phi_E(E)$ et $\Psi_E(E)$ sont respectivement les notations abrégées pour le spectre de fluence de particules et le spectre de fluence énergétique différentielle en énergie E.

La Figure III-1 montre un spectre de fluence de particules et un spectre de fluence énergétique généré par une unité d'orthovoltage de rayons X avec une valeur de différence de potentiel maximale (kVp kiloVolt Peak) de 250 kV et une filtration supplémentaire de 1 mm d'Al et 1,8 mm de Cu (matériau de la cible : tungstène W, filtration inhérente : 2 mm de Be).

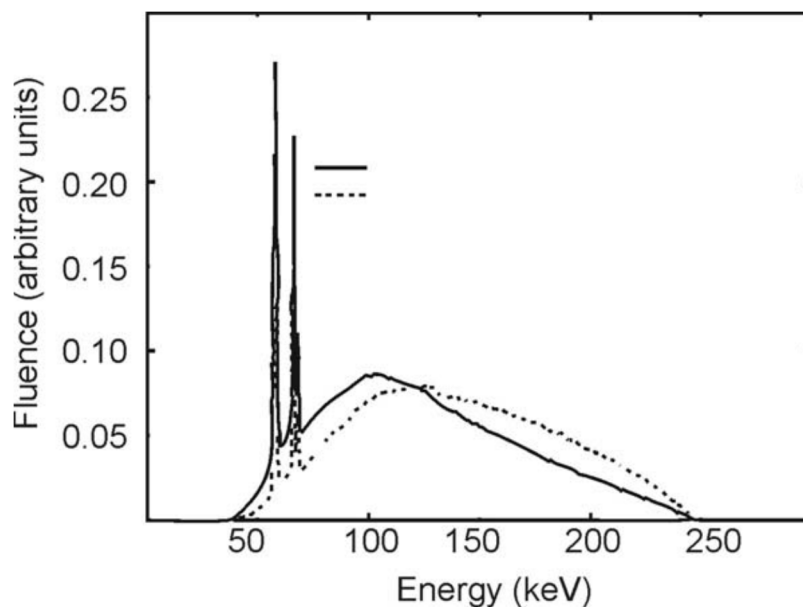


Figure III-1 : Spectres de fluence et fluence énergétique de photons à 1 m de la cible d'un générateur de rayons X avec un potentiel de 250 kV et une filtration supplémentaire de 1 mm d'Al et 1.8 mm de Cu (matériau de la cible W, filtration inhérente de 2 mm Be) [9].

Les deux pics superposés sur le spectre du rayonnement de freinage continu (courbe continue) représentent les raies caractéristiques K_{α} , K_{β} des rayons X pour une cible de tungstène.

Le débit de fluence de particules $\dot{\Phi}$ est le quotient de $d\Phi$ par dt , où $d\Phi$ est l'augmentation de la fluence durant un intervalle de temps dt :

$$\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dt} \text{ III-6}$$

Avec comme unité : $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Le débit de fluence énergétique (aussi appelé intensité) est le quotient de $d\Psi$ par dt , où $d\Psi$ est l'augmentation de la fluence énergétique durant un intervalle de temps dt :

$$\dot{\Psi} = \frac{d\Psi}{dt} \text{ III-7}$$

L'unité du débit de fluence de particules est : $\text{W}.\text{m}^{-2}$ ou $\text{J}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

III.3. KERMA

Le KERMA est l'acronyme pour Kinetic Energy Released per unit Mass. Le KERMA K est une quantité non-stochastique appliquée uniquement aux particules indirectement ionisantes comme les photons et les neutrons. Le KERMA quantifie la quantité moyenne d'énergie transférée d'une radiation indirectement ionisante à une radiation directement ionisante sans s'intéresser à son devenir après ce transfert. Dans ce manuscrit nous nous limiterons au KERMA pour les photons.

L'énergie du photon est transférée à la matière dans un processus à deux temps. Dans un premier temps, le photon transfère son énergie à des particules secondaires chargées (électrons), à travers plusieurs interactions (l'effet photoélectrique, l'effet Compton, la production de paires, etc.). Dans un second temps, la particule chargée transfère l'énergie au milieu à travers des excitations atomiques et des ionisations.

Dans ce contexte, le KERMA est défini comme l'énergie moyenne transférée d'une radiation indirectement ionisante à des particules chargées (électrons) dans le milieu par unité de masse dm :

$$K = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} \text{ III-8}$$

L'unité du KERMA est le Joule par kilogramme (J/kg). Le nom de l'unité du KERMA est le Gray (Gy), où $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$.

III.4. CEMA

CEMA est l'acronyme de Converted Energy per unit Mass. C'est une quantité non-stochastique applicable à des radiations directement ionisantes comme les électrons et les protons. Le CEMA C est le quotient de dE_c par dm , où dE_c est l'énergie perdue par les particules chargées, sauf les électrons secondaires, dans des collisions par unité de masse dm d'un matériau :

$$C = \frac{d\bar{E}_c}{dm} \text{ III-9}$$

L'unité du CEMA est le Joule par kilogramme (J/kg). Le nom de l'unité du CEMA est le Gray (Gy), où $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$.

III.5. Dose absorbée

La dose absorbée est une quantité non-stochastique appliquée aux particules ionisantes directement et indirectement. Pour les radiations indirectement ionisantes, l'énergie est communiquée à la matière dans un processus à deux temps. Dans un premier temps (résultant en KERMA), la radiation indirectement ionisante transfère l'énergie cinétique aux particules chargées secondaires. Dans un second temps, ces particules chargées transfèrent de leur énergie cinétique au milieu (résultant en dose absorbée) et perdent une partie de leur énergie sous forme de pertes radiatives (Bremsstrahlung, annihilation en vol).

La dose absorbée est relative à la quantité d'énergie stochastique transmise.

La dose absorbée est définie comme une énergie moyenne $\bar{\varepsilon}$ transmise par une particule ionisante à la matière d'une masse m dans un volume fini V :

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad \text{III-10}$$

L'énergie déposée $\bar{\varepsilon}$ est la somme de toute les énergies entrant dans le volume d'intérêt moins celles sortantes de ce volume.

Celle-ci tient compte de n'importe quelle conversion masse-énergie à l'intérieur du volume.

Exemple : la production de paires fait décroître l'énergie de 1,022 MeV, alors que l'annihilation augmente l'énergie de cette même quantité.

Notez que parce que les électrons voyagent dans un milieu et déposent de l'énergie tout au long de leurs parcours, cette absorption d'énergie ne se fait pas au même endroit que le transfert d'énergie décrit par le KERMA.

L'unité de la dose absorbée est le joule par kg (J.kg^{-1}). Le nom spécial de cette unité est le Gray (Gy).

III.6. Pouvoir d'arrêt (*stopping power*)

Les pouvoirs d'arrêt sont largement utilisés en dosimétrie, mais sont rarement mesurés et doivent être calculés théoriquement. Pour les électrons et les positons, la théorie de Bethe est utilisée pour calculer les pouvoirs d'arrêt. Le pouvoir d'arrêt linéaire est défini comme la valeur attendue du taux de perte d'énergie par unité de longueur du parcours (dE/dx) des particules chargées. Le pouvoir d'arrêt massique est défini comme le pouvoir d'arrêt linéaire divisé par la densité du milieu absorbant. La division par la densité du milieu absorbant élimine quasiment la dépendance du pouvoir d'arrêt massique de la densité massique. Les unités usuelles pour les pouvoirs d'arrêt linéaire et massique sont respectivement MeV/cm et $\text{MeV.cm}^2/\text{g}$.

Deux types de pouvoirs d'arrêt sont définis : de collision (ionisation), résultant des interactions des particules chargées avec les électrons atomiques en orbite, et de radiation, résultant des interactions des particules chargées avec les noyaux. Le pouvoir d'arrêt massique restreint exprime le taux moyen de perte d'énergie par une particule chargée dans toutes les collisions élastiques et inélastiques.

- Une collision inélastique survient, lorsqu'une particule chargée passe près d'un atome à une distance considérable (c'est à dire $b \gg a$, où b est le paramètre d'impact, et a le rayon atomique). L'effet net de cette collision est qu'une petite quantité d'énergie est transférée à un atome du milieu absorbant en une seule collision.
- Dans une collision inélastique où $b \approx a$; un électron secondaire (aussi référé comme un électron delta ou δ ou historiquement rayon delta) avec une énergie considérable est éjecté et forme une trajectoire séparée.
- Dans le cas d'un pouvoir d'arrêt massique de collision illimité, le transfert d'énergie maximal à un électron orbital autorisé en raison d'une collision inélastique est la moitié de l'énergie cinétique de l'électron (collision de particules indiscernables) ou l'énergie cinétique complète d'un positon (collision de particules discernables).

La théorie du pouvoir d'arrêt massique de collision pour les particules chargées lourdes, les électrons et les positons à la suite de collisions élastique et inélastique combine la théorie de Bethe pour les collisions élastiques avec un pouvoir d'arrêt comme résultat de transfert d'énergie dû à des collisions inélastiques. Le résultat de ceci, pour une particule chargée lourde de masse M et de vitesse v , où le transfert d'énergie dû aux collisions inélastiques est limité à $2m_e c^2 \beta^2 (1 - \beta^2)$, où $\beta = v/c$ est :

$$\frac{S_{col}}{\rho} = \frac{4\pi N_A Z r_e^2 m_e c^2}{A \beta^2} z^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z} \right] \text{ III-11}$$

Où

r_e est le rayon classique de l'électron (2,82 fm)

z est la charge du projectile en unité de charge d'électrons

I est le potentiel moyen d'excitation du milieu

C/Z est la correction de couche (shell correction, on considère que les électrons atomiques de la matière ne sont pas stationnaires)

Le potentiel d'excitation moyen I est une valeur géométrique de tous les potentiels d'excitation et d'ionisation d'un atome du matériau absorbant. Puisque les effets de liaison influencent la valeur exacte de I , les modèles de calcul sont souvent inadéquat pour estimer sa valeur exactement.

Par conséquent les valeurs de I , sont souvent dérivées des mesures des pouvoirs d'arrêt dans des faisceaux de particules chargées lourdes, pour lesquelles les effets des diffusions sur ces mesures sont minimales.

Pour les matériaux élémentaires I varie approximativement de manière linéaire avec Z , avec en moyenne $I = 11,5Z$. Pour les composés, I est calculé en supposant l'additivité du pouvoir

d'arrêt de collision, en prenant en compte la fraction de pondération de chaque atome constituant le composé.

Le pouvoir d'arrêt radiatif est le taux de perte d'énergie par les électrons ou les positons qui entraîne la production du rayonnement (*Bremsstrahlung*). La théorie de Bethe-Heitler conduit à la formule suivante pour le pouvoir d'arrêt massique radiatif :

$$\frac{S_{\text{rad}}}{\rho} = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A} (E_K + m_e c^2) \bar{B}_r \quad \text{III-12}$$

Où :

$$\sigma_0 = \alpha \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 = 5,80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{atome}$$

α Constante des structures fines

\bar{B}_r Est une fonction de Z et de E_K
Varie entre 5,33 et 15 pour des gamme d'énergie de 0,5 MeV à 100 MeV

Le concept du pouvoir d'arrêt massique par collision restreint est introduit pour calculer l'énergie transférée vers une région d'intérêt localisée. En limitant le transfert d'énergie aux particules secondaires (delta) à un seuil (souvent noté Δ), les particules chargées hautement énergétiques sont autorisées à sortir de la région d'intérêt.

Le pouvoir d'arrêt restreint est inférieur au pouvoir d'arrêt non-restreint. Le choix du seuil de l'énergie dépend du problème rencontré. Pour les problèmes impliquant les chambres d'ionisation, une valeur fréquente du seuil et 10 keV est choisie (la portée d'un électron de 10 keV dans l'air est de l'ordre de 2 mm). Pour les quantités microdosimétriques, habituellement une valeur de 100 eV est prise comme seuil.

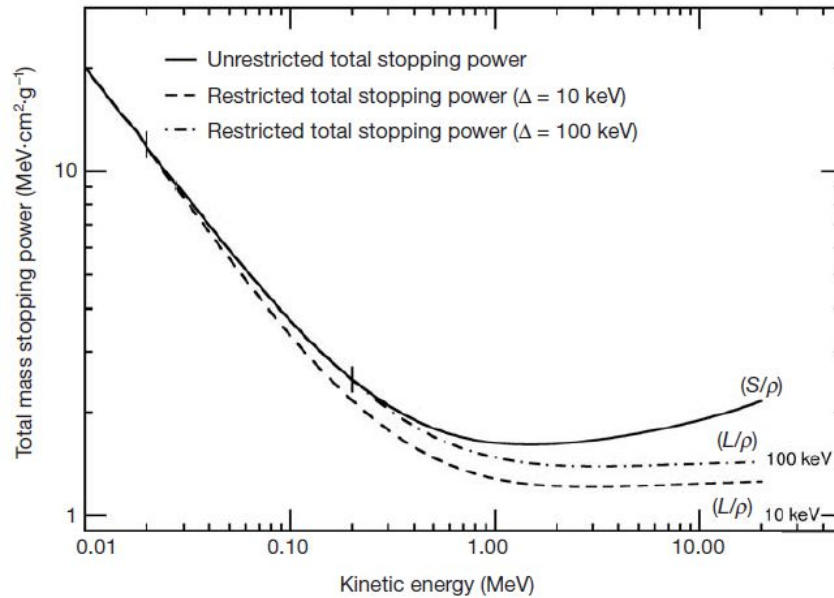


Figure III-2 : Pouvoir d'arrêt massique S/ρ et pouvoir d'arrêt massique restreint $(L/\rho)_\Delta$ avec $\Delta=10$ et 100 keV pour le carbone ($\rho=1,70$ g/cm³) basés sur des données publiées par l'ICRU Report No. 37 [6]. Les lignes verticales indiquent les points dans lesquels le pouvoir d'arrêt massique et le pouvoir d'arrêt massique restreint commence à diverger avec l'augmentation de l'énergie cinétique.

Le pouvoir d'arrêt par collision restreint (aussi référé comme le Transfert d'Énergie Linéique) L_Δ d'un matériau, pour des particules chargées, et le quotient de dE_Δ par dl , où dE_Δ est l'énergie perdue par une particule chargée due aux collisions élastiques et inélastiques en traversant une distance dl moins l'énergie cinétique totale des particules chargées libérées avec des énergies cinétiques supérieures à Δ :

$$L_\Delta = dE_\Delta/dl \quad \text{III-13}$$

Le pouvoir d'arrêt massique par collision restreint est tout simplement le pouvoir d'arrêt par collision restreint divisé par la densité.

$$\frac{S}{\rho} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{col}} + \left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{rad}} \quad \text{III-14}$$

Le pouvoir d'arrêt massique total est la somme du pouvoir d'arrêt massique par collision et le pouvoir d'arrêt massique radiatif. La Figure III-2 montre le total des pouvoir d'arrêt massique et pouvoir d'arrêt massique restreint ($\Delta=10$ keV, 100 keV) des électrons pour le carbone basés sur les données de l'ICRU Report No. 37 [6].

III.7. Relations entre les différentes grandeurs dosimétriques

III.7.1 Fluence énergétique et KERMA

L'énergie transférée aux électrons par les photons peut être dépensée de deux manières :

- A travers les interactions par collision (collisions élastiques et inélastiques)
- A travers les interactions radiatives (*bremstrahlung* et annihilation électron-positon)

Un KERMA total est alors défini comme la contribution de deux composantes ; le KERMA de collision K_{col} et un KERMA radiatif K_{rad} .

- Le KERMA de collision K_{col} est une part du KERMA qui conduit à la production des électrons qui dissipent leur énergie par ionisation dans ou près du parcours d'électrons dans le milieu, et il est le résultat des interactions coulombiennes avec les électrons atomiques. Ainsi le KERMA de collision est la valeur attendue de l'énergie transférée nette aux particules chargées par unité de masse au point d'intérêt, excluant la perte d'énergie radiative et l'énergie passée d'une particule chargée à une autre.
- Le KERMA de radiation (radiatif) K_{rad} est une part du KERMA qui conduit à la production de photons radiatifs comme des particules secondaires issus du milieu. Ces interactions sont le plus souvent dues à l'effet *bremstrahlung* résultant des interactions dans le champ coulombien des particules chargées avec le noyau, mais peuvent aussi résulter d'annihilation en vol.
- Le KERMA total K est alors donné comme suit :

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad \text{III-15}$$

La fraction moyenne de l'énergie transférée aux électrons qui est perdue par processus radiatifs est représenté par un facteur appelé fraction radiation \bar{g} . En conséquence perdue par collision est $(1 - \bar{g})$. Une relation fréquente est utilisée entre le KERMA de collision et le KERMA total qui définit est comme suit :

$$K_{col} = K(1 - \bar{g}) \quad \text{III-16}$$

Pour les photons monoénergétiques le KERMA K_{col} à un point dans un milieu est lié à la fluence énergétique Ψ dans ce même point comme suit :

$$K_{col} = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad \text{III-17}$$

Où (μ_{en}/ρ) est le coefficient massique d'absorption en énergie pour des photons monoénergétiques dans le milieu.

Pour les faisceaux polyénergétiques, il existe une relation formellement similaire, mais l'utilisation est faite des valeurs spectrales moyennes. Si une fluence spectrale (différentielle) en énergie de photons $\Psi_E(E)$ est présente au point d'intérêt, le KERMA de collision en ce point est obtenu comme suit:

$$K_{col} = \int_0^{E_{max}} \Psi_E(E) \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) dE = \Psi \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right) \quad \text{III-18}$$

Dans l'Eq. III-18 :

$$\Psi = \int_0^{E_{max}} \Psi_E(E) dE$$

Représente la fluence énergétique totale (intégrée), et :

$$\left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right) = \frac{1}{\Psi} \int_0^{E_{max}} \Psi_E(E) \frac{\mu_{en}}{\rho}(E) dE$$

Est une notation abrégée pour le coefficient massique d'absorption en énergie du milieu moyenné sur la fluence spectrale en énergie.

Pour des photons monoénergétiques, le KERMA total K dans un point d'un milieu donné est lié à la fluence énergétique Ψ du milieu comme suit :

$$K = \Psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad \text{III-19}$$

Où (μ_{tr}/ρ) est le coefficient massique de transfert en énergie pour des photons monoénergétiques dans le milieu. Pour les faisceaux polyénergétiques, de la même manière que ci-dessus, des coefficients massiques de transfert en énergie moyennés sur le spectre peuvent être utilisés conjointement avec la fluence énergétique totale pour obtenir le KERMA total.

Noter qu'en utilisant l'Eq. III-17, nous pouvons obtenir une relation fréquemment utilisée entre le KERMA de collision dans deux différents matériaux, matériau 1 et matériau 2 comme suit :

$$\frac{K_{col,1}}{K_{col,2}} = \frac{\Psi_1 \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_1}{\Psi_2 \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_2} \equiv (\Psi)_{2,1} \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{2,1} \quad \text{III-20}$$

III.7.2 Fluence et dose (électrons)

Sous les conditions (a) où des photons échappent d'un volume d'intérêt et (b) des électrons secondaires sont absorbés sur place (ou il y a équilibre des particules chargées Charged Particle Equilibrium (CPE) des électrons secondaires), la dose absorbée du milieu (medium) D_{med} est liée à la fluence des électrons Φ_{med} dans ce milieu comme suit :

$$D_{\text{med}} = \Phi_{\text{med}} \left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho} \right)_{\text{med}} \quad \text{III-21}$$

Où $(S_{\text{col}}/\rho)_{\text{med}}$ est le pouvoir d'arrêt massique par collision du milieu pour à l'énergie de l'électron.

En raison du ralentissement des électrons dans un milieu, même ceux monoénergétiques avec une énergie cinétique initiale E_K , il y a toujours une fluence spectrale primaire qui varie en énergie de E_K jusqu'à zéro et est généralement noté : $\Phi_{\text{med},E}$.

Dans ce cas la dose absorbée dans le milieu peut être exprimée comme suit :

$$D_{\text{med}} = \int_0^{E_{\text{max}}} \Phi_{\text{med},E}(E) \left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho} \right)_{\text{med}}(E) dE = \Phi_{\text{med}} \left(\frac{\bar{S}_{\text{col}}}{\rho} \right)_{\text{med}} \quad \text{III-22}$$

Le terme de droite de l'Eq. III-22 montre que la dose absorbée peut être calculée en utilisant une équation formellement similaire à l'Eq. III.20 en utilisant la valeur moyenne spectrale du pouvoir d'arrêt par collision et la fluence totale.

En se basant sur l'Eq. III-22 et selon les mêmes hypothèses pour deux milieux med_1 , med_2 , le rapport des doses absorbées peut être calculé comme suit :

$$\frac{D_{\text{med}_2}}{D_{\text{med}_1}} = (\Phi)_{\text{med}_2, \text{med}_1} \left(\frac{\bar{S}_{\text{col}}}{\rho} \right)_{\text{med}_2, \text{med}_1} \quad \text{III-23}$$

Où les notations abrégées :

$(\Phi)_{\text{med}_2, \text{med}_1}$ et $\left(\frac{\bar{S}_{\text{col}}}{\rho} \right)_{\text{med}_2, \text{med}_1}$ sont définis respectivement comme le rapport des fluences des électrons et le rapport des pouvoirs d'arrêt massiques par collision dans les milieux med_1 , med_2 .

III.7.3 KERMA et dose (équilibre des particules chargées)

En général, le transfert d'énergie (KERMA) d'un faisceau de photons aux particules chargées à un emplacement particulier ne conduit pas à l'absorption de l'énergie par le milieu (dose absorbée) au même emplacement. Ceci est dû au parcours non-nul (fini) des électrons secondaires libérés par les interactions des photons.

Puisque les photons s'échappent principalement du volume d'intérêt ramène habituellement la dose absorbée au KERMA de collision. En général, le rapport dose absorbée et KERMA de collision est défini comme suit :

$$\beta = D/K_{\text{col}} \quad \text{III-24}$$

Si les photons s'échappent du volume d'intérêt, une hypothèse est faite de sorte à avoir $\beta \approx 1$.

La Figure III-3 illustre la relation entre le KERMA de collision et la dose absorbée sous des conditions d'accumulation de la dose (région buildup) ; sous des conditions d'équilibre électronique (Charged Particle Equilibrium CPE) en partie (a) et sous des conditions de quasi-équilibre électronique (Transient Charged Particle Equilibrium TCPE) en partie (b).

Comme un faisceau de photons de haute énergie pénètre un milieu, le KERMA de collision est maximal à la surface du matériau irradié car la fluence des photons est très grande en surface. Initialement la fluence des particules chargées et en conséquence la dose absorbée, diminuent comme une fonction de la profondeur jusqu'à ce que la profondeur de la dose maximale z_{\max} est atteinte.

Si il n'y avait pas d'atténuation des photons ou de diffusions dans le milieu, mais encore des électrons, une situation hypothétique comme illustrée dans la Figure III-3.(a), se produira : la région buildup (avec $\beta < 1$) est suivie par une région d'un équilibre électronique complet où $D = K_{\text{col}}$ (c'est à dire $\beta = 1$).

Dans une situation plus réaliste, en raison de l'atténuation des photons et de la diffusion dans le milieu, une région de quasi-équilibre électronique survient, où il va exister une relation constante entre le KERMA de collision et la dose absorbée. Cette relation est pratiquement constante puisque, dans les faisceaux de photons de haute énergie, l'énergie moyenne des électrons générés et donc leur portée ne change pas sensiblement avec la profondeur dans le milieu.

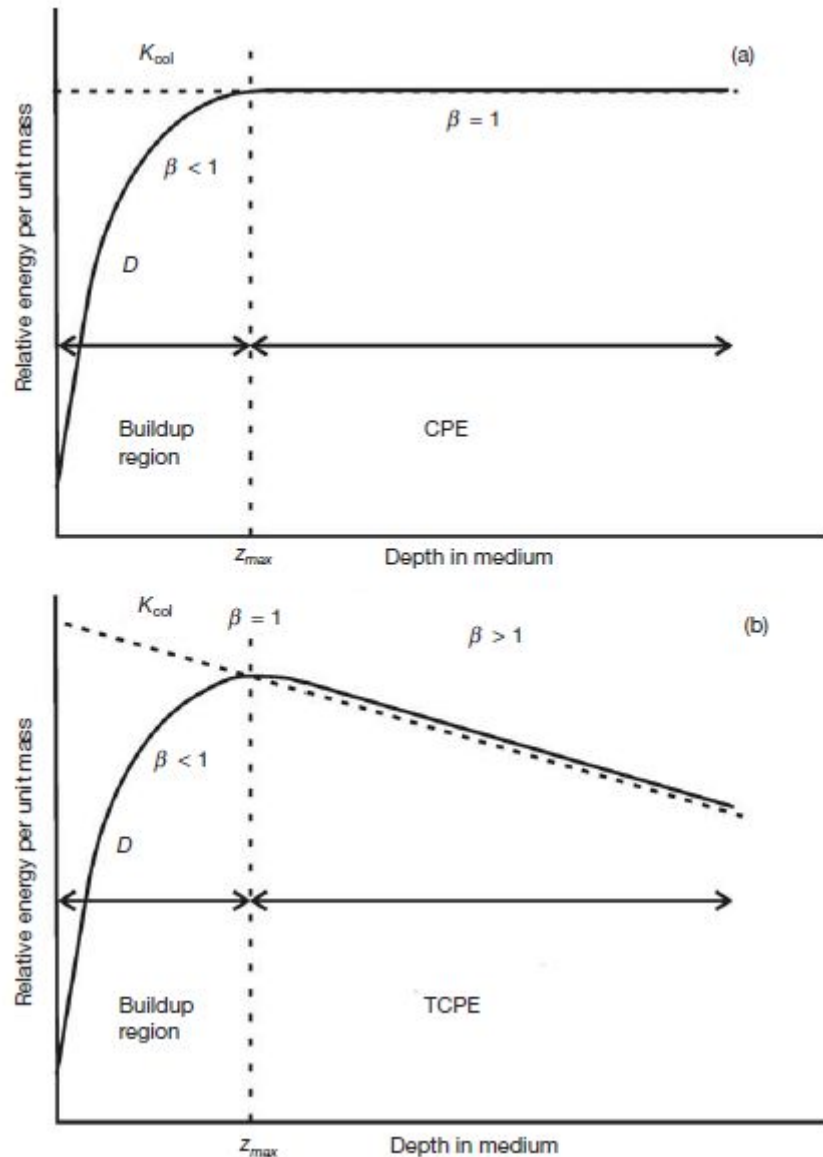


Figure III-3 : KERMA de collision et dose absorbée en fonction de la profondeur du milieu irradié par un faisceau de photons de haute énergie pour (a) un cas idéal de non atténuation des photons et pour (b) un cas réaliste.

Dans le cas spécial où un vrai équilibre électronique existe (à la profondeur du maximum de dose dans le milieu), la relation entre la dose absorbée et le KERMA est donnée par comme suit :

$$D = K_{col} = K(1 - \bar{g}) \quad \text{III-25}$$

Où \bar{g} est la fraction radiation, qui dépend de l'énergie cinétique des électrons, plus l'énergie est grande plus \bar{g} sera grand. La fraction \bar{g} dépend aussi du Z du matériau. Pour des électrons produits par du ^{60}Co dans l'air, la fraction radiative est égale à 0,0032.

Tableau III-1 : Fraction g, de l'énergie des électrons initiale convertie en rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) pour différents matériaux [10].

Energie initiale/MeV	Eau	Air	Mg	Fe	W	Pb
0,01	$1,24 \times 10^{-4}$	$1,46 \times 10^{-4}$	$2,74 \times 10^{-4}$	$6,84 \times 10^{-4}$	$2,87 \times 10^{-3}$	$3,37 \times 10^{-3}$
0,10	$6,93 \times 10^{-4}$	$7,94 \times 10^{-4}$	$1,45 \times 10^{-3}$	$3,75 \times 10^{-3}$	$1,42 \times 10^{-2}$	$1,67 \times 10^{-2}$
1	$4,86 \times 10^{-3}$	$5,49 \times 10^{-3}$	$9,71 \times 10^{-3}$	$2,31 \times 10^{-2}$	$7,63 \times 10^{-2}$	$8,67 \times 10^{-2}$
10	$4,16 \times 10^{-2}$	$4,28 \times 10^{-2}$	$7,13 \times 10^{-2}$	$1,44 \times 10^{-1}$	$3,18 \times 10^{-1}$	$3,36 \times 10^{-1}$
100	$3,17 \times 10^{-1}$	$2,99 \times 10^{-1}$	$4,26 \times 10^{-1}$	$5,83 \times 10^{-1}$	$7,54 \times 10^{-1}$	$7,64 \times 10^{-1}$

La région buildup de la dose absorbée est responsable de l'effet « *skin spare* » (épargner la peau par la dose) dans le cas de faisceaux de photons de haute énergie. Cependant, en pratique la dose en surface est faible mais non nulle ceci en raison de la contamination du faisceau due aux interactions des photons avec le milieu en amont du fantôme ou due aux particules chargées générées dans la tête d'accélérateur et les dispositifs de modification du faisceau.

III.7.4 KERMA de collision et exposition

L'exposition X est le quotient de dQ par dm, où dQ est la valeur absolue de la charge totale des ions d'un seul signe (+ ou -) produits dans l'air lorsque tous les électrons et positons libérés ou créés par des photons dans une masse dm d'aire sont complètement stoppés dans l'air :

$$X = \frac{dQ}{dm} \text{ III-26}$$

L'unité de l'exposition est le Coulomb par kilogramme (C.kg⁻¹). Le Roentgen (R) est une ancienne unité, qui n'est plus utilisée dans le système SI où 1 R = 2,58×10⁻⁴ C/kg.

L'énergie moyenne déposée dans l'air par paire d'ions formée W_{air} est le quotient de E_K par N, où N est le nombre moyen de paires d'ions formées lorsque l'énergie cinétique initiale E_K d'une particule chargée est complètement dissipée dans l'air :

$$W_{\text{air}} = \frac{E_K}{N} \text{ III-27}$$

La meilleure estimation actuelle de la valeur moyenne de W_{air} est 33,97 eV/paire d'ion ou 33,97×1,6×10⁻¹⁹ J/paire d'ion :

$$\frac{W_{\text{air}}}{e} = \frac{33,97 \text{ (eV/paire d'ion)} \times 1,602 \times 10^{-19} \text{ (J/eV)}}{1,602 \times 10^{-19} \text{ (C/paire d'ion)}} = 33,97 \text{ J/C III-28}$$

En multipliant le KERMA de collision par e/W_{air} , le nombre de charges créées par Joule d'énergie déposée, donne la charge créée par unité de masse d'air ou exposition :

$$X = (K_{\text{col}})_{\text{air}} \left(\frac{e}{W_{\text{air}}} \right) \text{ III-29}$$

La relation entre le KERMA total et l'exposition est obtenue en combinant l'Eq. III-25 et l'Eq.III-29 :

$$K_{air} = X \left(\frac{W_{air}}{e} \right) \frac{1}{1-\bar{g}} \quad \text{III-30}$$

III.8. Théorie de la cavité

Pour mesurer la dose absorbée dans un milieu, il est nécessaire d'introduire un dispositif sensible au rayonnement (dosimètre) dans le milieu. Généralement, le milieu du volume sensible du dosimètre n'est pas du même matériau que le milieu dans lequel il est intégré. La théorie de la cavité relie la dose absorbée dans le milieu sensible du dosimètre (la cavité) à la dose absorbée dans le milieu environnant contenant la cavité. Les tailles de cavité peuvent être petites, intermédiaires ou grandes comparées aux parcours des particules chargées secondaires produites par des photons dans le milieu de la cavité. Si, par exemple, le parcours des particules chargées (électrons) est beaucoup plus grand que les dimensions de la cavité, la cavité est considérée alors comme « petite ». Diverses théories de cavité pour les faisceaux de photons ont été développées, qui dépendent de la taille de la cavité ; par exemple, la théorie de Bragg-Gray et de Spencer-Attix pour les petites cavités et la théorie de Burlin pour les cavités de tailles intermédiaires.

III.8.1 Théorie de Bragg- Gray

La théorie de la cavité de Bragg-Gray a été la première théorie de la cavité développée pour déterminer une relation entre la dose absorbée dans un dosimètre et la dose absorbée dans le milieu contenant le dosimètre.

Les conditions d'application de la théorie de la cavité de Bragg-Gray sont les suivantes :

- a) La cavité est suffisamment petite comparée aux parcours des particules chargées incidentes pour que sa présence ne perturbe la fluence des particules chargées dans le milieu
- b) La dose absorbée dans la cavité est déposée uniquement par des particules chargées la traversant (c'est-à-dire que les interactions de photons dans la cavité sont supposées négligeables et donc ignorées).

Le résultat de la condition (a) est que les fluences des électrons dans l'Eq. III-22 sont identiques et égales à la fluence d'équilibre établie dans le milieu environnant. Cette condition peut être validée dans les régions du CPE et TCPE. En plus, la présence de la cavité entraîne toujours quelques perturbations de la fluence qui requiert l'introduction d'un facteur de correction de la perturbation de la fluence.

La condition (b) implique que tous les électrons déposant une dose à l'intérieur de la cavité sont produits à l'extérieur de celle-ci et traversent complètement la cavité. Aucun électron secondaire n'est donc produit à l'intérieur de la cavité et aucun électron n'est arrêté dans la cavité.

Sous ces deux conditions, et suivant la théorie de Bragg-Gray, la dose dans le milieu D_{med} est liée à la dose dans la cavité D_{cav} comme suit :

$$D_{\text{med}} = D_{\text{cav}} \left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{\text{med,cav}} \quad \text{III-31}$$

Où $(\bar{S}/\rho)_{\text{med,cav}}$ est le rapport des pouvoirs d'arrêt massiques par collision du milieu et de la cavité. L'utilisation des pouvoirs d'arrêt exclut la production de particules chargées (ou électrons delta) dans la cavité et dans le milieu. Bien que la taille de la cavité ne soit pas explicitement prise en compte dans la théorie de la cavité de Bragg-Gray, l'accomplissement des deux conditions de Bragg-Gray dépendent de la taille de la cavité, qui est basée sur le parcours des électrons dans le milieu de la cavité et l'énergie des électrons. Une cavité qui se qualifie comme une cavité de Bragg-Gray pour des faisceaux de photons de haute énergie, par exemple, ne peut pas se comporter comme une cavité de Bragg-Gray dans une énergie moyenne ou pour un faisceau de rayons X de basse énergie.

III.8.2 Théorie de la cavité de Spencer-Attix

La théorie de la cavité de Bragg-Gray ne prend pas en compte la création des électrons secondaires (delta) générés à la suite de fortes collisions dans le ralentissement des électrons primaires dans le volume sensible du dosimètre.

La théorie de la cavité de Spencer-Attix est une formulation plus générale qui tient compte de la création de ces électrons qui ont suffisamment d'énergie pour produire plus d'ionisation pour leur propre compte. Certains de ces électrons libérés dans la cavité de gaz auraient suffisamment d'énergie pour s'échapper de la cavité en transportant une partie de leur énergie avec eux. Cela donc réduit l'énergie absorbée dans la cavité et nécessite une modification du pouvoir d'arrêt du gaz. La théorie de Spencer-Attix opère dans les deux conditions de Bragg-Gray; cependant, ces conditions s'appliquent même à la fluence des particules secondaires en plus de la fluence des particules primaires.

La fluence des électrons secondaires dans la théorie de Spencer-Attix est divisée en deux composantes basée sur un seuil d'énergie Δ défini par l'utilisateur. Les électrons secondaires avec des énergies cinétiques E_K inférieures à Δ sont considérés comme des électrons lents qui déposent localement entièrement leur énergie ; les électrons secondaires avec des énergies supérieures ou égales à Δ sont considérés des électrons rapides et contribuent au spectre des électrons. En conséquence, ce spectre a une faible énergie seuil Δ et un seuil élevé d'énergie E_{K0} , où E_{K0} représente l'énergie cinétique initiale des électrons. Puisque l'énergie la plus faible dans un spectre est Δ , le maximum de perte d'énergie d'un électron rapide d'énergie cinétique E_K supérieur ou égale à 2Δ ne peut excéder Δ , et le maximum de perte d'énergie d'un électron rapide d'énergie cinétique inférieure à 2Δ ne peut pas excéder $E_K/2$ ($\Delta < 2E_K < 2\Delta$).

L'énergie déposée doit être calculée comme le produit de $L_{\Delta}(E_K)/\rho$, du pouvoir d'arrêt massique restreint avec un seuil Δ , de la fluence des électrons rapides pour des énergies allant de Δ à E_{K0} , $\Phi_{\text{med},E_K}^{e-e}$

En raison de la condition de Bragg-Gray, qui stipule qu'il ne doit pas y avoir de production d'électrons dans la cavité, les électrons avec l'énergie Δ doivent être capables de traverser la

cavité. La valeur de l'énergie seuil Δ est donc liée à la taille de la cavité et est définie comme l'énergie des électrons avec un parcours égal à la longueur de corde moyenne traversant la cavité.

La relation de Spencer-Attix entre la dose du milieu et la dose dans la cavité s'écrit alors :

$$D_{\text{med}}/D_{\text{cav}} = S_{\text{med,cav}} \quad \text{III-32}$$

Où $S_{\text{med,cav}}$ est le rapport des pouvoirs d'arrêt massiques restreints du milieu à la cavité. En utilisant une fluence spectrale des électrons du milieu $\Phi_{\text{med,E}_K}^{e-e}(E_K)$, l'expression complète est alors :

$$S_{\text{med,cav}} = \frac{\int_0^{E_{K0}} \Phi_{\text{med,E}_K}^{e-e}(E_K)(L_{\Delta,\text{med}}/\rho)d(E_K) + TE_{\text{med}}}{\int_0^{E_{K0}} \Phi_{\text{med,E}_K}^{e-e}(E_K)(E_K)(L_{\Delta,\text{cav}}/\rho)d(E_K) + TE_{\text{cav}}} \quad \text{III-33}$$

Les termes TE_{med} , TE_{cav} sont appelés termes de fin de trajectoire et tiennent compte en partie de l'énergie déposée par les électrons avec des énergies cinétiques entre Δ et 2Δ . Ces électrons peuvent avoir une perte d'énergie qui ramène leur énergie cinétique à une valeur inférieure à Δ .

Notez que les pouvoirs d'arrêt par collision peuvent être utilisés ici parce que le transfert maximum d'énergie pour un électron avec une énergie inférieure à 2Δ est inférieur Δ .

Les calculs de Monte Carlo ont montré que les différences entre les théories de la cavité de Spencer-Attix et de Bragg-Gray sont non négligeables mais généralement pas très significatifs. Puisque les pouvoirs d'arrêt par collision pour différents milieux montrent des tendances similaires en fonction de l'énergie des particules, leur rapport pour deux milieux est une fonction qui varie très lentement avec l'énergie.

La valeur du rapport des pouvoirs d'arrêt de l'eau à l'air pour des chambres d'ionisation ne sont que faiblement dépendantes du choix de l'énergie de coupure.

Pour des chambres de type Farmer et pour des chambres parallèles-plates utilisées en radiothérapie, une valeur nominale de 10 keV est souvent utilisée.

Pour une chambre d'ionisation typique utilisée dans l'eau, la dépendance énergétique du des pouvoirs d'arrêt de l'eau à l'air provient principalement de la différence de correction de l'effet de densité entre les deux matériaux.

III.8.3 Considérations dans l'application de la théorie de la cavité pour l'étalonnage d'une chambre d'ionisation et protocoles dosimétriques

Un dosimètre peut généralement être défini comme tout appareil capable de fournir une lecture qui est une mesure de la dose moyenne absorbée déposée dans son volume sensible (le dosimètre) par rayonnement ionisant. Un dosimètre peut généralement être considéré comme constitué d'un volume sensible rempli d'un milieu entouré d'une paroi d'un autre milieu.

Dans le contexte des théories de la cavité, le volume sensible du dosimètre peut être identifié comme la « cavité », qui peut contenir un milieu gazeux, liquide ou solide. Le gaz est le plus souvent utilisé comme milieu sensible, puisqu'il permet des moyens électriques simples pour la collecte des charges libérées dans le volume sensible par rayonnement.

Le milieu entourant la cavité d'une chambre d'ionisation dépend de la situation dans laquelle l'appareil est utilisé. Dans une approche plus ancienne, la paroi (souvent complétée avec un capuchon d'équilibre électronique) sert de milieu d'accumulation et la théorie de Bragg-Gray fournit une relation entre la dose dans le gaz et la dose dans la paroi. Ceci est appelé une chambre d'ionisation à paroi épaisse et forme la base de la chambre de la cavité basée sur les références du KERMA dans l'air à l'air et sur les protocoles de dosimétrie basés sur les C_λ des années 1970. Si, toutefois, la chambre est utilisée dans un fantôme sans un matériau de mise en équilibre électronique, puisque les épaisseurs de paroi typiques sont beaucoup plus minces que le parcours des électrons secondaires, la proportion de la dose dans la cavité due aux électrons générés dans le fantôme dépasse largement la contribution de la dose de la paroi, et donc le milieu fantôme est alors considéré comme le milieu (milieu environnant) et la paroi est considérée comme une perturbation de ce concept.

Dans le cas d'une chambre d'ionisation à paroi épaisse pour un faisceau de haute énergie, l'épaisseur de la paroi doit être plus grande que le parcours des électrons secondaires dans le matériau de la paroi pour garantir que les électrons traversant la cavité s'arrêtent dans la cavité et non dans le milieu. L'équation de la cavité de Bragg-Gray relie alors la dose dans la cavité à la dose dans la paroi de la chambre. La dose dans le milieu est liée à la dose dans la paroi au moyen du rapport des coefficients massiques d'absorption en énergie du milieu et de la paroi (wall) $(\bar{\mu}_{en}/\rho)_{med,wall}$ en supposant :

- a) La dose absorbée est égale au KERMA de collision
- b) La fluence des photons n'est pas perturbée par la présence de la cavité

La dose dans la cavité de gaz est liée au nombre d'ionisations produites dans la cavité comme suit :

$$D_{gaz} = \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}_{gaz}}{e} \right) \text{ III-34}$$

Où Q est la charge (de l'un ou l'autre des signes) produite dans la cavité, m est la masse de la cavité de gaz.

La théorie de la cavité de Spencer-Attix peut être utilisée pour calculer la dose dans le milieu :

$$D_{med} = D_{wall} \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{med,wall} = D_{gaz} S_{wall,gaz} \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{med,wall} = D_{gaz} \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}_{gaz}}{e} \right) S_{wall,gaz} \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{med,wall} \text{ III-35}$$

Où $S_{wall,gaz}$ est le rapport des pouvoirs d'arrêt massiques restreints par collision pour la paroi et le gaz avec un seuil Δ . En pratique, il existe un facteur de correction additionnel associé à l'Eq.III-35 pour satisfaire les hypothèses (a) et (b) formulées plus haut.

Dans le cas d'une chambre d'ionisation à paroi mince dans un faisceau de photons de haute énergie ou faisceau d'électrons, la cavité et l'électrode centrale sont traitée comme une

perturbation de la fluence du milieu, et l'équation implique maintenant le rapport des pouvoirs d'arrêt massiques restreints par collision pour le milieu et le gaz $S_{med,gaz}$ tel que :

$$D_{med} = \frac{Q}{m} \left(\frac{\bar{W}_{air}}{e} \right) S_{med,gaz} p_{fl} \times p_{dis} \times p_{wall} \times p_{cel} \quad \text{III-36}$$

Où :

- p_{fl} Facteur de correction de perturbation de la fluence électronique
- p_{dis} Facteur de correction du déplacement du point de mesure effectif
- p_{wall} Facteur de correction de la paroi
- p_{cel} Facteur de correction de l'électrode centrale

Tableau III-2 : Rapports des pouvoirs d'arrêt massiques et les coefficients massiques d'absorption en énergie pour différents matériaux de paroi de chambre d'ionisation ou de capuchon d'équilibre électronique [6].

Paroi de la chambre ou capuchon d'équilibre électronique (Chamber wall or Build-up Cap)	$\left(\frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{air}^{wall} (\Delta = 10keV)$	$\left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{wall}^{air}$
Polystyrène	1,112	0,928
Acrylique	1,103	0,925
Graphite	1,010	0,999
Eau	1,133	0,899
A-150	1,145	0,906
Nylon	1,141	0,910
C-552	1,000	1,000
Bakélite	1,080	0,945

III.8.4 Grandes cavités pour des faisceaux de photons

Une grande cavité est une cavité avec des dimensions telles que la contribution de la dose des électrons à l'intérieur de la cavité générés par les interactions des photons à l'extérieur de la cavité peut être négligée comparée à la contribution des électrons créés par les interactions des photons à l'intérieur de la cavité. Pour une grande cavité le rapport de la dose dans la cavité au milieu est calculé comme le rapport des KERMA de collision dans la cavité au milieu et est donc égal au rapport des coefficients massiques moyens d'absorption en énergie du gaz de la cavité à celui du milieu $(\bar{\mu}_{en}/\rho)_{gaz,med}$:

$$\frac{D_{gaz}}{D_{med}} = \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{gaz,med} \quad \text{III-37}$$

où les coefficients massiques d'absorption en énergie ont été moyennés sur les spectres de fluence des photons dans le gaz de la cavité (numérateur) et dans le milieu (dénominateur).

III.8.5 Théorie de la cavité de Burlin pour des faisceaux de photons

Burlin a étendu les théories de Bragg-Gray et de Spencer-Attix à des dimensions de cavités intermédiaires en introduisant sur des bases purement phénoménologiques, la limite d'une grande cavité de l'équation de Spencer-Attix en utilisant une technique de pondération. Burlin

a fourni un formalisme pour calculer la valeur de ce paramètre de pondération. La théorie de la cavité de Burlin peut être exprimée dans sans forme la plus simple comme suit :

$$\frac{D_{\text{gaz}}}{D_{\text{med}}} = d \cdot S_{\text{gaz,med}} + (1 - d) \left(\frac{\bar{\mu}_{\text{en}}}{\rho} \right)_{\text{gaz,med}} \quad \text{III-38}$$

Où

D	Facteur de pondération pour la contribution à la dose totale des e- issus du milieu environnant. Tend vers l'unité pour les petites cavités et zéro pour les grandes cavités
$S_{\text{gaz,med}}$	Le rapport moyenné des pouvoirs d'arrêt massiques restreints de la cavité et du milieu
D_{gaz}	Dose absorbée dans la cavité
$(\bar{\mu}_{\text{en}}/\rho)_{\text{gaz,med}}$	Le rapport moyenné des coefficients massiques d'absorption en énergie pour la cavité et le milieu

La théorie de Burlin exige effectivement que :

- Le milieu environnant et le milieu de la cavité sont homogènes.
- Un champ de photons homogène existe partout dans le milieu et la cavité
- Un équilibre électronique existe en tous points dans le milieu et la cavité qui est plus grand que le parcours maximum des électrons à partir des bords de la cavité
- Les spectres d'équilibre des électrons secondaires générés dans le milieu et la cavité sont identiques.

Burlin a proposé une méthode pour l'estimation de ce paramètre de pondération d dans sa théorie. Il est exprimé comme la valeur moyenne de la réduction de la fluence des électrons dans le milieu. En accord avec les expériences avec des sources β , il a proposé que la fluence des électrons Φ_{med}^{e-e} dans le milieu décroît en moyenne, exponentiellement. La valeur du paramètre de pondération d en relation avec le rapport de puissance d'arrêt peut être calculée comme suit:

$$d = \frac{\int_0^L \Phi_{\text{med}}^{e-e} e^{-\beta l} dl}{\int_0^L \Phi_{\text{med}}^{e-e} dl} = \frac{1 - e^{-\beta L}}{\beta L} \quad \text{III-39}$$

Où

B	Coefficient effectif d'atténuation de la fluence des e- entrant dans la cavité.
L	Longueur moyenne de trajectoire des e- traversant la cavité

Pour les cavités convexes et des distributions isotropiques de fluence d'électrons, L peut être calculé comme $4V/S$, où V est le volume de la cavité et S sa surface. Burlin a décrit la fluence des électrons à l'intérieur de la cavité en utilisant une équation complémentaire similaire :

$$1 - d = \frac{\int_0^L \Phi_{\text{med}}^{e-e} (1 - e^{-\beta l}) dl}{\int_0^L \Phi_{\text{med}}^{e-e} dl} = \frac{\beta L - 1 + e^{-\beta L}}{\beta L} \quad \text{III-40}$$

La théorie de Burlin est en accord avec la contrainte fondamentale de la théorie de la cavité : les facteurs de pondération des deux termes s'additionnent pour donner l'unité (c.-à-d. d et $1 - d$). Elle a eu un succès relatif dans le calcul des rapports de doses absorbées pour certains types des cavités intermédiaires. Plus généralement, les calculs de Monte Carlo montrent cependant que lorsqu'on étudie les rapports de doses absorbées calculées directement dans cavité à la dose absorbée dans le milieu en fonction de la taille de la cavité, la méthode pondération est trop simpliste et des termes supplémentaires sont nécessaires pour calculer les rapports de dose pour des tailles de cavités intermédiaires. Pour ces raisons, la théorie de la cavité de Burlin n'est plus utilisée dans la pratique.

III.8.6 Rapport des pouvoirs d'arrêt

Bien que la théorie de la cavité ait été conçue pour calculer les rapports de doses, l'application pratique de la théorie de la cavité de Spencer-Attix requiert toujours des facteurs de correction supplémentaires. A partir de l'élément central de la théorie de la cavité de Spencer-Attix résulte des pouvoirs d'arrêt moyens, Les rapports de dose de Spencer-Attix sont souvent appelés « rapports de pouvoir d'arrêt » ou « stopping power ratios ».

Dans les faisceaux de photons, excepté à ou près de la surface, les rapports des pouvoirs d'arrêt moyens de l'eau à l'air ne varient pas significativement comme une fonction de la profondeur. Les rapport des pouvoir d'arrêt (avec $\Delta=10$ keV) sous des conditions d'équilibre électronique sont montrés dans le Tableau III-3.

Les rapports de pouvoir d'arrêt ne jouent pas uniquement un rôle dans la mesure de la dose absorbée, ils sont aussi pertinents pour la réalisation de mesures relatives précises de la dose absorbée dans des régimes où l'énergie des électrons secondaires change significativement d'un point dans un fantôme à un autre. Un exemple important est rapporté dans la Figure III-4, décrit les rapports de pouvoirs d'arrêt restreint ($\Delta=10$ keV) de l'eau à l'air pour des faisceaux d'électrons comme une fonction de la profondeur dans l'eau. Notez que ces courbes sont pour des électrons monoénergétiques ; les protocoles ou codes de pratique pour la dosimétrie des électrons fournissent des ajustements des rapports des pouvoirs d'arrêt pour des faisceaux d'accélérateur réalistes. Cependant, la Figure III-4 montre clairement que la mesure précise des courbes de dose en profondeur du faisceau d'électrons nécessite des facteurs de correction dépendant de la profondeur.

Tableau III-3 : Rapport des pouvoirs d'arrêt restreints moyens de l'eau à l'air $S_{eau,air}$ pour différents spectres de photons pour une gamme allant du ^{60}Co à des rayons X de 35 MV.

Spectre de photons	$S_{eau,air}$
^{60}Co	1,134
4 MV	1,131
6 MV	1,127
8 MV	1,121
10 MV	1,117
15 MV	1,106
20 MV	1,096
25 MV	1,093
35 MV	1,084

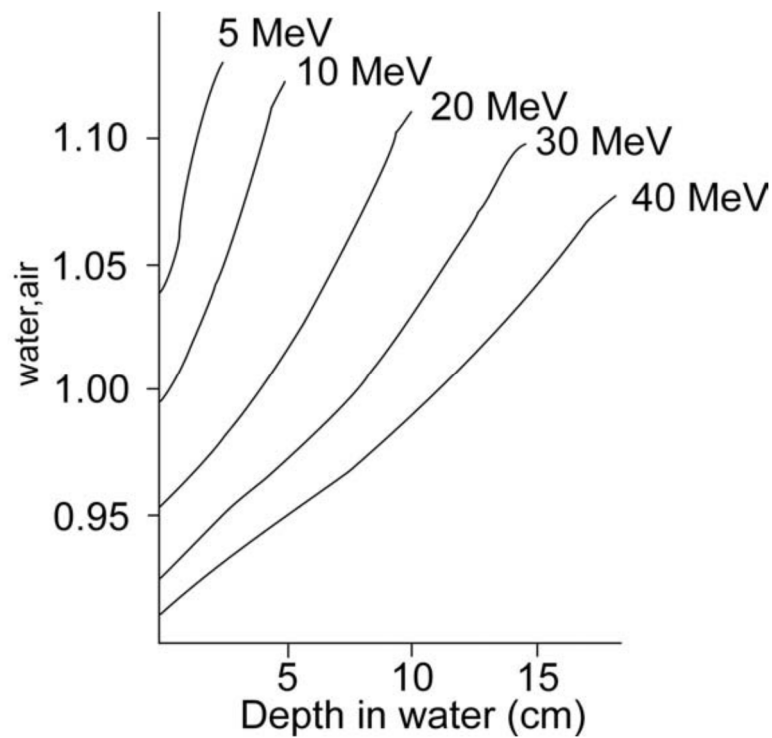


Figure III-4 : Variation avec la profondeur du rapport des pouvoirs d'arrêt massiques restreints par collision eau/air pour $\Delta = 10$ keV pour différentes énergies de faisceaux d'électrons.

IV. Les détecteurs pour la mesure de dose

IV.1. Introduction

Un détecteur de dosimétrie ou dosimètre, est un instrument ou système qui mesure ou évalue directement ou indirectement, les quantités d'exposition, KERMA, dose absorbée ou équivalent de dose, ou leurs dérivées dans le temps (débits) ou les quantités liées aux rayonnements ionisants. Un dosimètre avec son lecteur sont référés comme système de dosimétrie. La mesure de quantité dosimétrique est un processus de recherche de la valeur d'une quantité expérimentalement en utilisant des systèmes de dosimétrie. Le résultat d'une mesure est une valeur d'une quantité dosimétrique exprimée comme le produit d'une valeur numérique et une unité appropriée.

Pour fonctionner comme un dosimètre, celui-ci doit posséder au moins une propriété physique qui est une fonction de la quantité dosimétrique mesurée et peut être utilisée en dosimétrie avec un étalonnage correct.

Pour être utiles, les dosimètres doivent présenter plusieurs caractéristiques souhaitables. Par exemple, en radiothérapie la connaissance exacte de la dose absorbée à l'eau à un point spécifique et sa distribution spatiale sont importantes ainsi la possibilité de dériver la dose à un organe d'intérêt chez un patient. Dans ce contexte, les propriétés souhaitables du dosimètre seront caractérisées par la justesse et la précision, la linéarité, la dépendance à la dose et au débit de dose, la réponse énergétique, la dépendance en direction et la résolution spatiale. Evidemment, tous les dosimètres ne peuvent pas satisfaire toutes ces caractéristiques. Le choix du dosimètre et son lecteur doit donc être fait judicieusement, en prenant en compte les exigences de la situation de mesure ; par exemple, en radiothérapie les chambres d'ionisation sont recommandées pour l'étalonnage d'un faisceau et d'autres dosimètres qui seront discutés ci-dessous seront convenables pour l'évaluation de la distribution de la dose (dosimétrie relative) ou la vérification de la dose.

IV.2. Propriétés des détecteurs

IV.2.1 Exactitude et précision

En dosimétrie de radiothérapie, l'incertitude associée aux mesures est souvent exprimée en termes d'exactitude et de précision. La précision des mesures dosimétriques spécifie la reproductibilité des mesures sous des conditions similaires et peut être estimée à partir des données obtenues pour des mesures répétées. Une haute précision est associée un petit écart-type de la distribution des résultats de mesures. L'exactitude des mesures dosimétriques est la proximité de la valeur attendue à la « vraie valeur » de la quantité mesurée. Les résultats de mesures ne peuvent être absolument précis et l'imprécision des résultats de mesures est caractérisée par l'« incertitude ».

L'incertitude est un paramètre qui décrit la dispersion des valeurs mesurées d'une quantité, elle est évaluée par une méthode statistique (type A) ou par d'autres méthodes (type B), n'a pas de signe connu et est usuellement supposée être symétrique.

L'erreur de mesure est la différence entre la valeur mesurée d'une quantité et la vraie valeur de cette quantité.

- Une erreur a une valeur numérique et un signe.
- Typiquement, les erreurs de mesures sont connues exactement, mais elles sont estimées de la meilleure manière possible et lorsque cela est possible, des corrections de compensations sont introduites.
- Après l'application des corrections connues, la valeur attendue pour les erreurs doit être de zéro.

IV.2.1.a) Incertitude standard de type A

Si la mesure d'une quantité dosimétrique x est répétée N fois, alors la meilleure estimation de x est \bar{x} , la valeur moyenne arithmétique de toutes les mesures x_i :

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \text{IV-1}$$

L'écart type σ_x caractérise la valeur moyenne pour un résultat individuel x_i et est donné par :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad \text{IV-2}$$

L'écart type de la valeur moyenne est donnée par :

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad \text{IV-3}$$

- L'incertitude standard de type A, notée u_A est définie comme l'écart type de la valeur moyenne $u_A = \sigma_{\bar{x}}$.
- L'incertitude standard de type A est obtenue par une analyse statistique des mesures répétées et en principe, peuvent être réduite en augmentant le nombre de mesures.

IV.2.1.b) Incertitude standard de type B

L'incertitude standard de type B u_B , ne peut être estimée en répétant les mesures, il s'agit plutôt de suppositions intelligentes ou de jugements scientifiques d'incertitudes non statistiques associées à la mesure. Ils comprennent des influences sur le processus de mesure, l'application de facteurs de correction ou des données physiques tirées de la littérature. On suppose souvent que les incertitudes de type B ont une probabilité de distribution, comme une distribution normale (gaussienne) ou rectangulaire (probabilité égale partout à l'intérieur limites données). Les incertitudes standard de type B peuvent être dérivées en estimant la limite au-delà de laquelle la valeur du facteur ne va pas se situer, et une fraction de cette limite est prise comme u_B . La fraction est choisie en fonction de la distribution supposée.

IV.2.2 Linéarité

Idéalement, la lecture M sur un dosimètre doit être linéairement proportionnelle à la quantité dosimétrique Q . Cependant, au-delà d'une certaine gamme de dose une non-linéarité s'établit. La gamme de linéarité et le comportement de non-linéarité dépendent du type de dosimètre et ses caractéristiques physiques.

Deux exemples de caractéristiques de réponse de systèmes dosimétriques sont montrés sur la Figure IV-1. La courbe A montre en premier la linéarité avec la dose, le comportement supralinéaire et finalement la saturation. La courbe B montre la linéarité puis une saturation vers les hautes valeurs de dose. En général, un comportement non-linéaire doit être corrigé. Un dosimètre et son lecteur peuvent tous deux montrer des caractéristiques non-linéaires, mais leur effet combiné pourrait produire une linéarité sur une gamme plus large.

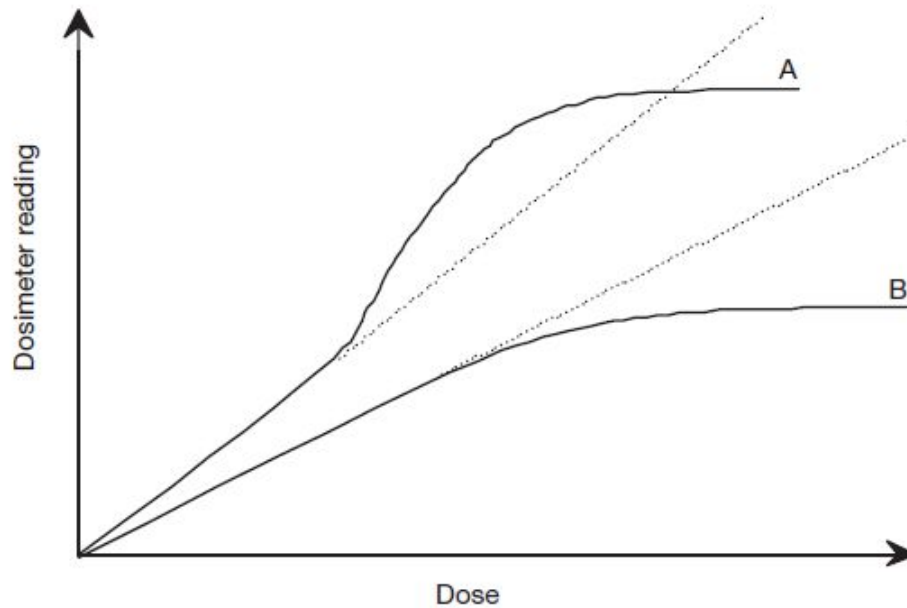


Figure IV-1 : Caractéristiques de réponse de deux systèmes dosimétriques. La courbe A montre en premier la linéarité avec la dose, le comportement supralinéaire et finalement la saturation. La courbe B montre la linéarité puis une saturation vers les hautes valeurs de dose [12].

IV.2.3 Dépendance au débit de dose

Les systèmes intégrés mesurent la réponse intégrée d'un système dosimétrique. Pour de tels systèmes la quantité dosimétrique mesurée doit être indépendante du débit de cette même quantité.

Idéalement, la réponse d'un système dosimétrique M/Q pour deux débits de dose différents $(dQ/dt)_1$ et $(dQ/dt)_2$ doit restée constante. En réalité, le débit de dose peut influencer la lecture du dosimètre et les corrections appropriées sont nécessaires, par exemple les corrections de recombinaison pour les chambres d'ionisation pour des faisceaux pulsés.

IV.2.4 Dépendance énergétique

La réponse d'un système dosimétrique M/Q est généralement une fonction de la qualité du faisceau de rayonnement (énergie). Puisque les systèmes dosimétriques sont étalonnés à une qualité de faisceau de rayonnement spécifique (ou qualités) et utilisés sur une gamme d'énergie beaucoup plus large, la variation de la réponse d'un système de dosimétrie pour une qualité de faisceau (appelée dépendance énergétique) nécessite une correction.

Idéalement, la réponse énergétique doit être monotone (c'est à dire le système d'étalonnage doit être indépendant de l'énergie sur une certaine gamme de qualités de rayonnement). En réalité, la correction énergétique doit être incluse dans la détermination de la quantité Q dans la majorité des situations de mesure. En radiothérapie, la quantité d'intérêt est la dose à l'eau (ou au tissu). Comme il n'existe pas de dosimètre équivalent eau ou tissu pour toutes les qualités de faisceau de rayonnement, la dépendance en énergie est une caractéristique importante pour un système dosimétrique.

IV.2.5 Dépendance directionnelle

La variation de la réponse d'un dosimètre avec l'angle d'incidence du faisceau est connue comme la dépendance directionnelle ou angulaire d'un dosimètre. Usuellement les dosimètres montrent une dépendance directionnelle due à leurs détails de fabrication, taille physique et énergie du rayonnement incident. La dépendance directionnelle est importante dans certaines applications, par exemple en dosimétrie *in vivo* lors de l'utilisation de dosimètres à semi-conducteurs. Les dosimètres de thérapie sont généralement utilisés dans la même géométrie que celle pour laquelle ils sont étalonnés.

IV.2.6 Résolution spatiale et taille physique

Puisque la dose est une quantité ponctuelle, un dosimètre doit permettre la détermination de la dose à partir de volume très petit (c'est à dire il faut un dosimètre ponctuel pour caractériser la dose à un point). La position du point où la dose est déterminée (localisation spatiale) doit être bien défini dans un système de coordonnées de référence.

Les dosimètres thermoluminescents (Thermoluminescent Dosimeters TLDs) sont de petites dimensions et leur utilisation dans une large mesure s'approche d'une mesure ponctuelle. Les dosimètres film ont une excellente résolution pour des gels de 2D et 3D, où une mesure ponctuelle est limitée uniquement par la résolution du système d'évaluation. Cependant, les chambres d'ionisation de type dosimètres, sont de taille finie pour fournir la sensibilité requise.

IV.3. Dosimètres absolus

Un dosimètre est un instrument qui fournit une lecture M de la mesure de la dose D ou d'une quantité Q associée à la dose déposée dans le volume sensible V par les rayonnements ionisants.

- Lorsque le signal fourni par le dosimètre est déterminé indépendamment de tout étalonnage dans un faisceau de référence, on parle de dosimètre absolu
- Les dosimètres qui délivrent un signal qui doit être étalonné par rapport à un faisceau de référence sont qualifiés de dosimètres relatifs.

IV.3.1 Calorimètres

La calorimétrie est la méthode la plus directe de mesure primaire de la dose absorbée car l'élévation de température accompagne le dépôt d'énergie dans un milieu. Pour l'eau (chaleur spécifique = $1 \text{ cal/g/}^\circ\text{C}$) et 1 Gy correspond à une élévation de θ de $2,39 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$. Le graphite constitue le matériau idéal en calorimétrie. Avec un numéro atomique Z petit, les pertes calorifiques sont limitées.

La mesure s'effectue dans un fantôme graphite et nécessite une conversion en dose absorbée dans l'eau au point de référence dans un fantôme d'eau.

IV.3.1.a) Calorimètre eau

Le calorimètre eau constitue une méthode plus directe pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau au point de référence dans un fantôme d'eau.

La dose absorbée dans l'eau est obtenue à partir de la mesure de l'élévation de température. La conversion n'est plus nécessaire comme dans le cas du graphite. Cependant, il existe des difficultés techniques liées au 'défaut de chaleur' lié à la radiolyse de l'eau et au transport de chaleur, qui nécessitent des corrections.

Les capteurs de différence de température absolue sont des thermistors qui sont des semi-conducteurs dont la résistance est modifiée lors des variations de température.

IV.3.2 Dosimètres chimiques

L'énergie absorbée par certains milieux produit une modification chimique du milieu qui peut être mesurée par une méthode dosimétrique adaptée.

Le dosimètre chimique le plus répandu est le dosimètre de Fricke basé sur l'oxydation sous l'effet de rayonnement d'une solution de sulfate ferreux.

- La solution de Fricke présente la composition suivante :
 - 1 mM FeSO₄ ou Fe(NH₄)₂ (SO₄)₂ + 0,8 N H₂SO₄ air saturé + 1 mM NaCl.
 - A basse énergie, solution 0,1N H₂SO₄

L'irradiation de la solution de Fricke oxyde les ions ferreux Fe²⁺ en ions ferriques Fe³⁺ :

- La concentration en ions ferriques est mesurée par spectrométrie d'absorption car en lumière ultraviolette les ions Fe²⁺ présentent un pic d'absorption important à $\lambda = 304$ nm, alors que les ions Fe³⁺ ne possèdent aucune absorption à cette longueur d'onde.

La détermination de la dose se fait en mesurant le rendement chimique de la réaction : Le nombre de molécules produites par Joule d'énergie absorbée dans la solution relié au facteur G, qui est le nombre de molécules ferriques /100 eV d'énergie absorbée, celui-ci dépend du TLE des rayonnements :

Exemple : G = 15,6 molécules/100 eV pour le ⁶⁰Co

Soit DM(moles/l) le nombre d'ions Fe³⁺ produits, la dose absorbée D (Gy) s'exprime comme suit :

$$D = DM / (r \cdot G) \times 9,65 \cdot 10^6 \text{ IV-4}$$

- r Est la densité de la solution par rapport à l'eau
= 1,024 pour une solution 1 mM FeSO₄ + 0,8 N H₂SO₄

IV.3.3 Chambres d'ionisation

IV.3.3.a) Chambre d'ionisation à air libre

Cette chambre d'ionisation mesure l'exposition pour des photons dont l'énergie peut varier entre 5 et 500 keV. La chambre est entourée par un blindage de Pb pour éviter les rayonnements extérieurs au faisceau à mesurer. L'axe central du faisceau correspond à l'axe de la chambre. Le faisceau rentre dans la chambre par une fenêtre en tungstène.

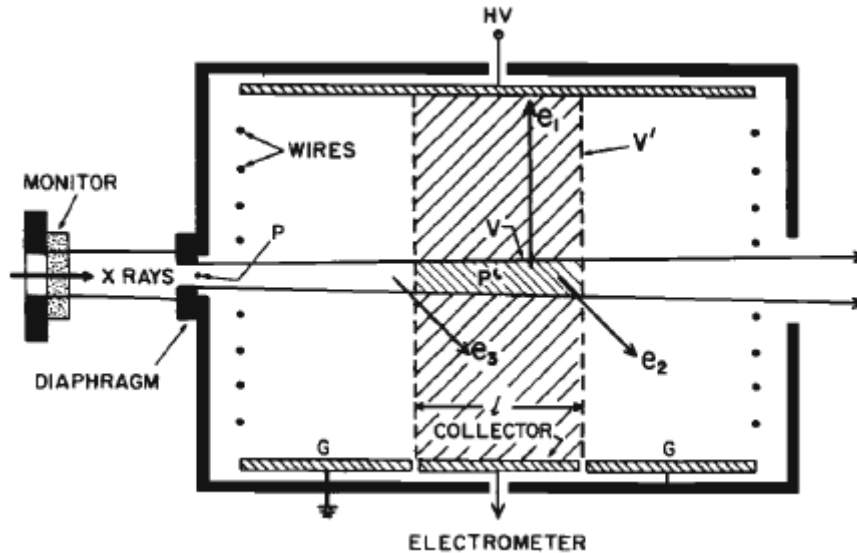


Figure IV-2 : Vue schématique d'une chambre d'ionisation à air libre typique standard. Le faisceau de rayons X passe au milieu entre le plateau à haute tension et la protection G et les plateaux de collection. Le faisceau de rayons X pénètre la chambre à travers un diaphragme d'une couche de tungstène à travers la zone d'ouverture A_0 . L'ionisation désirée pour une mesure d'exposition est celle produite par les électrons générés dans le volume V. L'ionisation mesurée est celle collectée à partir du volume V'. L'équilibre électronique au volume V' rend les deux ionisations égales [4].

Les photons pénètrent dans la chambre vont mettre en mouvement des électrons de « grande » énergie par effet photoélectrique ou Compton dans V. Ces électrons de « grande » énergie vont produire des ionisations secondaires le long de leur parcours (≈ 40 cm pour RX de 500 keV)

En raison du champ électrique présent à l'intérieur de la chambre, les charges positives créées dans V' (volume de collecte) vont migrer vers l'électrode négative et les charges négatives créées dans V' vont migrer vers l'électrode positive ce qui va créer un courant électrique qui peut être mesuré. Dans cette chambre d'ionisation est aux énergies considérées. Les photons diffusés, le rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) et les recombinaisons sont négligés.

IV.3.3.b) Chambre et électromètre

Les chambres d'ionisation sont utilisées en radiothérapie et en radiologie pour la détermination de la dose de rayonnement. La détermination de la dose dans des conditions d'irradiation de référence est appelée étalonnage de faisceau. Les chambres d'ionisation peuvent être de plusieurs formes et tailles, suivant les besoins spécifiques, mais généralement elles ont toutes les propriétés suivantes :

- Une chambre d'ionisation est en général une cavité remplie de gaz entouré par une paroi extérieure conductrice et dispose d'une électrode collectrice centrale (voir Figure IV-3). La paroi et l'électrode de collecte sont séparées par un isolant de haute qualité pour réduire le courant de fuite lorsqu'une tension est appliquée à la chambre
- Une électrode de protection (de garde) est usuellement fournie pour réduire encore plus les fuites de la chambre. Cette électrode intercepte le courant de fuite et permet son écoulement à la terre en passant par l'électrode de collecte. Elle assure aussi l'amélioration de l'uniformité du champ dans le volume actif ou sensible de la chambre, avec des avantages lors de la collecte de charge.
- Les mesures avec des chambres d'ionisation à air libre nécessite la correction en température et en pression pour tenir compte du changement de la masse d'air dans le volume de la chambre, qui change avec la température et la pression de l'air ambiant.

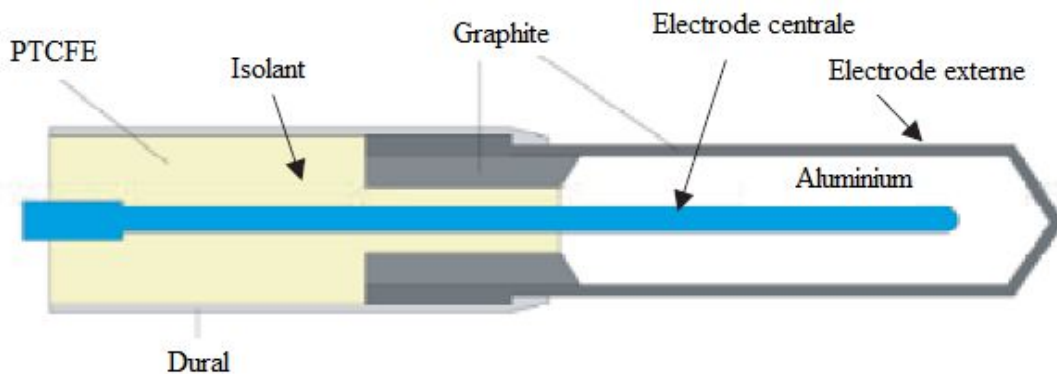


Figure IV-3 : Géométrie basique d'une chambre d'ionisation de type cylindrique Farmer [9].

Les électromètres sont des appareils de mesures pour les faibles courants, de l'ordre de 10^{-9} A et moins. Un électromètre utilisé en conjonction avec une chambre d'ionisation est un gain élevé, retour négatif, amplificateur opérationnel avec une résistance standard ou une capacité standard sur le chemin de retour pour mesurer le courant dans la chambre ou la charge collectée au-delà d'un intervalle de temps fixe comme le montre la Figure IV-4.

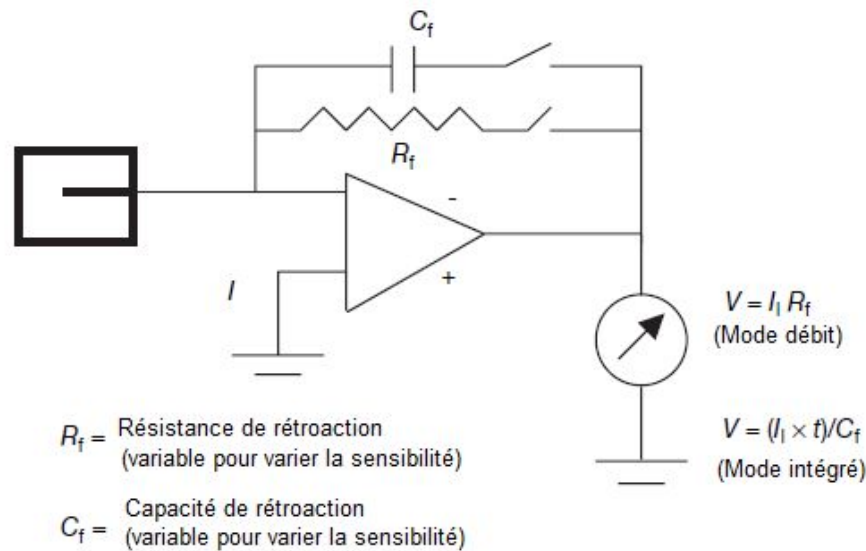


Figure IV-4 : Électromètre en mode de fonctionnement de rétroaction [9]

IV.3.3.c) Chambre d'ionisation cylindrique (chambre dé ou thimble type)

La plus populaire des chambres d'ionisation cylindrique est la chambre de $0,6 \text{ cm}^3$ conçu par Farmer et originalement fabriqué par Baldwin, mais actuellement disponible chez plusieurs fabricants, pour l'étalonnage des faisceaux en dosimétrie de radiothérapie. Le volume sensible de la chambre ressemble à un dé (de couture ou en anglais thimble). Un diagramme schématique d'une chambre d'ionisation cylindrique est donné dans la Figure IV-3. Les chambres cylindriques sont produites par plusieurs fabricants, avec un volume active entre $0,1$ et 1 cm^3 . Typiquement, elles ont une longueur interne qui ne dépasse pas 25 mm et un diamètre interne qui ne dépasse pas 7 mm . La paroi de la chambre est faite à partir d'un matériau de Z faible (c'est à dire équivalent tissu ou air), avec une épaisseur inférieure à $0,1 \text{ g/cm}^2$. Une chambre est équipée avec un capuchon d'équilibre électronique avec une épaisseur de $0,5 \text{ g/cm}^2$ pour l'étalonnage à air libre en utilisant des sources de rayonnement de ^{60}Co . La fabrication de la chambre doit impérativement être la plus homogène possible, par ailleurs une électrode centrale en aluminium de 1 mm de diamètre est typiquement utilisée pour assurer la monotonie de la dépendance énergétique.

IV.3.3.d) Chambre d'ionisation plate (parallèle plane)

Une chambre d'ionisation parallèle plate consiste en deux parois parallèles, l'une sert comme une fenêtre d'entrée et électrode de polarisation et l'autre comme une paroi arrière et une électrode de collecte. La paroi arrière se présente comme un bloc de plastique ou un matériau non conducteur (souvent du Perpex ou du polystyrène) avec une fine couche conductrice en graphite formant l'électrode de collecte. Un diagramme schématique d'une chambre d'ionisation parallèle-plate est donnée dans la Figure IV-5. Une chambre d'ionisation parallèle plate est recommandée en dosimétrie des faisceaux d'électrons pour des énergies inférieures à 10 MeV . Elle est aussi utilisée pour les mesures de dose en surface et dose en profondeur dans la région d'équilibre électronique des faisceaux de photons en mégavoltage.

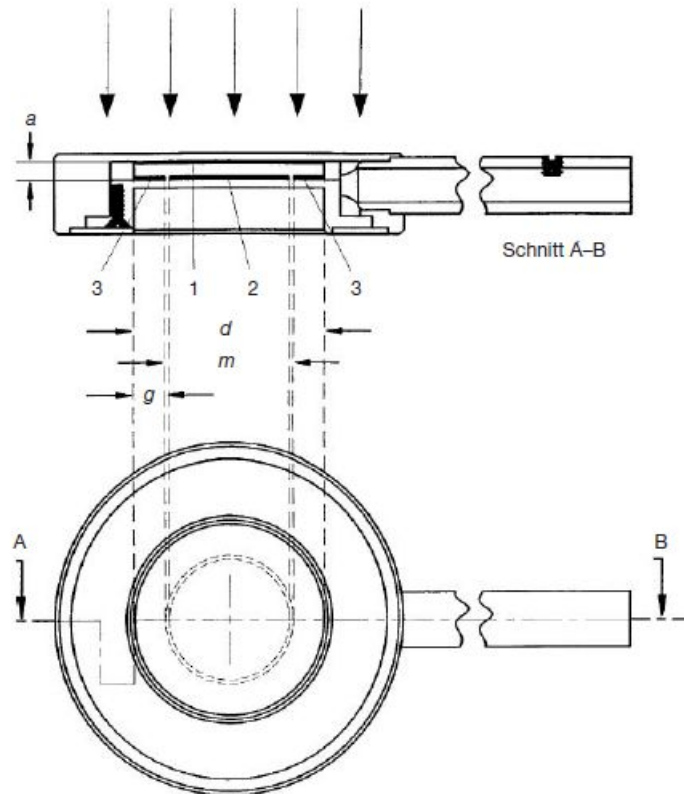


Figure IV-5 : Chambre d'ionisation parallèle plate : 1 : électrode de polarisation. 2 : électrode de mesure. 3 : anneau de garde. a : La hauteur (électrode de séparation) de la cavité d'air. d : Le diamètre de l'électrode de polarisation. m : diamètre de l'électrode collectrice. g Largeur de l'anneau de garde [9].

IV.3.3.e) Chambre puits (ou chambre de curiethérapie)

Les sources utilisées en curiethérapie sont des sources à bas débit de KERMA dans l'air et requièrent des chambres d'un volume suffisant (250 cm^3 ou plus) pour une sensibilité adéquate. Les chambres d'ionisation de type puits sont idéalement adaptées pour l'étalonnage et la standardisation des sources de curiethérapie. La Figure IV-6 montre une vue schématique d'une chambre d'ionisation de type puits.

Les chambres d'ionisation de type puits doivent être conçues pour s'adapter aux sources de tailles et de formes typiques cliniquement utilisées en curiethérapie et sont généralement étalonnées en termes de débit de KERMA dans l'air de référence.

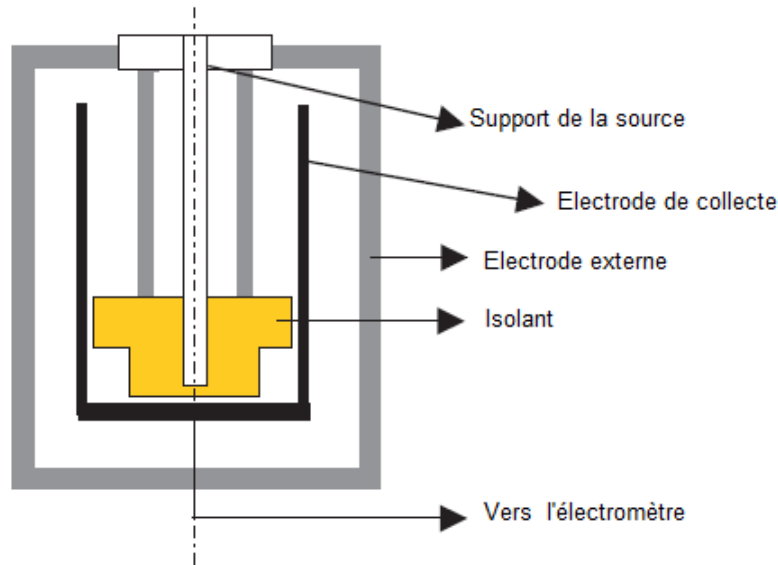


Figure IV-6 : Conception d'une chambre d'ionisation de type puits pour la curiethérapie [9].

IV.4. Dosimètres relatifs

Un dosimètre relatif est de façon générale un dosimètre pouvant être utilisé pour effectuer des mesures de dose absorbée moyennant un étalonnage en terme d'une grandeur dosimétrique dans un champ de rayonnement ionisant par opposition à un dosimètre absolu qui peut être utilisé pour effectuer des mesures de dose absorbée sans étalonnage en terme d'une grandeur dosimétrique dans un champ de rayonnement ionisant.

IV.4.1 Dosimétrie par film

IV.4.1.a) Film radiographique

Un film radiographique (pour les rayons X) réalise plusieurs fonctions importantes en radiologie de diagnostic, radiothérapie et radioprotection. Il peut servir comme un détecteur de rayonnement, un dosimètre relatif, un dispositif d'affichage et un milieu d'archivage. Un film non exposé aux rayons X est constitué d'un fin support plastique qui sert de base à l'émulsion sensible (grains de bromure d'argent AgBr mêlés à une gélatine) déposée uniformément sur 1 ou les 2 faces du support.

- L'ionisation des grains d'AgBr sous l'action des rayonnements crée la modification chimique constituée par l'image latente du film.
- Lors du développement, les grains ionisés se transforment en Ag métalliques. La fixation du film dissout les grains non modifiés (zones claires) révélant sous forme de plages foncées l'image latente.
- La transmission de la lumière est une fonction de l'opacité du film et peut être mesurée en termes de densité optique (DO) avec des dispositifs appelés densitomètres.
- La DO est définie comme $DO = \log_{10}(I_0/I)$ et est une fonction de la dose. I_0 est l'intensité initiale de la lumière et I est l'intensité transmise à travers le film.

- Un film donne une excellente résolution spatiale 2D et en une seule exposition fournit des informations par rapport à la distribution spatiale du rayonnement dans la région d'intérêt ou l'atténuation du rayonnement en interposant des objets.
- L'utilité de la gamme de dose d'un film est limitée et la dépendance énergétique est prononcée pour les photons de basse énergie. La réponse du film dépend de plusieurs paramètres qui sont difficiles à contrôler.
- Typiquement, un film est utilisé pour une dosimétrie relative, mais avec son propre étalonnage, un usage prudent et une analyse du film doivent être utilisés pour l'évaluation de la dose.
- Plusieurs types de films sont disponibles en radiothérapie (exemple : des films sans écran à exposition directe pour la vérification de la taille des champs, des films à écran phosphore utilisés avec des simulateurs et des films à écran métallique utilisés en imagerie portale).
- Un film non-exposé montre une DO de fond appelé voile de fond (fog) DO_f . La densité due à l'exposition du rayonnement, appelée DO qui peut être obtenue à partir de la densité mesurée en soustrayant le voile de fond.
- Les lecteurs de DO incluent des densitomètres à film, densitomètres LASER et des scanners automatiques à films. Le mode opératoire d'un densitomètre à film simple est montré dans Figure IV-7.

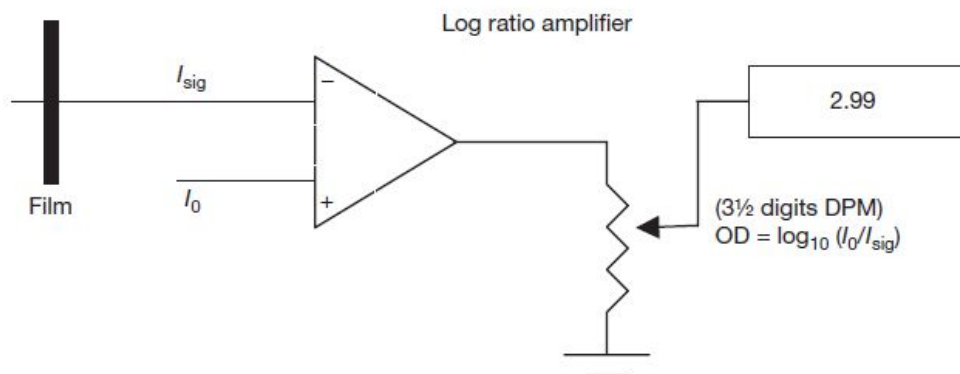


Figure IV-7 : Densitomètre à film de base [9]

Idéalement, la relation entre la dose et la DO doit être linéaire, mais ce n'est pas toujours le cas. Certaines émulsions sont linéaires, certaines sont linéaires sur une gamme de dose limitée et d'autres sont non-linéaires. La courbe dose versus DO est connue comme la courbe sensitométrique (aussi connue comme courbe caractéristiques ou courbe H&D en l'honneur de Hurter et Driffield, qui sont les premiers à avoir effectué des recherches sur cette relation) et doit donc être établie pour chaque film avant son utilisation en dosimétrie.

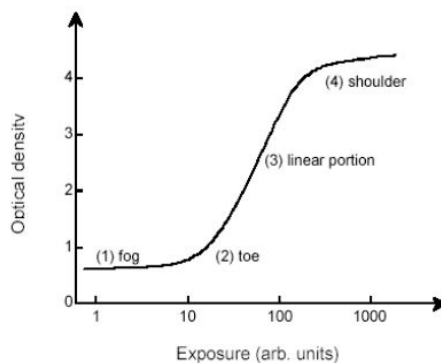
Une courbe H&D typique pour un film radiographique est donnée dans la Figure IV-8. Celle-ci comprends quatre régions : (1) voile de fond (fog) à zéro ou à des faibles expositions ; (2)

sous exposition (toe) ; la portion linéaire à des expositions intermédiaires ; (4) saturation-exposition ou épaule de la courbe (shoulder). La portion linéaire de la courbe correspond aux conditions optimales de mesures.

Des paramètres importants de la réponse du film aux rayonnements sont le gamma, la latitude et la vitesse :

- La pente de la portion linéaire de la courbe H&D est appelée la gamme du film
- L'exposition doit être choisie de manière à ce que toutes les parties de la radiographie se trouvent sur la partie linéaire de la courbe H&D, afin d'assurer le même contraste pour toutes les DO.
- La latitude est définie comme la gamme d'expositions sur laquelle les DO seront situées dans la région linéaire.
- La vitesse du film est déterminée en donnant l'exposition nécessaire pour produire une DO de 1,0 plus grande que la DO du voile de fond.

Les applications typiques d'un film radiographique en radiothérapie sont qualitatives et des mesures quantitatives, y compris la dosimétrie par faisceau d'électrons, la contrôle qualité des machines de radiothérapie (par exemple, congruence de la lumière et des champs de rayonnement et la détermination de la position d'un axe de collimateur, le soi-disant test d'étoile), la vérification des techniques de traitement dans divers fantômes et l'imagerie portale.



relation entre Dose et D.O.

encore appelée courbe caractéristique ou courbe H&D (Hurter -Driffield) :

- linéaire pour quelques émulsions

- étalonnage nécessaire pour chaque film.

- (1) voile de fond
- (2) sous-exposition
- (3) partie linéaire correspondant aux conditions optimales de mesure
- (4) saturation - surexposition

Figure IV-8 : Courbe sensitométrique typique (H&D) pour un film radiographique

IV.4.1.b) Film radiochromiques

Les films radiochromiques sont utilisés depuis peu, le plus répandu est le film GafChromic™. Celui-ci se caractérise comme suit :

- Une absence de coloration et l'apparition d'une couleur bleue par polymérisation sous l'action des rayonnements,
- Une équivalence tissus (H 9,0%, C 60,6%, N 11,2% et O 19,2%)
- La mesure repose sur une densitométrie directe, le polymère absorbant la lumière

Le film radiochromique présente une résolution très élevée (pas de grains) pour la mesure des gradients de dose élevés (source de curiethérapie, irradiations stéréotaxiques). La dosimétrie par film GafChromique présente des avantages sur le film radiographique tels que : l'utilisation simplifiée sans écran, chambre noire, la non dépendance au débit de dose, à l'énergie sauf pour les énergies X rays <25 kV, l'insensibilité aux conditions ambiantes (à l'exception de l'humidité). Les films GafChromiques sont généralement moins sensibles et utilisés aux doses élevées, où la non-linéarité doit être prise en compte. Il s'agit d'un dosimètre relatif pour lequel une précision inférieure à 3% peut être atteinte pour un étalonnage soigneux.

IV.4.2 Dosimétrie par luminescence

Certains matériaux, lors de l'absorption du rayonnement, retiennent une partie de l'énergie absorbée dans des états métastables. Lorsque cette énergie est ensuite libérée sous la forme de lumière ultraviolette, visible ou infrarouge, le phénomène est appelé luminescence. Deux types de luminescence sont connus, fluorescence et phosphorescence, qui dépendent du délai entre la stimulation et l'émission de la lumière. La fluorescence se produit avec un délai entre 10^{-10} et 10^{-8} s, la phosphorescence se produit avec un délai dépassant les 10^{-8} s. Le processus de phosphorescence peut être accéléré avec une excitation convenable sous forme de chaleur ou de lumière.

- Lorsque l'agent d'excitation est la chaleur, le phénomène est appelé thermoluminescence et le matériau est appelé matériau thermoluminescent ou TLD (Thermoluminescent Detector) s'il est utilisé en dosimétrie.
- Lorsque l'agent d'excitation est la lumière, le phénomène est qualifié de luminescence stimulée optiquement ou OSL (Optically Stimulated Luminescence).

Comme indiqué dans la section II.2 , les particules secondaires très énergiques, généralement des électrons, qui sont produites dans les interactions primaires des photons avec la matière sont principalement responsables du dépôt d'énergie de photons dans la matière. Dans un cristal, ces particules chargées secondaires libèrent de nombreux électrons de basse énergie et des trous à travers les ionisations d'atomes et ions. Les électrons libres et les trous ainsi produits se recombineront ou seront piégés par des électrons ou des trous, respectivement, quelque part dans le cristal.

Les pièges peuvent être intrinsèques ou peuvent être introduits dans le cristal sous la forme d'imperfections du réseau constitué de lacunes ou d'impuretés. Deux types de pièges sont connus en général: pièges de stockage et centres de recombinaison.

- Un piège de stockage piège simplement les porteurs de charge libres et les libère pendant le chauffage subséquent (a), entraînant le processus de thermoluminescence, ou (b) irradiation avec de la lumière, résultant en un processus OSL.
- Un porteur de charge libéré d'un piège de stockage peut se recombiner avec un porteur de charge piégé de signe opposé dans un centre de recombinaison (centre de luminescence). L'énergie de recombinaison est au moins partiellement émise sous la forme de lumière ultraviolette, visible ou infrarouge qui peut être mesurée avec des photodiodes ou des tubes photomultiplicateurs (PMT).

IV.4.2.a) Thermoluminescence

La thermoluminescence (TL) repose sur le mécanisme de phosphorescence activée thermiquement. En 1968, Cameron, Suntharalingam et Kenney publient le livre de référence sur les aspects pratiques du phénomène de TL [13]

Le modèle sur lequel le mécanisme de thermoluminescence s'appuie est le schéma de bandes d'énergie des solides. Des pièges à électrons et des centres de recombinaison, chacun caractérisé par une énergie d'activation se situant dans la bande interdite entre la bande de valence et la bande de conduction.

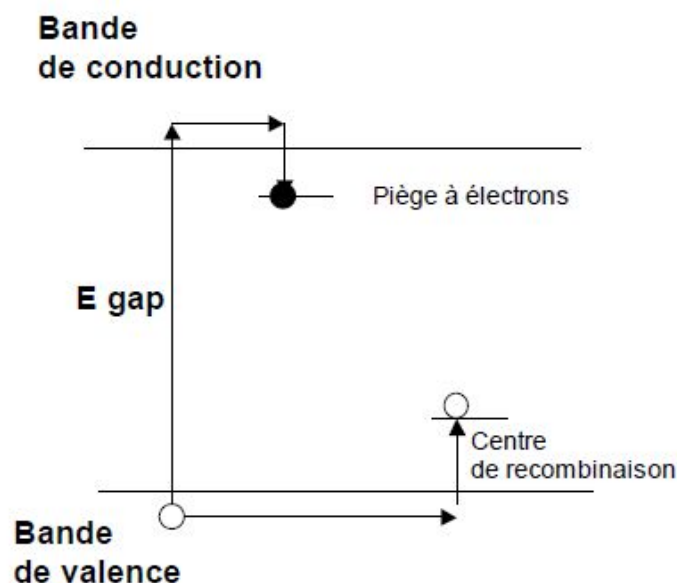


Figure IV-9 : Formation d'une paire e- trou dans un matériau TLD

Les pièges à électrons et les centres de recombinaison sont situés dans le gap d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction (voir Figure IV-9). Ces niveaux sont inoccupés avant l'irradiation, c'est à dire les centres de recombinaison contiennent les électrons et les pièges à électrons sont vides.

Pendant l'irradiation les particules secondaires élèvent les électrons vers la bande de conduction

même à partir de la bande de valence (quittant les trous dans la bande de valence) ou à partir des pièges (remplissant les pièges à électrons).

Le système peut approcher l'équilibre thermal à travers plusieurs moyens :

- Les porteurs de charge libre se recombine avec une énergie de recombinaison convertie en chaleur.
- Un porteur de charge libre se recombine avec un porteur de charge de signe opposé piégé dans un centre de luminescence, l'énergie de recombinaison étant émise comme une fluorescence optique.
- Un porteur de charge libre sera piégé dans un piège de stockage, et cet événement sera alors responsable de la phosphorescence ou des processus de thermoluminescence ou OSL.

IV.4.2.b) Systèmes de dosimètres thermoluminescents

Les TLDs les plus communément utilisés pour des applications médicales sont LiF : Mg, Ti, LiF : Mg, Cu, P et Li₂B₄O : Mn, pour leur équivalence tissus biologiques. Il existe d'autres TLDs, utilisés pour leur haute sensibilité, comme les CaSO₄, Al₂O₃ et CaF₂ : Mn.

- Les TLDs sont disponibles sous différentes formes (ex : poudre, copeaux, bâtonnets et rubans).
- Avant leur utilisation, les TLDs doivent être recuits pour effacer tout signal résiduel. Des cycles de recuit bien établis et reproductibles, y compris les taux de chauffage et de refroidissement devraient être utilisés.

Un système de lecture de TLD basique consiste en un plancher pour placer et chauffer le TLD, un photomultiplicateur (PMT) pour détecter l'émission de la lumière de thermoluminescence et la convertir en signal électrique linéairement proportionnel à la fluence des photons détectés et d'un électromètre pour détecter le signal PMT comme une charge ou un courant. Un schéma basique d'un lecteur de TLD est donné dans la Figure IV-10.

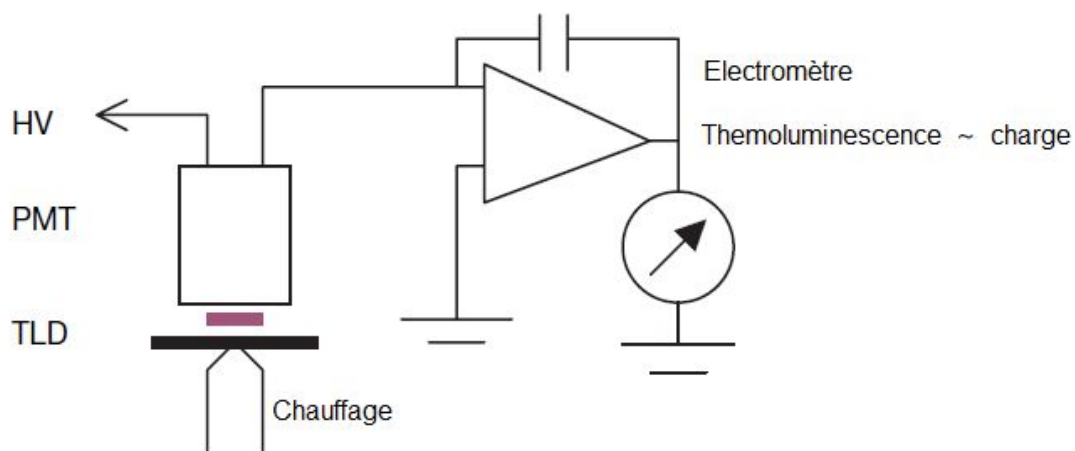


Figure IV-10 : Lecteur de TLDs

L'intensité de l'émission de thermoluminescence est une fonction de la température du TLD T. Le maintien d'un débit de chauffage constant rend la température T proportionnelle au temps t, et l'intensité de la thermoluminescence peut être tracée comme une fonction de t si une sortie d'enregistrement est disponible avec le système de mesure des TLDs. La courbe résultante est appelée courbe de brillance TLD. En général, si une lumière émise est tracée en fonction de la température du cristal, on obtient un thermogramme de thermoluminescence (Figure IV-11).

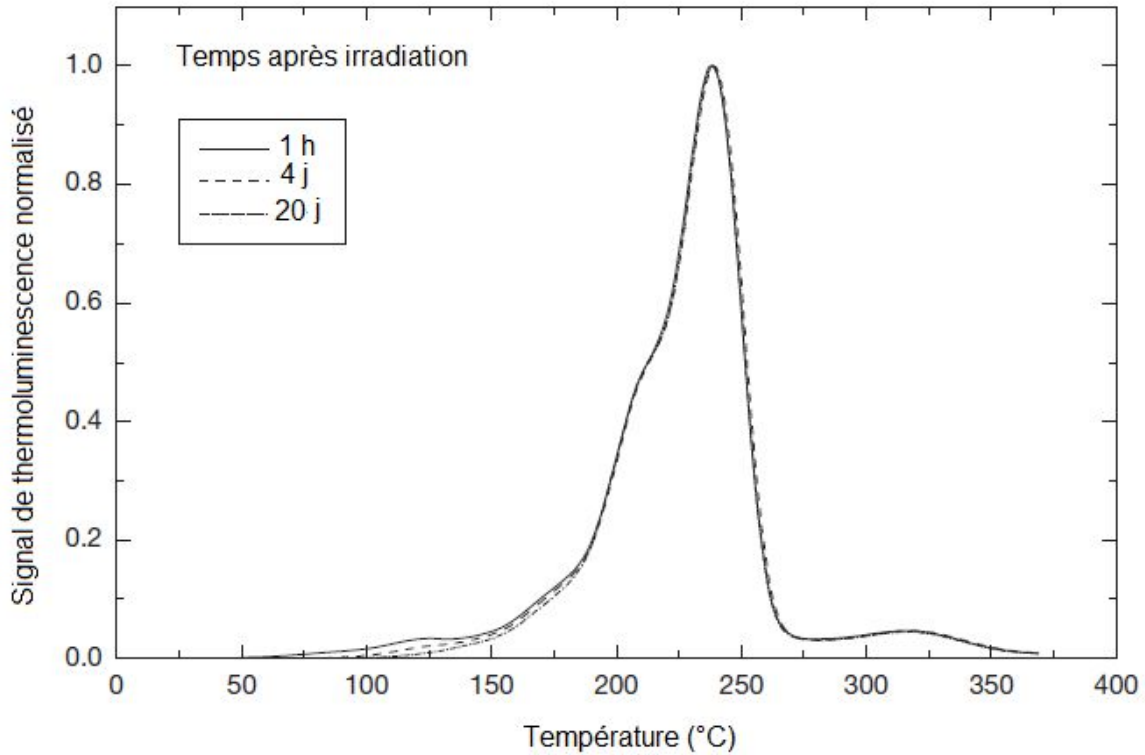


Figure IV-11 : Thermogramme typique (courbe de brillance) du LiF : Mg, Ti mesuré avec un lecteur de TLD à un bas débit de chauffage [9].

- Le pic dans la courbe de brillance peut être corrélé avec la profondeur des pièges responsables de l'émission de la thermoluminescence
- Le pic dosimétrique principal du LiF : Mg, Ti de la courbe de brillance survient entre 180° C et 260° C utilisé en dosimétrie. Le pic de température est suffisamment élevé pour ne pas affecter la température de la salle et reste faible pour ne pas interférer avec l'émission de corps noir du plancher de chauffage.
- Le signal de thermoluminescence total émis (c'est à dire la région sous la portion appropriée de la courbe de thermoluminescence) peut être corrélé à la dose à travers un étalonnage approprié
- La bonne reproductibilité des cycles de chauffage durant la lecture est important pour une dosimétrie précise.
- Le signal de thermoluminescence diminue dans le temps après irradiation dû à l'émission spontanée de la lumière à température ambiante. Ce processus est appelé blanchissement ou décoloration (fading). Typiquement pour le LiF : Mg, Ti, le fading du pic de dosimétrie n'excède pas quelque pourcent dans les mois qui suivent l'irradiation.

- La réponse dosimétrique de thermoluminescence est linéaire sur une large gamme de doses utilisées en radiothérapie, bien qu'elle augmente pour la région des doses élevées, et montre un comportement supralinéaire avant qu'elle sature à très haute température.
- Les TLDs nécessitent d'être étalonnés avant leur utilisation (ainsi que ceux servant comme dosimètres relatifs). Pour dériver la dose absorbée à partir de la lecture de thermoluminescence quelques facteurs de corrections doivent être appliqués comme ceux pour l'énergie, le fading et la non-linéarité de la réponse dosimétrique.
- Les applications des TLDs sont les suivantes : dosimétrie *in vivo* pour les patients (comme une routine de procédure d'assurance qualité ou pour le monitoring de la dose dans des cas spéciaux comme par exemple les géométries compliquées, la dose aux organes critiques, et l'irradiation corps entier (Total Body Irradiation TBI), la curiethérapie ; la vérification de techniques de traitement dans plusieurs fantômes (exemple : fantômes anthropomorphiques).

IV.4.2.c) Systèmes luminescents optiquement stimulés OSL

Un OSL est basé sur un principe similaire à celui de la dosimétrie à thermoluminescence. Au lieu de la chaleur, une lumière (d'un LASER) est utilisée pour libérer l'énergie piégée sous forme de luminescence. Un OSL est une technique récente offrant un potentiel de dosimétrie *in vivo* en radiothérapie. La dose intégrée mesurée durant l'irradiation peut être évaluée en utilisant un OSL directement ensuite. Le dosimètre thermoluminescent à fibre optique optiquement stimulé consiste en un petit copeau ($\sim 1 \text{ mm}^3$) de carbone dopé d'oxyde d'aluminium ($\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$) couplé avec une longue fibre optique, un LASER, un diviseur de faisceau et un collimateur, un PMT, logiciel et électronique. Pour produire un OSL, le copeau est excité avec une lumière LASER à travers la fibre optique, et la luminescence résultante (lumière bleue) est transportée en retour sur la même fibre, réfléchi sur un angle de 90° par le diviseur de faisceau et mesurée par le PMT.

Le dosimètre à fibre optique montre une haute sensibilité sur une large gamme de débits de dose et doses utilisés en radiothérapie. La réponse d'un OSL est généralement linéaire et indépendante aussi bien de l'énergie que du débit de dose, bien qu'elle nécessite une correction de la réponse angulaire.

Il existe plusieurs dispositifs expérimentaux, comme les OSL pulsés, utilisés en conjonction avec la radioluminescence. Une radioluminescence est émise promptement au moment de l'irradiation du dosimètre et fournit la dose intégrée après. Cette technique, bien qu'elle ne soit pas encore utilisée couramment en radiothérapie, peut s'avérer être un outil précieux pour la dosimétrie *in vivo* à l'avenir.

IV.4.3 Dosimétrie par semi-conducteur

IV.4.3.a) Dosimétrie à diodes

Un dosimètre à diode de silicium est une diode à jonction p-n. Les diodes sont produites en prenant une diode de silicium de type n ou de type p et une surface de comptage-dopage pour produire un matériau de type opposé. Ces diodes sont référées comme n-Si ou p-Si son disponibles dans le commerce, mais uniquement le type p-Si est convenable pour la dosimétrie

en radiothérapie, puisqu'il est moins affecté par le dommage des radiations et a un courant d'obscurité beaucoup plus petit.

Une radiation produit des paires électron-trou dans le dosimètre, incluant la couche de déplétion. Elles sont balayées dans la région de déplétion sous l'action du champ électrique en raison du potentiel intrinsèque. De cette manière, un courant est généré dans le sens inverse dans la diode.

Les diodes sont utilisées en mode court-circuit, car ce mode présente une relation linéaire entre la charge mesurée et la dose. Elles sont souvent opérées sans un biais extérieur pour réduire le courant de fuite.

- Les diodes sont plus sensibles et de plus petites dimensions que les chambres d'ionisation typiques. Ce sont des dosimètres relatifs et ne doivent pas être utilisées pour l'étalonnage des faisceaux, puisque leur sensibilité change avec l'utilisation répétée due aux dommages des radiations.
- Les diodes sont particulièrement utiles pour des mesures sur fantômes, par exemple dans des petits champs utilisés en radiochirurgie stéréotaxique ou des régions à fort gradient de dose comme la région de pénombre. Elles sont souvent utilisées pour les mesures de doses en profondeur dans des faisceaux d'électrons. Pour l'utilisation avec des instruments à faisceau de balayage dans des fantômes d'eau, elles sont enveloppées dans un capsule étanche. Lorsqu'elles sont utilisées pour des mesures de dose en profondeur de faisceau d'électrons, les diodes mesurent directement la distribution de la dose (contrairement à l'ionisation mesurée par les chambres d'ionisation).
- Les diodes sont largement utilisées en routine en dosimétrie *in vivo* sur des patients pour des mesures de doses sur la vessie ou le rectum. Les diodes pour la dosimétrie *in vivo* sont fournies avec des capuchons d'équilibre électronique et en conséquence doivent être choisies de manière appropriée, suivant le type et la qualité des faisceaux cliniques. Le capuchon est supposé aussi protéger la fragilité de la diode des dommages physiques.
- Les diodes nécessitent d'être étalonnées lorsqu'elles sont utilisées pour la dosimétrie *in vivo*, et plusieurs facteurs de correction doivent être appliqués pour le calcul de la dose. La sensibilité des diodes dépend de leur historique de rayonnement et en conséquence l'étalonnage doit être répété périodiquement.
- Les diodes montrent une variation de la réponse dosimétrique avec la température (particulièrement important pour les longs traitements en radiothérapie), dépendance du signal sur le débit de dose (une attention particulière doit être prise pour les différentes distances source peau), la dépendance angulaire et énergétique même pour les petites variations dans la composition spectrale des faisceaux (important pour la mesure des doses à l'entrée et en sortie).

IV.4.3.b) Dosimètres MOSFET

Les semi-conducteurs à effet de champ connus sous l'acronyme MOSFET (Metal-Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) sont des transistors à silicium miniatures, qui possèdent une excellente résolution spatiale et offrent une très faible atténuation du faisceau due à leurs petites tailles, qui sont particulièrement utiles pour la dosimétrie *in vivo*. Les dosimètres

MOSFET sont basés sur la mesure d'une « tension seuil », qui est une fonction linéaire de la dose absorbée. Un rayonnement ionisant pénétrant l'oxyde génère une charge qui sera piégée de manière permanente, ce qui va causer un changement de la tension seuil. La dose intégrée peut être mesurée durant ou après irradiation. Les MOSFETs nécessitent une connexion à une tension de polarisation durant l'irradiation. Ils ont une durée de vie limitée.

- Un simple dosimètre MOSFET peut couvrir une large gamme d'énergie des photons et électrons, bien que la réponse énergétique doit être examinée, puisqu'elle varie avec la qualité de l'irradiation. Pour les faisceaux de haute énergie, toutefois les MOSFETs ne nécessitent pas une correction en énergie, et un seul facteur d'étalonnage est nécessaire.
- Les MOSFETs montrent une petite anisotropie axiale ($\pm 2\%$ pour 360°) et ne nécessitent pas une correction en débit de dose.
- Comme pour les diodes, les MOSFETs simples présentent une dépendance à la température mais cet effet a été surmonté par des systèmes MOSFETs à double détecteurs. En général, ils présentent une réponse non linéaire avec la dose totale absorbée, toutefois durant leur durée de vie spécifique, les MOSFETs conservent une linéarité adéquate. Les MOSFETs sont aussi sensibles aux changements de la tension de polarisation durant l'irradiation (la lecture doit être effectuée à un moment spécifique après l'exposition).
- Les MOSFETs ont plusieurs applications en radiothérapie pour des mesures de dose *in vivo* et sur fantômes, incluant en routine la vérification de la dose au patient, la curiethérapie, la TBI, l'IMRT, la radiothérapie intraopérative et la radiochirurgie.

IV.4.4 Autres systèmes de dosimétrie

IV.4.4.a) Système dosimétrique à Alanine

L'alanine est un acide aminé, qui se présente sous forme de bâtonnets ou de pastilles avec un matériau liant inerte. L'alanine est typiquement utilisée pour la dosimétrie à haute dose. Le dosimètre peut être utilisé à un niveau d'environ 10 Gy ou plus avec une précision suffisante pour la dosimétrie en radiothérapie. L'interaction du rayonnement résulte en la formation de radicaux d'alanine, dont la concentration peut être mesurée en utilisant un spectromètre de résonance paramagnétique électronique (aussi connue comme la résonance spin électron). L'intensité est mesurée comme la hauteur du pic de la ligne centrale dans le spectre. La lecture est non-destructive.

- L'alanine est un matériau équivalent tissu et ne requiert pas de correction énergétique dans la gamme de qualité des faisceaux thérapeutiques typiques. Elle montre une très petite décoloration quelques mois après l'irradiation. La réponse dépend des conditions environnementales durant l'irradiation (température) et de stockage (humidité).
- A l'heure actuelle, l'application potentielle d'alanine en radiothérapie concerne généralement les comparaisons dosimétriques entre les hôpitaux.

IV.4.4.b) Système dosimétrique à scintillateur plastique

Les scintillateurs plastiques sont relativement un nouveau développement en dosimétrie de radiothérapie. La lumière générée dans un scintillateur durant son irradiation est transportée par

une fibre optique vers un PMT situé à l'extérieur de la salle d'irradiation. Un dispositif typique requiert deux ensembles de fibres optiques, qui sont couplés à deux différents PMTs, permettant la soustraction du rayonnement Cerenkov de fond du signal mesuré. La réponse du dosimètre à scintillation est linéaire dans la gamme de dose utilisée en radiothérapie.

Les scintillateurs plastiques sont souvent équivalents en termes de densité électronique et de composition atomique. Typiquement, ils correspondent aux coefficients de pouvoir d'arrêt massique et coefficient massique d'absorption en énergie de l'eau à près de $\pm 2\%$ pour la gamme des faisceaux utilisés en clinique. Les scintillateurs sont pratiquement indépendants en énergie et peuvent être utilisés directement en mesures de dosimétrie relative.

- Les dosimètres scintillateurs plastiques peuvent être très petits (environ 1 mm^3 ou moins) tout en offrant une sensibilité adéquate en dosimétrie clinique. Par conséquent ils peuvent être utilisés dans les cas où une résolution spatiale élevée est requise (exemple : régions à fort gradient de dose, régions de mise en équilibre électronique, régions d'interface, dosimétrie des petits champs et les doses proches des sources de curiethérapie). En raison de la faible dépendance énergétique et de la petite taille, les scintillateurs plastiques sont des dosimètres idéaux pour des applications en curiethérapie.
- La dosimétrie basée sur les scintillateurs plastiques est caractérisée par une bonne reproductibilité et une stabilité à long terme.
- Les scintillateurs plastiques sont indépendants du débit de dose et peuvent être utilisés à partir de 10 mGy/min (dosimétrie des plaques ophtalmiques) jusqu'à 10 Gy/min (dosimétrie des faisceaux externes). Ils n'ont pas de dépendances en direction significative et ne nécessitent pas de corrections en température ou en pression.

IV.4.4.c) Dosimètres diamants

Les diamants changent leurs résistances lorsqu'ils sont exposés aux rayonnements. En appliquant une tension de polarisation, le courant résultant est proportionnel au débit de dose de la radiation. Les dosimètres diamants disponibles dans le commerce sont conçus pour mesurer les distributions de doses relatives dans les faisceaux de photons et d'électrons à haute énergie. Le dosimètre est basé sur un cristal de diamant naturel scellé dans un boîtier en polystyrène avec une tension appliquée à travers de fins contacts en or.

- Les diamants ont un faible volume sensible, de l'ordre de quelques millimètres cube, ce qui permet la mesure de distributions de dose avec une excellente résolution spatiale.
- Les dosimètres diamants sont équivalents tissus biologiques et ne requièrent presque pas de correction en énergie. En raison de leur réponse énergétique stable, leur faible taille physique et la dépendance en direction négligeable, les diamants sont convenables pour des utilisations pour des régions à fort gradient de dose, par exemple pour la radiochirurgie stéréotaxique.
- Dans le but de stabiliser leur réponse dosimétrique, les diamants doivent être irradiés avant chaque utilisation pour réduire l'effet de la polarisation. Ils présentent quelques dépendances du signal en débit de dose, ce qui doit être corrigé lors de la mesure d'une qualité physique donnée (exemple : la dose en profondeur). Aussi, ils ont une dépendance en énergie négligeable, de l'ordre de $0,1\%/^{\circ}\text{C}$ ou moins.

- La haute sensibilité et la résistance aux dommages causés par les radiations sont d'autres caractéristiques importantes des dosimètres diamants. Ils sont aussi étanches et peuvent être utilisés pour des mesures dans un fantôme d'eau.

V. Grandeurs et unités en radioprotection

Dans le domaine de la radioprotection, il n'existe réellement pas d'unité universelle. La connaissance préalable de l'unité reste pertinente pour chaque domaine. Dans cette partie nous allons présenter les grandeurs et unités à utiliser dans le domaine de la radiologie pour quantifier l'exposition des patients. Nous parlerons de patient exposé (exposition) au RI puisque la dose résulte de l'emploi des RI dans le but de générer une image du milieu traversé contrairement à l'irradiation qui est le fait de délivrer une dose de RI à un patient ou à un objet pour créer un effet donné par un apport local d'énergie.

V.1. Dose dans l'air (D_{air})

Cette dose est facilement mesurable à l'aide d'une chambre d'ionisation (voir paragraphe IV.3.3). Elle est indépendante de l'objet radiographié et permet de caractériser une installation radiologique dans des conditions données de distance foyer-détecteur, de haute tension et de filtration. Elle s'exprime en Gy.

Quand la dose dans l'air est déterminée, il est alors possible de calculer la dose pour un autre milieu (m) (voir paragraphe III.8.3), en la multipliant par le rapport des coefficients d'atténuation du milieu considéré et de l'air.

V.2. Dose à la surface d'entrée ou dose d'entrée (D_E)

Mesurée par un dosimètre sur la peau des patients pendant un examen radiologique, la dose d'entrée intègre le rayonnement rétrodiffusé par le patient. Ce rayonnement rétrodiffusé représente, en radiodiagnostic, selon l'énergie du rayonnement incident, 20% à 40% de la dose dans l'air, à laquelle il s'ajoute. Il faut donc en tenir compte dans les calculs de dose, ce qui nécessite l'utilisation du facteur de rétrodiffusion (FRD) dont les valeurs sont entre 1,2 et 1,4.

$$D_E = D_{\text{air}} \times \text{FRD} \quad \text{V-1}$$

Elle s'exprime en Gy. Une formule simplifiée permet d'estimer la dose d'entrée à partir des paramètres d'une exposition :

$$D_E = 0,15 \times (U/100)^2 \times Q \times (1/\text{DFP})^2 \quad \text{V-2}$$

Où U est la tension en kV, Q la charge en mAs et DFP la distance foyer-peau en mètres.

V.3. Dose en profondeur

La dose en profondeur est mesurable sur fantôme anthropomorphe mais non chez un patient. Elle est donc généralement calculée à partir de la dose d'entrée, en tenant compte de l'atténuation.

Il ne s'agit donc le plus souvent pas d'une grandeur directement mesurée mais d'une grandeur calculée, entachée d'une incertitude car le calcul introduit une part d'inexactitude, d'autant plus importante que le milieu est moins homogène.

V.4. Dose à l'organe

La dose de l'organe est la dose moyenne rapportée à l'ensemble du volume de l'organe considéré. Elle permettra le calcul de la dose efficace.

Ce calcul impose de tenir compte de la nature du rayonnement et du tissu considéré car tous les rayonnements n'ont pas tous le même effet en conséquences la même efficacité pour produire un effet biologique et tous les tissus n'ont pas la même sensibilité à un rayonnement donné

V.5. Facteur de pondération du rayonnement (W_r)

Il sert à exprimer la plus grande efficacité de certains rayonnements corpusculaires pour induire un effet nocif à long terme chez l'homme, par rapport aux photons (X, γ), affectés du coefficient 1 (Tableau V-1).

Tableau V-1 : Facteurs de pondération des rayonnements (W_r) [14]

Rayonnement	W_r
Electromagnétique (X, γ)	1
Electrons et β	1
Protons	2
Neutrons (selon l'énergie)	2,5 à 20
Alpha	20

V.6. Dose équivalente (H_t)

C'est la dose absorbée dans un organe, multipliée par le coefficient correspondant au rayonnement considéré.

$$H_t = D \times W_r \quad \text{V-3}$$

Elle s'exprime en sievert (Sv) ou millisievert (mSv) mais l'emploi de cette unité pour une dose n'intéressant qu'une partie de l'organisme entretient une confusion regrettable avec la dose efficace (voir paragraphe V.7) qui concerne à ce moment l'ensemble de l'organisme. La radiologie utilise le rayonnement de référence, affecté d'un coefficient 1. Il n'y a aucune conversion à réaliser et il faut exprimer la dose délivrée au volume en gray et non sievert.

V.6.1 Facteur de pondération tissulaire (W_t)

Les tissus du corps humain sont d'autant plus sensibles qu'ils sont moins différenciés et que leur activité mitotique (multiplication cellulaire) est plus grande et programmée sur une plus longue période. Pour tenir compte de cette disparité, en extrapolant aux faibles doses les données de la cancérogénèse radio-induite à de fortes doses, il a été établi un barème de radiosensibilité où chaque organe se voit affecter un coefficient ou facteur de pondération, W_t . L'utilisation de ces facteurs de pondération est censée donner son importance réelle à chaque organe dans genèse des effets néfastes (détriment) provoqués par une exposition aux RI. La somme de ces facteurs de pondération est 1, ce qui correspond au détriment global d'une exposition de l'ensemble du corps (Tableau V-2).

Tableau V-2 : Facteurs de pondération tissulaire [14]

Tissu ou organe	W_t	ΣW_t
Côlon, estomac, moelle osseuse, poumon, sein, autres tissus ou organes (ensemble)	0,12	0,72
Gonades	0,08	0,08
Foie, œsophage, thyroïde, vessie	0,04	0,16
Cerveau, glandes salivaires, peau, surface osseuse	0,01	0,04
Total		1

V.7. Dose efficace (E)

C'est un indicateur des risques des effets aléatoires, non directement mesurable. Il permet de rapporter une exposition locale à un effet théorique sur l'ensemble de l'organisme, en faisant intervenir les facteurs de pondération liés à la radiosensibilité tissulaire (W_t). La dose efficace est obtenue en multipliant la dose équivalente délivrée à chaque organe, simultanément ou successivement, par le facteur de pondération correspondant puis en faisant la somme de l'ensemble.

$$E = \sum H_t \times W_t \quad \text{V-4}$$

Elle s'exprime en sievert (Sv) ou millisievert (mSv) et réalise donc une véritable intégration de la dose pour l'ensemble de l'organisme, pour chaque exposition, même partielle.

Toute imparfaite que soit cette grandeur, résultant d'un produit de grandeurs approximatives et non d'une mesure physique objective, elle est la seule qui permette une estimation cohérente du niveau d'exposition global d'un patient en radiologie, où les expositions portent sur des régions différentes, à des moments différents. Cet indicateur est le seul qui permette une estimation du risque et la communication avec les patients et les correspondants.

Note : Il est important de souligner que seule la dose efficace doit être exprimée en Sv afin de lever l'ambiguïté qui consiste à quantifier avec cette même unité deux notions différentes : la « dose équivalente », délivrée à une partie du corps pondérée d'un facteur d'efficacité du rayonnement et la « dose efficace », qui représente un risque global pour un individu, obtenue en multipliant une ou plusieurs doses équivalentes par les facteurs de pondération tissulaire correspondants. Exemple : une dose équivalente de 100 mSv délivrée au poumon correspondait à une dose efficace de 12 mSv, mais l'expression en Sv de la dose délivrée au thorax, sans pour autant préciser s'il s'agit d'une dose équivalente et non d'une dose efficace, donne lieu à une formulation inexacte, telle que « la dose reçue lors d'un scanner cardiaque est de 100 mSv ».

V.8. Grandeurs dosimétriques spécifiques du radiodiagnostic

V.8.1 Produit Dose.Surface

L'effet d'une exposition est évidemment différent selon qu'elle soit délivrée sur une petite partie du corps ou sur une vaste surface (par exemple, une exposition unique de 6 Gy sur 10 cm² d'un membre inférieur ne créera qu'un érythème de la zone exposée, alors que la même dose délivrée à l'organisme entier sera mortelle dans la plupart des cas). Pour tenir compte de cette importance fondamentale de la surface (donc du volume) exposée on utilise une grandeur

constituée du produit de la dose délivrée par la surface sur laquelle elle est délivrée. C'est le Produit Dose.Surface (PDS), qui s'exprime théoriquement en Gy.m² mais plus couramment en cGy.cm² ou μGy.m² avec les équivalences suivantes :

$$1 \text{ cGy.cm}^2 = 1 \text{ μGy.m}^2$$

$$1 \text{ cGy.cm}^2 = 0,1 \text{ dGy.cm}^2 = 10 \text{ mGy.cm}^2$$

Le PDS est indépendant de la distance entre la source et la surface d'entrée car à collimation égale, la surface exposée augmente comme le carré de la distance mais le flux de rayons X, lui diminue selon le carré de cette distance (Figure V-1).

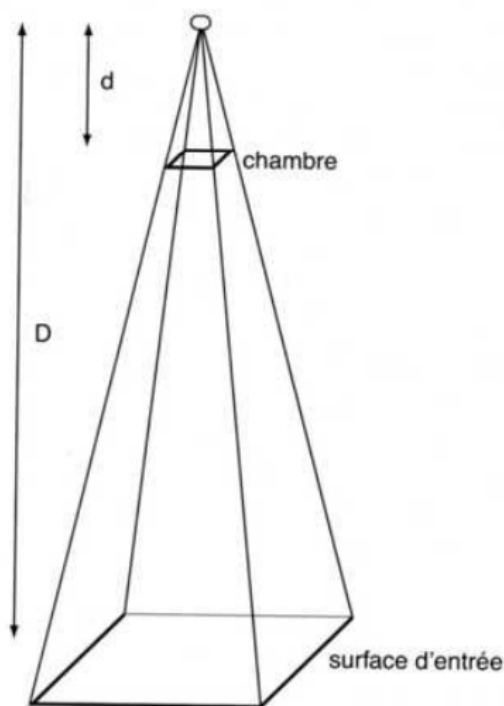


Figure V-1 : Produit Dose.Surface : l'intensité du rayonnement diminue en fonction du carré de la distance [1].

Selon la règle d'homothétie, le côté du quadrilatère représentant la chambre et le côté correspondant du quadrilatère représentant la surface d'entrée sont dans un rapport d/D. Entre la chambre et la surface d'entrée, la dose diminue comme (d/D)² alors que la surface augmente comme (D/d)². Le Produit Dose.Surface est donc indépendant de la distance à la source de rayonnements.

On peut, par l'utilisation d'un coefficient de conversion, E_{PDS}, dépendant de la zone explorée et de la tension (Tableau V-3), estimer avec une bonne approximation de la dose efficace à partir du PDS en appliquant la relation :

$$E \# \text{ PDS} \times E_{\text{PDS}} \text{ (où PDS est exprimé en Gy.cm}^2\text{) V-5}$$

Tableau V-3 : Coefficients de conversion E_{PDS} permettant de passer du produit Dose.Surface, exprimée en $Gy.cm^2$, à la dose efficace [15]

Région explorée	kV	E_{PDS}	Estimation simplifiée
Thorax de face	130	0,33	#PDS ($Gy.cm^2$)/3
Thorax de profil	130	0,15	#PDS ($Gy.cm^2$)/3
Abdomen	90	0,22	#PDS ($Gy.cm^2$)/5
Bassin	70	0,20	#PDS ($Gy.cm^2$)/5
Tête (sinus) de face	80	0,04	#PDS ($Gy.cm^2$)/25
Rachis cervical de face	70	0,21	#PDS ($Gy.cm^2$)/5
Rachis cervical de profil	70	0,03	#PDS ($Gy.cm^2$)/5
Rachis thoracique de face	70	0,27	#PDS ($Gy.cm^2$)/3
Rachis thoracique de profil	80	0,10	#PDS ($Gy.cm^2$)/3
Rachis lombaire de face	80	0,21	#PDS ($Gy.cm^2$)/5
Rachis lombaire de profil	90	0,13	#PDS ($Gy.cm^2$)/5

Nous aurons, par exemple, pour un cliché d'abdomen ($PDS = 1,3 Gy.cm^2$) # 0,2 à 0,3 mSv selon la tension utilisée, pour un cliché de rachis lombaire de face ($PDS = 0,7 Gy.cm^2$) # 0,15 mSv. La différence de coefficients entre le rachis cervical de face et le rachis cervical de profil s'explique par le fait que, dans le premier cas, la thyroïde est comprise dans le faisceau primaire, alors que dans le deuxième cas, si le cliché est correctement diaphragmé, la thyroïde n'est pas dans le champ d'exposition.

V.8.2 Dose glandulaire moyenne Erreur ! Signet non défini.

La dose glandulaire moyenne (DGM) est une grandeur spécifique de la mammographie. Elle peut être estimée à partir de la dose à l'entrée du sein (D_E) au moyen de facteurs de conversion.

$$DGM = D_E \times g \times c \times s \quad V-6$$

Où :

- g Est un facteur de conversion pour un spectre de référence (anode et filtration en molybdène) et un sein standard représenté par un fantôme cylindrique de 16 cm de diamètre ; ce facteur dépend de l'épaisseur du sein comprimé
- c Facteur qui permet de tenir compte des différences de composition du sein
- s Coefficient de correction de g si le couple anode filtration n'est pas en constitué exclusivement de molybdène (molybdène-rhénium ou tungstène-rhénium par exemple)

Les valeurs de ces différents coefficients figurent dans les décisions fixant les modalités du contrôle de qualité des installations de mammographie. Les mammographies numériques calculent et affichent cette information, ainsi que la dose d'entrée, sur chaque image.

V.8.3 Index de dose scanographique (IDS ou CTDI)

Traduit de l'anglais Computed Tomography Dose Index (CTDI). Cette grandeur a été introduite pour tenir compte du profil de coupe (Figure V-2).

Le CTDI peut être mesuré dans l'air sur l'axe de rotation du scanographe ou dans un fantôme en plexiglas. Il est recommandé d'utiliser pour la tête un fantôme de 16 cm de diamètre et pour le corps un fantôme de 32 cm de diamètre. Pour mieux rendre compte de la dose moyenne absorbée par le patient, on mesure le CTDI au centre du fantôme (CTDI_c) et en périphérie (CTDI_p), à 1 cm de la surface. On définit alors le CTDI pondéré (CTDI_w) :

$$CTDI_w = \left(\frac{1}{3}CTDI_c + \frac{2}{3}CTDI_p\right) \quad V-7$$

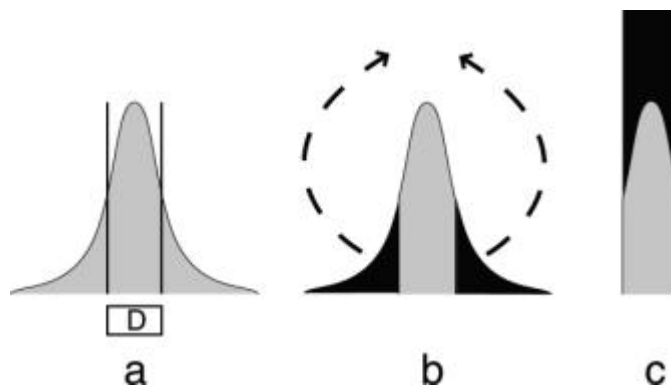


Figure V-2 : L'index de dose scanographique (IDS ou CTDI) exprime la dose intégrale reçue par le patient pour chaque coupe : a) l'épaisseur nominale de coupe correspond à la largeur du profil de coupe à mi-hauteur. Elle correspond idéalement à la largeur du détecteur (D) et seule la partie du rayonnement comprise entre les deux demi-droites participe à la formation de l'image. C'est la partie utile du rayonnement, b) la pénombre en noir, de part et d'autre de la partie utile du rayonnement, ne participe pas à la formation de l'image mais elle est partie intégrante de la dose reçue par le patient ; c) pour chaque coupe, la dose reçue par le patient est la somme de ces deux parties. La part relative de la pénombre étant d'autant plus importante que l'épaisseur nominale est petite. Le CTDI exprime cette sommation de la dose [2].

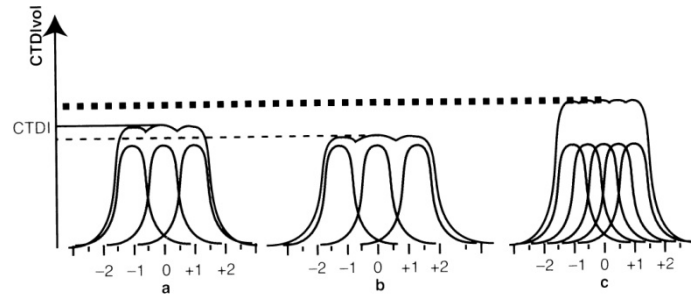


Figure V-3 : CTDI au volume ($CTDI_{vol}$)

C'est l'index de dose scanographique divisé par le pas de l'acquisition ; a) lorsque le pas est de 1, le $CTDI_{vol}$ est égal au CTDI ; b) lorsque le pas augmente, le $CTDI_{vol}$ (et la dose reçue par le patient) diminue ; c) lorsque le pas diminue (hélice chevauchée), le $CTDI_{vol}$ (et la dose en conséquence) augmente.

Les normes européennes et internationales (Commission Électrotechnique Internationale = CEI) imposent aux constructeurs de faire apparaître cet index sur la console opérateur pour toute série programmée d'acquisition. Il permet à l'utilisateur de connaître très précisément l'exposition résultant de l'examen et d'adapter éventuellement ses paramètres et ses protocoles [1], [2].

V.8.3.a) Pitch et longueur de scan

Soit une acquisition séquentielle sur un grand nombre de coupes exactement contiguës, donc sans chevauchement ni espace qui les sépare. Alors, le CTDI est une bonne mesure du rayonnement reçu globalement à l'intérieur d'une coupe, en direct et par diffusion. En effet, si nous considérons une coupe particulière, il faut ajouter au rayonnement direct le rayonnement diffusé en provenance de la coupe adjacente, puis de la suivante et ainsi de suite, comme le montre la partie gauche du schéma ci-dessous. Mais ainsi que le montre la partie droite du schéma, la contribution à la coupe n°1 du diffusé provenant de la coupe adjacente n°2 est égale à la contribution de la n°1 à la n°2. De même, la contribution à 1 provenant de 3 est égale à la contribution à 3 provenant de 1. On voit ainsi que l'intégrale complète sur une courbe de diffusion, ce qui est la définition du CTDI, mesure la dose globale distribuée dans une coupe particulière.

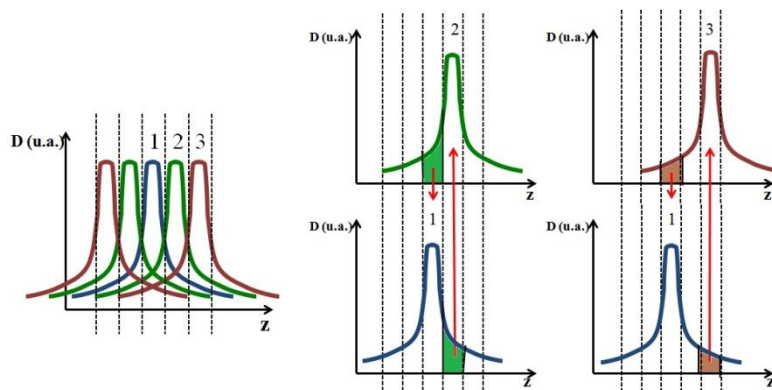


Figure V-4 : Exemple d'acquisition contiguë en scanner sans chevauchement [16]

En mode hélicoïdal, une progression de la table avec un pitch $p=1$ ne montre ni chevauchement dans l'exploration du volume, ce qui en termes de distribution de la dose s'apparente de très près au mode séquentiel avec coupes contiguës. Le CTDI peut donc être interprété de la même manière que ci-dessus. On considère qu'un pitch supérieur à l'unité $p>1$ dilue d'autant la dose dans le volume scanné, et que par contre un pitch inférieur à l'unité $p<1$ concentre la dose en proportion. Tenir compte du pitch enlève au CTDI son caractère général, normalisé, mais le rapproche de la dose délivrée spécifiquement lors d'une mesure particulière. Tant qu'à faire, nous ferons également intervenir la charge Q émise par le tube, autre paramètre spécifique de chaque mesure et qui influence directement la dose globale (on se rappellera que jusqu'ici le CTDI était normalisé à 100 mAs). Cela donne le CTDI volumique, exprimé en mGy :

$$CTDI_{vol} = CTDI_w \frac{Q}{p} \text{ (mGy) V-8}$$

V.8.4 Produit Dose.Longueur (PDL)

Il a été défini par analogie avec le produit Dose.Surface utilisé en radiologie conventionnelle, et pour rendre compte de la dose délivrée au cours d'une procédure complète :

Le produit Dose.Longueur est égal au $CTDI_{vol}$ multiplié par la longueur explorée (longueur de l'hélice).

$$PDL = CTDI_{vol} \times L \text{ V-9}$$

Ce produit s'exprime généralement en milligray.cm. On peut aussi le calculer à partir du CTDI normalisé, si l'on connaît la charge totale de l'acquisition, par la relation :

$$PDL = {}_n CTDI_w \times T \times A \times t \text{ V-10}$$

Où T est l'épaisseur de coupe, et $A \times t$ représente la charge totale (mAs) de l'acquisition. L'intérêt principal de cette grandeur est qu'elle représente exactement l'exposition en affectant la dose au volume exploré. Elle permet donc, en prenant en compte les organes figurant dans ce volume, de calculer ou d'estimer la dose efficace. Ce calcul se fait très simplement, comme pour la conversion à partir du PDS en radiologie conventionnelle, en utilisant des coefficients dépendant de la région explorée. Ces facteurs de conversion permettent d'estimer simplement et rapidement l'ordre de grandeur de dose efficace pour chaque examen, en multipliant le PDL relevé en TDM par un coefficient E_{PDL} dépendant de la zone explorée (Tableau V-4).

Tableau V-4 : Coefficient (E_{PDL}) permettant de convertir le produit Dose.Longueur, exprimé en mGy.cm, en dose efficace, en mSv, en fonction de la région explorée

Région explorée	E_{PDL}	Estimation simplifiée
Tête	0,002	#PDL (mGy.cm)/500
Abdomen et pelvis	0,015	#PDL (mGy.cm)/65
Thorax, homme	0,017	#PDL (mGy.cm)/60
Thorax, femme	0,020	#PDL (mGy.cm)/50

Références

- [1] Y. Cordoliani et H. Foerenbach, Radioprotection en milieu médical : Principes et mise en pratique, 3e édition éd., Issy-Les-Moulineaux: Elsevier Masson, 2014.
- [2] Y. Cordoliani, B. Boyer, E. Le Marec, E. Jouan, O. Hélie et H. Beauvais, «Vademecum du scanner hélicoïdal. Estimation des doses, choix des paramètres,» *Journal de Radiologie*, vol. 83, pp. 685-692, 2002.
- [3] S. Benhalouche, «Simulation Monte Carlo GATE en radiothérapie pour des faisceaux complexes et dynamiques en IMRT,» Brest, 2014.
- [4] F. H. Attix, Introduction to radiological physics and radiation dosimetry, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co, 2004.
- [5] D. Blanc, Les rayonnements ionisants: détection, dosimétrie, spectrométrie, 2e édition éd., Masson, 1997.
- [6] M. J. Berger, M. Inokuti, H. H. Anderson, H. Bichsel, J. A. Dennis, D. Powers, S. M. Seltzer et J. E. Turner, «ICRU Report No. 37. Stopping powers for electrons and positrons,» *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, vol. 19, n°12, 1984.
- [7] C. O. Thiam, «Dosimétrie en radiothérapie et curiethérapie par simulation Monte Carlo GATE sur grille informatique,» 2007.
- [8] M. J. Berger, J. S. Coursey, M. A. Zucker et J. Chang, «Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions,» *NIST, Physical Measurement Laboratory*, 2009.
- [9] E. B. Podgorsak, Radiation Oncology Physics : A handbook for Teachers and Students, I. A. E. Agency, Éd., Vienna, 2005.
- [10] J. R. Greening, «Fundamentals of Radiation Dosimetry,» *Physics Bulletin*, vol. 32, n° 19, 1981.
- [11] E. J. Harold et J. R. Cunningham, Physics of Radiology. Fourth Edition, Dallas, TX, USA: Charles C Thomas Pub Ltd, 1983.
- [12] P. Mayles, A. Nahum et J. C. Rosenwald, Handbook of Radiotherapy Physics : Theory and Practice, Taylor & Francis Group, LLC, 2007.
- [13] J. R. Cameron, N. Suntharalingam et G. N. Kenney, Thermoluminescent Dosimetry, University of Wisconsin Press, 1968.

- [14] «The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection,» *ICRP Publication 103/CIPR 103*, vol. 37, 2007.
- [15] J. Le Heron, «Estimation of effective dose to the patient during medical X-ray examination from measurements of the dose-area product,» *Physics in Medicine and Biology*, vol. 11, pp. 2117-2126, 1992.
- [16] B. Van Oystaeyen, «Physique pour la médecine ... la théorie ! : Tomodensitométrie (scanner). Chapitre III : Dosimétrie,» 09 Septembre 2016. [En ligne]. Available: <http://www.phys4med.be/dosimetrie-tdm>.
- [17] J. R. Magné et R.-M. Magné-Marty, *Biophysique Physico-chimie/Physique. Rappels de cours exercices et QCM corrigés*, Edition Marketing éd., Paris: Ellipses, 1991.
- [18] G. Marey, *Radioprotection, Radioprotection, Rayonnements, dosimétrie, protection*, Paris: Ellipses, 2014.

Index

- A**
- Accélérateur 11
- Alanine 71
- Alpha 13
- B**
- Bande
- de conduction 65
- de valence 65
- interdite 65
- Bêta 13
- Bremsstrahlung 25
- Buildup 41, 43
- C**
- Capuchons 69
- d'équilibre électronique 69
- CEMA 33
- Cerenkov 71
- Cerveau 75
- Coefficient
- de conversion EPDS 78
- massique d'absorption en énergie 38
- massique de transfert en énergie 39
- Côlon 75
- Courbe
- H&D 62
- CTDI
- Index de dose scanographique 79
- CTDI_c 79
- CTDI_p 79
- CTDI_w 79
- D**
- Dépendance
- au débit de dose 54
- directionnelle 55
- énergétique 54
- Détecteurs
- pour la mesure de dose 52
- propriétés des 52
- DGM 78
- Diffusion
- Rayleigh 20
- Diode 69, 70
- Dose
- à l'organe 74
- absorbée 34
- dans l'air 73
- d'entrée 73
- efficace 75
- en profondeur 73
- équivalente 74
- glandulaire moyenne 78
- Dosimètre
- diamant 72
- MOSFET 70
- thermoluminescent 66
- Dosimétrie 31
- à diodes 69
- par semi-conducteur 69
- E**
- Effet
- Auger 30
- Compton 18
- photoélectrique 17
- skin spare* 43
- Electrons 14
- EPDS 77, 78
- Equilibre électronique... 41, 42, 47, 48, 49, 50, 57, 59, 70, 71
- Estomac 75
- Etalonnage
- d'une chambre d'ionisation 46
- Exposition
- X 43
- F**
- Facteur
- de pondération du rayonnement 74
- de pondération tissulaire 74
- Fantômes 63, 68, 69, 70
- Fluence
- des photons 31
- énergétique 31
- spectrale 39
- Foie 75
- FRD
- Facteur de rétrodiffusion 73
- G**
- Gonades 75
- I**
- ICRU 26, 37, 82
- Index
- de dose scanographique 79
- Ionisation 23

K	
KERMA.....	33
L	
Linéarité.....	53
M	
Matérialisation	
Création de paires.....	20
MOSFET.....	70
N	
Neutrons.....	14
O	
Oesophage.....	75
OSL.....	68
P	
PDL.....	81
PDS.....	76
Peau.....	43, 70, 73, 75
Pitch.....	80
Poumon.....	75
Pouvoir d'arrêt.....	34
de collision.....	34
massique total.....	37
par collision restreint.....	37
radiatif.....	36
rapport des.....	50
Produit	
Dose.Longueur.....	81
Dose.Surface.....	76
R	
Radioactive	
décroissance.....	15
période.....	16
Radioactivité.....	14
Radiochirurgie.....	69, 70, 72
Radioprotection.....	14, 15, 61, 73
Radiosensibilité.....	74
Raie.....	32
Rayonnement	
alpha.....	13
bêta.....	13
corpusculaires.....	12
de fluorescence.....	7
de freinage.....	8
gamma.....	12
X.....	7
Rayonnement de freinage.....	8
Résolution spatiale.....	55
S	
Scintillateur.....	71
plastique.....	71
Sein.....	75, 78
Sievert.....	75
Spectre.....	9, 51
T	
Théorie	
de Bragg-Gray.....	44
de la cavité.....	44
de la cavité de Burlin.....	49
de la cavité de Spencer Attix.....	45
Thermogramme.....	67
Thermoluminescence.....	6, 65
Thyroïde.....	75, 78
TLD.....	66
Transfert linéique d'énergie	
TLE.....	24
Tube à rayons X.....	10
W	
W_r	74
W_t	74