Bases de physique nucléaire

PLAN :

1. ATOME ET NOYAU 3

1.1. HISTORIQUE 3
1.2. LES CONSTITUANTS DE LA MATIERE 3
1.2.1. Constitution de l'atome et du noyau 4
1.2.2. Modèle atomique 5
1.2.2.1. Cortège électronique 5
1.2.2.2. Le noyau 6
1.2.3. Nomenclature 7
1.2.4. Quelques Définitions 8
1.3. ASPECTS ENERGETIQUES 9
1.3.1. Énergie du cortège électronique 10
1.3.1.1. Excitation électronique 10
1.3.1.2. Ionisation 10
1.3.2. Énergie du noyau 12
1.3.2.1. Rappel sur les unités 12
1.3.2.2. Énergie de liaison d'un nucléon et énergie de liaison totale du noyau. Stabilité du noyau 12

2. RADIOACTIVITE 16

2.1. DEFINITIONS 16
2.2. LOIS DE LA RADIOACTIVE 16
2.2.1. Loi temporelle 16
2.2.1.1. Probabilité de désintégration 16
2.2.1.2. Période radioactive 17
2.2.1.3. Activité 17
2.2.2. Lois de conservation dans les désintégrations radioactives 17
2.3. LES RADIOELEMENTS 18
2.3.1. Les radioéléments naturels 18
2.3.2. Les radioéléments artificiels 18
2.4. LE RAYONNEMENT α 18
2.5. LE RAYONNEMENT β 19
2.6. LE RAYONNEMENT γ 21

3. REACTIONS NUCLEAIRES – FISSION - FUSION 22

3.1. REACTIONS NUCLEAIRES 22
3.2. FISSION 23
3.2.1. Définitions et bilan énergétique 23
3.2.2. Réacteurs nucléaires 24
3.3. FUSION 24

4. INTERACTIONS RAYONNEMENT - MATIERE 25

4.1. GENERALITES 25
4.2. INTERACTIONS PARTICULES CHARGEES - MATIERE 25
4.2.1. Transfert d'énergie linéique (TEL) 25
4.2.2. densité linéique d'ionisation 27
4.2.3. conséquences 27
4.3. INTERACTIONS NEUTRONS – MATIERE 28
4.4. INTERACTION DES RAYONNEMENTS X ET γ AVEC LA MATIERE 29
4.4.1. Nature des interactions 29
4.4.1.1. Effet Compton 30
4.4.1.2. Effet Photoélectrique 30
4.4.2. Atténuation lors de la traversée d'un matériau 30
4.5. CONCLUSION 32

5. GRANDEURS ET UNITES : de la physique des irradiations à la dosimétrie opérationnelle 33
5.1. GRANDEURS CARACTERISANT LA SOURCE.....35
5.1.1. Source radioactive.....35
5.1.2. Générateurs de rayons X.....37
5.2. GRANDEURS CARACTERISANT LE CHAMP DE RAYONNEMENT EN UN POINT.....37
5.2.1. La Fluence.....37
5.2.2. Loi de l'inverse du carré des distances.....38
5.3. GRANDEURS CARACTERISANT L'ACTION PHYSIQUE EN UN POINT (INTERACTIONS AVEC LA MATIERE).....39
5.3.1. Distinctions entre énergie transférée et énergie absorbée.....39
5.3.2. Notion de sphère élémentaire.....39
5.3.3. Notion d'équilibre électronique.....40
5.3.4. Notion de KERMA.....41
5.3.5. Notion d' EXPOSITION.....41
5.3.6. Dose absorbée D.....42
5.3.7. Relation dose absorbée – KERMA.....43
5.3.8. Relation entre dose absorbée et dose d'exposition.....45
5.4. GRANDEURS UTILISEES DANS LE DOMAINE DE LA RADIOBIOLOGIE.....46
5.4.1 Dose absorbée en un point et dose absorbée moyenne.....46
5.4.2. « Mid-Line-Tissue-Dose free in air » (MLTD).....46
5.4.3. Efficacité Biologique Relative ou EBR.....47
5.5. GRANDEURS EXCLUSIVEMENT UTILISEES DANS LE DOMAINE DE LA RADIOPROTECTION.....49
Dose absorbée D.....50
Dose équivalente H_T.....51
Dose efficace E.....52
Dose équivalente engagée $H_T(\tau)$.....53
Dose efficace engagée $E(\tau)$.....53
Grandeurs dosimétriques « opérationnelles ».....53
5.6. CONCLUSIONS.....56

1. ATOME ET NOYAU

1.1. Historique

La découverte de la radioactivité naturelle a été une véritable révolution de la pensée scientifique. Elle a bouleversé la compréhension de l'univers et l'évolution des connaissances. Par ses nombreuses applications, cette extraordinaire découverte a aussi profondément influencé l'histoire des sociétés humaines et la vie des hommes.

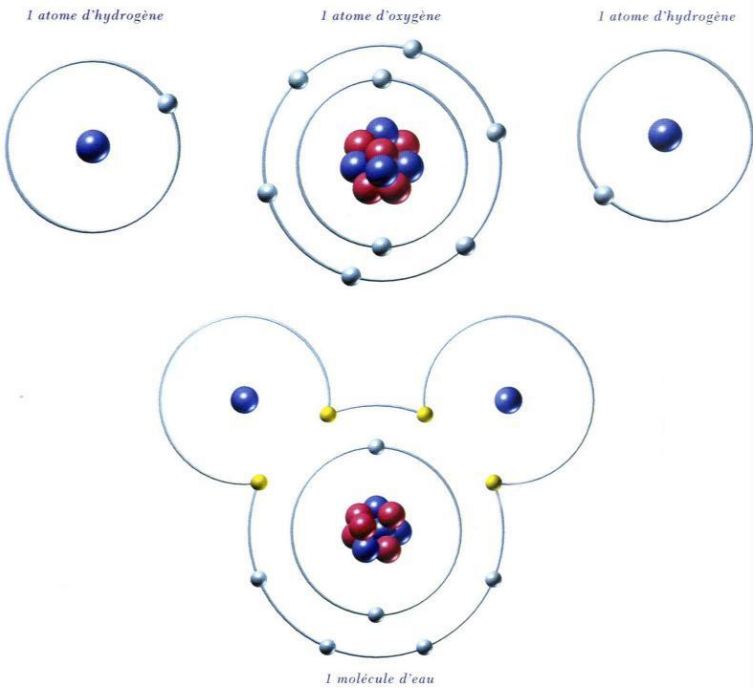
En 1895, Roentgen découvre les rayons X, rayonnement mystérieux émanant de la paroi de verre frappée par les rayons cathodiques.

En mars 1896, Becquerel entreprend de chercher si les sels d'uranyle qu'il possède n'émettraient pas, exposés à la lumière solaire, un rayonnement analogue aux rayons X. Il découvre alors que ces sels émettent spontanément un rayonnement invisible, pénétrant, capable d'impressionner les plaques photographiques et rendant l'air conducteur de l'électricité.

Pierre et Marie Curie découvrent deux autres éléments qui émettent de semblables rayonnements. Ils baptisent le premier Polonium (juillet 1898) et le second Radium (décembre 1898). Ils caractérisent le phénomène qui donne naissance à ces rayonnements et lui donnent le nom de « radioactivité ». A masse égale, le Radium, le plus actif des radioéléments, émet 1,4 million de fois plus de rayonnements que l'Uranium.

1.2. Les constituants de la matière

La plus petite partie d'un corps pur est la molécule formée de l'association d'atomes.



Exemple : la molécule d'eau H_2O formée de 2 atomes d'hydrogène H et d'un atome d'oxygène O

1.2.1. Constitution de l'atome et du noyau

L'atome est constitué de matière (fermions) dont la cohésion est assurée par des forces (bosons). Les fermions incluent des particules légères élémentaires (leptons) et des particules lourdes (hadrons) eux-mêmes composées de particules plus élémentaires les quarks.

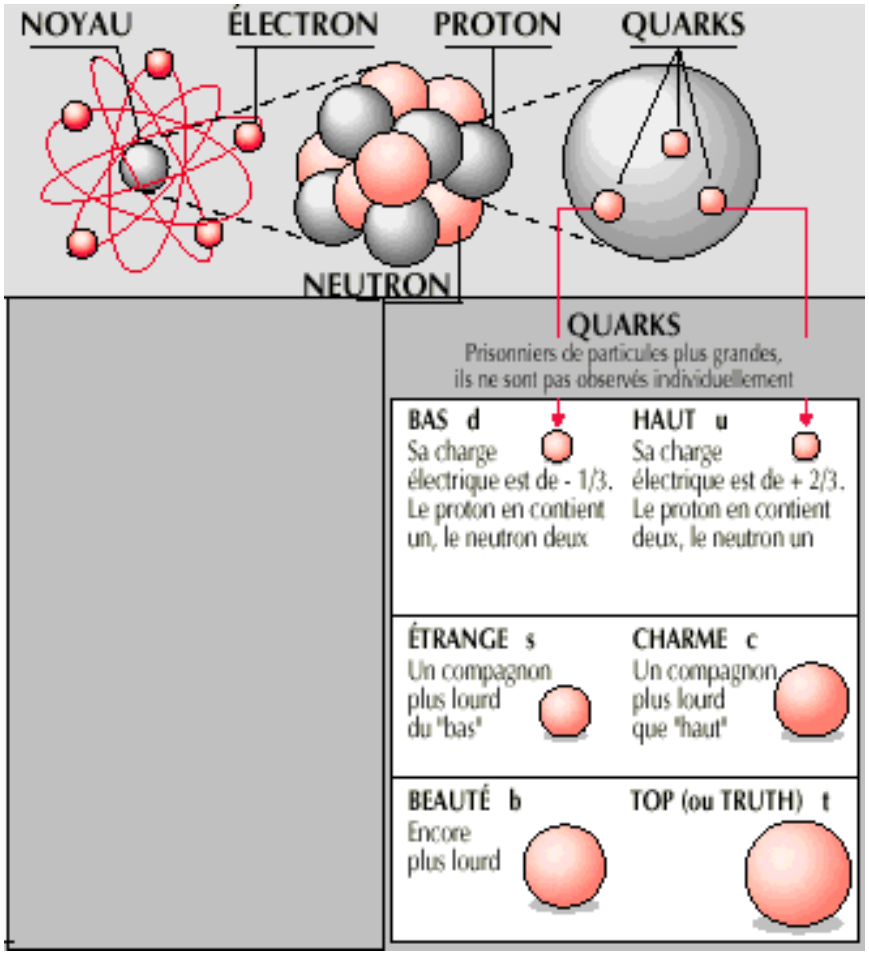
Les particules légères élémentaires (leptons) ne sont pas composées de quarks et comprennent les électrons, les muons et les particules tau toutes de charge négative, mais aussi des particules de charge nulle comme les neutrinos, les neutrino muoniques et les neutrino tau.

Les particules lourdes (hadrons) incluent des particules composées d'un seul quark (mésons) et des particules composées de 3 quarks (baryons) dont les plus connus sont les protons et les neutrons.

Les protons sont constitués de 2 quarks u (de charge +2/3 e) et d'un quark d (de charge -1/3 e) soit au total une charge + 1 e (soit $1{,}602.10^{-19}$ coulomb).

Les neutrons sont constitués d'un quark u (de charge +2/3 e) et de 2 quarks d (de charge -1/3 e) soit au total une charge nulle.

Protons et neutrons sont unis par des forces d'interactions nucléaires fortes attractives (gluons appartenant à la famille des bosons intermédiaires). Ils sont regroupés sous le terme de nucléons et constituent l'essentiel de la masse du noyau de l'atome. La charge totale du noyau est positive et égale à +Ze (Z étant le nombre de protons du noyau).



Autour de ce noyau gravite un cortège d'électrons chargés négativement.

L'atome est électriquement neutre et possède autant de charges positives (protons) que de charges négatives (électrons). Les électrons se répartissent autour du noyau sur des orbites énergétiques bien définies (couches K, L, M, N, O, P, Q) et sont soumis à des forces d'interaction électromagnétique de type coulombien qui assurent la cohésion de ce cortège électronique autour du noyau.

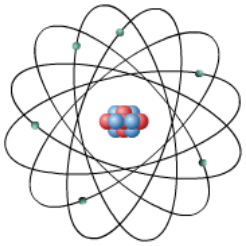
Quand l'atome (ou la molécule) n'est pas électriquement neutre par gain ou perte d'électrons, on parle d'ions, exemple l'ion H^+.

Dans l'atome (ou la molécule), les électrons sont appariés deux par deux (paires d'électrons de spins opposés). Quand un atome (ou une molécule) a un ou plusieurs électrons célibataires (c'est-à-dire non appariés), on parle de radical libre qui acquiert dès lors une plus forte réactivité chimique, exemple le radical $H^\bullet$ ou hydrogène atomique électriquement neutre qui correspond à l'atome d'hydrogène de plus grande réactivité chimique que l'hydrogène moléculaire H_2.

1.2.2. Modèle atomique

1.2.2.1. Cortège électronique

La mécanique classique newtonnienne n'explique pas qu'un atome ne puisse émettre de l'énergie sous forme d'énergie rayonnante à tous les niveaux énergétiques. Elle n'explique pas de même que les électrons qui gravitent autour du noyau ne perdent pas constamment de l'énergie rayonnante et ne soient pas absorbés par le noyau.



La mécanique quantique répond à ces contradictions et à ces insuffisances en introduisant la dualité onde – corpuscule (Louis de Broglie, 1924).

Elle associe à toute onde électromagnétique de fréquence ν un quantum d'énergie $h\nu$ (h, constante de Planck = $6{,}626.10^{-34}$Js).

Elle associe à toute particule matérielle une onde associée définie par une fonction d'onde.

Elle modifie le postulat donné par Maxwell et Bohr au début du XXe siècle proposant que les électrons, dans un atome, décrivent des orbites circulaires autour du noyau, pour proposer des nuages électroniques aux directions privilégiées dans l'espace (orbitales) dont on ne peut simplement qu'évaluer des probabilités de présence des électrons dans le temps et l'espace. Elle prévoit un caractère discontinu aux niveaux d'énergie du cortège électronique. La répartition des électrons autour du noyau est définie par 4 types de nombres quantiques :

- Le nombre quantique principal : n
  qui détermine la couche électronique : K, L, M, N, … pour n = 1, 2, 3, 4, …
- Le nombre quantique azimutal : l
  qui indique la forme de l'orbital, il est relié à n par la relation : $0 \leq l < n$

- Le nombre quantique magnétique m
  qui détermine l'orientation spatiale de l'orbite, il est relié à l par la relation :
  $-l \leq m < l$

- Le nombre de spin s qui vaut +1/2 ou –1/2

Les orbitales électroniques sont alors remplies selon le principe de Pauli qui prévoit que 2 électrons dans un atome ne puissent avoir les 4 mêmes nombres quantiques et qu'une couche de rang n soit saturée quand elle contient $2n^2$ électrons.

L'état fondamental d'un atome est celui qui correspond à l'énergie totale minimale où tous les électrons occupent les couches de plus basses énergies. C'est l'état électronique le plus stable. Il rend compte de leurs propriétés chimiques et de leur place dans le tableau de Mendeleiev.

1.2.2.2. Le noyau

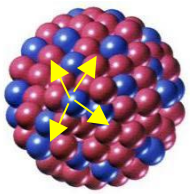
Deux modèles de configuration du noyau ont été proposés :

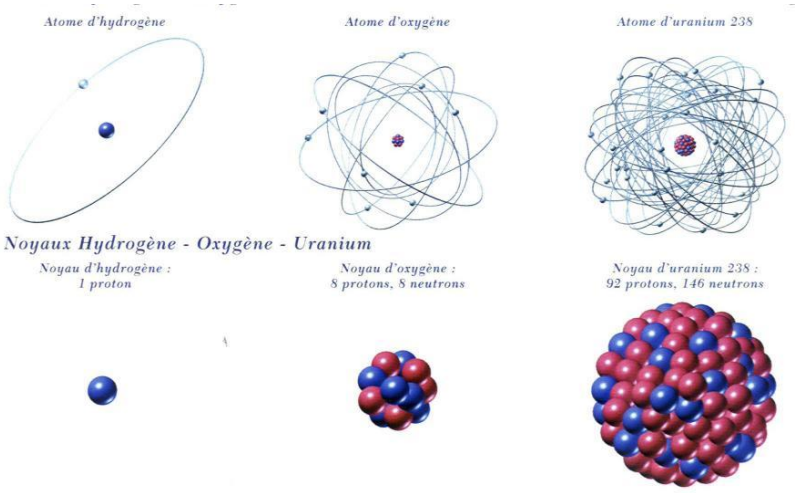
- le modèle en couches :

  Les nucléons occupent des niveaux d'énergie représentés par des couches successives possibles, la formation d'une couche complète correspondant à une configuration particulièrement stable. Existence de nombres magiques de nucléons conférant une très grande stabilité du noyau (4, 8, 12, 16, 20, 28, 50, 52, 82, 126 par exemple). Mais ce modèle explique très mal les propriétés dynamiques du noyau.

- le modèle de la goutte liquide :

  Ce modèle explique entre autre l'incompressibilité du noyau, certaines propriétés dynamiques du noyau (déplacement des nucléons avec une certaine énergie cinétique), la notion d'énergie d'activation pour le noyau, la forme sphérique du noyau, le phénomène de fission pour les noyaux fissiles.





La matière est donc principalement constituée de vide : si le diamètre du nuage électronique sphérique de l'atome est de l'ordre de 10^{-10} m, le noyau est beaucoup plus petit et occupe une sphère d'un diamètre de 10^{-15} m, soit 100 000 fois plus petit que son nuage

d'électrons. L'espace immense entre le noyau et les électrons est vide mais fait l'objet de nombreuses forces d'interactions.

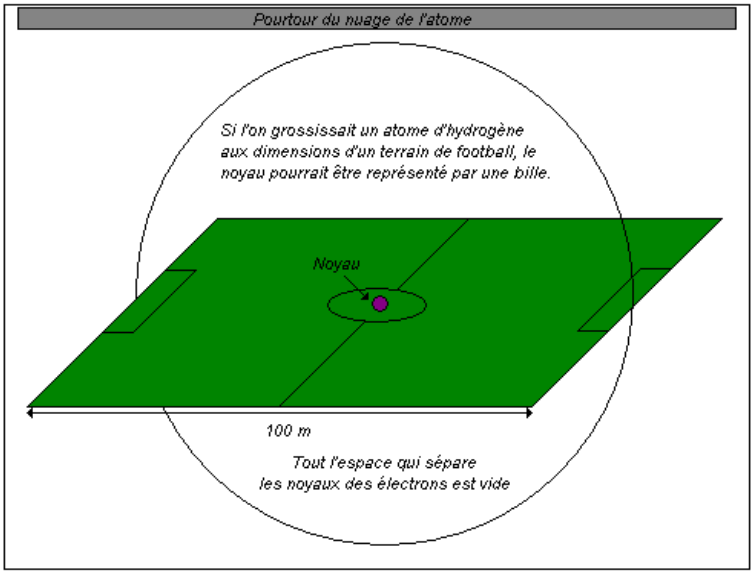
Dimensions du noyau :

Sphère de rayon : $\mathbf{R = R_0 A^{1/3}}$
R_0 étant le rayon du noyau de ^1H
(= 1 proton) ~ 1,2 à 1,4 10^{-15} m

Son volume est proportionnel au nombre *A* de nucléons.

Masse du noyau :

De l'ordre d'un million de milliard de fois plus dense que la matière ordinaire.



1.2.3. Nomenclature

Un atome se caractérise par son nombre de protons (= nombre d'électrons) et par son nombre de neutrons. Il est appelé par le nom de son élément chimique suivi de son nombre de nucléons.

Chaque atome est représenté symboliquement de la manière suivante : $^{A}_{Z}\mathbf{X}$

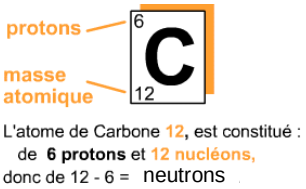
où A représente le nombre de nucléons et est appelé *nombre de masse*

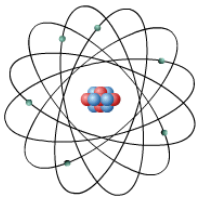
et Z représente le nombre de protons dans le noyau et est appelé *numéro atomique* ou *nombre de charge*. Il détermine le nom de l'atome X (symbole chimique) et donc une partie de ses propriétés chimiques.

On a : A = Z + N où N représente le nombre de neutrons du noyau.

Les 103 éléments chimiques sont regroupés sous la forme d'une classification périodique, la table de Mendeleiev.

NB : Attention dans cette table, les éléments sont décrits sous la forme $^{Z}_{A}\mathbf{X}$ c'est-à-dire sous la forme inversée par rapport à la convention





Avec la même convention que $^{A}_{Z}\mathbf{X}$, on désigne souvent :

- Le neutron par $^{1}_{0}\mathbf{n}$ de nombre de masse 1 en fait 1,008986 u.m.a. (unité de masse atomique) et de charge nulle. A l'état libre le neutron est instable et se transforme en proton et un électron avec émission d'un anti neutrino $\bar{\nu}$:

$$ {}^{1}_{0}\mathbf{n} \rightarrow {}^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{0}_{-1}\mathbf{e} + {}^{0}_{0}\bar{\nu} $$

- Le proton par ${}^{1}_{1}\mathbf{p}$ de nombre de masse 1 en fait 1,007596 u.m.a. et de charge + 1 e. A l'état libre le proton est stable.
- L'électron par ${}^{0}_{-1}\mathbf{e}$ de nombre de masse 1/1822 u.m.a. soit 0,00055 u.m.a. et de charge – 1 e. A l'état libre l'électron est stable.

1.2.4. Quelques Définitions

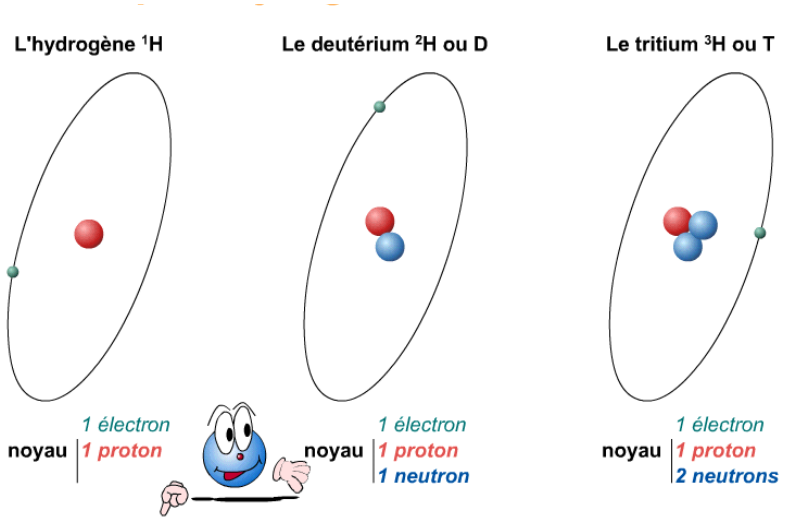
Isobare : on appelle *isobare* des atomes ayant le même nombre de masse A mais des numéros atomiques Z différents. Ils sont donc des éléments chimiques différents.

Exemple : Phosphore ${}^{32}_{15}\mathrm{P}$ et Soufre ${}^{32}_{16}\mathrm{S}$

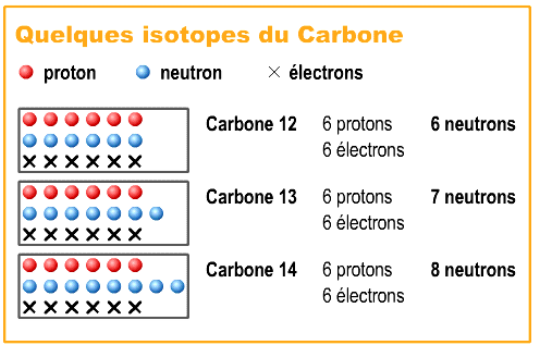
Isotone : deux noyaux sont *isotones* s'ils ont le même nombre de neutrons. Dans les exemples suivants, on a toujours A – Z = N = 8 : ${}^{14}_{6}\mathrm{C}$ ${}^{15}_{7}\mathrm{N}$ ${}^{16}_{8}\mathrm{O}$

Isotope : si tous les atomes d'un même élément X ont le même nombre de protons dans leur noyau, ils n'ont pas forcément le même nombre de neutrons. Deux atomes ayant le même nombre de charge Z (donc les mêmes propriétés chimiques) mais des nombres de masse A différents sont appelés *isotopes*. Ce sont des variantes physiques du même élément. Ils portent donc le même nom (sauf pour les isotopes de l'hydrogène).

Exemple de l'Hydrogène qui a 3 isotopes :



Exemple de quelques isotopes du Carbone :



Exemple des isotopes de l'Uranium (Z = 92) :

Ils sont tous radioactifs et sont au nombre de 24 (^{218}U à ^{241}U).

Les trois principaux sont : ^{238}U (146 neutrons), ^{235}U (143 neutrons) et ^{234}U (142 neutrons).

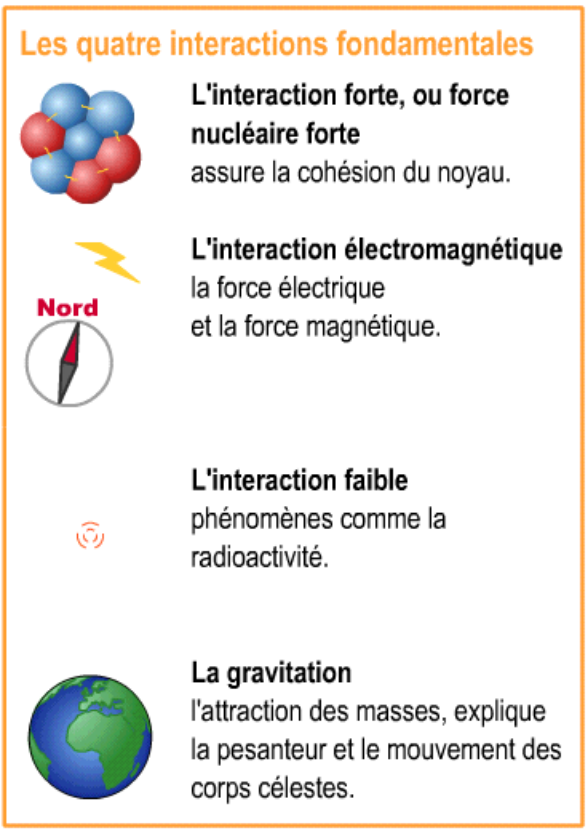
Seule la fraction 235 est fissile (émetteur α = noyau d'hélium) et utilisée comme combustible dans les centrales (enrichissement en ^{235}U ~3 %) ou à usage militaire (enrichissement en ^{235}U >90 %).

	^{238}U (% en masse)	^{235}U (% en masse)	^{234}U (% en masse)
Uranium naturel	99,28	0,72	0,0055
Uranium appauvri 0,3%	99,69	0,3	0,002
Uranium enrichi 3%	96,73	3,25	0,02
Uranium enrichi 90%	8,9	90	1,1

1.3. Aspects énergétiques

Dans la nature, les objets matériels sont soumis à toutes sortes de forces qui s'exercent à distance entre eux. Suivant la nature des objets, les forces d'interactions sont de 4 types fondamentaux :

- l'interaction forte entre les nucléons dans le noyau (force attractive de très courte portée 10^{39} fois plus forte que la gravitation, le quantum est le méson π de 137 MeV),
- l'interaction électromagnétique de type coulombienne entre particules chargées (force attractive ou répulsive de courte portée en $1/r^2$, 10^{37} fois plus forte que la gravitation, le quantum est le photon),
- l'interaction faible qui est une force de courte portée, 10^{25} fois plus forte que la gravitation, intervenant dans les phénomènes impliquant les leptons (émission β),
- la gravitation, d'intensité faible, mais de longue portée en $1/r^2$ et négligeable à l'échelle de l'atome, le quantum est le graviton.



1.3.1. Énergie du cortège électronique

Sur une orbite permise, l'électron ne rayonne pas d'énergie et son énergie totale reste constante selon les principes de la mécanique quantique.

Pour un atome de nombre de charge Z et pour une de ces couches électroniques de nombre quantique principal n, l'énergie de liaison des électrons de cette couche est proportionnelle à $\frac{Z^2}{n^2}$ c'est-à-dire qu'un électron est d'autant plus lié que n est petit (couche électronique interne) et Z grand.

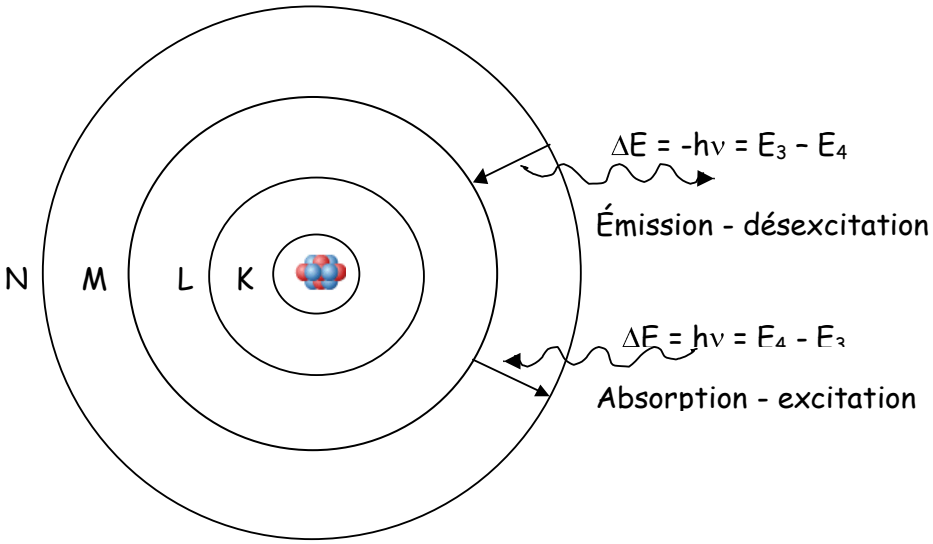
L'apport d'énergie extérieure à un atome peut modifier sa configuration électronique et l'amener d'un état fondamental (énergie totale minimale) à des états d'excitation ou d'ionisation.

1.3.1.1. Excitation électronique

C'est le passage d'un niveau E_i à un niveau excité E_j (j>i) qui correspond au passage d'un électron d'une couche donnée à une couche plus périphérique à condition que l'orbitale ne soit pas saturée. Ceci nécessite un apport d'énergie rigoureusement égal à $E_j - E_i$ qui peut être obtenu par exemple par l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu = E_j - E_i$

Cet état excité n'est pas stable, le retour à l'état fondamental pouvant s'accompagner par l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = E_j - E_i$ (photons de fluorescence, émission X)

Les sauts énergétiques ne pouvant être quelconques, les spectres d'absorption et d'émission des atomes sont des spectres de raies.



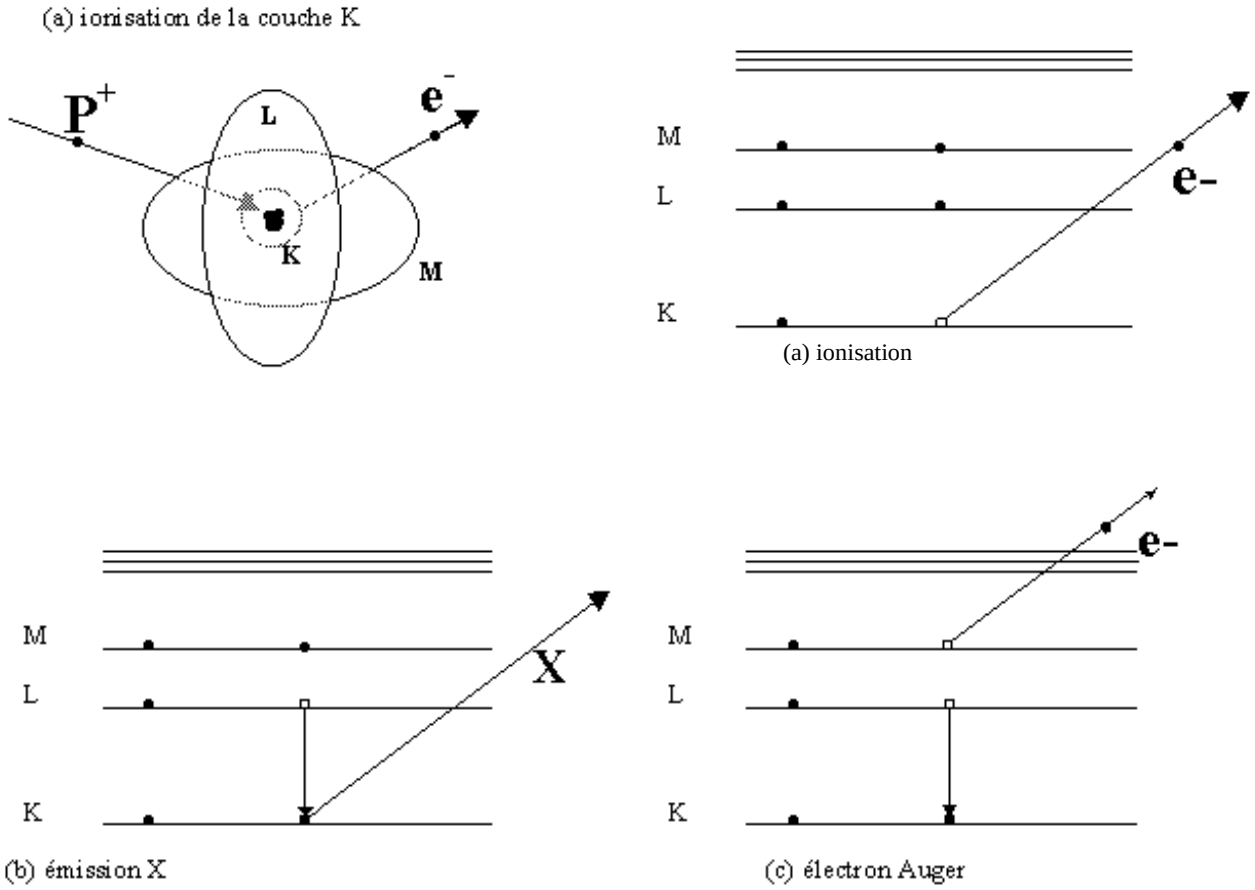
1.3.1.2. Ionisation

Si l'énergie apportée est supérieure à l'énergie de liaison d'un électron, celui-ci est arraché à l'atome qui devient un ion chargé positivement. Pour arracher un électron situé sur la couche électronique de nombre quantique principal n, il faut un apport d'énergie qui peut être quelconque mais supérieure à $b.\frac{Z^2}{n^2}$ (b vaut 13,56 eV dans le cas de l'hydrogène),

l'excédent d'énergie apportée étant transformé en énergie cinétique. Les spectres d'ionisation sont donc continus.

L'atome ionisé est instable et des réarrangements électroniques pourront se produire entraînant des émissions de photons caractéristiques de l'élément.

Exemple : état excité du cortège électronique suite à une collision avec un projectile.



Sous l'effet d'un projectile, un électron de la couche K va être éjecté ce qui provoque une ionisation de l'atome (a). La vacance électronique en couche K sera comblée par un électron de la couche L. Ce réarrangement électronique sera à l'origine d'une émission de rayonnement X (b). Parfois, un des photons de fluorescence est capable de produire lui-même un nouvel effet photo-électrique sur l'atome même qui lui a donné naissance. Un deuxième électron se trouve ainsi expulsé : c'est l'effet Auger (c). Dans ce cas, l'énergie (énergie de liaison + énergie cinétique) est absorbée par l'électron de la couche M.

L'émission X est un processus radiatif découvert par Röntgen en 1895.

L'énergie est émise sous forme d'un rayonnement X d'énergie : $h\nu = E_L - E_K$

<u>Nb</u> : pour les transitions de faible énergie, l'émission se fera dans l'UV ou le visible.

1.3.2. Énergie du noyau

Au niveau du noyau, c'est l'interaction nucléaire forte qui l'emporte sur la répulsion électrostatique dans la cohésion du noyau. Les caractéristiques de ces forces nucléaires fortes sont les suivantes :

- attractives et très intenses ;
- à courte portée de l'ordre du femtomètre (10^{-15} m) ;
- indépendantes de la charge (ce qui diffère des forces coulombiennes) ;
- saturables (interactions possibles avec un nombre limité de nucléons voisins).

1.3.2.1. Rappel sur les unités

- Energie : l'électronvolt (eV) 1 eV = $1{,}602.10^{-19}$ J 1 MeV = 10^6 eV
- Unité de masse nucléaire ou atomique :

1 u.m.a = (masse d'un atome de ^{12}C)/12 = 1/12 x 12/$\mathcal{N}$ = $1{,}6605.10^{-24}$ g

$\mathcal{N}$ = nombre d'Avogadro = $6{,}023.10^{23}$ atomes / atome.gramme

1 atome.gramme de ^{12}C = 12 g

Rappel sur la théorie de la relativité (Einstein, 1905) :
toute masse au repos possède une énergie E_0 et il y a une équivalence masse-énergie :
$E_0 = m_0c^2$ (où c = 3.10^8 m/s)

Ainsi : l'équivalent énergétique de 1 u.m.a = 931,48 MeV/c^2

	Masse (u.m.a)	(MeV/c^2)
Électron	$5{,}485.10^{-4}$	0,511
Proton	1,007596	938,21
Neutron	1,008986	939,51
Alpha	4,00150	3727,41

1.3.2.2. Énergie de liaison d'un nucléon et énergie de liaison totale du noyau. Stabilité du noyau

L'énergie de liaison d'un nucléon est l'énergie que l'extérieur doit fournir au noyau pour arracher un nucléon. L'énergie de liaison totale du noyau L est l'énergie nécessaire pour séparer tous les nucléons d'un même noyau. L'énergie de liaison par nucléon L/A est pratiquement constante d'un noyau à l'autre et se situe autour de 7 à 8 MeV / nucléon pour les noyaux stables.

Un noyau sera d'autant plus stable que son énergie de liaison par nucléon sera plus grande.

A l'échelle nucléaire, les énergies de liaisons par nucléon sont considérables de sorte que la masse M du noyau est inférieure à la masse de ses constituants quand ils sont séparés.

Cette masse supplémentaire qu'ont les nucléons à l'état libre par rapport à ces mêmes nucléons engagés dans la constitution du noyau correspond au *défaut de masse du noyau* Δm dont l'équivalent énergétique est l'*énergie de liaison totale du noyau L.*

L'état d'énergie d'un noyau (A, Z) est donné par :

$$M(A, Z)c^2 = Z\, m_p\, c^2 + N\, m_n\, c^2 - L$$

Où :

$M(A, Z)\ c^2$ = énergie de masse au repos du noyau (A, Z)

$m_p\ c^2$ = énergie de masse au repos du proton = 938,28 Mev

$m_n\ c^2$ = énergie de masse au repos du neutron = 939,59 Mev

L = énergie de liaison totale des A nucléons = $[Z\ m_p + N\ m_n - M(A, Z)]c^2 = \Delta m.c^2$

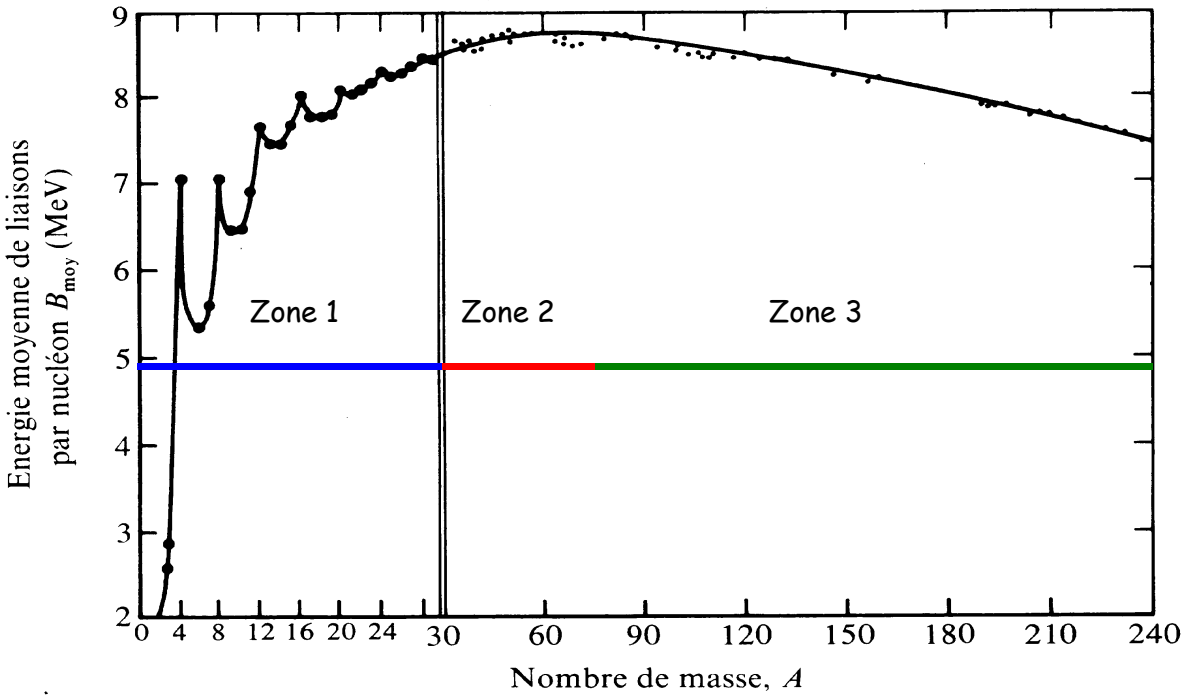
Exemple du Deuterium :

Masse exacte du proton isolé :	1,007596
Masse exacte du neutron isolé :	1,008986
Total :	2,016582
Masse du deutérium :	2,014199

Défaut de masse du noyau : 0,002383 u.m.a.

or le noyau du deutérium = 1 proton + 1 neutron => E_L = 2,22 MeV soit 1,11 MeV par nucléon ce qui en fait un noyau de faible stabilité

L'énergie de liaison moyenne par nucléon varie d'un noyau à l'autre selon le nombre de masse A en suivant une courbe que l'on peut diviser en 3 régions :



- région 1 : l'énergie de liaison moyenne par nucléon d'abord faible croît très rapidement avec quelques discontinuités pour certains noyaux sous l'influence de l'interaction nucléaire forte ;

- région 2 : elle est caractérisée par un plateau pour lequel l'énergie atteint une valeur maximale de 8,7 MeV/nucléon pour des valeurs de A voisines de 60 et qui correspond à la saturation des forces d'interaction nucléaire forte ; cette région contient les noyaux les plus

stables. On les trouve d'ailleurs dans la nature en abondance plus grande que les autres noyaux ;

- région 3 : l'énergie de liaison moyenne par nucléon diminue progressivement pour atteindre la valeur de 7,3 MeV/nucléon dans le cas de $^{238}_{92}U$; cette décroissance traduit l'influence de la répulsion coulombienne (électrostatique).

Les noyaux de faible énergie de liaison moyenne par nucléon sont moins stables et auront tendance à évoluer vers une plus grande stabilité en augmentant l'énergie de liaison moyenne par nucléon du résultat de leur transformation (réaction nucléaire). Cette évolution pourra se faire de façons différentes selon ces régions :

- soit en scindant les noyaux les plus lourds en fragments de masse moyenne ; c'est le phénomène de *fission.*

- soit en assemblant deux noyaux légers en un noyau plus lourd, c'est le phénomène de *fusion.* La réaction de fusion produit par nucléon beaucoup plus d'énergie que celle de fission.

Les autres éléments pourront exprimer leurs instabilités en émettant des noyaux d'hélium (émission α) ou des émissions d'électrons (émission β^-) ou d'anti-électrons ou positrons (émission β^+) à la suite de réaction nucléaire. La désexcitation de noyau pourra s'accompagner d'émission de photons d'origine nucléaire (rayonnement γ). Ces noyaux sont dits radioactifs.

Au cours de la transformation d'un élément radioactif instable en élément stable par un mécanisme de désexcitation de type α ou β ou d'une réaction nucléaire, il se produit une étape transitoire au cours de laquelle le noyau produit dérivé n'est pas dans son état fondamental :

$$\mathbf{X \rightarrow X'^{*} + particule\ \alpha\ ou\ \beta}$$

Le retour à l'état fondamental de ce noyau dérivé, à la suite d'une ou plusieurs transitions successives c'est-à-dire passage par des niveaux énergétiques intermédiaires, s'accompagne d'une libération d'énergie sous forme essentiellement de photons γ d'origine nucléaire :

$$\mathbf{X'^{*} \rightarrow X' + \gamma}$$

Cette émission γ possède un haut pouvoir de rayonnement pénétrant, à une énergie comprise entre 10 keV et 3 MeV et n'est émise que lors du réarrangement de la structure nucléaire (à l'opposé des photons X issus du réarrangement du nuage électronique).

Dans certains cas, concurremment à l'émission γ, un autre processus est possible. L'énergie nucléaire rendue disponible par la (les) transition(s) est transférée à un électron périphérique de l'atome. C'est la *conversion interne*. Le réarrangement ultérieur du nuage électronique donnera lieu à une émission X caractéristique.

Un noyau stable est un noyau qui, en l'absence de toute perturbation d'origine extérieure, reste identique à lui-même au cours du temps (dans la limite de l'âge de l'univers). On dit encore que sa durée de vie est infinie (> à 10^{10} années). Un noyau instable, ou radioactif, désigne un noyau à durée de vie finie (période < à 10^{10} années). Il subira une transformation pour évoluer vers un état plus stable de façon spontanée. On trouve 325 noyaux différents dans la nature. Sur ce total, 274 sont stables. Il y a donc dans la nature

une cinquantaine de noyaux radioactifs mais les physiciens en ont fabriqués artificiellement plus d'un millier.

Les états de parités (nombres pairs de protons et neutrons) sont importants pour apprécier la stabilité d'un noyau : des nombres pairs de nucléons identiques sont plus stables que des nombres impairs et on observe qu'une stabilité exceptionnelle est associée à certains nombres pairs de nucléons, particulièrement 20 (Ca), 28 (Ni), 50 (Sn), 82 (Pb).

A	Z	N	Nombre de noyaux stables
i	i	p	50
i	p	i	55
p	i	i	4
p	p	p	165

La figure ci-contre (diagramme proton-neutron) donne la répartition des différents noyaux connus (stables et instables) sur un diagramme où chaque noyau est représenté en abscisse Z et d'ordonnée N.

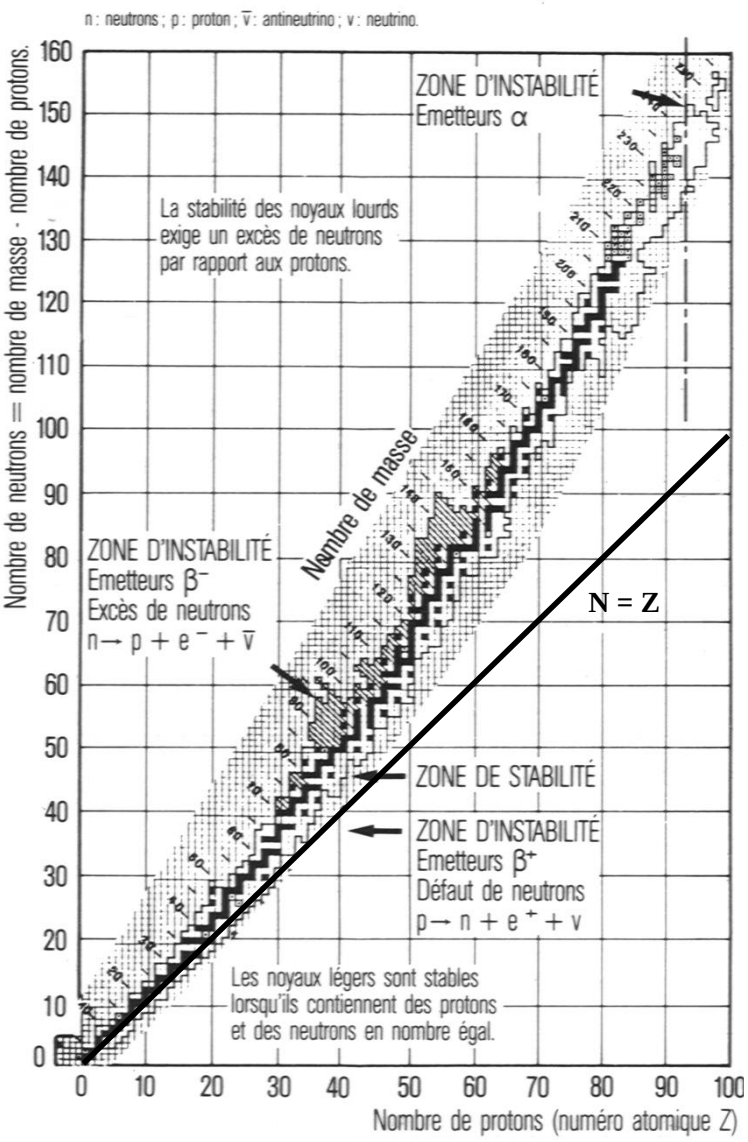
Les noyaux se placent au voisinage d'une courbe continue. Celle-ci est sensiblement tangente à la bissectrice N = Z pour les noyaux « légers » dont N et Z sont inférieurs à 20 (le rapport N/Z = 1), et s'incurve légèrement vers le haut, pour les noyaux plus lourds qui présentent donc un excès de neutrons.

Ex : Pour ^{238}U, N/Z = 1,6.

Il semble bien que le rôle principal de l'excès de neutrons soit de neutraliser l'énergie de répulsion coulombienne et de stabiliser les noyaux lourds.

Les noyaux instables (radioactifs) pourront gagner en stabilité en :

- émettant une particule α pour les noyaux trop lourds ce qui conduit à perdre 2 protons et 2 neutrons
- émettant un électron (émission β-) pour les noyaux ayant un excès de neutrons
- émettant un positron (émission β+) pour les noyaux ayant un excès de protons



LA STABILITE DES NOYAUX ET LA RADIOACTIVITE

CLASSIFICATION DES PRINCIPAUX NUCLÉIDES ET RADIONUCLÉIDE EN FONCTION DU RAPPORT NEUTRONS-PROTONS DES NOYAUX.

2. RADIOACTIVITE

2.1. Définitions

C'est la modification spontanée de la structure du noyau atomique d'un corps instable vers une plus grande stabilité avec émission de radiations. Cette transformation est appelée transition nucléaire.

$$X \rightarrow X' +/- a' +/- h\nu$$

Le noyau X est dit **radioactif**, et la particule a' et le photon $h\nu$ émis sont les **radiations**. Ces transitions sont aussi appelées **désintégrations radioactives**. Il y a modification d'au moins un des paramètres A, Z ou du niveau d'énergie.

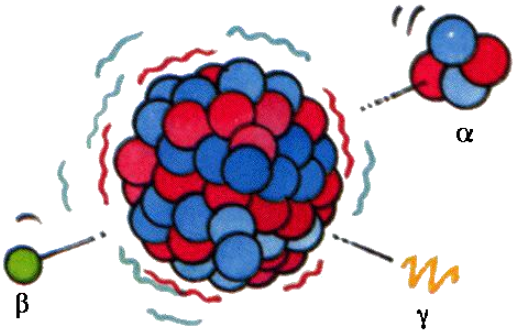
Les radionucléides (noyaux des atomes radioactifs) émettent une ou plusieurs des radiations suivantes :

α (noyau d'hélium $^{4}_{2}He$)

β- (électron)

β+ (anti-électron ou positron)

γ (photon)



2.2. Lois de la radioactivé

2.2.1. Loi temporelle

2.2.1.1. Probabilité de désintégration

La probabilité de désintégration sur un temps dt est :

- proportionnelle à dt,
- indépendante de l'age du noyau
- indépendante des conditions extérieures (température, pression, concentration, liaisons chimiques...)
- spécifique d'un noyau donné :

$$P = \lambda.dt$$

λ : constante de désintégration (constante radioactive, unité : temps^{-1}).

$$\frac{dN}{N} = -\lambda.dt$$

Pour N noyaux présents au départ, dN noyaux disparaissent dans le temps dt

Si on part de N_0 atomes au départ (t = 0), au temps t, il restera N_t atomes

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t}$$ (décroissance exponentielle)

$e^{-\lambda t}$: probabilité de **non**-désintégration durant le temps **t**.

2.2.1.2. Période radioactive

C'est le temps **T** au bout duquel la moitié des noyaux a disparu.

$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T}$,

$$T = \frac{\mathrm{Ln}2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}$$

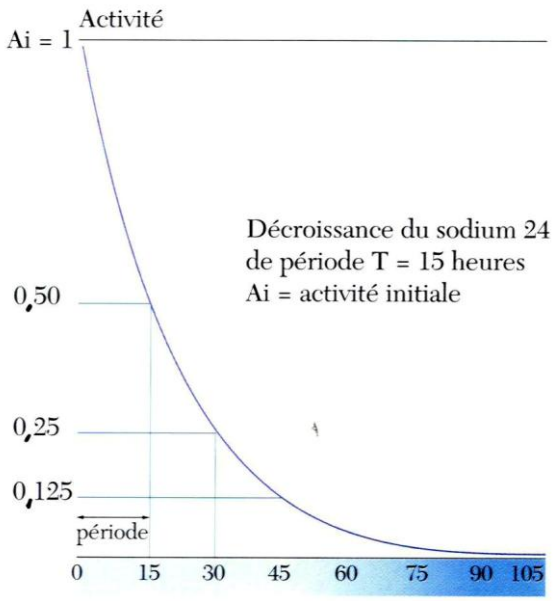
La durée de vie, ou temps moyen de survie τ, est donnée par : $\tau = 1/\lambda$

2.2.1.3. Activité

Le nombre de désintégrations par unité de temps est l'activité A :

$$A = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$ où A_0 est l'activité initiale au temps 0

Comme N, A suit donc une loi de décroissance exponentielle.



L'unité d'activité est le **Becquerel (Bq)** correspondant à 1 désintégration par seconde.

On trouve encore d'autres unités comme le Curie (Ci) : 1 Ci = 3,7 10^{10} Bq = 37 GBq

Le Curie est l'activité d'un gramme de radium 226.

2.2.2. Lois de conservation dans les désintégrations radioactives

Dans toutes les désintégrations radioactives (comme d'ailleurs dans toutes les réactions nucléaires en général), il y a :

- conservation de la charge électrique
- conservation du nombre de nucléons
- conservation de la quantité de mouvement
- conservation de l'énergie totale : somme des équivalents énergétiques au repos des noyaux et particules, des énergies cinétiques et radiatives.

2.3. Les Radioéléments

2.3.1. Les radioéléments naturels

Il s'agit surtout d'**éléments lourds** ($Z > 82$), émetteurs α, β ou γ.

Il existe **trois familles radioactives**, dont les ancêtres ont une période de l'ordre de grandeur de l'âge de la Terre, ce qui explique leurs présences et celles de leurs descendants (équilibre séculaire):

- Famille de l'Uranium "A = 4n+2": ${}^{238}_{92}\mathrm{U}\,(4{,}5.10^{9}\,\mathrm{ans})$ se termine par ${}^{206}_{82}\mathrm{Pb}$ stable
- Famille du Thorium "A = 4n" : ${}^{232}_{90}\mathrm{Th}\,(1{,}4.10^{10}\,\mathrm{ans})$ se termine par ${}^{208}_{82}\mathrm{Pb}$
- Famille de l'Actinium "A = 4n+3" : ${}^{235}_{91}\mathrm{Ac}\,(7{,}1.10^{8}\,\mathrm{ans})$ se termine par ${}^{207}_{82}\mathrm{Pb}$

Elles se terminent toutes par un isotope stable du plomb, et contiennent toutes un gaz rare radioactif (Radon Rn 219, 220 ou 222) qui se désintègre en Polonium, émetteur α.

Il existe néanmoins des radioéléments naturels légers en général émetteur β comme le Potassium 40 et le Carbone 14 issu de réactions nucléaires en haute atmosphère sous l'effet du rayonnement cosmique.

2.3.2. Les radioéléments artificiels

Les seuls émetteurs β+ sont tous artificiels. Historiquement Frédéric et Irène Joliot-Curie ont réalisé Al(α,n)P :

$$ {}^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{30}_{15}\mathrm{P} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \quad \text{suivi de} \quad {}^{30}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + {}^{0}_{1}\mathrm{e} + \text{antineutrino} $$

Radioéléments artificiels lourds.

Ce sont des isotopes supplémentaires des naturels ou bien des descendants d'éléments ($Z > 92$), les **transuraniens**.

En se désintégrant, les transuraniens donnent des filiations qui aboutissent aux radioéléments naturels, dont ils seraient les ancêtres à vie d'autant plus courte qu'ils sont plus lourds.

Exemple :

$$ {}^{240}_{94}\mathrm{Pu}\ (6850\mathrm{ans}) \rightarrow {}^{236}_{92}\mathrm{U}\ (2{,}4.10^{7}\,\mathrm{ans}) + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{232}_{90}\mathrm{Th}\ (1{,}4.10^{10}\,\mathrm{ans}) + {}^{4}_{2}\mathrm{He} $$

Radioéléments artificiels légers.

Plus de 1000 nucléides artificiels légers, produits essentiellement dans les centrales nucléaires et par les accélérateurs de particules pour servir le plus souvent de traceurs en médecine ou en biologie.

Ils sont caractérisés par une période et une filiation courte (1 à 2 générations).

2.4. Le rayonnement α

Le rayonnement α est constitué de particules matérielles, les noyaux d'hélium ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$ (Rutherford, 1909) de charge **+2e**, de rapport masse/charge **4000** fois plus grand que l'électron, émises par des noyaux lourds à des vitesses de l'ordre du 1/10ème de celle de la lumière (énergie de l'ordre de 5 MeV)

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}X' + {}^{4}_{2}He $$

Ce type d'émission permet aux noyaux trop lourds de perdre 4 nucléons (2 protons et 2 neutrons par désintégration) et de donner des noyaux plus stables.

Les α émis emportent une énergie importante sous forme d'énergie cinétique, mais ils ne sont pas monocinétiques et il existe une structure fine de raies (une partie de l'énergie de la désintégration se retrouve dans l'excitation du noyau X' qui pourra générer une émission γ associée).

2.5. Le rayonnement β

L'étude de la désintégration β a conduit à la découverte du neutrino de masse et de charge nulle et de la théorie de l'interaction faible de Fermi.
Il existe 3 modes d'émission β :

La radioactivité β- est la seule naturelle. Elle a été découverte par Rutherford en 1903. Elle conduit à l'émission d'un électron et d'un anti neutrino:

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}X' + {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{0}\bar{\nu} $$

Elle concerne beaucoup de radioéléments naturels et artificiels ayant un excès de neutrons. En effet, l'électron émis est d'origine nucléaire et provient de la transformation d'un neutron en un proton :

$$ {}^{1}_{0}\mathbf{n} \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}\mathbf{e} + {}^{0}_{0}\bar{\nu} $$

La conservation de l'énergie totale s'écrit :

$Mx.c^2 = [Mx' + Me + M\nu].c^2 + We + W\nu + Wx' + h\nu(\gamma)$ où

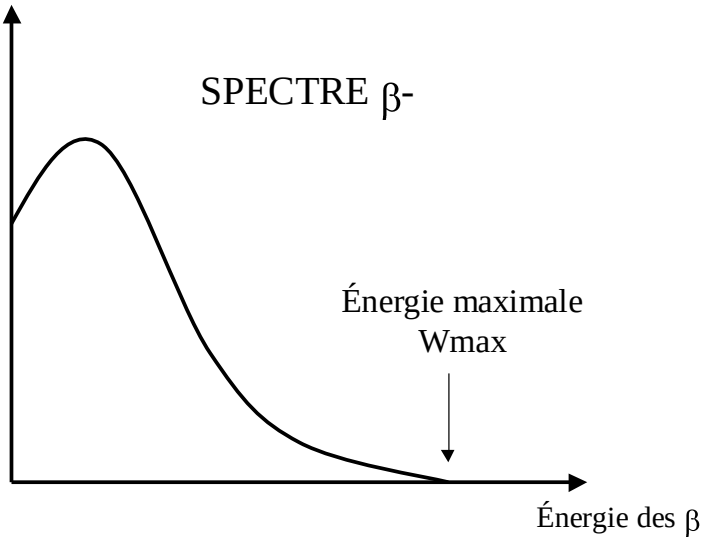
Mx, Mx', Me, $M\nu$ sont les équivalents énergétiques des masses au repos des noyaux de X, X', de l'électron et de l'anti neutrino.

We, $W\nu$, Wx' les énergies cinétiques de l'électron, de l'anti neutrino, et du noyau X' de recul (Wx' est négligeable devant We et $W\nu$)

L'énergie disponible pour la désintégration β- vaut :

$$ Q_{\beta-} = [Mx - Mx' - Me - M\nu].c^2 = We + W\nu + h\nu(\gamma) = Wmax + h\nu(\gamma) $$

Et explique que la somme des énergies cinétiques de l'électron et de l'anti neutrino soit constante Wmax, c'est pourquoi le spectre d'émission β- est un spectre continu majoré par une énergie maximale Wmax des électrons quand l'anti neutrino a une énergie cinétique nulle. L'émission β- est possible dès lors que la masse de l'atome X est supérieure à celle de X'.



La radioactivité β+ a été découverte par Frédéric et Irène Joliot-Curie en 1934. Elle conduit à l'émission d'un anti-électron ou positron :

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X' + {}^{0}_{+1}e + {}^{0}_{0}\nu $$

Elle ne concerne que certains radioéléments artificiels ayant un excès de protons. En effet, l'électron émis est aussi d'origine nucléaire et provient de la transformation d'un proton en un neutron :

$$ {}^{1}_{1}p \rightarrow {}^{1}_{0}\mathbf{n} + {}^{0}_{+1}\mathbf{e} + {}^{0}_{0}\nu $$

La conservation de l'énergie totale s'écrit :

$Mx.c^2 = [Mx' + Me^+ + M\nu].c^2 + We^+ + W\nu + Wx' + h\nu(\gamma)$ où

Mx, Mx', Me, Mν sont les équivalents énergétiques des masses au repos des noyaux de X, X', du positron et du neutrino.

We^+, Wν, Wx' les énergies cinétiques du positron et du neutrino, et du noyau X' de recul (Wx' est négligeable devant We^+ et Wν)

L'énergie disponible pour la désintégration β+ vaut :

$$ Q_{\beta+} = [Mx - Mx' - Me^+ - M\nu].c^2 = -2Me.c^2 + We + W\nu + h\nu(\gamma) = -2Me.c^2 + Wmax + h\nu(\gamma) $$

Et explique que l'émission β+ n'est possible que si la masse de l'atome X est supérieure à celle de X' de la masse de 2 électrons soit en équivalent de 1,022 MeV. C'est donc une désintégration à seuil énergétique. Pour les mêmes raisons que plus haut, le spectre d'émission β+ est un spectre continu majoré par une énergie maximale Wmax des positrons quand le neutrino a une énergie cinétique nulle. Le positron est instable et se dématérialisera en présence d'un électron (réaction d'annihilation) en produisant 2 photons de 0,511 MeV.

La capture électronique, processus concurrent de l'émission β+, a été découverte par Alvarez en 1937. Elle résulte de la capture d'un électron K par un proton induisant un neutron.

$$ {}^{A}_{Z}X + {}^{0}_{-1}e \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X' + {}^{0}_{0}\nu $$

Elle ne concerne que certains radioéléments artificiels ayant un excès de protons.

$$ {}^{1}_{1}p + {}^{0}_{-1}e \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{0}_{0}\nu $$

La conservation de l'énergie totale s'écrit :

$[Mx + Me].c^2 = [Mx' + M\nu].c^2 + W\nu + h\nu(\gamma)$ où

Mx, Mx', Me, Mν sont les équivalents énergétiques des masses au repos des noyaux de X, X', de l'électron et du neutrino.

Wν l'énergie cinétique du neutrino

L'énergie disponible pour la capture électronique vaut :

$$ Q_{CE} = [Mx + Me - Mx' - M\nu].c^2 = W\nu + h\nu(\gamma) $$

La capture électronique est possible dès lors que la masse de l'atome X est supérieure à celle de X'. Pour les radioéléments ayant un excès de protons, cette transformation est beaucoup plus probable que l'émission β+, et la seule quand Q est inférieure à 1,022 MeV. Le trou de la couche K entraîne une série de réactions amenant le trou vers les couches superficielles, chacun des niveaux pouvant libérer l'énergie sous forme de rayon X, d'électron Auger...

Les trois processus d'émission β sont toutes des transformations isobariques car le nombre de masse reste constant A(X) = A(X').

2.6. Le rayonnement γ

C'est un rayonnement électromagnétique qui provient exclusivement de la désexcitation d'un noyau excité vers son état fondamental. C'est une transformation isomérique du noyau :

$$ X^* \rightarrow X + h\nu $$

Elle accompagne les réactions nucléaires et de fissions, mais aussi les désintégrations α ou β :

$$ X \rightarrow Y^* + \alpha \text{ ou } \beta \qquad Y^* \rightarrow Y + h\nu $$

La désexcitation du noyau Y* est souvent très rapide et la période radioactive est alors celle de X. Le spectre de l'émission γ est un spectre de raies caractéristique de Y.

3. REACTIONS NUCLEAIRES – FISSION - FUSION

3.1. Réactions nucléaires

Quand une particule incidente légère **a** ($A \leq 4$) rencontre un noyau atomique **X**, on peut recueillir après le choc un noyau **Y** et une autre particule légère **b**. On dit qu'il y a eu réaction nucléaire, notée :

$$\mathbf{X + a \rightarrow Y + b} \quad \text{aussi notée} \quad \mathbf{X(a,b)Y}$$

(X,a) constituent la voie d'entrée

(Y,b) la voie de sortie,

a le projectile,

X la cible

Y le noyau de recul.

Lois de conservation dans les réactions nucléaires de basses énergies (< 50 MeV):

- conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement,

- conservation de la charge électrique et du nombre de nucléons,

- répartition rapide de l'énergie

- formation d'un noyau composé qui se désintègre indépendamment du mode de formation

Exemple de multiplicité de formation de certains noyaux et de décomposition d'un noyau excité :

$$({}^{63}_{29}\mathrm{Cu},\ {}^{2}_{1}\mathrm{H}), ({}^{64}_{30}\mathrm{Zn}, \mathrm{n}) \rightarrow {}^{65}_{30}\mathrm{Zn}^{*} \rightarrow ({}^{65}_{30}\mathrm{Zn}, \gamma), ({}^{64}_{30}\mathrm{Zn}, \mathrm{n})$$

Sur le plan du bilan énergétique :

$$\mathbf{Q = (Ma + Mx - Mb - My)\ c^2 = Wb + Wy - Wa}$$

Une condition nécessaire pour que la réaction se produise est que les particules b et Y puissent s'échapper (Wb + Wy > 0). Il faut donc que **Q + Wa** $\geq$ **0**

- Si Q > 0, alors la réaction est dite exoénergétique et donc possible;
- Si Q < 0, alors la réaction est dite endoénergétique, et la réaction ne se produira que si la particule incidente a est une énergie cinétique suffisante pour que **Q + Wa** $\geq$ **0**.

Si la particule incidente est chargée positivement, elle ne pourra interagir de plus avec le noyau que si son énergie cinétique dépasse la barrière de potentiel électrostatique répulsive qui entoure le noyau. Exemple de réactions nucléaires de ce type : ${}^{9}_{4}\mathrm{Be}(\alpha, \mathrm{n}){}^{12}_{6}\mathrm{C}$ (découverte du neutron par Chadwick en 1932), mais aussi (d, p) ou (d, n), d étant le deuton noyau du deutérium.

Par contre cette barrière n'existe pas si la particule incidente a une charge nulle (neutron), sa réactivité sera alors plus importante (à l'origine des phénomènes d'activation qui

conduit à enrichir le noyau en un neutron supplémentaire, transformation isotopique, pouvant être à l'origine de la production d'isotopes radioactifs). Ces neutrons peuvent être produits notamment dans les réacteurs nucléaires de fission. Exemple de réactions nucléaires de ce type : capture radiative (n, γ) ou réactions (n, p), $^{32}S(n, p)^{32}P^*$.

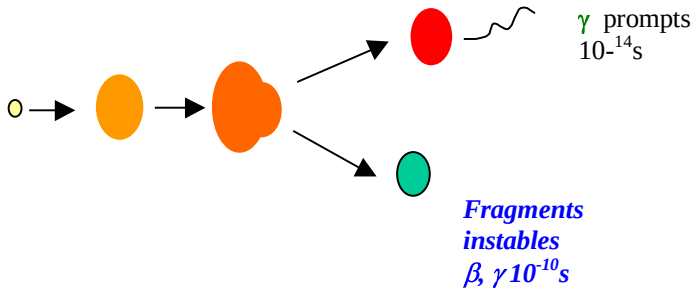
Il existe des réactions nucléaires dite de "photoactivation", où dans certaines conditions, un élément soumis à un rayonnement γ peut devenir radioactif : ex $^{9}Be(\gamma,n)^{8}Be$

3.2. Fission

3.2.1. Définitions et bilan énergétique

C'est la coupure d'un noyau lourd en deux noyaux d'importance comparable. Vis-à-vis de l'émission α, la fission spontanée est un processus très peu probable. Certains noyaux lourds subissent néanmoins la fission quand ils sont bombardés par des particules notamment des neutrons.

Les fragments de fission sont souvent instables (rapport n/p voisin de celui du noyau lourd) et s'accompagnent souvent de l'émission de neutrons avec un retour à la stabilité des fragments de fission par émission β +/- γ.



Exemple de la fission de l'uranium 235 :

^{235}U est fissile par capture de neutrons lents (thermiques), et chaque fission libère en moyenne 2,6 neutrons, ce qui permet la réaction en chaîne si plus de 1 neutron est ensuite engagé dans une nouvelle fission avec **^{235}U**.

$$^{1}_{0}n + ^{235}_{92}U \rightarrow ^{236}_{92}U^* \rightarrow X + Y + 2 \text{ ou } 3n$$

La capture du neutron lent par **^{235}U** forme un noyau instable de **^{236}U** qui va se scinder en 2 fragments le plus souvent asymétriques autour de A = 95 et A = 139.

Exemple : $^{1}_{0}n + ^{235}_{92}U \rightarrow ^{236}_{92}U^* \rightarrow ^{140}_{54}Xe + ^{93}_{38}Sr + 3n$

Bilan énergétique : la fission aboutit à une augmentation des énergies moyennes de liaison par nucléon des fragments (donc de plus grandes stabilités) avec libération considérable d'énergie qui se traduit sous forme d'énergie cinétique des fragments de fission. Dans notre exemple :

L/A (^{235}U) = 7,5 MeV → L/A (^{140}Xe) = 8,3 MeV et L/A (^{93}Sr) = 8,6 MeV

Énergie libérée = L (^{140}Xe) + L (^{93}Sr) – L (^{235}U) = 140x8,3 + 93x8,6 –235x7,5 = 198 MeV par atome de ^{235}U fissionné soit environ 0,85 MeV par nucléon.

3.2.2. Réacteurs nucléaires

Les centrales nucléaires de production d'électricité (CNPE) sont des usines qui transforment l'énergie libérée par la fission en énergie mécanique puis électrique. La chaleur vaporise l'eau, qui alimente une turbine et des alternateurs. La chaleur est prélevée par un fluide (caloporteur), qui le transmet à l'eau (échangeur**)**. Le réacteur lui-même doit être tel que la réaction puisse s'entretenir et rester contrôlée. Partant de 1000 atomes d' ^{235}U, les fissions produisent 2600 neutrons dont 1600 doivent être éliminés par échappement et capture par des matériaux non fissiles (modérateurs) sous peine de réaction en chaîne. Le cœur du réacteur contient ces trois éléments.

Combustible : Soit ^{235}U, soit ^{239}Pu.

L'uranium naturel contient 99,3% ^{238}U non fissile, mais pouvant capturer des neutrons, et 0,7% de ^{235}U, fissile. On utilise souvent de l'uranium enrichi à 3,4% de ^{235}U.

Le ^{239}U est fertile, car il peut (après 2 désintégrations β) donner du ^{239}Pu fissile. Durant la vie du réacteur, il y a conversion de matériaux fertiles en Pu fissile par capture de neutrons, qui compense partiellement la perte d' ^{235}U. Cependant, le coefficient de conversion est généralement inférieur à 1 (nombre d'atomes de Pu produits / nombre d'atomes de U et Pu détruits).

La fission produit des neutrons rapides, facilement captés par ^{238}U. Il faut les ralentir pour obtenir des neutrons thermiques propres à provoquer la fission, par un modérateur : Carbone (graphite, CO_2), Deutérium (eau lourde), Hydrogène (eau).

Les réglages s'effectuent au moyen de barres contenant du bore, ou du cadmium, très absorbantes des neutrons, qui sont plus ou moins enfoncées.

Types de centrales existantes :

- **U naturel**, graphite (modérateur), CO_2 (caloporteur) : peu cher, mais gros volumes nécessaires.
- **U enrichi** (3%), eau ordinaire sous haute pression avec échangeur de température (PWR) ou à eau bouillante en cycle direct sans échange (BWR).
- **PuO, à neutrons rapides** : surrégénérateur, refroidissement Na liquide, produisent plus de Pu qu'ils n'en consomment.

3.3. Fusion

La fusion des noyaux légers aboutit à une augmentation des énergies moyennes de liaison par nucléon du produit de cette fusion (noyau plus lourd et de plus grande stabilité) avec libération considérable d'énergie.

Pour la fusion du deutérium (bombe H) la réaction a lieu en deux temps :

$$(DD) : {}^{2}_{1}H + {}^{2}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{1}H + {}^{1}_{1}H + 4{,}03\,MeV \quad 1\,MeV/\text{nucléon}\ (\cong \text{fission})$$

$${}^{3}_{1}H + {}^{2}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{1}_{0}n + 17{,}58\,MeV \quad 3{,}5\,MeV/\text{nucléon}$$

Soit, au total, plus de 5 fois plus d'énergie que la fission. Actuellement la fusion n'est pas encore contrôlable et ne peut être utiliser pour la production électrique.

4. INTERACTIONS RAYONNEMENT - MATIERE

4.1. Généralités

C'est de l'interaction des rayonnements avec la matière que naissent les effets physiques de ces rayonnements. Classiquement, on distingue

- les rayonnements de particules chargées (électrons, α, noyaux) aux interactions obligatoires avec la matière (rayonnements dits directement ionisants car conduisant à des excitations ou ionisations par effet direct)

- les rayonnements de particules neutres (neutrons) et les rayonnements électromagnétiques ou photoniques (γ, X) aux interactions non obligatoires avec la matière (rayonnements dits indirectement ionisants car conduisant à des excitations ou ionisations qu'après une première interaction avec une particule chargée)

4.2. Interactions particules chargées - matière

Les particules matérielles chargées comme les électrons et les particules α interagissent obligatoirement avec la matière même à distance (interactions coulombiennes entre particules chargées conduisant à des excitations et si l'énergie communiquée est suffisante à des ionisations).

D'autres phénomènes que les interactions coulombiennes peuvent survenir mais sont d'importance moindre :

- Rayonnement de freinage « bremsstrahlung » : photons X produits lors du freinage au voisinage d'un noyau d'une particule chargée (surtout des électrons) avec changement de direction.

- Effet Cerenkov : lumière produite par la propagation dans l'eau d'électrons à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans l'eau, et par les protons d'énergie supérieure à 10 MeV

- Réactions nucléaires de type (α, n) ou (d, p), (d, n), etc…

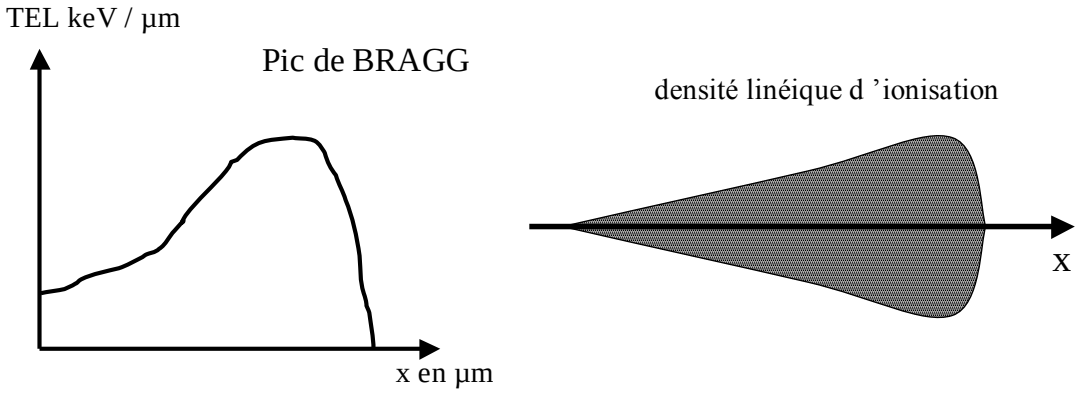
4.2.1. Transfert d'énergie linéique (TEL)

C'est la quantité $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ d'énergie perdue par la particule par unité de longueur du trajet de la particule. Le TEL est exprimé généralement en keV.μm^{-1}. Le TEL est aussi appelé pouvoir de ralentissement, il caractérise en un point la capacité du matériau traversé par la particule à ralentir cette particule.

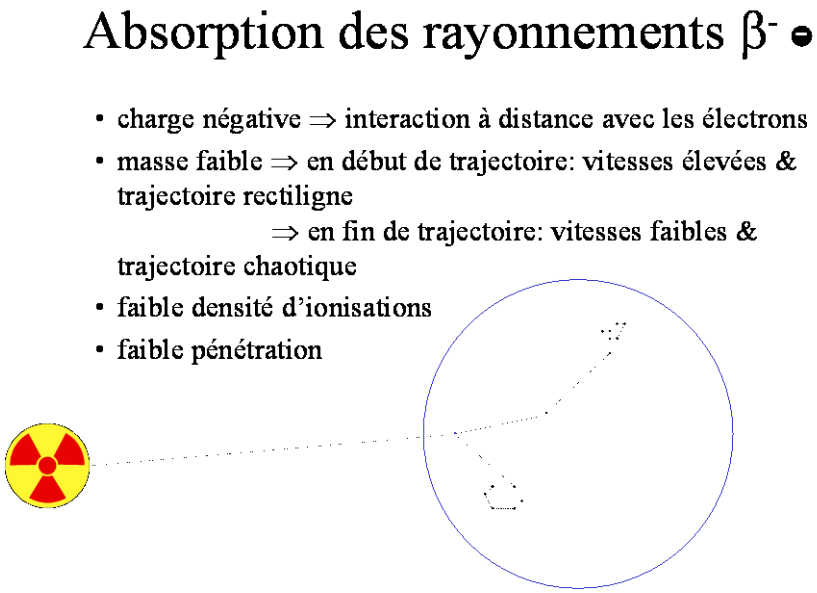
Formule de Bethe : $\frac{\Delta E}{\Delta x} = K \frac{q^2}{v^2} n Z B(v)$ où

Z est le numéro atomique
n le nombre d'atomes par unité de volume de la matière traversée
q la charge de la particule chargée incidente
v sa vitesse
B(v) une fonction qui tient compte des effets relativistes

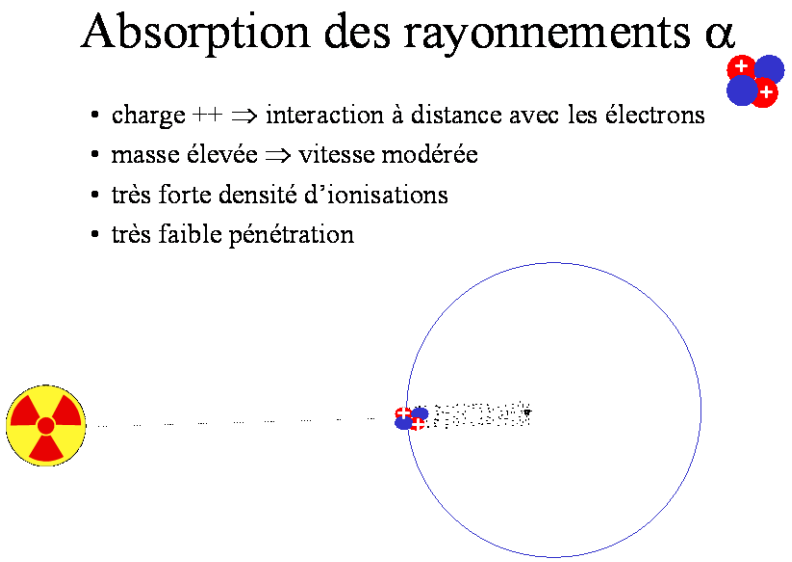
On voit donc que le ralentissement est d'autant plus important que le matériau est lourd (TEL proportionnel au numéro atomique Z et à la densité du matériau) et que la particule est chargée et de faible vitesse (Le TEL est en première approximation proportionnel au carré de q / v , voir la formule de Bethe). Par conséquent les particules chargées interagissent beaucoup plus avec la matière en fin de parcours, ce qui conduit à l'arrêt total de la particule. Ceci explique l'augmentation du TEL (voir aspect de la courbe de Bragg) et de la densité des ionisations secondaires en fin de parcours.



Pour le rayonnement β- constitué d'électrons de faible masse et de charge faible (-1e), les vitesses sont souvent élevées en début de parcours et les interactions faibles (trajectoire rectiligne). Après ralentissement, en fin de parcours, les interactions sont plus fortes et la trajectoire beaucoup plus chaotique (arrêt de l'électron et intégration de cet électron dans un cortège électronique).



Pour le rayonnement α constitué de noyaux d'hélium de forte masse et de charge plus importante (+2e), les interactions avec les électrons sont beaucoup plus fortes (forte densité d'ionisations) et la trajectoire de la particule α plus rectiligne. Le pouvoir de pénétration est très faible (arrêté par une feuille de papier). Ce rayonnement ne posera pas de problème en irradiation externe (arrêté par la couche cornée de l'épiderme), mais pourra être très dangereux si l'émetteur α est absorbé par l'organisme (contamination interne) du fait de son très fort pouvoir d'ionisation.



4.2.2. densité linéique d'ionisation

L'échange d'énergie avec la matière se manifestant entre autre par des ionisations, la notion de densité linéique d'ionisation encore appelée ionisation spécifique ou pouvoir ionisant spécifique est analogue. Elle traduit le nombre de paires d'ions crées localement par unité de longueur du trajet de la particule. C'est le quotient de $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ par l'énergie moyenne dépensée pour créer une paire d'ions (soit dans l'air 34 eV par ionisation)

4.2.3. conséquences

Dans un matériau donné, une particule chargée d'énergie donnée a donc un parcours fini ou parcours maximum. Mais comme les trajectoires ne sont pas rectilignes, il serait préférable de parler de « portée » qui correspond à la pénétration maximale dans un matériau.

Ainsi le parcours maximum des β peut être approché, dans un matériau quelconque, par la formule empirique de Kaltz et Penfold :

Portée (cm) = $(0{,}412 \times E_{max}^{1{,}265 - 0{,}0954 \times \mathrm{Ln}\, E_{max}}) / \rho$

où E_{max} est en MeV et ρ (masse volumique) en $g.cm^{-3}$

Le parcours maximum des β est donc bien supérieur à celui des particules α. Il peut être source d'une irradiation externe, surtout si les émetteurs β sont en contact avec la peau (contamination externe ➔ brûlures radiologiques).

<u>Conséquences en matière de radioprotection</u> : Il existe toujours une épaisseur d'écran capable d'arrêter complètement des particules chargées (mais pas toujours les radiations de freinage associées !).

4.3. Interactions neutrons – matière

Le neutron, particule matérielle mais non chargée n'interagit pas avec la matière de façon obligatoire, mais seulement probable.

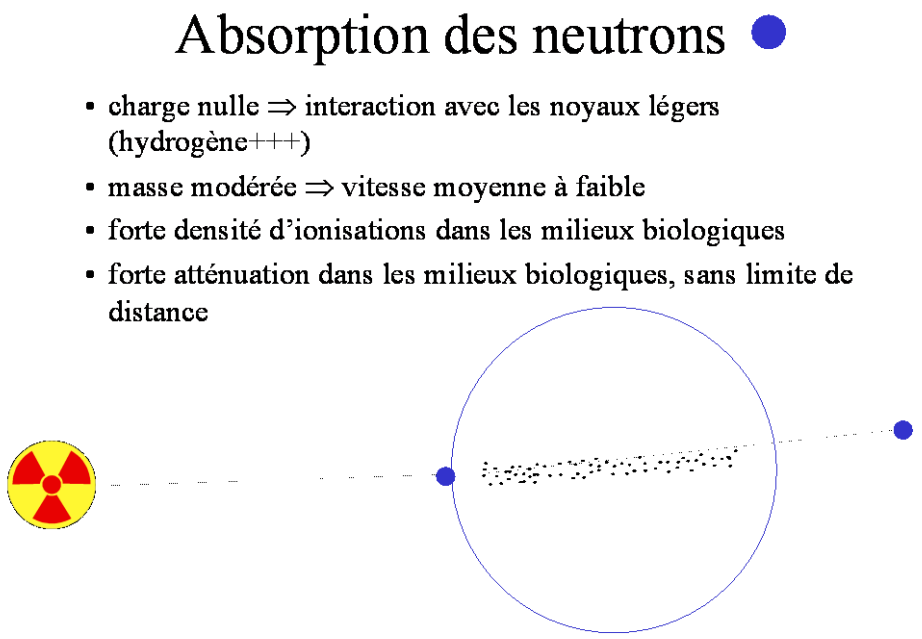
Les neutrons interagissent avec les noyaux du matériau traversé essentiellement par 2 phénomènes :

- chocs élastiques ou inélastiques avec les noyaux (cas des neutrons rapides)
  → freiner surtout par les matériaux légers (cas des tissus biologiques mous)
  entraîne des ionisations secondaires (noyaux de recul)
- capture du neutron par un noyau (cas des neutrons thermiques)
  → activation, réaction (n, γ), …

Exemple d'interactions de neutrons d'énergie moyenne avec les tissus biologiques :

Choc élastique avec H :	73%	→	proton de recul, modération
Capture radiative avec H :	18%	→	$^{1}H(n,\gamma)^{2}H$ γ de 2,2 MeV
Choc élastique avec O :	4%	→	noyau de recul, modération
Choc élastique avec C :	2%	→	noyau de recul, modération
Réaction avec N :	2%	→	$^{14}N(n,p)^{14}C$ + γ secondaires

<u>Conséquences en matière de radioprotection</u> : Un écran, quelles que soient sa nature ou son épaisseur traversée, ne peut arrêter complètement des neutrons.



4.4. Interaction des rayonnements X et γ avec la matière

Les photons extra nucléaires (X) et nucléaires (γ) ont le même comportement à énergie égale, et seront considérés de la même façon. Ce sont des rayonnements électromagnétiques se propageant en ligne droite dans le vide avec une célérité égale à celle de la lumière, ne pouvant pas être déviés ni par les champs électriques, ni par les champs magnétiques, et possèdent une dualité onde – corpuscule.

C'est l'aspect corpusculaire (quantum d'énergie hν) qui est le plus important car c'est lui qui explique les interactions de ces photons avec la matière.

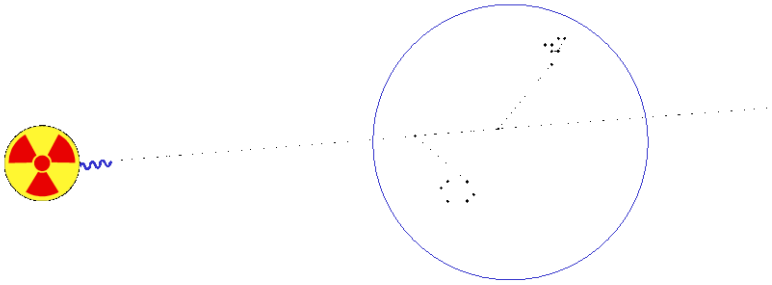
C'est l'aspect ondulatoire qui est responsable des propriétés optiques dont la diffusion sans changement d'énergie.

4.4.1. Nature des interactions

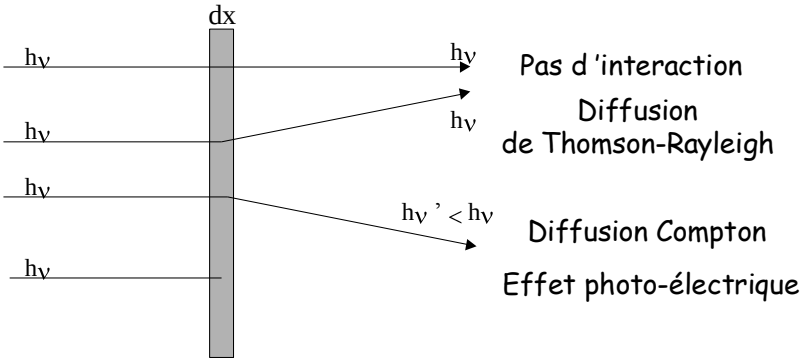
L'interaction photons – matière n'est pas obligatoire, mais seulement probable.

Absorption des rayonnements γ

- Champ électromagnétique ⇒ interaction avec électrons
- masse nulle ⇒ vitesse constante sur toute la trajectoire
- faible densité d'ionisations
- Faible atténuation dans les milieux biologiques, sans limite de distance



Considérons des photons mono-énergétiques interagissant avec un matériau simple :



Probabilité d 'interaction : **μ.dx**

μ : Coefficient linéaire d 'atténuation ou section efficace macroscopique (unité : longueur^{-1})

$\mu = \mu_d + \mu_t$ μ_d Coefficient d 'atténuation linéaire par diffusion

μ_t Coefficient d 'atténuation linéaire par transfert d 'énergie

μ/ρ : Coefficient massique d 'atténuation (indépendant de la densité du matériau) (unité : surface.masse^{-1})

$$E = E_0.e^{-\mu x} = E_0.e^{-\frac{\mu}{\rho}m_s}$$

$\mathbf{m_s} = \rho.x$: Masse surfacique (unité : masse.surface^{-1})

Le photon interagit surtout avec les électrons (au hasard de sa rencontre). En conséquence, son devenir peut être :

- absence d'interaction
- diffusion sans transfert d'énergie (diffusion de Thompson-Rayleigh)
- diffusion avec transfert partiel d'énergie (effet Compton)
- arrêt du photon qui transmet toute son énergie à la matière (effet photo-électrique)

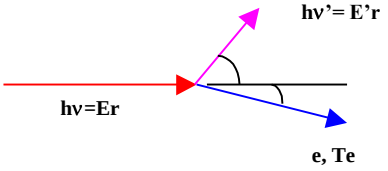
Seuls les 2 derniers cas conduisent à des effets sur la matière.

Dans certaines circonstances exceptionnelles, le photon peut interagir avec les noyaux (création de paires électron-positron pour des énergies théoriques $h\nu > 1{,}02$ MeV, réactions photonucléaires).

4.4.1.1. Effet Compton

C'est une diffusion du photon avec transfert partiel d'énergie.

Le photon incident (d'énergie $h\nu$) interagit avec un électron quelconque du cortège, mais le plus souvent peu lié (couche superficielle). Il cède une partie de son énergie à l'électron sous forme d'énergie cinétique (électron de recul appelé électron Compton) et produit un photon diffusé d'énergie moindre $h\nu'$ de trajectoire différente.

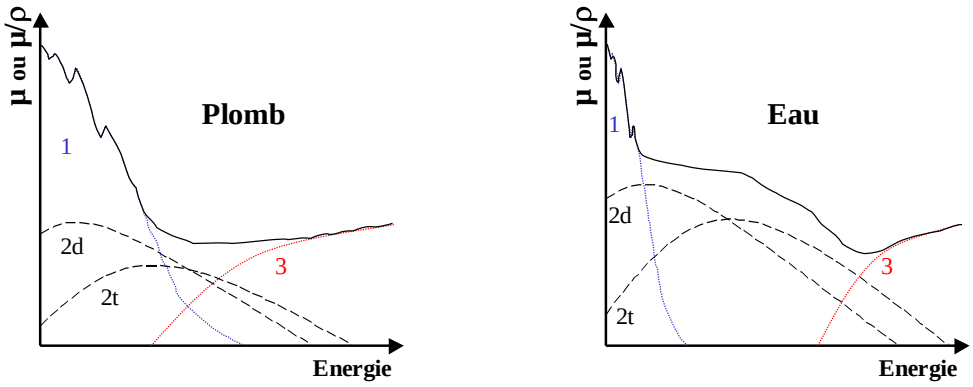


4.4.1.2. Effet Photo-électrique

Le photon incident (d'énergie $h\nu$ suffisante) interagissant avec un électron dont l'énergie de liaison est En, expulse cet électron, disparaît en lui transférant une énergie cinétique $Ec = h\nu - En$. L'électron expulsé est appelé photoélectron. Pour que l'interaction puisse se produire, il faut donc que $h\nu > En$ (seuil énergétique). Tous les niveaux d'énergie du cortège électronique satisfaisants à cette inégalité peuvent donc participer à cette interaction, mais leur contribution est toutefois très inégale (concerne surtout les électrons des couches profondes). Après expulsion de ce photoélectron, il peut y avoir dans le cortège électronique des réarrangements, sources de rayonnements photoniques secondaires d'énergie moindre (voir chapitre 1.3.1). Cet effet photo-électique est d'autant plus prédominant que la matière traversée est dense (varie comme Z^2), et que l'énergie est faible (explique la forte atténuation par les écrans de plomb).

4.4.2. Atténuation lors de la traversée d'un matériau

La part de chacun des types d'interactions photons - matière dépend de l'énergie des photons et de la nature des matériaux traversés. Pour la matière vivante (proche de l'eau), c'est l'effet Compton qui prédomine pour les énergies moyennes (50 KeV à 20 MeV)



Echelles Log-Log

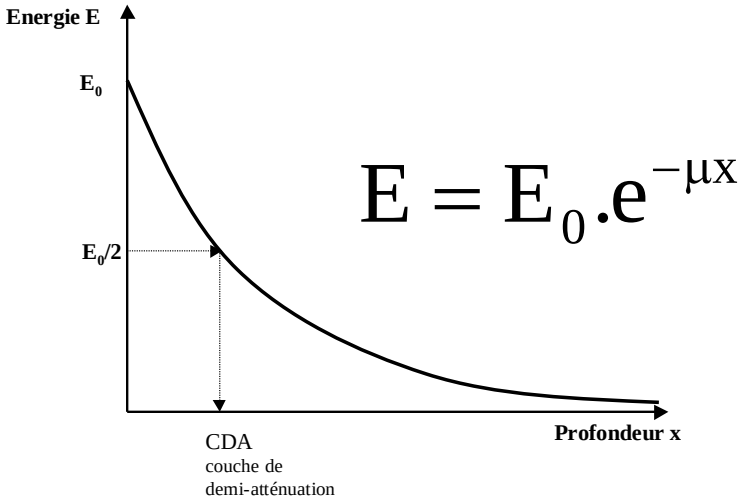
1 : Effet photo-électrique τ/ρ varie comme Z^3 / E^3
2 : Effet Compton
2d : photon Compton
2t : électron Compton
3 : Effet de matérialisation

Le coefficient linéaire d'atténuation μ (unité : longueur^{-1}) dépend de l'énergie des photons et de la nature et de la densité des matériaux traversés. La division de ce coefficient par le nombre d'atomes par unité de volume représente la **section efficace microscopique** (unité : surface, souvent exprimée en barn : 1 barn = 10^{-24} cm^2).

Le coefficient massique d'atténuation μ/ρ (unité : surface.masse^{-1}) devient quant à lui indépendant de la densité des matériaux traversés. Cette transformation est intéressante pour caractériser les atténuations des photons par les écrans, c'est pourquoi les épaisseurs d'écran sont souvent données non pas en longueur mais en unité de masse surfacique (unité : masse.surface^{-1}).

Loi de l'atténuation : loi exponentielle

$$E = E_0.e^{-\mu x} = E_0.e^{-\frac{\mu}{\rho}m_s}$$

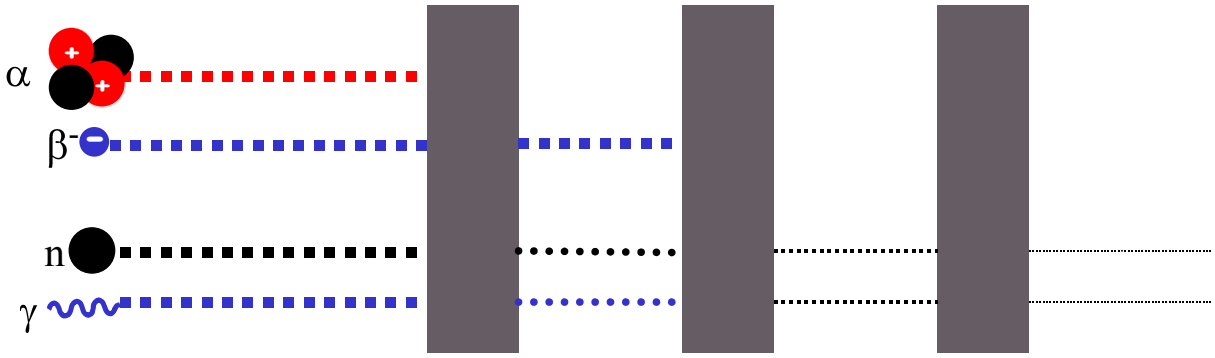


On définit ainsi pour un matériau donné et un rayonnement photonique une épaisseur de demi-atténuation (ou demi-absorption) qui permet d'atténuer 50 % de l'énergie du faisceau.

De même on définit aussi une épaisseur dixième qui permet d'atténuer 90 % de l'énergie du faisceau.

Conséquence en matière de radioprotection : un écran, quelles que soient sa nature ou son épaisseur traversée, ne peut arrêter complètement des photons.

4.5. Conclusion



Il existe toujours une épaisseur d'écran capable d'arrêter complètement des particules chargées, mais un écran, quelles que soient sa nature ou son épaisseur traversée, ne peut arrêter complètement les photons et les neutrons. L'éloignement de la source d'irradiation devient alors, dans ce cas, capital en matière de radioprotection car le débit d'exposition varie selon une loi qui est inversement proportionnelle au carré de la distance (divisée par 4 quand on double la distance).

5. GRANDEURS ET UNITES :

de la physique des irradiations à la dosimétrie opérationnelle

Concernant le domaine des rayonnements ionisants, les physiciens, les radiobiologistes, les médecins et les radioprotectionistes ont l'habitude d'utiliser des grandeurs et unités très diverses y compris par exemple la notion de « dose » dans des acceptions souvent très différentes quoique parfaitement définies.

gray (Gy) ?

- ✓ Dose absorbée en un point
- ✓ Dose absorbée moyenne pour un organe ou un tissu
- ✓ Dose biologique équivalente

Dose ?

sievert (Sv) ?

- ✓ Équivalent de dose en un point
- ✓ Dose équivalente à l 'organe
- ✓ Dose efficace
- ✓ Équivalent de dose personnel
- ✓ Équivalent de dose ambiant

Il est donc très utile de rappeler les définitions des grandeurs et unités dosimétriques ainsi que les liens qui les unissent, et de montrer pour chacune d'entre elles leurs limites et leur domaine d'application.

Activité
Fluence
KERMA
TEL
Exposition
EBR
Dose absorbée
Dose efficace
Dose équivalente
Équivalent de dose
Grandeurs opérationnelles

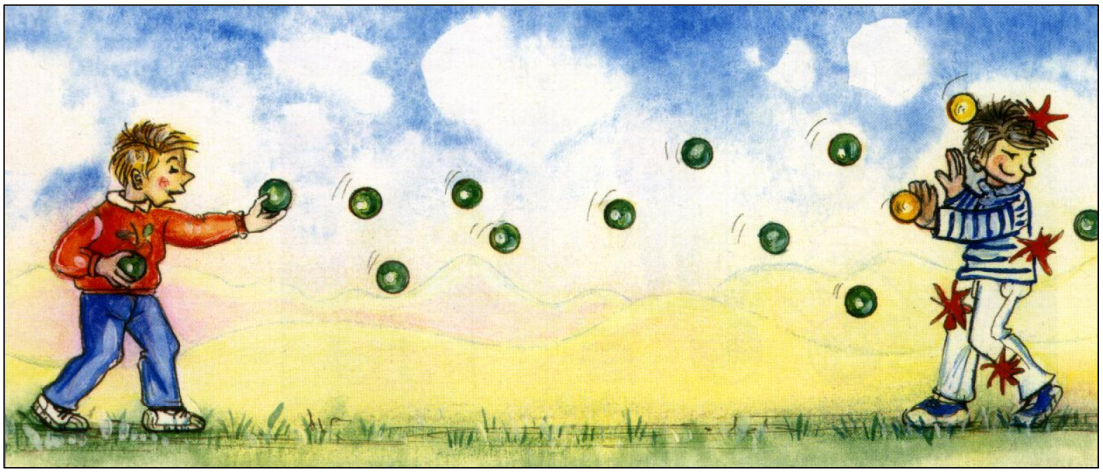
$J.kg^{-1}$
$J.m^{-2}$
$C.kg^{-1}$
MeV
$watt.m^{-2}$

gray (Gy)
sievert (Sv)
becquerel (Bq)

Sur un plan pratique, une bonne compréhension de ces grandeurs et unités est indispensable pour une utilisation optimale des divers instruments de mesures (dosimètres, ictomètres ou radiamètres) où prolifèrent des unités comme des coups par seconde, des grays ou des sieverts.

<u>Polyradiamètre - ictomètre</u> :
MIP 10 : coup/seconde
IPAB 7-1 : coup/seconde
DOM-410 : coup/seconde, rad/h

<u>Dosimètre - Débitmètre</u> :
Babyline : rad, rad/h, Gy, Gy/h
RAM-ION : Sv, Sv/h
DOSICARD : Sv, Sv/h



Source	Champs de rayonnement	Matière
Nature Activité Fluence	**En l 'absence d 'interactions :** Fluence en un point **Interactions des photons avec l 'air :** Exposition **Interactions des photons et neutrons avec la matière :** KERMA	Dose absorbée **Biologique** EBR **Humain** Radioprotection : Dose équivalente Dose efficace

Pour illustrer les différentes relations entre ces acceptions, on pourrait imaginer un enfant lançant des balles en direction d'un camarade. Le nombre de balles lancées par unité de temps est à rapprocher de la notion d'activité (dont l'unité est le becquerel) pour une source radioactive, celle du nombre de balles traversant en un point une surface les notions de fluence. Enfin la notion de dose absorbée (exprimée en gray) est en rapport avec le nombre de balles reçues par le camarade, mais les conséquences sur son organisme tiendront de plus en compte de la nature des balles, de la répartition des coups, de la cible de ces balles etc… Cette dernière notion fait appel dans le cadre de la radiopathologie à l'EBR (Efficacité Biologique Relative) pour rendre comparable les effets biologiques des différents rayonnements, et l'unité de dose reste alors le gray en précisant toutes les conditions de cette comparaison. Pour le domaine des faibles doses et faibles débits de dose, la radioprotection ne prends en compte que certains effets chez l'homme, et dans ce cadre très restrictif, le législateur a arrêté des facteurs de pondération liés aux rayonnements ou aux tissus pour rendre comparable les effets des rayonnements (ce sont les notions de dose équivalente et de dose efficace toutes deux exprimées en sievert et utilisables seulement en radioprotection de l'homme).

Bien sûr par cette illustration simpliste, les parallèles que nous venons de faire avec les grandeurs de la physique ou de la radiobiologie sont partiellement inexactes.

Et dans ce domaine comme ailleurs, on pourrait rappeler l'aphorisme de Paul Valéry :

« Tout ce qui est simple est faux, mais ce qui ne l'est pas est inutilisable ».

Aussi, nous allons voir toutes ces grandeurs qui caractérisent successivement les sources, les champs de rayonnement, les interactions avec la matière inerte puis vivante et enfin introduire des notions qui seront vu plus tard en détail concernant les grandeurs utilisées en radioprotection.

5.1. Grandeurs caractérisant la source

5.1.1. Source radioactive

Activité d'un radionucléide (symbole : A) :

Nombre de transitions nucléaires qu'il subit par unité de temps. L'unité SI est le becquerel (Bq)

1 Bq = 1 désintégration par seconde (dps)

L'ancienne unité est le curie (Ci) **1 Ci = 3,7 10^{10} Bq = 37 GBq**

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda.N = \lambda.N_0.e^{-\lambda.t} = A_o.e^{-\lambda.t}$$

N : Nombre d'atomes

λ : **Constante radioactive** (temps^{-1}), elle est liée à la période T : $\lambda = \frac{Ln2}{T} = \frac{0,693}{T}$

La **période** T du radioélément est le temps au bout duquel l'activité a diminué de moitié.

L'activité d'une source décroît donc de façon exponentielle avec le temps.

Un curie est équivalent à $\frac{M}{6,02.10^{23}}.\frac{3,7.10^{10}}{\lambda}$ grammes d'un radioélément pur de masse atomique M avec λ en s^{-1}

Masse d'éléments purs correspondant à 1 Ci		
1 g	Radium 226	T ½ = 1590 ans
3 tonnes	Uranium 238	T ½ = 4,5.10^9 ans
0,9 mg	Cobalt 60	T ½ = 5,2 ans
8 µg	Iode 131	T ½ = 8 jours

Activité spécifique d'une source radioactive :

Rapport de l'activité de la source à la masse

Nature des désintégrations :

L'activité d'une source ne suffit pas en soit à caractériser cette source, si l'on ne connaît pas la nature de cette source et par conséquent le type des particules émises, la probabilité d'émission par désintégration, et l'énergie transportée par chacune de ces particules. Ainsi une désintégration ne conduit pas toujours à l'émission d'une seule particule ou photon, et n'est pas toujours comptabilisée comme un coup par un ictomètre.

Radioéléments	Période radiologique	Désintégration		
		Nat.	E (Mev) moy (β) *max (β)*	Prob %
^{3}H	12,34 ans	β-	$5,7.10^{-3}$ *$18,6.10^{-3}$*	100
^{14}C	5730 ans	β-	49.10^{-3} *0,156*	100
^{32}P	14,3 jours	β-	0,695 *1,71*	100
^{60}Co	5,271 ans	β-	0,096 *0,318*	99,9
		β-	0,627 *1,491*	0,08
		γ	1,173	99,9
		γ	1,332	100

<u>Rappels</u> :

Photons X, γ : spectre de raies

Particules chargées α : spectre de raies en première approximation

Particules chargées β^- : spectre continu caractérisé par une énergie maximale Emax

l'énergie moyenne est approximativement le $\frac{1}{3}$ Emax

5.1.2. Générateurs de rayons X

Spectre énergétique :

Il présente une limite maximale E_{max} dont la valeur (en kV) est égale à la tension d'alimentation.

On peut attribuer au spectre une valeur moyenne qui est environ égale à $\frac{1}{3}$ E_{max}.

L'intensité du rayonnement est proportionnelle à l'intensité du courant électrique dans le tube (mA).

La **géométrie** du faisceau conditionne fortement le champ d'irradiation.

5.2. Grandeurs caractérisant le champ de rayonnement en un point

5.2.1. La Fluence

Pour définir un faisceau indépendamment de la matière, on ne tiendra pas compte des interactions de ce faisceau avec la matière (cas de la propagation d'un faisceau dans le vide).

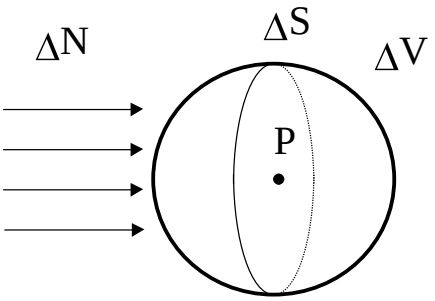
On peut estimer

- soit le <u>nombre</u> de particules ou de photons traversant une surface « vide »,
- soit l'<u>énergie totale transportée</u> par le faisceau traversant cette même surface.

Fluence de particules en un point Φ :

C'est le nombre de particules ΔN qui pénètrent dans une sphère de section ΔS au point considéré.

$\Phi = \frac{\Delta N}{\Delta S}$ en surface^{-1} : m^{-2}



Débit de fluence ou flux en un point φ :

C'est la fluence de particules par unité de temps.

$\varphi = \frac{\Phi}{\Delta t}$ en surface^{-1}.temps^{-1} : m^{-2}.s^{-1}

Fluence énergétique en un point ψ :

C'est la somme des énergies des particules ΣE (à l'exclusion des énergies de repos) qui pénètrent dans une sphère de section ΔS au point considéré, sans tenir compte des interactions avec le milieu. C'est donc une densité surfacique d'énergie, elle est aussi appelée « quantité de rayonnement en un point ».

$\psi = \frac{\Sigma E}{\Delta S}$ en énergie.surface^{-1} : J.m^{-2}

Débit de fluence énergétique ou flux énergétique en un point ζ :

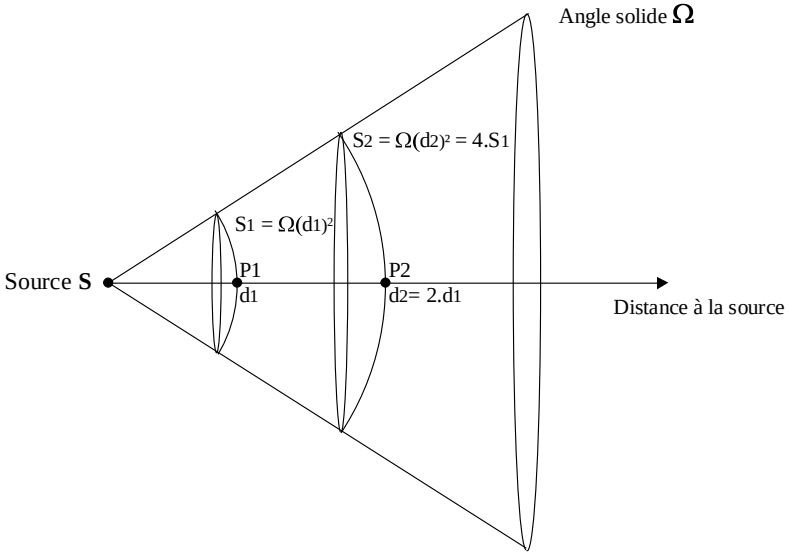
C'est la fluence énergétique en un point par unité de temps, c'est donc une densité surfacique de puissance, elle est aussi appelée « éclairement énergétique ».

$\zeta = \frac{\Psi}{\Delta t}$ en énergie.surface^{-1}.temps^{-1} : J.m^{-2}.s^{-1} (ou watt.m^{-2})

5.2.2. Loi de l'inverse du carré des distances

Les grandeurs que nous venons de voir sont des grandeurs exprimées par unité de surface. Or si l'on considère la source comme ponctuelle, la surface de la sphère de rayon r centrée sur cette source varie comme le carré de la distance ($4\pi r^2$). En l'absence d'interaction avec la matière (rayonnement se propageant dans le vide) cette surface est traversée par tous les rayons. Ainsi par unité de surface, les grandeurs surfaciques évoquées décroissent comme l'inverse du carré de la distance à la source.

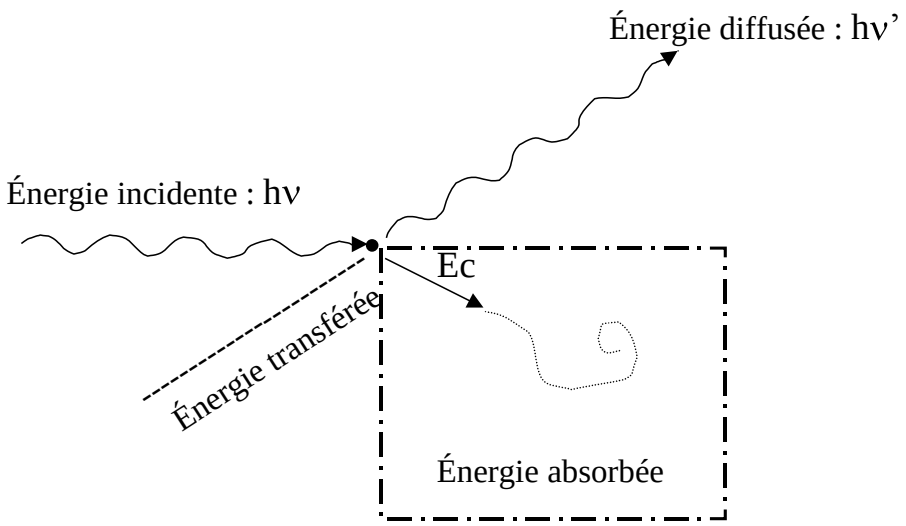
La notion de fluence et les notions dérivées ne permettent pas à eux seul de pressentir les effets sur la matière.



5.3. Grandeurs caractérisant l'action physique en un point (interactions avec la matière)

5.3.1. Distinctions entre énergie transférée et énergie absorbée

Distinctions entre les différentes énergies : exemple de la diffusion Compton



Energie hν du photon incident = Energie diffusée hν' + énergie transférée à un électron

L'énergie **transférée** par le photon incident à l'endroit même de l'interaction à un électron libre lui est communiquée sous forme d'énergie cinétique.

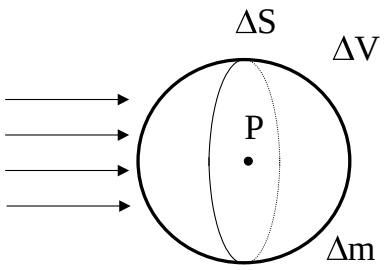
L'énergie cédée par l'électron à la matière qu'il traverse, principalement sous forme d'ionisations et d'excitations, sera dite **absorbée** par celle-ci.

Les effets sur la matière sont liées à cette énergie absorbée.

5.3.2. Notion de sphère élémentaire

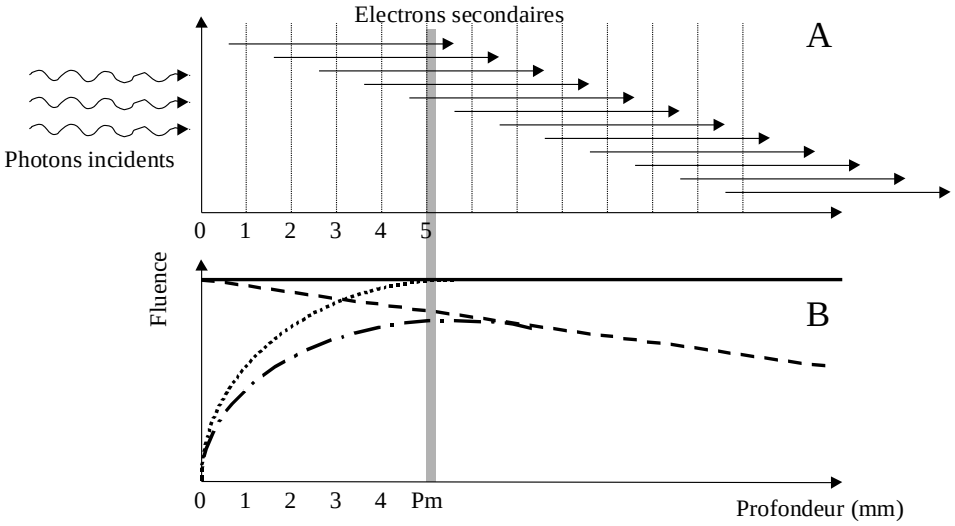
Considérons un certain volume ΔV de matière irradiée, une sphère par exemple dite sphère élémentaire. Cette sphère est centrée autour d'un point P, de masse Δm, de section ΔS.

Les dimensions de cette sphère ne sont pas choisies de manière arbitraire. En effet :



- les champs de rayonnement n'étant généralement pas uniformes dans l'espace, ΔV sera suffisamment petit pour qu'une réduction de ses dimensions ne modifie pas de façon sensible la valeur de la grandeur définie ;
- ΔV sera suffisamment grand pour que ce volume soit traversé par un grand nombre de particules ou de photons et contienne un grand nombre d'interactions

5.3.3. Notion d'équilibre électronique

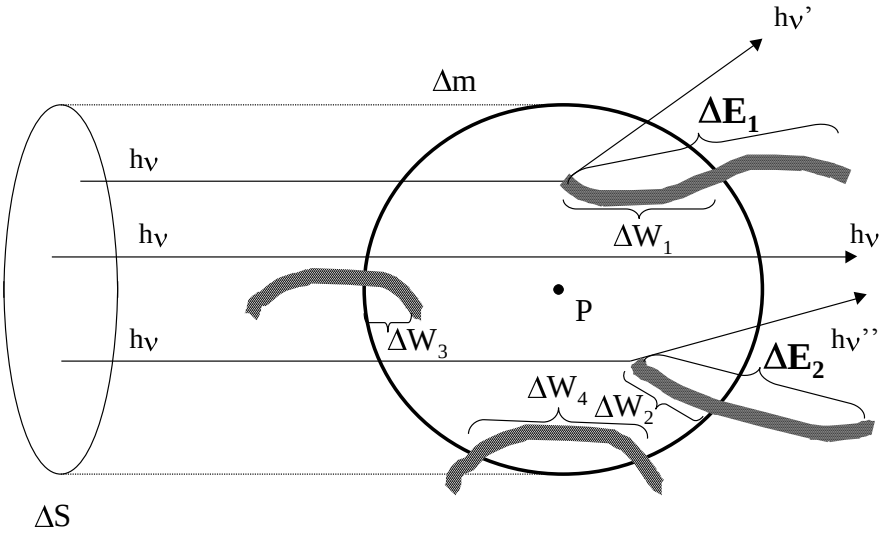


A - Schéma de l 'établissement d 'un équilibre électronique
B - Evolutions comparées, en fonction de la profondeur, des fluences photonique et électronique :
photons sans atténuation — électrons sans atténuation
photons avec atténuation — électrons avec atténuation
Pm : profondeur de mise en équilibre électronique

Considérons des photons monoénergétiques de 1,25 MeV (énergies moyennes des γ du ^{60}Co) pénétrant dans l'eau. Admettons que l'énergie maximale des électrons Compton dirigés vers l'avant soit de 1 MeV. Nous savons que le parcours de tels électrons est d'environ 5 mm. Considérons très schématiquement le premier millimètre du milieu ; il n'est traversé que par les électrons secondaires qui y ont pris naissance. Le deuxième millimètre est traversé par les électrons mis en mouvement dans le premier et le deuxième millimètres. Le cinquième millimètre est traversé par les électrons mis en mouvement dans les cinq premiers millimètres. A partir de là, si l'on néglige l'atténuation, un équilibre s'établit (si l'on tient compte de l'atténuation, il y a équilibre de régime). Nous remarquons que le nombre d'électrons émis dans chaque tranche varie parallèlement à la fluence. Avant l'équilibre, le nombre d'électrons arrêtés dans une tranche est inférieur au nombre de ceux mis en mouvement ; à l'équilibre, il lui devient égal. Ainsi à partir de cet équilibre dit « équilibre électronique », le nombre d'électrons émis dans une tranche de matière peut caractériser la fluence et l'énergie absorbée. Il y donc place pour un nouveau concept dosimétrique auquel correspondent deux grandeurs : le KERMA et l'EXPOSITION.

5.3.4. Notion de KERMA

Cette notion a pour effet de caractériser les transferts d'énergie en un point P. Considérons, autour de ce point, une masse Δm de matière irradiée.



Le KERMA (Kinetic Energy Released per unit Mass) est le quotient $\frac{\sum \Delta E_c}{\Delta m}$

$\sum \Delta E_c$ représente la somme des **énergies cinétiques initiales** de toutes les particules chargées libérées par un rayonnement **indirectement ionisant** dans l'élément de volume de **masse Δm**.

Le KERMA s'exprime en **Joule.kg^{-1}** (**J.kg^{-1}**) et non pas en gray.

Le KERMA traduit en quelque sorte le premier acte du transfert d'énergie, à savoir la mise en mouvement par collision des particules secondaires. Il ne s'applique qu'aux photons et aux neutrons, quel que soit le matériau traversé. Il dépend du matériau traversé contenu dans l'élément de volume de masse Δm, mais pas de l'entourage de cette masse élémentaire.

A l'équilibre électronique, le KERMA est directement proportionnel à l'énergie du faisceau incident. Sa connaissance en un point caractéristique du faisceau incident et du matériau irradié permettrait théoriquement de déterminer la fluence en ce point. Malheureusement, le KERMA n'est en pratique pas mesurable.

5.3.5. Notion d' EXPOSITION

Les électrons ainsi projetés épuiseront leur énergie dans la matière essentiellement en créant des ionisations et des excitations des atomes qu'ils rencontreront sur leur trajet. Dans le cas d'une irradiation par un faisceau de **rayons X**, et lorsque le matériau traversé est de l'**air**, on admet que pour chaque ionisation créée, l'électron cède à la matière une quantité moyenne d'énergie bien définie ω , qui pour l'air est de 34 eV, et **indépendante** de l'énergie de l'électron projectile. Il y a donc proportionnalité directe entre l'énergie initiale d'un électron projectile et le nombre d'ionisations qu'il va créer dans l'air au cours de sa trajectoire. Chaque ionisation va aboutir à la création d'une paire d'ions (l'ion positif et la molécule sur laquelle est venu se fixer l'électron éjecté), la charge de chaque signe ainsi libérée vaut :

$$\Delta Q = \frac{e}{\omega} \Delta E_c$$

où e est la charge élémentaire (e = 1,602.10^{-19} coulomb)

ω la quantité moyenne d'énergie cédée dans l'air pour chaque ionisation (ω = 34 eV)

L'EXPOSITION au point P est le quotient $\frac{\sum \Delta Q}{\Delta m}$

$\sum \Delta Q$ représente la somme des **charges électriques de tous les ions d'un même signe** produits dans l'**air** lorsque tous les électrons libérés ou formés par les photons **X** dans un élément de volume d'air ΔV sont arrêtés dans l'air par la masse Δm de l'air contenu dans ΔV.

Cette notion d'exposition a historiquement eu pour effet de caractériser un faisceau de rayons X par l'ionisation que provoquent dans l'air, tout au long de leur trajectoire, les électrons mis en mouvement dans une petite masse d'air. C'est une grandeur mesurable dont l'application peut être étendue dans certains cas aux photons γ.

L'EXPOSITION au point P s'exprime en **coulomb.kg^{-1}** , anciennement en röentgen (R).

1 R = 2,58.10^{-4} C.kg^{-1}

La nécessité de collecter tous les ions produits par les électrons secondaires sur la totalité de leur trajectoire dans l'air entraîne une réelle difficulté pour mesurer l'exposition (les chambres de mesure doivent en effet avoir une dimension en rapport avec le parcours maximum de ces électrons, ce qui peut les rendre prohibitifs). Dans la pratique, cette condition sera remplacée par la condition d'équilibre des électrons secondaires obtenue (sous certaines conditions) par l'emploi de **paroi air-équivalente** d'épaisseur égale au parcours des électrons secondaires. Chaque chambre d'exposition est donc livrée avec un jeu de parois air-équivalentes valables uniquement pour des bandes d'énergie déterminée.

Bien que cette notion d'exposition reste encore utilisée en radiologie, elle a été abandonnée en radiobiologie car elle dépend à la fois des caractéristiques du faisceau et du milieu, en l'occurrence l'air. De plus, pour les énergies photoniques supérieures à 3 MeV, outre le problème lié à la grandeur des parcours des électrons secondaires, il n'y a plus cette indépendance de l'énergie d'ionisation dans l'air avec l'énergie de l'électron projectile, il se surajoute notamment des rayonnements de freinage des électrons projetés qui ne sont pas pris en compte dans ce concept.

5.3.6. Dose absorbée D

L'EXPOSITION et le KERMA définissent l'énergie transférée et n'expriment que le « potentiel » d'interactions d'un faisceau. Ces notions ne sont applicables que sous certaines conditions particulières de faisceaux (nature, énergie) et / ou de matériau traversé.

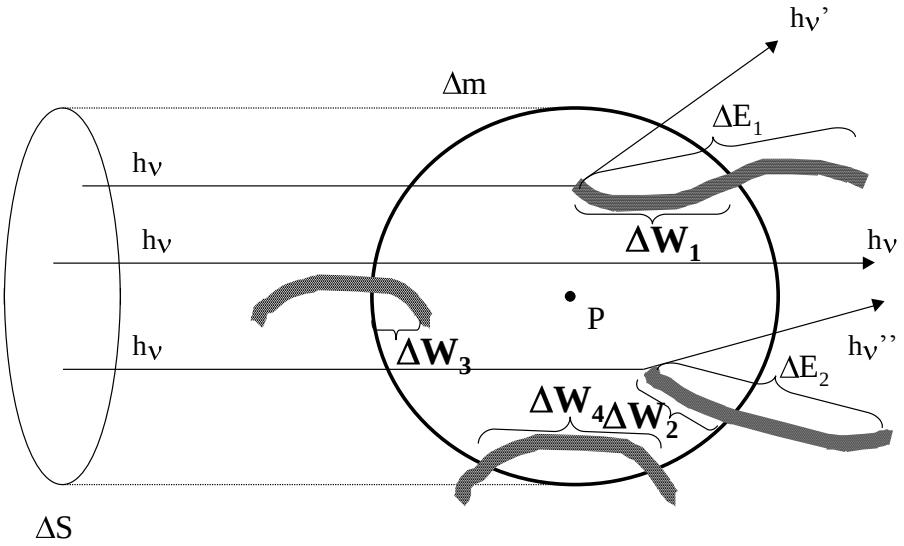
La notion de DOSE ABSORBEE se veut applicable à un **milieu quelconque** irradié par un **rayonnement quelconque**, et **quelles que soient les interactions avec le milieu**.

C'est une grandeur caractérisant l'absorption d'énergie en un point. Elle est homogène à une énergie absorbée par unité de masse

$$D = \frac{\sum \Delta W_i}{\Delta m}$$

où :

$\sum \Delta W_i$ est la somme des énergies communiquées par le rayonnement ionisant à la matière dans un élément de volume de masse Δm.



L'unité de dose absorbée est le **gray (Gy)** : 1 Gy = 100 rad = 1 $J.kg^{-1}$

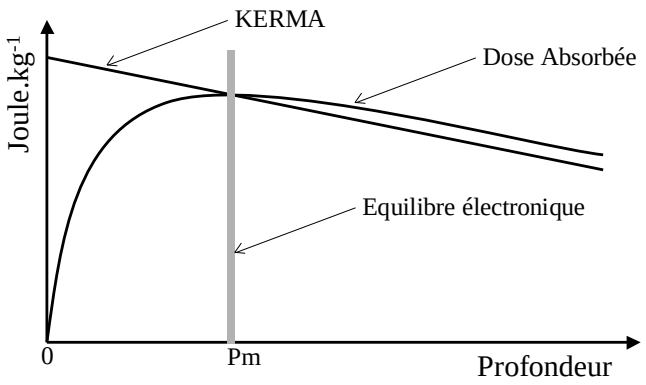
ATTENTION : La dose absorbée apparaît donc plus comme une « concentration » que comme une dose au sens étymologique du terme.

5.3.7. Relation dose absorbée – KERMA

Contrairement au KERMA :

- La dose absorbée est une grandeur <u>mesurable</u>. Les moyens de sa mesure font appel soit aux propriétés d'ionisation des gaz, soit aux propriétés des semi-conducteurs, des scintillateurs, des films photographiques ou encore de la thermoluminescence.
- La dose absorbée est applicable à un <u>milieu quelconque</u> irradié par un <u>rayonnement quelconque</u>, et quelles que soient les interactions avec le milieu.
- La dose absorbée dépend de l'entourage matériel de la masse Δm

Dans les conditions d'équilibre électronique, et d'emploi de la notion de KERMA, la dose absorbée mesurée permet de connaître le KERMA.



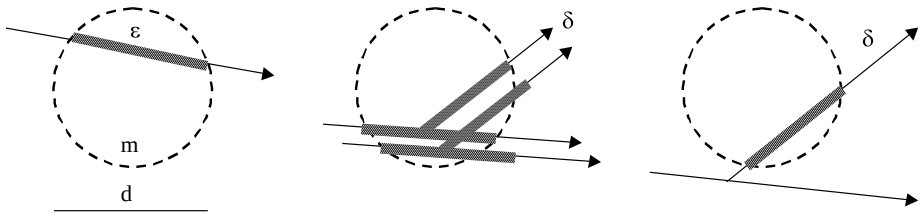
Variation en fonction de la profondeur (échelle log-log)

Ainsi, lors des premiers millimètres de pénétration dans la matière d'un rayonnement photonique, l'équilibre électronique n'est pas encore atteint, et la dose absorbée reste inférieure au KERMA. Au delà de la profondeur Pm d'atteinte de cet équilibre électronique, dans chaque volume élémentaire du matériau traversé, la dose absorbée comprend au moins toute l'énergie cinétique initiale créée.

De plus, dans ces conditions d'équilibre électronique, on peut dire, en première approximation, que la dose absorbée (énergie absorbée par unité de masse) est très fortement corrélée au TEL (énergie perdue par unité de longueur).

<u>Limites</u> : Ces notions, qui ont souvent valeurs de moyennes, perdent une grande partie de leurs sens dès lors que l'on considère des volumes d'irradiation trop petits (revoir la notion de sphère élémentaire). C'est le problème rencontré dans le domaine de la **microdosimétrie**. Ainsi dans le cas où l'irradiation de cellules n'affecte qu'un petit nombre d'entre elles, la section efficace est beaucoup plus pertinente et le nombre de cellules « touchées » est mieux exprimé par le produit de la fluence particulaire par la section efficace de la cellule pour le critère étudié. Il en est de même avec les ions lourds pour lesquels l'hétérogénéité de la dose devient extrême.

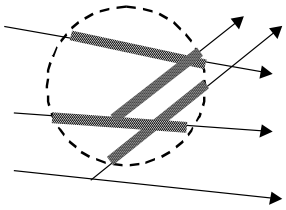
D'autres grandeurs microdosimétriques sont utilisées, elles se basent plus sur les évènements produits le long des trajectoires. L' événement est exprimée par l'énergie ε déposée par la particule primaire ou les δ auxquels elle donne naissance. L'énergie linéale est définie par $\frac{\varepsilon}{\bar{d}}$ où $\bar{d}$ est la longueur moyenne de la traversée d'une particule (2/3 du diamètre d d'une sphère). L'effet global sur la matière va dépendre de l'énergie déposée au total dans ce volume (de masse m) par les différents « évènements » produits au cours de l'irradiation. Cette grandeur présente une fluctuation statistique, mais sa valeur moyenne correspond à la dose absorbée D.



$\bar{d} = 2/3 \,.\, d$

Par événement :

Energie déposée :	ε	
Energie linéale :	$\varepsilon / \bar{d}$	(keV / µm)
Energie spécifique :	ε / m	(gray)



Pour l' irradiation :

Energie totale déposée :	$\Sigma\varepsilon$	
Energie spécifique :	$Z = \Sigma\, \varepsilon / m$	(gray)
Dose absorbée :	$D = \overline{Z}$	(gray)

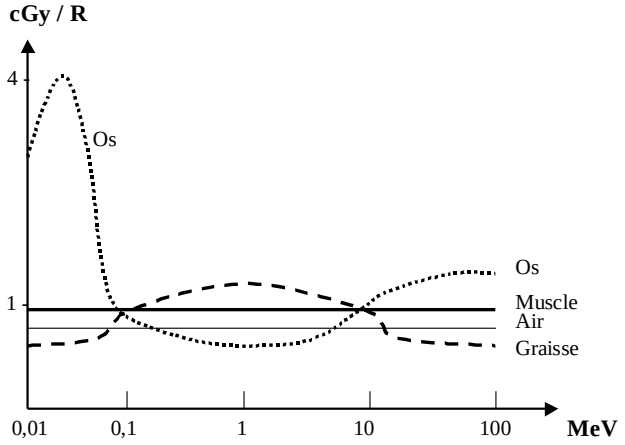
5.3.8. Relation entre dose absorbée et dose d'exposition

La dose d'exposition, utilisable seulement pour les photons, est mesurée dans l'air à l'aide, notamment, de chambres d'ionisation. Lorsque l'équilibre électronique est réalisé dans la paroi air-équivalent, on a vu que la mesure de l'ionisation dans la chambre permettait de connaître l'exposition.

Dans le cas simple où le matériau absorbant est l'air, et dans les conditions d'équilibre électronique : $\mathbf{D_{air}}$ (cGy) = **0,877** x EXPOSITION (röntgen)

Dans le cas d'un matériau quelconque, et sous la condition de l'équilibre électronique, les doses absorbées dans le matériau m et celles dans l'air sont pour un même faisceau de photons, dans le rapport que leurs coefficients massiques d'atténuation. Par conséquent,

$$D_m = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_m}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{air}} \cdot D_{air}$$



Ainsi, dans le cas de l'eau et donc des **tissus mous** biologiques (en première approximation), dans le domaine des photons d'énergie comprise entre 0,2 et 10 MeV, et dans les conditions d'équilibre électronique, on peut estimer la relation :

$\mathbf{D_{eau}}$ (cGy) = **0,93** x EXPOSITION (röntgen) soit 6% de plus que dans l'air

Toutefois, dans les conditions d'équilibre électronique, **l'os** absorbe jusqu'à 4 cGy par röntgen pour les photons de très basse énergie, ceci est dû à son comportement très différent de celui de l'air vis-à-vis de l'effet photoélectrique.

5.4. Grandeurs utilisées dans le domaine de la radiobiologie

Ces grandeurs physiques même bien définies comme la dose absorbée qui correspond à l'énergie communiquée par le rayonnement en un point par unité de masse du milieu ne peut suffire à prédire les effets biologiques des irradiations. Ces effets vont dépendre également de la nature des rayonnements et des modalités d'irradiations (qui conditionneront la répartition spatiale des ionisations) ainsi que de la nature des tissus irradiés. Les rayonnements à fort TEL induiront par exemple des lésions qui dépasseront les capacités de réparation cellulaire.

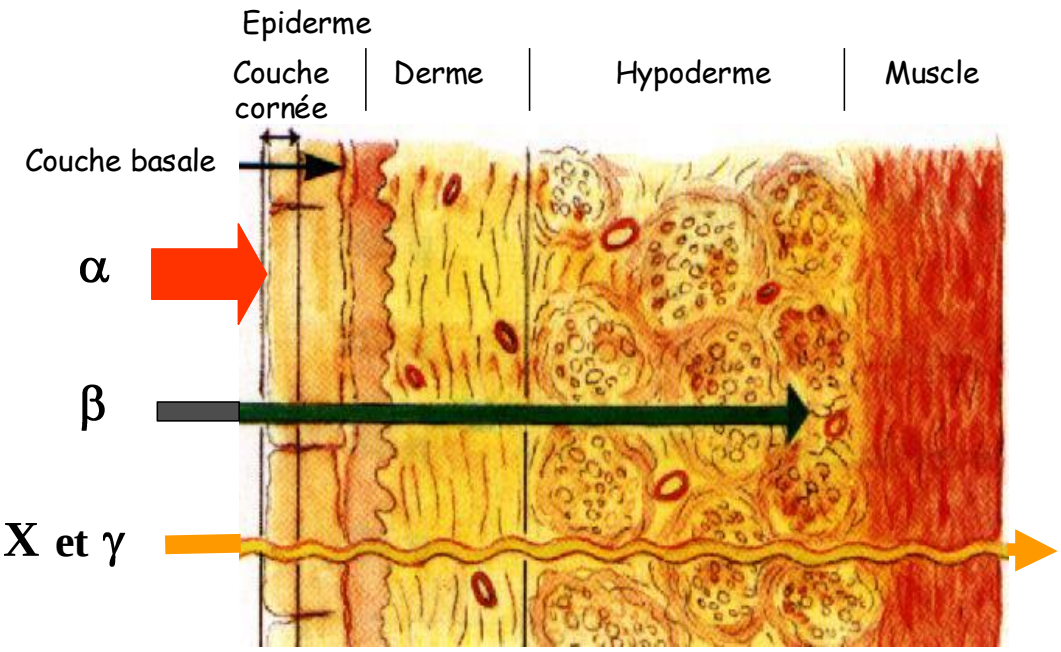
5.4.1 Dose absorbée en un point et dose absorbée moyenne

La dose absorbée n'est définie rigoureusement qu'en un point d'un milieu donné (avec les limites de la notion de sphère élémentaire). Ainsi selon l'homogénéité du champ d'irradiation, de la nature du rayonnement, et de son absorption dans un milieu biologique, il peut y avoir déjà une grande différence entre cette dose absorbée en un point d'un tissu ou d'un organe et une dose absorbée moyenne pour ce même tissu ou organe. Cette dernière notion de dose absorbée moyenne pour un tissu ou un organe reste toutefois très utile dans le domaine de la radioprotection.

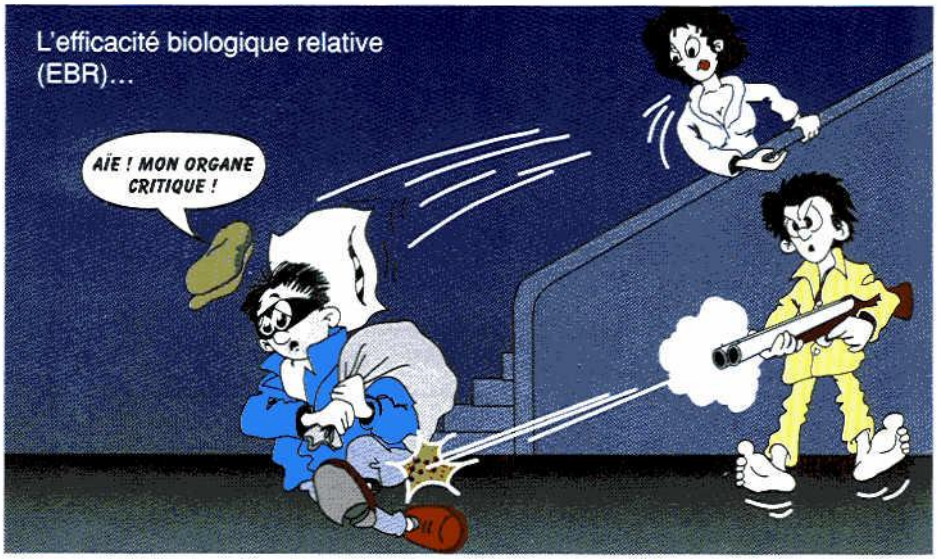
5.4.2. « Mid-Line-Tissue-Dose free in air » (MLTD)

Quand un animal irradié est assez volumineux, il est parfois utilisé dans la littérature anglo-saxonne une « Mid-Line-Tissue-Dose free in air » (MLTD) qui représente la dose qui serait absorbée par 1 cm^3 de cet animal placé dans le plan sagittal de ce dernier et ceci dans l'air, l'animal n'étant plus présent. Cette notion est difficile à exploiter compte tenu de l'hétérogénéité des tissus de l'animal qui entoure ce volume, de l'absorption parfois très forte du rayonnement le long de la traversée de l'animal (fort gradient dans le cas des neutrons par exemple).

Rappel sur la pénétration des rayonnements au niveau de la peau :



5.4.3. Efficacité Biologique Relative ou EBR



Tout comme recevoir un kilo de plume sur la tête ne fait pas aussi mal que de recevoir un kilo de plomb sur la tête, à quantité égale d'énergie absorbée, toutes les irradiations ne conduiront pas aux mêmes effets biologiques.

Ces derniers vont dépendre de nombreux facteurs, dont notamment :

- la nature du rayonnement, le spectre énergétique, la dose, le débit de dose conditionnant la répartition spatiale des ionisations ;
- le tissu ou l'organe traversé, le volume irradié, les capacités de réparation du système biologique

On a donc introduit la notion d'Efficacité Biologique Relative ou EBR pour pondérer les doses absorbées afin de prédire les effets biologiques des irradiations.

L'EBR d'un rayonnement « 2 » par rapport à un rayonnement de référence « 1 » est un coefficient sans dimension de pondération égal au rapport inverse des doses nécessaires pour atteindre **un même niveau d'effet biologique déterminé**. Il existe donc une infinité d'EBR, autant qu'il peut y avoir de conditions expérimentales et d'effets observés. Cette notion d'EBR sera amplement développée dans les cours suivants.

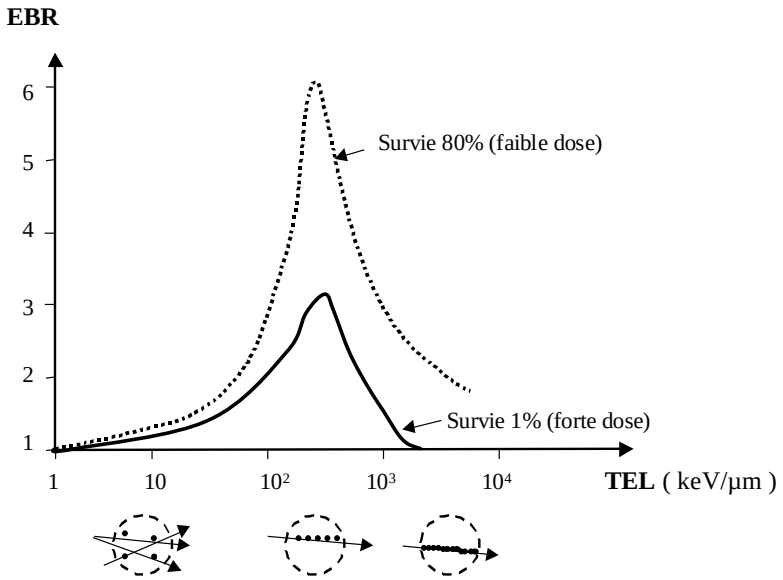
$$EBR_{2/1} = \frac{\text{Dose nécessaire du rayonnement de référence } (D_1)}{\text{Dose nécessaire du rayonnement étudié } (D_2)}$$

Le rayonnement choisi le plus souvent comme référence est un rayonnement de TEL inférieur ou égal à 3,5 keV / μm, qu'il s'agisse de photons ou de rayons β. Mais on peut définir une EBR par rapport à n'importe quel autre type de rayonnement pris comme référence.

L'EBR dépend donc de nombreux facteurs comme :

- les conditions d'irradiation : nature du rayonnement, spectre énergétique, dose, débit de dose, fragmentation et étalement de la dose, répartition volumique de la dose
- le rayonnement pris comme référence
- le modèle biologique étudié
- l'effet biologique étudié
- les conditions environnementales (oxygénation etc…)

et sa valeur n'a de sens que si l'on définit toutes ces conditions de mesure.



EBR de cellules rénales humaines en fonction du TEL (d 'après Todd, 1967)

Sur cette figure sont représentées les variations de l'EBR en fonction du TEL pour des cellules rénales humaines. Deux courbes sont tracées, l'une concernant une survie de 80% (faible dose), l'autre une survie de 1% (forte dose). Ces courbes montrent que l'EBR varie en fonction du TEL, mais qu'elle dépend également de la dose. Pour les rayonnements à TEL faible (donc de faible densité linéique d'ionisation), plusieurs trajectoires sont nécessaires pour tuer chaque cellule. La quantité d'énergie déposée par le passage d'une particule augmente avec le TEL et il faut moins de trajectoires pour tuer la cellule ; il en résulte une augmentation de l'EBR. Une EBR maximale est atteinte quand une seule trajectoire délivre en moyenne juste assez d'énergie pour tuer la cellule. Au-delà, le passage d'une seule trajectoire dépose plus d'énergie qu'il n'est nécessaire pour tuer la cellule : il y a « gaspillage d'énergie » et diminution de l'EBR (puisque par définition, l'EBR est un rapport de doses nécessaires pour produire un effet donné).

Une valeur d'EBR s'attache donc à un protocole expérimental particulier et ne permet pas de caractériser un rayonnement de façon générale.

En radiobiologie et en radiopathologie, on utilisera une dose absorbée en gray ou une « dose biologique équivalente » en gray si l'on connaît la valeur de l'EBR pour l'effet considéré.

$$\text{Dose biologique équivalente}_1 = \text{Dose absorbée}_2 \times \text{EBR}_{2/1}$$

5.5. Grandeurs exclusivement utilisées dans le domaine de la radioprotection

Dans le domaine de la radioprotection, c'est-à-dire dans ce domaine de la protection des personnes contre le danger des radiations qui concerne essentiellement les faibles doses et faibles débit de doses, ce sont les effets stochastiques qui vont être les facteurs limitants pour l'évaluation des risques.

En 1990, la CIPR (ICRP ou International Commission on Radiological Protection) introduit avec sa publication n° 60 un nouveau système de protection radiologique, source d'inspiration de la Directive européenne 96/29/Euratom du 13 mai 1996 « fixant les normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants ». Cette directive a déjà été transposée en droit français par :

- l'ordonnance n° 2001-270 du 28 mars 2001
- le décret n° 2001-215 du 8 mars 2001

Ces textes entérinent de nouvelles grandeurs de « protection », la **dose équivalente** à l'organe et la **dose efficace**, grandeurs non mesurables relatives au corps humain. Ces grandeurs sont des grandeurs calculées à partir de doses absorbées moyennes par organe exprimées en gray corrigées par des facteurs de pondération relatifs au rayonnement (facteurs de pondération « radiologique » Wr) ou aux tissus ou organes (facteurs de pondération « tissulaire » Wt) afin de prendre en compte, pour ces faibles doses, essentiellement les risques de mortalités par cancer ou effets génétiques.

Ces grandeurs remplacent l'équivalent de dose et l'équivalent de dose efficace de la publication n° 26 de la CIPR (1977). Les changements portent principalement sur la définition des organes critiques considérées, l'utilisation de nouveaux facteurs de pondération radiologiques et tissulaires. Ces changements résultent de l'évolution des connaissances sur les risques, de la prise en compte de nouveaux risques comme l'induction de cancers non mortels ou le raccourcissement de la durée de vie.

Cette notion de dose efficace et son unité, le sievert, ont donc été conçues pour simplifier la gestion de la radioprotection humaine, avec l'ambitieux objectif, d'évaluer les risques de certaines maladies radio-induites de type stochastique, et ceci quels que soient les débits de dose, les doses (du moins dans ces domaines de doses et débits de dose qui concernent la radioprotection), la nature de l'irradiation, les caractéristiques de l'individu irradié. Ces notions sont fondées sur le principe d'une relation linéaire sans seuil entre ces doses et les probabilités d'apparition de ces maladies. Si ces notions sont des notions très utiles qui ont permis notamment d'établir des limites de doses réglementaires, elles sont susceptibles d'évoluer pour corriger certaines imperfections comme des sur ou sous-estimations de certains risques. En effet, les facteurs de pondération relatifs au rayonnement ou aux tissus ou organes restent malgré tout approximatifs et souvent encore trop majorants, ils ont été obtenus soit par extrapolation à partir de doses et de débits de dose plus élevés, soit en faisant appel à des modèles mathématiques encore contestés.

Dans sa publication 103, la CIPR a, en 2007, notamment révisé ces facteurs de pondération radiologiques (essentiellement pour les neutrons) et tissulaires.

Différences entre les publications n° 26 (1977) et 60 (1996) de la CIPR

Recommandations de 1977	Recommandations de 1990	Unités
Dose absorbée moyenne sur un organe D_T	**Dose absorbée** moyenne sur un organe D_T	**gray (Gy)**
Facteur de qualité moyen Q (calculé par interpolation à partir de couples de valeurs numériques de Q et de TLE)	**Facteur de qualité** selon une nouvelle relation Q = f(TLE) (formule mathématique)	sans dimension
Facteur de qualité moyen Q (moyenne de Q pondérée par le TLE sur le spectre TLE)	Facteur de pondération relatif au rayonnemenst w_R (tiré des EBR sur les organes)	sans dimension
Équivalent de dose en un point : H = D.Q	**Équivalent de dose en un point :** H = D.Q (définition inchangée, mais utilisation limitée aux grandeurs opérationnelles de l'ICRU)	sievert (Sv)
Équivalent de dose moyen sur l'organe T : H_T = moyenne de H sur l'organe	**Dose équivalente à l'organe T :** $H_{T,R} = w_R.D_{T,R}$ w_R = Facteur de pondération radiologique appliqué à la dose moyenne $D_{T,R}$ dans l'organe	**sievert (Sv)**
Équivalent de dose efficace : $E = \sum_T w_T.H_T$ w_T = Facteur de pondération relatifs aux tissus (6 facteurs spécifiés)	**Dose efficace :** $E = \sum_T w_T.H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R.D_{T,R}$ w_T = Facteur de pondération relatifs aux tissus (12 facteurs spécifiés)	**sievert (Sv)**

Dose absorbée D

Énergie absorbée par unité de masse

$$D = \frac{d\overline{E}}{dm}$$

où :

$d\overline{E}$ est l'énergie moyenne communiquée par le rayonnement ionisant à la matière dans un élément de volume,

dm est la masse de la matière contenue dans cet élément de volume.

Dans la directive 96/29/Euratom, le terme « dose absorbée » désigne la dose **moyenne** reçue par un tissu ou un organe.

L'unité de dose absorbée est le **gray (Gy)**.

Dose équivalente H_T

Dose absorbée par le tissu ou l'organe T, pondérée suivant le type et la qualité du rayonnement R.

$$H_{T,R} = w_R . D_{T,R}$$

où :

$D_{T,R}$ est la moyenne pour l'organe ou le tissu T de la dose absorbée du rayonnement R

w_R est le facteur de pondération radiologique appliqué à la dose moyenne $D_{T,R}$ dans l'organe.

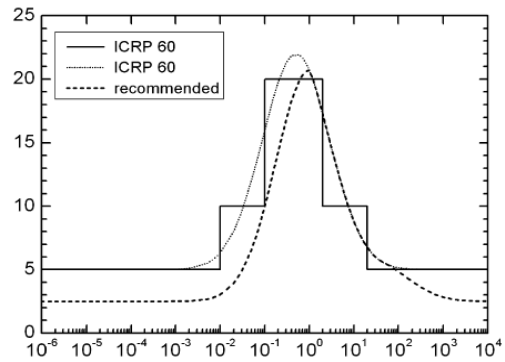
Lorsque le champ de rayonnement comprend des rayonnements de types et d'énergie correspondant à des valeurs différentes de **w_R** , la dose équivalente totale **H_T** est donnée par la formule :

$$H_T = \sum_R w_R . D_{T,R}$$

Les valeurs appropriées de w_R sont fixées de façon réglementaire :

Type et gamme d'énergie	Facteur de pondération radiologique w_R (Publication 103 CIPR 2007)
Photons (toutes énergies)	1
Électrons (toutes énergies)	1
Neutrons : fonction continue de l'énergie	
Moins de 10 keV	2 ,5
De 10 keV à 1 MeV	↗ de 2,5 à 20
De 1 MeV à 1 GeV	↘ de 20 à 2,5
Plus de 1 GeV	2,5
Protons	2
Particules α, fragments de fission, noyaux lourds	20

Wr des neutrons



Energie des neutrons en MeV

L'unité de dose équivalente est le **sievert (Sv)**.

Dose efficace E

C'est la somme des doses équivalentes pondérées délivrées aux différents tissus et organes du corps par l'irradiation. Cette somme peut être considérée comme la dose fictive qui, si elle était administrée de façon uniforme au corps entier, entraînerait le même préjudice pour la santé (même nombre de cas de mortalité par cancer ou effets génétiques notamment) que l'ensemble des doses, plus ou moins différentes les unes des autres, réellement reçues par les divers organes ou tissus. Elle est définie par la formule :

$$E = \sum_T w_T . H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R . D_{T,R}$$

où :

w_T est le facteur de pondération tissulaire valable pour le tissu ou l'organe T. Ce facteur représente la contribution de cet organe au risque global pris en compte pour tout l'organisme. Il est donc normal que la somme de tous ces facteurs sur l'ensemble de l'organisme soit égal à 1.

Les valeurs appropriées de w_T sont fixées de façon réglementaire :

Tissu ou Organe	Facteur de pondération tissulaire w_T (Publication 103 CIPR 2007)
Moelle osseuse rouge	0,12
Colon	0,12
Poumons	0,12
Estomac	0,12
Seins	0,12
Gonades	0,08
Foie	0,04
Vessie	0,04
Œsophage	0,04
Thyroïde	0,04
Peau	0,01
Surface des os	0,01
Cerveau	0,01
Glandes salivaires	0,01
Autres	0,12
	Total = 1

L'unité de dose équivalente reste le **sievert (Sv)**.

Rappelons que ces notions de dose équivalente et efficace et leur unité « le sievert » n'ont été conçues que pour les besoins de la radioprotection humaine afin d'évaluer les risques de certaines maladies radio-induites de type stochastique. Elles ne peuvent pas servir en toute rigueur pour apprécier d'autres dommages biologiques.

Pour les irradiations internes, les mêmes concepts restent applicables, mais pour mieux qualifier les conséquences d'une incorporation étalées dans le temps, on parlera plus volontiers de :

Dose équivalente engagée $H_T(\tau)$

Intégrale sur le temps (τ) du débit de dose équivalente au tissu ou à l'organe T qui sera reçue par un individu à la suite de l'incorporation de matière radioactive. Pour une incorporation d'activité à un moment donnée t_0, elle est définie par la formule :

$$H_T(\tau) = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \overset{o}{H}_T(t).dt$$

où :

$\overset{o}{H}_T(\tau)$ est le débit de dose équivalente à l'organe ou au tissu T au moment t

τ , la période sur laquelle l'intégration est effectuée.

Dans $H_T(\tau)$, τ est indiquée en années. Si la valeur de τ n'est pas donnée, elle est implicitement, pour les adultes, de 50 ans et, pour les enfants, du nombre d'années restant jusqu'à l'âge de 70 ans.

L'unité de dose équivalente engagée reste le **sievert (Sv)**.

Dose efficace engagée $E(\tau)$

Somme des doses équivalentes engagées dans les divers tissus et organes $H_T(\tau)$ par suite de l'incorporation de matière radioactive, multipliées chacune par le facteur de pondération tissulaire w_T approprié. Elle est donnée par la formule :

$$E(\tau) = \sum_T w_T.H_T(\tau)$$

où :

$\mathbf{w_T}$ est le facteur de pondération tissulaire valable pour le tissu ou l'organe T.

Les valeurs appropriées de w_T sont fixées par la législation.

L'unité de dose équivalente reste le **sievert (Sv)**.

Grandeurs dosimétriques « opérationnelles »

A ces concepts de grandeurs de protection relatifs au corps humain non mesurables mais seulement déterminées par le calcul, l'ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) a instauré des **grandeurs « opérationnelles »** destinées à fournir des approximations raisonnables (**« estimateurs majorants »**) des grandeurs de protection de la CIPR développées pour les besoins et l'étalonnage pratique de l'instrumentation affectée aux surveillances de l'environnement et des personnes (rapport ICRU 39, 43, 47, 51).

Dans le cadre de la radioprotection, le passage de grandeurs physiques primaires mesurables (KERMA, exposition, dose absorbée) aux grandeurs opérationnelles se fait le plus souvent, par

l'adoption de coefficient de conversion établis lors des étalonnages. Des normes internationales et nationales fixent les procédures de ces étalonnages.

C'est pourquoi, depuis 1985, les commissions internationales recommandent que les instruments de radioprotection soient directement étalonnés en terme de grandeurs opérationnelles.

Les décrets n° 98-1185 et 98-1186 du 24 décembre 1998 ont rendu obligatoire la dosimétrie opérationnelle à partir du 31 décembre 1999 (dosimétrie active individuelle).

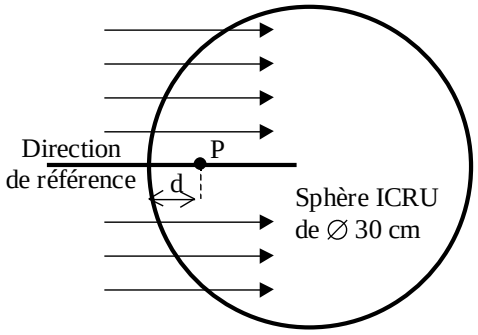
Les grandeurs opérationnelles introduites par l'ICRU sont basées sur le concept de l'équivalent de dose en un point donné dans la sphère ICRU composée d'oxygène (76,2%), de carbone (11 ,1%), d'hydrogène (10,1%) et d'azote (2,6%), et d'un diamètre de 30 cm et de masse volumique de 1 $g.cm^{-3}$. L'ICRU a aussi modélisé le champ de rayonnement en définissant :

- le champ expansé : champ dérivé du champ réel, où la fluence et ses distributions directionnelle et énergétique ont les mêmes valeurs dans tout le volume concerné que le champ réel au point de référence
- le champ expansé et unidirectionnel : champ de rayonnement dans lequel la fluence et ses distributions directionnelle et énergétique sont les mêmes valeurs que le champ expansé mais où la fluence est unidirectionnelle.

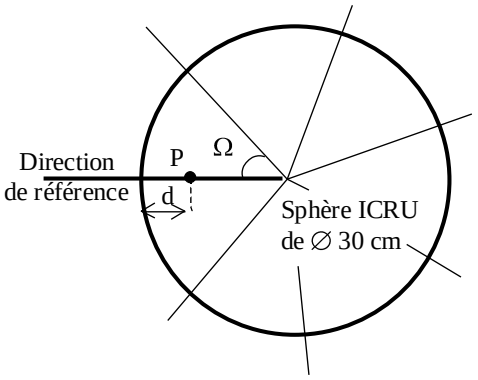
Surveillance de l'environnement :

Deux concepts liant le champ de rayonnement externe à la dose efficace et équivalente dans la peau sont introduits en vue de la surveillance de l'environnement et de la surveillance de zone :

L'équivalent de dose ambiant H*(d), en un point du champ de rayonnement est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé et unidirectionnel correspondant, dans la sphère ICRU, à une profondeur « d », sur le rayon opposé à la direction du champ unidirectionnel. Il est souvent convenu des valeurs suivantes de « d » :
d = 10 mm pour les rayons fortement pénétrants
d = 0,07 mm pour les rayons faiblement pénétrants (dose à la peau)



L'équivalent de dose directionnel H'(d,Ω), en un point du champ de rayonnement, est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé correspondant, dans la sphère ICRU, à une profondeur « d », sur un rayon opposé dont la direction Ω est spécifiée.



Pour ces deux grandeurs, l'unité reste le **sievert (Sv)**.

Surveillance individuelle :

Un concept simplifié a été introduit par l'ICRU pour la surveillance dosimétrique individuelle :

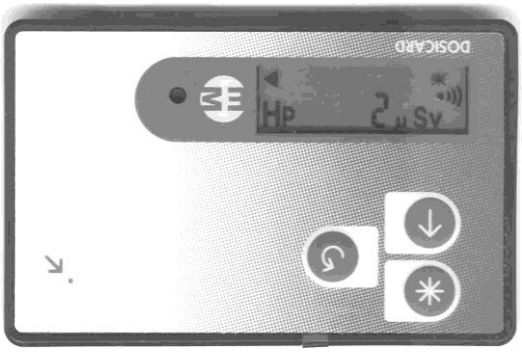
L'équivalent de dose individuel ou personnel Hp(d) est l'équivalent de dose dans les tissus mous, à une profondeur appropriée « d », en un point spécifié du corps. Il est souvent convenu des valeurs suivantes de « d » :
d = 10 mm pour les rayons fortement pénétrants
d = 0,07 mm pour les rayons faiblement pénétrants (dose à la peau).

L'unité reste le **sievert (Sv)**.

Dosimétrie opérationnelle

La qualité d'un instrument de radioprotection réside dans sa capacité à répondre correctement aux grandeurs opérationnelles H*(d) et H'(d,Ω) définies pour les instruments de mesure d'ambiance et Hp(d) pour les dosimètres individuels. Des normes internationales et nationales fixent les spécifications relatives à ces instruments, notamment vis-à-vis de leurs réponses angulaires et en énergie et débit de dose, ainsi que les procédures de leurs étalonnages. Ces instruments ne peuvent pas être détournés de l'utilisation à laquelle ils sont dédiés. Ainsi un dosimètre opérationnel « poignet » ne peut pas être utilisé comme dosimètre « poitrine » puisqu' étalonné sur un fantôme de plus petite dimension simulant la rétrodiffusion du doigt ou des bras. Chaque dosimètre est étalonné pour certains types de rayonnement (nature, spectre énergétique, débit, incidence etc…).

Les dosimètres électroniques (diodes silicium) sont souvent utilisés pour la dosimétrie active individuelle.



Exemple le DOSICARD est étalonné en Hp(10), donc en sievert, conformément aux exigences de la norme EN 45001 : le dosimètre est placé au centre de la face avant d'un fantôme approprié (qui reproduit le rayonnement diffusé par le corps humain) et soumis pendant 10 mn à un champ expansé de 0,1 Gy/h de géométrie canalisée. L'énergie des photons utilisés est de 662 keV (^{137}Cs). Les résultats de mesure obtenus permettent de déterminer le facteur d'étalonnage Nhp(10) entré dans le dosicard. Il possède de plus les caractéristiques suivantes :

- ✓ sensibilité : 100 coups par µSv
- ✓ réponse en énergie : < +/- 30% de 50 keV à 2 MeV

- ✓ réponse angulaire : < +/- 20% dans un cône de 90° pour les photons du ^{60}Co
- ✓ étendue de mesure : 1 µSv à 10 Sv, 1 µSv/h à 1 Sv/h
- ✓ précision de mesure : < +/- 15% au ^{137}Cs jusqu'à 1 Sv/h

Il ne donnera bien sûr qu'une indication en Hp(10) ou en débit de dose qu'au point où se situe la diode repérée par une flèche sur le dosicard, et cela dans les limites de ses spécifications techniques.

5.6. CONCLUSIONS

Exposer un tissu biologique à un rayonnement ionisant conduit à lui faire absorber de l'énergie (Dose absorbée). Cette énergie absorbée va entraîner un certain nombre de réactions biologiques qui conduiront éventuellement à un effet biologique observable s'il n'est pas correctement réparé ou compensé.

Pour l'intercomparaison de l'efficacité des différents rayonnements ionisants, le radiobiologiste aura besoin d'évaluer l'EBR du rayonnement étudié pour l'effet biologique recherché sur son modèle.

Dans le domaine particulier des faibles doses, où toute apparition d'effets déterministes est exclue, on pourra évaluer certains risques stochastiques par l'utilisation de facteurs de pondération relatifs au rayonnement ou aux tissus et organes irradiés. On obtiendra alors des doses équivalentes et des doses efficaces.

Ces doses équivalentes ou efficaces intégrées au niveau de groupes ou de populations conduiront alors à des doses collectives, paramètres indispensables aux radioprotectionnistes pour l'application des principes de justification et surtout d'optimisation.

La notion de dose revêt donc des aspects très spécifiques aux domaines où elle s'applique et il est donc absolument nécessaire d'en connaître les domaines de définition afin d'éviter tout risque de confusion et toute utilisation fallacieuse.

6. POUR EN SAVOIR PLUS :

- ✓ F. GREMY et J. PERRIN "Éléments de biophysique" Tome II. Flammarion Médecine - Sciences. Paris, France.
- ✓ R. GRANIER et D.J. GAMBINI "Radiobiologie & Radioprotection appliquées" Éditions Médicales Internationales. Paris, France.
- ✓ D.J. GAMBINI et R. GRANIER "Manuel pratique de Radioprotection" Éditions Médicales Internationales. Paris, France.
- ✓ M. TUBIANA, J. DUTREIX et A. WAMBERSIE "Radiobiologie" Hermann éditions, Paris,France.
- ✓ Site Internet de la Société Internationale de Radiobiologie de Langue Française http://sirlaf.free.fr/