

# L'atome dans le modèle standard

## Le modèle standard : Fermions et Bosons

**Bosons** : particules échangées lors d'interactions entre particules de la matière

**Fermions** : particules élémentaires de la matière impliquées à la fois dans la matière inerte et vivante

La famille des fermions (spin demi-entier) est composée de plusieurs entités :

- **6 quarks** (+ 6 anti-quarks)

u	c	t	$\frac{2}{3}e$
d	s	b	$-\frac{1}{3}e$

- **6 leptons** (+ 6 anti-leptons)

$e$	$\mu$	$\tau$	$-e$
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0

$e$  : électron et ( $\tau > \mu > e$ ) en masse

$\nu$  : neutrino (masse très faible)

Les particules d'anti-matière (anti-leptons et anti-quarks) sont de charge opposée à la charge de la particule initiale.

Les quarks ne sont jamais observés tout seul mais par paire ou par triplet

⇒ **Proton** (uud) : charge  $e$

⇒ **Neutron** (udd) : charge nulle

Le proton et le neutron font partis de la famille des **hadrons** (assemblage de particules élémentaires).

Les bosons (spin entier) jouent un rôle de colle : **4 interactions fondamentales**

$I/I_f$  : intensité de l'interaction

**Boson** : particule échangée lors de l'interaction

**Cible** : particules soumises à cette interaction

**Portée** : longueur max. où l'interaction est encore présente

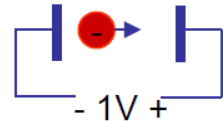
INTERACTION	BOSON	CIBLE	PORTEE	$I/I_f$
FORTE	8 GLUONS	HADRONS	1 fm	1
ELECTRO-MAGNETIQUE	PHOTON	CHARGEES	$\infty$	$10^{-3}$
FAIBLE	$Z^0, W^+, W^-$	TOUTES	$10^{-3}$	$10^{-5}$
GRAVITATION	GRAVITON ?	MASSIQUES	$\infty$	$10^{-38}$

## Unités en physique atomique

### Energie : électron-volt (eV)

1 eV = énergie cinétique acquise par un électron qui passe, dans le vide, d'un point à un autre ayant un potentiel supérieur de 1 volt

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joules}$$



### Masse

#### Unité de masse atomique = $u$

1  $u$  = masse d'un atome de carbone 12

$$1 \text{ u} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Au repos :  $E = m \cdot c^2$

$$1 \text{ u} = 931 \text{ MeV}$$

# Modèles atomiques

- Modèle atomique de Rutherford**



$Z$  = numéro atomique

$A$  = nombre de masse

**Isotope** : même  $Z$

**Isobare** : même  $A$

**Isotone** : même  $N (= A - Z)$

Dimensions des nucléons  $r \approx 1,4 \text{ fm} (1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m})$

Dimension du noyau  $R \approx 10 \text{ fm}$

⇒ Interaction forte possible entre les particules à l'intérieur du noyau

Rayon nucléaire moyen (en  $\text{fm}$ ) :  $r = 1,4 \cdot A^{1/3}$

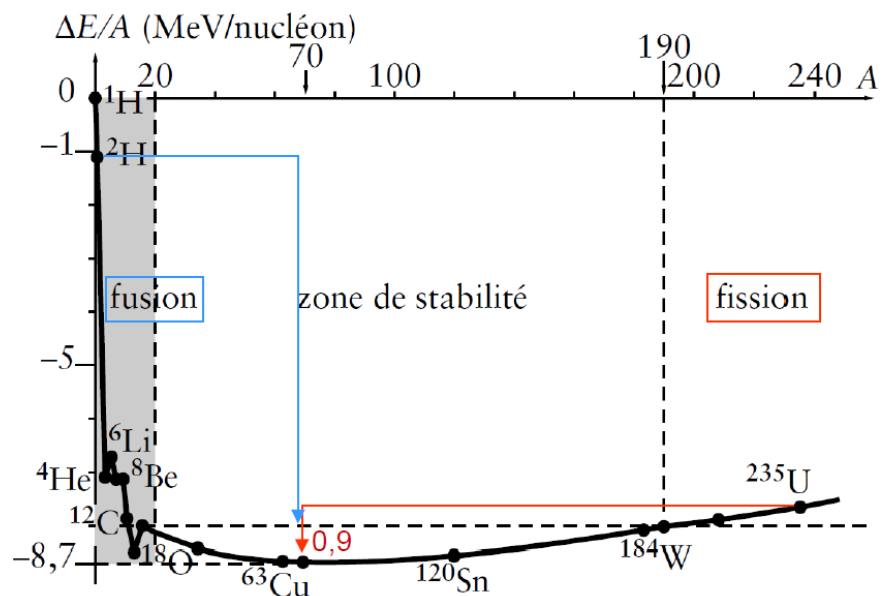
**Défaut de masse** : correspond à une énergie de liaison nucléaire par interaction forte

$$\Delta M = \frac{\Delta E}{c^2} = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M({}^A_ZX) > 0$$

$$\Delta E (J) = \Delta m (kg) \cdot c^2$$

$$\Delta E (MeV) = 931,5 \cdot \Delta m (u)$$

$$\frac{\Delta E}{A} \approx 8 \text{ MeV}$$



## Limites du modèle de Rutherford

L'électron en orbite devrait venir s'écraser sur le noyau (car perte d'énergie) et émettre des fréquences continument variables.

- **Modèle atomique de Bohr**

Dualité onde-électron : **quantification**

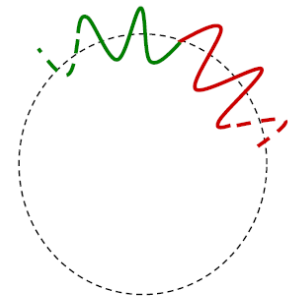
⇒ **Quantification du rayon orbital**

$$r = n^2 \cdot r_0 \quad \text{avec} \quad r_0 = \frac{0,53}{Z} 10^{-10} m$$

$$2\pi \cdot r = n \cdot \lambda$$

⇒ **Quantification de l'énergie de l'électron**

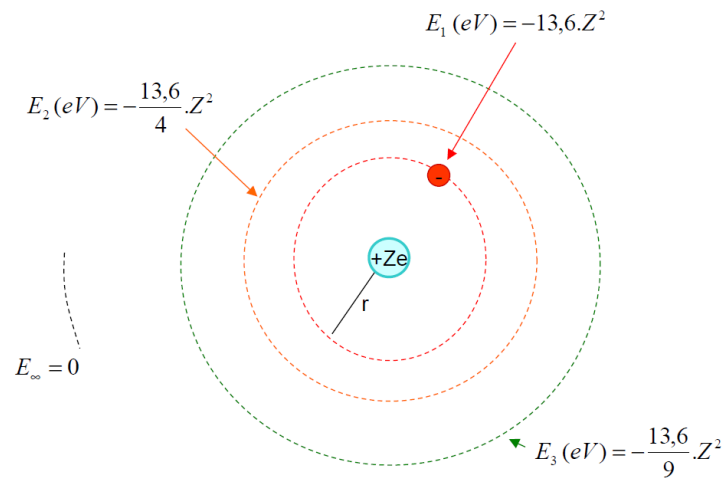
$$E(eV) = -13,6 \cdot \frac{Z^2}{n^2}$$



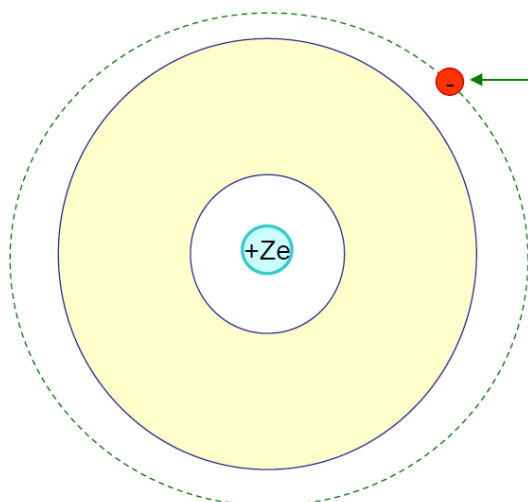
$$2\pi r = n\lambda$$

$$k = 2\pi n$$

(Valable pour un atome hydrogénoïde soit avec 1 seul électron)



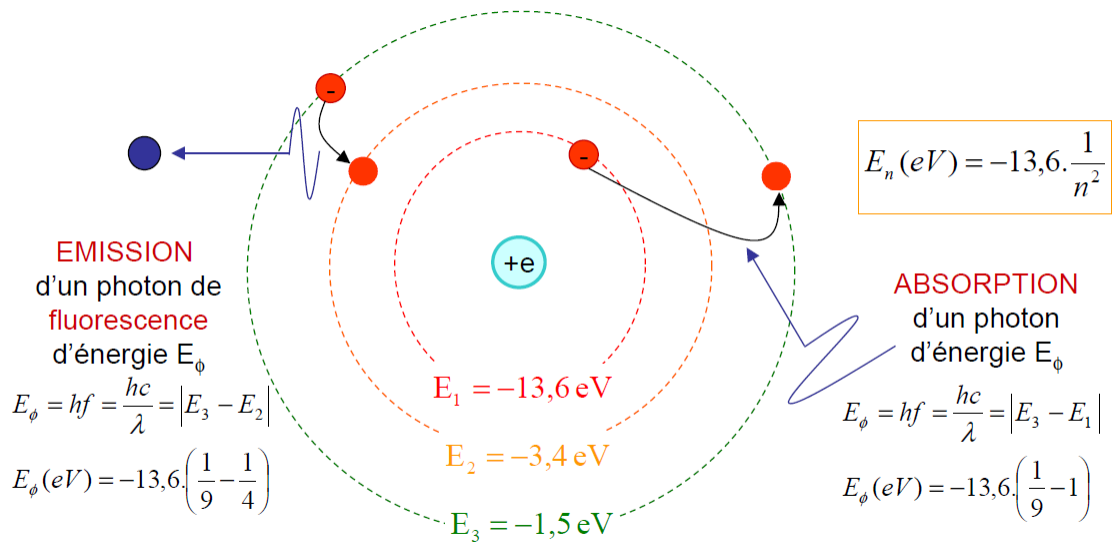
Pour un atome à plus d'un électron



**EFFET D'ÉCRAN :**  
la charge du noyau « vue »  
par l'électron périphérique  
semble diminuée de  $\sigma \cdot e$

$$E(eV) = -13,6 \cdot \frac{(Z - \sigma_{n,l})^2}{n^2}$$

Pour l'atome d'hydrogène  ${}^1_1H$



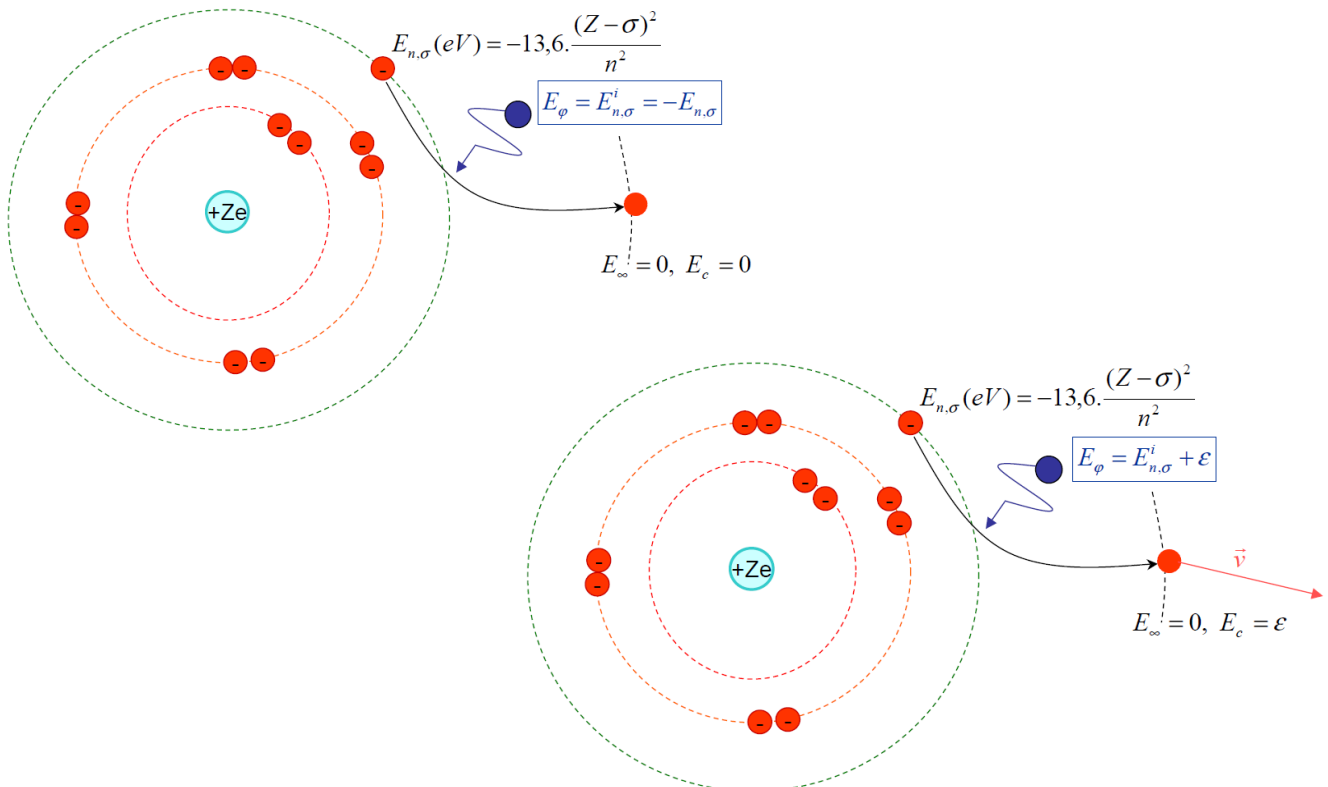
**Formule de Balmer**

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right) \quad \text{soit} \quad E_\phi = 13,6 \cdot Z^2 \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2}\right)$$

$R_H$  : constante de Rydberg

**Energie d'ionisation**  $E_{n,\sigma}^i = -E_{n,\sigma}$

C'est l'énergie minimale nécessaire pour soustraire un électron atomique à l'influence électrostatique du noyau.



## Limites du modèle de Bohr

Le modèle de Bohr est semi-classique

- « Trajectoire » de l'électron :  $2\pi \cdot r = n \cdot \lambda$

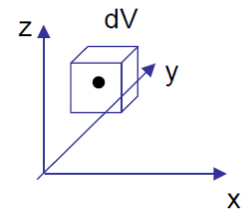
Du fait des inégalités d'Heisenberg :

- ⇒ Pas de trajectoire
- ⇒ Seulement des probabilités de présence de l'électron

## Fonction d'onde

La **fonction d'onde**  $\Psi$  d'une particule détermine sa probabilité de présence  $p$  en un lieu  $dV$  à l'instant  $t$  :

$$p = |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV$$



Equation de Schrödinger

$$E_\Psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi$$

En 3D,  $\Psi$  et  $E$  dépendent de trois nombres entiers ( $n, l, m$ ) : **nombres quantiques**

Pour un électron dans un atome,  $V \propto 1/r$  et  $\Psi(n, l, m)$

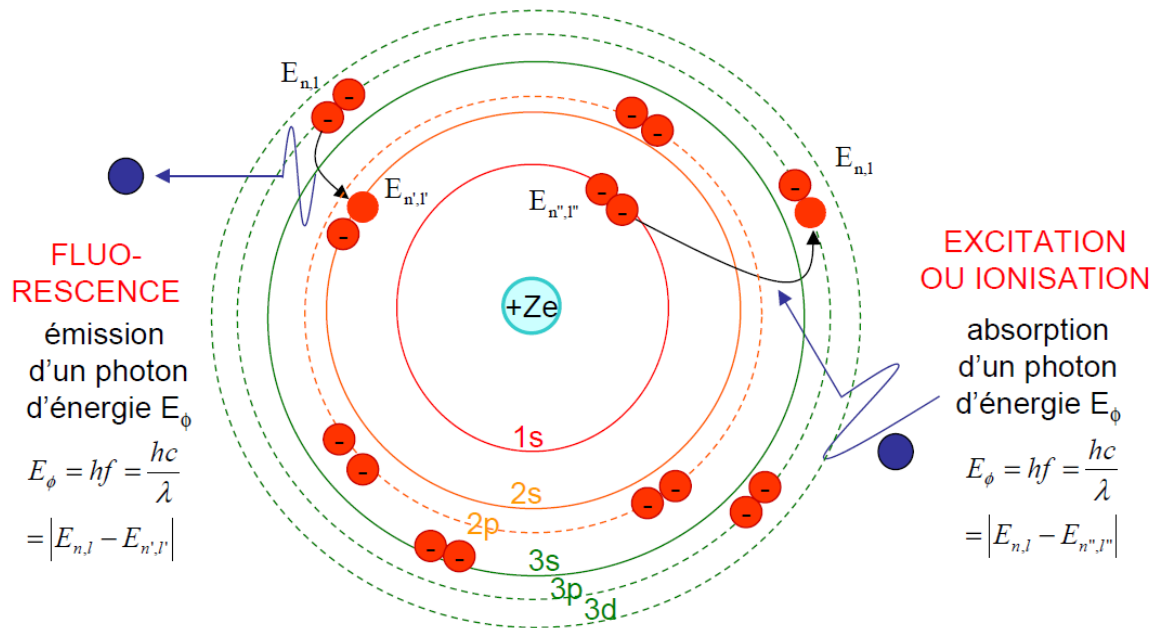
La constante d'écran  $\sigma$  dépend de  $n$  mais aussi de  $l$

	nombre quantique...	valeurs	grandeur quantifiée
n	principal	1, 2, ... (K, L, M, ...)	couche, énergie
l	secondaire	0, 1, ..., n-1 (s, p, d, f)	$\ \vec{L}\  = \ \vec{p} \wedge \vec{r}\  = \sqrt{l(l+1)}\hbar$ sous-couche, énergie
m	magnétique	-l, ..., 0, ..., l	$L_z = m\hbar$
s	spin	$-\frac{1}{2}$ ou $+\frac{1}{2}$	$\sigma_z = s\hbar$

On a au plus  $2n^2$  électrons sur la couche  $n$

**Principe d'exclusion de Pauli** : un seul électron par quadruplet ( $n, l, m, s$ )

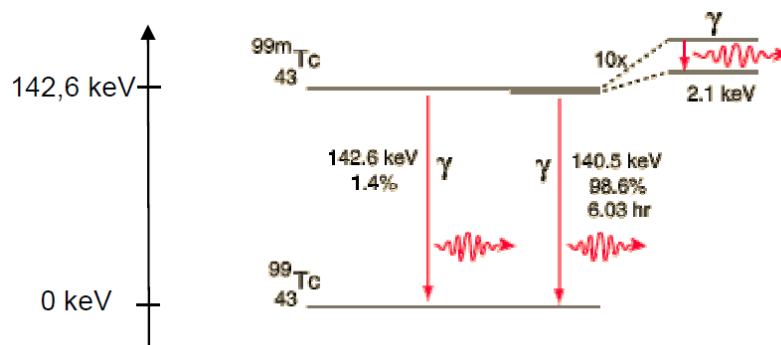
## Modèle atomique



## Modèle nucléaire

Les niveaux d'énergies des nucléons sont aussi quantifiés.

Un nucléon peut passer d'un niveau excité au niveau fondamental en émettant un photon gamma ( $\gamma$ ).



# Les rayonnements ionisants

## Nature

### Définition

Rayonnement capable d'ioniser l'électron K de l'hydrogène.

Une particule est dite ionisante si son énergie dépasse **13,6 eV**

Mais les **énergies moyennes d'ionisation** sont plus élevées :

- Dans l'eau : 32 eV
- Dans l'air : 34 eV

Les particules ionisantes d'intérêt en santé sont :

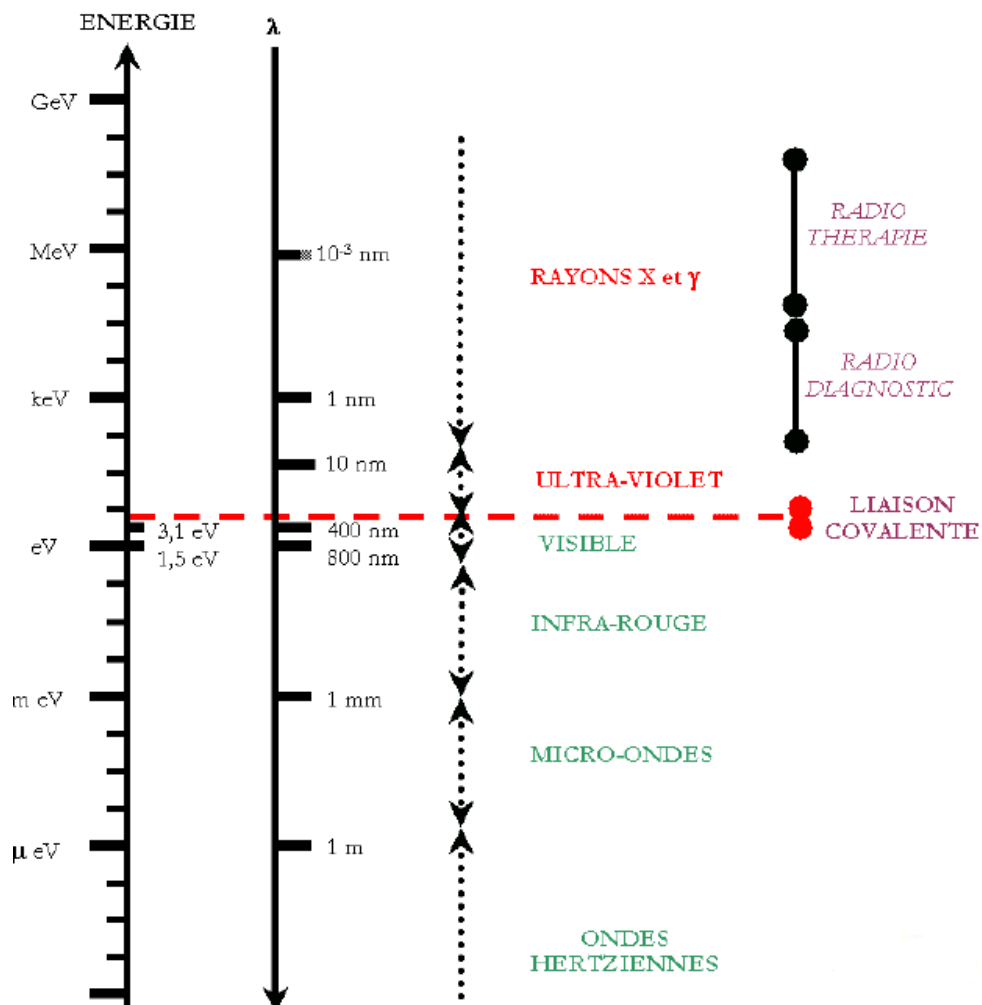
- Les neutrons, protons, électrons, particules  $\alpha$  d'énergie  $> 13,6$  eV (et leurs anti-particules)
- Les photons X et  $\gamma$

Photons ionisants :  $E_\phi \geq 13,6$  eV soit  $\lambda \leq 91$  nm

### Rayons UV

**Rayons  $\gamma$**  : produit dans le noyau ou par annihilation matière / anti-matière ( $e^+$ ,  $e^-$ )

**Rayons X** : produit au voisinage du nuage électronique



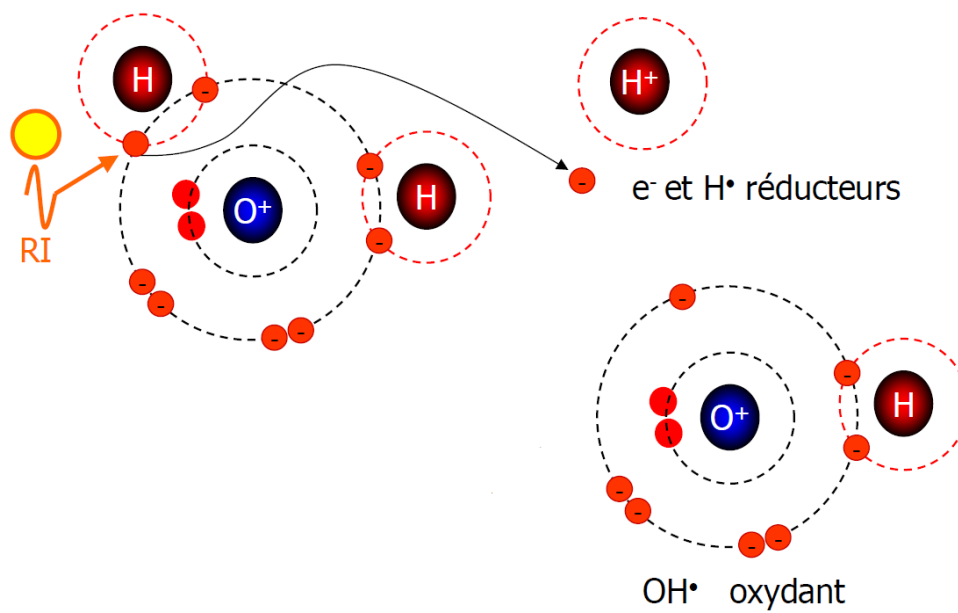


## Avantages et Inconvénients

### Inconvénients

Ils peuvent briser des liaisons covalentes, donc produire des radicaux libres qui sont très réactifs, pouvant dénaturer des molécules.

Ces radicaux libres sont produits très fréquemment par l'organisme (notamment par le métabolisme de la digestion). C'est la dose de RI qui est dangereuse par forte production de radicaux libres (peut provoquer des cancers par rupture de liaisons covalentes).



### Avantages

Ils peuvent être utilisés pour irradier des cellules pathologiques (cancers, hyperthyroïdie...).

Les photons ionisants peuvent traverser la matière, donc permettre de sonder l'intérieur d'un organisme.

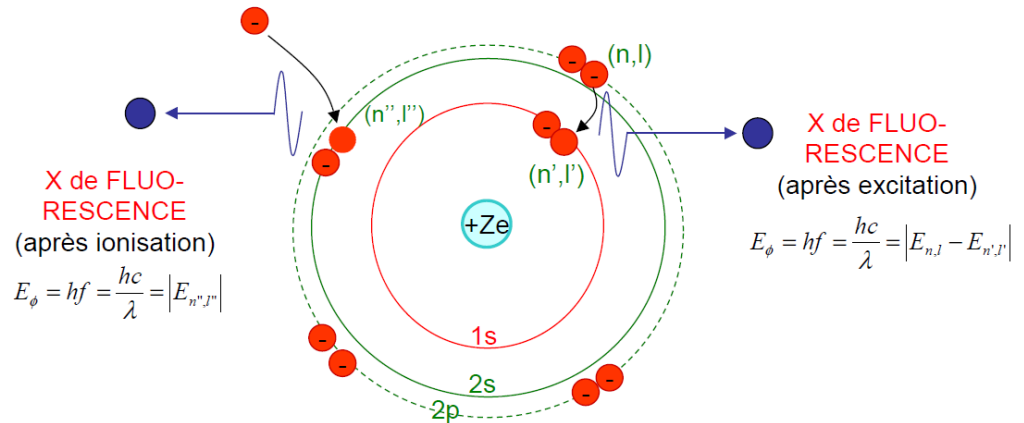
# Production des rayons X

## Definition

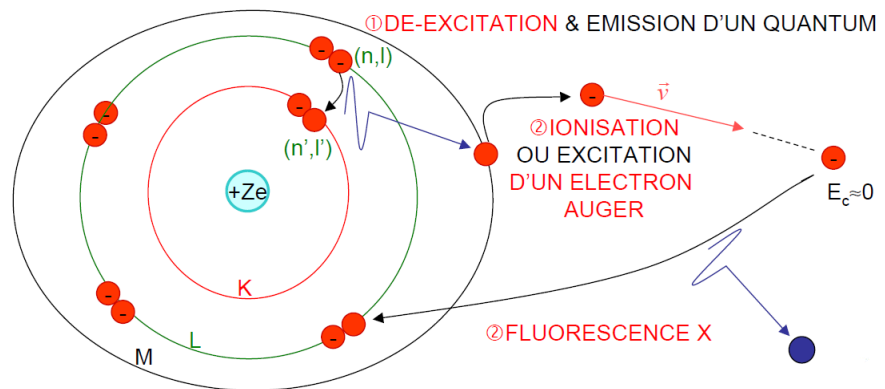
Un rayon X est produit au niveau du **nuage électronique** d'un atome

- **Dé-excitation d'électrons atomiques**

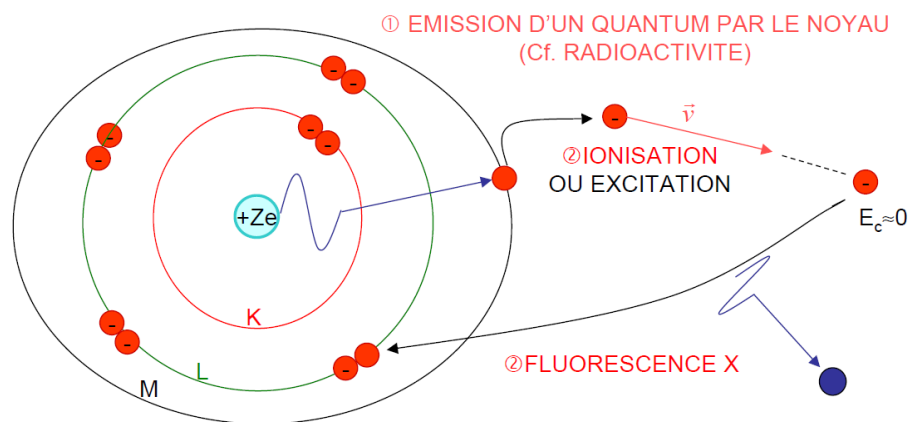
### Florescence



### Effet Auger



### Conversion interne



Dans tous les cas donc, on observera un **spectre discret** de fluorescence permettant d'analyser la composition atomique massique d'un échantillon.

## • Freinage d'électrons

Particule chargée décélérée par interaction électrostatique avec les noyaux de la cible

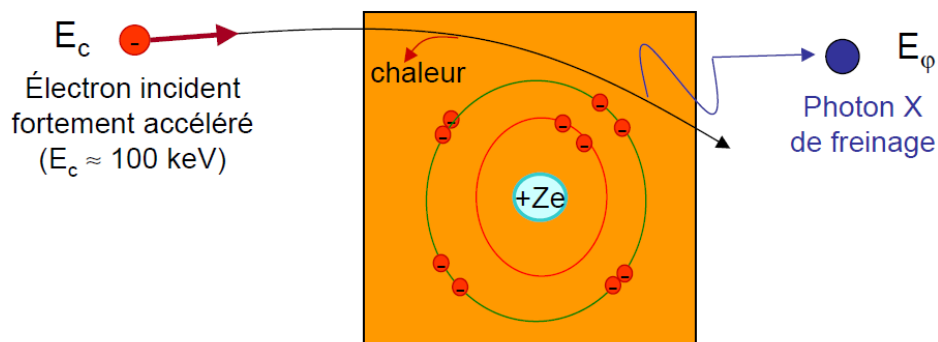
L'énergie cédée au milieu extérieure est sous forme :

- ⇒ Emission de chaleur (pas intéressant)
- ⇒ Emission d'un REM de photon

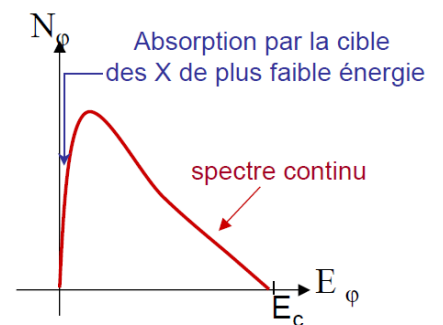
L'énergie rayonnée est proportionnelle à l'accélération des électrons au carrée et est d'autant plus importante que la masse de la particule est faible.

- ⇒ Importante pour les électrons, peu importante pour les particules  $\alpha$  (plus lourdes)

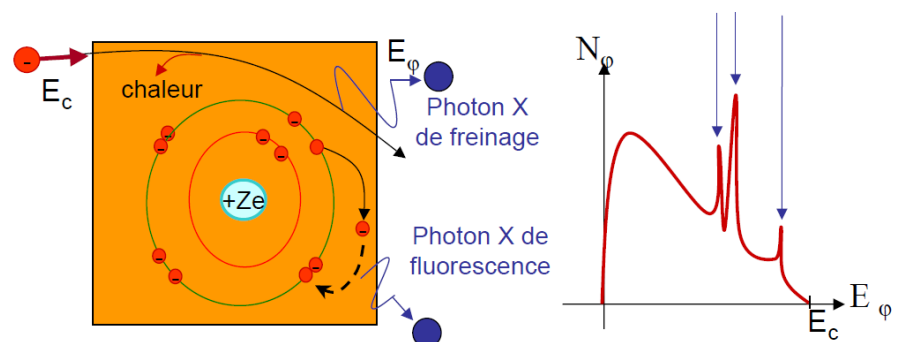
La fraction de l' $E_c(e^-)$  rayonnée augmente avec  $E_c(e^-)$  et  $Z^2$  (le reste de l' $E_c(e^-)$  perdue l'est sous forme d'excitations)



L' $E_c(e^-)$  peut être intégralement fournie à un unique photon ( $E_c = E_\phi$ ), ou fournie à plusieurs photons et perdue en partie sous forme de chaleur, d'où un **spectre continu** de rayonnement ( $0 < E_\phi < E_c$ )



**Ionisations au sein de la cible :**  
photons de fluorescence en sus



## Application

Le tube à rayons X des appareils de radiologie et les ostéodensitomètres bi-photoniques (DEXA).

## Production des rayons $\gamma$

### Rayonnement nucléaire

Production à l'intérieur du noyau (cf. radioactivité) ou par des réactions d'annihilation.

Les nucléons peuvent également se trouver dans un état instable (état métastable) et lors de leur retour à un état plus stable, ils émettent des photons dits  $\gamma$ .

## Désintégrations radioactives

### Définition

La radioactivité est un phénomène physique au cours duquel des noyaux atomiques instables (noyaux pères) se désintègrent pour donner, d'une part des noyaux atomiques plus stables (noyaux fils), et d'autre part de l'énergie sous forme de rayonnements.

Un noyau est instable si  $Z \neq N$  (nombre de neutrons) ou  $Z \geq 84$

### Conditions :

- Conservation de la charge, de l'impulsion, ...
- Bilan énergétique positif ( $E_a \geq 0$ )

Les isotopes naturels ne sont pas utilisés en médecine (périodes de désintégration trop longues), ce sont des isotopes artificiellement radioactifs qui sont utilisés en santé.

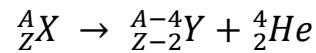
### Classement par interaction impliquée

- **Interaction forte**
  - Radioactivité  $\alpha$
- **Interaction faible**
  - Radioactivité  $\beta$
  - Capture électronique
- **Interaction elm**
  - Radioactivité  $\gamma$
  - Conversion interne
  - Création de paires

## Interaction forte

- Radioactivité  $\alpha$

Il s'agit de l'émission d'un noyau d'hélium (= particule  $\alpha$ ) par un noyau père.



### Energie disponible

$$E_d = [M(X) - M(Y) - M(\alpha)].c^2 = [\mathcal{M}(X) - \mathcal{M}(Y) - \mathcal{M}(\alpha)].c^2$$

$\mathcal{M}({}^A_ZX) = M({}^A_ZX) + Z.m_e$  : masse atomique

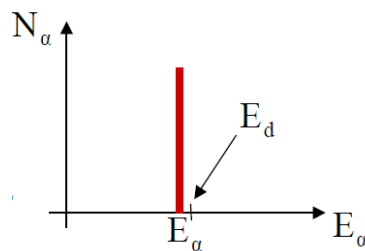
$M({}^A_ZX)$  : masse nucléaire

L' $E_d$  se répartit entre l'atome fils  $Y$  et la particule  $\alpha$

$$E_\alpha = \frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} \cdot E_d \approx E_d$$

La particule  $\alpha$  récupère la majeure partie de l'énergie disponible qui est quantifiée et unique entre 4 et 9 MeV : particule très fortement ionisante.

Le spectre d'émission (c'est-à-dire concernant la particule  $\alpha$ ) est donc un **spectre d'une seule raie**.



**Remarque** : la réaction n'est possible que si le noyau père est lourd ( $A > 150$ )

**Application** : radiothérapie superficielle (ex : peau), profondeur d'irradiation très précise

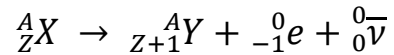
## Interactions faibles

**Transformations isobariques** : même  $A$

- $Z > N \Rightarrow$  proton  $\rightarrow$  neutron
- $Z < N \Rightarrow$  neutron  $\rightarrow$  proton

- **Radioactivité  $\beta^-$**

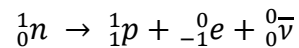
Il s'agit de l'émission d'un électron et d'un anti-neutrino.



$\bar{\nu}$  : anti-neutrino (anti-particule du neutrino)

- Interaction avec la matière quasi nulle
- Charge nulle
- Sa masse est quasi nulle

Autrement dit, l'électron est émis lors de la formation d'un proton à partir d'un neutron :

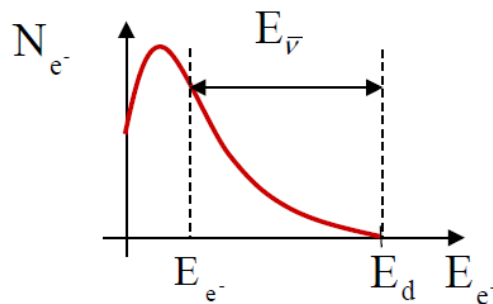


**Energie disponible**

$$E_d = [M(X) - M(Y) - m_e]. c^2 = [\mathcal{M}(X) - \mathcal{M}(Y)]. c^2$$

L' $E_d$  se répartit entre l'électron et l'anti-neutrino de manière aléatoire et continue.

Le spectre d'émission (c'est-à-dire concernant l'électron) est donc un **spectre continu**.

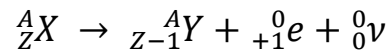


**Remarque** : Réaction isobare des noyaux riches en neutron

**Application** : Radiographie métabolique

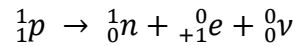
- **Radioactivité  $\beta^+$**

Il s'agit de l'émission d'un positon et d'un neutrino par un noyau riche en protons



$\nu$  : neutrino

Autrement dit, le positon est émis lors de la formation d'un neutron à partir d'un proton :



**Energie disponible**

$$E_d = [M(X) - M(Y) - m_e]. c^2 = [\mathcal{M}(X) - \mathcal{M}(Y) - 2m_e]. c^2$$

L' $E_d$  se répartit entre le positon et le neutrino de manière aléatoire et continue.

Le spectre d'émission (c'est-à-dire concernant le positon) est donc un **spectre continu**.

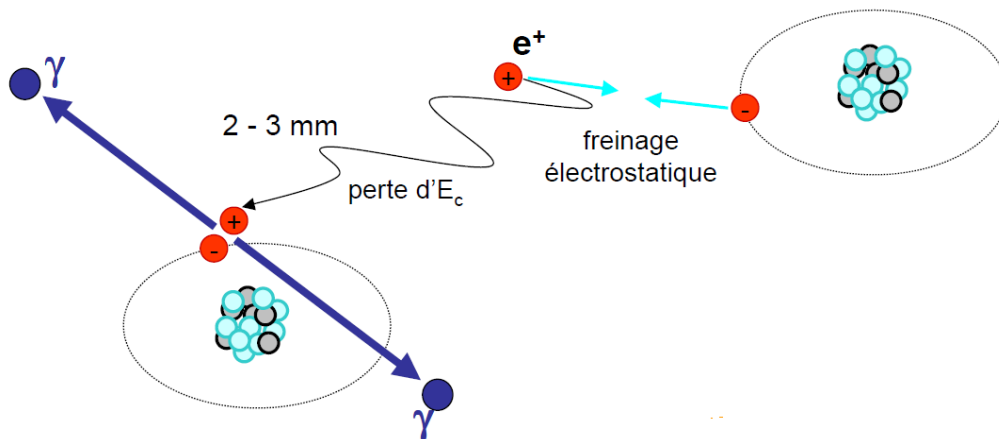
**Remarques :**

- Réaction isobarique des noyaux riches en proton
- Réaction possible si  $[\mathcal{M}(X) - \mathcal{M}(Y)] > 1,022 \text{ MeV}$

Le positon émis perd progressivement son énergie par freinage. Il s'annihile alors avec un électron du milieu donnant 2 photons  $\gamma$  de 511 keV, à 180° l'un de l'autre.

**Annihilation :**  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$

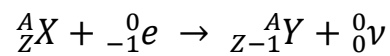
Le spectre photonique est donc constitué d'**une seule raie**.



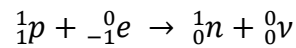
**Application :** Tomographie par Emission de Positons (TEP)

- **Capture électronique**

Il s'agit de la **capture d'un électron** du nuage électronique par le noyau.



Autrement dit, l'électron est capté pour donner un neutron à partir d'un proton :



**Energie disponible**

$$E_d = [M(X) - M(Y) + m_e].c^2 = [\mathcal{M}(X) - \mathcal{M}(Y)].c^2$$

L'énergie réellement disponible est :

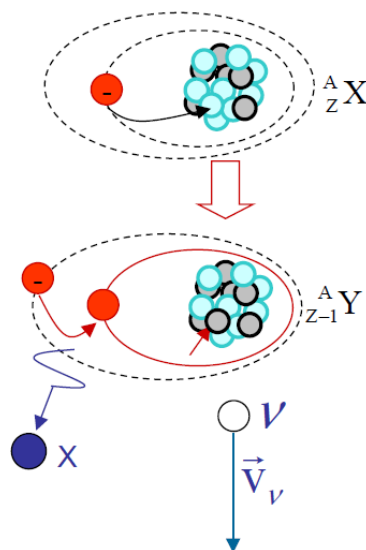
$$E_d = [M(X) - M(Y) + m_e].c^2 - |E_i| = [\mathcal{M}(X) - \mathcal{M}(Y)].c^2 - |E_i|$$

$|E_i|$  : énergie de l'électron sur la couche  $i$

**Remarques :**

- Cette réaction est en **concurrence avec la désintégration  $\beta^+$**  si celle-ci est possible
- Après capture, l'atome revient à son état fondamental en émettant un rayonnement X ou par émission d'un électron d'Auger  
Le spectre photonique est donc un **spectre de raie**

**Application :** Dosage de protéines par Radio-Immuno-Array (RIA)

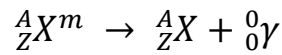




## Interactions électromagnétiques

- **Désintégration  $\gamma$**

Un radionucléide excité (métastable) parvient à un état plus stable.



$\gamma$  : photon gamma

### Energie disponible

$$E_d \approx E_\gamma = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda} = [M({}^A_Z X^m) - M({}^A_Z X)] \cdot c^2$$

L'énergie disponible est transférée au photon  $\gamma$  d'où  $E_d = h \cdot f$

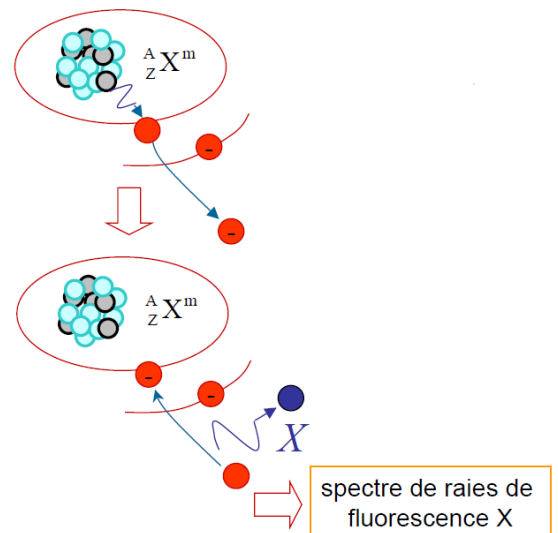
Le spectre d'émission (c'est-à-dire le photon  $\gamma$ ) est donc un **spectre de raie(s)**.

**Application** : Scintigraphie (permet d'observer le fonctionnement des organes)

- **Conversion interne**

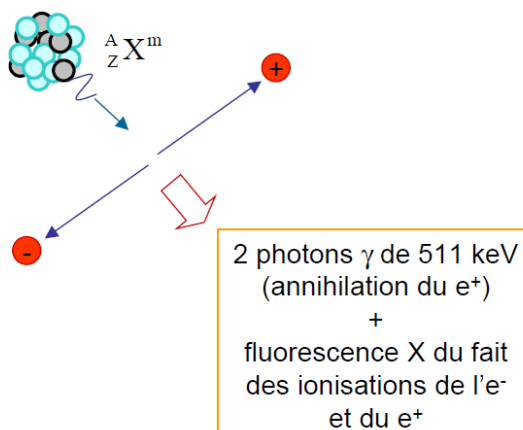
Lors du retour du noyau métastable vers un état stable, le transfert d'énergie se fait directement vers un électron qui est alors ionisé.

Cette réaction est **en concurrence avec la désintégration  $\gamma$** .



- **Création de paires**

Lors du retour du noyau métastable vers un état stable, si l'énergie disponible est supérieure à 1,022 MeV, il se peut (très rare) que soit créée une paire électron-positon.



## Décroissance radioactive

### Processus statistique de type Poisson

Le phénomène de désintégration est :

- ⇒ **Sans mémoire** : désintégrations indépendantes
- ⇒ **Stationnaire** : probabilité (désintégration entre  $t$  et  $t+\Delta t$ ) ne dépend que de  $\Delta t$ , et pas de  $t$
- ⇒ **Rare** :  $\lambda \ll 1$

Le nombre moyen de désintégrations sur un grand nombre d'expérience est donné selon:

$$C = \lambda \cdot N \cdot \Delta t$$

$\lambda$  : probabilité de désintégration ( $s^{-1}$ )

$N$  : nombre de noyaux radioactifs de l'échantillon (non désintégrés)

$\Delta t$  : intervalle de temps (s)

La probabilité de mesurer  $n$  désintégrations durant  $\Delta t$  est donné selon :

$$P(C_{\Delta t} = n) = e^{-C} \cdot \frac{C^n}{n!}$$

Le **rapport signal / bruit** est donné selon :

Permet de quantifier la précision de la mesure de  $C$ .

$$\frac{S}{B} = \sqrt{C}$$

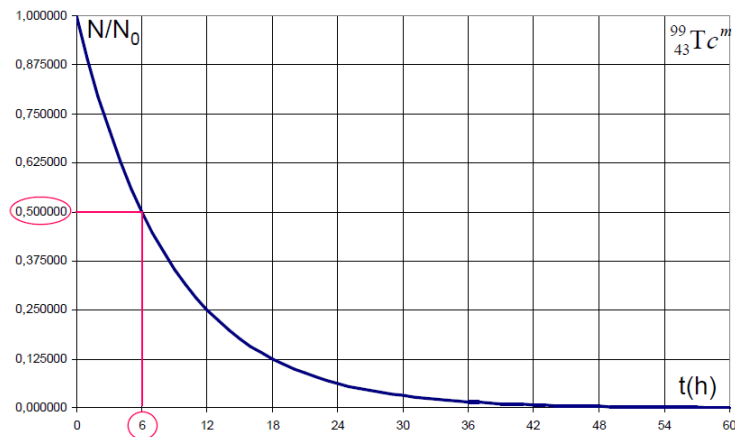
## Loi de décroissance radioactive

Le nombre de noyaux non encore désintégrés à l'instant  $t$  est donné selon :

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

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{t/T}}$$

$N_0$  : nombre de noyaux de l'échantillon (non désintégrés) à  $t = 0$



## Période radioactive / Vie moyenne

La **période  $T$**  radioactive correspond au temps nécessaire pour observer la désintégration de la moitié des noyaux de l'échantillon (temps de demi-vie)

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

La **durée de vie moyenne  $\tau$**  des noyaux est donné par :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2}$$

## Activité

L'activité d'une source radioactive est le nombre de désintégrations qu'elle subit par seconde :

$$A(t) = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda \cdot N(t)$$

**Unité SI** : 1 Becquerel (Bq) = 1 désintégration /s

**Unité hors SI** : 1 Curie (Ci) =  $37 \cdot 10^9$  Bq



# Interactions rayonnement/matière

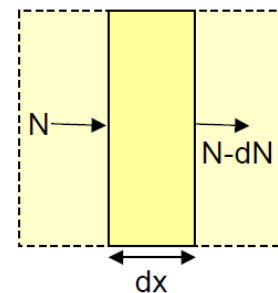
## Interactions photons/matière

- **Atténuation des photons**

Le photon : pas de charge électrique, donc l'interaction photon/matière est un **phénomène aléatoire**.

Pour un photon, on définit le **coefficient linéique d'atténuation  $\mu$**  comme la probabilité d'interaction avec la matière par unité de longueur traversée.

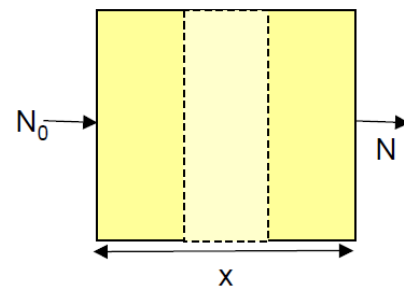
$$\mu(m^{-1}) = -\frac{dN}{N dx}$$



On définit l'**atténuation** d'un faisceau de photons par le nombre de photons du faisceau ayant **interagit** avec la matière.

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

$$N(x) = \frac{N_0}{2^{x/CDA}}$$

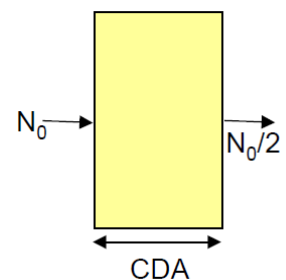


$N$  : nombre de photons ayant traversés l'épaisseur  $x$

**Couche de Demi-Atténuation** : épaisseur moyenne nécessaire à l'atténuation de la moitié des photons du faisceau incident

- ⇒ Plus le matériau est dense, plus la CDA est petite
- ⇒ Plus l'intensité du rayonnement est grande, plus la CDA est grande

$$CDA = \frac{\ln 2}{\mu}$$



Libre parcours moyen : distance moyenne parcourue avant interaction

$$LPM = \frac{1}{\mu}$$

Plus un photon est énergétique, plus il a tendance à traverser l'organisme, moins il est dangereux. Un photon moins énergétique va déposer son énergie dans l'organisme : il est susceptiblement dangereux.

- **Mode d'interactions photon/matière**

**Réaction d'absorption** : le photon est entièrement absorbé par la matière

- ⇒ Création de paires
- ⇒ Effet photo-électrique

**Réaction de diffusion** : le photon interagit avec la matière mais en ressort

- ⇒ Diffusion élastique Thomson : le photon est dévié sans perte d'énergie
- ⇒ Diffusion inélastique Compton : le photon est dévié en cédant un peu d'énergie

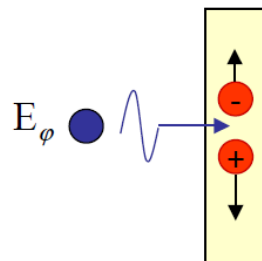
### Création de paires

Matérialisation d'un photon en une paire particule/antiparticule de nature électronique (électron et positon).

Nécessite des photons d'énergie supérieure à l'énergie de masse du positon et de l'électron :

$$\Rightarrow E_{\varphi} > 1,022 \text{ MeV}$$

Marginal dans le domaine de la santé, sauf parfois en radiothérapie.



### Effet photo-électrique

Ionisation avec absorption de toute l'énergie du photon incident. (A. Einstein)

Loi de Bragg et Pierce :

$$\mu_{PE} = C_n \cdot \rho \cdot \frac{Z^3}{E_{\varphi}^3}$$

$C_n$  : constante qui dépend de la couche n de l'électron ionisé

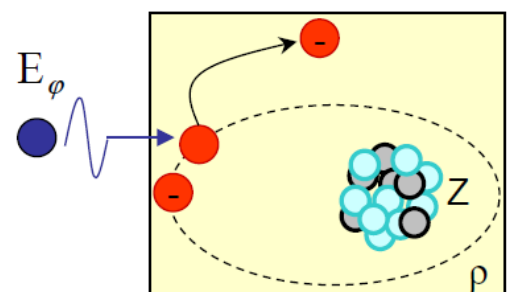
$\rho$  : masse volumique

$Z$  : numéro atomique

$E_{\varphi}$  : énergie du photon incident

Phénomène prépondérant :

- Dans le plomb si  $E_{\varphi} < 100 \text{ keV}$
- Dans les tissus biologiques si  $E_{\varphi} \approx 10\text{-}50 \text{ keV}$



### Applications : **Contraste en radiologie**

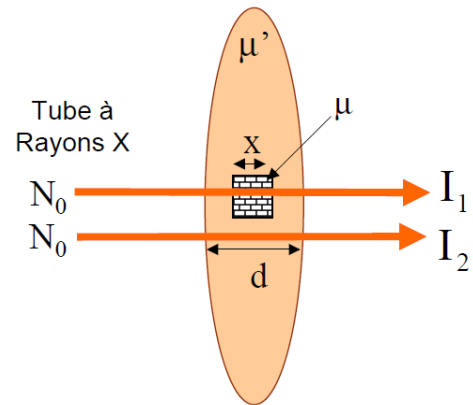
Pièce osseuse de coefficient linéique d'atténuation  $\mu$  au sein de tissus de coefficient  $\mu'$

$$I_1 = I_0 \cdot e^{-\mu' \cdot (d-x) - \mu \cdot x} < I_2$$

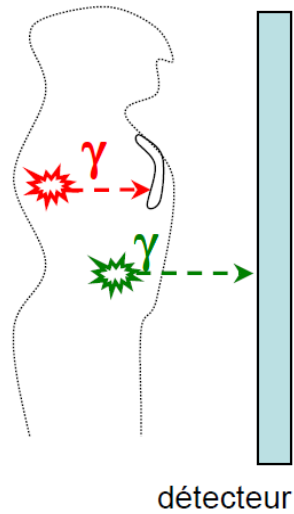
$$I_2 = I_0 \cdot e^{-\mu' \cdot d}$$

Le contraste  $C$  varie en fonction de  $\mu \propto \rho$

$$C = \frac{|I_1 - I_2|}{I_1 + I_2}$$



**Auto-atténuation en scintigraphie** : certains signaux ne sont pas observés

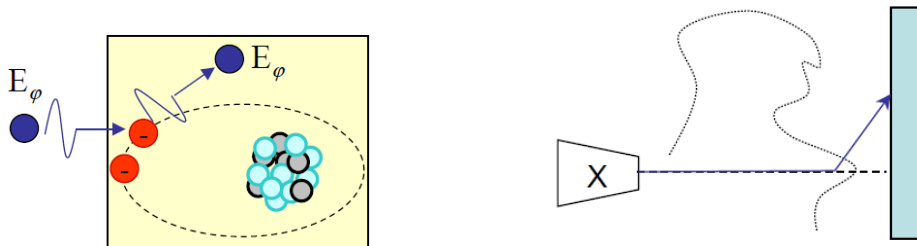


## Diffusion élastique Thomson

Changement de direction d'un photon sans échange d'énergie entre le photon et la matière :  $E_\varphi$  est inchangée.

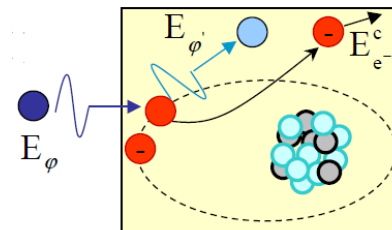
Important seulement si  $E_\varphi < 45$  keV, donc principalement en mammographie ( $E_\varphi$  faible donc  $\mu_{PE}$  grand car dans un sein,  $\rho$  homogène).

**Inconvénient** : génère du fou en mammographie



## Diffusion inélastique Compton

Changement de direction d'un photon avec transfert partiel de l'énergie du photon à un électron qui est ionisé.



L'expression de  $\mu_C$  est complexe (formule de Klein-Nishina).

On considèrera que  $\mu_C/\rho$  est sensiblement constant pour les énergies utilisées dans le domaine de la santé :

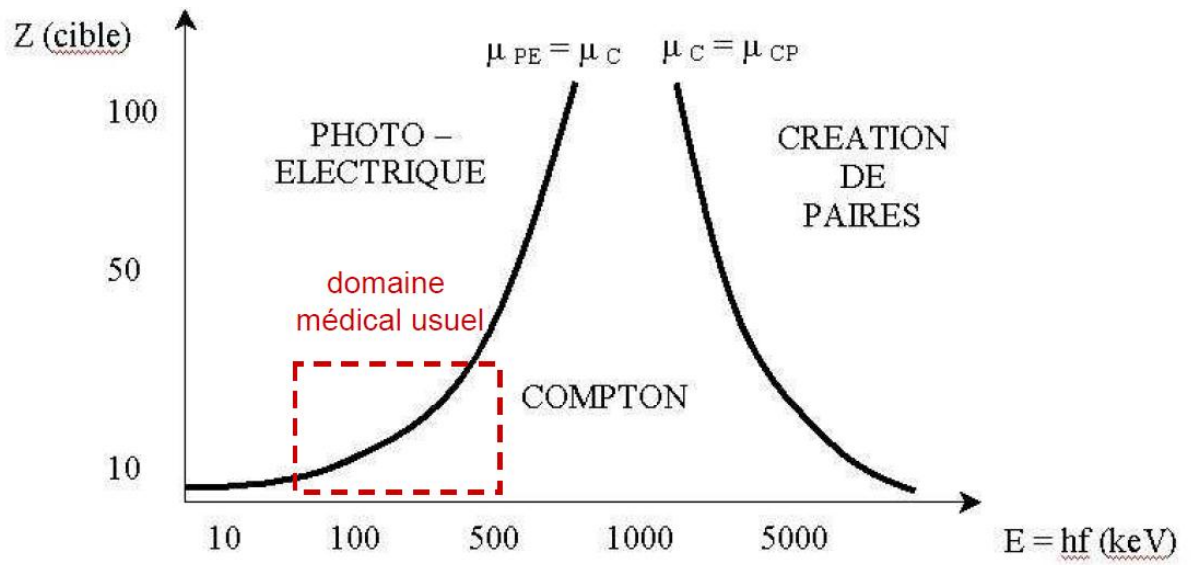
$$\mu_C \approx C \cdot \rho$$

La diffusion Compton prédomine dans les tissus biologiques si  $E_\varphi > 50$  keV.

**Inconvénient** : génère du flou dans toute l'imagerie médicale ionisante (radiologie et scintigraphie)



## Synthèse sur la prédominance des différents effets



## Interaction particule-matière

On distingue :

- **Les particules chargées**
  - « lourdes » : protons et particules  $\alpha$
  - « légères » : électrons et positons

Elles interagissent par **interaction électrostatique avec les électrons atomiques** de la cible.

- **Les particules neutres** : neutrons  
**Interaction de façon aléatoire avec les noyaux** de la cible

- **Interaction neutron – matière**

Particule non déviée électriquement

Interaction avec les électrons négligeable

**Interaction aléatoire avec les noyaux seulement**

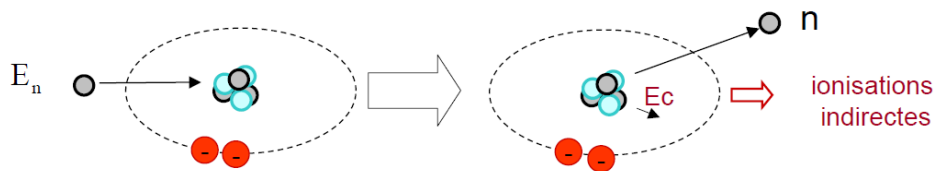
Volume noyau  $\ll$  Volume atome

- ⇒ Donc probabilité de choc neutron/noyau faible
- ⇒ Ces chocs entraînent peu de perte d'énergie en général
- ⇒ Donc les neutrons sont **très pénétrants** (Pb. Radioprotection)

Les neutrons de faible énergie interagissent le plus avec la matière

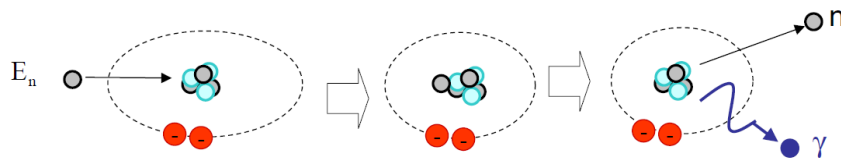
**Diffusion sur les noyaux atomiques**

Transfert d' $E_c$  sur de petits noyaux : entraîne énormément d'ionisations indirectes.



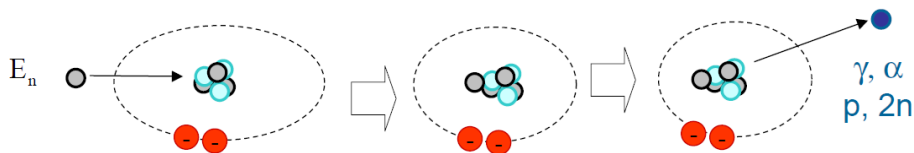
**Diffusion avec un noyau composé**

Le neutron est incorporé au noyau puis ré-éjecté avec émission d'un photon  $\gamma$  (radioactivité).



**Absorption par capture radiative**

Le neutron est complètement internalisé par le noyau qui devient radioactif.



- **Interaction particule chargée – matière**

### Généralités

**Interaction électrostatique sur les électrons de la cible** : provoque des ionisations / excitations sur la trajectoire.

**Transfert linéique d'énergie (TEL)** : quantité d'énergie transférée au milieu cible par la particule incidente par unité de longueur de trajectoire.

Augmente avec la profondeur et la charge de la particule.

$$TEL \propto \left(\frac{Z}{v}\right)^2$$

$Z$  : nombre de proton

$v$  : vitesse de la particule

### Interactions $\alpha$ /proton – matière

#### Particules chargées lourdes

Interactions électrostatiques avec les électrons de la cible : entraînent des **ionisations/excitations** le long de la trajectoire.

Vitesse faible (par rapport aux électrons)

⇒ **TEL élevés donc pénétration relativement faible** : particules très irradiantes mais qui déposent leur énergie très vite et sont rapidement arrêtées

Chocs directs très peu probables : **trajectoire rectiligne**

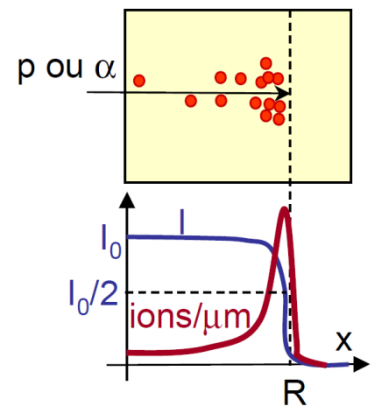
Donc l'ionisation augmente le long d'une trajectoire rectiligne.

Dose presque intégralement déposée à une profondeur appelée **parcours R**.

R dépend de la vitesse, de la masse et de la charge de la particule incidente.

Ordre de grandeur :  $R (\mu m) \gg \approx E(MeV)/0,15$

Applications : radiothérapie superficielle



## Interactions électron – matière

### Particules chargées légères

Interactions électrostatiques avec les électrons de la cible : entraînent des **ionisations/excitations** le long de la trajectoire.

Vitesse élevée (par rapport aux  $\alpha$  et protons)

⇒ **TEL relativement plus faibles donc pénétration supérieure** (transfert moins d'énergie)

Masse faible donc **trajectoire en « zig-zag » par diffusions** :

- Inélastique (rayonnement de freinage)
- Élastique sur les noyaux et électrons de la cible
- Par chocs directs sur les électrons de la cible

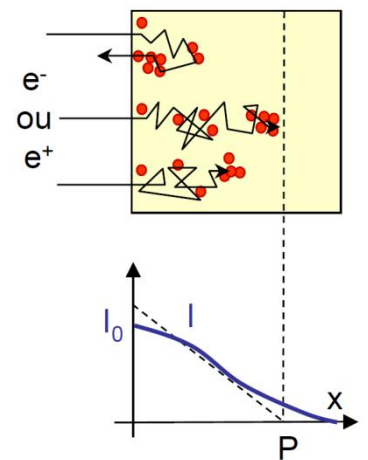
Donc les ionisations augmentent le long d'une trajectoire en ligne brisée.

Dose déposée sur une épaisseur moins précise appelée **portée P**.

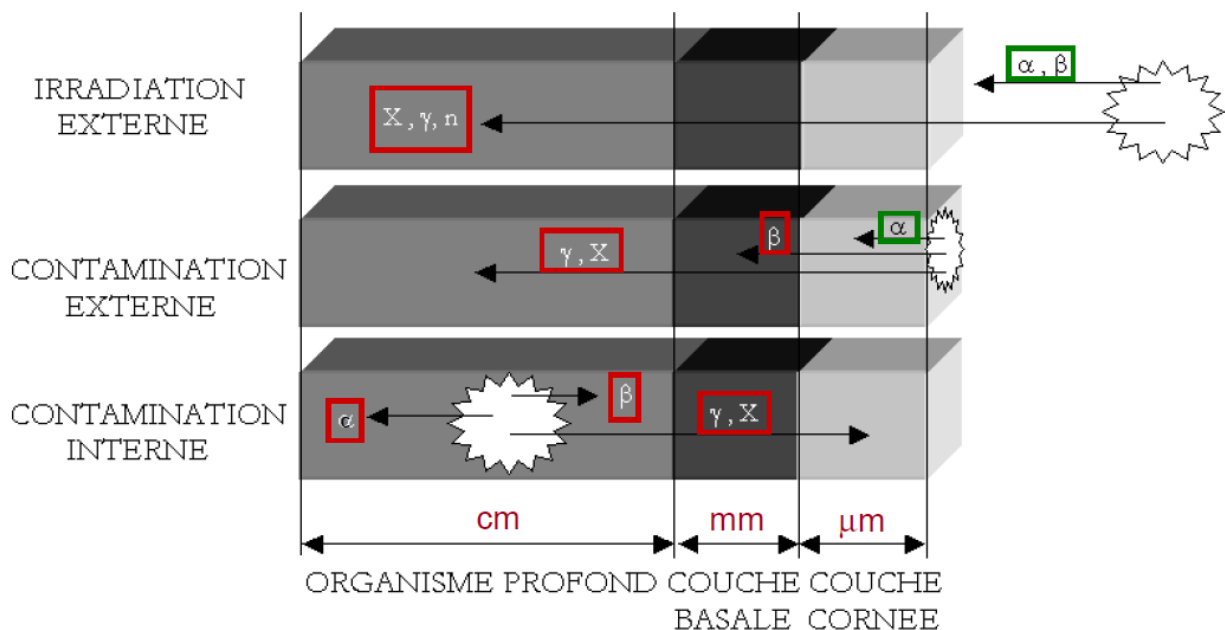
P : distance maximale parcourue par les électrons dans la direction initiale

Ordre de grandeur :  $P (mm) \approx E(MeV)/0,2$

Applications : radiothérapie métabolique, TEP (limitation de résolution)



### Conséquences en matière de radioprotection (contaminations)



# Dosimétrie

## Dose absorbée $D$

Energie moyenne cédée par un rayonnement ionisant par unité de masse

Unité : **Gray (Gy)** = J.kg<sup>-1</sup>

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \text{ (Gy)}$$

**Effets déterministes précoces** (à court terme) si la dose absorbée est de **250 mGy** ou plus

**Débit de dose** : vitesse à laquelle on dépose cette dose

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}$$

En dessous du seuil des effets déterministes, une réparation fautive non létale d'un ADN peut à long terme entraîner un **cancer** ou une **mutation** (effets stochastiques ou aléatoires à long terme).

La dose absorbée seule est inadaptée pour décrire les effets tardifs, aléatoires des rayonnements ionisants qui dépendent, en plus de la dose absorbée :

- du TEL du rayonnement ionisant
- du type de tissu irradié (jeune, peu différencié, renouvellement rapide)

## Dose équivalente $H$

$H$  : Dose absorbée pondérée par le coefficient d'efficacité biologique relative du rayonnement  $W_R$

Unité : **Sievert (Sv)**

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

RAYONNEMENT	TEL (keV/μm)	$W_R$ (Sv/Gy)
PHOTONS	0,2 à 2	1
ELECTRONS	0,2 à 2	1
PROTONS	15 à 25	5
NEUTRONS	20 à 80	5 à 20
ALPHA	60 à 200	20

## Dose efficace $E$

$E$  : Dose équivalente pondérée par le coefficient de sensibilité tissulaire  $W_T$

Unité : **Sievert (Sv)**

$W_T$  : contribution relative d'un tissu T au détriment total du aux effets stochastiques lors d'une irradiation corps entier (CE)

*Pourcentage de chance de développer un cancer à partir de ce tissu après une irradiation corps entier*

Tissu ou organe	$W_T$
Gonades	<b>0,20</b>
Poumons, moelle osseuse, estomac, colon	<b>0,12</b>
Vessie, seins, œsophage, foie, thyroïde	<b>0,05</b>
Peau, surface des os	<b>0,01</b>
Autres organes	<b>0,025</b>
Total corps entier	<b>1</b>

Irradiation naturelle en France : 2,4 mSv.an<sup>-1</sup>

$$E = \sum_T W_T \cdot H_T = \sum_T W_T \cdot \left( \sum_R W_T \cdot D_{T,R} \right)$$

$E$  détermine le détriment tardif global sans prise en compte des débits de dose.

$E$  est additif.

## Estimation de dose

Le problème est donc de mesurer ou d'estimer une dose absorbée (la dose efficace en découle, connaissant les organes irradiés)

Deux situations distinctes :

- **Irradiation externe** (radiologie, radiothérapie)
- **Irradiation interne** (médecine nucléaire)

## Dosimétrie externe

### Exposition X

X = charge électrique (nombre d'ionisations) produite par un faisceau de photons par kg d'air  
Unité : C.kg<sup>-1</sup>

$$D_{air}(Gy) = 34 \cdot X(C \cdot kg^{-1})$$

Dose absorbée dans un tissu :

$$D_{tissu} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tissu} \cdot F$$

F : fluence

$$D_{tissu} = 34 \cdot X \cdot \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tissu}}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{air}}$$

La mesure de l'exposition X (dans l'air) permet donc de connaître la dose absorbée dans un tissu.

Applications : Contrôle de qualité en radiographie et radiothérapie



## Dosimétrie interne

### Constante de dose $\Delta_i$

Energie moyenne émise par un atome radioactif quand il se désintègre

Unité : J/désintégration

$$\Delta_i = n_i \cdot E_i$$

$n_i$  : nombre de particules  $i$  émises par désintégration

$E_i$  : énergie moyenne de ces particules

**Débit de dose** pour une activité source  $A$  absorbée dans une masse cible  $m$  :

$$\dot{D}(\text{Gy/s}) = \frac{A \cdot \Delta}{m}$$

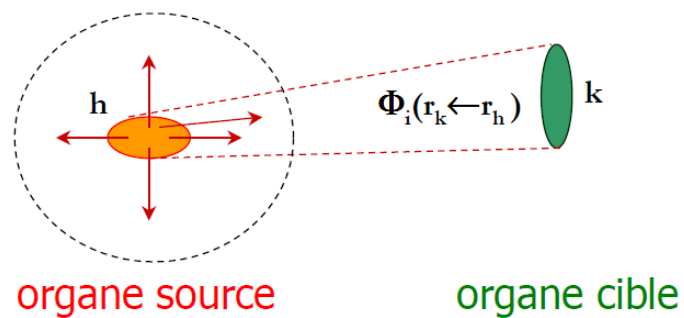
$A$  : activité (Bq)

$\Delta$  : énergie moyenne émise (J)

$m$  : masse de la cible (kg)

### Fraction absorbée $\phi_i(r_k \leftarrow r_h)$

$\phi_i(r_k \leftarrow r_h)$  : Fraction de l'énergie émise par une source  $h$  émettant un rayonnement  $i$  absorbé dans une cible  $k$  (suivant la loi en  $1/d^2$ )



## Débit de dose dans la cible k

$$\dot{D}(r_k \leftarrow \dot{r}_h) = A_h \cdot \Delta_i \cdot \frac{\phi_i(r_k \leftarrow r_h)}{m_k}$$

Dans le cas le plus général, un radio-isotope administré à un patient

- peut émettre plus d'un rayonnement  $i$
- peut se fixer sur plus d'une source  $h$

D'où la nécessité de sommer sur  $i$  et  $h$

Pour la désintégration  $i$  :

$$\dot{D}(r_k \leftarrow \dot{r}_h) = A_h \cdot \Delta_i \cdot \frac{\phi_i(r_k \leftarrow r_h)}{m_k}$$

Pour toutes les particules ionisantes  $i$  émises :

$$\dot{D}(r_k \leftarrow \dot{r}_h) = A_h \cdot \sum_i \Delta_i \cdot \frac{\phi_i(r_k \leftarrow r_h)}{m_k} = A_h \cdot S(r_k \leftarrow r_h)$$

Et pour toutes les sources  $h$  :

$$\dot{D}(r_k) = \sum_h A_h \cdot S(r_k \leftarrow r_h)$$

$S(r_k \leftarrow r_h)$  : modélisé par le logiciel MIRD

## Dose moyenne absorbée

$$\dot{D}(r_k) = \sum_h \tilde{A}_h \cdot S(r_k \leftarrow r_h)$$

$\tilde{A}_h$  : activité cumulée de la source h

$$\tilde{A}_h = A_0 \cdot \tau_h$$

$A_0$  : activité initiale de la source

$\tau_h$  : **temps de résidence** (donné par MIRD)

On obtient alors :

$$\dot{D}(r_k) = A_0 \sum_h \tau_h \cdot S(r_k \leftarrow r_h)$$

La connaissance de l'activité et du radio-isotope administrés permet donc d'estimer la dose absorbée par un organe k donné.

Applications en médecine nucléaire :

- Estimation des doses efficaces reçues
- Estimation de doses absorbées au fœtus