



Lyon 1

CREATIS

CERMAP
imagerie du vivant



PASS – UE6 – Biophysique - Module 3R

Rayonnements électromagnétiques, **R**ayonnements particulaires, **R**adioprotection

Dominique SAPPEY-MARINIER

MCU-PH en Biophysique et Médecine Nucléaire

CERMEP-Imagerie du Vivant - Hôpital Neurologique

Faculté de Médecine Lyon-Est - Université Claude Bernard-Lyon1

CREATIS UMR 5220 CNRS & U1294 INSERM

PLAN DU MODULE 3R

1. Rayonnements électro-magnétiques

1. *Rayons X*
2. *Rayonnements Gamma*
3. *Interactions Rayonnement EM-Matière*

2. Rayonnements particulaires

1. *Atome*
2. *Radioactivité*
3. *Interaction Rayonnements Particulaires-Matière*
4. *Applications médicales*

3. Radioprotection-Dosimétrie



Lyon 1

CREATIS

CERMAP
imagerie du vivant

HCL
HOSPICES CIVILS
DE LYON

PASS – UE6 – Biophysique - Module 3R

Chapitre 1 « Rayonnements électromagnétiques »

Dominique SAPPEY-MARINIER

MCU-PH en Biophysique et Médecine Nucléaire

CERMEP-Imagerie du Vivant - Hôpital Neurologique

Faculté de Médecine Lyon-Est - Université Claude Bernard-Lyon1

CREATIS UMR 5220 CNRS & U1294 INSERM

INTRODUCTION AUX ONDES

Onde : correspond à la propagation d'une variation de grandeur physique

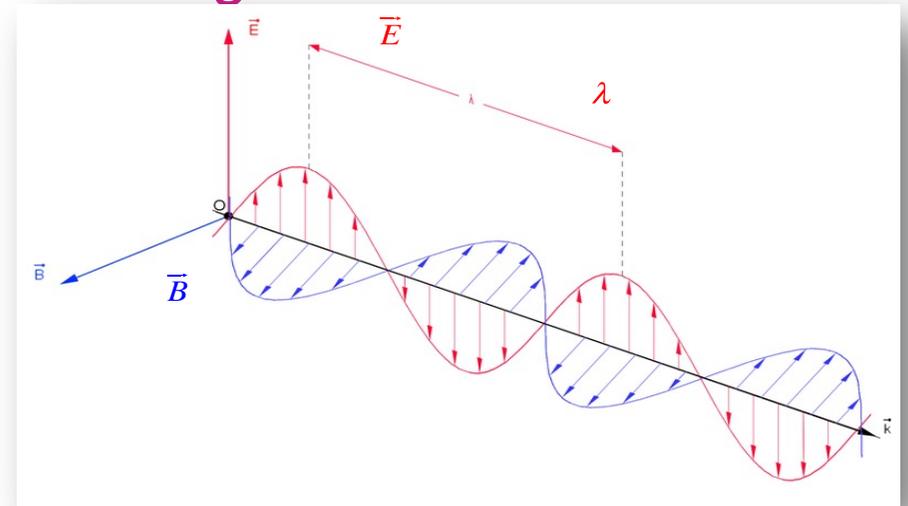
Principe : **transport d'énergie sans transport de matière**
2 types d'ondes qui se propagent

ONDE MÉCANIQUE	ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE
<ul style="list-style-type: none">• Propagation variation d'une propriété mécanique (pression, déformation...)• Propagation dans un milieu matériel (<i>pas dans le vide</i>)• Sens de propagation : longitudinal• Ex: Son	<ul style="list-style-type: none">• Propagation de 2 champs couplés électriques et magnétiques• Pas besoin de support matériel (propagation dans le vide, $c = 3 \cdot 10^8$ m.s⁻¹) <i>mais possible dans la matière !</i>• Sens de propagation : transversal• Lumière• Dualité onde-particule

CARACTÈRE ONDULATOIRE

- En 1864, les équations de Maxwell prédisent l'existence des **ondes électromagnétiques** (champs E et B se propageant ensemble dans le vide)
 - *Découverte des ondes radio par Hertz en 1887*
 - *Découverte des rayons X par Roentgen en 1895*

L'onde se propage selon une direction perpendiculaire aux champs E et B.



$$E(0,t) = E_0 \cos(\omega t) \quad \text{et} \quad B(0,t) = B_0 \cos(\omega t)$$

$$E_0 = cB_0$$

Ondes planes sinusoïdales

$$E(x) = E_0 \cos(\omega t - kx) = E_0 \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

Les caractéristiques de l'onde :

- Amplitude E_0 & B_0
- Pulsation ω & fréquence: $\omega = 2\pi.f$ & $f = \omega/2\pi$
 - période: $T = 1/f = 2\pi/\omega$
- Longueur d'onde: $\lambda = cT = c/f$
 - nombre d'onde: $k = 2\pi/\lambda$

Une onde électromagnétique transporte :

- Energie ($\propto E_0^2$ ou B_0^2)
- Quantité de mouvement ($p=mc$ & $p=E/c$)
- Moment cinétique

NATURE CORPUSCULAIRE

- Rayonnements électromagnétiques: faisceaux de photons

$$E = h \nu$$

$$E = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad \lambda = \frac{h \cdot c}{m c^2} = \frac{h}{m c}$$

h = constante de Planck = $6,6 \cdot 10^{-34}$ J.s

ν = fréquence en s^{-1}

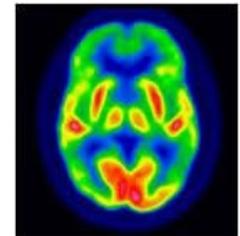
c = vitesse de la lumière dans le vide = $3,0 \cdot 10^8$ m.s $^{-1}$

λ = longueur d'onde en m

ONDES ELECTROMAGNETIQUES

Rayonnements non ionisants

Rayonnements ionisants



Extrêmement basses fréquences

Très basses fréquences

Ondes radio

Micro-ondes

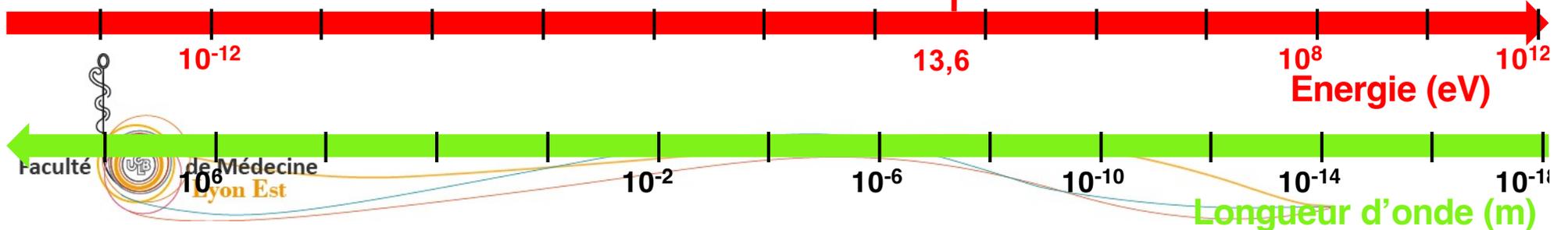
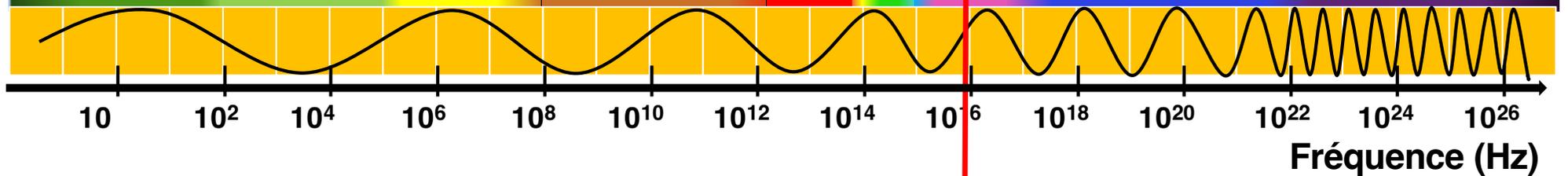
Rayonnement infrarouge

Lumière visible

Rayonnement ultraviolet

Rayonnement X

Rayonnement γ

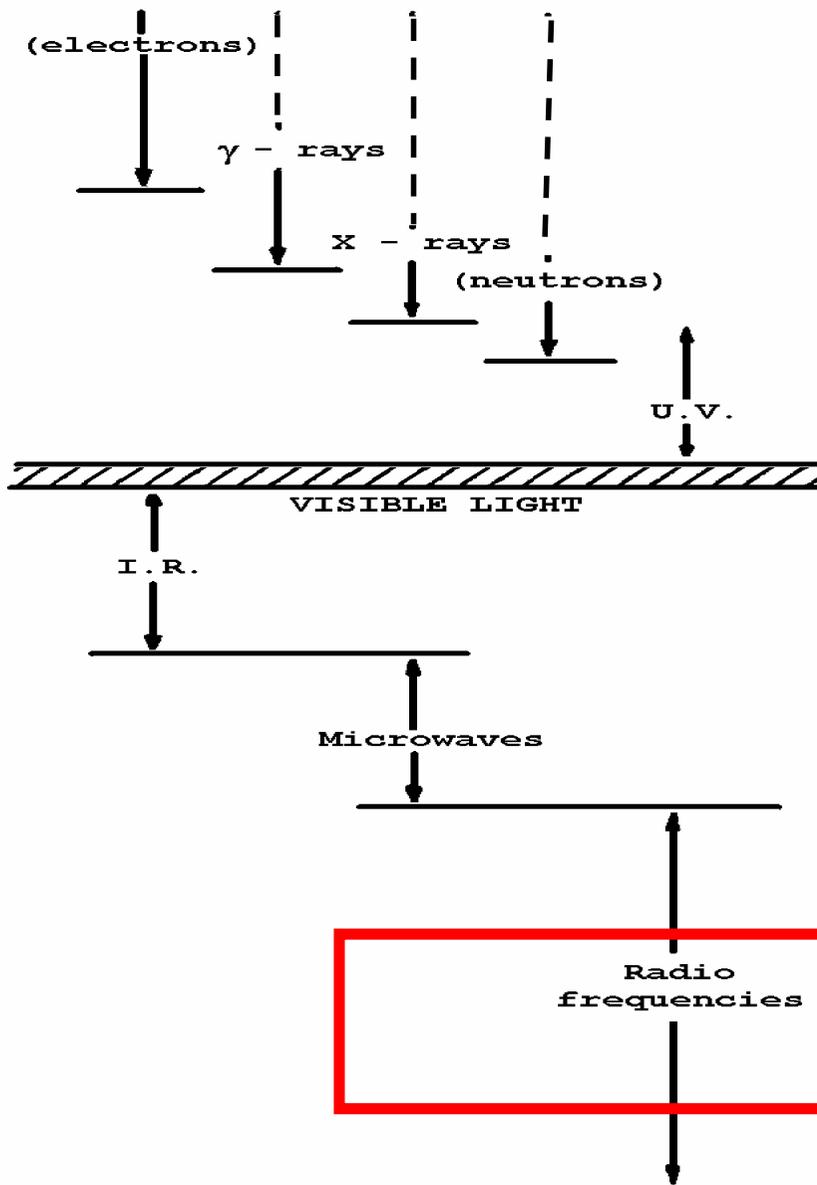


Fréquences et longueurs d'onde

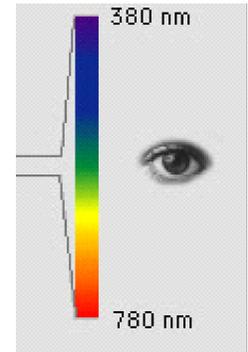
Bande spectrale	Fréquence (Hz)	Longueur d'onde (m)
Rayons γ	$> 10^{17}$	$< 10^{-9}$
Rayons X	$3 \cdot 10^{16}$ à $3 \cdot 10^{19}$	10^{-11} à 10^{-8}
Ultraviolet	$7,5 \cdot 10^{14}$ à $3 \cdot 10^{16}$	10^{-8} à $0,4 \cdot 10^{-6}$
Visible	$4 \cdot 10^{14}$ à $7,5 \cdot 10^{14}$	$0,4 \cdot 10^{-6}$ à $0,8 \cdot 10^{-6}$
Infrarouge	$3 \cdot 10^{11}$ à $4 \cdot 10^{14}$	$0,8 \cdot 10^{-6}$ à 10^{-3}
Ondes hertziennes	$< 3 \cdot 10^{11}$	$> 10^{-3}$

(ex : télévision 600 MHz = $6 \cdot 10^8$ Hz)

Spectre des OEM radio-fréquence (RF)



F ou ν (Hz)	λ (m)	
10^{20}	10^{-11}	Rayons γ
10^{18}	10^{-9}	Rayons X
10^{16}	10^{-7}	U.V.
10^{14}	10^{-5}	Visible
10^{12}	10^{-3}	I.R.
10^{10}	10^{-1}	Micro-ondes
10^8	10^1	UHF
10^6	10^3	radio
10^4	10^5	



Interaction des ondes avec la matière

Vitesse de phase :

$$V = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}}$$

avec $C = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad \mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$$

Milieu diélectrique amagnétique: $\mu_r = 1$



$$V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{c}{n}$$

Indice de réfraction

Fréquence et longueur d'onde

Lumière visible : $400 \text{ nm} < \lambda < 750 \text{ nm}$ (à 800 nm)

$$\lambda \cdot f = V = \frac{c}{n} \quad \rightarrow \quad n_{\lambda} = \frac{c}{V_{\lambda}} \quad \rightarrow \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{n_1}{n_2}$$

Vitesse pour une longueur d'onde donnée

Indice de réfraction pour une fréquence donnée

Matière	Indice n	à $\lambda = 589 \text{ nm}$
AIR	1,00029	# 1
EAU	1,333	
Verre léger CROWN	1,517	
Verre lourd FLINT	1,647	
Diamant	2,417	

Dualité Onde - Particule

- **Aspect ondulatoire** ...(Ex : interférences)
- **Aspect corpusculaire**...(Effet photoélectrique: Einstein 1905)

 ***Problème de la dualité onde-particule***

- Chaque photon a une masse nulle au repos, c'est-à-dire que la lumière n'existe qu'à partir du moment où elle se propage. La lumière peut être décrite par paquets (quanta) d'énergie.

$$E = h \nu \quad h \text{ étant la constante de Planck}$$

Equation de Louis de Broglie relie onde et particule

$$E = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad \lambda = \frac{h \cdot c}{m c^2} = \frac{h}{m c}$$

RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES

- **Rayonnements ionisants :**

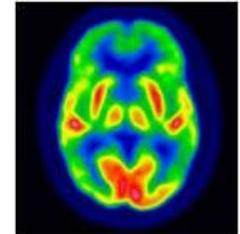
énergie suffisante pour provoquer des ionisations au sein d'un tissu biologique

($E > 13,6 \text{ eV}$)

- **Sources naturelles :**

Rayonnement cosmique, tellurique (parfois R_x + énergétiques que R_γ)

Rayonnements ionisants

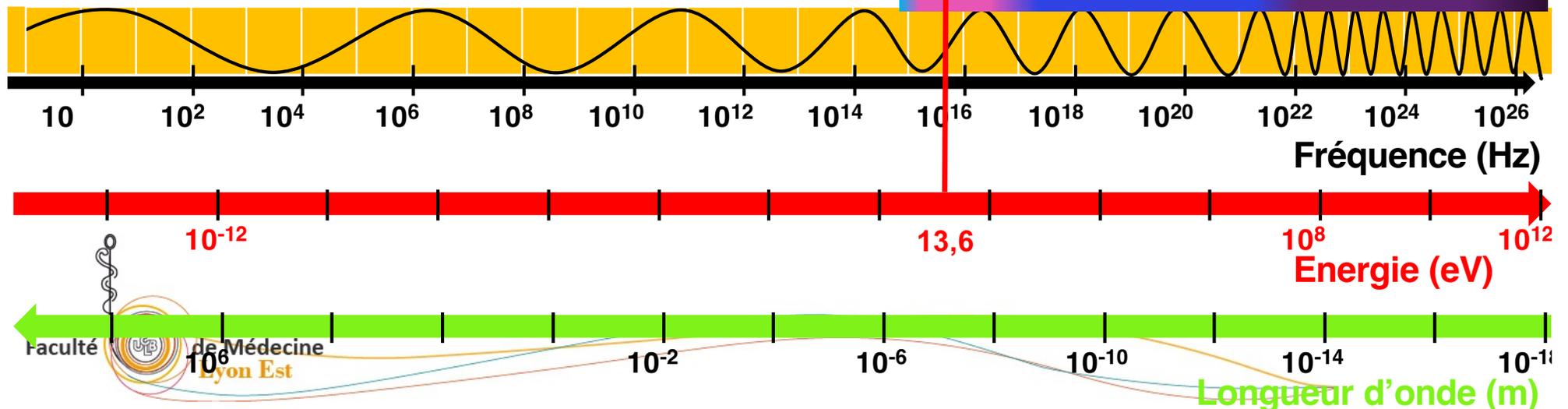


Rayonnement
ultraviolet

ultraviolet

Rayonnement X

Rayonnement γ

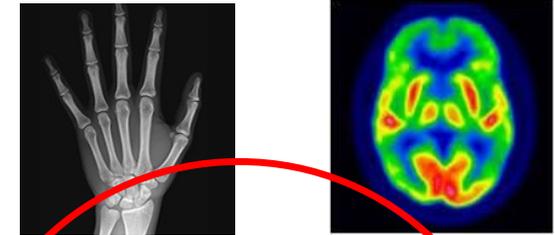


RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES

Applications en santé: Rx et R γ

- Rx :
 - diffraction RX
 - spectrométrie X
 - radiologie
 - radiothérapie
- R γ :
 - radio-analyse
 - médecine nucléaire

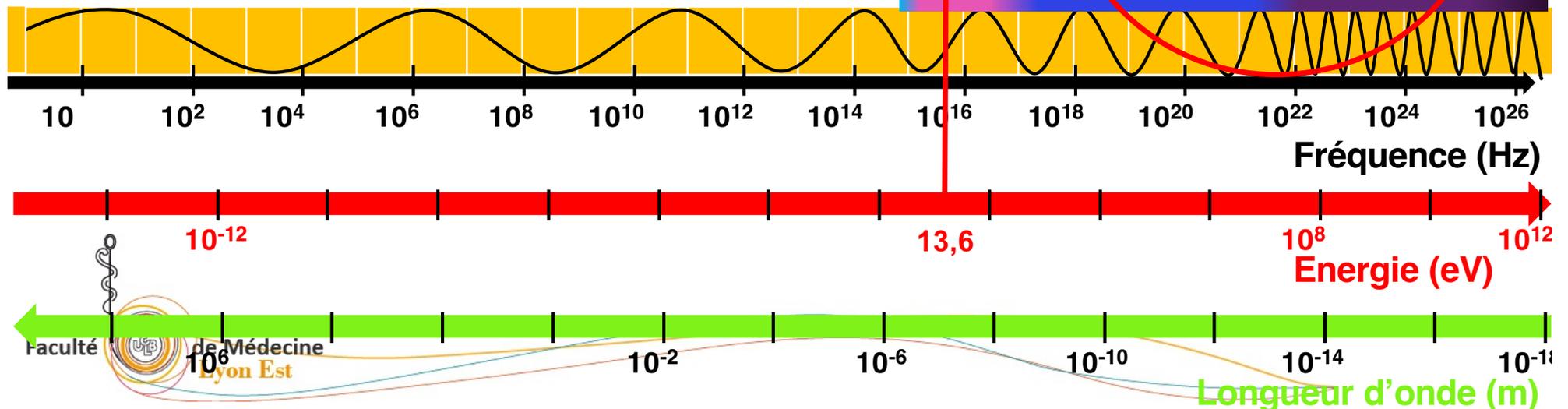
Rayonnements ionisants



Rayonnement
ultraviolet

Rayonnement X

Rayonnement γ



RAYONNEMENTS X ET γ : ORIGINE

- Rayonnements X sont produits par deux mécanismes :
 - soit au voisinage de noyaux atomiques
 - soit au niveau du nuage électronique des atomes

* pas produits par phénomènes nucléaires
- Rayonnements γ proviennent :
 - soit directement de la désexcitation du **noyau** de certains atomes
 - soit secondairement de l'annihilation d'antiparticules (électron-positon)

LES RAYONS X

CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES



Wilhelm C. Röntgen

Le rayonnement X a été découvert par RÖNTGEN en 1895
Il s'agit d'une OEM de **courte longueur d'onde** donc de **grande énergie**

EXEMPLE : Calcul de l'énergie de photons X pour $\lambda = 1 \text{ nm}$

$$E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1 \cdot 10^{-9}} = 1240 \text{ eV} = 1,24 \text{ keV}$$

Deux types d'interactions peuvent conduire à la production de photons X :

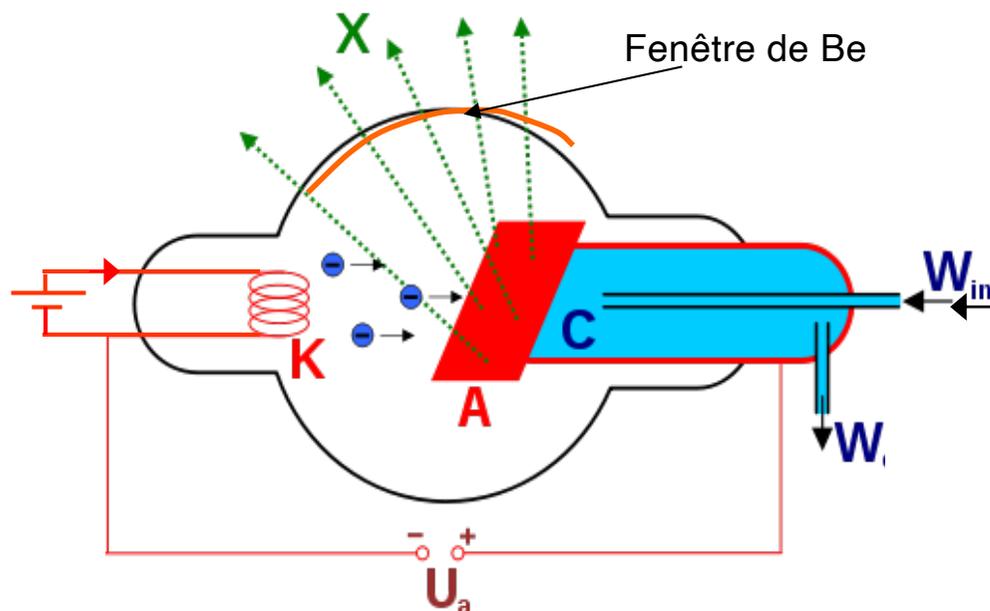
- **Rayonnement de freinage** (Bremsstrahlung): freinage d'électrons par interaction avec les noyaux atomiques d'une cible
- Réarrangement d'électrons au sein d'orbitales atomiques (raie X = **photons X de fluorescence**)

Ces 2 phénomènes se retrouvent dans le principe du tube à rayons X

PRODUCTION DES RAYONS X

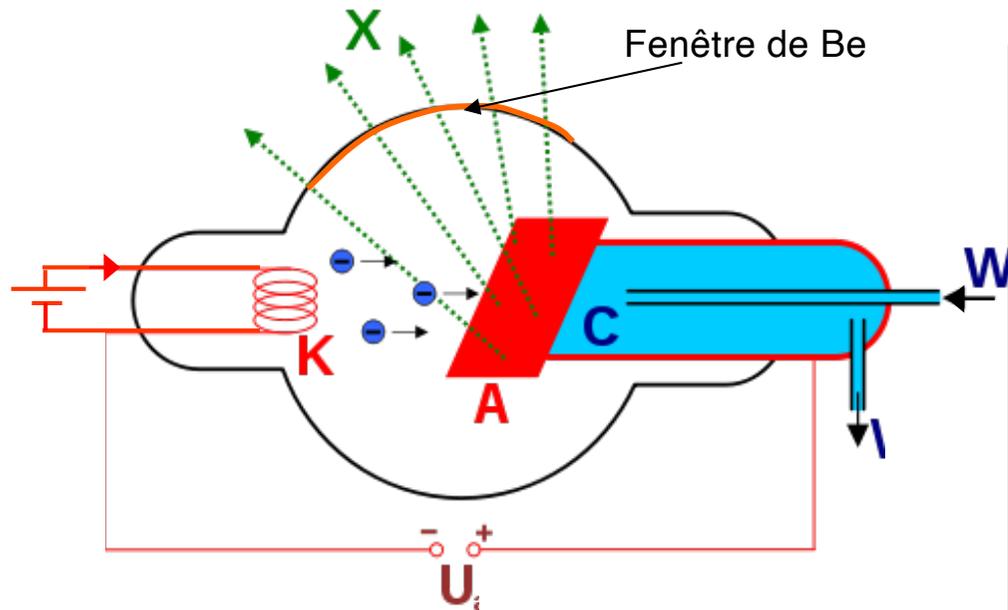
Lorsqu'une cible matérielle est bombardée, dans le vide, par un faisceau d'électrons, il y a émission de rayonnement X par cette cible.

PRINCIPE D'UN TUBE À RX



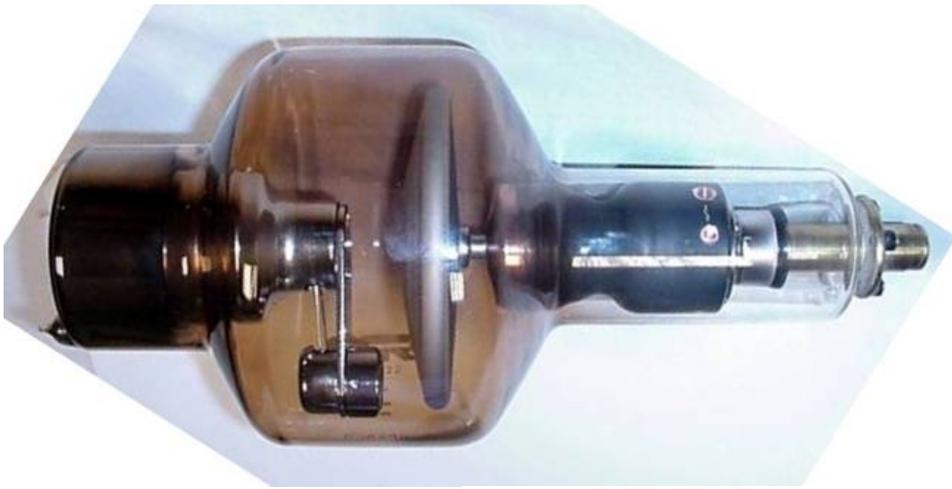
1. Production d'électrons à partir du filament de tungstène porté à haute température par un courant de chauffage
2. Accélération des électrons extraits du métal par une tension électrique U maintenue entre le filament (Cathode), porté à un potentiel négatif, et la cible métallique (anode ou anticathode) qui se trouve à un potentiel positif
3. Emission des rayons X : conséquence des interactions qui se produisent entre les électrons rapides et la matière qui constitue l'Anode

TUBE À RAYONS X



- Tube en verre - vide poussé
- Filament K ou cathode : émet des électrons par effet thermoélectronique
- $U =$ quelques dizaines de kV
- **Anode A ou anticathode** : W, Cr, Cu, Mo, Au, Ag
- **Système de refroidissement C** de l'anode ou anticathode
- **Production de rayons X** qui sortent du tube par des fenêtres en béryllium

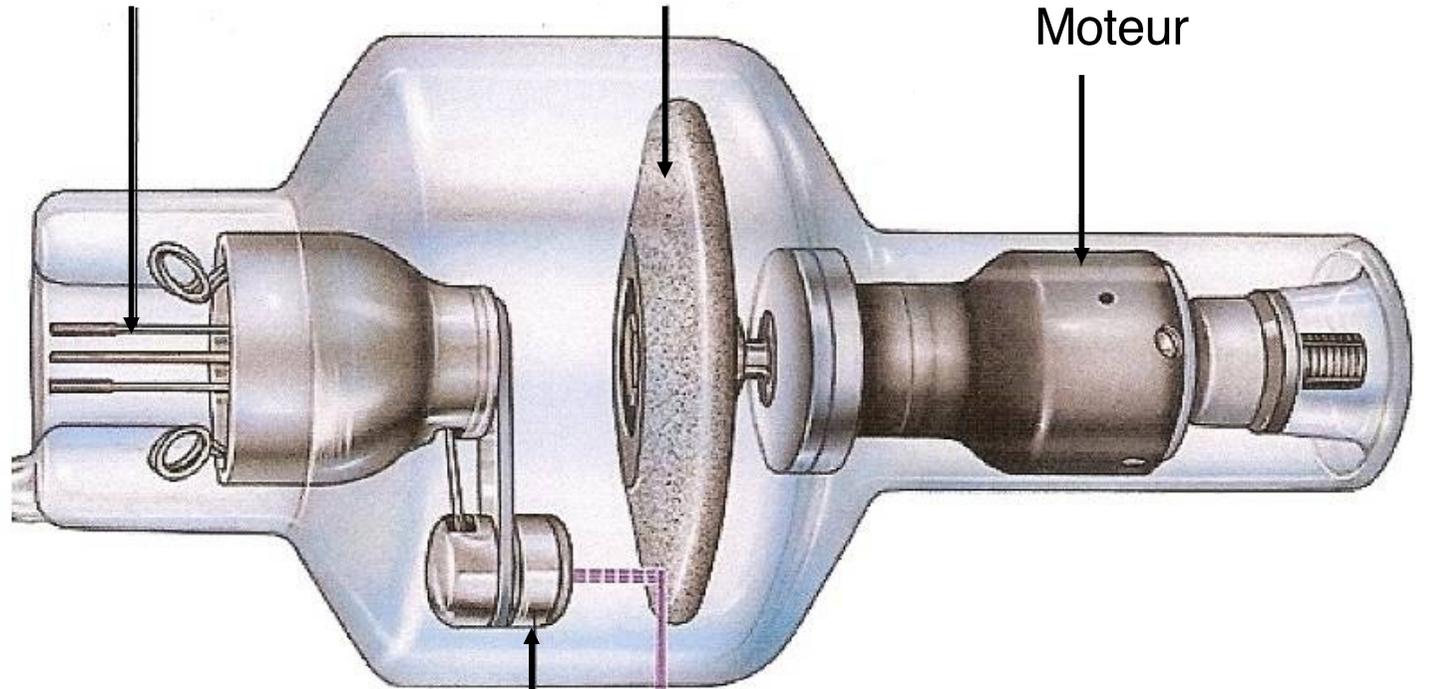
- ddp \approx 10 à 100-120 kV (énergie des e- de 10 à 120 keV)
- Vide poussé : pas d'interaction avec molécules
- Rendement : toute l'énergie des e- incidents n'aboutit pas à la production de RX
- Tube en verre (identique principe actuel)



Haute tension

Anticathode tournante

Moteur



Cathode chauffante
Emission d'électrons

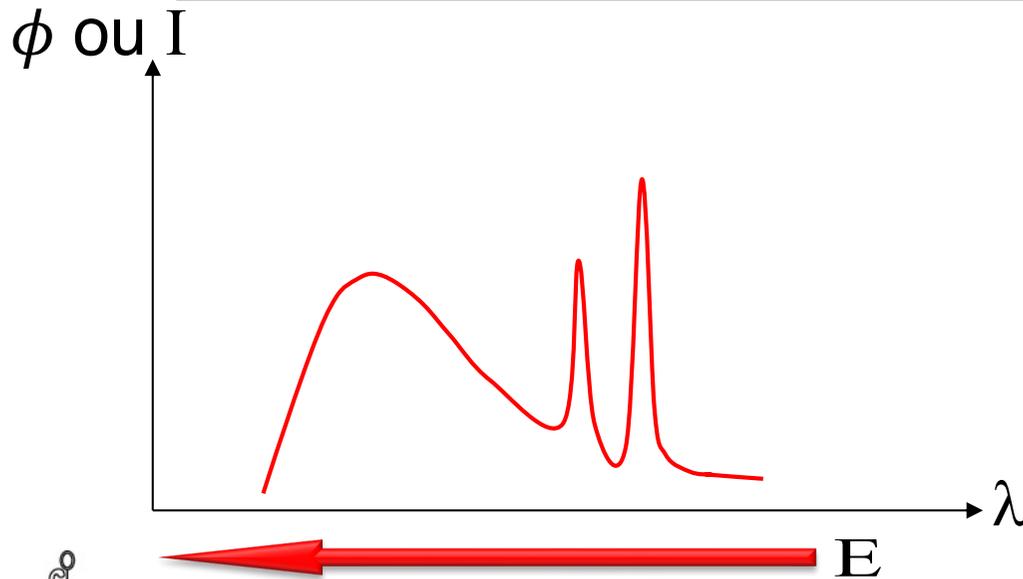
Rayons X

SPECTRE DU RAYONNEMENT X

Pour comprendre les mécanismes en jeu, on trace le spectre:

Grandeur proportionnelle au nombre de photons X :

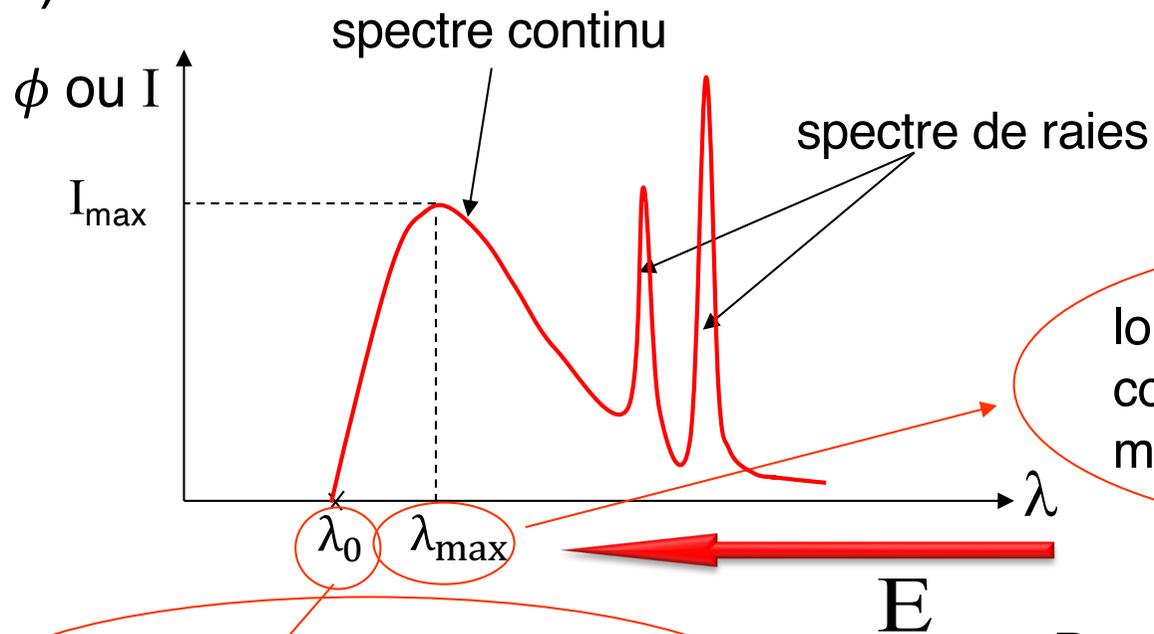
- ϕ flux énergétique (W)
- I intensité énergétique (W.sr⁻¹)



Energie ou grandeur qui en dépend : ν ou λ

LE SPECTRE X

Le spectre de rayonnement X émis par un tube possède une **partie continue** et également une **partie discrète** (spectre de raies)



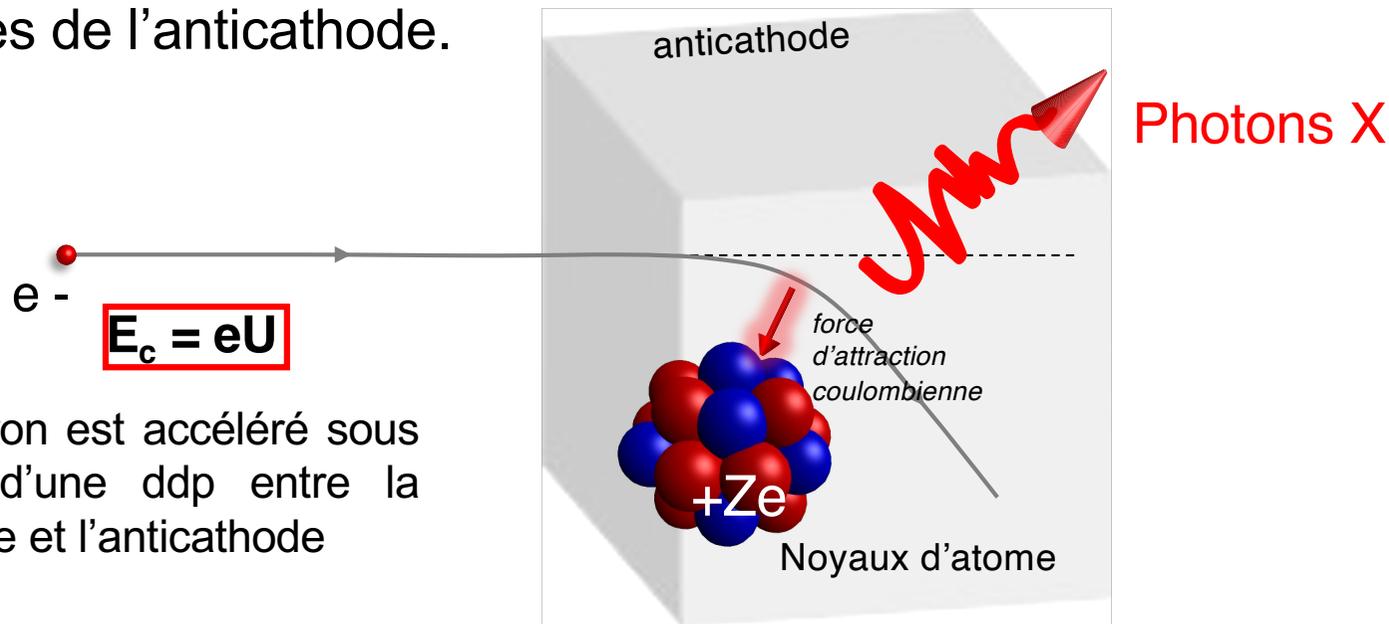
longueur d'onde correspondant à l'émission maximum de photons $\rightarrow I_{\max}$

longueur d'onde des photons ayant l'énergie maximum $E_{\max} = \frac{hc}{\lambda_0}$

Pour I_{\max} , le nombre de photons X émis par l'anode est max.

SPECTRE: PARTIE CONTINUE

Le rayonnement X émis par le bombardement d'électrons sur une anticathode est dû à la transformation directe de l'énergie cinétique (E_c) des électrons en énergie EM lors de l'interaction avec les noyaux des atomes de l'anticathode.



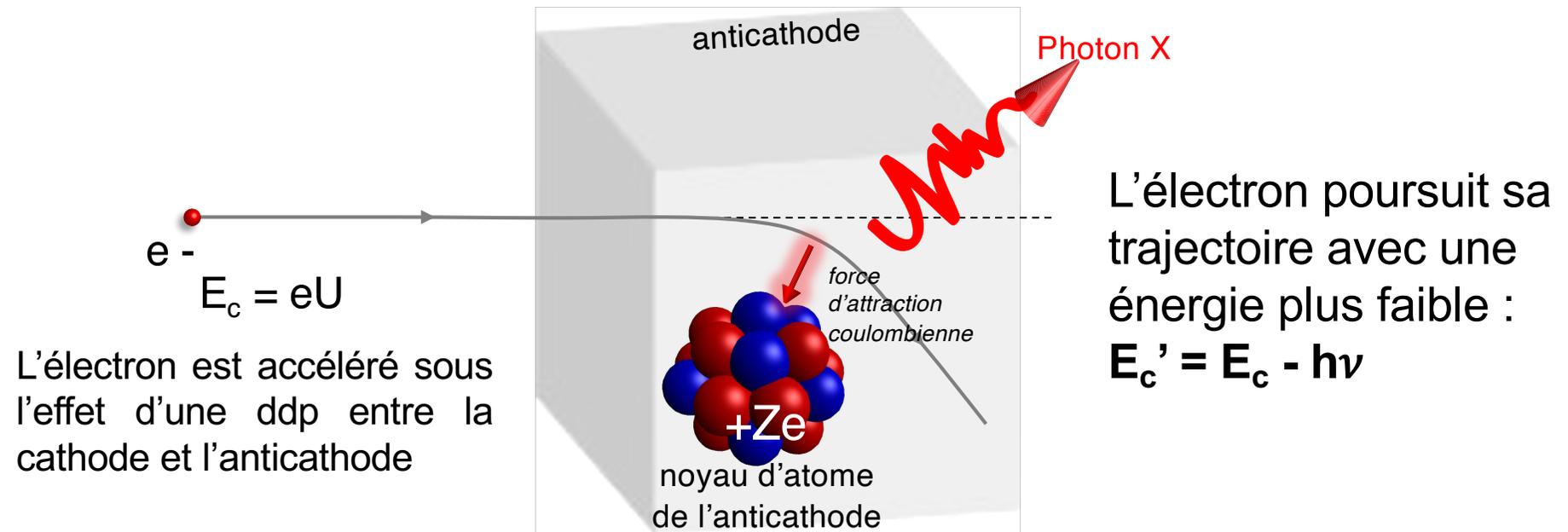
L'électron est accéléré sous l'effet d'une ddp entre la cathode et l'anticathode

A l'approche du noyau l' e^- subit des forces d'attraction coulombienne de la part du noyau, ce qui modifie sa trajectoire et lui fait perdre de la vitesse. L'électron est alors soumis à une accélération centrale

⇒ émission d'un rayonnement X appelé **rayonnement de freinage** (ou BREMSSTRAHLUNG).

BILAN ÉNERGÉTIQUE

L'énergie du photon X est égale à la perte d'énergie cinétique de l'électron freiné (conservation de l'énergie du système).



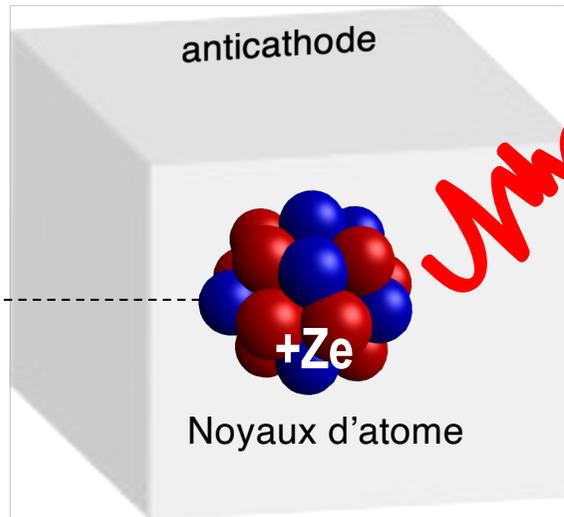
CAS LIMITE

L'électron entre en collision avec le noyau d'un atome de l'anticathode (choc frontal avec une faible probabilité).

L'électron incident perd toute son énergie, le photon X émis aura l'énergie maximale, donc **la longueur d'onde minimale λ_0**

l'électron est accéléré sous l'effet d'une ddp entre la cathode et l'anticathode

e^-
 $E_c = eU$



Photon X (énergie max)

Toute l'énergie cinétique de l' e^- est alors transmise au photon X

Bilan énergétique :

Conservation de l'énergie : $E_c = eU = h\nu_{\max}$

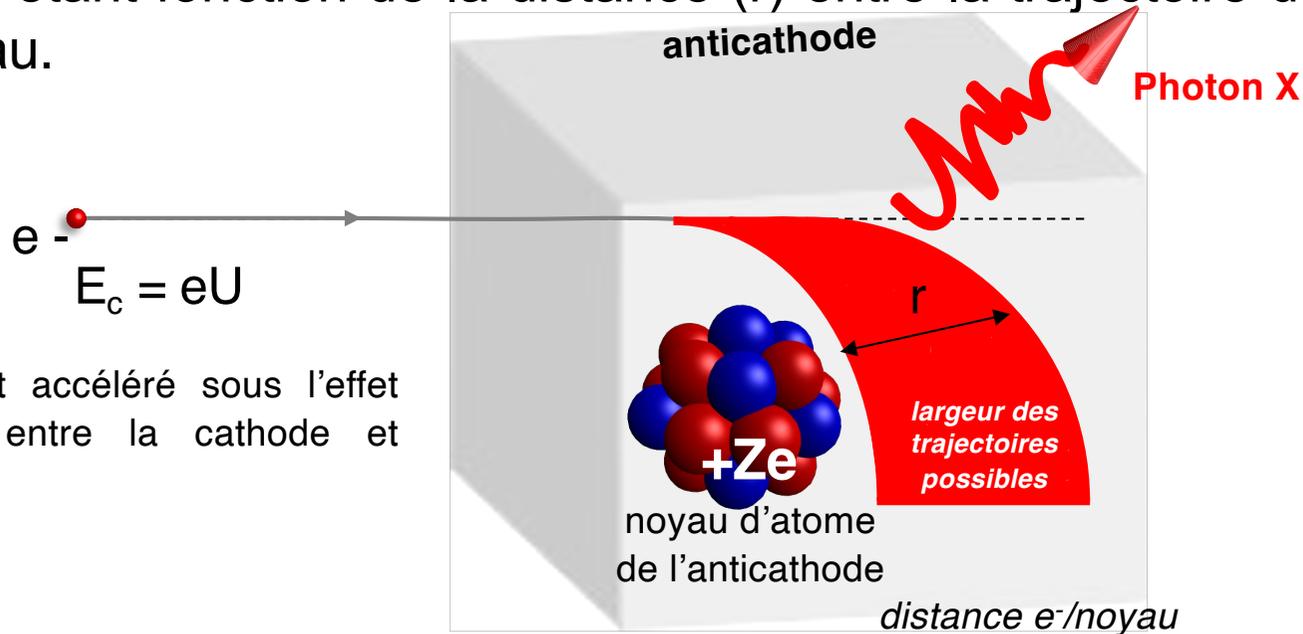
État initial État final

$$E_c = eU = \frac{hc}{\lambda_0}$$

$$\lambda_0 = \frac{hc}{eU}$$

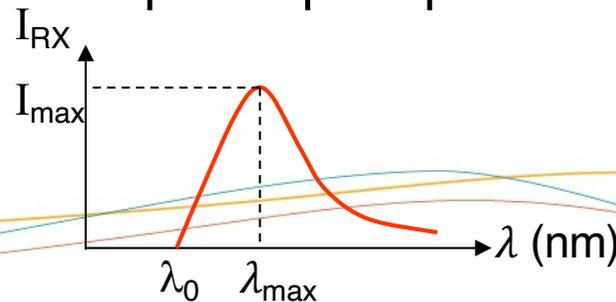
SPECTRE CONTINUE

L'allure continue du spectre de l'intensité des RX en fonction de la longueur d'onde est due au fait que chaque électron peut perdre n'importe quelle fraction de son énergie cinétique entre 0 et eU . La perte d'énergie étant fonction de la distance (r) entre la trajectoire de l'électron et le noyau.



l'électron est accéléré sous l'effet d'une ddp entre la cathode et l'anticathode

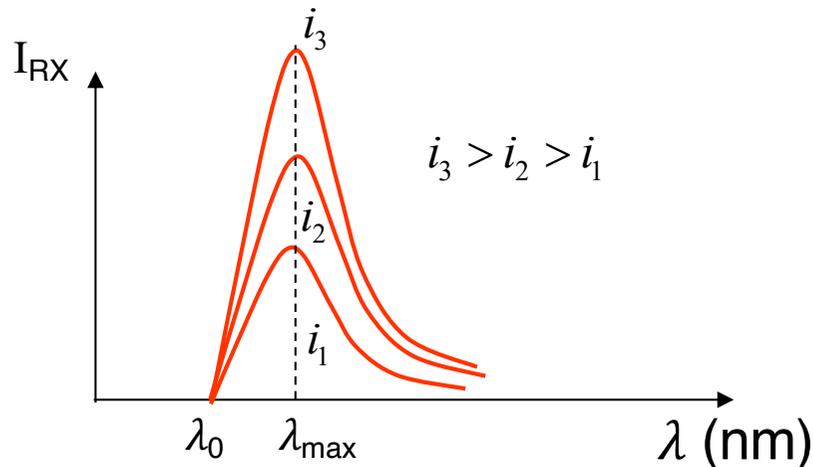
- La perte d'énergie cinétique la plus probable correspond au maximum de photons X $\rightarrow I_{\max}$



$$E_c = \frac{hc}{\lambda_{\max}} = \frac{hc}{\frac{3}{2}\lambda_0} = \frac{2}{3}eU$$

Facteurs agissant sur le spectre continu

- **Nature de l'élément** constitutif de l'anticathode (λ_0 ne dépend que de la tension appliquée) : Z suffisamment élevé
- **Tension d'accélération** U des électrons
- **Intensité du courant** entre cathode et anode (généralement quelques dizaines de mA) à U constante



Lorsque l'intensité augmente, le nombre d' e^- émis par la cathode augmente

\Rightarrow augmentation du nombre de photons X

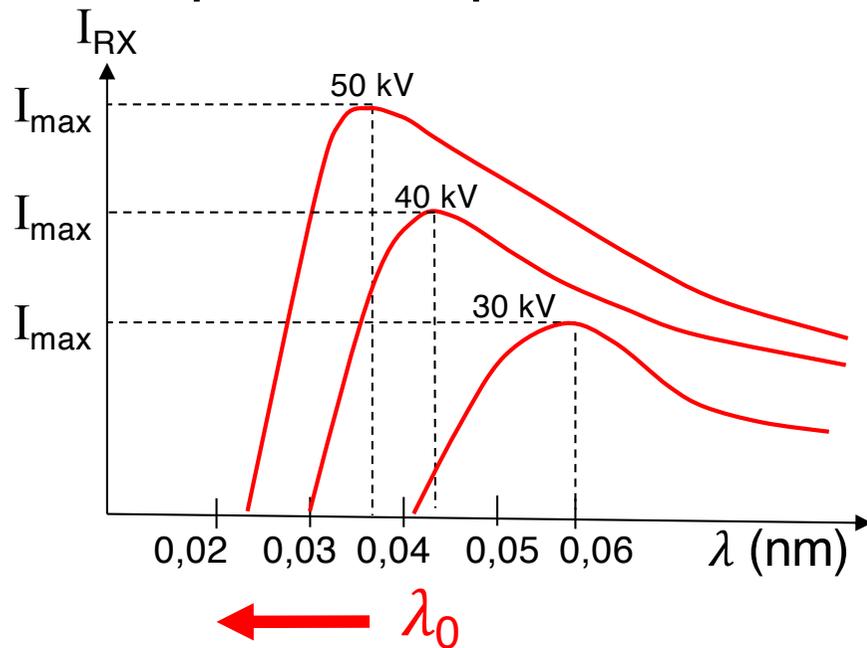
$\Rightarrow \lambda_0$ est identique car $U = \text{cte}$ et $\lambda_0 = \frac{hc}{eU}$

Filtrage :

L'interposition d'un filtre à la sortie du flux de rayons X permet d'absorber la partie la moins énergétique du spectre (« bruit » pour l'image radiologique et baisse de l'irradiation du patient)

VARIATIONS AVEC LA TENSION

Soit un tube fonctionnant à différentes tensions:
pour chaque valeur de U , le spectre présente :



- une limite inférieure, λ_0 qui est :
 - parfaitement définie
 - indépendante de la nature de l'anode (ou anticathode)
 - inversement proportionnelle à la tension
- un maximum d'intensité à λ_{max} :
 - qui se déplace en même temps que λ_0 en fonction de la tension
 - tel que $\lambda_{max} \approx \frac{3}{2} \lambda_0$

La **haute tension** appliquée entre cathode et anode sert à contrôler la **qualité énergétique** des photons X émis.

L'augmentation de la tension entraîne: \uparrow **flux de photons X** et \uparrow **énergie**
(le faisceau de rayons X se durcit = plus de hautes énergies)

ENERGIE & RENDEMENT

La quantité d'énergie par unité de temps (débit énergétique ou flux énergétique) transportée par le faisceau de rayons X est :

$$\phi = K \cdot i \cdot Z \cdot U^2$$

K constante

i intensité du courant électronique

Z numéro atomique de la cible

U tension d'accélération

Rendement r d'émission X :

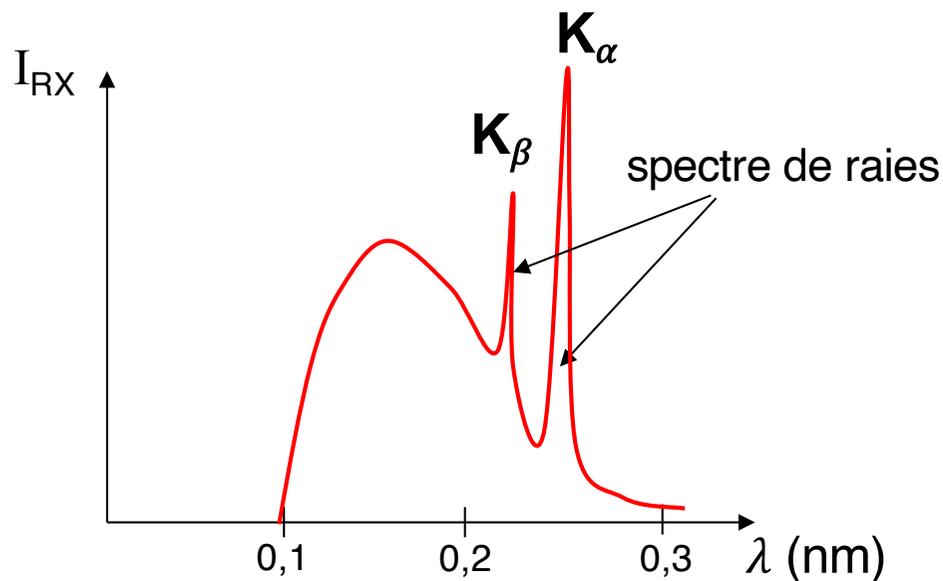
La puissance électrique P dépensée dans le tube est : $P = i \cdot U$

$$r = \frac{\phi}{P} = \frac{K i Z U^2}{i U} \Rightarrow r = K \cdot Z \cdot U$$

(r est de l'ordre de 1% pour anticathode en W ($Z = 74$) et $U = 100$ kV)

LE SPECTRE DE RAIES

Soit un tube fonctionnant à courant constant et à tension constante. Le spectre observé est le suivant :



EXEMPLE :

Anticathode de Cr : $\begin{cases} \lambda_{K\alpha} = 0,2291 \text{ nm} \\ \lambda_{K\beta} = 0,2082 \text{ nm} \end{cases}$

- Les longueurs d'onde des raies sont caractéristiques de l'élément de l'anticathode
- Les longueurs d'onde des raies sont **indépendantes** du régime de fonctionnement du tube (tension)
- Les photons X de la raie K_β sont **plus énergétiques** que les photons X de la raie K_α
- Les photons X de la raie K_β sont émis **en moins grande quantité** que les photons X de la raie K_α

EXEMPLE NUMÉRIQUE

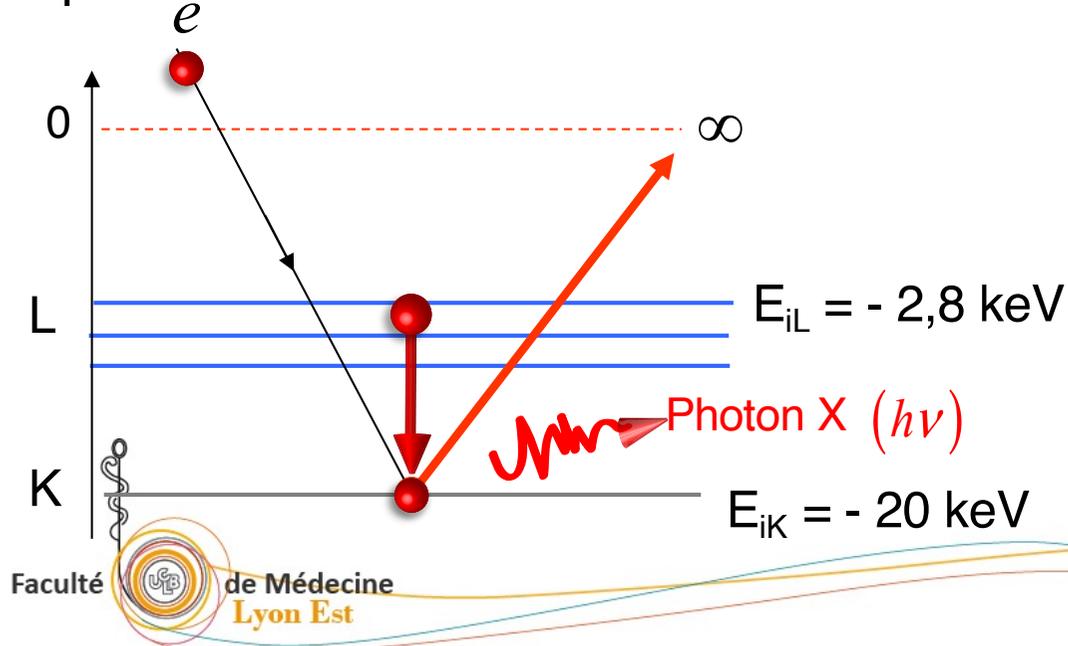
Cas d'une anode en Mo ($Z = 42$)

L'énergie de liaison de la couche K du Mo est $E_{\ell} = -20 \text{ keV}$

On applique entre la cathode et l'anode une ddp $U = 30 \text{ kV}$,

donc l'énergie cinétique des électrons arrivant sur l'anode est $E_c = 30 \text{ keV}$

Les e- incidents vont-ils pouvoir arracher un e- du niveau énergétique le plus bas ?



Condition d'émission :

$$E_c = eU \geq E_{iK} \rightarrow \text{vérifiée}$$

Énergie du photon X émis :

$$h\nu = E_{\ell L} - E_{\ell K} = 17,2 \text{ keV}$$

RÈGLES DE QUANTIFICATION QUANTIQUE

- 1^{ère} Règle de quantification

Nombre quantique orbital : l

= nombre quantique secondaire ou nombre quantique de moment cinétique orbital

Pour chaque valeur de n , l peut prendre des valeurs (avec l entier):

n	l
1	0

$$0 \leq l \leq n - 1$$

Ex : niveau K

- 2^{ème} Règle de quantification

Nombre quantique interne : j

Permet de considérer le mouvement orbital de l'électron et un autre mouvement : le spin de l'électron (valeur du spin : soit $-1/2$, soit $+1/2$)

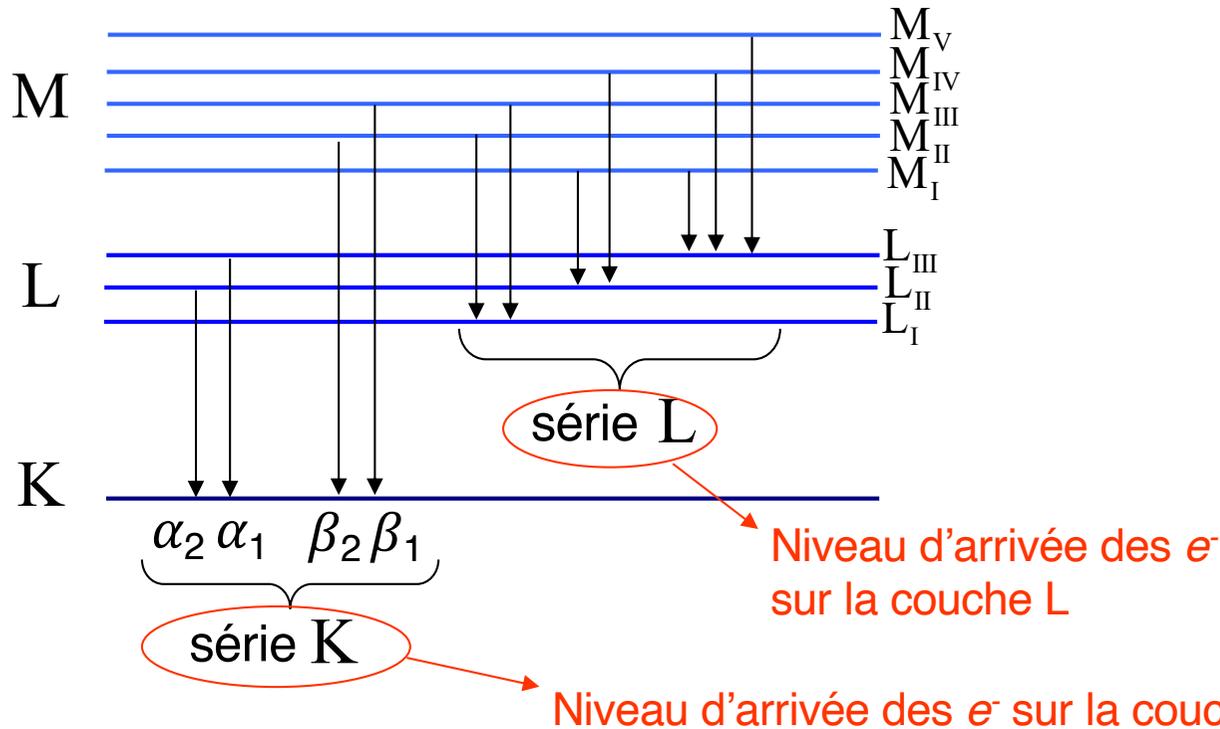
$$j = |l \pm s|$$

Ex : niveau K

n	l	j
1	0	1/2

NOMENCLATURE DES RAIES X

➤ Transmissions permises et nomenclature des raies X caractéristiques



n	l	j
3	2	5/2
	2	3/2
	1	3/2
	1	1/2
2	1	3/2
	1	1/2
	0	1/2
1	0	1/2

α = transition entre une couche n et $n-1$
 β = transition entre une couche n et $n-2$

Ex : $K_\alpha : L \rightarrow K$ et $K_\beta : M \rightarrow K$

Les transitions permises respectent les règles de quantification et les règles de sélection

$$0 \leq l \leq n-1$$

$$j = |l \pm s|$$

$$\begin{cases} \Delta l = \pm 1 \\ \Delta j = 0 \text{ ou } \pm 1 \end{cases}$$

LOI DE MOSELEY

C'est une loi expérimentale exprimant la variation de l'inverse de la longueur d'onde λ des raies X d'émission en fonction du numéro atomique de l'élément émetteur



$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = A(Z - s)$$

A = Constante pour une raie donnée et pour une série donnée ($A \neq$ pour K_α et K_β)

s = Constante d'écran, dépend uniquement de la série (K, L...) donc même s pour K K_α et K_β

➤ Signification de la constante A:

D'après la loi de BALMER-RITZ modifiée (atome à plusieurs électrons) :

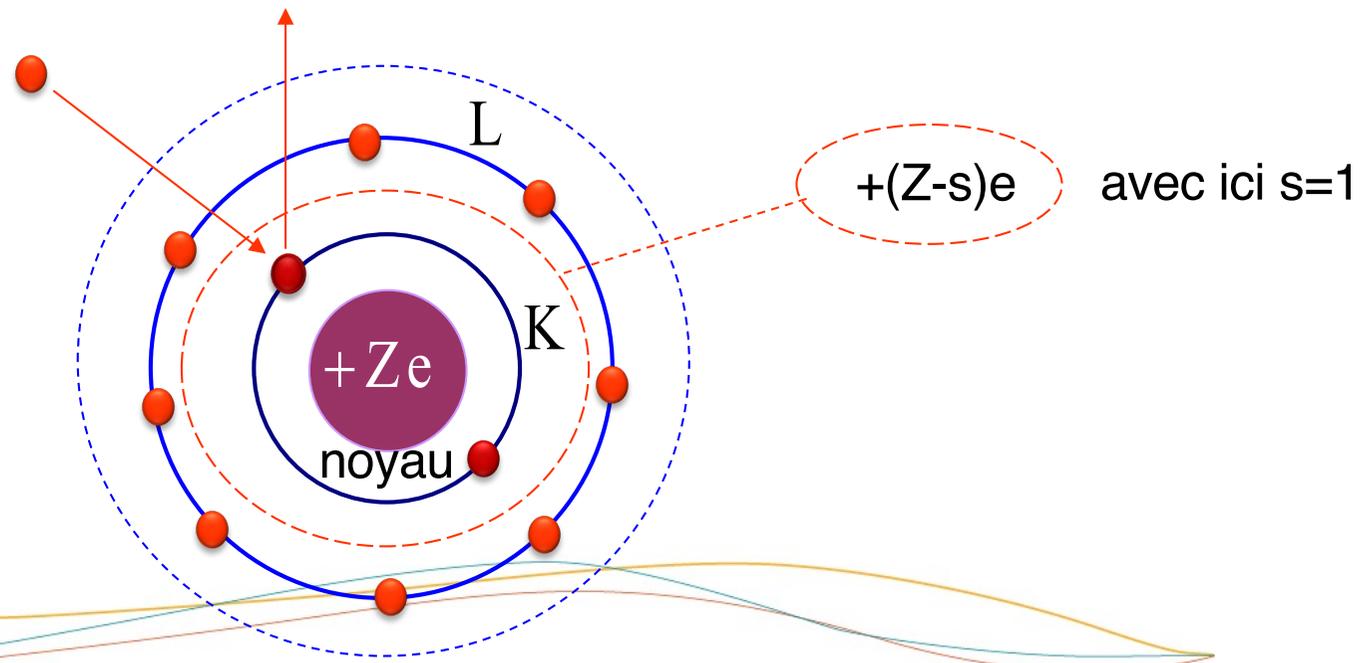
$$\frac{1}{\lambda} = (Z - s)^2 R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \Rightarrow A^2 = R_H \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

Signification de s

La **constante d'écran** reflète la diminution de la force d'attraction exercée par les Z charges + du noyau sur l'électron qui effectue sa transition d'émission. La **charge effective** "vue" par l'électron qui effectue sa transition d'émission est **$+(Z - s)e$**

EXEMPLE :

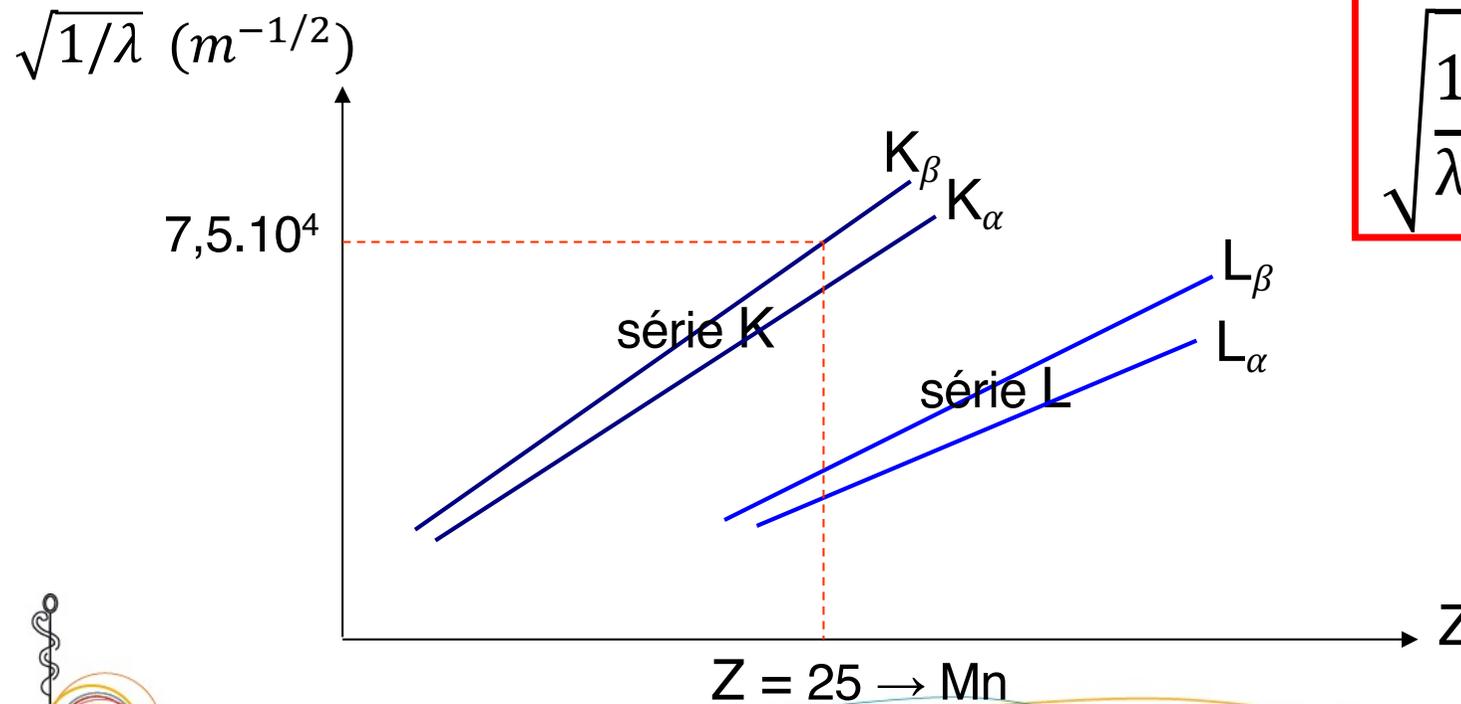
Cas d'une transition vers une couche K



Intérêt de la loi de Moseley

D'après la loi de Moseley il existe une relation linéaire entre Z et $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$

Cette relation permet de connaître la longueur d'onde du photon X émis connaissant le numéro atomique de l'élément constituant l'anode émettrice.



$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = A(Z - s)$$

EN RÉSUMÉ : LES RAYONS X

- Partie continue du spectre d'émission

→ interaction **électron-noyau**

Toutes les distances électron-noyau sont possibles:

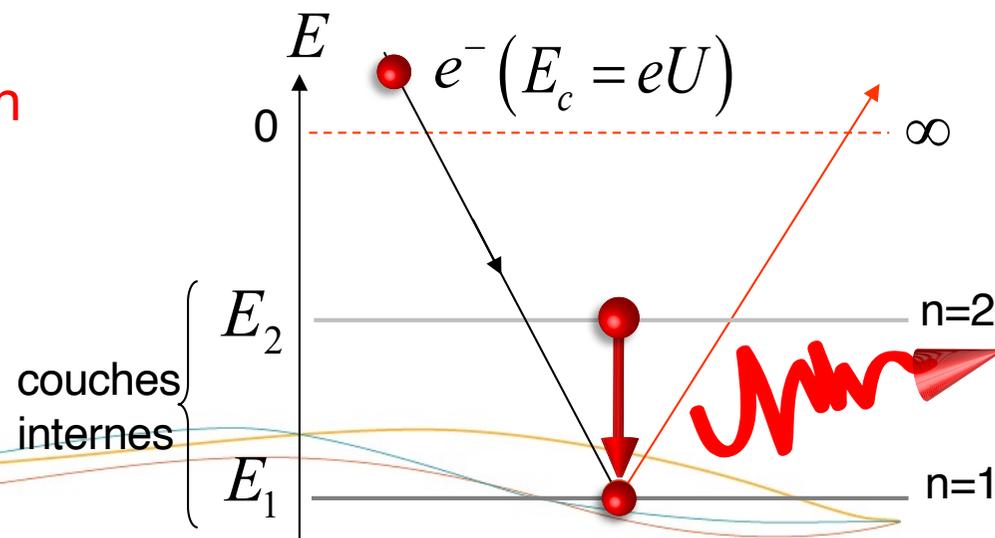
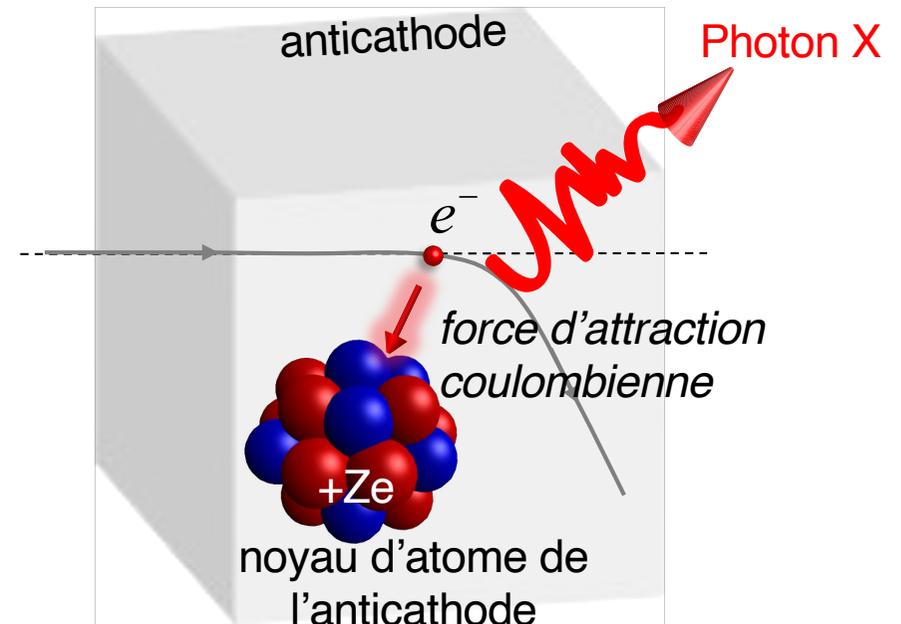
⇒ **spectre continu**

- Partie discrète du spectre d'émission

→ interaction **électron-électron**

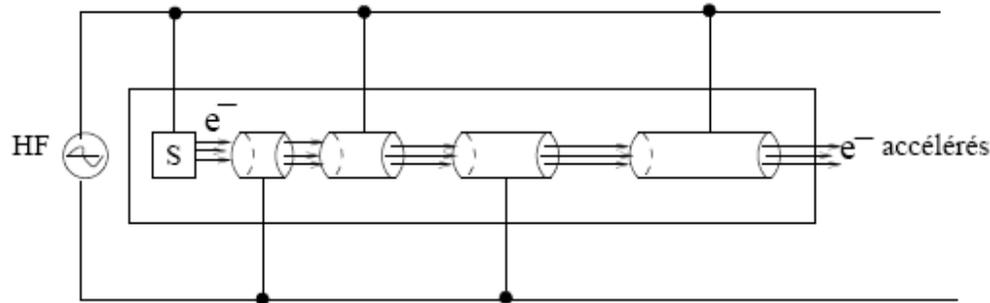
Niveau d'énergie quantifié:

⇒ **raie spectrale**



AUTRES SOURCES DE RAYONS X

- Bombardement d'une cible par des protons
- Éléments radioactifs se désintégrant par capture électronique
- Rayonnement synchrotron = rayonnement X émis par les accélérateurs d'électrons



Accélérateur linéaire

Composé d'un tube vide d'air comprenant :

- une source d'électrons
- des électrodes cylindriques de longueur croissante
- une tension alternative à très haute fréquence
- une cible

**L'énergie des rayons X peut être très élevée,
Rendement très élevé, Utilisé en radiothérapie**

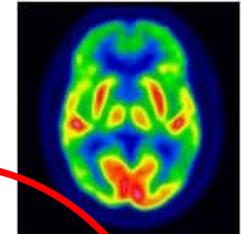
LES RAYONNEMENTS γ

Applications en santé:

R_γ considéré + énergétique que Rx

Ex : médecine nucléaire

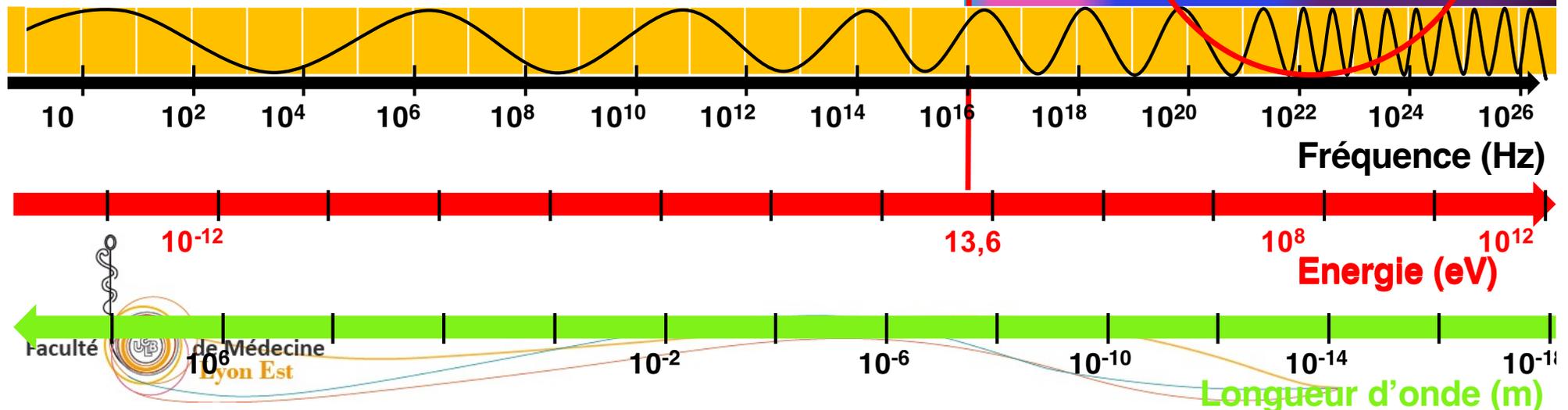
Rayonnements ionisants



Rayonnement
ultraviolet

Rayonnement X

Rayonnement γ

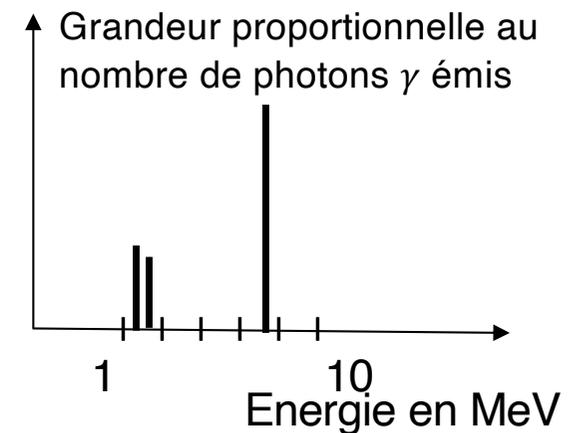


LES RAYONNEMENTS γ

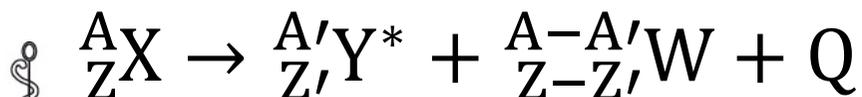
L'émission γ correspond à un mécanisme qui se produit généralement à l'intérieur du noyau donc elle accompagne les transformations radioactives.

Lorsqu'un noyau est dans un état excité (suite à une transformation radioactive), il y a retour à un état stable (désexcitation spontanée) par émission d'un photon γ d'énergie égale à la différence d'énergie entre le niveau énergétique de départ et celui d'arrivée.

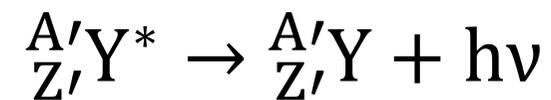
Les énergies sont quantifiées, le spectre d'émission des photons γ est discontinu (le rayonnement γ correspond à une désexcitation électromagnétique des noyaux).



Désintégration radioactive

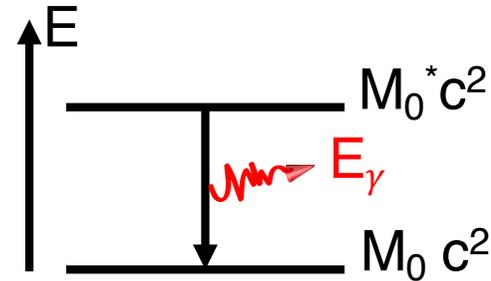


Désexcitation



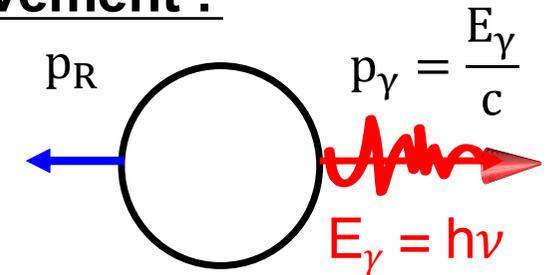
BILAN ÉNERGÉTIQUE

Diagramme énergétique



Conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement :

Si photon émis dans une direction et sens donné,
Le noyau doit reculer (même direction, sens opposé)



Conservation de la quantité de mouvement : $p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c} = p_R$

Conservation de l'énergie : $E = (M_0^* - M_0) c^2 = E_\gamma + E_R$

Avec
$$E_R = \frac{p_R^2}{2M_0} = \frac{p_\gamma^2}{2M_0} = \frac{E_\gamma^2}{2M_0 c^2}$$

conservation \vec{p}

En général, on néglige $E_R \Rightarrow$

$$E_\gamma \approx (M_0^* - M_0) c^2$$

Transformations isomériques

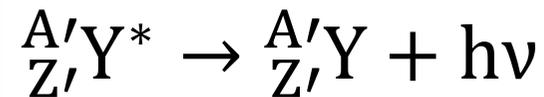
Au cours des transformations isomériques: **A et Z ne varient pas**

Lors d'une **désexcitation EM** du noyau, après une étape de **désintégration**

(A et Z identiques)

(A et/ou Z changent)

Seul change l'état énergétique du noyau



2 types :

1. Émission γ spontanée

Après désintégration, le noyau formé se trouve souvent dans un état excité

⇒ Étape de désexcitation par émission d'un ou plusieurs photons γ

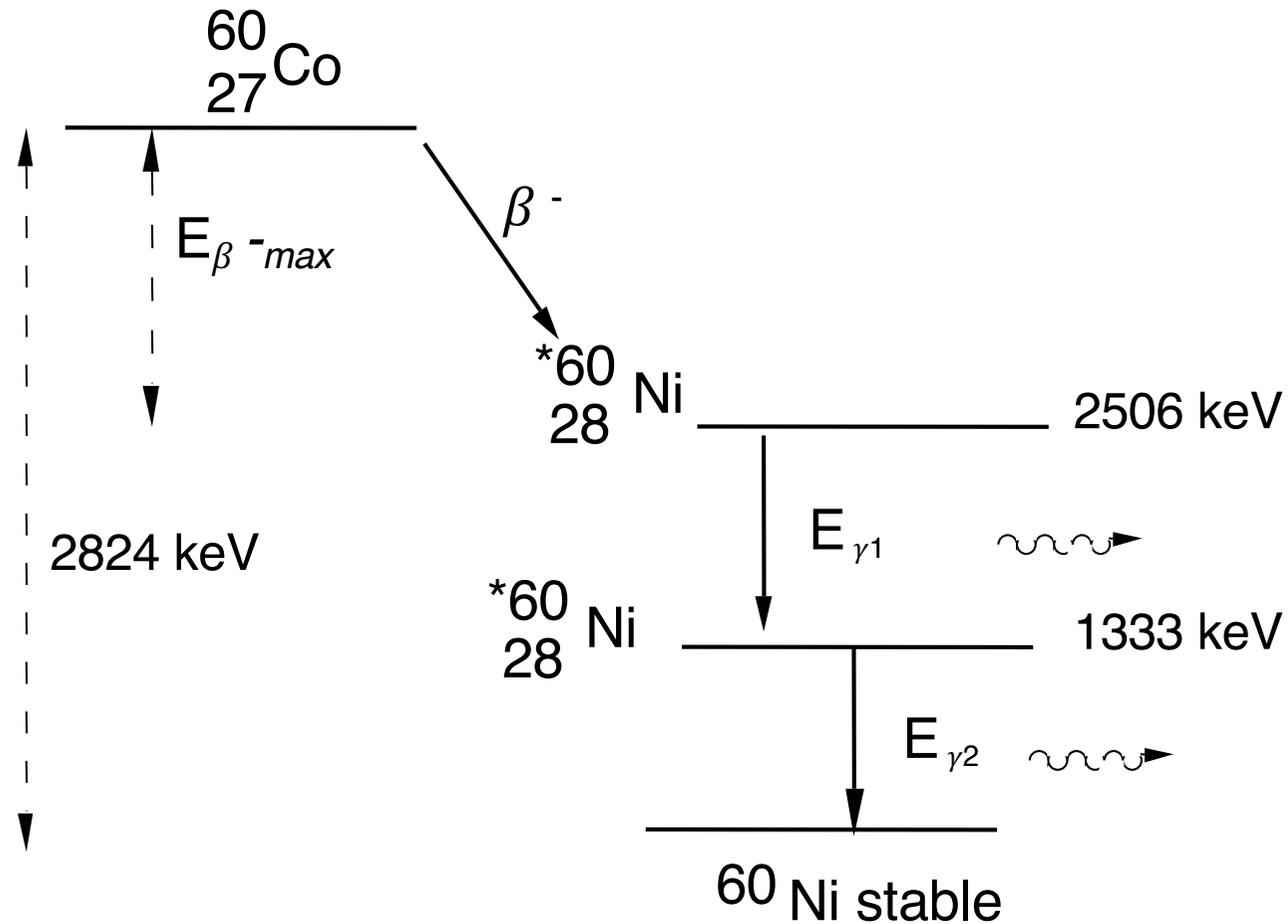
(très rapide : 10^{-16} s à 0,1 s après la désintégration)

Les états énergétiques des nucléons étant quantifiés

- transitions caractéristiques du nucléide
- photons γ d'énergie bien déterminée

$$E_\gamma \cong \Delta E = E_i - E_f$$

Exemple de schéma de désintégration



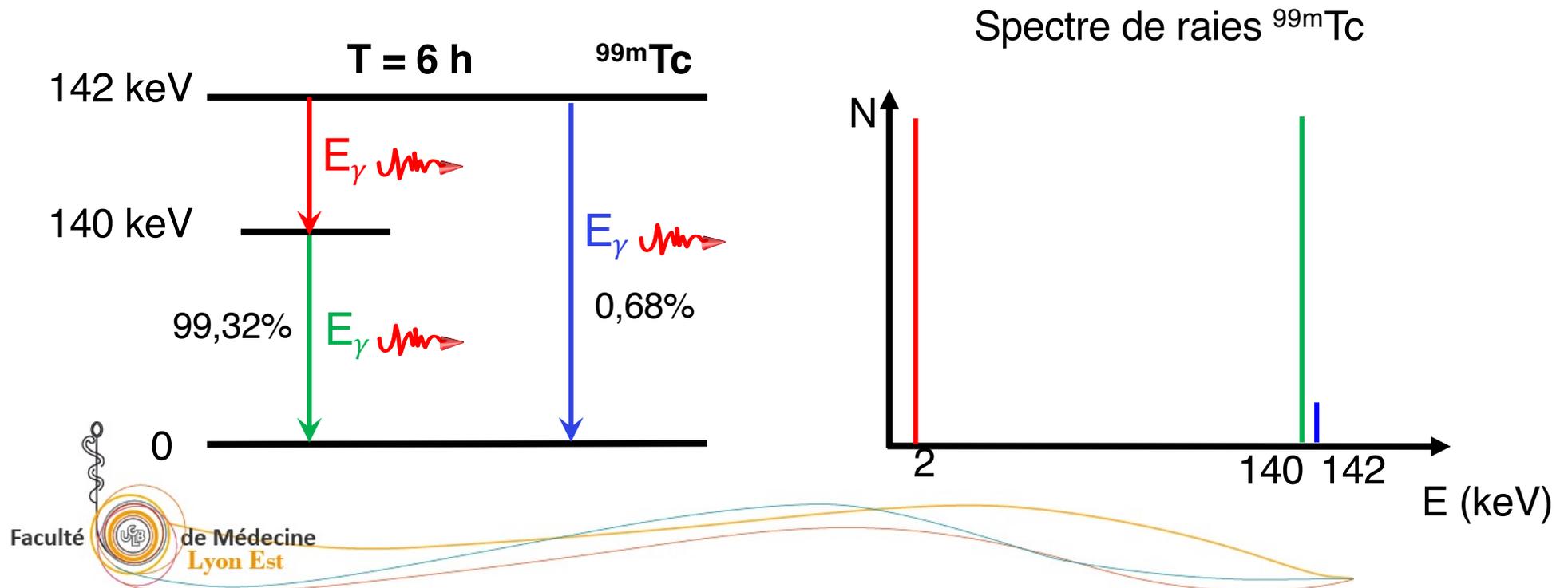
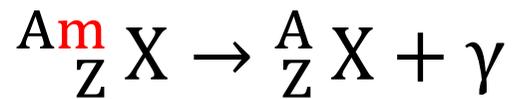
$$E_{\gamma1} = 1\ 173\ \text{keV}$$

$$E_{\gamma2} = 1\ 333\ \text{keV}$$

2. Isomères métastables

Parfois la durée de vie de l'état excité est $> 0,1$ s
(durée de vie de quelques secondes à plusieurs mois)

Le nucléide excité est appelé **métastable**



INTERACTION DES RAYONNEMENTS - MATIÈRE

Principe général

Rayonnement = mode de **transport d'Énergie et de quantité de mouvement** ne nécessitant pas de support matériel

Lorsqu'un rayonnement traverse un milieu matériel, il se produit des interactions caractérisées par des échanges d'énergie entre le rayonnement et les atomes du milieu

Les rayonnements non électriquement chargés, tels que photons X ou γ sont dits indirectement ionisants car les ionisations sont produites essentiellement par les particules chargées secondaires (e^-) mises en mouvement au cours des interactions

Ionisations produites sont à l'origine des :

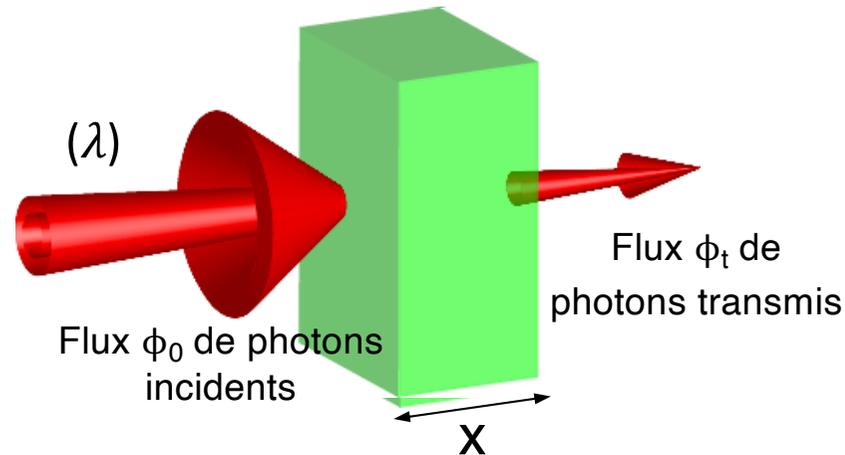
- Effets utilisés pour la détection (compteurs, dosimètres,...)
- Effets biologiques sur les milieux vivants

LOI GÉNÉRALE D'ATTÉNUATION

Un faisceau mono-énergétique de photons s'atténue en traversant un milieu matériel :

$$d\phi = -\mu \cdot \phi \cdot dx$$

$$\phi_t = \phi_0 e^{-\mu x}$$



ϕ_0	Flux incident (flux énergétique en watts = énergie transportée par le faisceau X ou γ par unité de temps)
ϕ_t	Flux transmis
x	Épaisseur de matériau traversée
μ	Coefficient linéaire d'atténuation ($[\mu] = L^{-1}$) : μ en cm^{-1} quand x en cm

μ est la fraction de photons qui interagit par unité de longueur de milieu atténuateur.

(si $\mu = 0,01 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 1\%$ des photons interagit à chaque cm)

INTERACTION RAYONNEMENTS - MATIÈRE

- **Le coefficient d'atténuation μ** est défini par :

$$\mu = \sigma \cdot n$$

$$[\sigma] = [\mu / n] = L^{-1} / L^{-3} = L^2$$

n nb entités inter-agissantes / unité de volume

σ **section efficace d'interaction** (barn (b), 1 b = $10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$)

= probabilité d'interaction

= **surface** (cible) à atteindre par particule pour provoquer 1 interaction

σ est fonction de E des particules incidentes

- **Le coefficient d'atténuation μ** dépend de l'énergie des photons incidents et de la nature du matériau

$$\mu = f(\rho, Z, \lambda) \quad \rho \text{ masse volumique, } Z \text{ numéro atomique, } \lambda \text{ longueur d'onde}$$

On définit le coefficient massique d'atténuation qui est indépendant de la masse volumique ρ c'est-à-dire du degré de compression de la matière :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

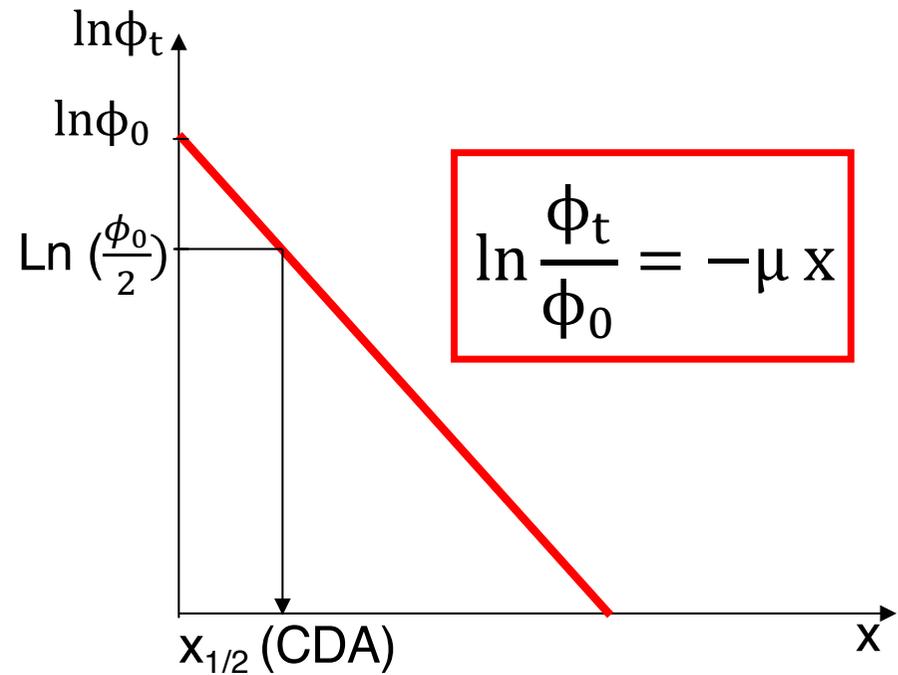
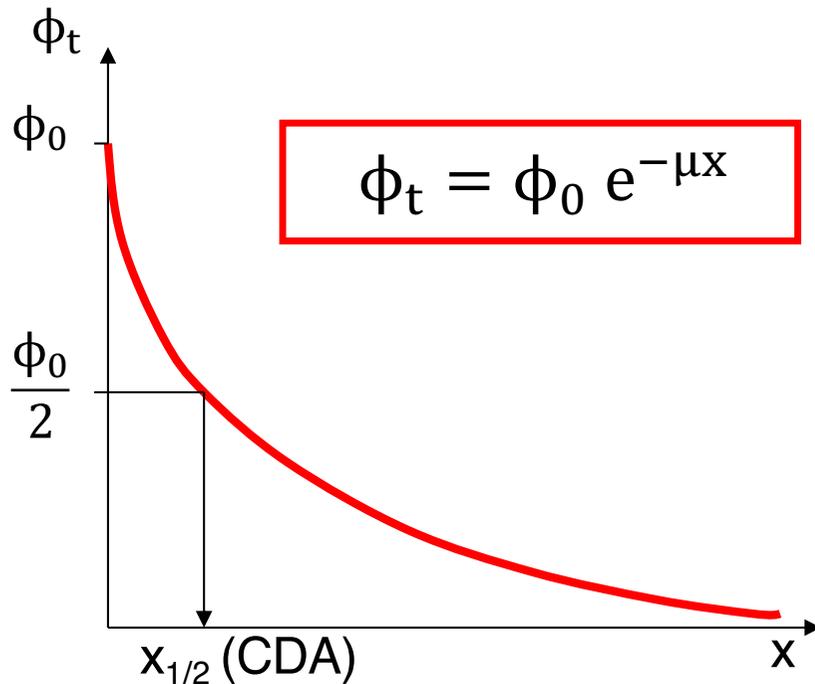
\Rightarrow

$$\phi_t = \phi_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x}$$

en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ et ρx épaisseur exprimée en masse surfacique ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$)

CDA

Couche de demi-atténuation (CDA) $x_{1/2}$: c'est l'épaisseur que doit avoir un écran pour ne laisser passer que la moitié des photons incidents



$$\phi_{x_{1/2}} = \phi_0 e^{-\mu \cdot x_{1/2}} = \frac{\phi_0}{2} \Rightarrow e^{-\mu \cdot x_{1/2}} = \frac{1}{2}$$

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

INTERACTION RAYONNEMENTS - MATIÈRE

Il est impossible d'arrêter complètement un faisceau de photons

On peut avec des écrans d'épaisseur convenable limiter le flux à des valeurs négligeables : un écran d'épaisseur égale à 10 CDA ne laisse passer que 1/1024^{ème} du flux de photons incidents

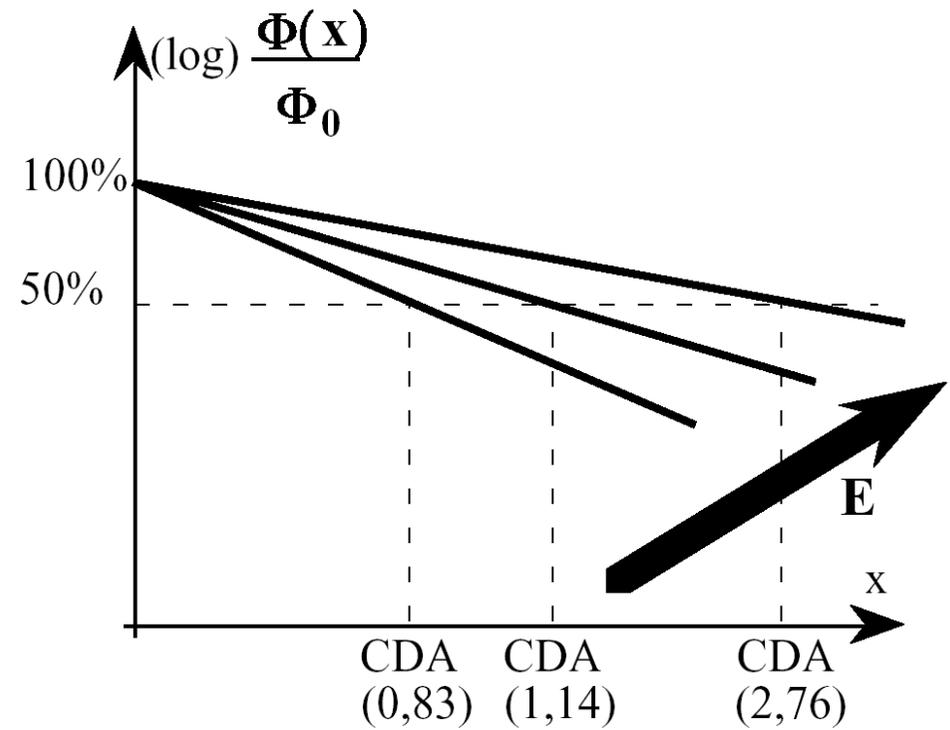
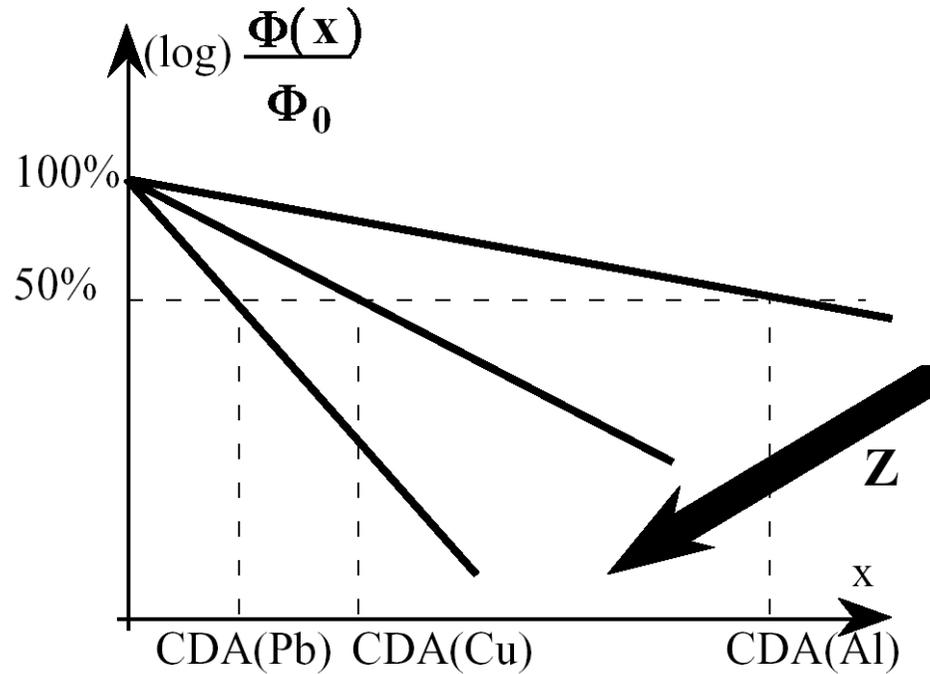
$$\phi_t = \phi_0 e^{-\mu x} \quad \text{avec } \mu = \frac{\ln 2}{x_{1/2}} \quad \text{et } x = n \cdot x_{1/2}$$

$$\phi_t = \phi_0 e^{-\frac{\ln 2}{x_{1/2}} \cdot n x_{1/2}} = \phi_0 e^{-n \cdot \ln 2}$$

$$\phi_t = \frac{\phi_0}{2^n} \quad \text{avec } n = \text{nombre de CDA}$$

EXEMPLE : si $n = 10$ alors $2^{10} = 1024$ et $\phi_t / \phi_0 = 1/1024$

Courbe d'atténuation de différents écrans



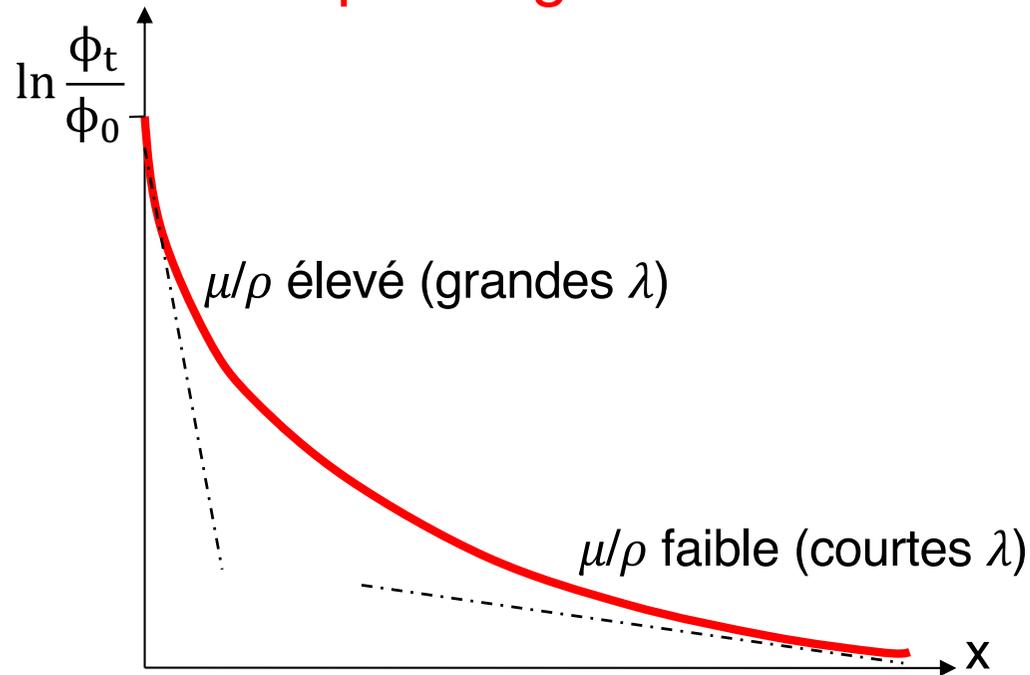
EXEMPLE : Rayonnement X de $\lambda = 0,1 \text{ nm}$

- Al, $Z = 13$ $\mu = 34,6 \text{ cm}^{-1}$ $x_{1/2} = 200 \mu\text{m}$
- Pb, $Z = 82$ $\mu = 866,4 \text{ cm}^{-1}$ $x_{1/2} = 8 \mu\text{m}$

Faisceau polychromatique

L'atténuation d'un faisceau transportant des photons d'énergies différentes résulte de l'atténuation de chacune des composantes

A chaque longueur d'onde correspond un μ ou μ/ρ différent



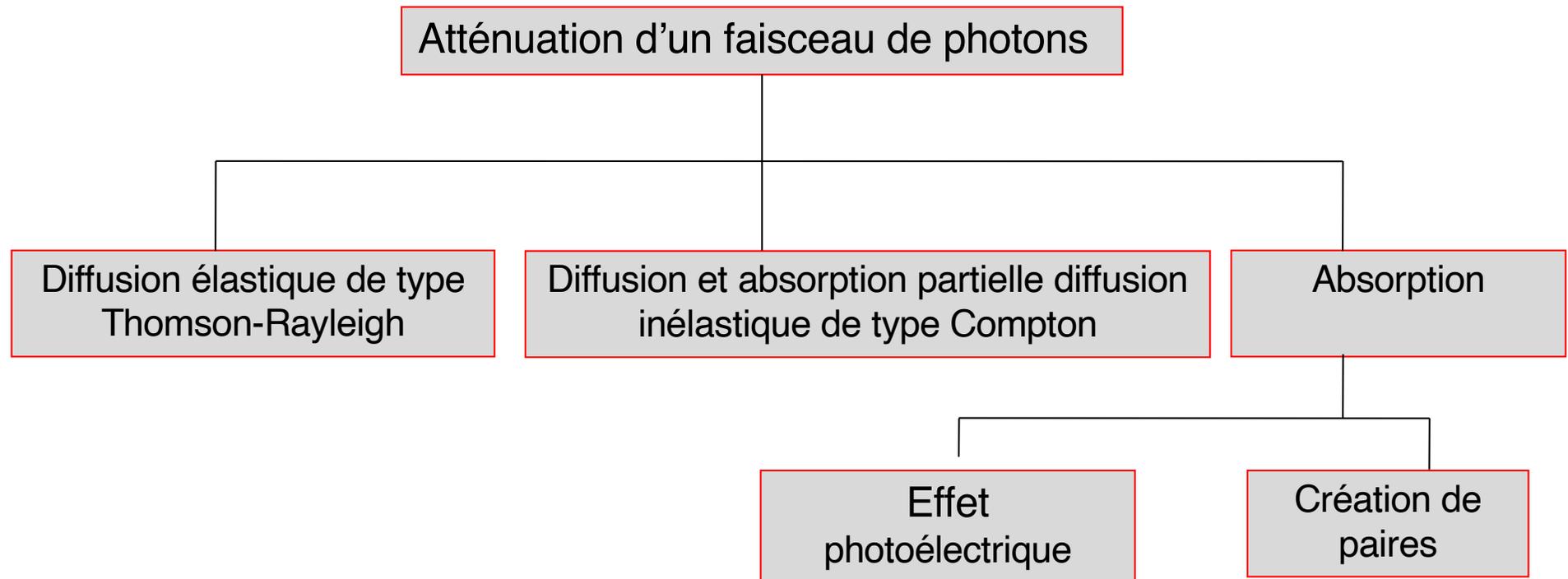
- Pour les courtes longueurs d'onde, les rayons X ou γ ont une grande énergie, l'atténuation est faible, la pente de la courbe est faible

- Pour les grandes longueurs d'onde, c'est l'inverse

- On aboutit à un filtrage du faisceau de rayons X ou γ

En coordonnées semi-logarithmiques

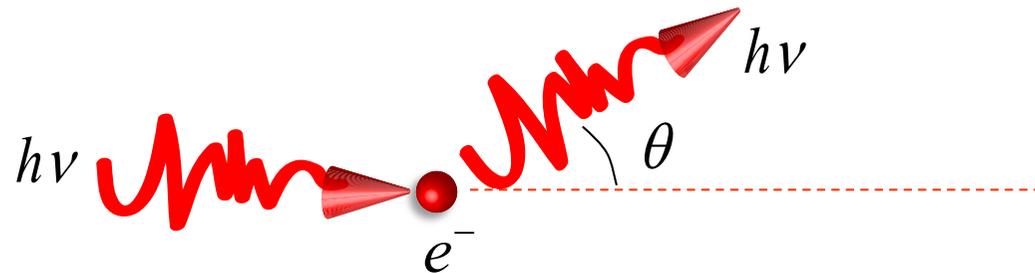
PHÉNOMÈNES D'ATTÉNUATION D'UN RAYONNEMENT



- Les phénomènes de diffusion induisent un flou en imagerie médicale
- L'absorption d'un rayonnement de photons par les tissus est déterminant pour le contraste en radiologie
- **Seuls les phénomènes d'absorption (complète ou partielle) ont pour conséquence un transfert d'énergie du rayonnement au milieu**

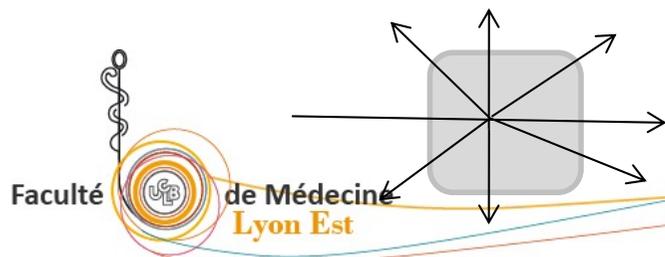
1. DIFFUSION ÉLASTIQUE DE TYPE THOMSON-RAYLEIGH

Il s'agit d'une interaction des photons X ou γ avec les **électrons** des atomes de la substance traversée. C'est une diffusion **sans perte d'énergie** : pas de changement de longueur d'onde



La direction de propagation de l'onde électromagnétique associée au photon change : diffusion dans toutes les directions

Pas de transfert d'énergie entre le faisceau et le milieu : les rayons X/ γ diffusés sont émis à la même énergie que les rayons X/ γ incidents

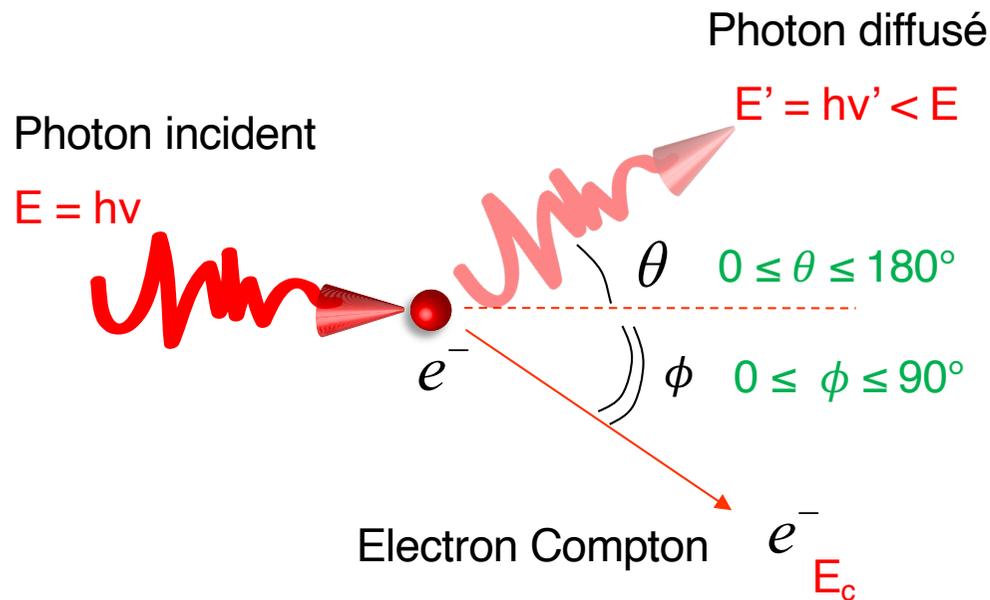


Dès que l'énergie des photons dépasse 45 keV, **interaction négligeable**

Pas d'échange d'énergie entre photons et matière

2. DIFFUSION INÉLASTIQUE : EFFET COMPTON

Il se produit un changement de longueur d'onde: on parle de λ' de Compton



Conservation énergie : $h\nu = h\nu' + E_c$

Conservation quantité de mouvement :

$$\vec{p} = \vec{p}' + \vec{p}_e$$

- Absorption d'une partie de l'énergie E du photon incident par un électron atomique peu lié (**couche superficielle**)

- L'électron atomique est ionisé et emporte sous forme d'énergie cinétique E_c l'énergie perdue par le photon (**on néglige l'énergie d'ionisation de l'électron**)

- Le photon incident ne perd pas toute son énergie mais est diffusé avec une énergie E' plus faible en changeant de direction

Bilan énergétique

Bilan énergétique : conservation de la quantité de mouvement et conservation de l'énergie

L'équation générale montre que les longueurs d'onde des photons incident et diffusé sont liées :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\theta)$$

avec $\lambda' > \lambda$: **atténuation**

- m masse d'électron
- c vitesse de la lumière dans le vide
- θ angle du photon diffusé
- $\Delta\lambda$ déplacement Compton

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$

Photon incident : $E = h\nu = hc/\lambda$

Photon diffusé : $E' = h\nu' = hc/\lambda'$

L'énergie de l'électron Compton et celle du photon diffusé dépendent :

- **de l'angle θ**
- **de l'énergie du photon incident**

EFFET COMPTON

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta)$$

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$$

$$m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$c = 3,0 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$$

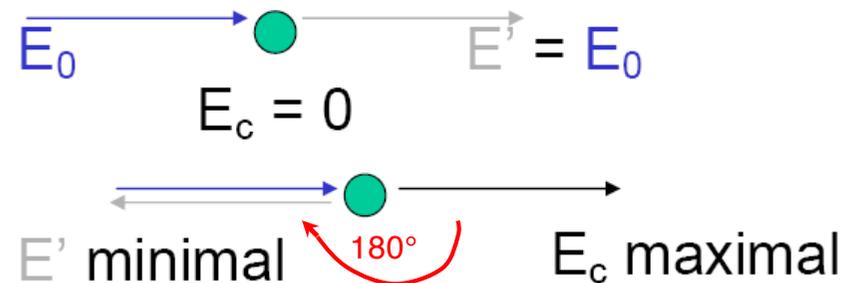
Longueur d'onde Compton :

$$\text{Avec } \frac{h}{mc} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \times 3,0 \cdot 10^8} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 0,0024 \text{ nm}$$

$\Delta\lambda$ est maximale pour $\cos\theta = -1$ ($\theta = 180^\circ$) ... $\Delta\lambda = 0,0024 \times 2 = 0,0048 \text{ nm}$

Il existe 2 cas limites d'interaction :

- cas du choc tangentiel: $\phi = 90^\circ$ et $\theta = 0^\circ$
- cas du choc frontal : $\phi = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$

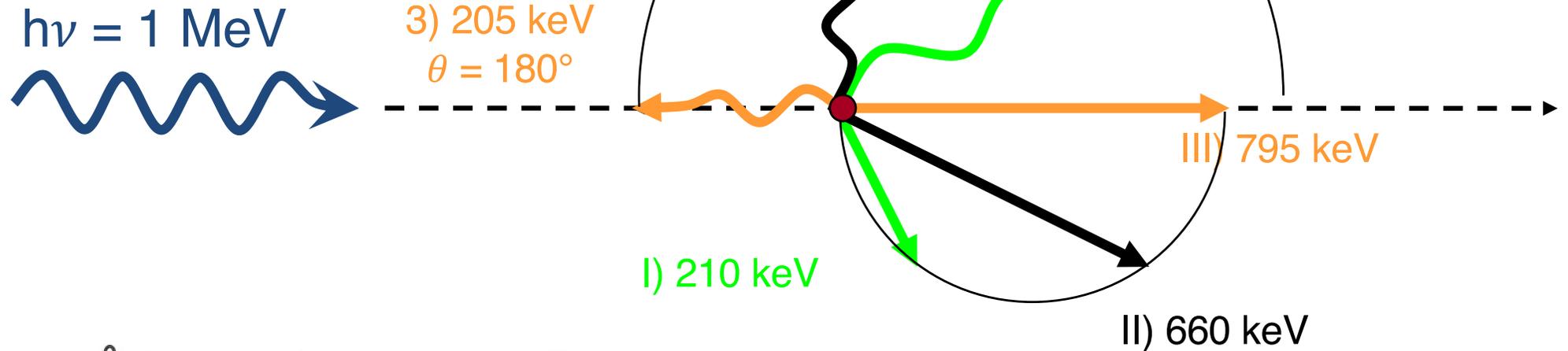


EXEMPLE

EXEMPLE : Soit un photon incident de 1 MeV et $\theta = 30^\circ$, 90° et 180°

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$

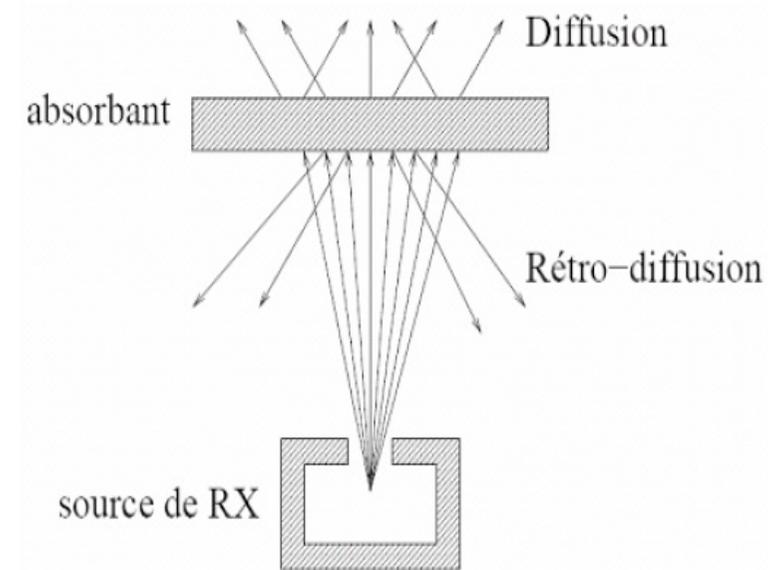
photons diffusés
1), 2), 3)



Lorsque $h\nu$ augmente, E_c augmente

EFFET COMPTON

- L'énergie transférée à l'électron est maximale lorsque $\theta = 180^\circ$
- Si l'énergie du photon incident est **faible**, la majorité de l'énergie est transférée au **photon diffusé**
- Si l'énergie du photon incident est **élevée**, la majorité de l'énergie est transférée à l'**électron** ; l'effet Compton se rapproche de l'effet photoélectrique
- L'électron Compton perd son énergie cinétique sous forme d'ionisations et d'excitations des atomes du milieu



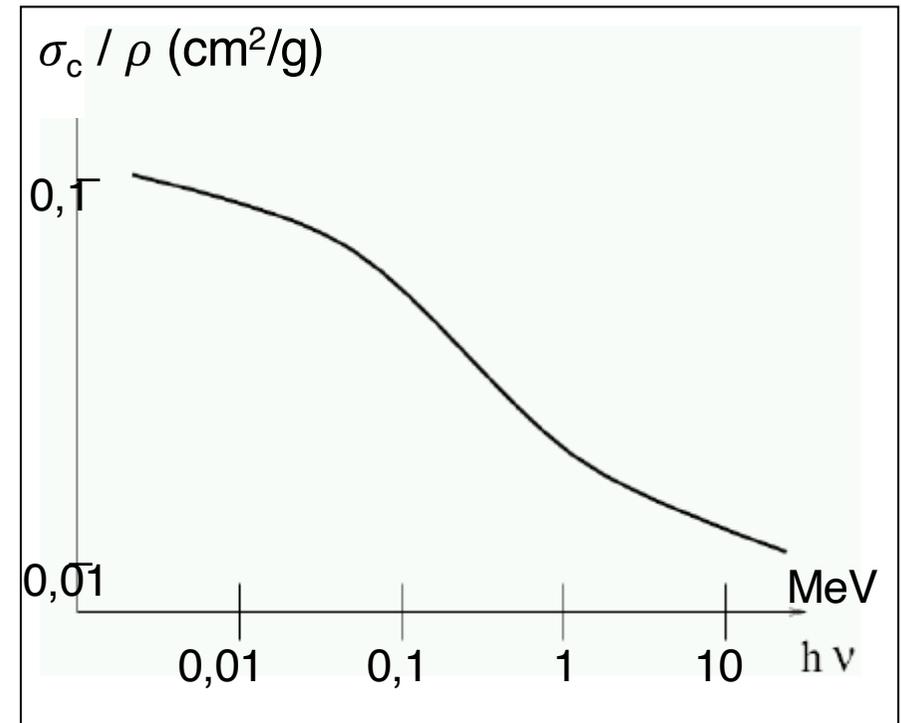
Probabilité d'atténuation par effet Compton

La probabilité d'atténuation par effet Compton est représentée par le coefficient d'atténuation Compton σ_c

Il est indépendant de Z (nature de la matière irradiée). σ_c décroît en fonction de l'énergie du photon incident E

$$\frac{\sigma_c}{\rho} \propto \frac{1}{E}$$

σ_c/ρ : coefficient massique d'atténuation Compton en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$

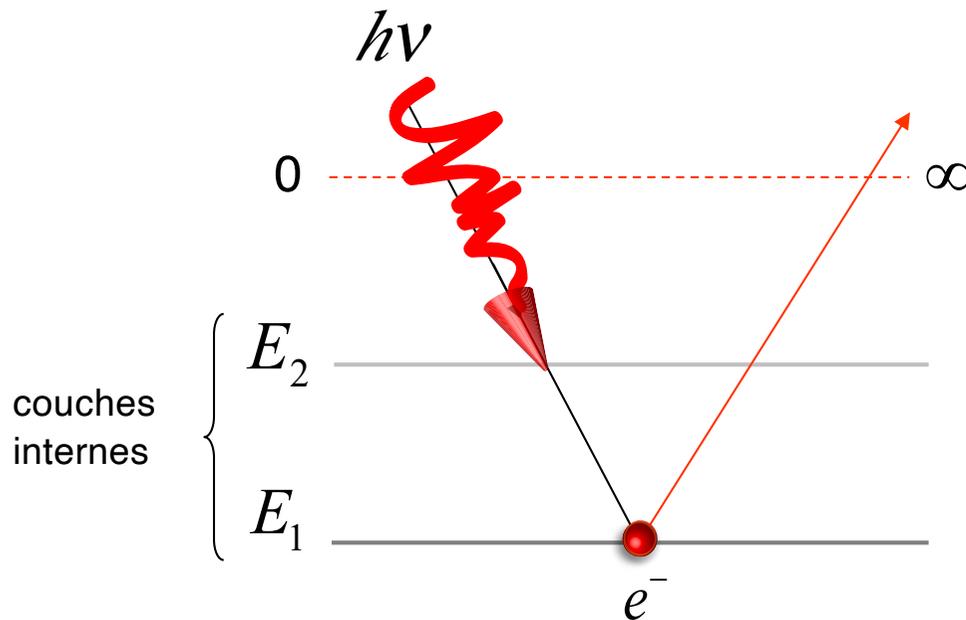


Dans les tissus biologiques, l'effet Compton prédomine dès 30 à 50 keV

Il est responsable d'artefacts en radiologie (réduit le contraste) et d'irradiation subie par le patient du fait d'un champ de radiation diffus

3. ABSORPTION : EFFET PHOTOÉLECTRIQUE

- Décrit et modélisé par Einstein en 1905 – Prix Nobel 1921
- Transfert de l'intégralité de l'énergie du photon à un électron de l'un des atomes du milieu atténuant : **disparition du photon incident**



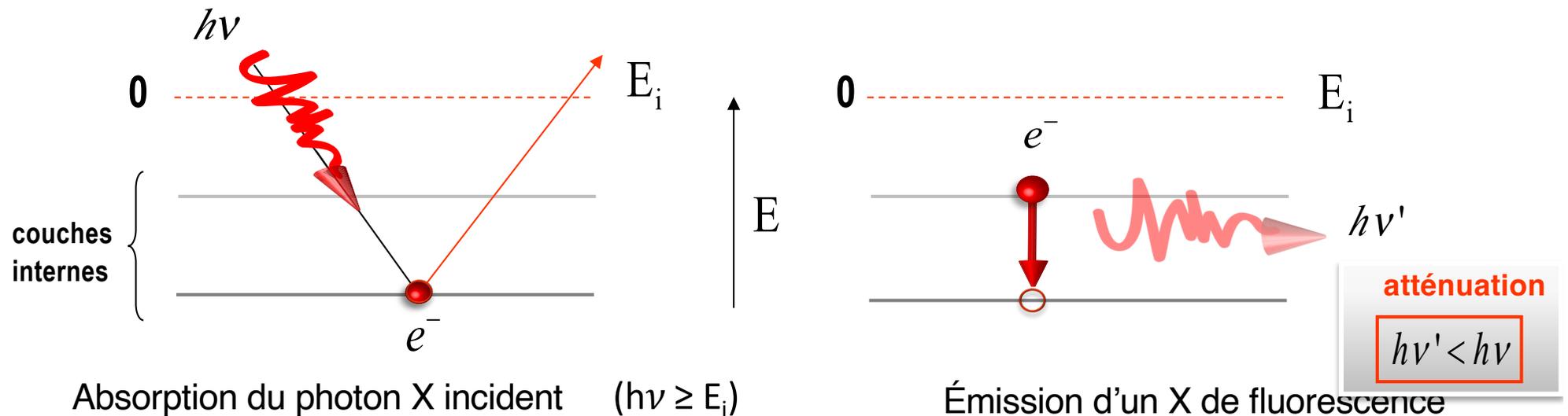
- L'énergie du photon absorbée est utilisée pour ioniser un électron atomique (**orbite proche du noyau**)
- Ejection de l'électron si $E_{h\nu} \geq E_i$
- Le surplus d'énergie est transféré à l'électron ionisé sous forme d'énergie cinétique (= photoélectron)

Absorption du photon X incident

$$(h\nu \geq E_i)$$

EFFET PHOTOÉLECTRIQUE

Il s'agit d'une interaction entre les photons incidents et les électrons des **couches internes** des atomes de la substance traversée



⇒ **Bilan énergétique:**

$$E_c = E - E_i$$

E_c énergie cinétique de l'électron éjecté ou photoélectron : $E_c = \frac{1}{2} mv^2$

E énergie du photon incident : $E = h\nu$

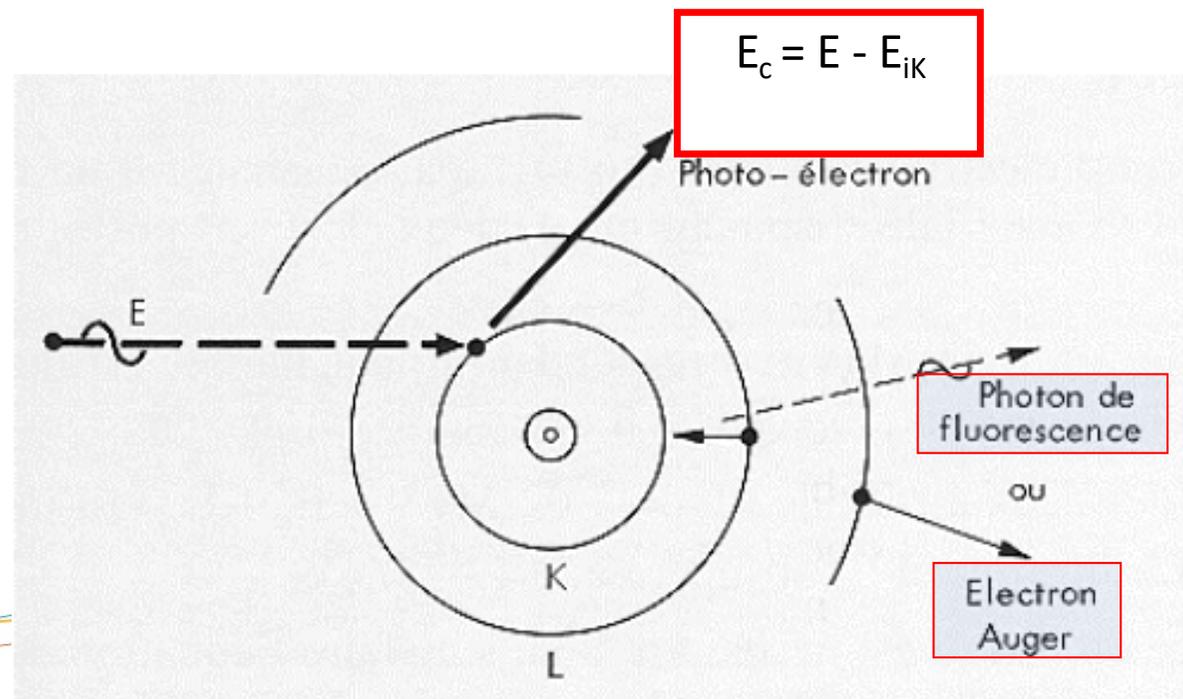
E_i énergie d'ionisation de l'électron

Réarrangement du cortège électronique

Il existe ensuite un réarrangement du cortège électronique : un électron a été arraché donc l'atome a un surplus d'énergie ΔE

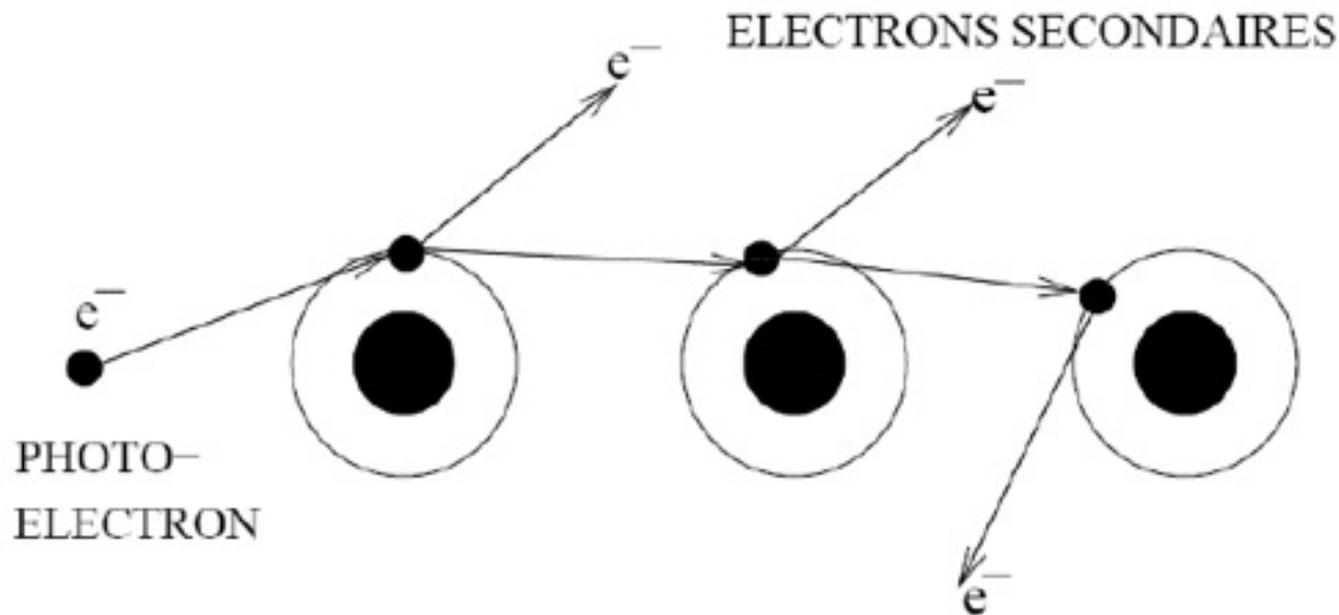
→ émission de rayonnement de fluorescence : en cascade jusqu'à comblement des niveaux énergétiques

→ émission d'électrons Auger : Transfert d'énergie (ΔE) à un électron d'un niveau supérieur = émission d'un **électron AUGER** mono-énergétique



Photoélectrons

Les photoélectrons vont à leur tour ioniser d'autres atomes, perdre peu à peu leur énergie, donnant des électrons secondaires, entraînant une ionisation du milieu : **effet biologique**



Probabilité d'atténuation par effet photoélectrique

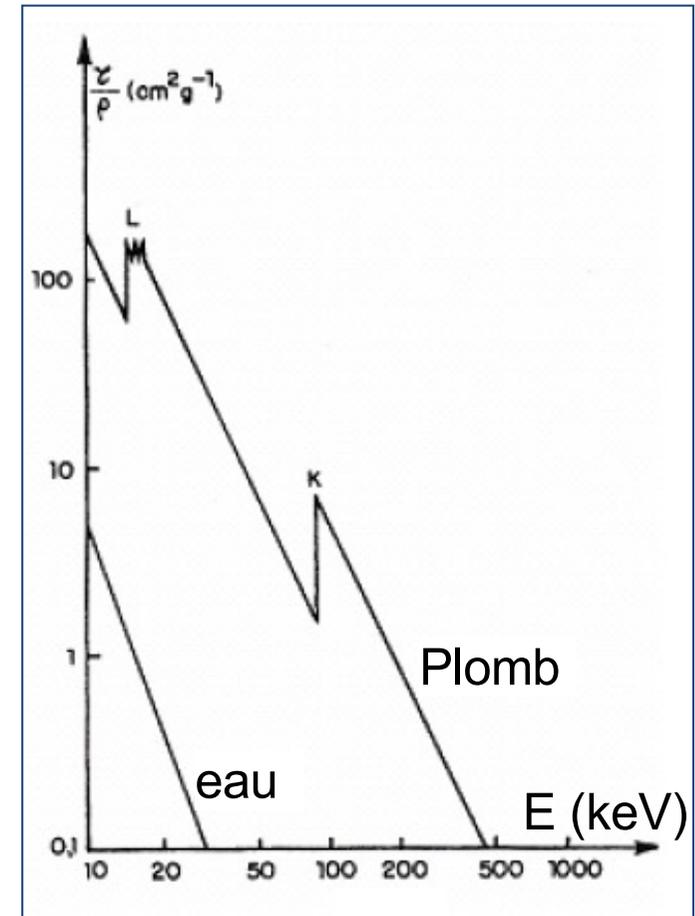
La probabilité d'atténuation par effet photoélectrique est représentée par le coefficient d'atténuation photoélectrique τ

Il est dépendant de Z (nombre d' e^-) et de l'énergie du photon incident E

$$\frac{\tau}{\rho} = k \cdot Z^3 \cdot \lambda^3 \quad \text{ou} \quad \frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{E}\right)^3 \quad (\text{Loi de Bragg et Pierce})$$

τ/ρ coefficient massique d'atténuation en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$

La probabilité d'interaction présente des variations brutales avec des maxima (discontinuités) lorsque l'énergie du photon incident est égale à l'énergie d'ionisation de l'électron.

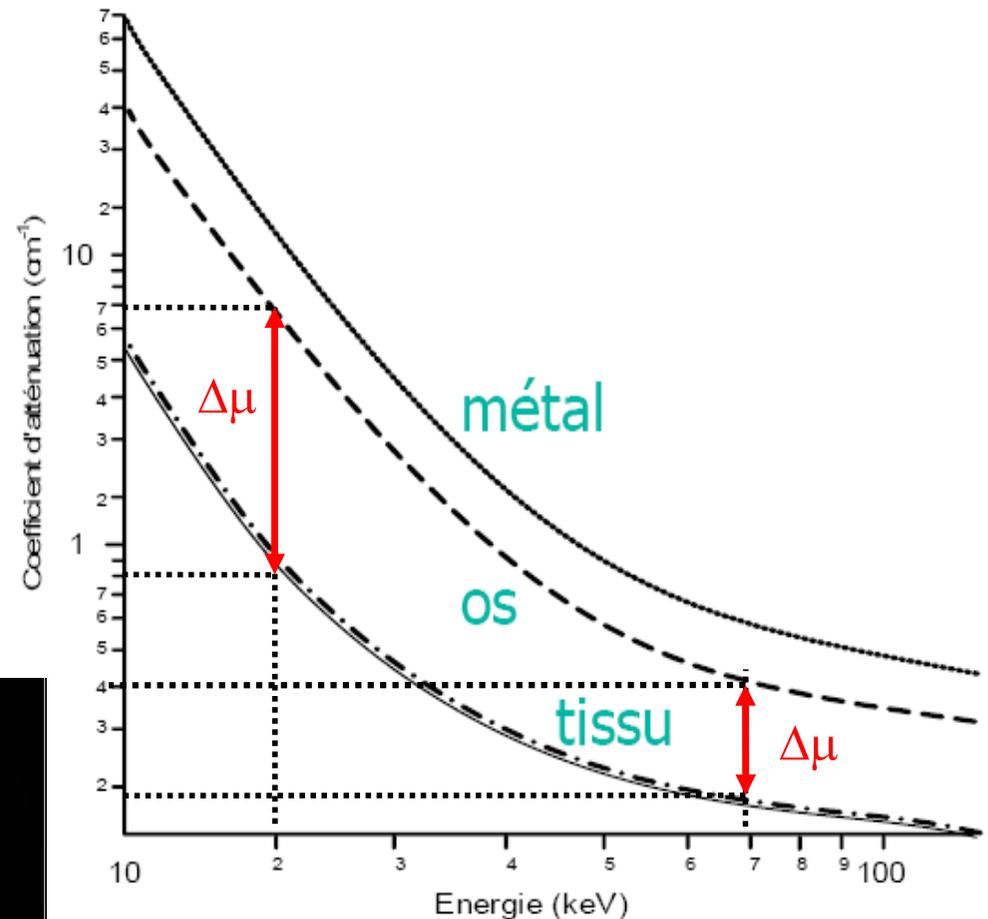


En résumé, l'effet photoélectrique s'observe surtout pour des photons de faible énergie (10 à 50 keV) et pour des matériaux à Z élevé

APPLICATION MÉDICALE: Radiologie

- Photons de haute énergie
 - traversent le patient plus facilement (dose plus faible)
 - effet photoélectrique moins prépondérant (moins de différence d'absorption entre deux tissus)
- Photons de basse énergie
 - dose au patient plus importante
 - meilleur contraste

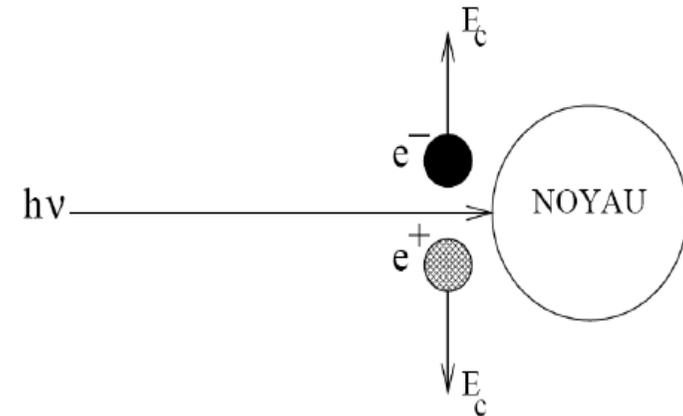
Z très différent :
absorptions différentes



4. ABSORPTION : CRÉATION DE PAIRES OU MATÉRIALISATION

Le photon d'énergie $h\nu$ se matérialise au voisinage du noyau sous forme d'un négaton e^- et d'un positon e^+ (phénomène inverse de l'annihilation)

La matérialisation obéit aux principes de conservation de la charge électrique, de l'énergie et de la quantité de mouvement



Bilan énergétique :

$$E_c = \frac{E - 2mc^2}{2}$$

E_c énergie cinétique transférée à chaque particule matérialisée

E énergie du photon incident : $E = h\nu$

$2mc^2$: énergie de masse des 2 particules créées (1,022 MeV)

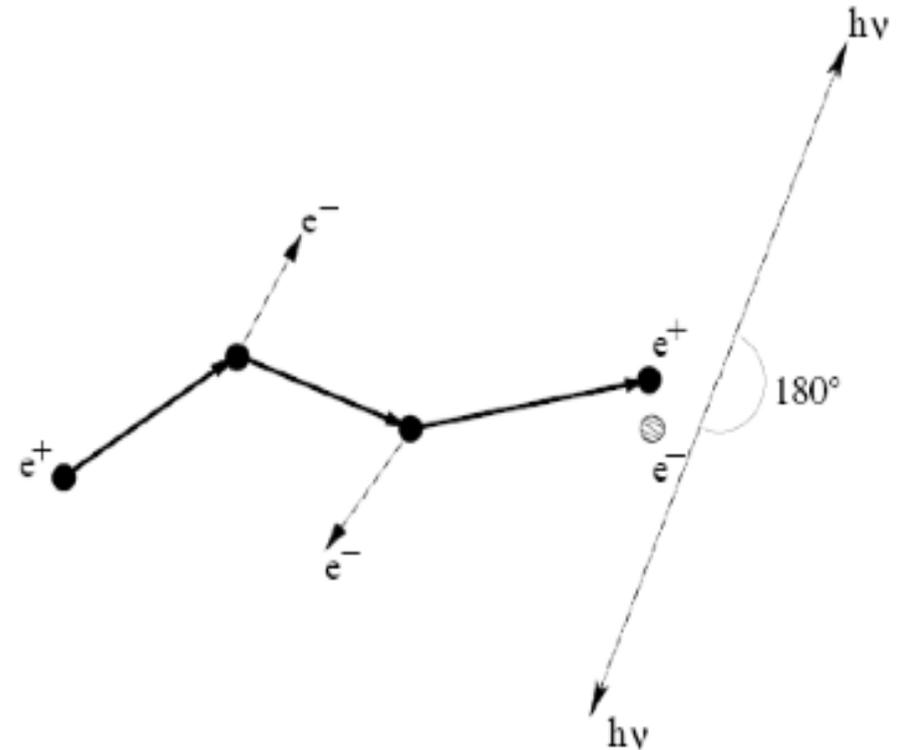
Pour que le phénomène ait lieu, il faut que le photon ait une énergie minimum

$$E_{\text{seuil}} = 1,022 \text{ MeV}$$

CRÉATION DE PAIRES

Le **positron** (antiparticule de l'électron) va perdre son énergie cinétique par chocs successifs en ionisant la matière, puis il s'annihile avec un électron du milieu avec émission de deux photons de 511 keV en direction opposée, qui diffusent hors du matériau

Les énergies cinétiques des particules éjectées sont absorbées dans le milieu

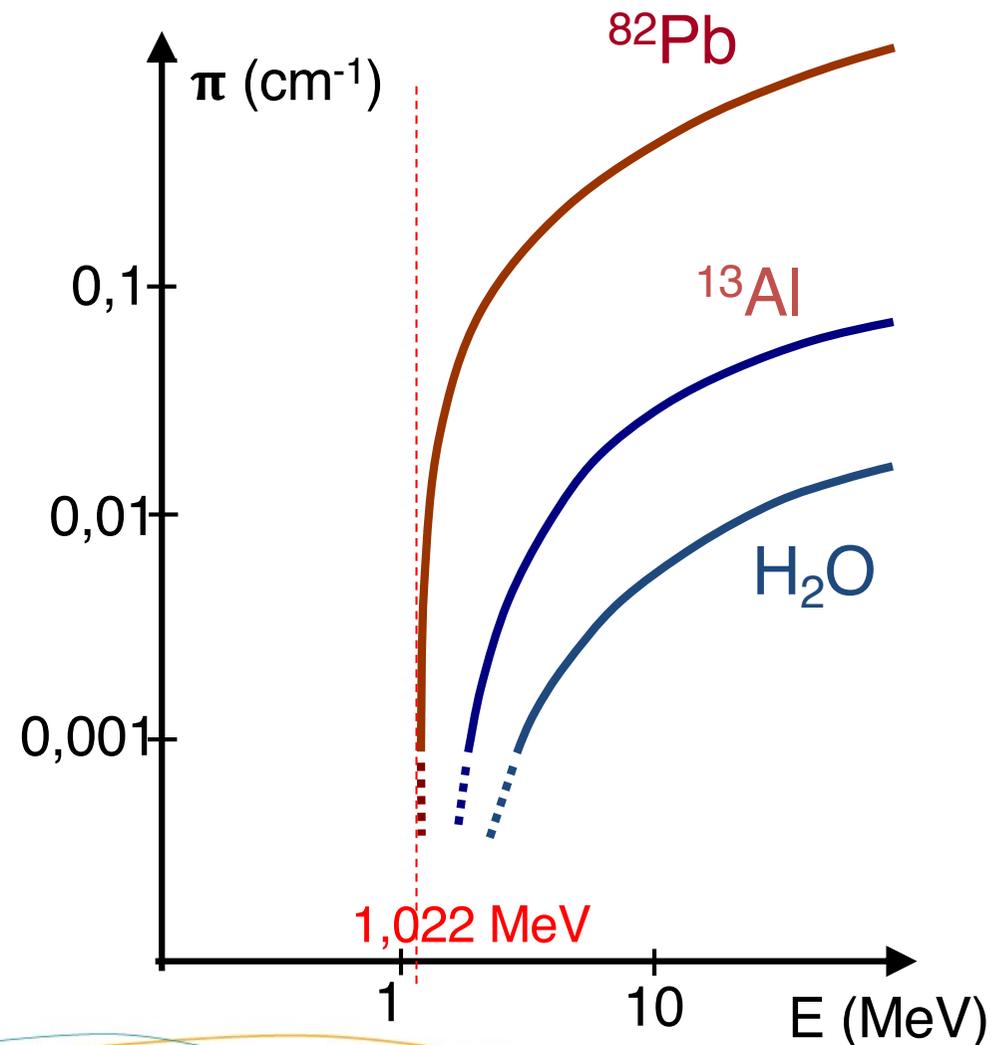


Probabilité d'atténuation par matérialisation

La probabilité d'atténuation par matérialisation est représentée par le coefficient d'atténuation π lié à la matérialisation

Il augmente avec Z du milieu et lentement avec E (π est inférieur à σ_c pour les basses énergies)

$$\frac{\pi}{\rho} \propto Z \cdot \ln(E)$$



RÉACTIONS PHOTONUCLÉAIRES

Il est possible qu'un photon soit absorbé par un noyau atomique (de la matière traversée) qui devient alors excité

Le phénomène aboutit à la production de proton et neutron (noyau formé d'une autre nature)

Ce type de réaction ne concerne pas les applications médicales : les énergies sont supérieures à 10 MeV

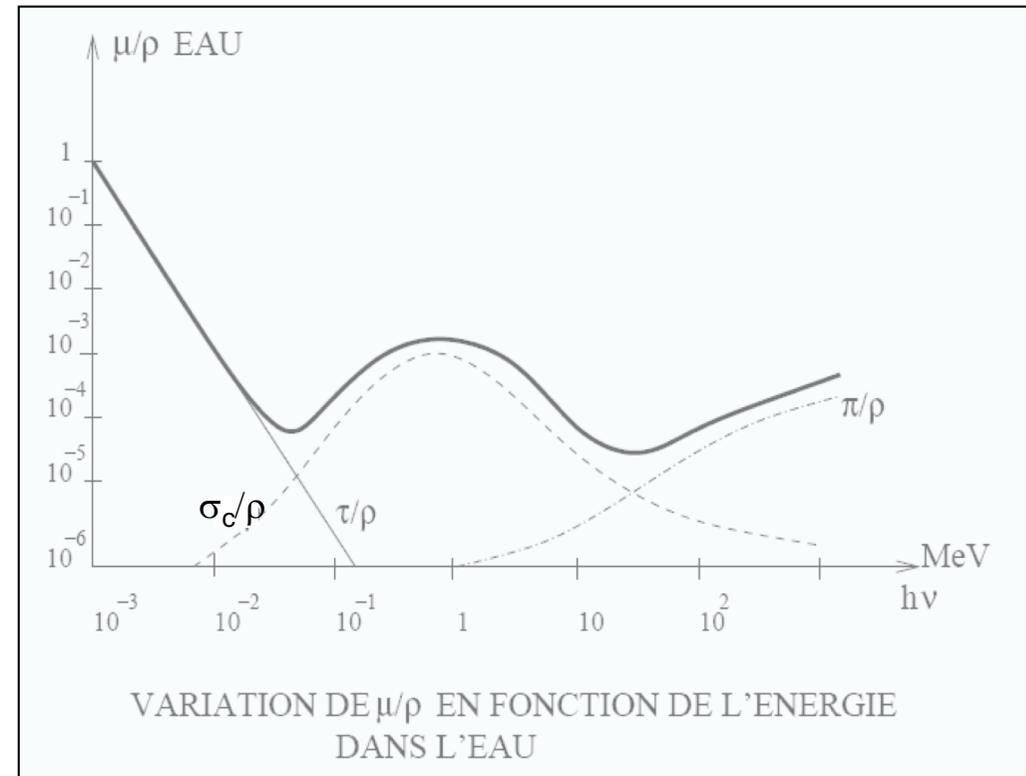
IMPORTANCE RELATIVE DES 3 TYPES D'INTERACTION

$$\mu/\rho = \tau/\rho + \sigma_c/\rho + \pi/\rho$$

μ/ρ	coefficient massique total d'atténuation
τ/ρ	effet photoélectrique
σ_c/ρ	diffusion Compton
π/ρ	création de paires

μ/ρ dépend :

- * du Z du milieu absorbant
- * $h\nu$ du rayonnement



- **A faible énergie**, l'effet photo-électrique est prépondérant
- **A moyenne énergie**, l'effet Compton est prépondérant
- **A haute énergie** ($\gg 1,02$ MeV (=10MeV)) l'effet de matérialisation est prépondérant

RAYONNEMENTS SECONDAIRES

Les rayonnements secondaires cèdent leur énergie au milieu par ionisation:

PROCESSUS PRIMAIRE	PHOTONS SECONDAIRES	ELECTRONS SECONDAIRES
EFFET PHOTOÉLECTRIQUE	RX DE FLUORESCENCE	PHOTOÉLECTRONS
EFFET COMPTON	PHOTONS DIFFUSES	ELECTRONS DE RECOL
CRÉATION DE PAIRES	PHOTONS D'ANNIHILATION	ELECTRONS CRÉÉS

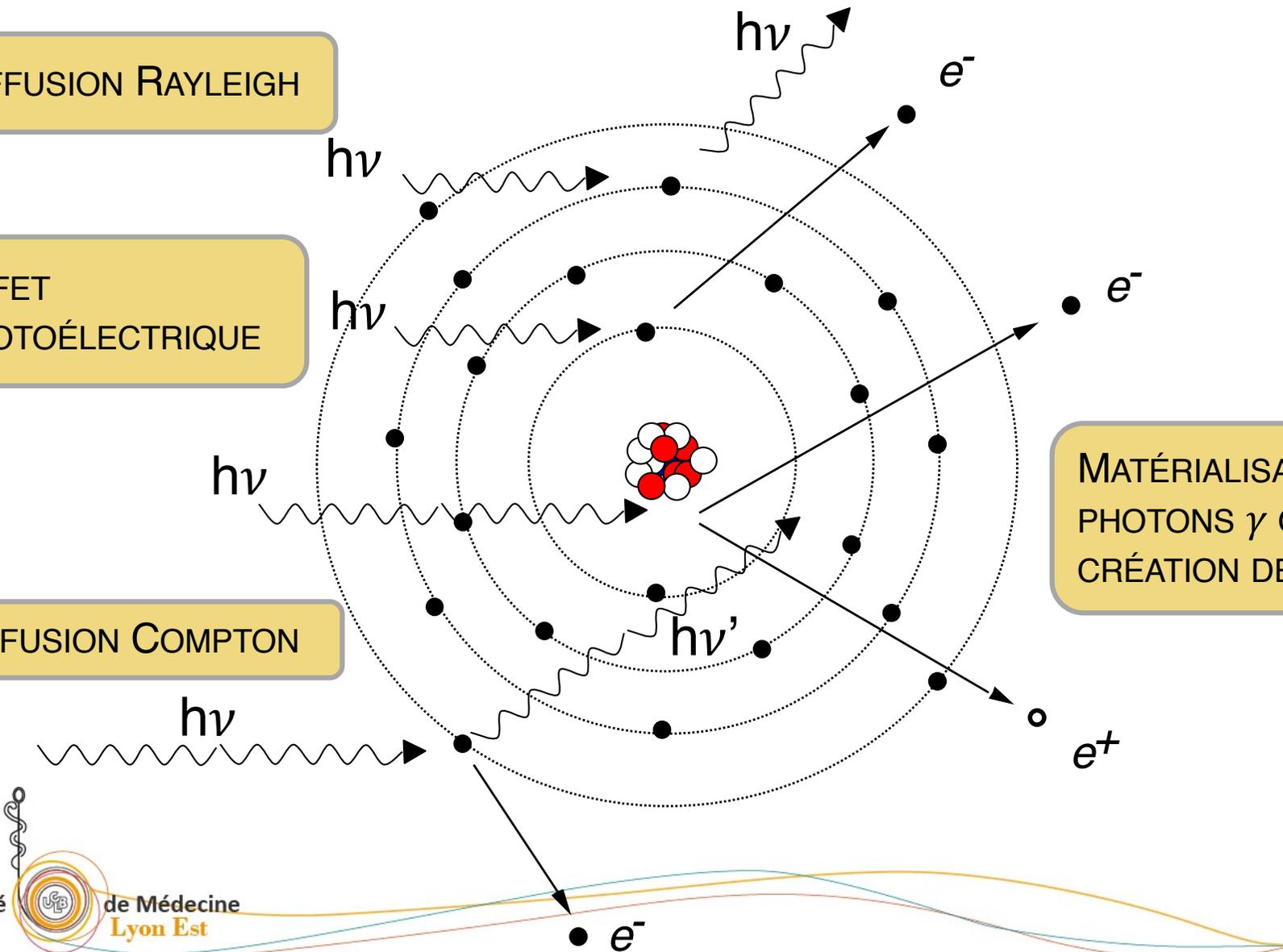
SYNTHÈSE

DIFFUSION RAYLEIGH

EFFET PHOTOÉLECTRIQUE

DIFFUSION COMPTON

MATÉRIALISATION DE PHOTONS γ OU CRÉATION DE PAIRES



APPLICATIONS EN SANTÉ DES RAYONNEMENT γ

- **Biologie**

En biologie, utilisation *in vitro* de radio-isotopes (^{125}I) émetteurs γ et X pour des dosages sanguins d'hormones, de marqueurs tumoraux ou de médicaments (méthodes radio-immunologiques)

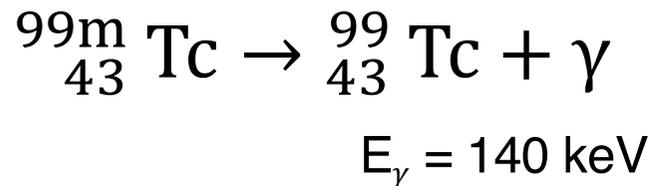
- **Médecine nucléaire**

Applications médicales particulièrement importantes à la base des techniques d'imagerie fonctionnelle/moléculaire utilisées en médecine nucléaire

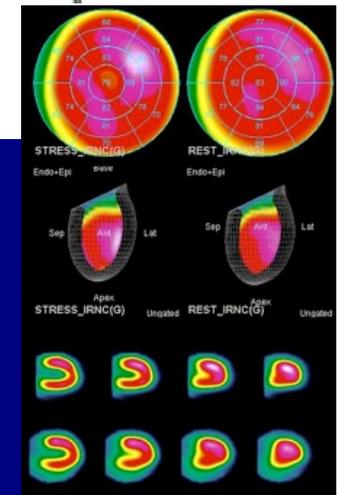
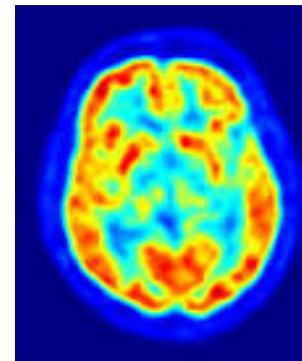
On obtient des informations sur la FONCTION des organes, des tissus ou des cellules, c'est-à-dire sur leur METABOLISME, après administration d'un médicament radio-pharmaceutique (Traceur + radiomarqueur).

MÉDECINE NUCLÉAIRE

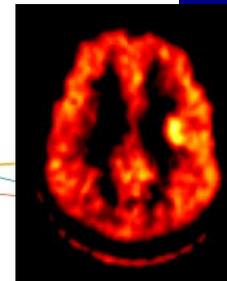
- **Imagerie scintigraphique planaire** par émission de photons γ permet des explorations *in vivo* pulmonaires, osseuses, rénales...



- **Tomographie par émission monophotonique (TEMP)** permet des explorations 3D cardiaque, cérébrales...



- **Tomographie par émission de positons (TEP)** après injection d'un traceur marqué au fluor18 émetteur de positons



APPLICATIONS EN SANTÉ DES RAYONNEMENT X

- ***Méthodes analytiques***

- Diffraction RX (étude de la structure des substances cristallines)
- Analyse chimique élémentaire par spectrométrie de fluorescence X

- ***Radiothérapie externe***

Flux externe de Rx dirigé sur les tumeurs en préservant le + possible les tissus sains et organes à risque

- Objectif : destruction cellules cancéreuses
- Nb. séances variable, indolores
- Dose absorbée exprimée en gray (Gy)

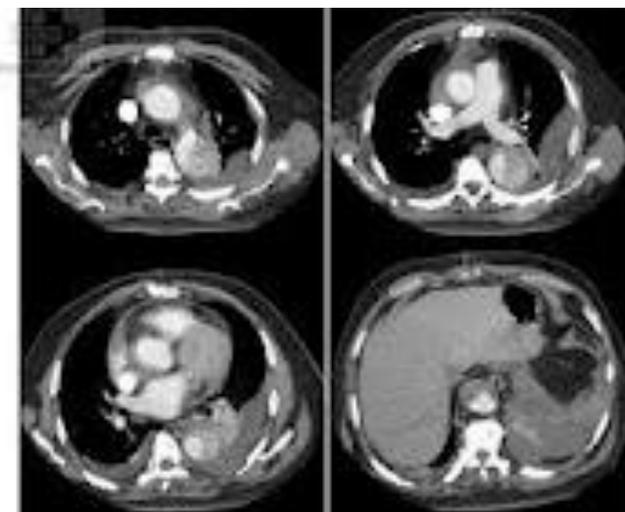


RADIOLOGIE

- Imagerie anatomique ou structurale (ou imagerie médicale conventionnelle)
- Informations sur la **STRUCTURE** des organes, leur forme, leurs limites, et dans certains cas leur contenu

Deux types d'examens:

- Radiographie standard numérisée (radiographie traditionnelle)
- Scanner X ou Tomodensitomètre (TDM)



DÉTECTION DES RAYONNEMENTS IONISANTS X ET γ

La détection de rayonnements ionisants se fait grâce à **l'interaction des rayonnements avec la matière.**

En effet, lors de l'interaction, le rayonnement cède une partie de son énergie à la matière ce qui entraîne :

- des ionisations (arrachement d'électrons)
- des excitations (transition électronique)

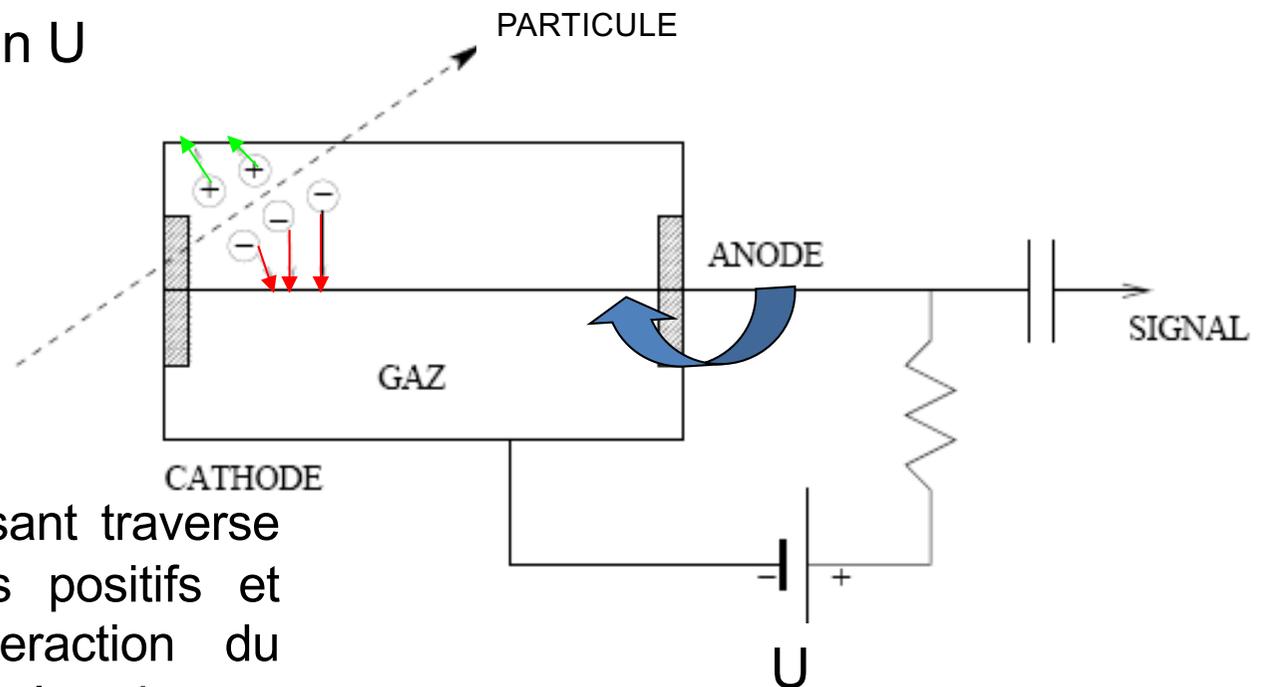
Parmi les détecteurs, on trouve :

- des dosimètres qui permettent de mesurer une dose (exposition aux RI)
- des compteurs qui permettent de dénombrer les RI
- des spectromètres qui permettent d'analyser l'énergie des rayonnements émis

1. DÉTECTEURS À GAZ

Principe : basé sur l'ionisation de la matière

- Enceinte fermée conductrice cylindrique (cathode) remplie de gaz
- Anode centrale (fil)
- On applique une tension U entre anode et cathode

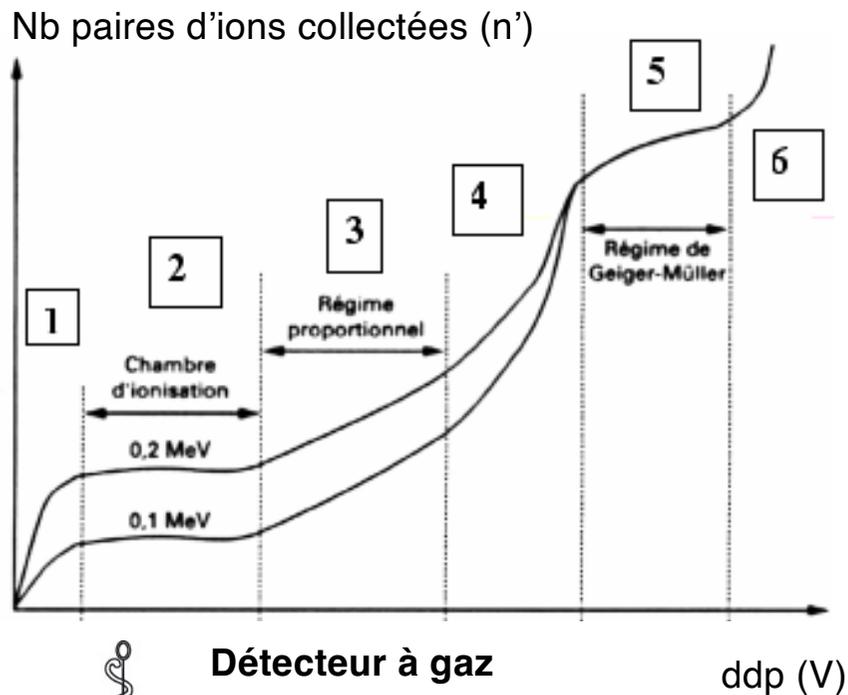


Quand un rayonnement ionisant traverse l'enceinte : formation d'ions positifs et d'électrons créés par l'interaction du rayonnement avec les molécules du gaz (ionisation du gaz)

Sous l'effet de la ddp, les électrons sont attirés vers l'anode avant que les particules positives plus lourdes n'arrivent à la cathode

Caractéristiques des détecteurs à gaz

Si on trace les variations du nombre d'ions collectés en fonction de la différence de potentiel appliquée entre les électrodes, on distingue 6 régions



Région I : région où ddp insuffisante pour que tous les ions créés soient collectés (ne peut pas être utilisée en détection)

Région II : le nombre n' d'ions recueillis est égal au nombre d'ionisations primaires n , dues au rayonnement incident : $n' = n$. Les détecteurs fonctionnant dans cette zone sont les chambres d'ionisation

Région III : phénomène d'amplification gazeuse (ionisations secondaires du gaz par les ions primaires) permet de recueillir un nombre d'ions $n' > n$. Région où n' proportionnel à n , qui est la région des compteurs proportionnels

Région IV : n' et n ne sont plus proportionnels

Région V : phénomène d'amplification gazeuse est tel que le nombre d'ionisations primaires est négligeable par rapport au nombre d'ions collectés par les électrodes $n' \gg n$. Région des compteurs Geiger-Müller

Région VI : tension devenant trop importante, les compteurs ne peuvent pas être utilisés dans cette région

Différents types de détecteurs à gaz

Le signal obtenu est dû uniquement aux électrons

La charge électrique recueillie sur les électrodes constitue une impulsion électrique mesurable

Selon la tension appliquée, différents régimes de fonctionnement du détecteur :

CHAMBRE D'IONISATION ($100 < U < 200$ VOLTS)

Tous les électrons sont collectés, le signal est constant, indépendant de la tension

Les charges collectées sont proportionnelles à l'énergie cédée par le rayonnement dans le gaz détecteur (spectrométrie possible)

Applications : appareils de mesure utilisés en dosimétrie, radioprotection, radiopharmacie



Différents types de détecteurs à gaz

COMPTEUR PROPORTIONNEL ($300 < U < 1000 \text{ V}$)

Les électrons sont suffisamment accélérés pour créer des ionisations secondaires

Pour une tension donnée, le signal est proportionnel au nombre de paires d'ions formées donc à l'énergie de la particule

Mode de fonctionnement permettant la détection et le comptage de particules de faible énergie et des photons X et γ

Applications : dosimétrie, spectrométrie



Détecteur « mains pieds »

Différents types de détecteurs à gaz

COMPTEUR GEIGER-MÜLLER ($U > 1100 \text{ V}$)

Chaque ionisation provoque une avalanche d'ions secondaires
Le signal est indépendant de l'énergie de la particule : mode de fonctionnement en tout ou rien

Le compteur Geiger-Müller ne permet que des dénombrements
L'ionisation du gaz provoque une décharge électrique, transformée en signal sonore

Détecteur très sensible, d'emploi universel

Applications : recherche de radioactivité en cas de contamination
(radioprotection)



2. DÉTECTEURS À SEMI-CONDUCTEURS

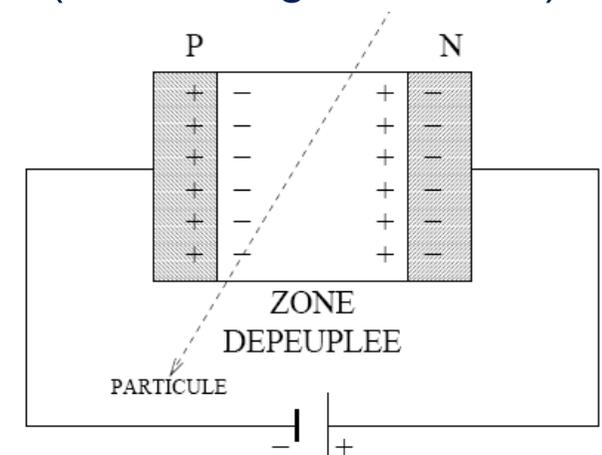
Principe : **chambre d'ionisation** solide constituée de matériaux à Z et ρ élevés (accolement de 2 semi-conducteurs silicium ou germanium contenant 2 types d'impuretés)

- SC de type n (impuretés pentavalentes P) : porteurs de charge mobiles = électrons
- SC de type p (impuretés trivalentes Ga) : porteurs de charge mobiles = « trous positifs »
- Au contact entre ces 2 SC, création d'une zone isolante (sans charges mobiles)

Zone dépeuplée (jonction p-n) très mince ($1\mu\text{m}$)

Quand un rayonnement traverse, il crée des ionisations

La charge électrique recueillie est proportionnelle à l'énergie du rayonnement



Applications :

Spectrométrie des particules chargées et des rayonnements γ

Efficacité élevée et bonne résolution en énergie : l'énergie d'ionisation

est faible : 3 eV/paire d'ions (34 eV/paire d'ions les détecteurs à gaz)

3. COMPTEURS À SCINTILLATEUR

Principe

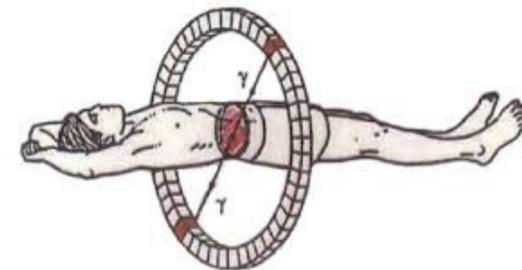
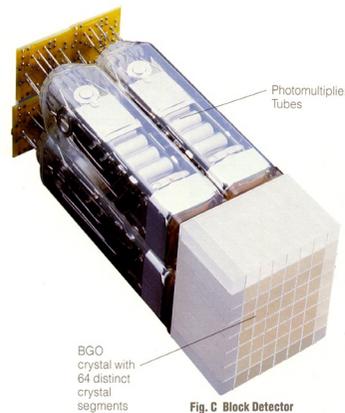
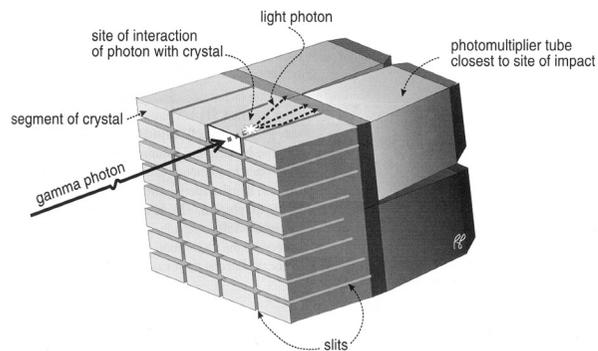
- Basé sur **l'excitation de la matière** (production de photons ou scintillations, après excitation due au rayonnement incident)
- Propriété de certaines substances d'émettre de **la lumière visible** ou **UV** (scintillations) lorsqu'elles sont soumises à des radiations ionisantes
- **Proportionnalité** entre l'énergie déposée et l'intensité du signal lumineux
- Principe de détection de la TEMP, TEP, compteurs, spectromètres

Ils sont constitués de 3 parties principales :

- un scintillateur
- un photomultiplicateur
- un circuit électronique

CRISTAL SCINTILLATEUR

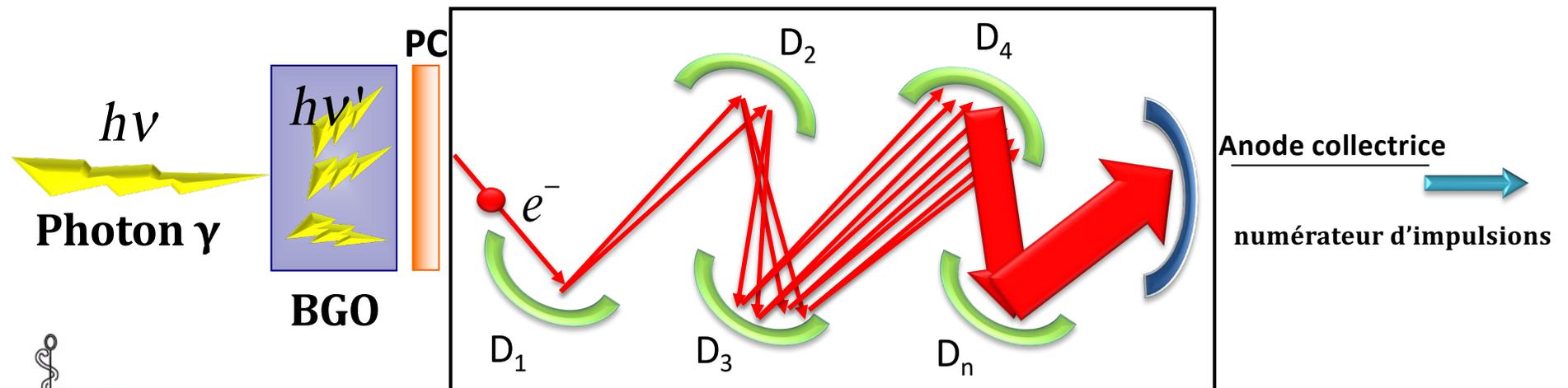
- Types de cristaux:
 - NaI (Tl) : iodure de sodium activé au thallium
 - BGO : oxydes de germanium et de bismuth
 - LSO : oxyorthosilicate de lutétium / GSO oxyorthosilicate de gadolinium
- utilisé pour les X et γ
- efficacité élevée : Z et ρ élevés (bon rendement)
- Applications : spectrométrie, comptage, imagerie (caméras TEMP/TEP))
- Transforme les **photons γ** très énergétiques ($h\nu$) en un grand nombre de **photons lumineux** moins énergétiques ($h\nu'$)



PHOTOMULTIPLICATEUR (PM)

Transforme les **photons lumineux** en **électrons** et amplifie le **signal électrique**, avec un gain élevé ($\approx 10^6$ à 10^9)

- Photocathode : **transforme les photons lumineux** $h\nu'$ issus du scintillateur en électrons
- Dynodes : en nombre n , multiplient les électrons incidents par un facteur N (3 à 5) d'où un facteur d'amplification à l'anode ou gain $G = N^n$
- Anode : recueille les électrons reçus de la dernière dynode sous la forme d'une **impulsion électrique**



CIRCUIT ÉLECTRONIQUE DE TRI DES ÉVÉNEMENTS

Cela permet d'obtenir soit des spectres d'énergie soit des comptages

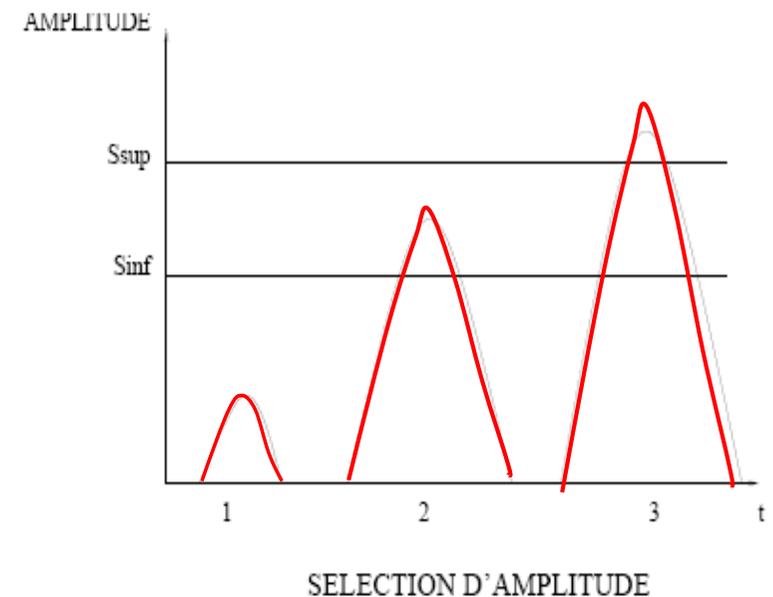
Spectromètre (déclencheur/interrupteur)

Sélection des impulsions selon leur **amplitude** ce qui revient à sélectionner les rayonnements selon leur énergie

Exemple : seules les impulsions dont l'amplitude est comprise entre S_{inf} et S_{sup} passent : n°2

Compteur

Comptage mécanique ou électronique du nombre d'impulsions



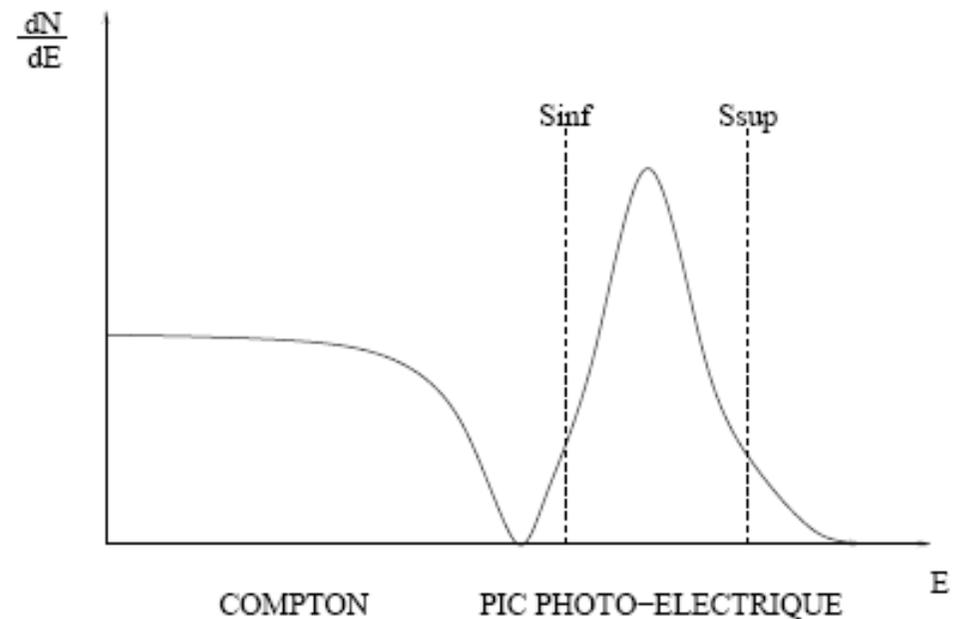
Spectre du Rayonnement γ observé

Théoriquement si la source émet des photons monoénergétiques, toutes les impulsions observées ont la même amplitude ; le spectre théorique est un spectre de raie

En pratique, le pic a une certaine largeur centrée sur l'énergie d'émission caractéristique du radioélément : c'est le pic d'absorption totale ou pic photoélectrique

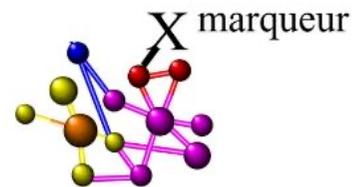
On observe également un fond continu Compton (d'énergie comprise entre 0 et E_{\max}) : l'énergie du photon incident n'est que partiellement absorbée (échappement des photons γ ayant subi une diffusion Compton)

En pratique, choix d'une fenêtre d'énergie ($S_{\text{inf}} < E < S_{\text{sup}}$) telle que le rapport signal/bruit soit maximal (pic d'absorption totale)



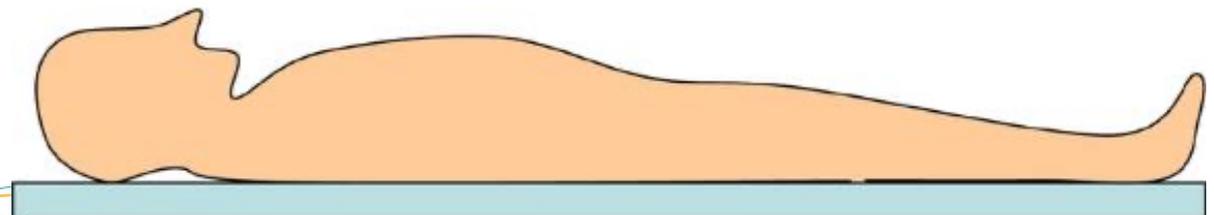
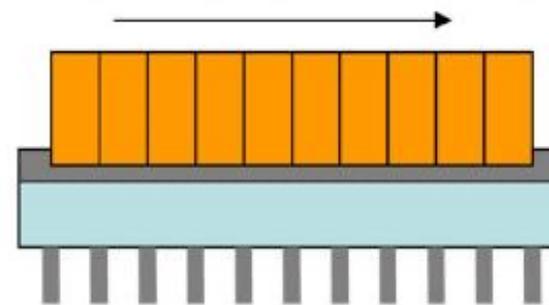
Principe de la Médecine Nucléaire

1. Préparation et injection d'un radio-traceur

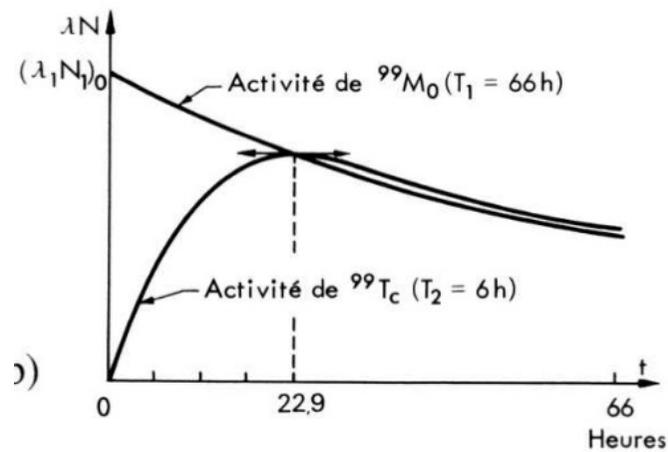
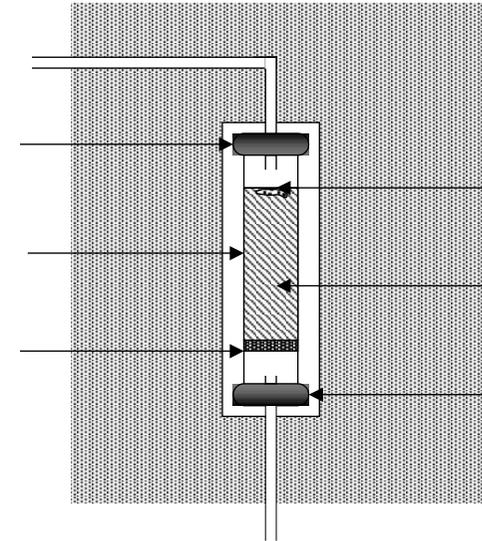


2. Acquisition des images planaires

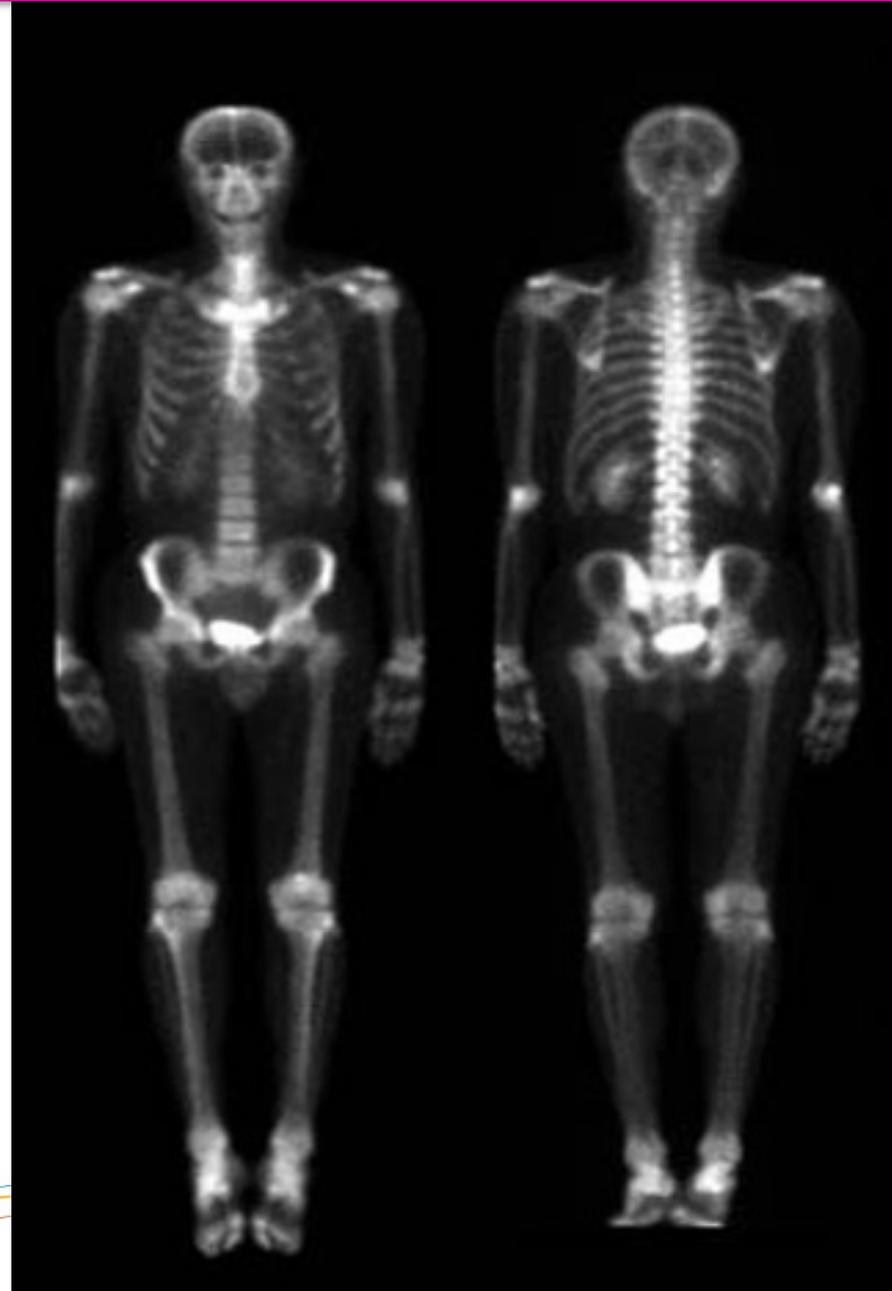
(Balayage éventuel)



Production de Technétium-99m

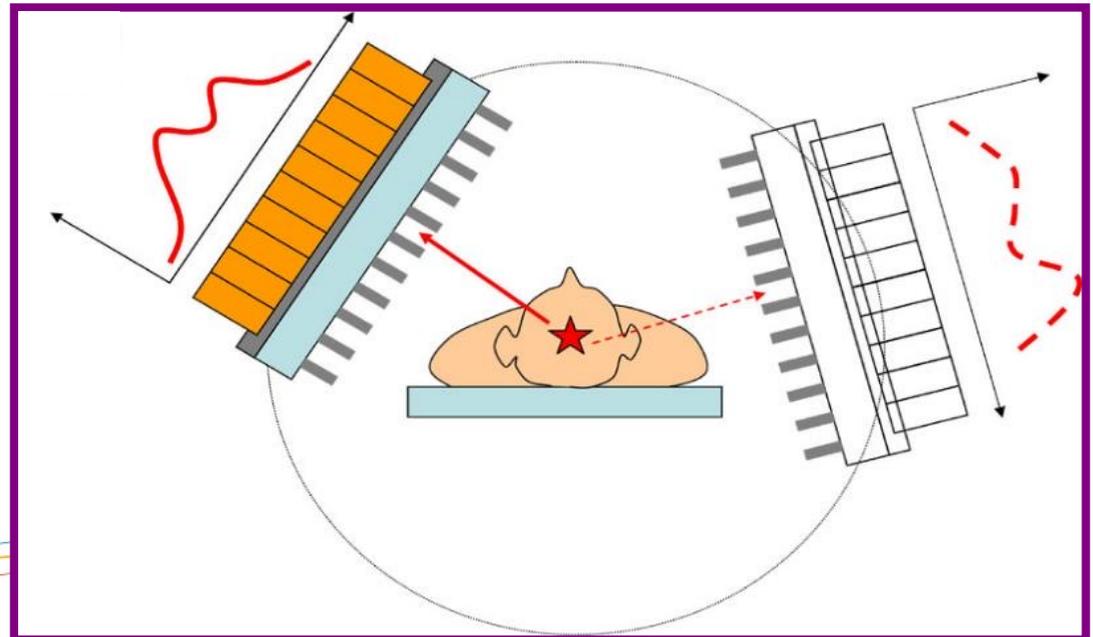
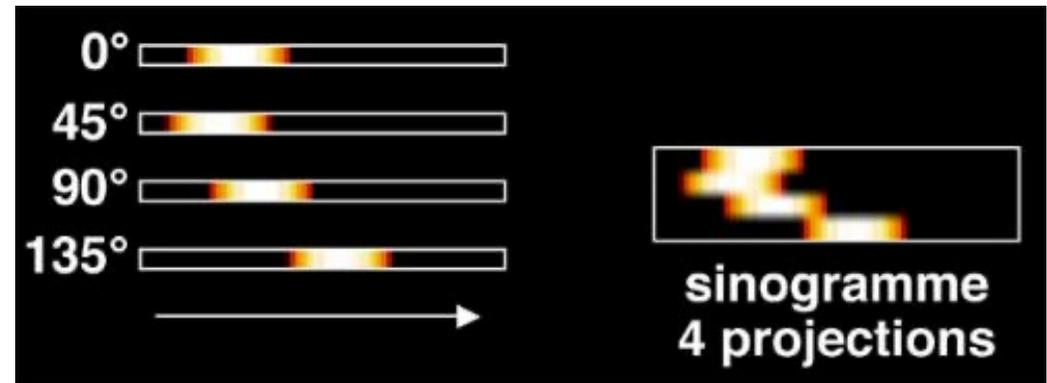
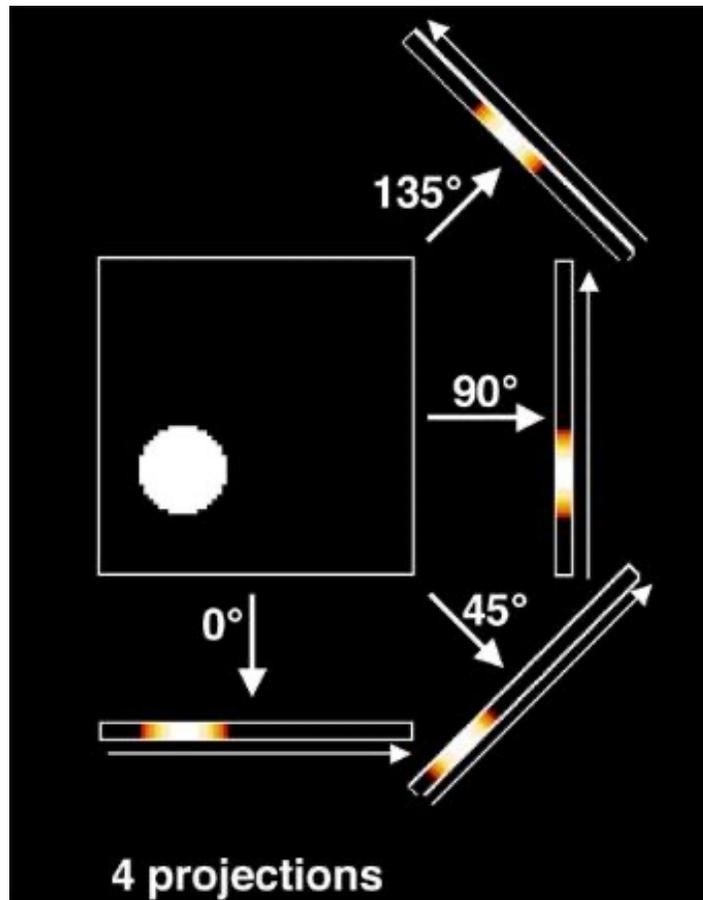


Scintigraphie osseuse



Tomographie d'émission de photons

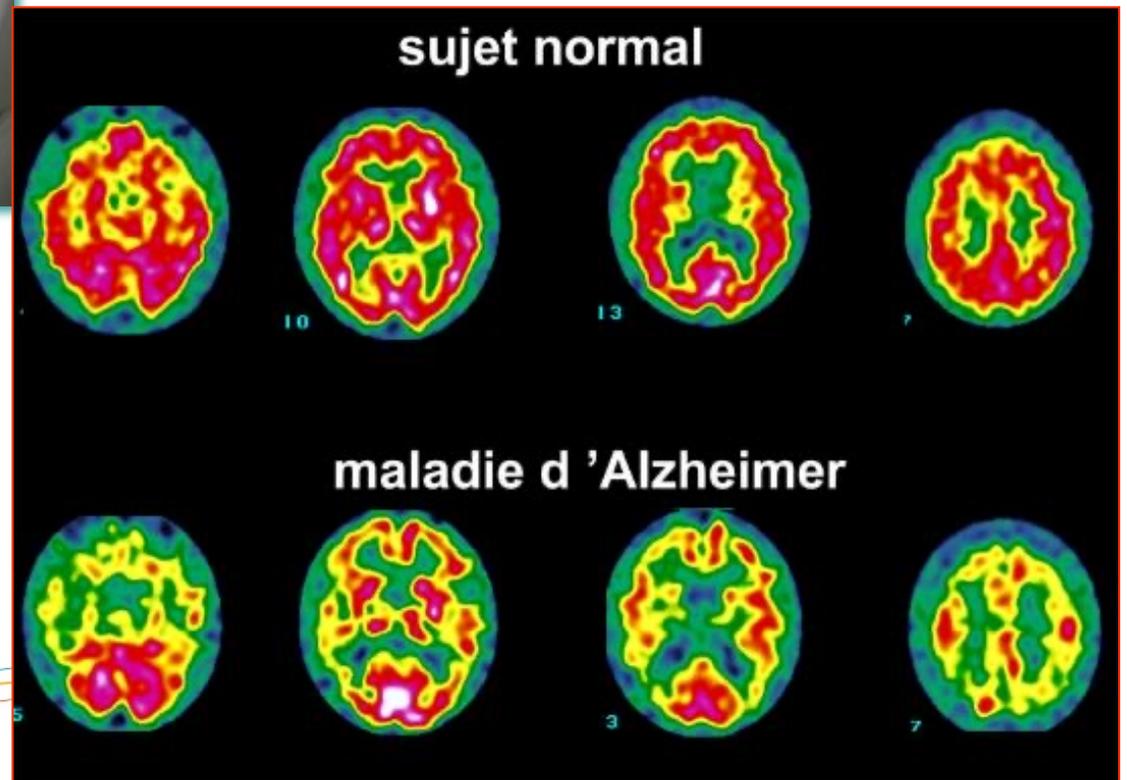
SPECT: Acquisitions de projections



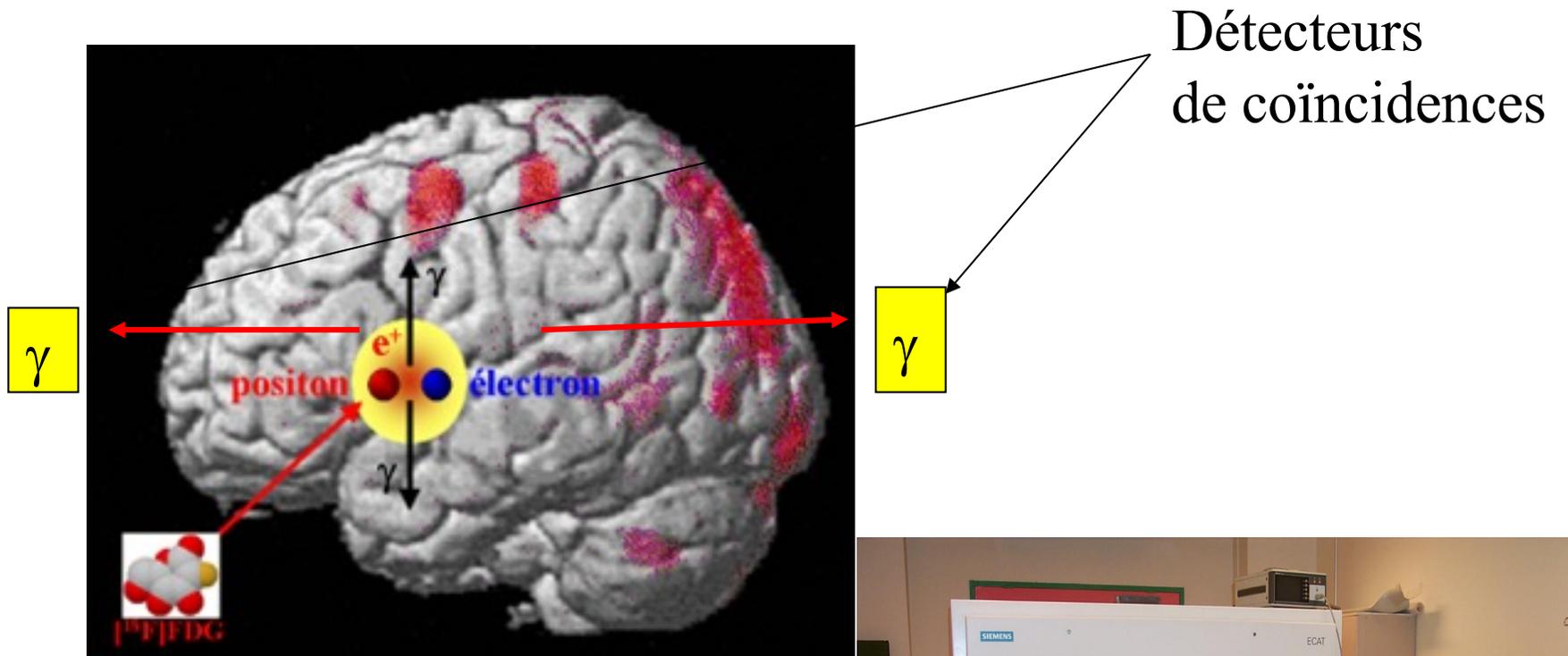
Tomo-scintigraphie



Caméra-double tête



Principe de la TEP



Tomographie d'Emission de Positons (TEP) ou PET-scan

Une technique de médecine nucléaire à isotopes de courte période

- **Marqueurs**

- Fluor-18 (T=110 min)
- Carbone-11 (T=20 min)
- Azote-13 (T=10 min)
- Oxygène-15 (T=2min)

- **Traceurs**

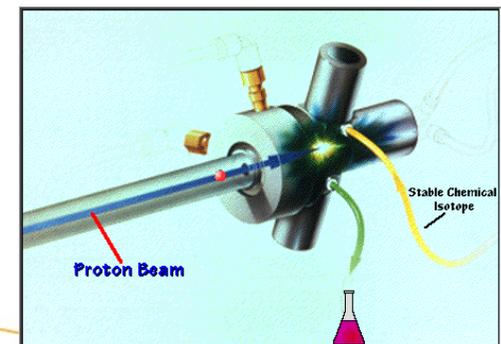
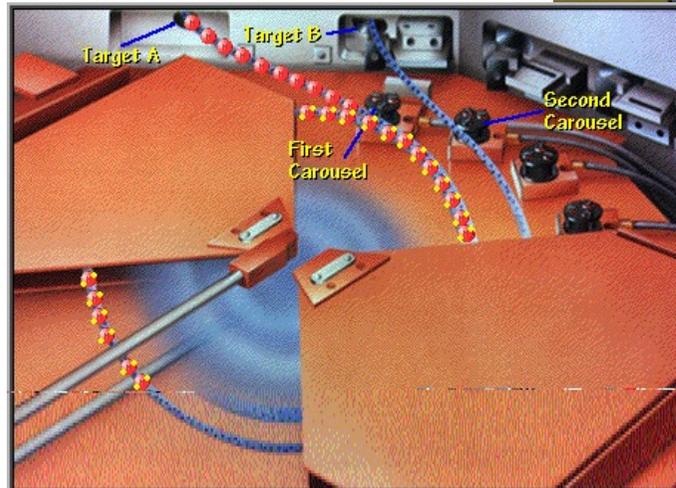
- H_2^{15}O
- ^{18}F -FDG
- ^{11}C -Méthionine
- ^{18}F -FluoroDopa
- ^{18}F -Flumazenil (GABA)
- ^{18}F -MPPF (Sérotonine)

Production d'isotope émetteur de positons (^{18}F , ^{11}C , ^{15}O , ^{13}N ...)

Principe du cyclotron

- Champ électrique : accélération
- Champ magnétique : trajectoire
- Radiofréquence: synchronisme

Protons > 18 MeV
Deutons > 8 MeV

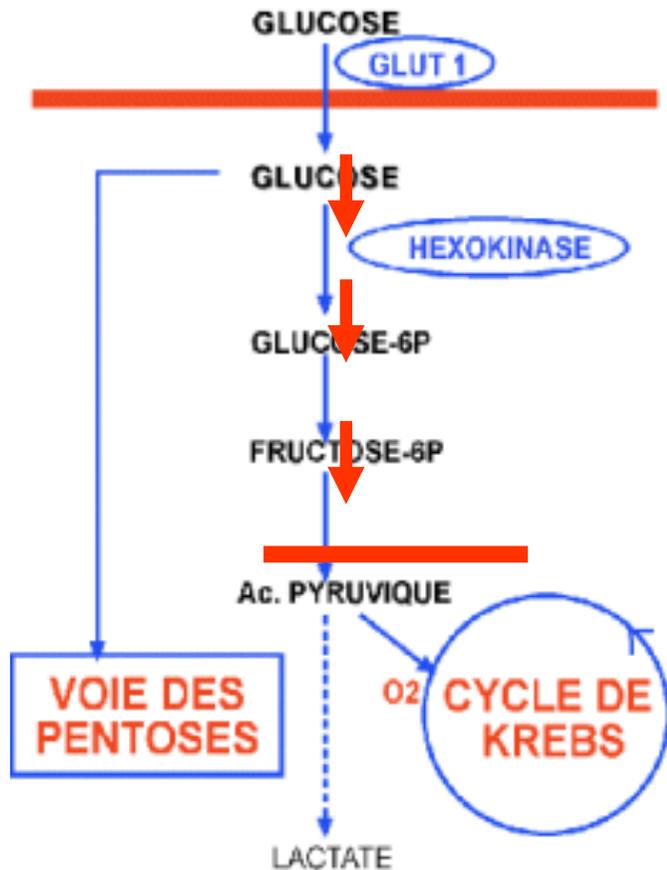


Réaction nucléaire sur noyau cible



Examen corps-entier au ^{18}F FDG

Métabolisme de la cellule



Tumeur



Détection et suivi thérapeutique des tumeurs cérébrales

