

Chapitre IV :

Interactions

Rayonnements-Matière

SOMMAIRE

I) Généralités et définitions

II) Interactions des Photons avec la matière

IV-1) Effet Compton

IV-2) Effet Photoélectrique

IV-3) Création de paire

IV-4) Atténuation des rayonnements gamma*

III) Interactions des particules chargées lourdes

II- 1) Processus de ralentissement

II- 2) Mesure du ralentissement des particules chargées

IV) Interactions des particules chargées légères

III-1) Phénomènes de diffusion des électrons

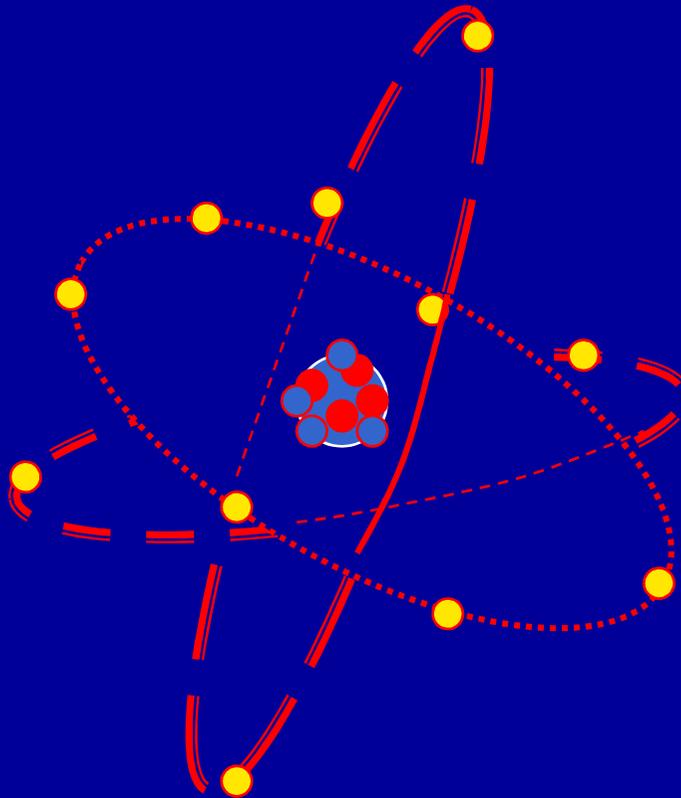
III- 2) Ralentissement des électrons

Les raisons de l'étude :

- Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leurs interactions avec la matière
- Ils cèdent leur énergie en totalité ou en partie au milieu qu'ils traversent
- La matière traversée subit des modifications dues au passage des radiations

I - Généralités

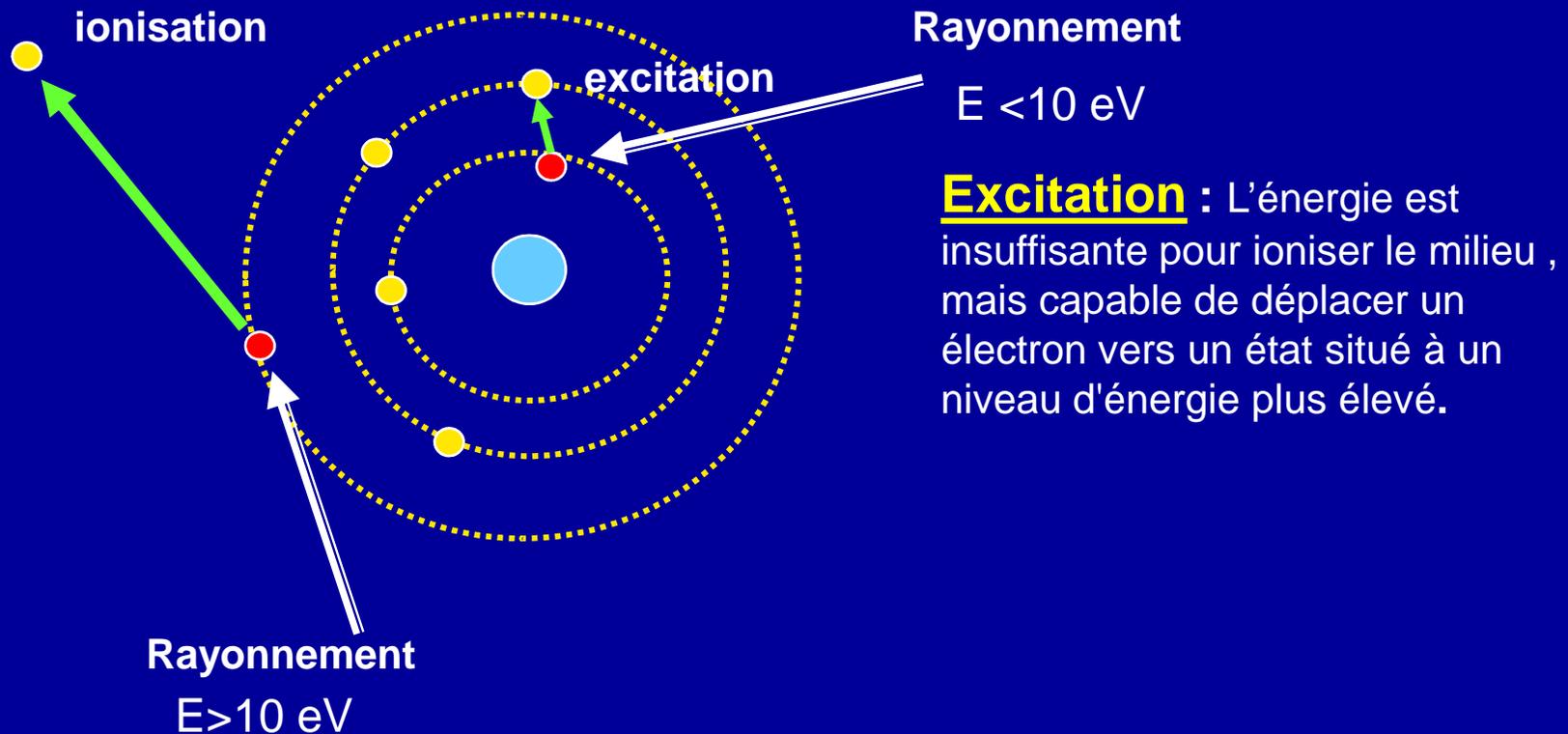
L'Atome



L'atome comprend deux parties : un noyau (lourd) et des électrons (1830 fois + légers), en mouvement rapide autour de ce noyau.

- **Le noyau**: est constitué de protons et de neutrons.
- **Le cortège électronique**
Il est constitué d'électrons qui gravitent autour du noyau.

Processus d'ionisation et d'excitation



Excitation : L'énergie est insuffisante pour ioniser le milieu , mais capable de déplacer un électron vers un état situé à un niveau d'énergie plus élevé.

Ionisation : si l'énergie est suffisante ($\approx 10 \text{ eV}$) pour arracher un e^- aux atomes du milieu.

- Après l'ionisation, il reste une **paire d'ions**: l'ion positif et l'électron.
- le type de rayonnement qui provoque une ionisation est appelé **rayonnement ionisant**
- les particules α et β , les rayons γ et X et les neutrons peuvent tous provoquer l'ionisation: ils sont classés comme des **rayonnements ionisants**.
- Un rayonnement ionisant possédant une charge électrique est dit « rayonnement **directement ionisant** ».
- Les rayonnements non porteurs de charge électrique (X , gamma et neutrons), sont **indirectement ionisants**.

Hypothèse de travail :

- On supposera que la longueur d'onde λ des particules incidentes est \ll à la distance entre les atomes du milieu traversé.
- Il en découle qu'en première approximation la particule incidente « voit » le milieu traversé comme un gaz dilué d'électrons et de noyaux.
- L'interaction résulte alors des interactions de la particule incidente avec chacun des électrons et des noyaux du milieu.

C'est l'hypothèse de l'incohérence du milieu.

II - Interaction des photons avec la matière

Classification des rayonnements électromagnétiques

Nom	Longueur d'onde (m)	énergie
Basses fréquences	10^8 à 10^3	---
Moyennes fréquences	10^3 à 10^2	---
Hautes fréquences	10^2 à 10^{-1}	---
Micro-ondes	10^{-1} à 10^{-3}	---
Infrarouge	10^{-3} à $7,5 \cdot 10^{-7}$	0,001 à 1,65 eV
Visible	$7,5 \cdot 10^{-7}$ à $4 \cdot 10^{-7}$	1,65 à 3,1 eV
Ultraviolet	$4 \cdot 10^{-7}$ à 10^{-7}	3,1 à 12,4 eV
Rayon X	10^{-7} à 10^{-11}	12,4 eV à 124 keV
Rayon γ	10^{-11} à 10^{-13}	0,124 à 12,4 MeV
Rayons cosmiques	10^{-13} à 10^{-14}	12,4 à 124 MeV

AVERTISSEMENT

Les interactions des rayons X et gamma avec la matière sont le résultat de la **nature corpusculaire** du rayonnement électromagnétique.

Par conséquent, **les interactions seront décrites en termes de photons**

Les interactions des photons avec la matière se produisent avec des **probabilités très faibles.**

Pour **E_γ** entre **10 keV** et quelques dizaines de **MeV** les processus les plus probables sont :

l'effet Compton,
l'effet photoélectrique
la création de paire

Rappel : L'énergie **E_γ** du photon est reliée à sa fréquence **ν** et à sa longueur d'onde **λ** par:

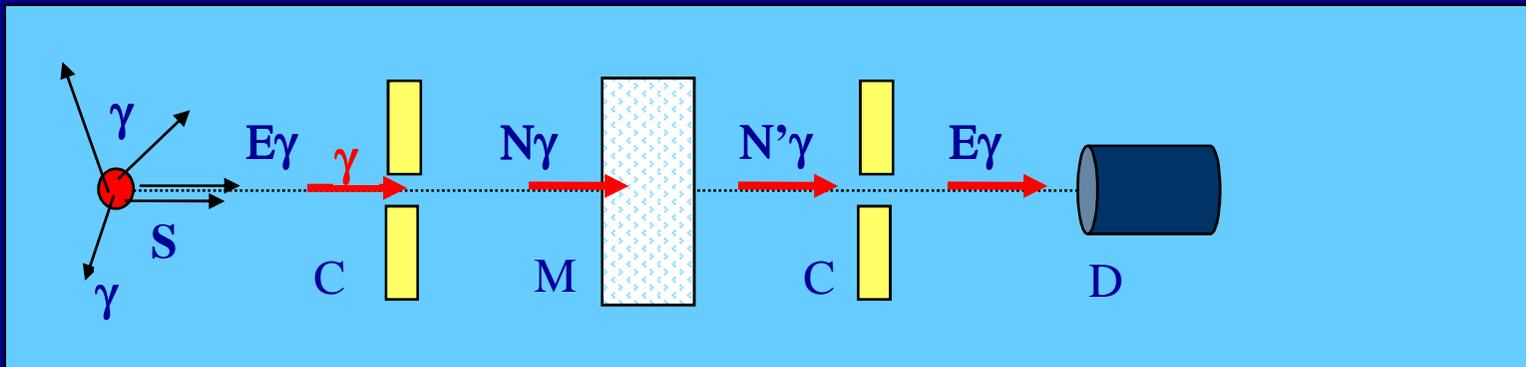
$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad \Rightarrow \quad \boxed{E_\gamma_{(eV)} = \frac{1240}{\lambda_{(nm)}}$$

Soit S une source monochromatique de photons,

C : collimateur,

M milieu traversé.

D : détecteur de rayonnement



Observation : En l'absence d'écran M on compte N photons d'énergie E_γ .

Avec l'écran, on compte $N' < N$ photons de même énergie E_γ

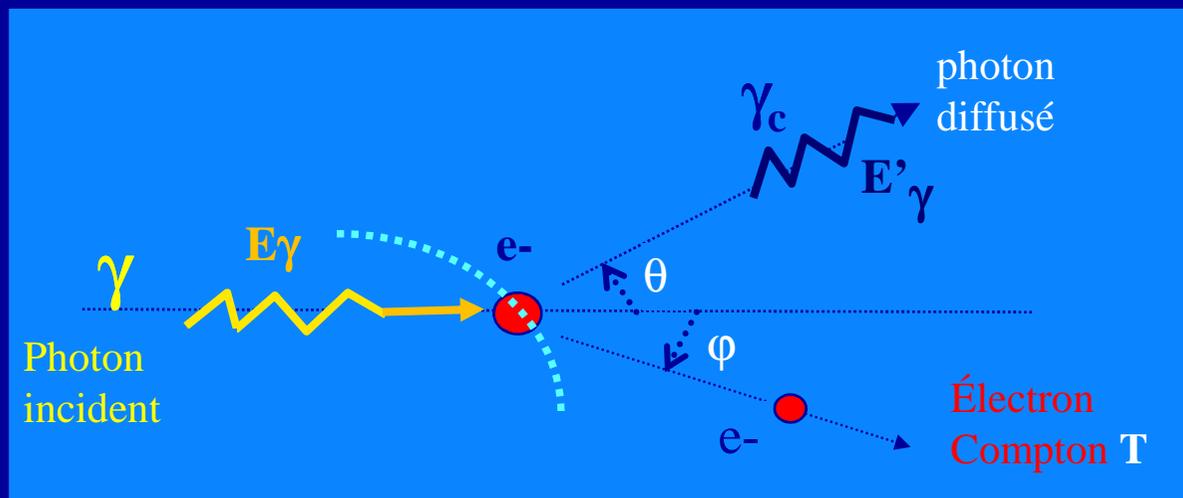
Donc un photon donné est éliminé du faisceau incident au cours d'une seule interaction. Ceux qui restent n'ont perdu aucune énergie.

1) l'Effet Compton

C'est la **diffusion élastique** du photon incident d'énergie $E_\gamma = h\nu$, sur un **électron libre** ou faiblement lié de la cible.

Remarque : Si l'énergie E_γ du photon incident est \gg à l'énergie de liaison E_l de l'électron cible, on considère que ce dernier est **libre et au repos**

Au cours de cette interaction l'électron cible acquiert une énergie cinétique **T** et un **photon diffusé** est émis avec l'énergie $E_{\gamma'} = h\nu'$ (voir schéma).



a) Energétique de l'effet Compton



Dans le système du laboratoire les lois de conservations de l'énergie et de l'impulsion s'écrivent :

pour l'énergie totale: $h\nu + m_0c^2 = h\nu' + m_0c^2 + T \Rightarrow \boxed{h\nu = h\nu' + T}$

pour l'impulsion totale :

$$\begin{cases} \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \varphi \\ 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - p \sin \varphi \end{cases}$$

en considérant les relations relativistes entre l'impulsion et l'énergie :

$$p = \frac{1}{c} [T(T + 2m_0c^2)]^{1/2} \quad \text{et} \quad \mathcal{E}^2 = p^2c^2 + m^2c^4$$

$$E = mc^2 = m_0c^2 + T \Rightarrow T = (m - m_0)c^2$$

$$\text{or } m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = m_0\gamma \Rightarrow \boxed{T = m_0c^2(\gamma - 1)}$$

$$(pc)^2 = T^2 + 2Tm_0c^2 = m_0^2c^4(\gamma - 1)^2 + 2(m_0c^2)^2(\gamma - 1)$$

$$(pc)^2 = m_0^2c^4 \left[(\gamma - 1)^2 + 2(\gamma - 1) \right] = m_0^2c^4 [\gamma^2 - 1]$$

$$\boxed{pc = m_0c^2\sqrt{\gamma^2 - 1}}$$

Les relations de conservation de la quantité de mouvement s'écrivent :

$$\begin{cases} h\nu = h\nu' \cos \theta + m_0c^2\sqrt{\gamma^2 - 1} \cos \varphi \\ 0 = h\nu' \sin \theta - m_0c^2\sqrt{\gamma^2 - 1} \sin \varphi \end{cases}$$

En posant $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$, on obtient (*Etablir ces relations !!*) :

- l'énergie du photon diffusé

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}$$

l'énergie cinétique de l'électron Compton:

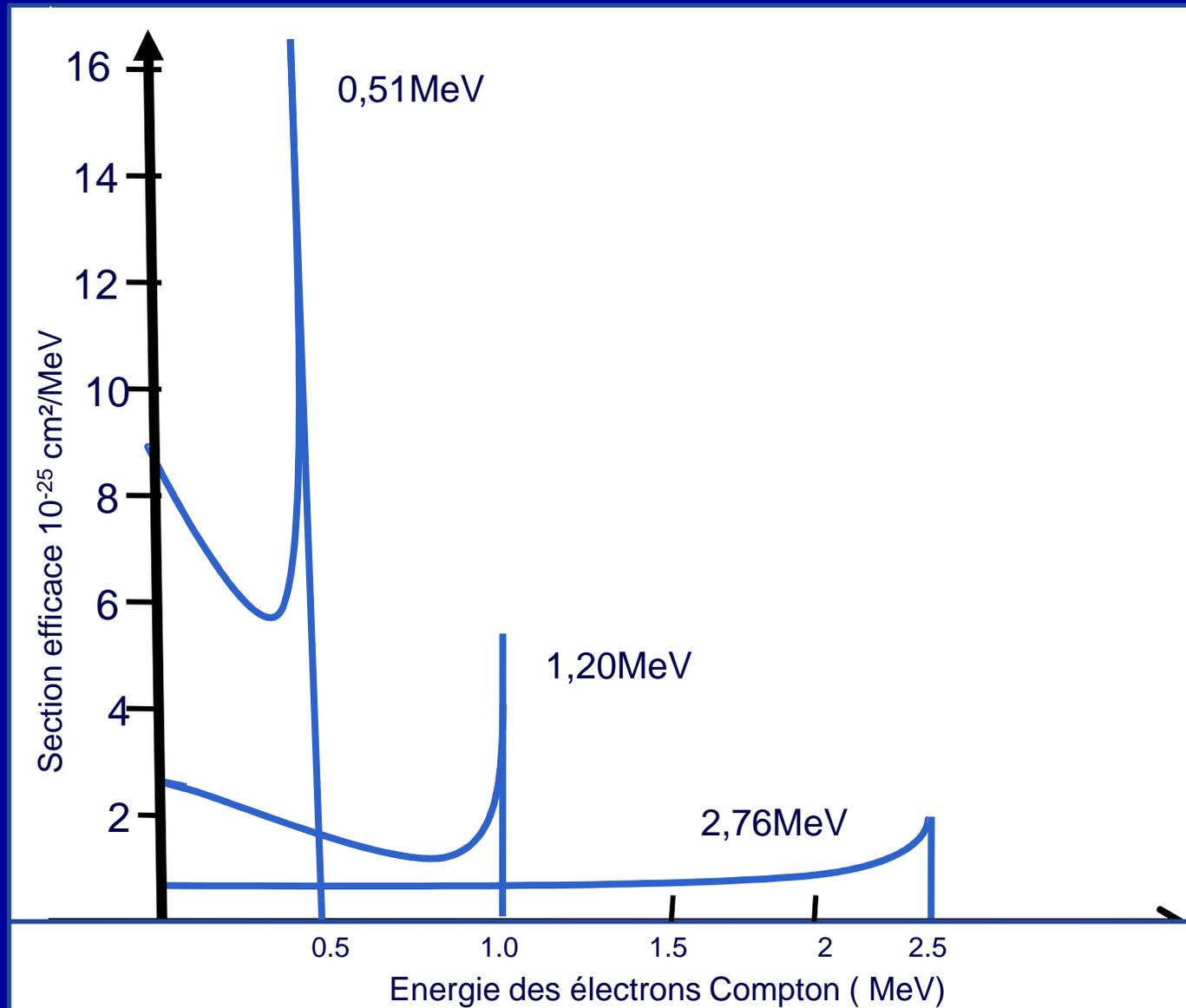
$$T = E_\gamma \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}$$

Remarque :

Un faisceau de photons de même énergie donne des électrons Compton dont l'énergie cinétique varie entre :

$$T_{e^-} = 0 \text{ (à } \theta = 0^\circ) \quad \text{et} \quad T_{\max} = \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} E_\gamma \quad \text{(à } \theta = \pi)$$

Le spectre des électrons Compton est donc un spectre continu.



Distribution en énergie des électrons Compton pour différentes énergies du photon incident. L'énergie de l'électron E_e varie de façon continue de $E_e = 0$ (pour $\theta = 0$) à une valeur max pour $\theta = 180^\circ$

Déplacement Compton :

relation entre les valeurs des énergies du photon, avant et après collision, en fonction de l'angle de diffusion θ :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$

Remarque : le déplacement Compton ne dépend pas de l'énergie du photon incident.

- Pour $\theta = \pi$ le déplacement Compton est maximal : $\Delta\lambda = 2.\lambda_c$. La collision est frontale et le photon diffusé se déplace dans une direction opposée : **c'est la rétro diffusion**

- Pour $E_\gamma \gg m_0 c^2$: $\lambda \ll h/m_0 c^2$ et on peut **négliger λ devant λ'** pour tous les angles θ (sauf près de zéro). Dans ce cas les relations deviennent :

$$E'_\gamma \approx \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \theta} \quad \text{et} \quad E_{c \max} = E_\gamma - E'_{\gamma \min} \approx E_\gamma - \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \theta}$$

- Pour la rétro diffusion ($\mathbf{q} = \mathbf{p}$) l'énergie max de recul de l'électron est :

$$E_{c \max} = E_\gamma - 0,225 \quad \text{MeV}$$

Section efficace de l'effet Compton

La probabilité de l'effet Compton est **proportionnelle à Z** et inversement proportionnelle à **l'énergie E_γ** du photon incident.

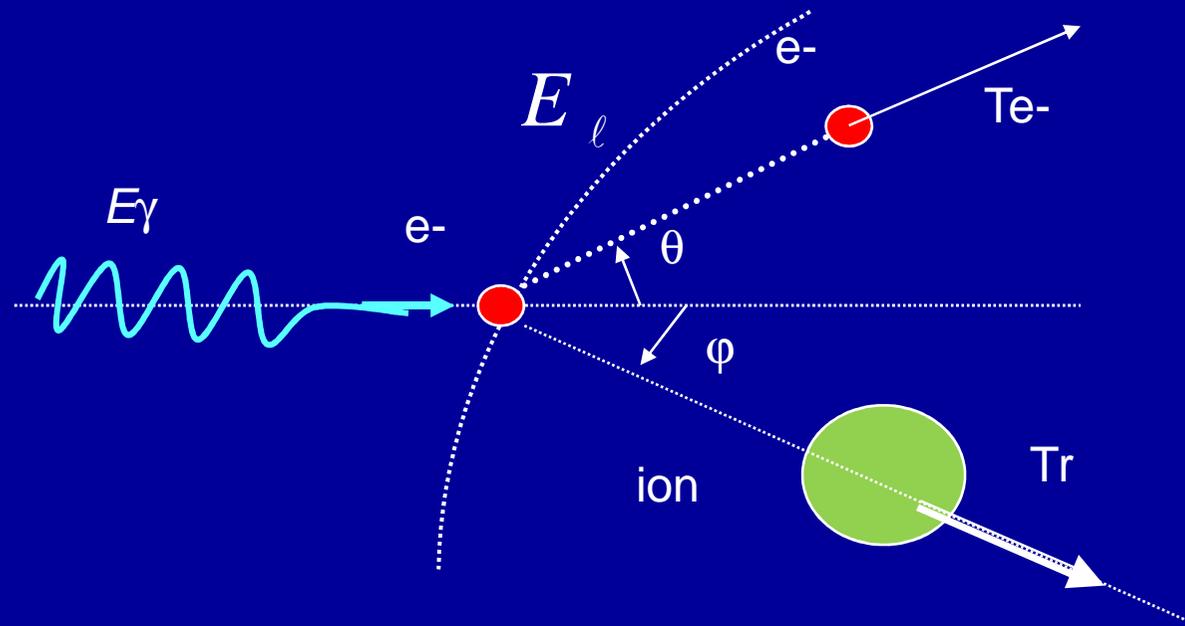
$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

Résumé :

- Les photons de **faibles énergies transfèrent très peu d'énergie** à l'électron libéré et sont diffusés à travers de grands angles.
- Les photons **d'énergies élevées** (10 à 100 MeV) transfèrent leur énergie essentiellement aux électrons libérés et **ne sont pas beaucoup diffusés**.
- La diffusion Compton est plus importante pour les photons ayant une énergie comprise entre 0.2 et 5.0 MeV, et prédomine dans des absorbants ayant des **numéros atomiques plus élevés**.

2) l'Effet Photoélectrique

C'est l'interaction du photon incident sur un **électron lié** de la cible, à qui il communique toute son énergie. Le **photon incident est donc totalement absorbé**.



E_γ : énergie du photon incident

E_l : énergie de liaison de l' e^- sur sa couche : pour la couche K, $E_l = E_K = 13,6 \cdot (Z-1)^2$ eV

T_e : énergie cinétique de l'électron éjecté

T_r : énergie de recul de l'ion formé

La conservation de l'énergie totale s'écrit :

$$h\nu = T_e + T_r + E_\ell$$

$$\text{or } T_r \text{ faible } \approx qq \ 10 \ eV$$

$$\boxed{T_e \cong h\nu - E_\ell} \quad \text{Énergie de l'électron émis}$$

Remarques:

- Pour que T_e soit positif, E_γ doit être supérieur ou égal à l'énergie de liaison E_ℓ : il y donc **un seuil d'énergie pour l'EPE**
- Un faisceau de photons de même énergie donne des photoélectrons monocinétiques : le spectre de ces électrons est donc **un spectre de raies**.
- L'EPE **ne peut avoir lieu sur un électron libre**, car dans ce cas il est impossible d'assurer à la fois la conservation de l'énergie et celle de l'impulsion.

Probabilité de l'EPE

- L'EPE est plus probable sur les **électrons les plus fortement liés**

donc sur la couche **K**, et cela d'autant plus que **Z est grand** (E_I augmente avec Z). 80% de l'EPE se produit sur les électrons **K** si $E_\gamma > E_K$.

- La probabilité d'émission photoélectrique augmente quand **E_γ tend vers E_I** .

- La probabilité **croît très vite avec Z** et **décroît** avec l'énergie **E_γ**

Conséquences de l'EPE

L'ion de recul est dans un état d'excitation d'énergie E_l . Il se désexcite au moyen d'une réorganisation de son cortège électronique, qui se traduit par :

□ Emission de **rayonnement X** $E_x < \text{qq } 100 \text{ keV}$ (**fluorescence**)

□ Emission d'un **électron Auger**.

l'énergie de désexcitation est directement transmise à un autre électron d'une couche quelconque, qui est alors éjecté en emportant une énergie cinétique T_e telle que :

$$E_{l_1} - E_{l_2} = T_{e^-} + E_l$$

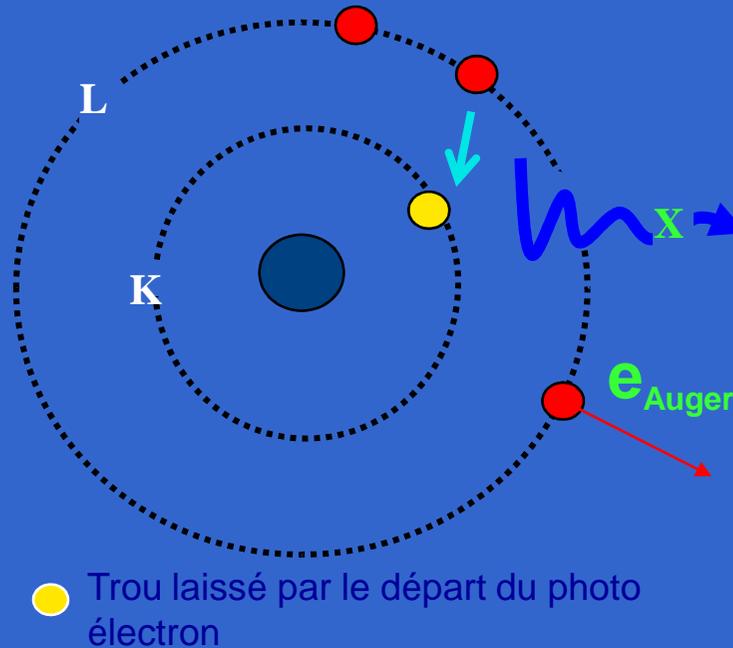
où E_l est l'énergie de liaison de l'électron Auger et E_{l_1} et E_{l_2} sont celles des couches où a lieu la transition après l'EPE.

Exemple d'émission

Auger

$$E_K - E_L = Te_A + E_L$$

$$Te_A = E_K - 2E_L$$



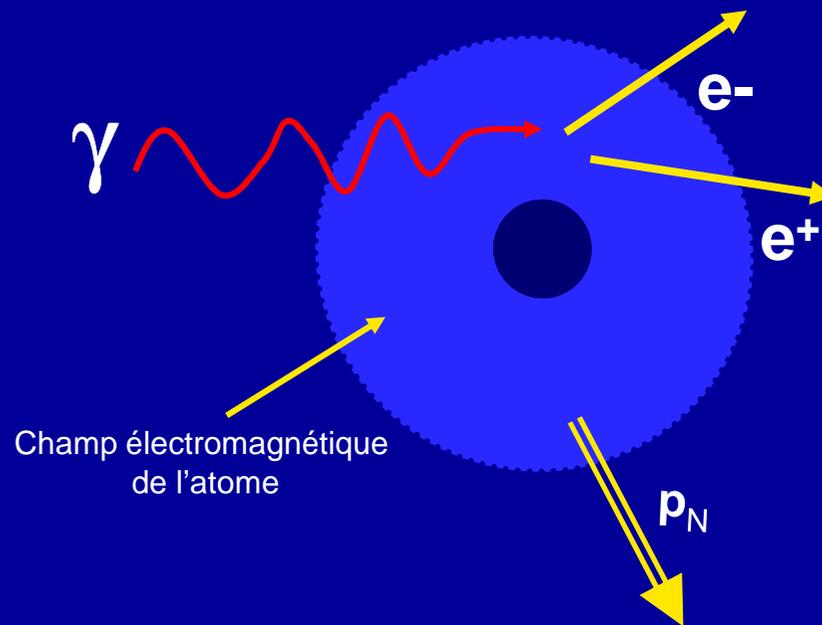
L'émission **Auger** est **favorisée pour les Z faibles**. On retiendra aussi que l'énergie cinétique de l'électron émis dans ce processus est **faible**.

3) Création de paire électron positron

Un photon est **complètement absorbé** et donne lieu à la **matérialisation de deux particules** : un électron et un positron.

Le voisinage d'un noyau (ou un autre photon) est nécessaire pour qu'il y ait conservation de l'impulsion et de l'énergie

La CP ne peut se produire dans le vide.



Soit E_γ l'énergie du photon γ
 T_{e^-} et T_{e^+} les énergies cinétique des e^- et e^+ crée
 P_N la quantité de mouvement du noyau de recul

Lois de conservation

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\gamma = T_{e^-} + T_{e^+} + 2m_0c^2 \quad (1) \\ \frac{\vec{E}_\gamma}{c} = \vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_N \quad (2) \end{array} \right.$$

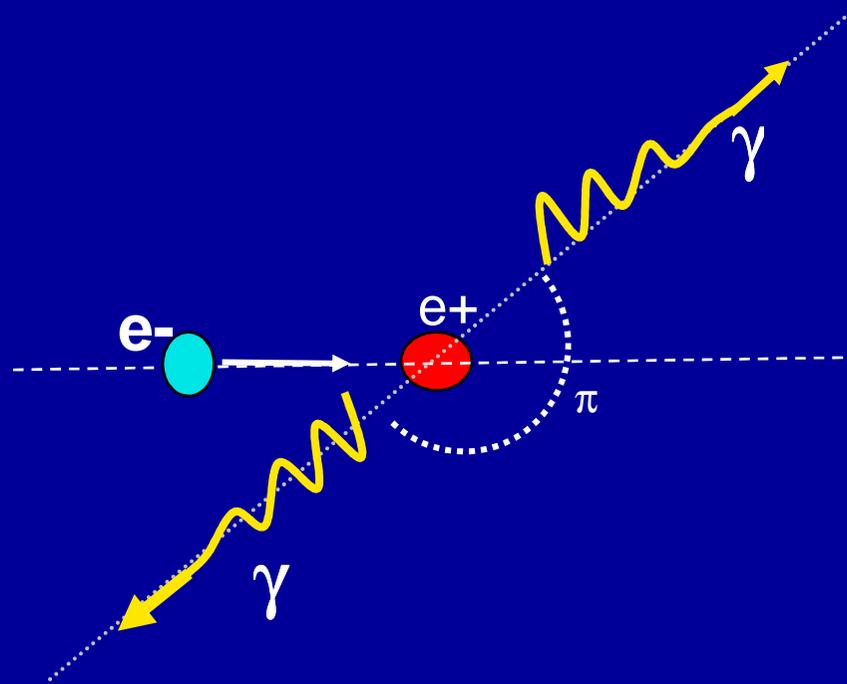
La relation (1) montre de plus que la CP ne peut avoir lieu que si :

$$E_\gamma = h\nu > 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$$

Conséquences de la création de paire

- Le positron produit est ralenti dans la matière.
- Après avoir perdu quasiment toute son énergie cinétique il rencontre un électron peu lié du milieu **et s'annihile** avec lui pour donner des gamma :
c'est la **dématérialisation**.

Cette annihilation donne **deux photons de 511 keV chacun** , émis à 180° l'un de l'autre.



Probabilités comparées des trois processus

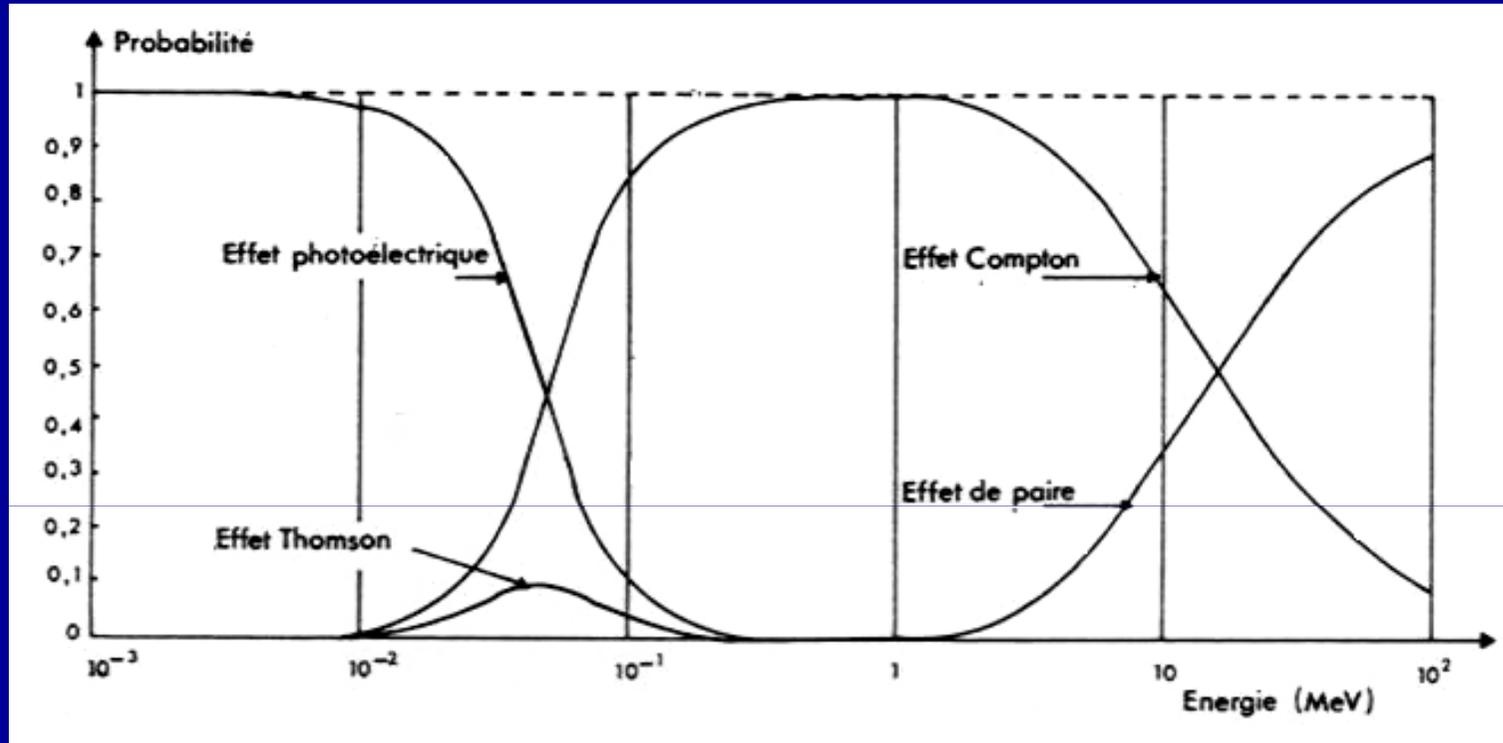
- Pour $E_\gamma < 0,5 \text{ MeV}$, l'**EPE** qui domine. Mais section efficace diminue quand l'énergie augmente

$$\sigma_{EPE} \propto \frac{1}{E_\gamma^3}$$

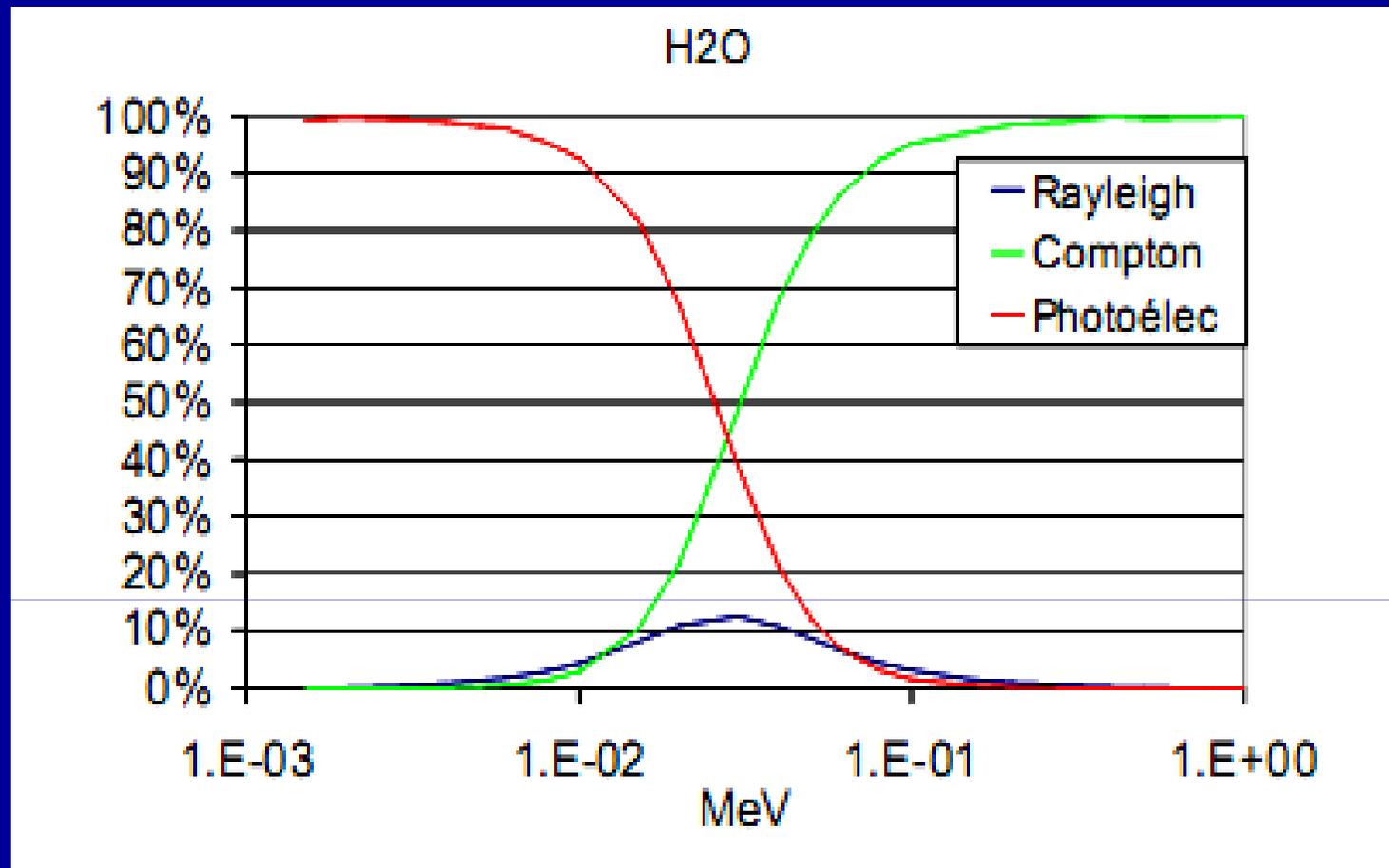
- Pour $0,5 < E_\gamma < 3 \text{ MeV}$ l'effet Compton domine
- Pour $E_\gamma > 1,02 \text{ MeV}$ EC et CP sont en concurrence
- Pour $E_\gamma > 3 \text{ MeV}$: la **CP** devient dominante.

La section efficace de la **CP** est proportionnelle à Z^2 et augmente avec E_γ , contrairement à l'effet photoélectrique et l'effet Compton.

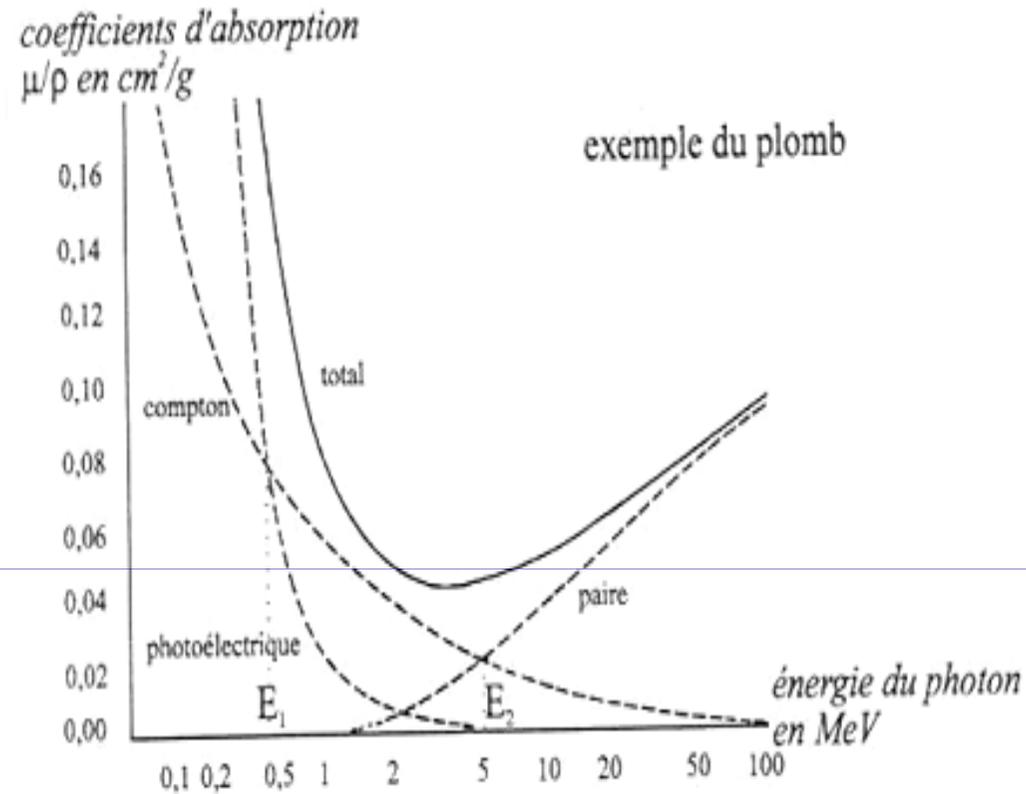
$$\sigma_{CP} \propto Z^2 \cdot E_\gamma$$



Probabilités des différents mécanismes d'interaction des photons dans une cible d'aluminium, en fonction de l'énergie



Contribution relative des divers types d'interaction entre le photon et l'eau pour des énergies comprises entre 1 keV et 1 MeV



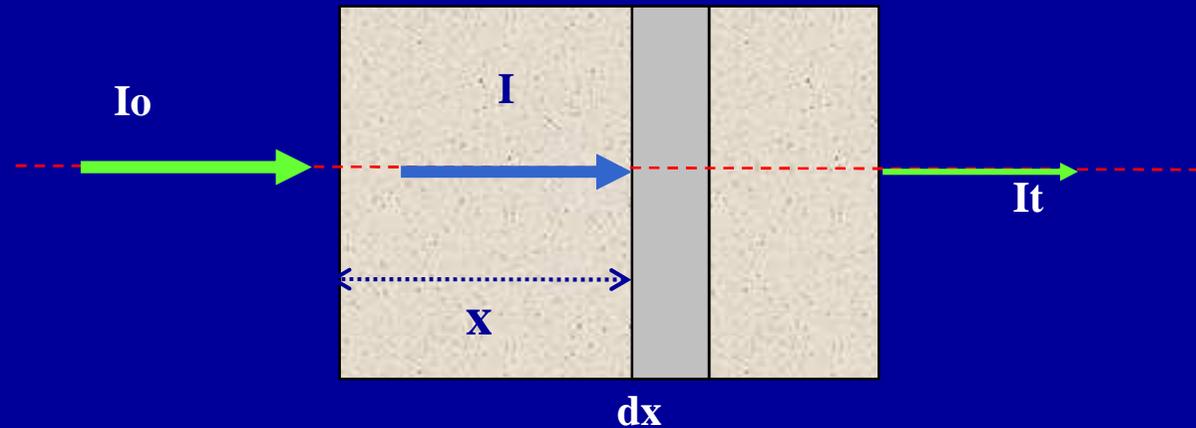
Variation de μ / ρ en fonction de l'énergie du photon

$E < E_1$: l'EPE est dominant , $E_1 < E < E_2$ l'Effet Compton est prépondérant, et $E > E_2$ la matérialisation est l'effet le plus important

**Tableau
Interactions des photons**

	Effet Photoélectrique	Diffusion Compton	Création de Paire
Partie impliquée de l'atome	électron du niveau interne	électron du niveau externe	Noyau
Énergies des Photons	faible (< 1 MeV)	moyenne (0.2 to 5 MeV)	élevée (> 1.02 MeV)
Z de l'absorbant	augmente comme Z^5	Augmente avec Z	augmente comme Z^2
Conséquences	Éjection d'un électron du niveau interne de l'atome. Production des rayons X caractéristiques.	Éjection d'un électron du niveau externe de l'atome. Le photon diffuse avec une énergie réduite.	Production de paire électron positron. le positron subit l'annihilation pour former deux photons de 0.51 MeV.

IV – 4) Loi d'atténuation des rayonnements gamma



- Un faisceau de photons d'énergie $h\nu$, d'intensité I_0 , frappe un écran d'épaisseur x et de densité N atomes par cm^3 .
- Tout photon qui subit une interaction est éliminé du faisceau, par EC, EPE ou CP
- Dans une tranche d'épaisseur δx , la variation du nombre de photon I est :

$$\boxed{dI = -I\sigma_{\tau}N.dx} \quad \text{où} \quad \sigma_{\tau} = (\sigma_{\text{epe}} + \sigma_{\text{ec}} + \sigma_{\text{cp}})$$

En intégrant, on obtient le nombre **I** de **photons restant** dans le faisceau après la traversée d'une épaisseur **X** d'absorbant est:

$$I = I_0 e^{-N \cdot \sigma_{\tau} \cdot x} = I_0 e^{-\mu \cdot x}$$

$\mu = N \cdot \sigma_{\tau}$: coefficient d'atténuation linéaire des photons dans l'écran (en cm^{-1})

Avec :
$$N \cdot \sigma_{\tau} = N_a (\sigma_{ph} + Z \cdot \sigma_c + \sigma_{CP})$$

N : nombre de cibles par cm^3

N_a : nombre d'atomes par cm^3 de l'absorbant

Autres Coefficients d'absorption des gamma

- **Coefficient d'absorption linéaire μ** : A chaque effet correspond un coefficient partiel:

$$\mu = \mu_{Ph} + \mu_C + \mu_{CP}$$

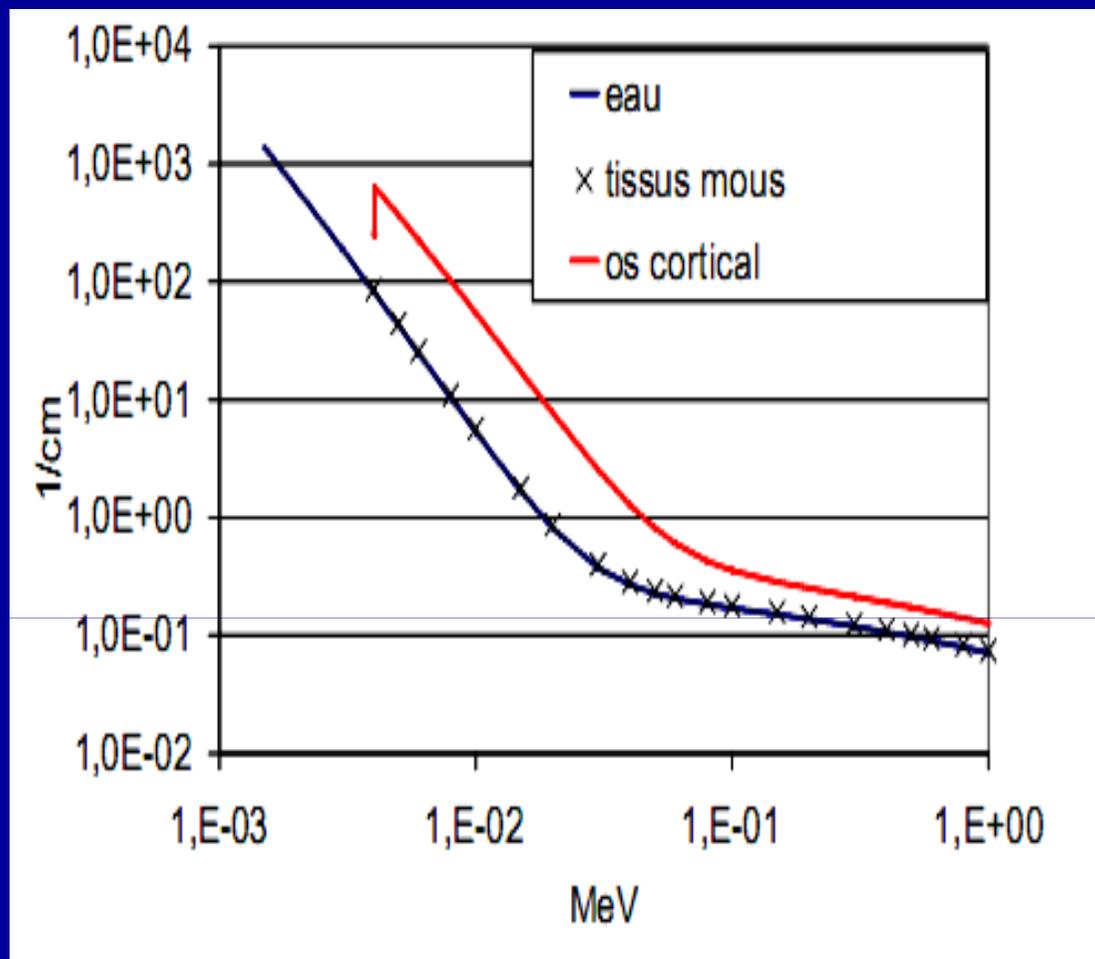
- **coefficient d'atténuation massique μ'** est défini par: $\mu' = \mu / \rho$ (en cm^2/g)
En posant $e = \rho \times$ l'épaisseur de l'absorbant exprimée en g/cm^2 , on a :

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

μ' permet de déterminer l'atténuation des photons **sans connaître la nature et l'état physique** de l'écran.

- **couche de demi atténuation** (CDA ou $X_{1/2}$) : épaisseur de matière dans laquelle la moitié des photons incidents a disparu: **CDA = 0,693 / μ**

- **libre parcours moyen λ** , est l'inverse de μ : **$\lambda = 1/\mu = 1,44$ CDA**



Coefficients d'atténuation du photon en fonction de son énergie, pour les tissus mous et l'os cortical. *Cette illustration montre en particulier que du point de vue de l'absorption des photons γ les tissus mous peuvent être essentiellement décrits comme de l'eau.*

Valeurs de μ , CDA, λ et ρ pour certains matériaux

1 MeV	Pb	Fe	Eau	Béton ordinaire
μ (cm ⁻¹)	0,79	0,47	0,07	0,15
CDA (cm)	0,88	1,47	9,90	4,62
λ (cm)	1,26	2,12	14,28	6,66
ρ (g.cm ⁻³)	11,30	7,85	1,00	2,30

En résumé

Les photons **ne sont pas arrêtés** dans la matière, mais leur faisceau y est simplement **atténué**. Cette atténuation dépend de **l'épaisseur** de matière traversée.

En première approximation, on peut retenir que, pour réduire d'un **facteur 10** l'intensité d'un faisceau de photons γ dont l'énergie est égale à quelques MeV (**de 1 à 3 Mev**) il faut une épaisseur **e** :

$$e \approx \frac{35}{\rho}$$

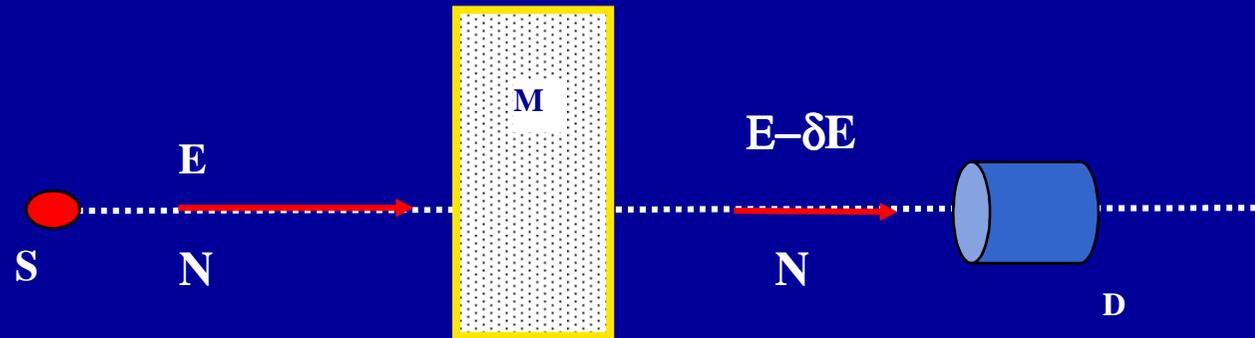
ρ étant la masse volumique de la matière irradiée, exprimée en g.cm^{-3} .

Pour atténuer le faisceau d'un facteur **10^n** , l'épaisseur de matière doit être égale à **$n.e$**

II - Interaction des particules chargées « lourdes »

(protons: ${}^1\text{H}^+$, deutons ${}^2\text{H}^+$, α : ${}^4\text{He}^{2+}$,
fragments de fission ...)

Interactions particules chargées lourdes



Remarque: le **nombre** de particules chargées avant et après traversée du milieu ralentisseur **reste le même**.

- l'énergie cinétique du projectile a diminué d'une quantité δE , **très faible** devant E

Définitions:

Diffusion élastique: $a + A \rightarrow a + A$: les particules sont inchangées et l'énergie cinétique totale est conservée.

Diffusion Inélastique: $a + A \rightarrow a + A^*$: les masses sont identiques avant et après le choc, l'énergie cinétique totale n'est pas conservée, l'énergie perdue est utilisée pour **exciter** les atomes

II- 1) Les processus de ralentissement

a) Collisions élastiques avec les électrons atomiques.

La particule cède une partie de son énergie à l'ensemble de l'atome cible. Il y a conservation de l'énergie cinétique totale.

Négligeables dès que $E > 100 \text{ eV}$

b) Collisions élastiques avec le noyau

La particule incidente est seulement déviée de sa trajectoire initiale (diffusion de Rutherford), avec conservation de l'énergie cinétique totale.

c) Collisions inélastiques avec le Noyau

C'est un choc sans capture. La déviation de la particule engendre une émission radiative: **rayonnement de freinage**

d) Collisions inélastiques avec les électrons de l'atome

Sous l'effet du choc, l'électron atomique subit,

- soit une transition vers un état lié : c'est **l'excitation** de l'atome
- soit une transition vers un état non lié (éjection) : c'est **l'ionisation**

- ❖ A la suite de l'ionisation une **paire d'ions primaires** est formée.
- ❖ L'ion éjecté peut provoquer des **ionisations et excitations secondaires**. Les électrons secondaires constituent les **rayons δ** .

Pour les particules chargées lourdes, ce processus (d) est le processus dominant.

Sa contribution à la perte d'énergie δE est la contribution dominante.

II- 2) Mesure du ralentissement des particules chargées

□ **Transfert Linéique d'Énergie** : représente la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire des particules chargées due à leur collisions avec les électrons.

$$\text{TLE} = \left| -\frac{dE}{dx} \right| \text{ en MeV.cm}^{-1} \text{ ou keV.}\mu\text{m}^{-1}$$

Dans le cas non relativiste, le TLE est donné par la **formule de Bethe**

$$\left| -\frac{dE}{dx} \right| = \frac{z^2 e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_0 V^2} N . Z . \ln \frac{2 m_0 V^2}{I}$$

z charge de la particule incidente; **V** sa vitesse; **m₀**, masse de l'électron; **e** sa charge; **N**, nombre d'atomes par unité de volume du milieu de numéro atomique **Z**, **I**, valeur moyenne du potentiel d'ionisation des atomes ralentisseurs. [$I \approx 13.Z \text{ eV}$]

Remarque : **Le TLE augmente quand la vitesse V du projectile est faible et que le Z du milieu traversé est grand.**

□ Ionisation spécifique I_s :

Pour simplifier les calculs du TLE on introduit une relation simplifiée

$$\left| - \frac{dE}{dx} \right| = I_s \cdot \omega$$

Où I_s est l'**ionisation spécifique**, c'est-à-dire le nombre d'ionisations qu'induit le passage de la particule incidente par unité de parcours. ω est l'énergie moyenne d'ionisation

Pour les gaz ω est quasi indépendant de l'énergie E et de la nature de la particule incidente.

- Dans l'air, $\omega = 35 \text{ eV}$ pour les α et 36 eV pour les p .
- Dans l'argon, $\omega = 26,3 \text{ eV}$ pour α et $26,4 \text{ eV}$ pour les p

III - Interaction des particules chargées légères (e^- ; e^+ , ...)

III-1) Diffusion des électrons (de faible énergie)

Excitation, ionisation et diffusion restent valables pour les électrons. Mais leur **faible masse** induit **diffusions importantes** et des parcours très sinueux. De plus à partir de $E > 50$ keV les électrons sont **relativistes**

Diffusion sur les électrons du milieu:

Du fait de la répulsion coulombienne, l'e- incident est **dévié de sa trajectoire**:. Cette diffusion est accompagnée d'une **perte d'énergie**, communiquée au électrons cibles.

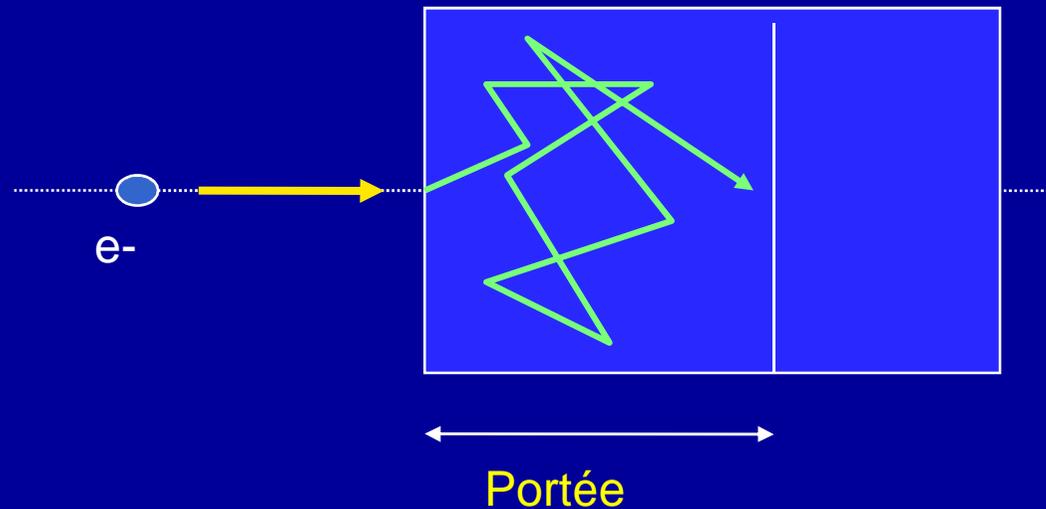
Plus Z est grand, plus les diffusions sont nombreuses et les pertes d'énergie sont importantes

Diffusion sur les noyaux des atomes du milieu

L'e- incident **diffuse par rebondissement** sur un noyau. Il y a une déflexion sans émission de rayonnement. La probabilité de cette diffusion **augmente comme Z^2** .

La diffusion par les e- du milieu peut donc être négligée devant la diffusion nucléaire (sauf pour les milieux à Z faible)

Remarque : A cause de ces diffusions la notion de parcours doit être remplacée par celle de portée: **la portée** est la profondeur maximale de pénétration des électrons incident dans le matériau.



Plus la vitesse des électrons incidents diminue, plus leur probabilité d'interaction avec les e^- du milieu augmente, et plus leur trajectoire est sinueuse

III- 2) Ralentissement des électrons

Comme pour les particules chargées plus lourdes les pertes d'énergie δE des électrons sont dues à l'ionisation et l'excitation des atomes du milieu.

Du fait de la faible masse des projectiles, d'autres processus viennent s'y ajouter :

a) Rayonnement de freinage (collision inélastique avec le noyau)

- Si $E > m_0 c^2$, au voisinage du noyau l'e- subit une accélération qui s'accompagne de l'émission d'un rayonnement de freinage ou « **bremßstrahlung** », identifié à des rayons **X**.

Il en résulte une **perte radiative** de l'énergie de la particule: $\delta E \propto \frac{Z^2 E}{M^2}$

On voit donc que cet effet n'est important que pour les particules de **masse M faible** et pour des énergies élevées

La comparaisons entre les TEL par **ionisations** et par **pertes radiatives** est fournie par la relation :

$$\frac{(dE/dx)_{\text{radiatif}}}{(dE/dx)_{\text{ionisation}}} = \frac{Z.E}{800} \quad (E \text{ en MeV})$$

- Plus le **Z du milieu est grand** plus les pertes par rayonnement de freinage **sont importantes**,
- Plus l'**énergie** de la particule incidente **augmente**, plus le **bremßtrahlung** est important.

b) L' Effet Čerenkov

Il s'agit d'un processus de perte d'énergie par émission d'une radiation lumineuse appelée « **radiation de Čerenkov** ».

Ce processus se produit quand une particule chargée (e-) traverse un milieu transparent, d'indice de réfraction n , avec une vitesse **V** supérieure à la vitesse **c'** de la lumière dans ce milieu (**c' = c / n**)

Cette radiation est émise dans une **direction θ** donnée par la relation :

$$\cos \theta = \frac{1}{n \cdot \beta}$$

où $\beta = V/c$

Remarque : La mesure de θ permet d'avoir la vitesse **V** de la particule incidente

A partir de la relation précédente on déduit la **condition pour que l'effet C puisse avoir lieu**:

$$\cos \theta < 1 \Rightarrow \frac{1}{n} < \beta \Rightarrow \boxed{V > \frac{c}{n}}$$

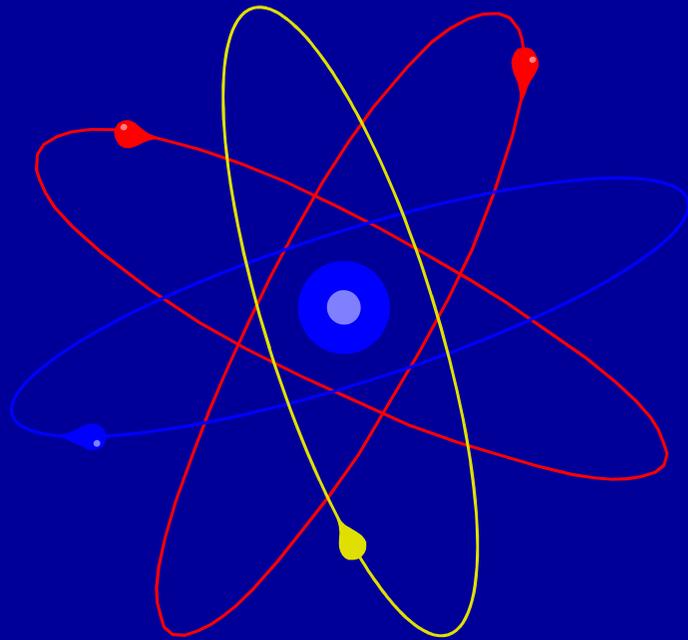
- **dans l'eau** ($n = 4/3$) $\implies V > 3.c/4$, l'énergie cinétique minimale des électrons incidents pour observer l'émission est :

$$E_{\min} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} - 1 \right) = 0,26 \text{ MeV} \quad V > \frac{3}{4}.c$$

Remarque : le terme entre crochet – qui vaut **0,51** - est le même quelque soit la particule traversant **l'eau liquide**.

Pour qu'un **proton** produise cet effet il doit avoir $E_{\min} > 478 \text{ MeV}$.

L'effet Cerenkov n'est facilement observable qu'avec des électrons



MERCI