



Ecole « techniques de base du détecteur » Cargèse

Pascal Vincent
Université Pierre et Marie Curie
LPNHE, Paris

Introduction

Les systèmes expérimentaux

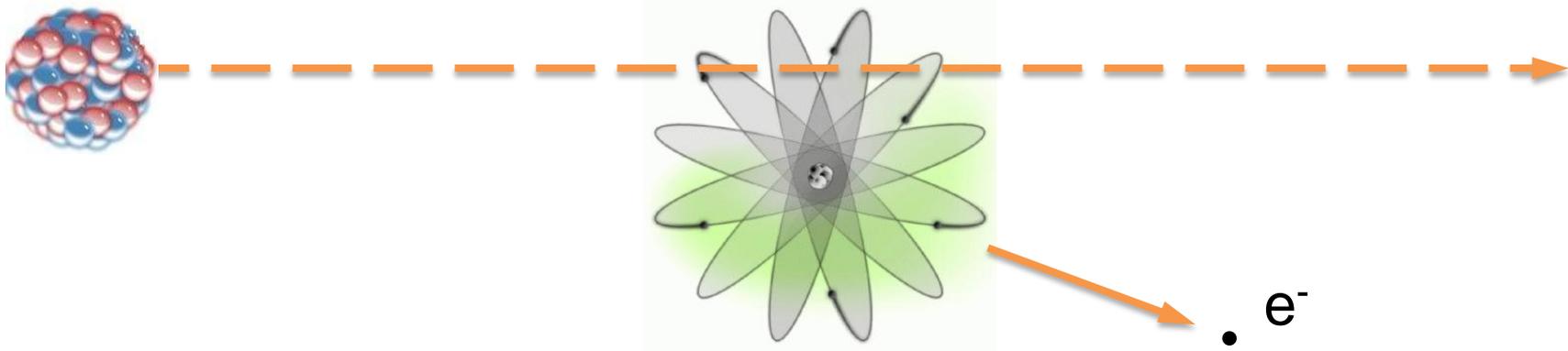
Les interactions des particules chargées

Les interactions des particules neutres

Les détecteur de particules

Visite d'une expérience

Rappel



Perte d'énergie des ions

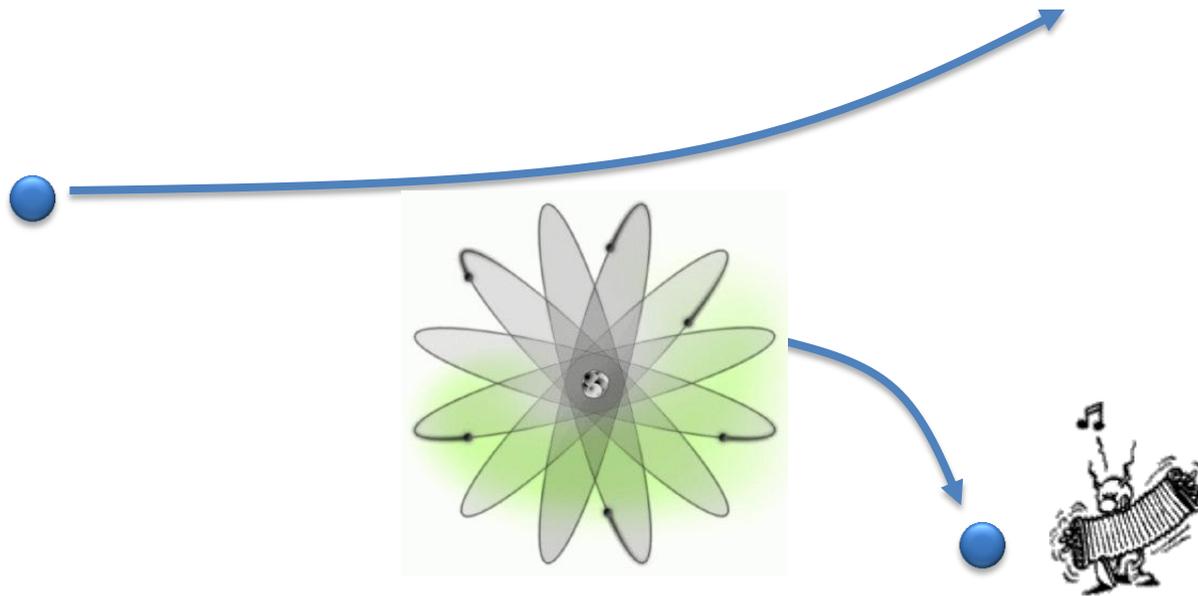
$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{z^2}{m_e\beta^2} N_a\rho \frac{Z}{A} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_o} - \beta^2 - \delta \right)$$



Cas des électrons & positron

Interaction des électrons

Les électrons et les positrons sont des **particules de faible masse**. La formule de Bethe-Bloch doit être modifiée :



❖ La masse de la particule incidente = masse de la particule cible. **A basse énergie :**

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi(\alpha\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \mathcal{N}_a \frac{\rho}{A} \left[0.583 \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right] \propto \frac{1}{\beta^2}$$

Interaction des électrons

Dans le cas des e^- : particule incidente = particule cible . Il faut tenir compte du principe de Pauli.

« deux fermions identiques ne peuvent pas occuper le même état quantique »

A haute énergie :

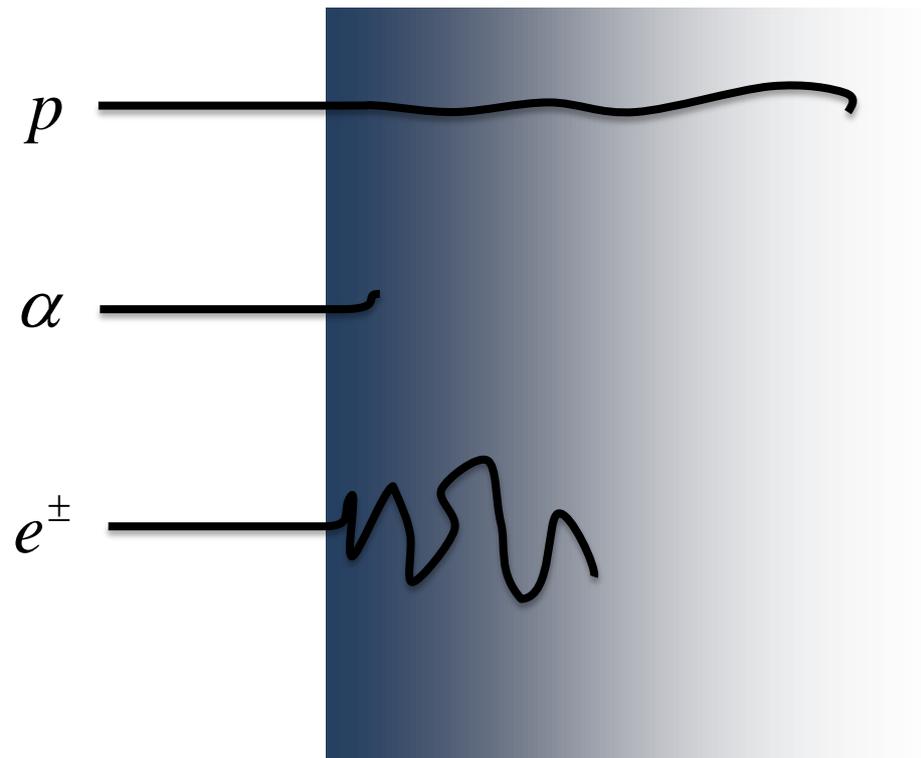
$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi \frac{(\alpha\hbar c)^2 \mathcal{N}_a}{m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{4m_e^2 c^4 \gamma^2 (\gamma - 1)}{I^2} - \frac{a}{2} - \frac{\delta}{2} \right] \cong \ln E$$

$$a = 2,9 \quad (e^+)$$

$$= 3,6 \quad (e^-)$$

La diffusion des électrons

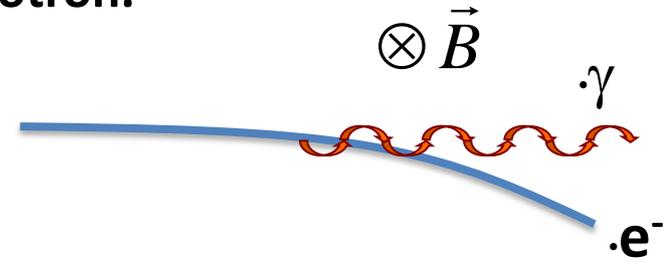
Une seule diffusion peut changer la direction du projectile ce qui rend sa trajectoire sinueuse. Il devient difficile de définir un parcours.



Le rayonnement de freinage

Dans le vide, la déviation de la trajectoire d'une particule chargée sous l'effet de la force exercée par la présence d'un champ électromagnétique externe : entraîne l'émission de photons. C'est le **rayonnement synchrotron**.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} a^2$$



Dans la matière sous l'influence des porteurs de charges du milieu, les variations de trajectoire des particules chargées produisent le **rayonnement de freinage** ou rayonnement « Bremsstrahlung ».



Ce sont **les noyaux**, particules lourdes, qui sont responsables de cet effet.

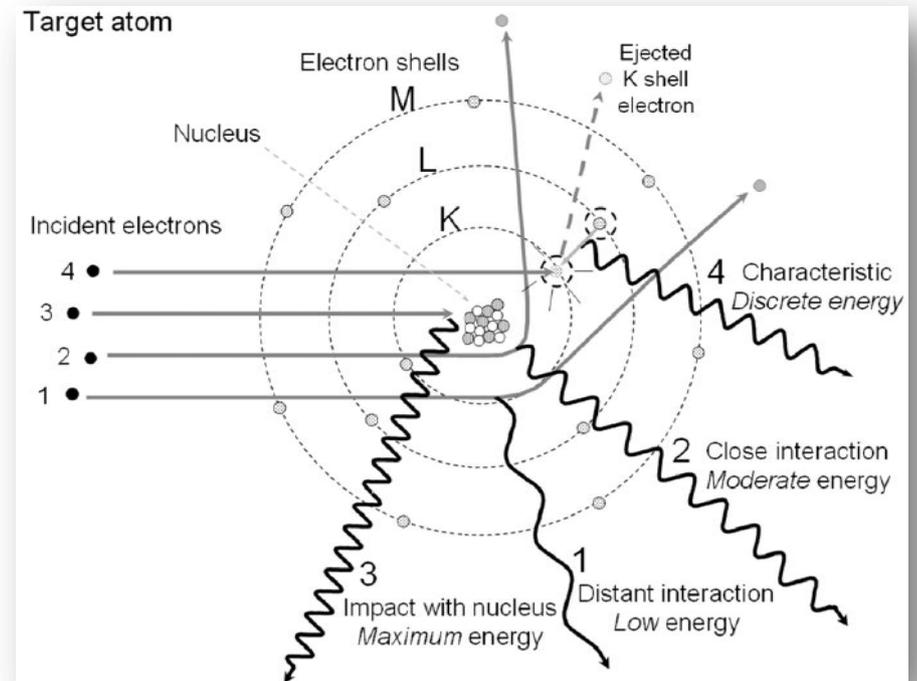
Le rayonnement de freinage

L'interaction avec le noyau provoque une déviation de la trajectoire d'autant plus importante que la distance d'approche au noyau est grande.

L'énergie du photon émis est alors maximale.

Au fur et à mesure que la trajectoire s'éloigne du noyau, l'énergie émise décroît.

Le spectre des photons émis suit une distribution continue.



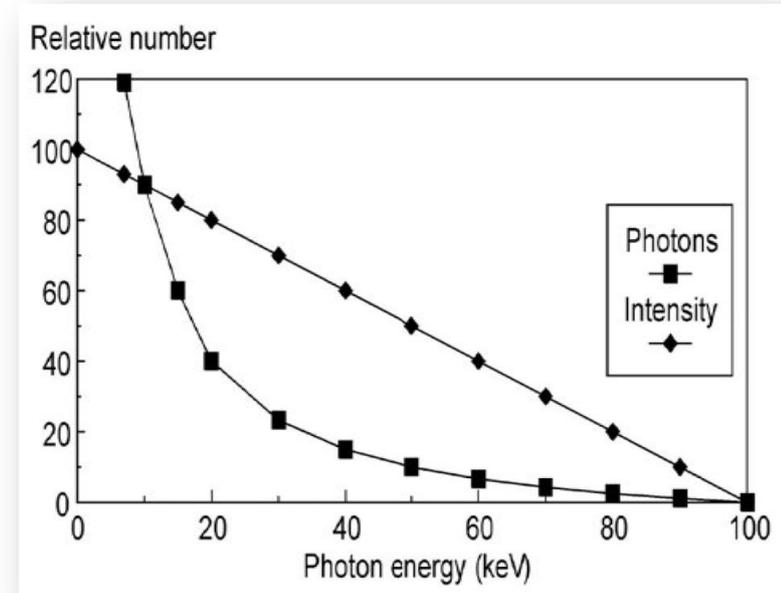
Le rayonnement de freinage

Compte tenu des dimensions du noyau par rapport a celles de l'atome, la probabilité de passer a proximité de celui-ci est faible.

L'émission de photons de basse énergie est la plus probable. Seuls quelques rares événements entraineront la conversion de la totalité de l'énergie de l'électron en une seule émission de photon.

Le produit du nombre de photons dans chaque tranche en énergie par l'énergie du photon suit une décroissance linéaire dont le maximum correspond a l'énergie de l'électron incident.

La valeur moyenne de l'énergie émise est proportionnelle a l'énergie de l'électron



$$I(E) \propto [E_{\max} - E]$$

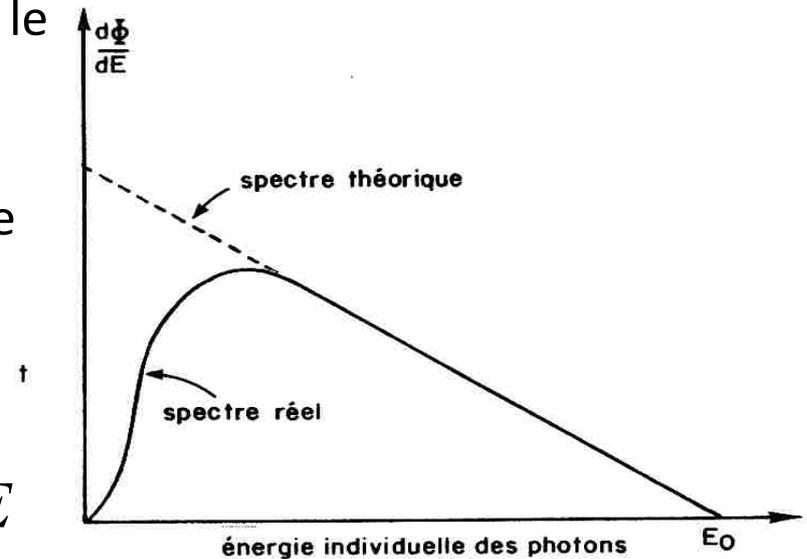
$$W \propto E_e$$

Le rayonnement de freinage

Les photons de basse énergie sont absorbés par le milieu.

La perte d'énergie est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente :

$$-\frac{dE}{dx} = 4NZ^2\alpha r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right] \times E$$
$$\propto E$$



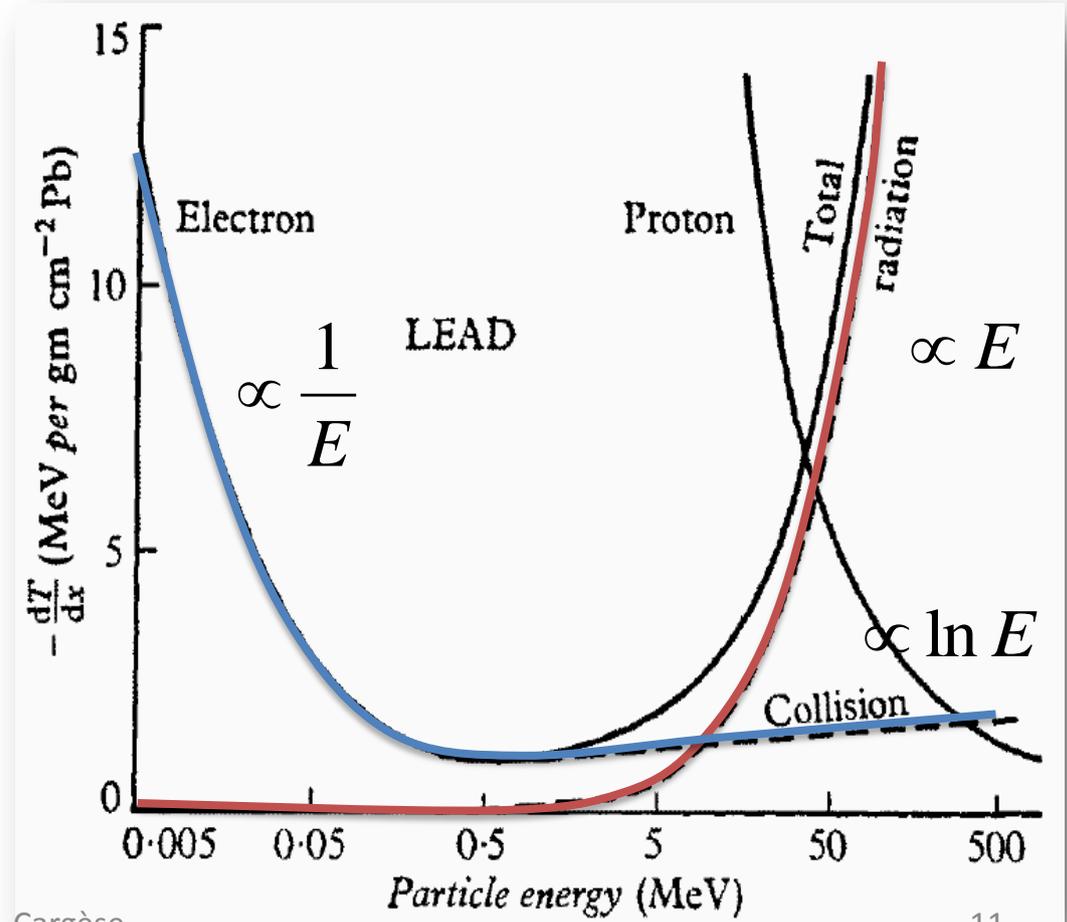
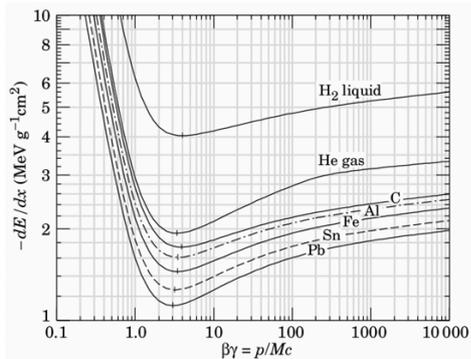
A haute énergie, les électrons (positrons) perdent essentiellement leur énergie par rayonnement.

Interaction des électrons

❖ La perte d'énergie totale correspond à la somme de ces deux contribution :

$$-\frac{dE}{dx} = \textit{collision} + \textit{radiation}$$

$$= -\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\textit{collision}} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\textit{radiation}}$$



Le parcours des électrons dans la matière

LONGUEUR DE RADIATION

Longueur de radiation

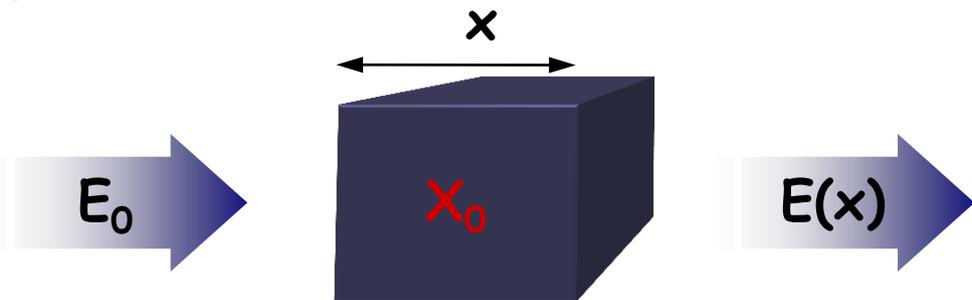
A haute énergie, les pertes en fonction de la distance parcourue suit une loi de décroissance exponentielle :

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brem} = 4NZ^2\alpha r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right] \times E$$

$$\Rightarrow -\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brem} = \frac{E}{X_0} \quad (1) \quad \text{avec} \quad X_0^{-1} \cong 4NZ^2\alpha r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right]$$

$$(1) \Rightarrow E(x) = E_0 \exp(-x / X_0)$$

- E_0 = Energie initiale
- X_0 = Longueur de radiation
- x = Epaisseur traversée



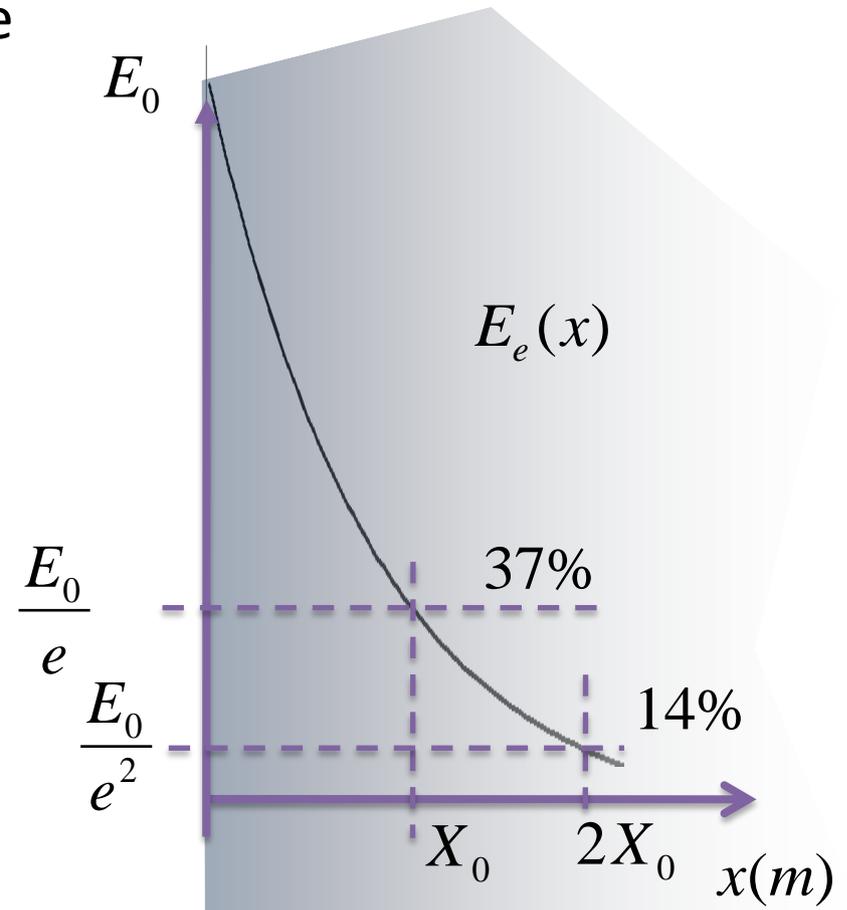
Longueur de radiation

Evolution de l'énergie déposée le long de la trajectoire de la particule suit une loi exponentielle.

$$E(x) = E_0 \exp(-x / X_0)$$

$$E(X_0) = E_0 \exp(-1)$$

X_0 = longueur après laquelle l'énergie moyenne des particules est diminuée d'un facteur « e » (~1/3).



Longueur de radiation

Exemples :

$$X_0 \cong \frac{1}{4NZ^2\alpha r_e^2 \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right]}$$

Matériaux	X_0 (cm)
W	0,31
PbWO ₄	0,90
BGO	1,12
CsI(Tl)	1,86
BaF ₂	2.06
NaI(Tl)	2,59
PVT (Polyvinyltoluène)	42,4
Atmosphère	1 km

Energie critique des électrons

Energie pour laquelle, les pertes par ionisation et bremsstrahlung sont identiques :

$$E_c \cong \frac{817,6 \text{ MeV}}{Z}$$

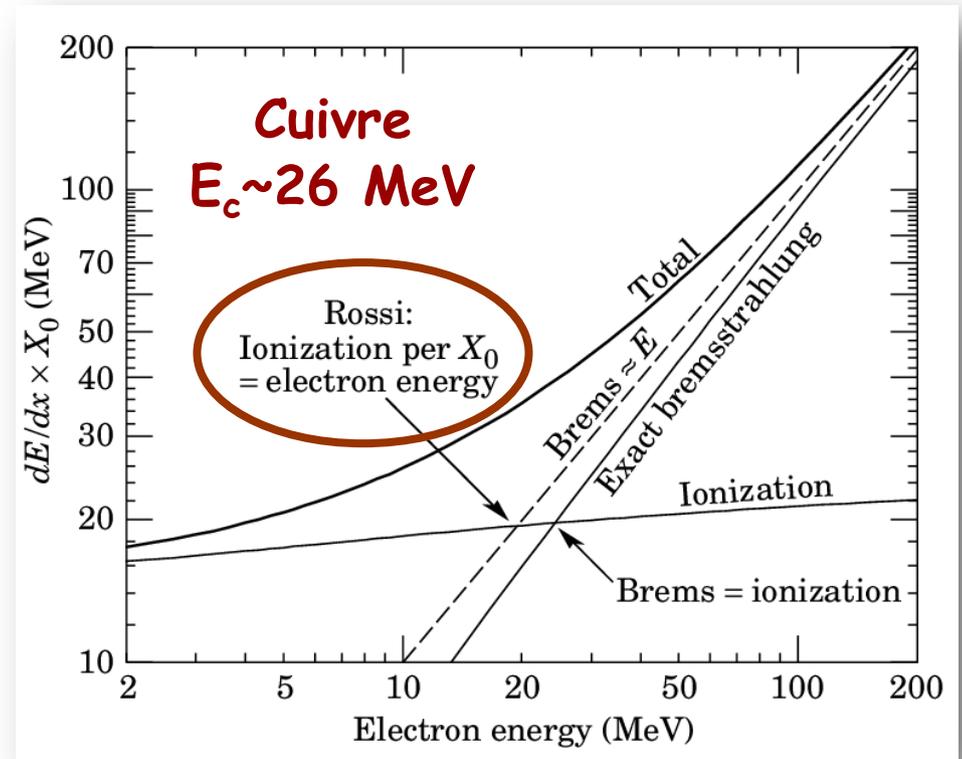
Exemples pour les électrons :

$E_c = 102 \text{ MeV}$ air

$E_c = 27 \text{ MeV}$ Fer

$E_c = 26 \text{ MeV}$ Cu

$E_c = 9.5 \text{ MeV}$ Pb



Le parcours dans la matière

CAS DES MUONS

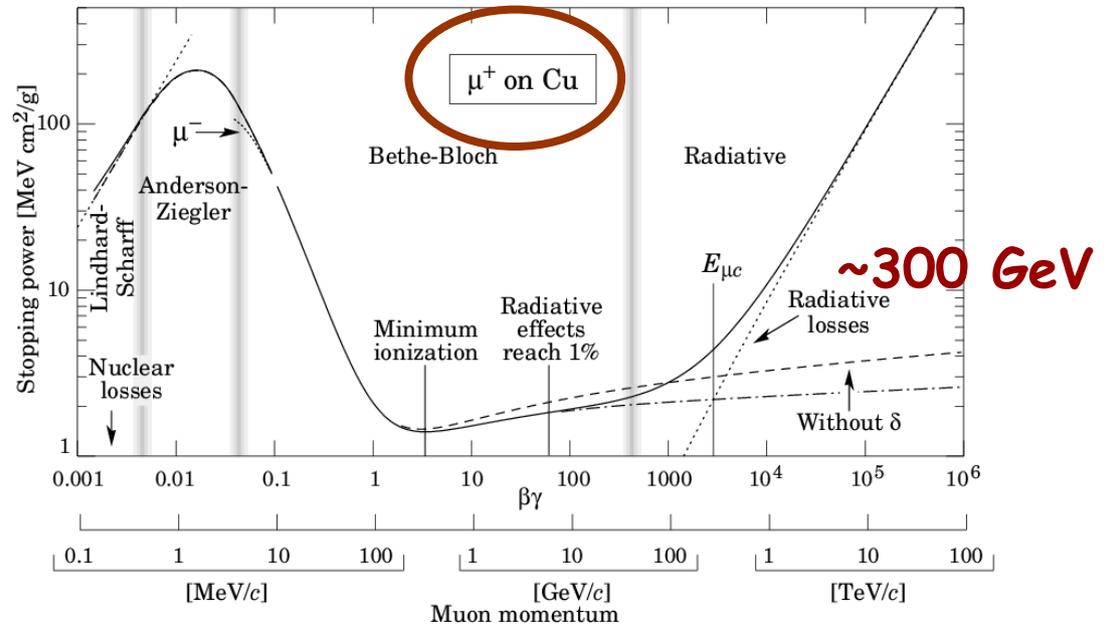
Interaction des muons

L'énergie rayonnée est inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule (prédominance du phénomène à haute énergie chez l'électron)

$$W \propto \frac{1}{m^2}$$

$$\frac{W_e}{W_\mu} = \frac{m_\mu^2}{m_e^2} = \left(\frac{105}{0.511} \right)^2 \sim 40\,000$$

$$E_c^\mu = \frac{m_\mu}{m_e} E_c^e = 200 \times E_c^e$$



La dispersion de l'angle d'émission par rapport à la direction moyenne de l'électron est inversement proportionnelle à γ . Emission colinéaire.

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \approx \frac{1}{\gamma} = \frac{m}{E} \ll 1$$

Le parcours dans la matière

QUE DEVIENNENT LES POSITONS ?

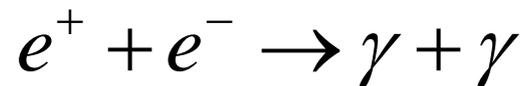
Parcours des positons dans la matière

Les positons sont les antiparticules des électrons. L'antimatière ne coexiste pas avec la matière dans notre univers. Elle s'annihile avec la matière dès qu'elle la rencontre. L'annihilation des positons est contrainte par deux conditions :

Elle intervient avec des électrons (conservation de nombres quantiques).

Le positon s'annihile au repos (c.à.d. qu'il doit au préalable perdre son énergie cinétique dans le milieu).

Le résultat de cette annihilation est la production de deux gamma

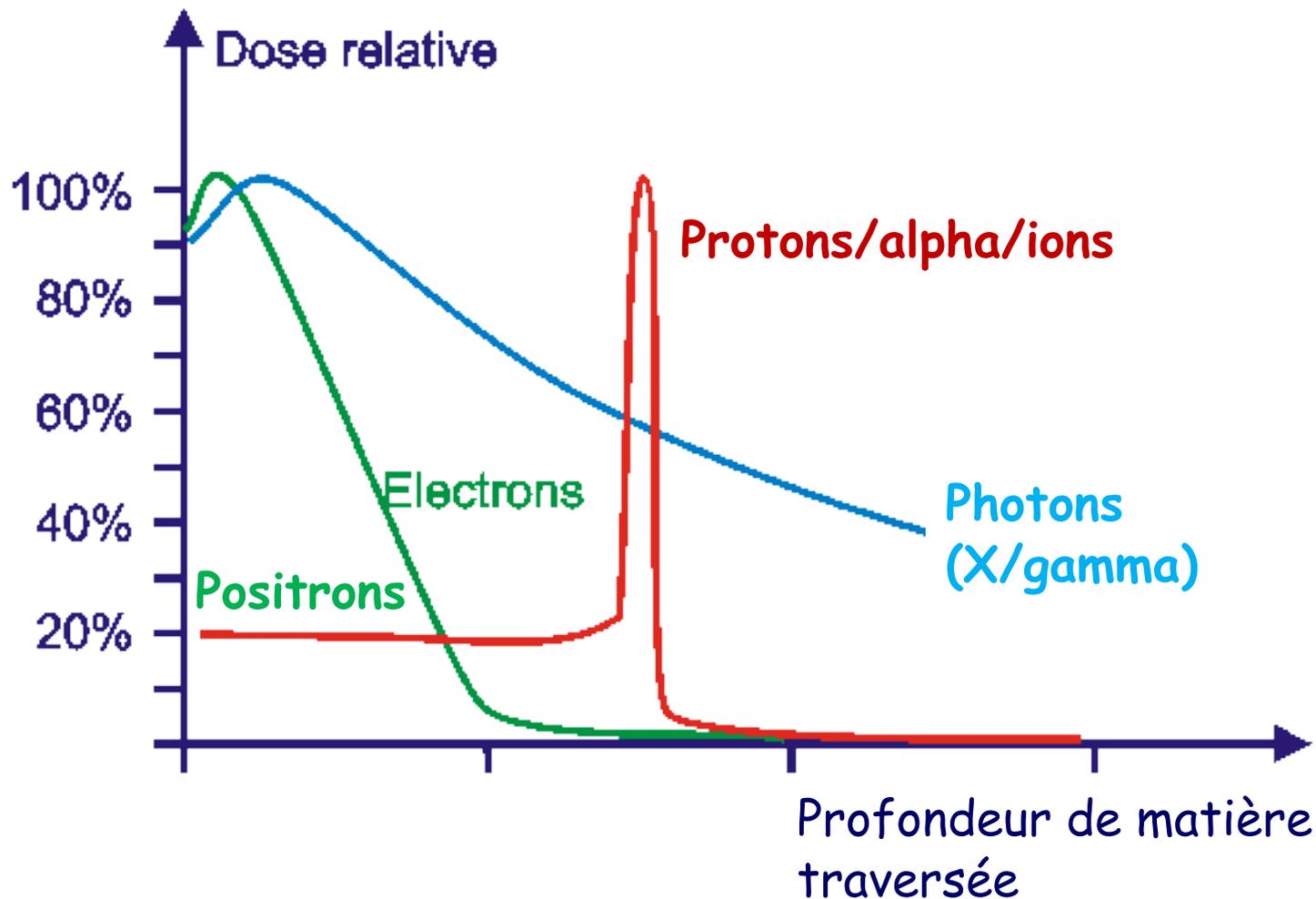


d'énergie égale à l'énergie de masse de l'électron : $E_\gamma = E_{\gamma'} = 511 \text{ keV}$

Electronthérapie – PET scan

APPLICATIONS

Résumé du comportement des différents types de radioactivité



Electronthérapie

Traitement superficiel.

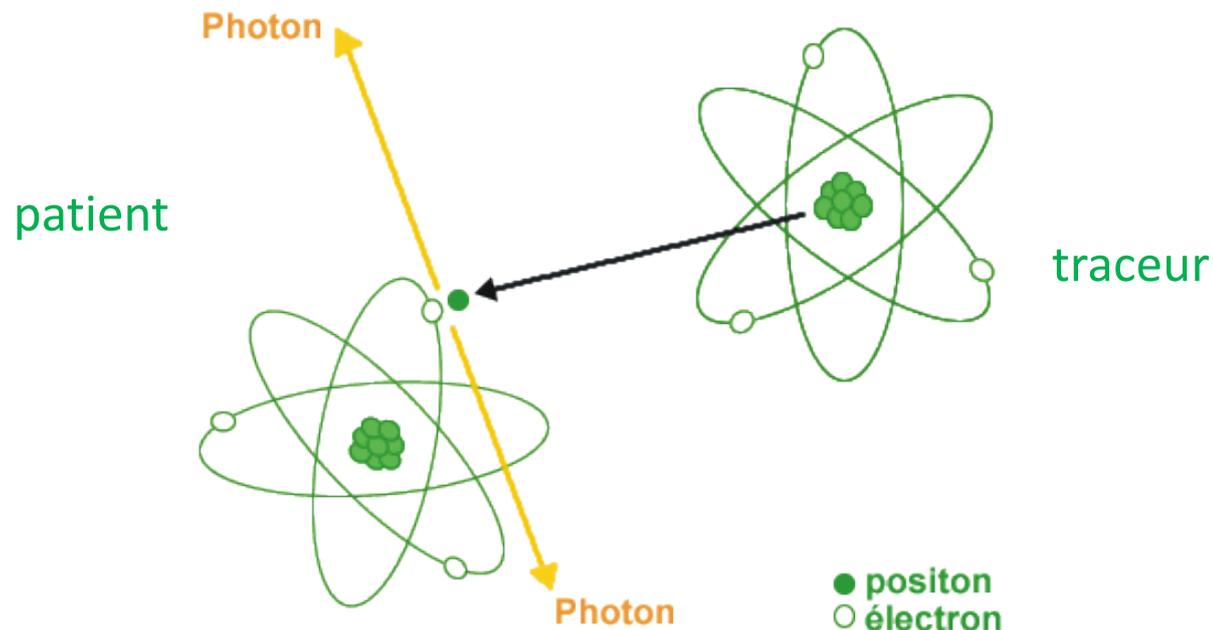
L'électronthérapie corporelle est un traitement qui permet de traiter des lésions superficielles situées dans la peau ou dans les tissus superficiels.

En raison de la pénétration limitée en profondeur des électrons, les effets secondaires épargnent les organes internes (moelle osseuse...) et se limitent aux téguments.



PET-scan

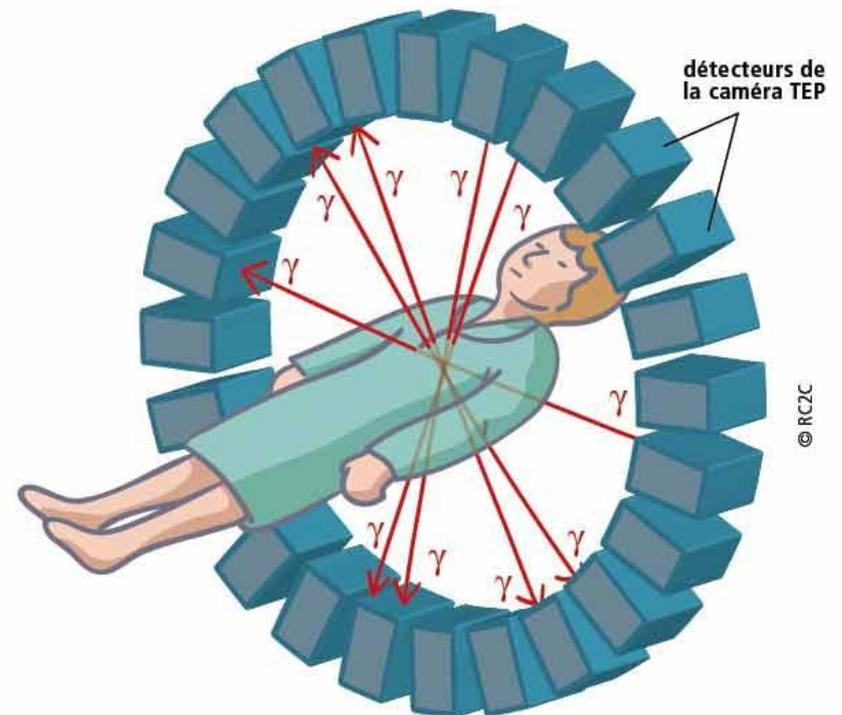
Les PET-scan (*Positron Emission Tomography* ou TEP : *Tomographie à émission de positons*) utilisent des traceurs émetteurs β^+ , de demi-vie très brève, injectés directement dans le patient.



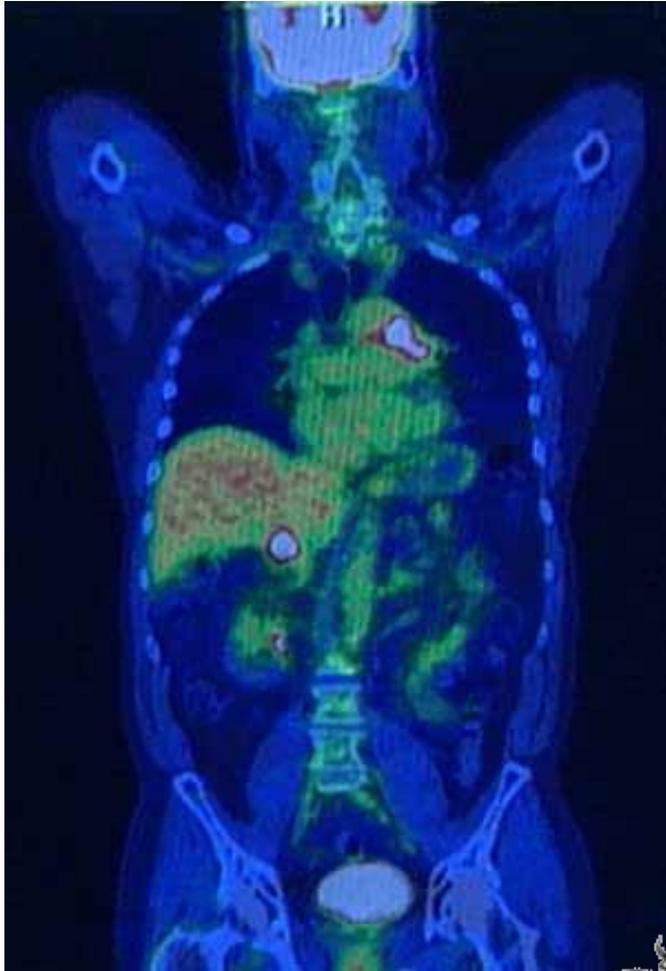
PET-scan (2)

Pour détecter les deux photons émis des détecteurs sont disposés en couronne, autour du patient.

Grâce à l'enregistrement de ces "lignes" dans différentes directions, le système informatique calcule où s'est produite l'annihilation, et donc l'absorption du traceur.



PET-scan (3)



Interactions collectives

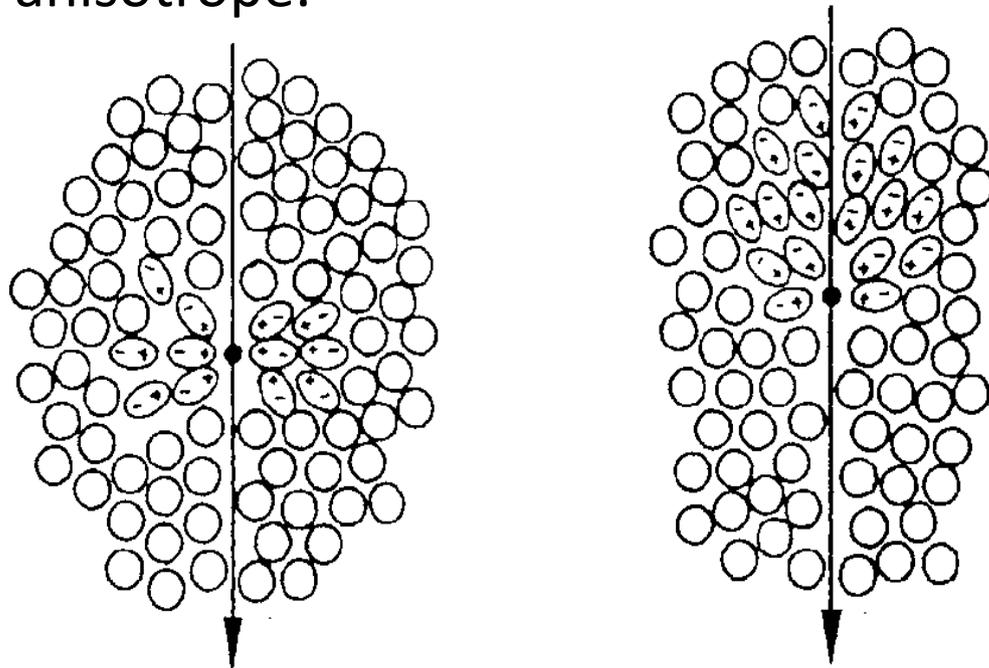
EFFET CHERENKOV



L'effet Cherenkov

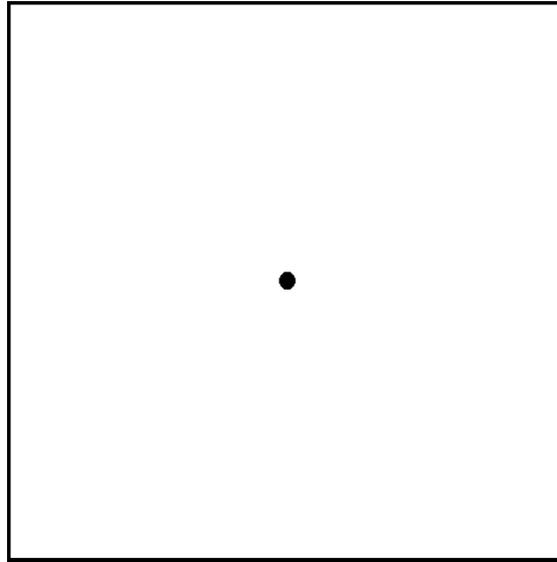
Cet effet est dû à la polarisation des atomes d'un milieu diélectrique par le passage d'une particule chargée à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu.

dépolarisation collective et anisotrope.



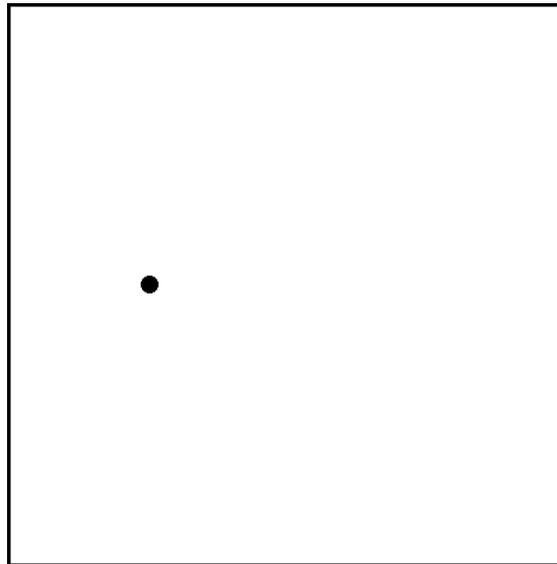
Effet Cherenkov

Au repos



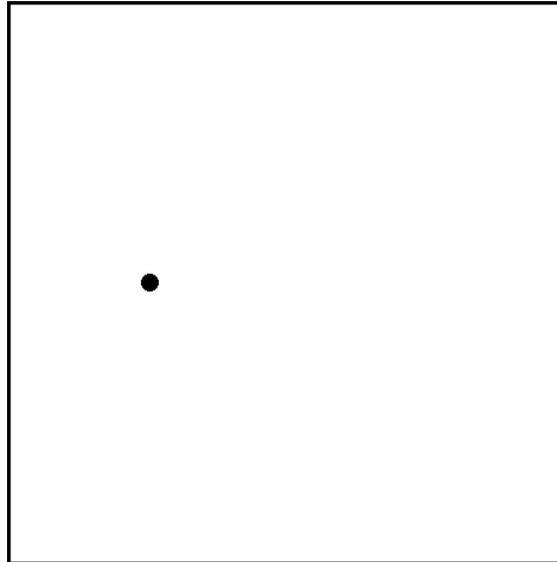
Effet Cherenkov

$$v < c/n$$



Effet Cherenkov

$$v < c/n$$

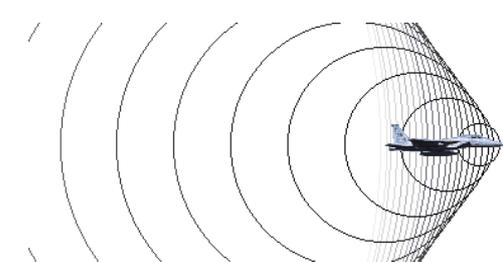
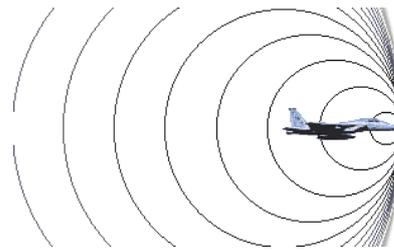
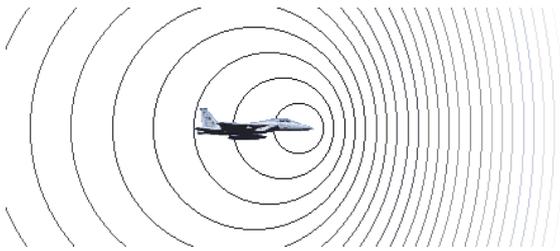


Analogie : le « Mur » du son

$$V_s = 340 \text{ m.s}^{-1}$$

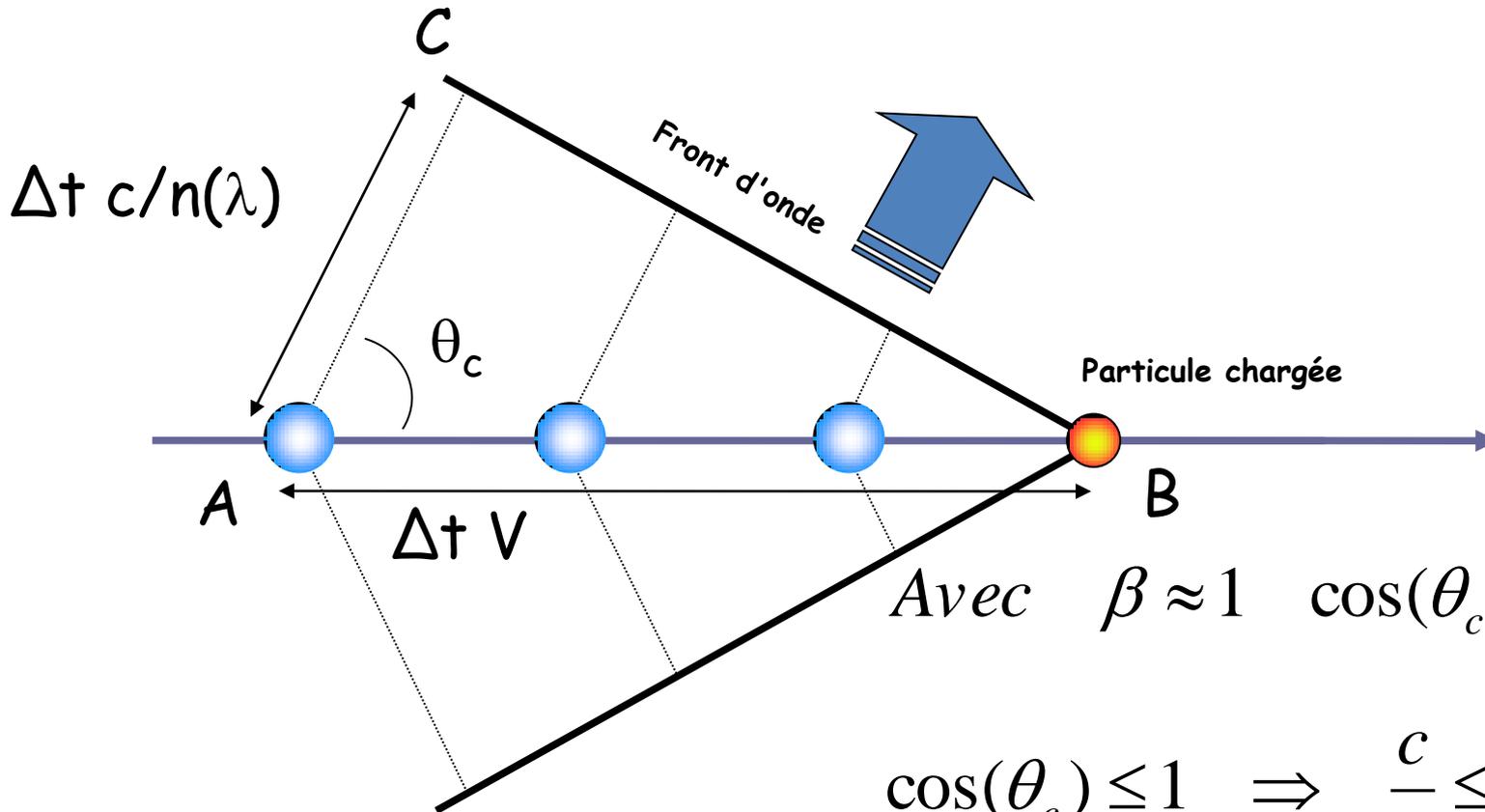
MAC 1

$V \gg \text{MAC 1}$



L'effet Cherenkov

$$\cos \theta_c = \frac{AC}{AB} = \frac{\Delta t \frac{c}{n}}{\Delta t V} = \frac{1}{\beta n}$$



Avec $\beta \approx 1$ $\cos(\theta_c) \approx \frac{1}{n} = cste$

$$\cos(\theta_c) \leq 1 \Rightarrow \frac{c}{n} \leq V$$



L'effet Cherenkov

Le nombre de photons émis avec une énergie comprise entre E et $E+dE$ sur un parcours L :

$$\frac{dN}{dE} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \sin^2 \theta = \left(\frac{\alpha}{\hbar c} \right) Z^2 L \left(1 - \left(\frac{1}{n\beta} \right)^2 \right)$$

❖ est proportionnel à la quantité de matière traversée : $\frac{dN}{dE} \propto L$

❖ favorisée dans les milieux denses : $\frac{dN}{dE} \propto Z^2$

❖ augmente avec l'indice du milieu

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n} \Rightarrow 0 \leq \left(\frac{1}{n\beta} \right)^2 \leq 1$$

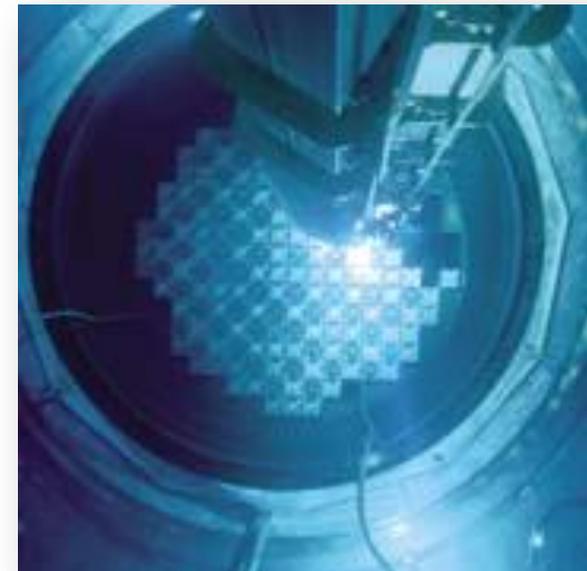
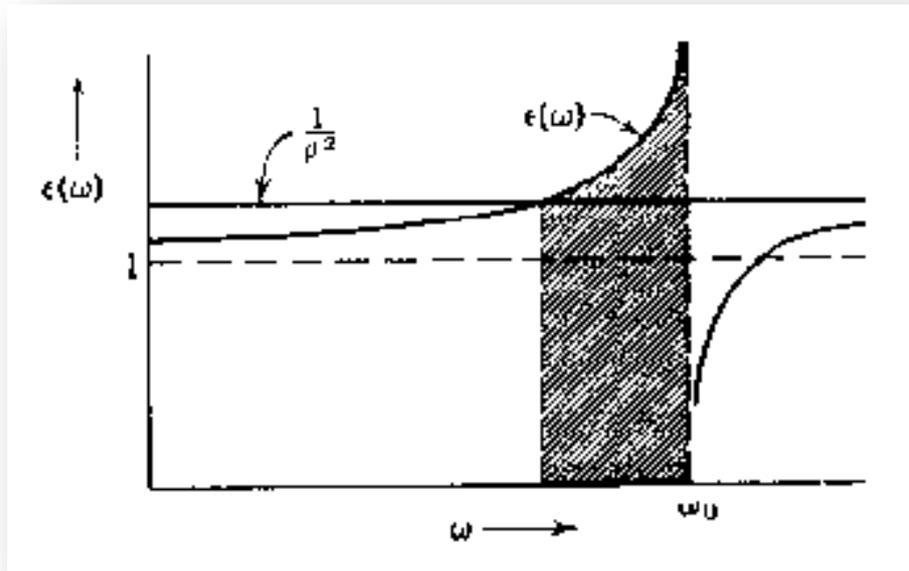
❖ augmente avec l'énergie de la particule



L'effet Cherenkov

L'émission Cherenkov se fait préférentiellement dans le domaine des faibles longueurs d'onde (hautes fréquences : émission dans le visible et l'UV)

$$\frac{dN}{d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \propto \nu^2$$



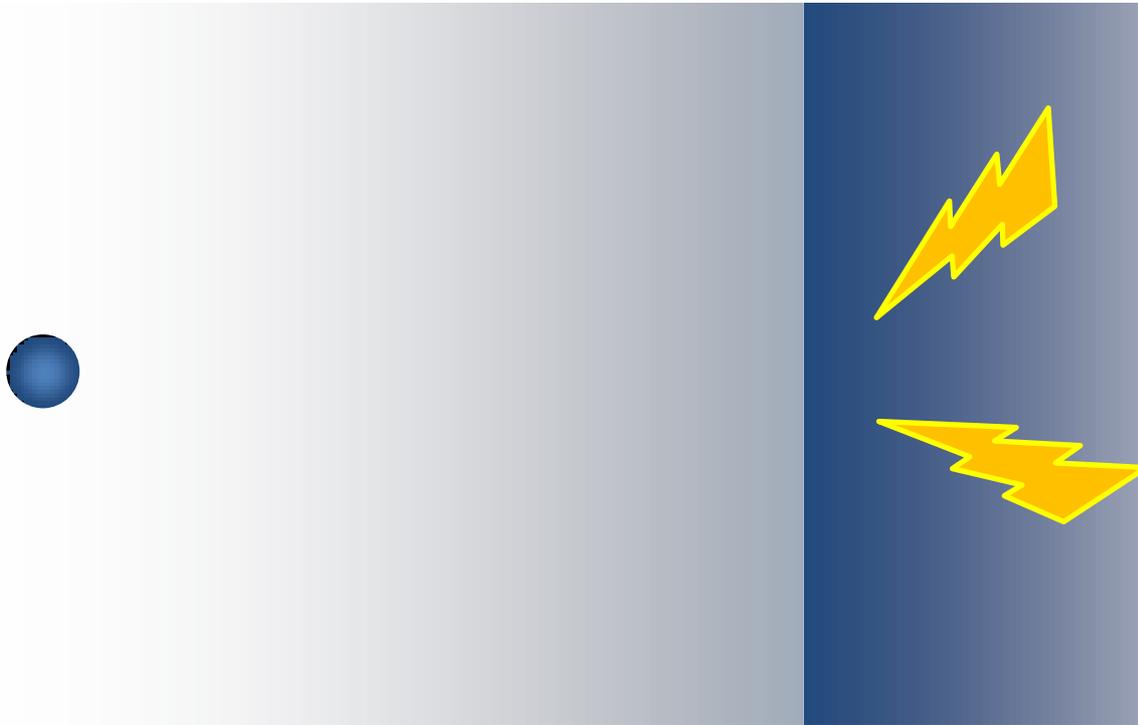
Interactions collectives

LE RAYONNEMENT DE TRANSITION



Le rayonnement de transition

une particule qui traverse une interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes émet un rayonnement au passage de la discontinuité



Le configuration du champs électrique produit par la particule change en fonction des propriétés diélectriques des deux milieux.

Le rayonnement de transition

L'énergie rayonnée par une particule de charge ze traversant une frontière entre deux milieux de fréquence plasma ω_p très différent ($\hbar \omega_{\text{air}} \approx 0.7 \text{ eV}$, $\hbar \omega_{\text{polyéthylène}} \approx 20 \text{ eV}$) peut s'écrire :

$$W = \frac{2}{3} \alpha \hbar z^2 \gamma \omega_p \quad \gamma = \frac{E}{m}$$

Particules légères : $W \propto \frac{1}{m}$

de haute énergie : $W \propto E$

dans un milieu dense :

$$W \propto \omega_p \propto \sqrt{n_e}$$

n_e : densité électronique du milieu. Le spectre en énergie des photons émis correspond à la bande des X (entre typiquement 10 à 30 keV).

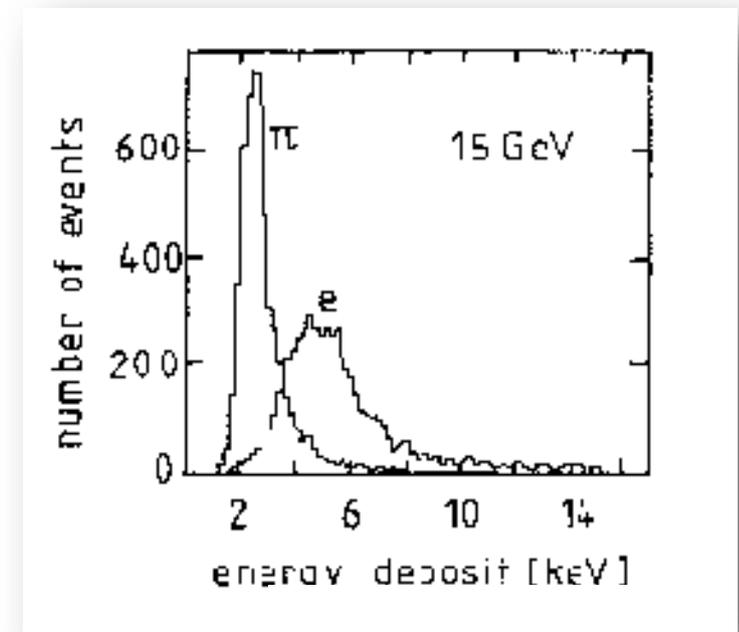
Le rayonnement de transition

Des particules de même énergie possèdent des γ de valeur différente.
Pour des pions et des électrons de 15 GeV :

$$\text{Electrons : } \gamma = \frac{E}{m} = \frac{15 \text{ GeV}}{0.000511} = 30\,000$$

$$\text{Pion : } \gamma = \frac{E}{m} = \frac{15 \text{ GeV}}{0.140} = 110$$

La radiation de transition permet de distinguer ces deux types de particules :

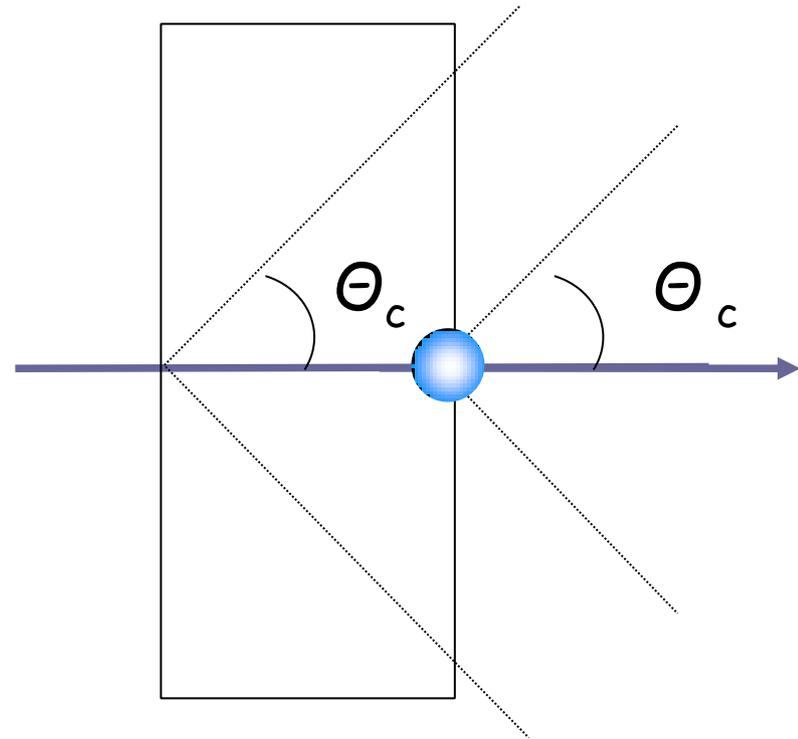


Le rayonnement de transition

L'ouverture de l'angle d'émission est inversement proportionnelle à l'énergie de la particule incidente :

$$\Theta_c \approx \frac{1}{\gamma}$$

Emission vers l'avant.





Cargèse – mars 2009

Ecole « techniques de base du détecteur »

Pascal Vincent
Université Pierre et Marie Curie
LPNHE, Paris

Introduction
Les systèmes expérimentaux
Les interactions des particules chargées
Les interactions des particules neutres
Les détecteur de particules
Visite d'une expérience

Les neutres

Photons

Effet photoélectrique

Effet Compton

Création de paires

Neutrons

Diffusion élastique

Absorption

Neutrinos

Interaction faible

Les chargés

Excitation

Ionisation

Cherenkov

Bremsstrahlung (e^\pm)

Radiation de transition (e^\pm)

Les instables

cerveau

Détection des particules neutres

Les particules neutres ne sont pas directement détectables.

- . Elles ne laissent pas de trace sur leur trajectoire.
- . Elles ne sont pas déviées par les champs EM

Elles doivent transférer leur énergie à des particules chargées qui pourront être détectées par :

- . Excitation
- . Ionisation
- . Bremsstrahlung
- . Cherenkov

Interaction des photons dans la matière

L'effet photoélectrique



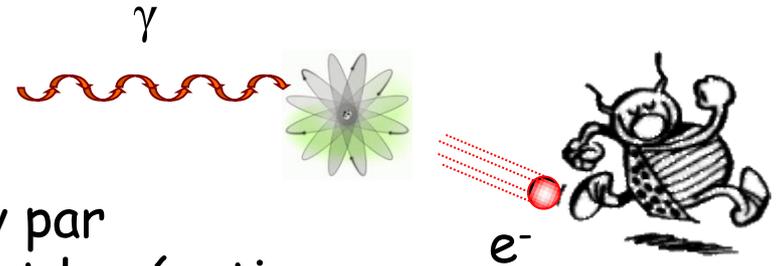
L'effet Compton



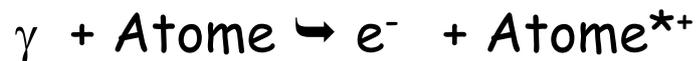
Création de paires



Effet photo-electrique



Il s'agit de l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$ par un atome et de l'éjection d'un électron lie suivant la réaction :

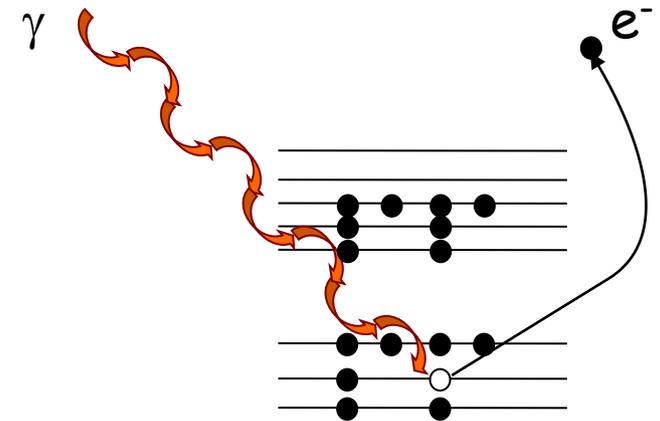


Le photon transfère la totalité de son énergie à l'atome qui en libère une large partie en émettant l'un de ses électrons.

Énergie cinétique de l'électron éjecté de l'atome :

$$E_e = E_\gamma - \text{énergie de liaison} = h\nu - E_{nlj}$$

ou E_{nlj} représente l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Les électrons les plus proches du noyau sont les plus lies.



Il manque E_{nlj} dans la détection?

Probabilité d'interagir

La **section efficace** définit la probabilité d'interagir avec une cible donnée.

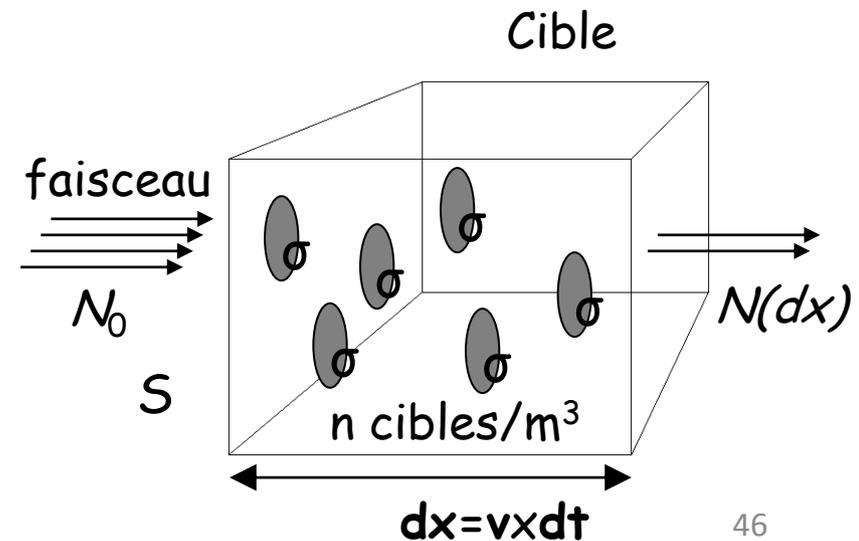
$$\mathcal{P} = \frac{\Sigma\sigma}{S} = n\sigma dx \quad \Rightarrow \quad N(x) = N_0 e^{-n\sigma x}$$

Coefficient d'atténuation linéique (m^{-1}) :

$$\mu = n\sigma; \quad N(x) = N_0 e^{-\mu x}$$

Longueur d'atténuation massique ($g.m^{-2}$) :

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



Effet photo-electrique

Section efficace de l'effet photoélectrique dépend de la densité de charges des atomes constituant le milieu et de l'énergie du photon incident :

$$\sigma_{\phi} \propto \frac{Z^5}{(h\nu)^n} = \frac{Z^5}{E_{\gamma}^n} ; \quad n > 1$$

$\sigma \propto Z^5$: les milieux denses seront plus opaques aux photons.

L'effet photo-electrique est dominant aux basses énergies (qqs dizaines de keV)

Effet Compton



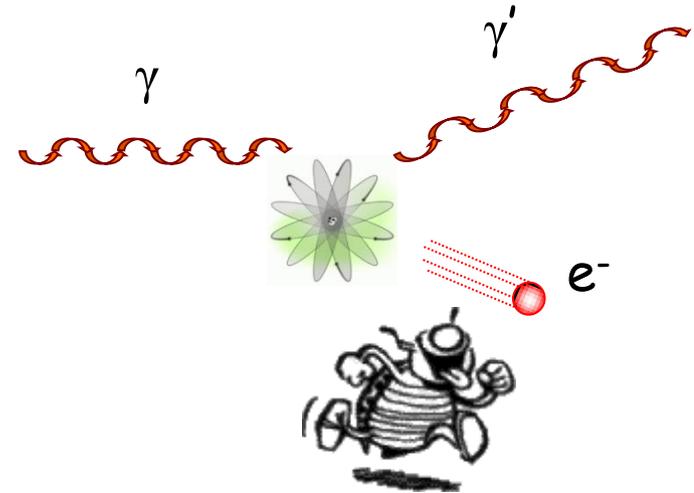
Énergie du photon diffusé :

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

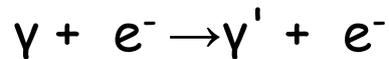
si $\theta=0 \rightarrow h\nu=h\nu'$;

si $\theta=\pi \rightarrow E_{\nu'} = h\nu / (1 + 2h\nu / m_e c^2) = E_{\min}$

L'effet Compton est une diffusion sur des électrons quasi-libres (couches supérieures).



Effet Compton



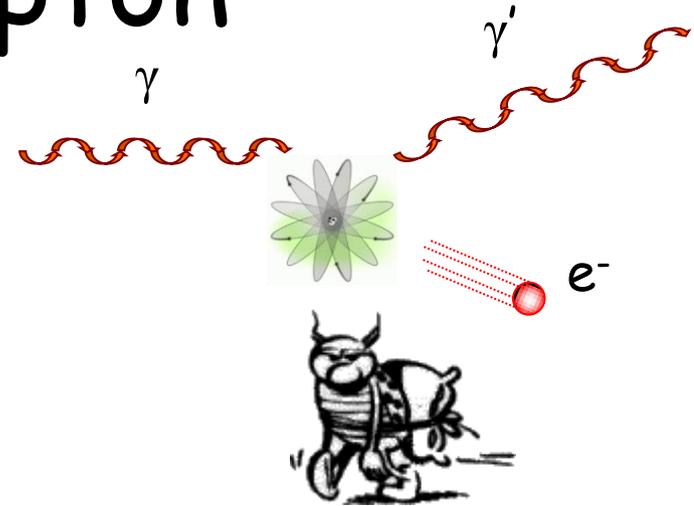
Énergie de l'électron diffusé :

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = h\nu - h\nu'$$

si $\theta=0 \rightarrow h\nu=h\nu' \rightarrow E_e=0$;

si $\theta=\pi \rightarrow E_{\gamma'} = E_{\min} \rightarrow E_e = E_{\max}$;

Puisque l'énergie emportée par le photon dans l'état final possède un minimum, on ne pourra pas reconstruire l'énergie du photon incident en une seule fois.



Effet Compton

Section efficace totale a basse énergie ($\gamma = hv/m_e c^2 \ll 1$) :

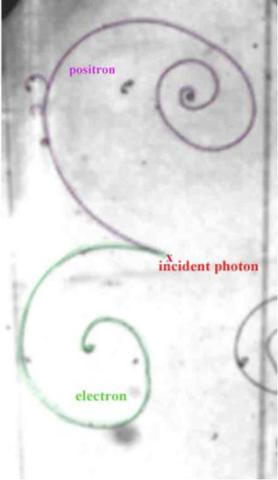
$$\sigma_c = \sigma_{Th} \left(1 - 2\gamma + \frac{26}{5}\gamma^2 + \theta(\gamma^3) \right) \propto \gamma^2 \quad \sigma_{Th} = \left(\frac{8\pi}{3} \right) r_e^2$$

A haute énergie ($\gamma = hv/m_e c^2 \gg 1$) :

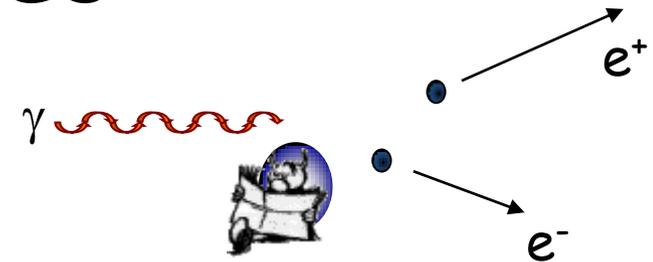
$$\sigma_c = \frac{3}{8} \sigma_{Th} \frac{1}{\gamma} \left(\ln 2\gamma + \frac{1}{2} \right) \propto \frac{1}{\gamma}$$

Il est dominant aux énergies intermédiaires (MeV)

La section efficace différentielle comporte une forte asymétrie.



Création de paires



Lorsque le photon possède une énergie suffisante il y a annihilation du photon et création d'une paire électron-positron :

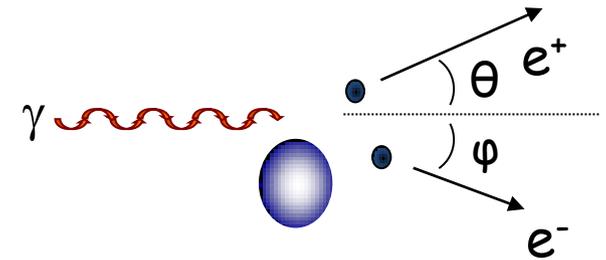


Cette réaction ne peut pas se produire en absence de matière spectatrice.

Il existe un seuil à la réaction (il faut produire de la matière) :

$$E_\gamma = 2 \frac{m_e^2}{M} + 2m_e \sim 2m_e = 1,022 \text{ MeV}$$

Création de paires



La section efficace de création de paire varie en Z^2 suivant que l'on considère l'effet d'écran des électrons du milieu négligeable ou au contraire total on aboutit respectivement à:

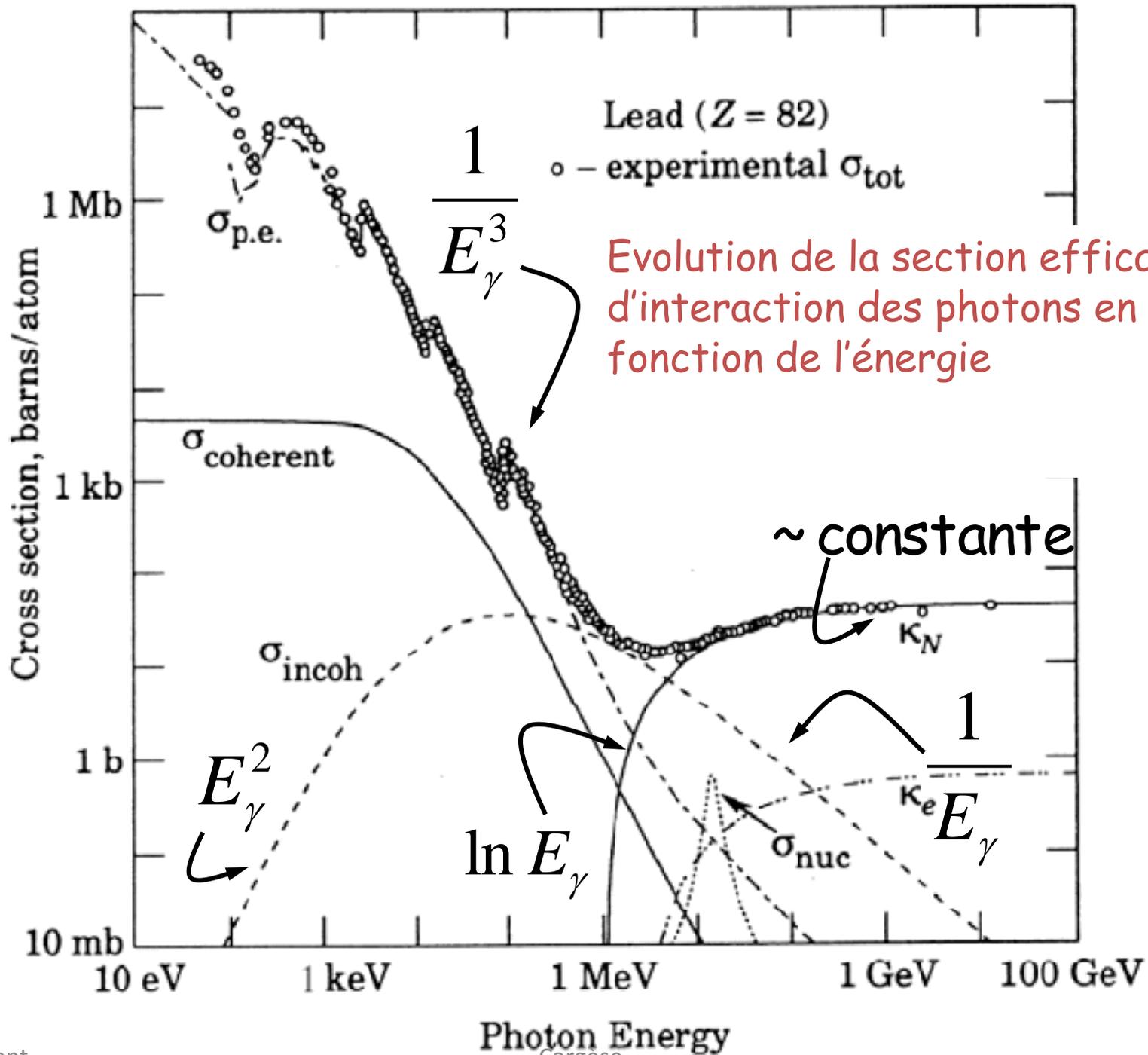
$$\sigma_{\pi} = \alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2h\nu}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right) \propto Z^2 \ln(E_{\gamma})$$

A haute énergie :

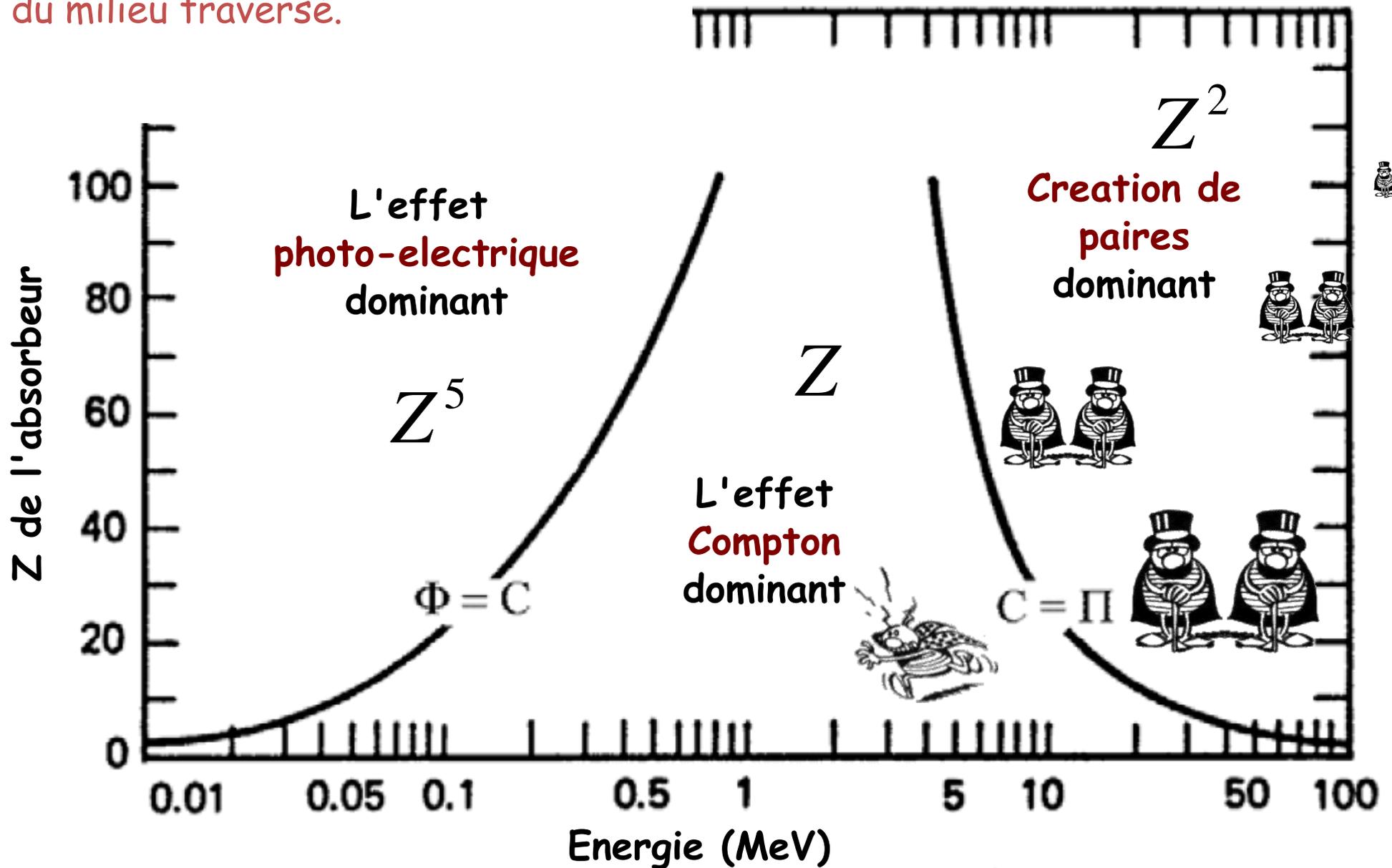
$$\sigma_{\pi} = \alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \left(183 Z^{1/3} \right) - \frac{2}{27} \right) \sim \text{constante}$$

Il manquera $2 \times m_e$ dans la détection?

$$\begin{aligned} E_f &= E_{e^+} + E_{e^-} \\ &= E_{\gamma} - 2m_e = E_{\gamma} - 1,022 \text{ MeV} \end{aligned}$$



Evolution de la section efficace d'interaction des photons en fonction du milieu traversé.



Que devient d'énergie perdue

QUE DEVIENT D'ÉNERGIE PERDUE

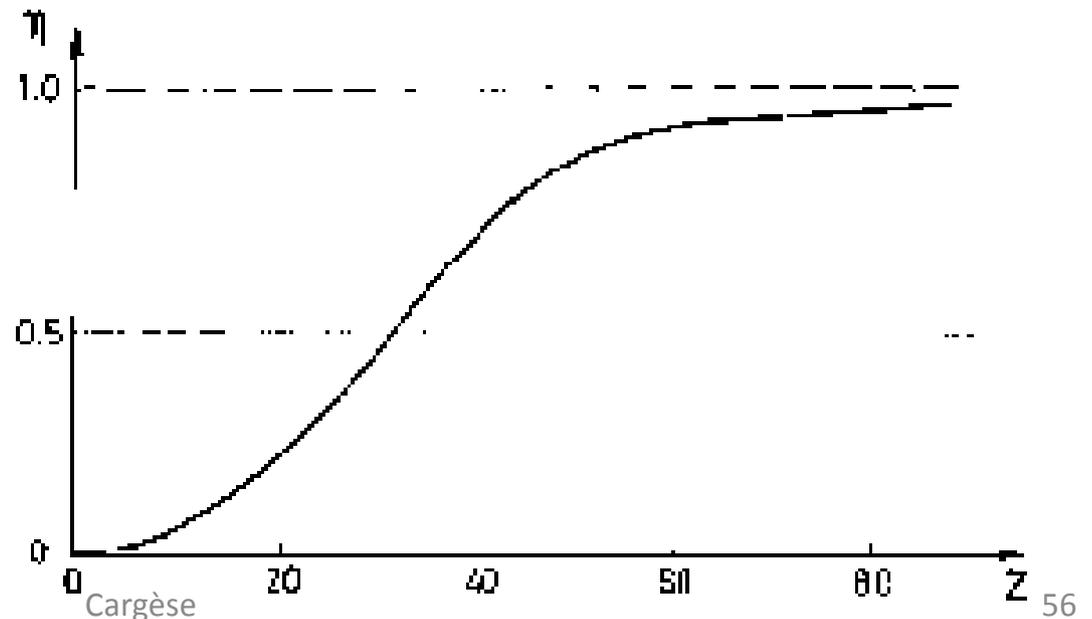


Que devient d'énergie perdue

Elle est contenue dans l'état excité de l'atome ionisé. Celui-ci se désexcitera selon deux processus :

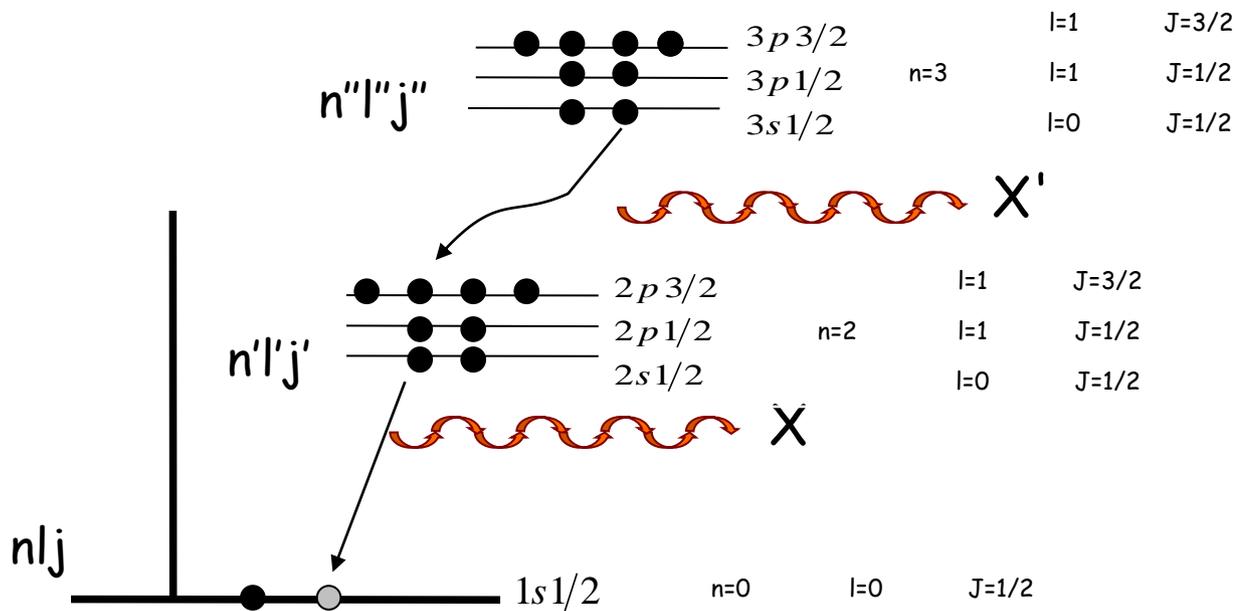
- **La fluorescence X** : réarrangement de l'atome avec émission d'un rayonnement X.
- **L'émission d'électrons Auger** : réarrangement de l'atome avec émission d'électrons.

$$\eta = \frac{\text{Auger}}{\text{Auger} + \text{Fluorescence}}$$



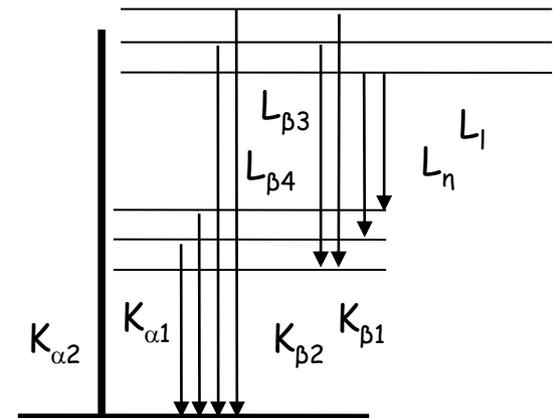
La fluorescence X

Un électron des couches supérieures prend la place qui a été libère. La variation de son énergie entraîne une émission X.



$$E_x = E_{n'l'j'} - E_{nlj}$$

$$E_{x'} = E_{n''l''j''} - E_{n'l'j'}$$

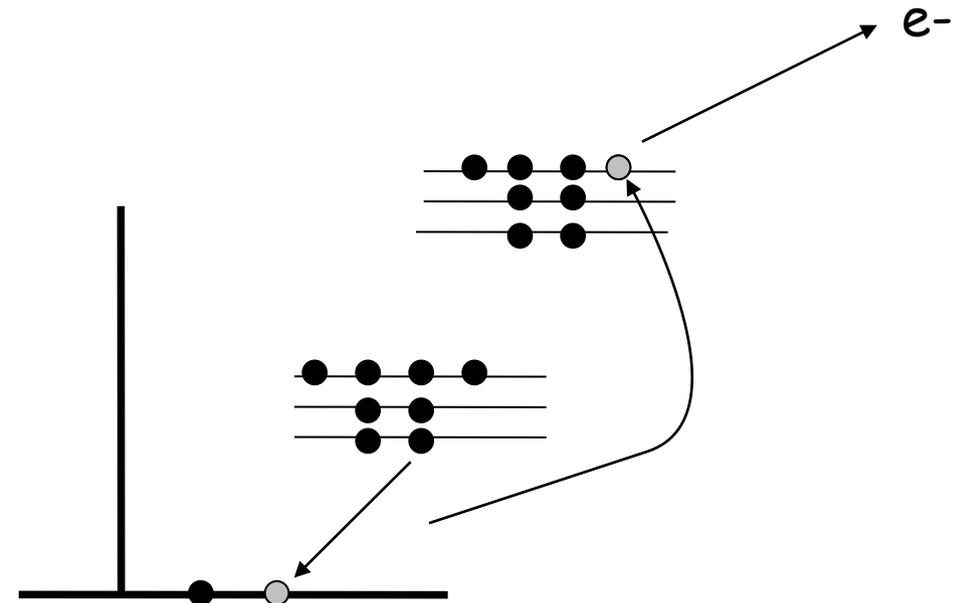
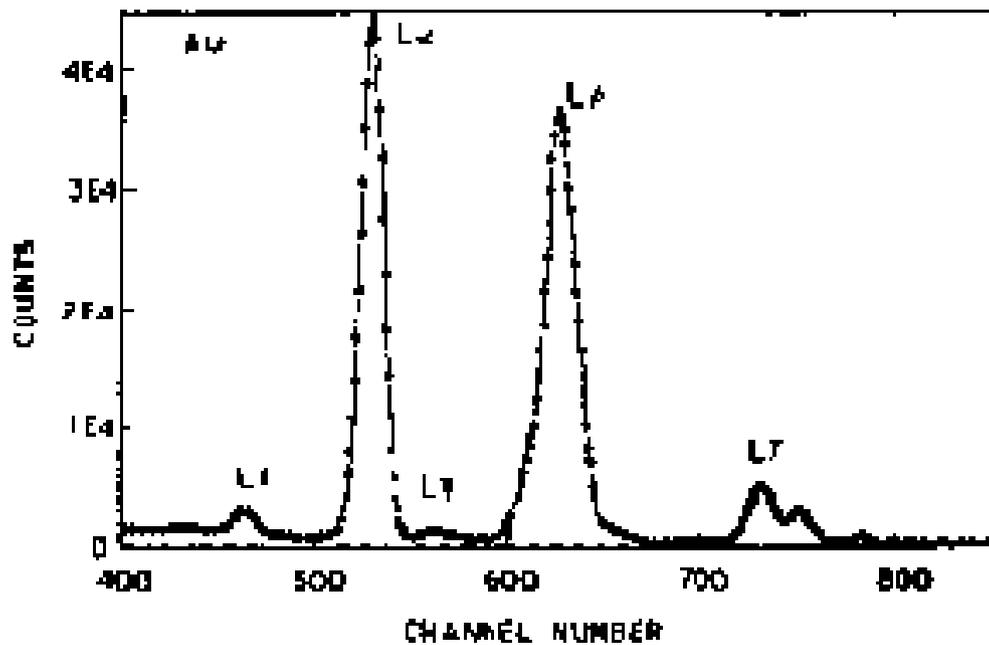


règles de sélection : $\Delta l = \pm 1$; $\Delta j = 0, \pm 1$, Δn qcq

L'émission Auger

b : énergie de liaison de l'électron émis

$$E_e = (E_{n'l'j'} - E_{nlj}) - b$$



l'effet Auger correspond en général à l'émission de plusieurs électrons

Exemple 1

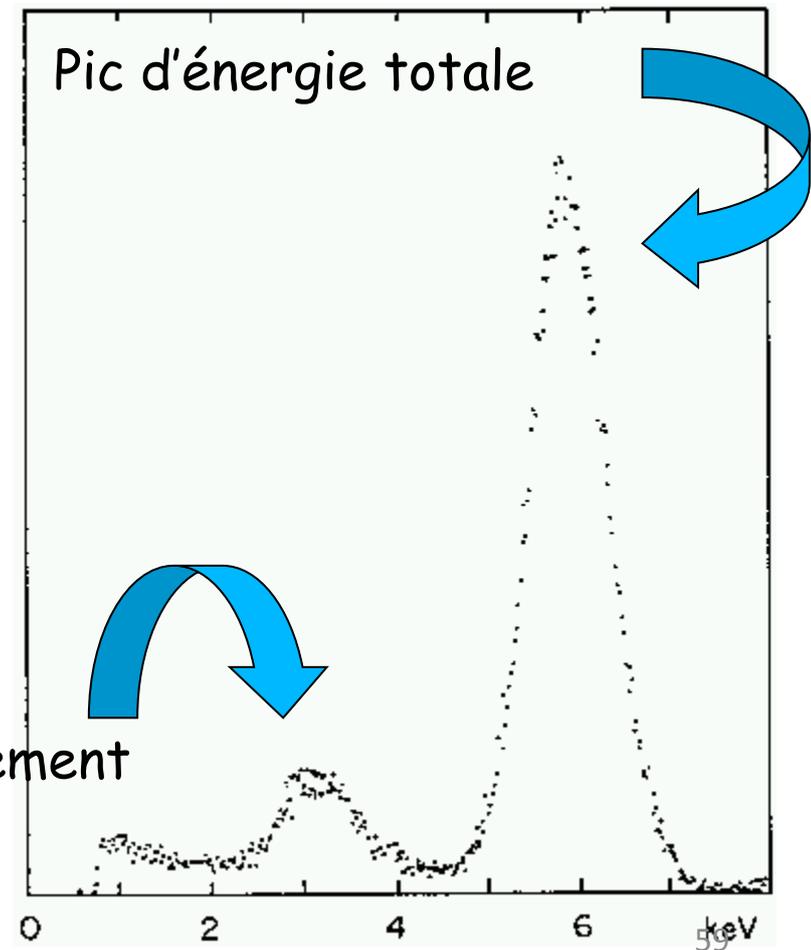
Réponse au rayonnement X du Fer (5.9keV) par une chambre à gaz en mode proportionnel à l'Argon.

L'énergie de liaison des électrons de la couche K est de 3 205.9 eV.

Le pic d'échappement correspond à la perte du photon de fluorescence :

$$E = 5.9 - 3.2 \sim 2.7 \text{ keV.}$$

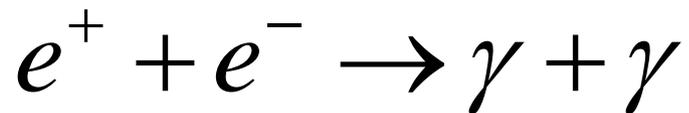
Pic d'échappement



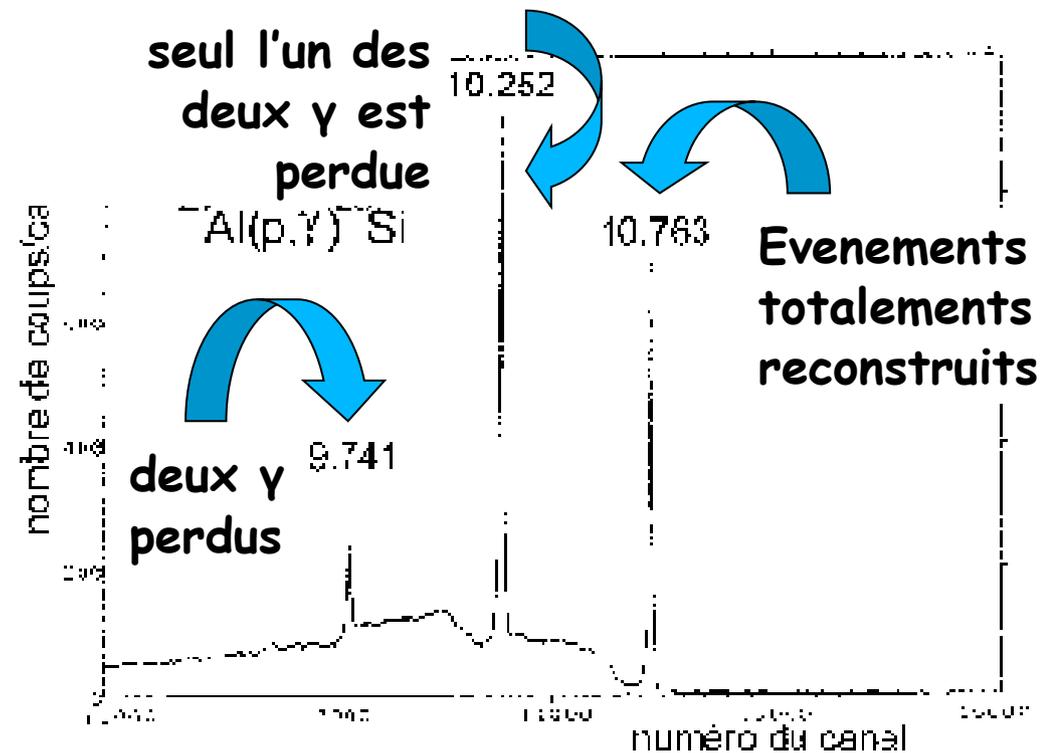
Exemple 2

Réponse à un rayonnement γ de 10.763 MeV, issus du bombardement de noyaux d'Aluminium par des protons, par un détecteur au germanium \rightarrow production de paires dominant.

Le positon produit devra se thermaliser avant de se désintégrer.



On récupère ainsi l'énergie de masse de 2 électrons.



Interaction des neutrons avec la matière

Photons

- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Création de paires

Les charges

- Excitation
- Ionisation
- Bremsstrahlung
- Synchrotron (e^\pm , μ^\pm)
- Cherenkov
- Radiation de transition

Neutrons

- Diffusion élastique
- Absorption

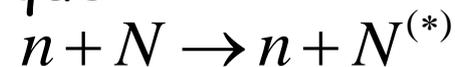
Neutrinos

- Interaction faible

Interaction des neutrons avec la matière

Les neutrons, dénués de charge électrique, ne sont pas sensibles à l'interaction électromagnétique. Ils peuvent donc traverser une quantité importante de matière sans interagir.

- ❖ La diffusion élastique (si la cible reste dans son état fondamental) ou inélastique :



- ❖ La capture radiative :



- ❖ La fission :



La capture et la fission sont prépondérantes à basse énergie. Au dessus du MeV la diffusion domine.

Interaction des neutrons avec la matière

Perte d'énergie dans une diffusion :

perte moyenne :

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{E_0}{2} (1 - \alpha) \text{ avec } \alpha = \left(\frac{1 - A}{1 + A} \right)^2$$

transfert maximal et minimal d'énergie :

$$|\Delta E| = \frac{E_0}{2} (1 - \alpha) |\cos \theta_{CM} - 1| \Rightarrow \begin{cases} \Delta E_{\max} = E_0 |1 - \alpha| \\ \Delta E_{\min} = 0 \end{cases}$$

Pour une cible légère ($A=1$) : $\alpha = 0$

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{E_0}{2} \quad \Delta E_{\max} = E_0$$

Pour une cible lourde ($A \gg 1$) : $\alpha \sim 1$

$$\langle \Delta E \rangle = 0 \quad \Delta E_{\max} \rightarrow 0$$

Interaction des neutrons avec la matière

Thermalisation des neutrons : Après n chocs successifs, l'énergie du neutron est donnée par la relation :

$$\langle E_n \rangle = \frac{E_0}{2^n} (1 + \alpha)^n \Rightarrow n = \frac{1}{\ln((1 + \alpha)/2)} \ln\left(\frac{\langle E_n \rangle}{E_0}\right)$$

Pour de l'hydrogène le ralentissement d'un neutron de 2 MeV jusqu'à 1/40 eV nécessite environ 26 chocs alors qu'il faudra 120 chocs dans le graphite ($A=12$).

La diffusion des neutrons dans le laboratoire sera répartie dans les directions avant et arrière pour des valeurs de A grandes et essentiellement vers l'avant pour A petit.

$$\langle \cos\theta \rangle = \frac{2}{3A}$$

Interaction des neutrons avec la matière

Après ralentissement par chocs élastiques **les neutrons thermiques sont capturés** par des noyaux. Les réactions de capture de neutrons thermiques les plus significatives sont :

capture	σ (barns)	Q (MeV)
${}^1\text{H} + n \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$	0,33	2,22
${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + p$	5 330	0,765
${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha$	940	4,782
${}^{10}\text{B} + n \rightarrow {}^7\text{Li} + \alpha$ (6%)	3 840	2,792
$\rightarrow {}^7\text{Li}^* + \alpha$ (94%)		2,310
${}^{113}\text{Cd} + n \rightarrow {}^{114}\text{Cd} + \gamma$	21 000	9,043
${}^{157}\text{Gd} + n \rightarrow {}^{158}\text{Gd} + \gamma$	242 000	7,9
${}^{235}\text{U} + n \rightarrow$ fission	582	200
${}^{135}\text{Xe} + n \rightarrow {}^{136}\text{Xe}$	3 000 000	-
${}^{149}\text{Sm} + n \rightarrow {}^{150}\text{Sm}$	50 000	-

Interaction des neutrons avec la matière

Photons

- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Création de paires

Les charges

- Excitation
- Ionisation
- Bremsstrahlung
- Synchrotron (e^\pm , μ^\pm)
- Cherenkov
- Radiation de transition

Neutrons

- Diffusion élastique
- Absorption

Neutrinos

- Interaction faible

Les neutrinos

section efficace :

$$\sigma \approx 10^{-38} \text{ cm}^{-2} = 10^{-11} \text{ mbarns}$$

400 000 milliards de ν solaires
par seconde.

Fréjus : (1 000 tonnes)
détection ~ 1 neutrino
atmosphérique par semaine.

nécessite de construire le
détecteurs le plus massif
possible, enterrés (pour limiter
le bruit de fond).

