# Physique des Particules et Physique Nucléaire

PHYS-F305

Année 2022-2023

Première partie - L. Favart

# V - Interactions des particules avec la matière

# Contenu Chapitre V

V. Interactions des particules avec la matière

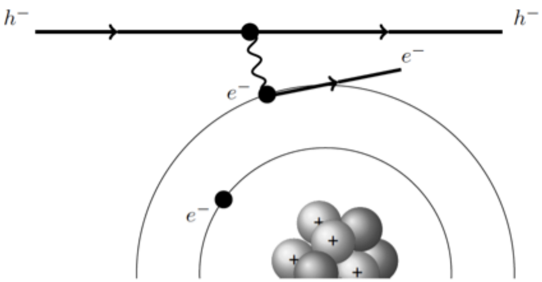
1. Tableau général
2. Interactions électromagnétiques
   - 2.a interactions des particules chargées
     - perte d'E par ionisation
     - perte d'énergie par unité de longueur, Bethe-Bloch
     - rayonnement de freinage
   - 2.b interactions des photons
     - effet photo-électrique
     - diffusion Compton
     - création de paires
3. Interactions nucléaires fortes

# Tableau général

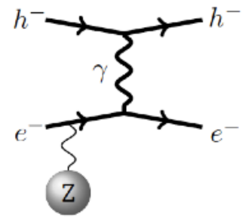
| | | |
|---|---|---|
| **$e^{\pm}$, $\boldsymbol{\mu}$** | EM | |
| $\boldsymbol{\gamma}$ | EM | |
| p, $\boldsymbol{\pi}$, $K^{\pm}$, … | EM | IF |
| n, $K^0$, $\Lambda$, … | | IF |

# Interactions EM des particules chargées

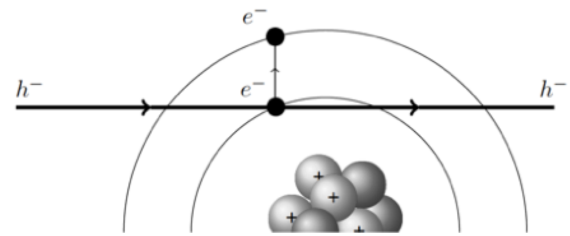
## Ionisation



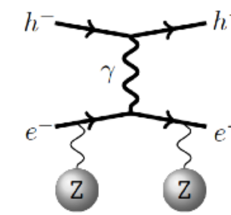

$h^- + A \to A^+ + h^- + e^-$



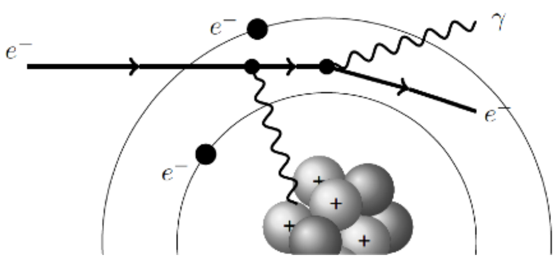

## Excitation



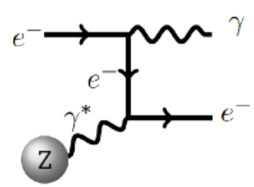

$h^- + A \to h^- + A$




## Production de photon

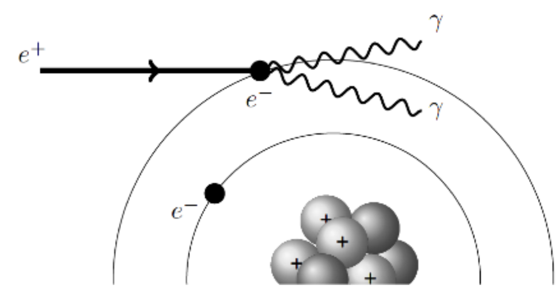



$e^- + \gamma^* \to e^- + \gamma$

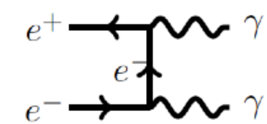



(Bremsstrahlung)

## Annihilation ($e^+$)

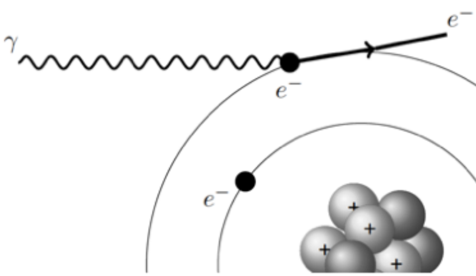



$e^+ + e^- \to \gamma + \gamma$

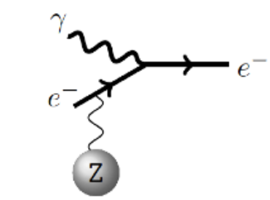


# Interactions des photons

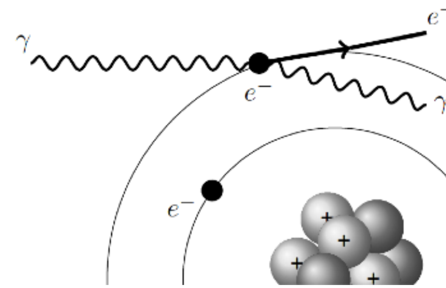
## Effet photo-électrique



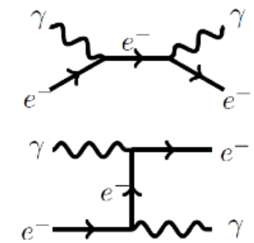

$\gamma + A \rightarrow A^{+} + e^{-}$



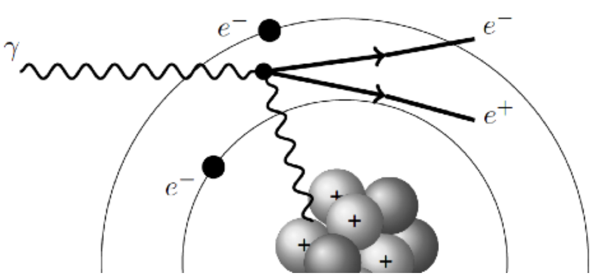

## Effet Compton



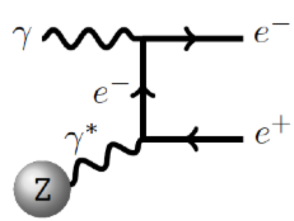

$\gamma + A \rightarrow A^{+} + e^{-} + \gamma$



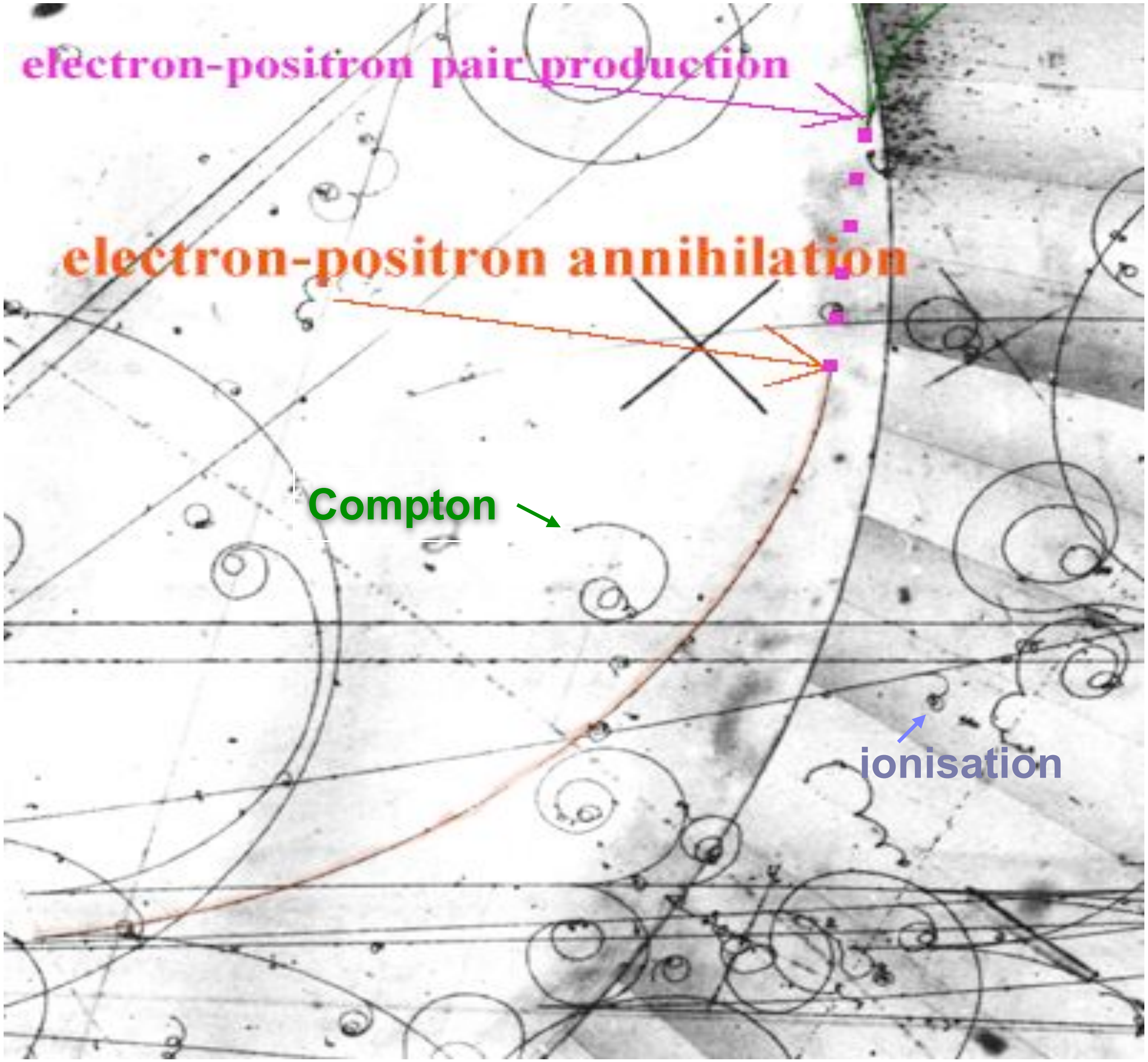

## Création de paires



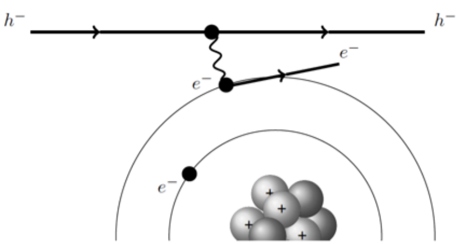

$\gamma + \gamma^{*} \rightarrow e^{+} + e^{-}$



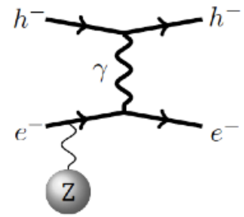
# Interactions EM



# Interactions EM des particules chargées - ionisation



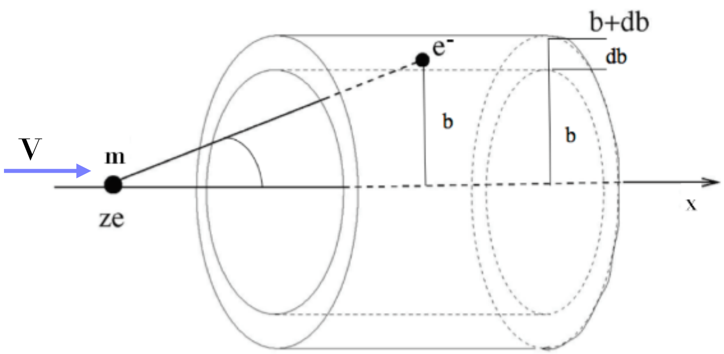

$h^- + A \to A^+ + h^- + e^-$




$\sigma \simeq 10^{-16} - 10^{-17}\text{cm}^2$

mais nombre d'atome très élevé

## Bohr (1913) : calcul de la perte d'énergie par unité de longueur (classique)



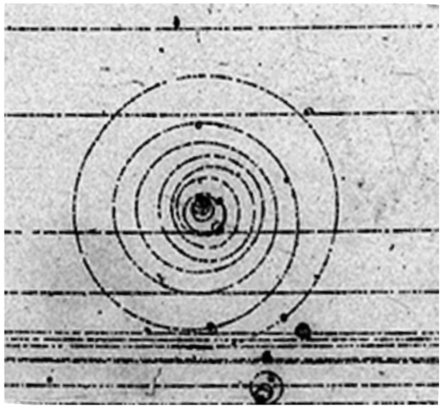

approximations :

- $e^-$ libre et au repos car v >> Vorbitale
- particule incidente non déviée
- déplacement de l'$e^-$ est négl.

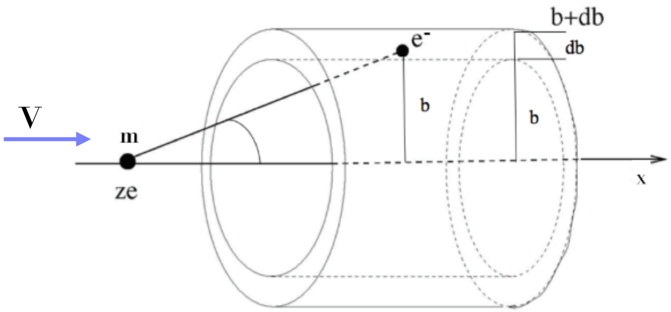
$$\Delta p_x = \int_{-\infty}^{+\infty} F_x(t)\,dt = \int_{-\infty}^{+\infty} ze\,E_x(t)\,dt = 0$$

$$\Delta p_y = \int_{-\infty}^{+\infty} ze\,E_y(t)\,dt = \frac{ze}{v}\int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x)dx$$

$$\Delta p_z = 0$$



## suite du calcul de la perte d'énergie par unité de longueur (classique)




$$\Delta p_y = \int_{-\infty}^{+\infty} ze\, E_y(t)\, dt = \frac{ze}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x) dx$$

Th. de Gauss : flux traversant él. de surface du cylindre de rayon b= somme charges int

$$\oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi\, b\, E_y(x) dx = \frac{e}{\epsilon_0} = 4\pi\, e \qquad (\epsilon_0 = 1/4\pi)$$

en la position de l'e-

$$\Rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x) dx = \frac{2e}{b} \qquad \Rightarrow$$

énergie acquise par l'e-

$$\Delta E = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2}$$

indép. de m et du signe de la charge

---

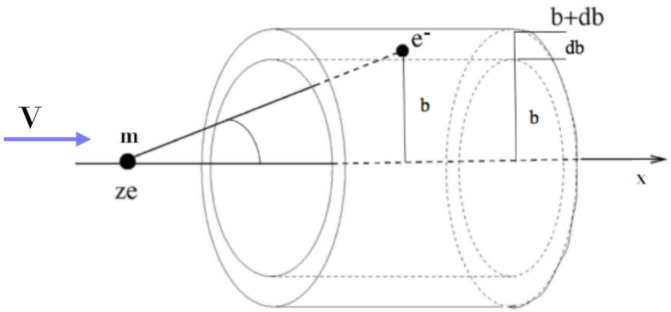
**Remarque** : intégration avec le noyau (Z,M)

$$\Delta E_Z = \frac{2Z^2 z^2 e^4}{M v^2 b^2}$$

rapport Ze/N : $\dfrac{Z\,\Delta E_e}{\Delta E_Z} \simeq \dfrac{Z/m_e}{Z^2/M} \simeq \dfrac{1/m_e}{Z/2Zm_p} = \dfrac{2m_p}{m_e} \simeq 4000$

$$(\, A \simeq 2Z\,, \quad M \simeq Am_p)$$

# suite du calcul de la perte d'énergie par unité de longueur (classique)




particule incidente traverse dx
du milieu de densité d'e$^-$ $n_e$,
dans un élément de volume $d^3V$

dans $d^3V$ : $-d^3E = \Delta E(b)\, n_e\, d^3V$ $\qquad d^3V = b\, db\, dx\, d\phi$

+ intégration sur $\phi \Rightarrow 2\pi$

$$\Rightarrow \quad -d^2E = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n_e \frac{db}{b} dx \qquad \text{et} \qquad n_e = N_A \rho / A,$$

$$\Rightarrow \quad -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

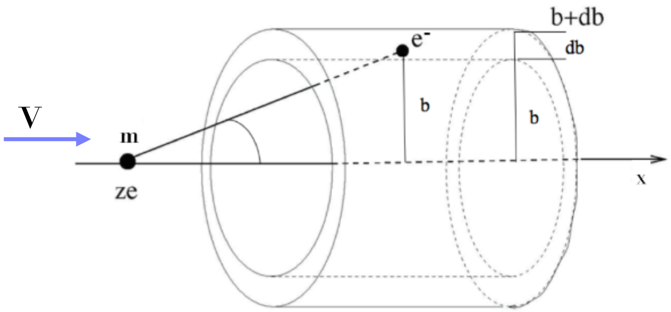
<u>estimation de $b_{min}$</u> : $E_{cin}$ max de l'e$^-$

si m >> $m_e$

$$v_e = \frac{2m}{m_e + m} v \simeq 2v \qquad \text{et donc} \qquad E_{cin}^{max} = \frac{1}{2} m_e (2v)^2 = 2 m_e v^2$$

∩ relativiste : $E_{cin}^{max} = 2 m_e \gamma^2 v^2$ et $\Delta E = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \quad \Rightarrow \quad b_{min} = \frac{ze^2}{\gamma m_e v^2}$

## suite du calcul de la perte d'énergie par unité de longueur (classique)




<u>estimation de $b_{max}$</u> : $e^-$ pas vraiment libre

libre si le temps de l'interaction $\tau \ll 1/\nu$ petit devant la période de révolution

$\Rightarrow$ estimation du temps de l'interaction

[détail dans les notes]

$$\tau = \frac{b}{v\,\gamma} \qquad \Rightarrow \qquad b_{max} = \frac{v}{\langle\nu\rangle}\gamma$$

$I = \hbar\langle\nu\rangle$ énergie d'ionisation liée à la fréquence moyenne de révolution orbitale doit être mesurée

# Perte d'E par ionisation

**Formule de Bohr** (semi-classique):

$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2}\frac{N_A\rho}{A}\left[\ln\frac{m_e\gamma^2 v^3}{ze^2}\,\frac{1}{I^2}\right]}$$

- bonne approximation pour les m >> $m_e$
- pas suffisant pour le proton, OK pour particule ***α***

Meilleure approximation (1953): **Formule de Bethe-Bloch**

$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\rho\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z}\right]}$$

$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \quad = 0.307\, MeV\, g^{-1}\, cm^2$

$r_e = \dfrac{e^2}{m_e c^2}$ le rayon classique de l'électron$(= 2.8 fm)$

$T_{max} = 2m_e c^2\beta^2\gamma^2$ l'énergie cinétique maximale transférée à l'électron, pour $m \gg m_e$

$I = (10 \pm 1)\cdot Z\ eV$ pour les éléments de $Z$ au delà de l'oxygène

# Perte d'E par ionisation

**Formule de Bethe-Bloch**

$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\rho\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z}\right]}$$

- correction $\beta^2$ : relativiste due aux déformations du champ électrique $E_y \to \gamma E_y$

- correction C/Z : tient compte des effets de liaison des électrons (pas immobiles) quand la vitesse orbitale n'est plus négligeable face à la vitesse incidente

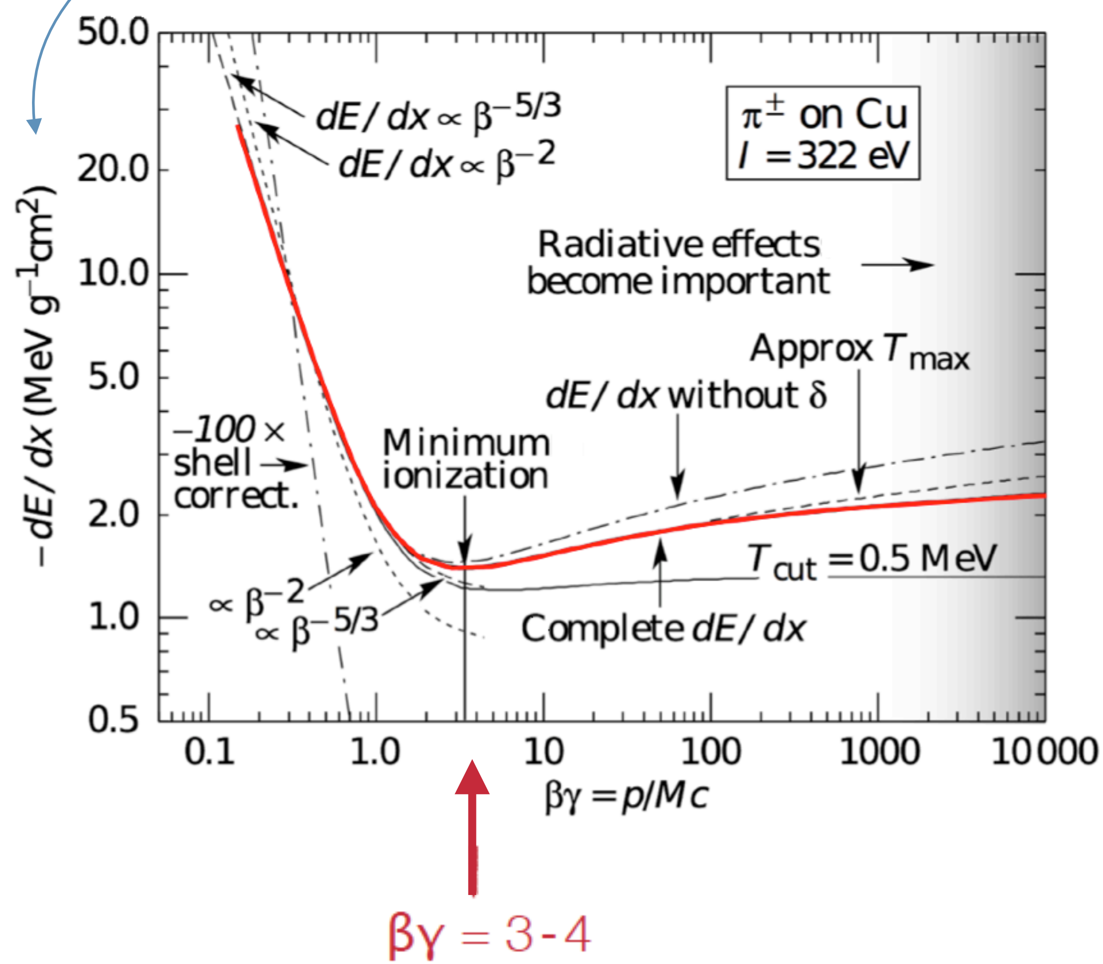
- correction $\delta/2$ : le champ électrique de la particule incidente polarise les atomes (effet Cherenkov)

$$\frac{\delta}{2} \to \ln\frac{\hbar\omega_p}{I} + \ln\beta\gamma - \frac{1}{2}$$

$\omega_p = \sqrt{\rho e^2/\pi\, m_e}$ fréq. de plasma des e-

# Perte d'E par ionisation

$-\frac{dE}{dx}\frac{1}{\rho}$




Minimum
ionizing particles (MIP): $\beta\gamma = 3\text{-}4$

dE/dx falls ~ $\beta^{-2}$; kinematic factor
[precise dependence: ~ $\beta^{-5/3}$]

dE/dx rises ~ $\ln(\beta\gamma)^2$; relativistic rise
[rel. extension of transversal E-field]

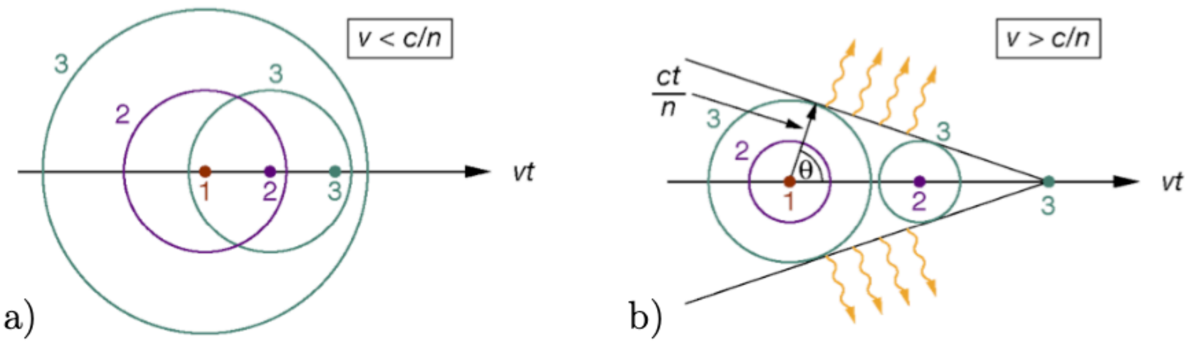
Saturation at large ($\beta\gamma$) due to
density effect (correction $\delta$)
[polarization of medium]

Units: MeV $g^{-1}$ $cm^2$

MIP looses ~ 13 MeV/cm
[density of copper: 8.94 $g/cm^3$]

# Effet Cherenkov

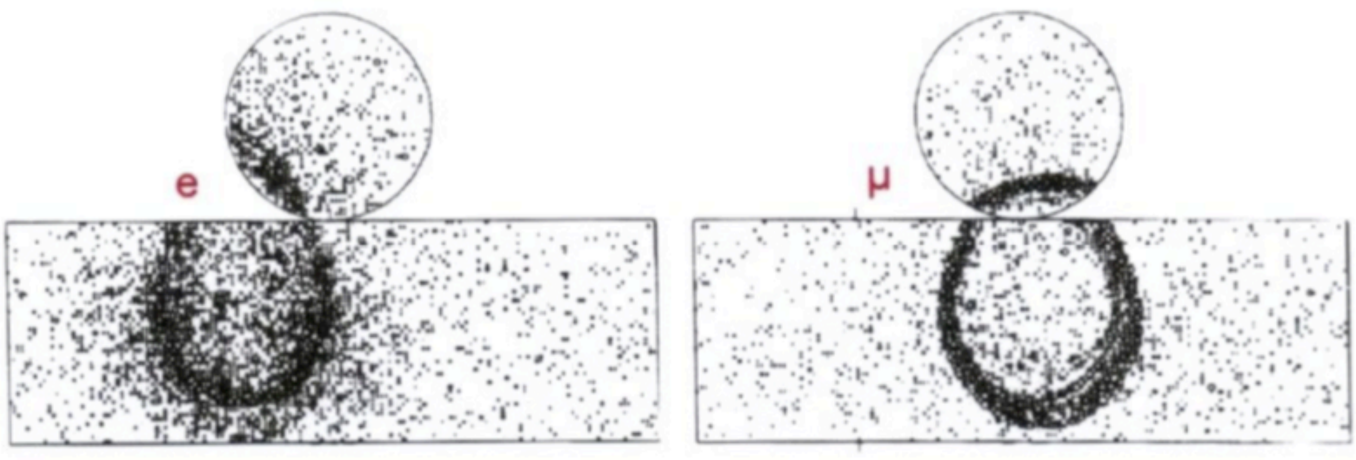
la dépolarisation entraîne l'émission d'un rayonnement en chaque point de la trajectoire. Emissions en phase si v > c/n (n indice de réfraction).



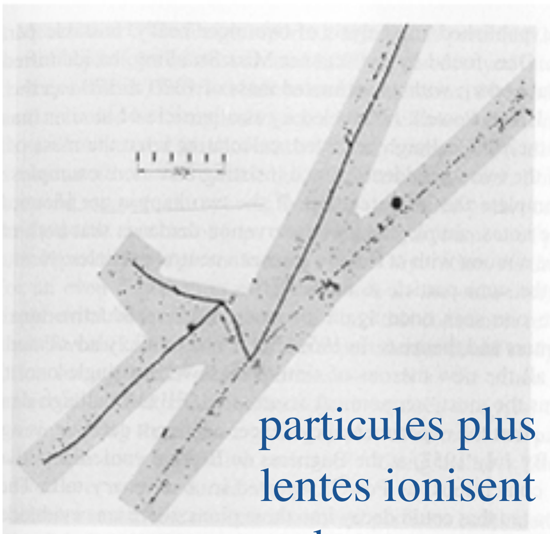

côna Cherenkov

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

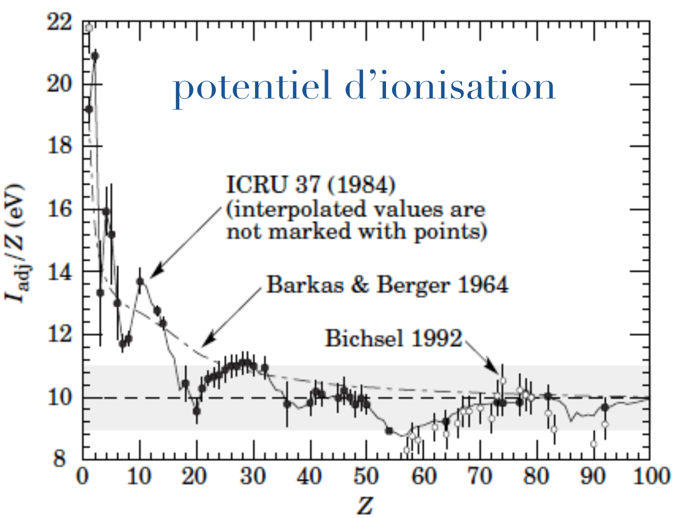
n = indice de réfraction du milieu



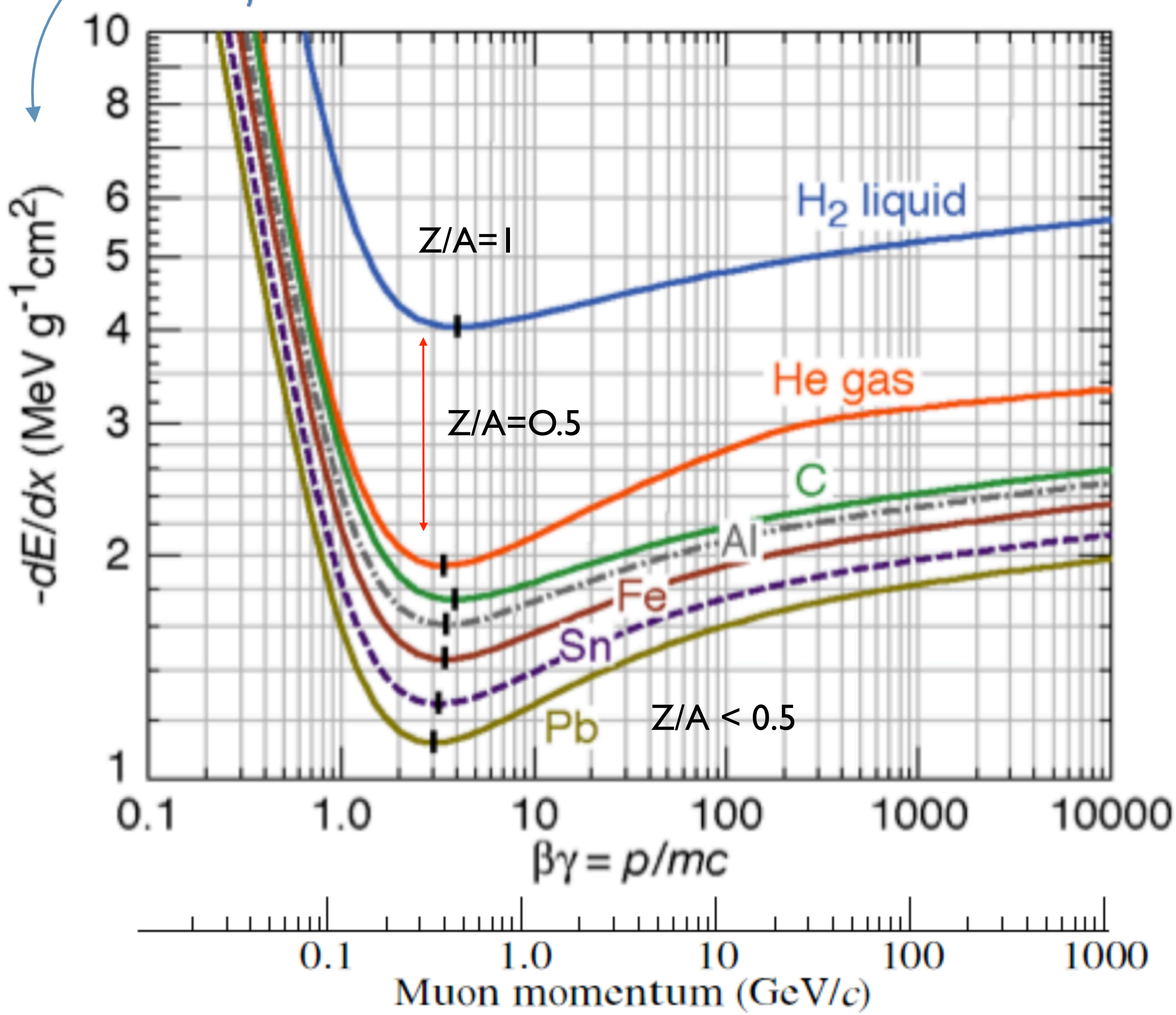
# Perte d'E par ionisation



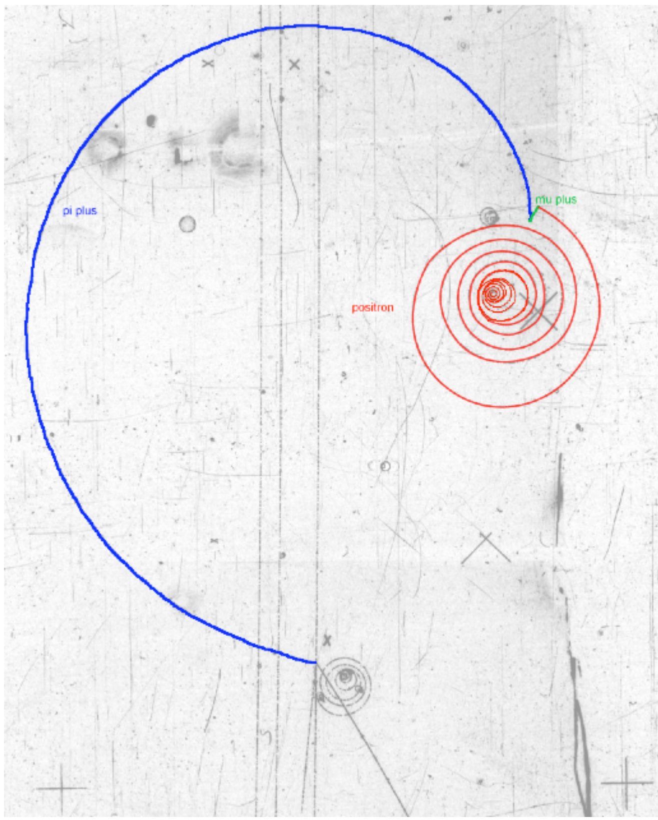
particules plus lentes ionisent davantage

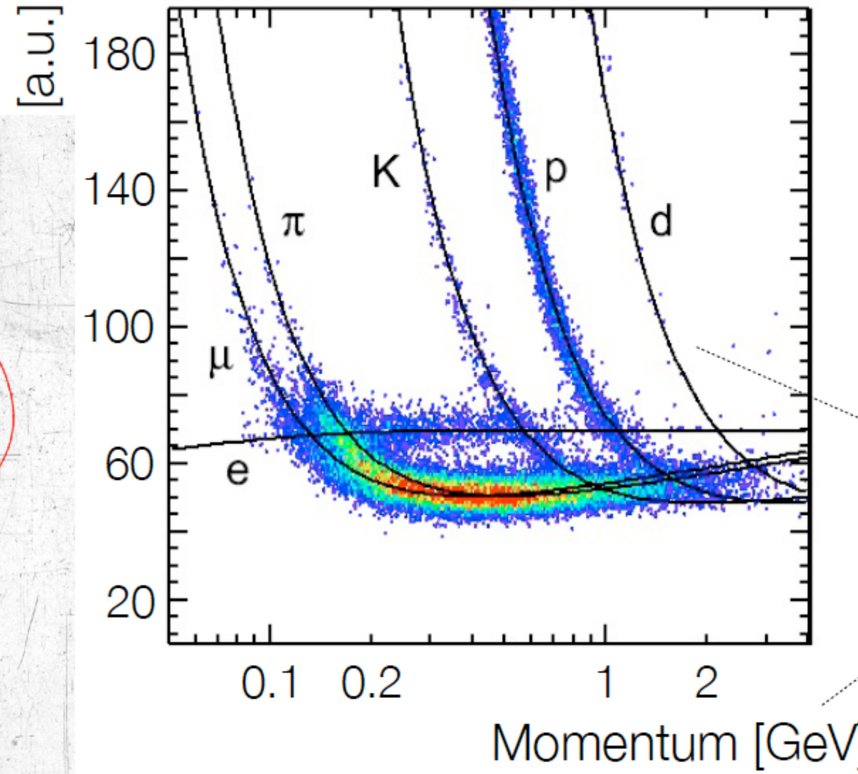



$$-\frac{dE}{dx}\frac{1}{\rho}$$



# Mesure dE/dx: moyen d'identification



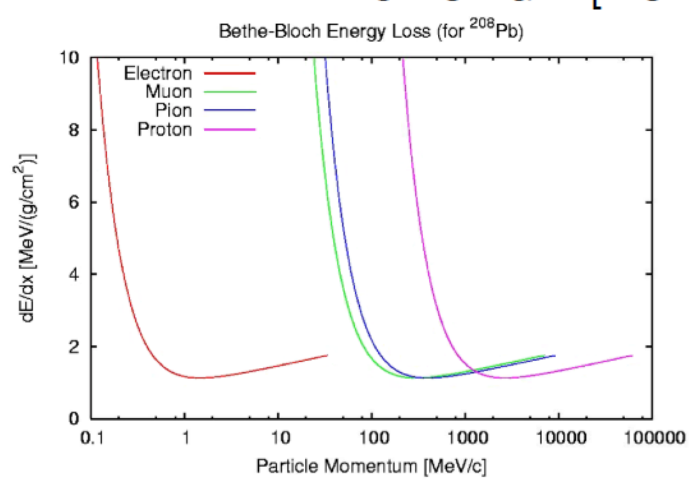




Measured energy loss

[ALICE TPC, 2009]

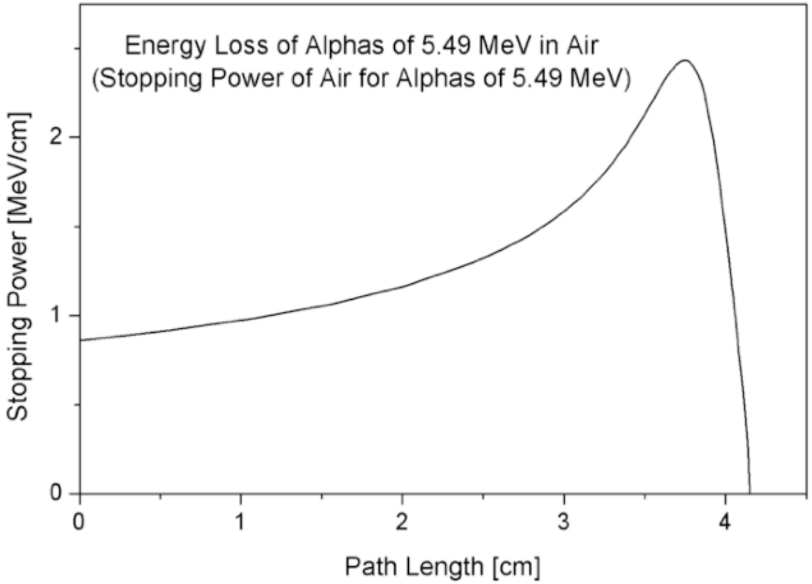
Bethe-Bloch

Remember:
dE/dx depends on **β**!



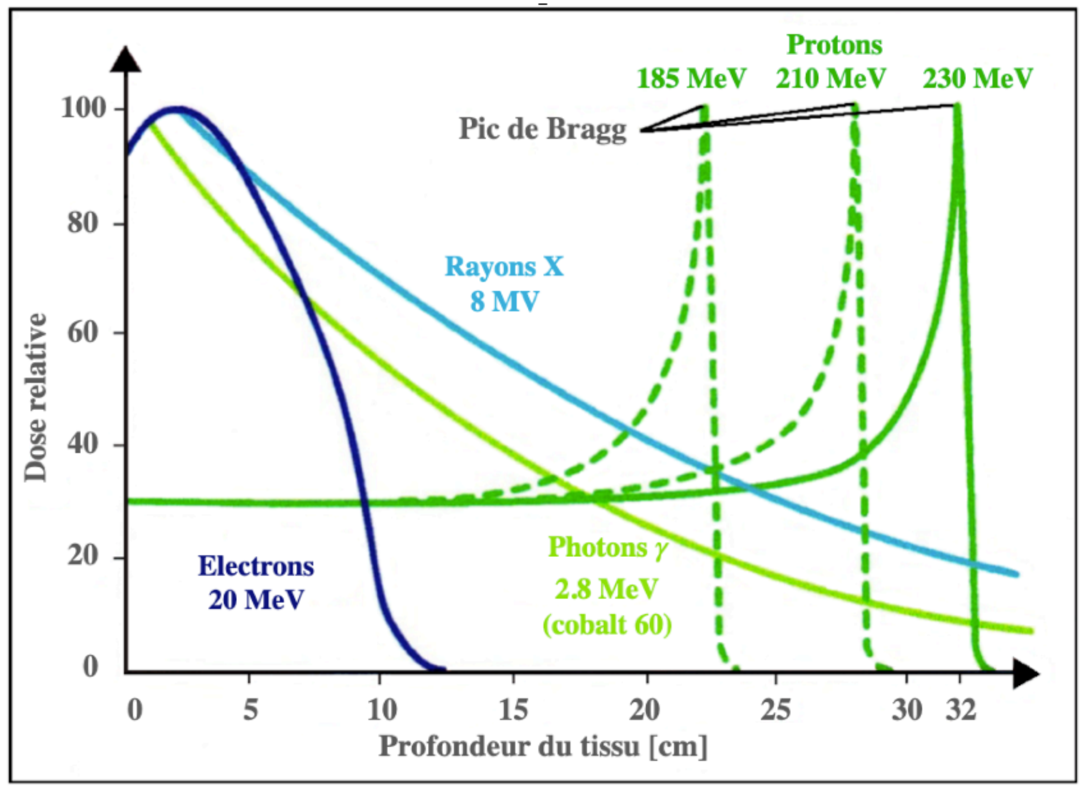

bonne identification
quand $p < m$

# Parcours moyen - Pic de Bragg




parcours moyen :

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx}$$



# Perte d'E par ionisation pour les e⁺/e⁻

petite masse →

- même à petite impulsion, effets relativistes importants : rayonnement de freinage
- énergie perdue dans l'interaction n'est plus négligeable

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{tot} = \left.\frac{dE}{dx}\right|_{ion} + \left.\frac{dE}{dx}\right|_{brem}$$

## Ionisation

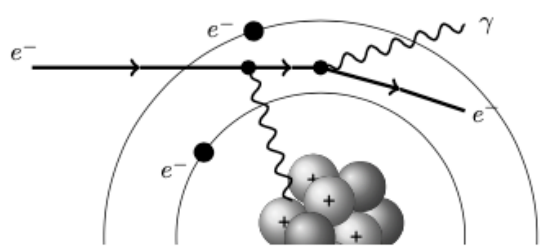
$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{ion} = K\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_e^{max}}{2\,I^2} + F(\gamma)\right]$$

F(γ) diffère pour les électrons et les positons

$$T_e^{max} = m_e c^2(\gamma - 1)/2$$

## Bremsstrahlung (rayonnement de freinage)

$$\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A\,\frac{z^2Z^2}{A}\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 E\,\ln\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \propto \frac{E}{m^2}$$

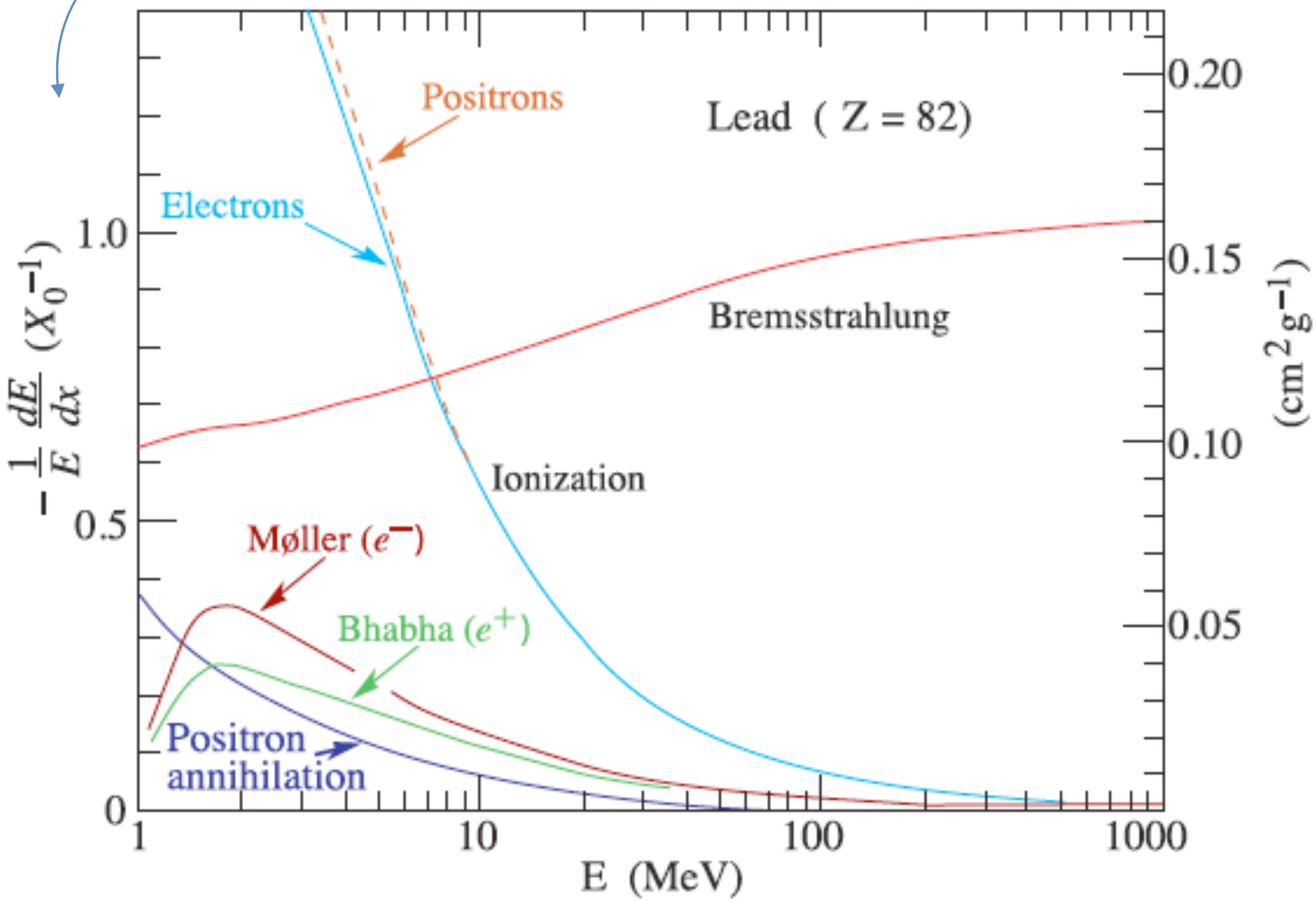


Bremsstrahlung

même origine que le rayonnement synchrotron
mais ici dans le champs EM de la matière

# Perte d'E totale pour les $e^+/e^-$

$$-\frac{1}{E}\frac{dE}{dx}\frac{1}{\rho}$$



# La longueur de radiation

à grand βγ, dE/dx est linéaire en E →

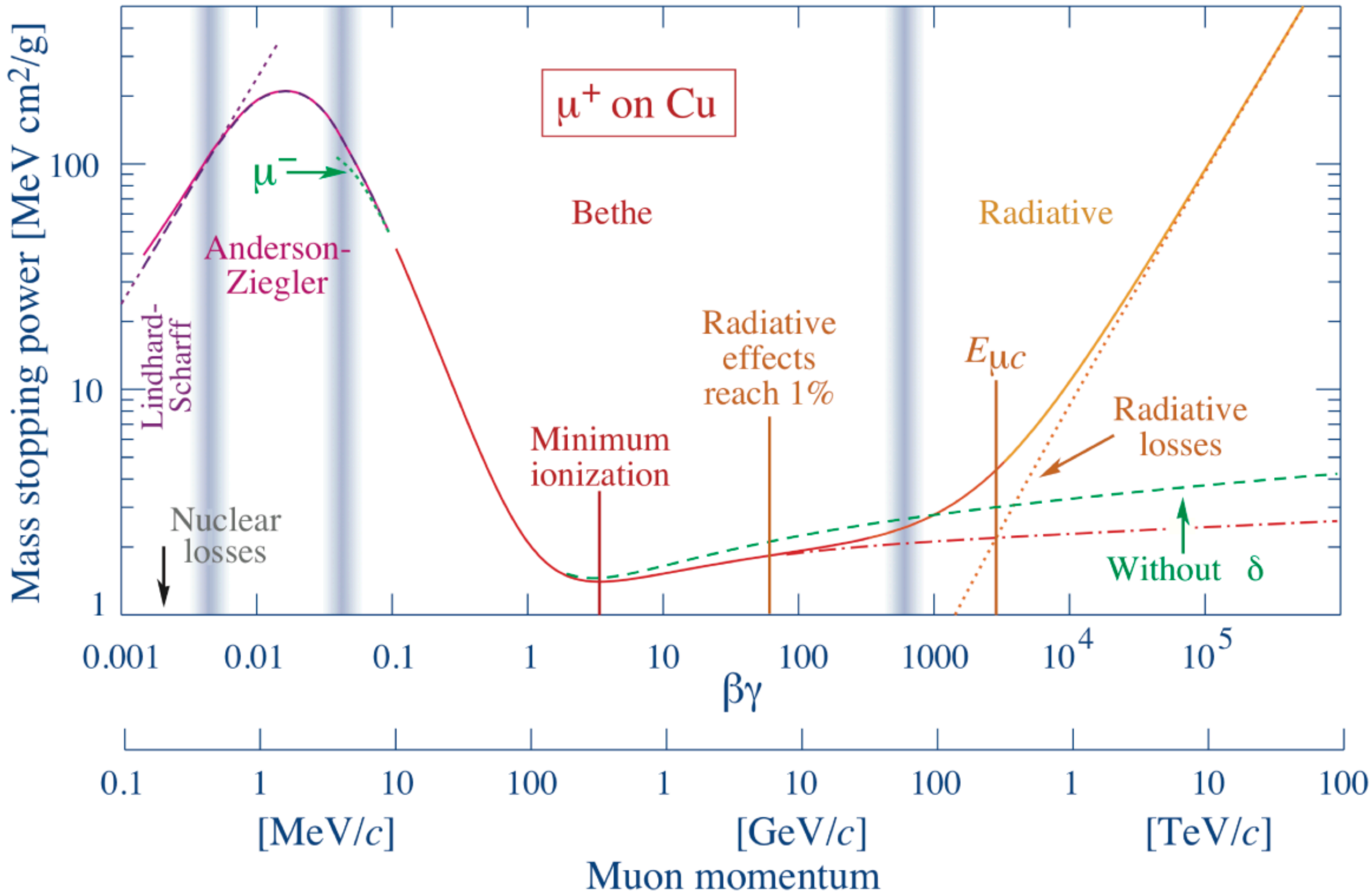
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$$

$X_0$ est la longueur de radiation

→ $$E(x) = E_0\, e^{-x/X_0}$$

$X_0$ représente donc le parcours moyen d'un électron avant qu'il ne perde une fraction 1/e de son énergie par rayonnement de freinage

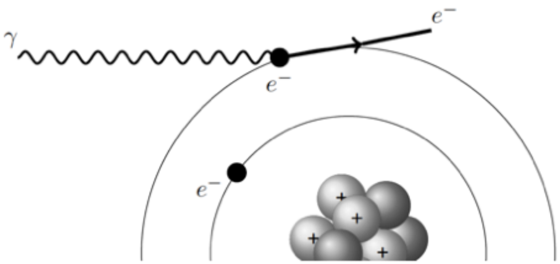
# Perte d'E pour les muons



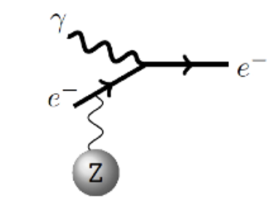

rayonnement de freinage est réduit d'un facteur $(m_\mu/m_e)^2 \simeq (206)^2 \simeq 43000$
et ne devient dominant qu'au-delà de 100 GeV

# Interactions des photons

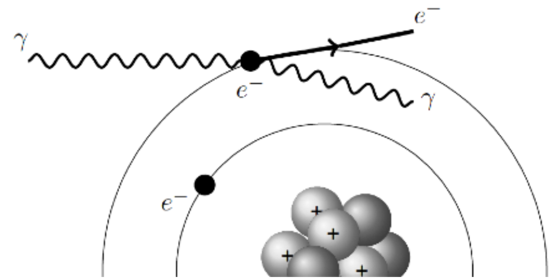
## Effet photo-électrique



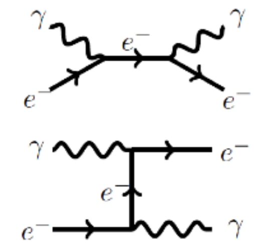

$\gamma + A \rightarrow A^+ + e^-$



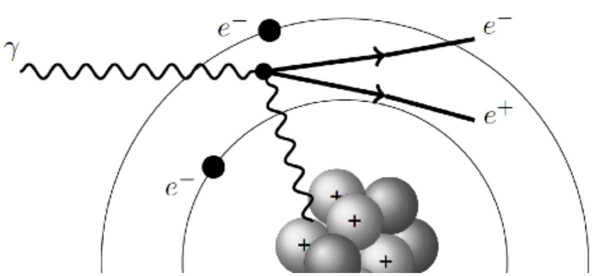

## Effet Compton



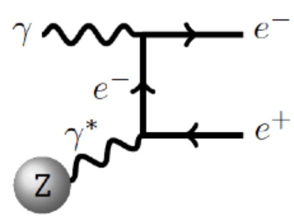

$\gamma + A \rightarrow A^+ + e^- + \gamma$




## Création de paires




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




Loi de Beer-Lambert

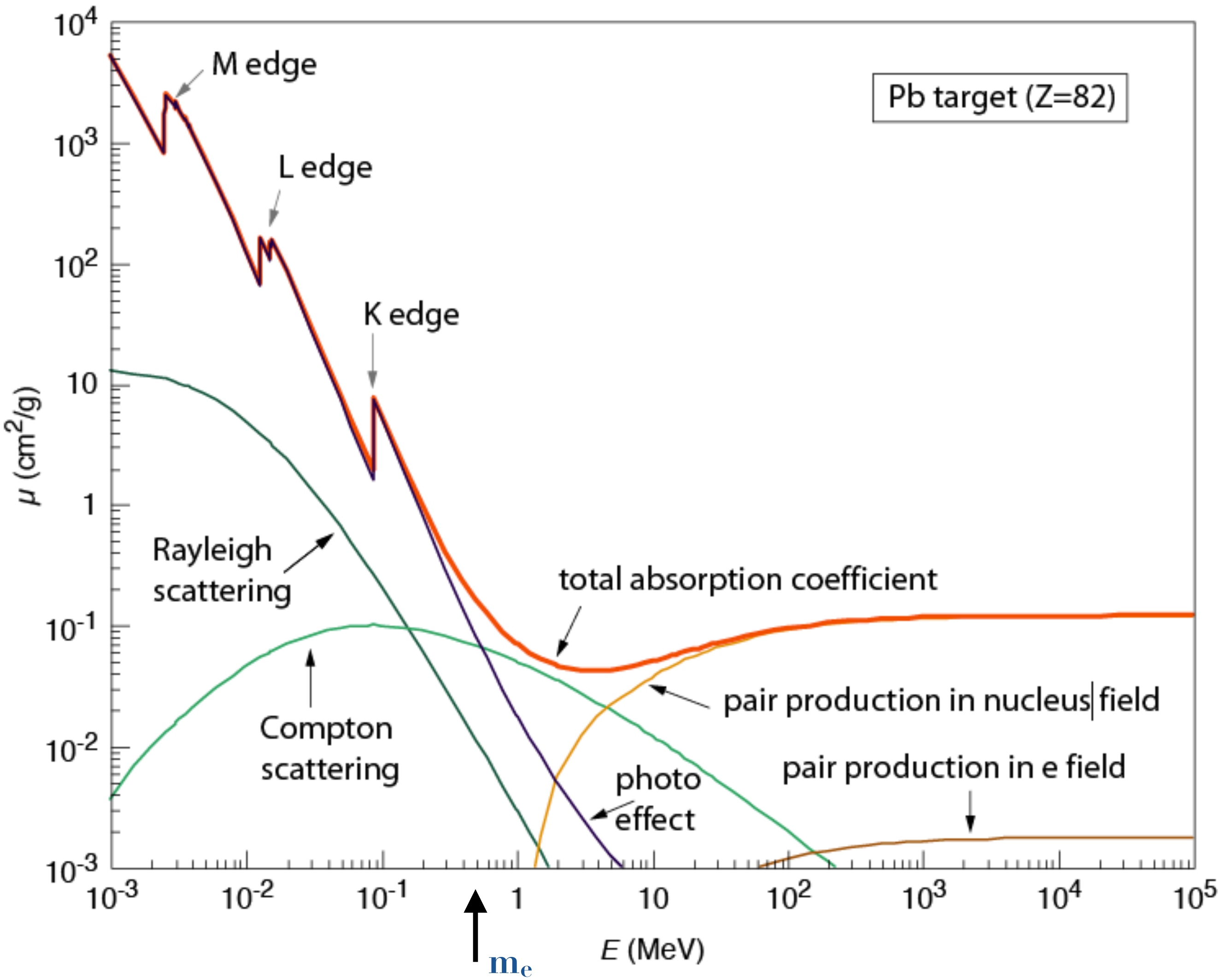
intensité

$$I(x) = I_0\, e^{-\mu x}$$

où $$\mu = \frac{\rho N_A}{A} \sum_i \sigma_i$$

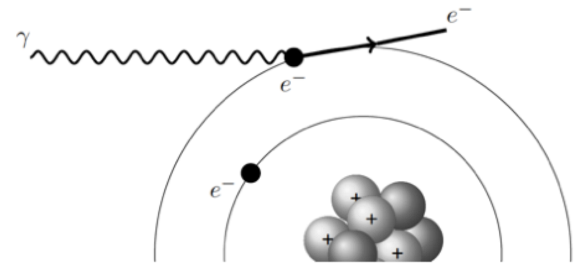
libre parcours moyen $\lambda = 1/\mu$

# Interactions des photons




diffusion Rayleigh. Quand $E_\gamma \to 0$ on ne peut plus considérer que les électrons sont libres et au repos. Le photon interagit alors avec le système électronique global de l'atome.

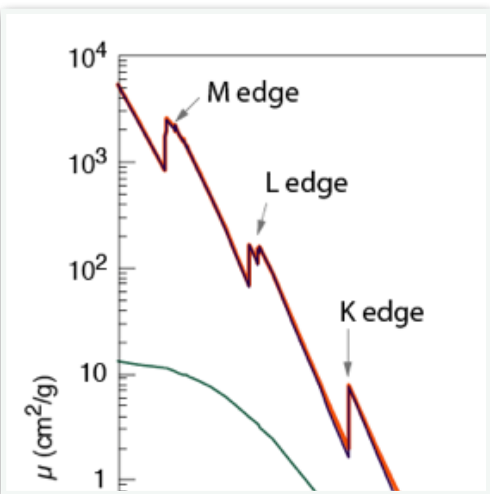
# Effet photoélectrique




La section efficace est approchée différemment suivant l'énergie du photon :

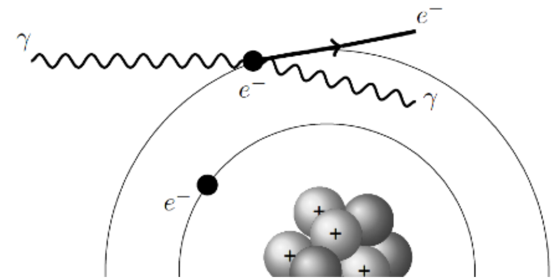
$$\sigma_{pe} = \frac{8\pi r_e^2}{3}\alpha^4 Z^5 2^{(5/2)} \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{3.5} \quad \text{pour} \quad E_{liaison} \ll E_\gamma \ll m_e c^2$$

$$\sigma_{pe} = 2\pi\alpha^4 r_e^2 Z^5 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad \text{pour} \quad E_\gamma \gg m_e c^2$$




$\longrightarrow$ chaque couche donne une contribution à la section efficace totale

# Effet Compton




Arthur Compton (1922) mesure les longueurs d'onde des rayonnements incident et “diffusé" :

$\rightarrow$ pas un spectre de longueur d'onde continu mais :

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{E_{\gamma'}} - \frac{h}{E_\gamma} = \frac{h}{m_e c^2}(1 - \cos\theta) \leq \frac{2h}{m_e c^2} \; .$$

- ne dépend pas du nombre atomique du diffuseur
- ne dépend pas de la longueur d'onde de l'onde incidente
- l'énergie et la quantité de mvt perdue par le photon se retrouvent dans un seul électron

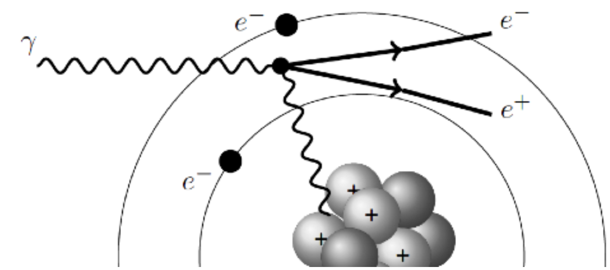
$$\rightarrow \qquad E_{\gamma'} = E_\gamma \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma(1-\cos\theta)}{m_e c^2}}$$

La section efficace est approchée de deux façons suivant l'énergie du photon :

$$\sigma_c = \frac{8\pi}{3r_e^2}\left(1 - \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}\right) \qquad \text{pour} \qquad E_\gamma \ll m_e c^2$$

$$\sigma_c = \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\left(\ln\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} + \frac{1}{2}\right) \qquad \text{pour} \qquad E_\gamma \gg m_e c^2$$

# La création de paires



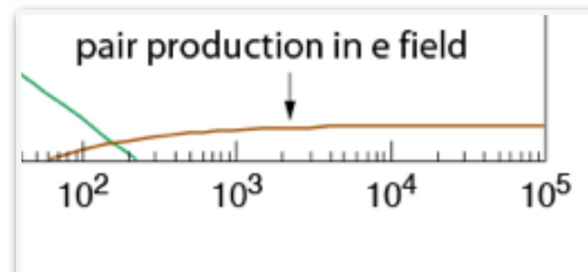

création de nouvelles particules $\rightarrow$ seuil en énergie

$$E_\gamma \geq 2m_e\, c^2 \simeq 1MeV$$

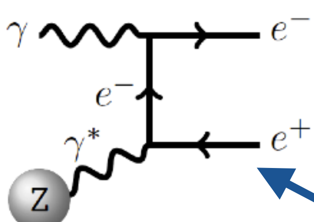
$$\sigma_{paire} = \frac{7}{9}\left(4\alpha r_e^2 Z^2 \ln\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{21}\right) \qquad \text{pour} \qquad 2m_e c^2 < E_\gamma < \frac{m_e c^2}{2\alpha} Z^{1/3}$$

$$\sigma_{paire} = \frac{7}{9}\left(\underbrace{4\alpha r_e^2 Z^2 \ln\frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{21}}_{A/N_A X_0}\right) \qquad \text{pour} \qquad E_\gamma > \frac{m_e c^2}{2\alpha} Z^{1/3}$$

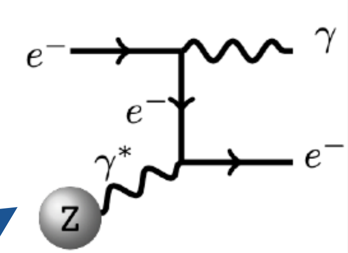
constante




on constate la relation entre la longueur de conversion ($C_O$) et la longueur de radiation ($X_0$)




$$C_O = \frac{A}{N_A\, \sigma_{paire}} = \frac{7}{9} X_0$$

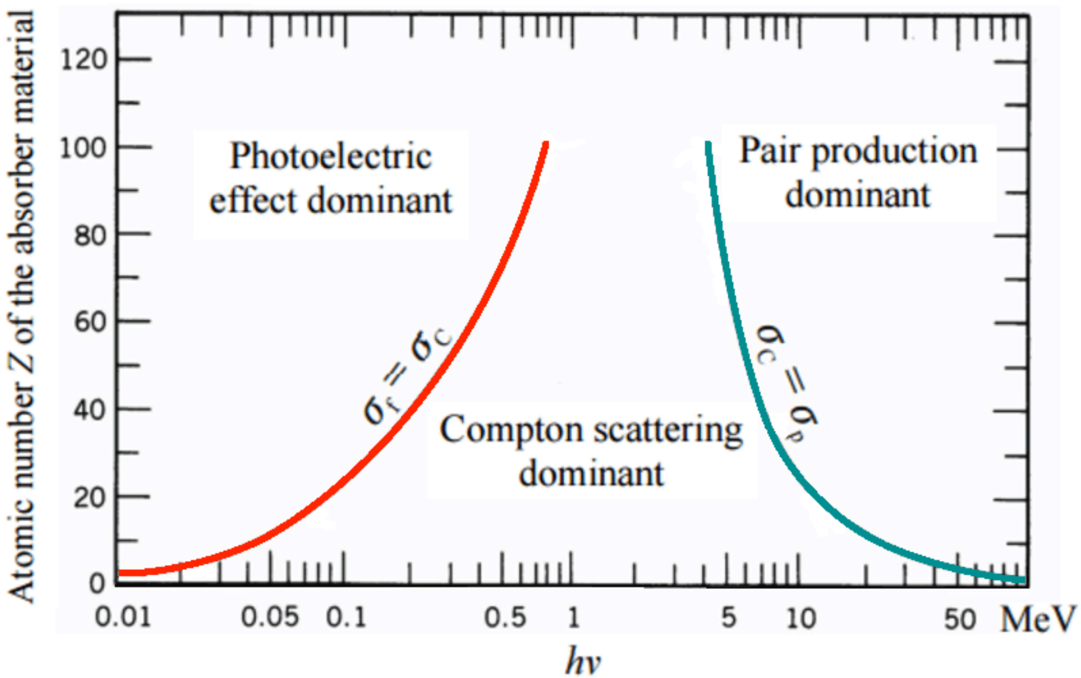



$\gamma\ (+\gamma^*) \rightarrow e^+ + e^-$

$e^-\ (+\gamma^*) \rightarrow e^- + \gamma$

# Interactions EM : photon

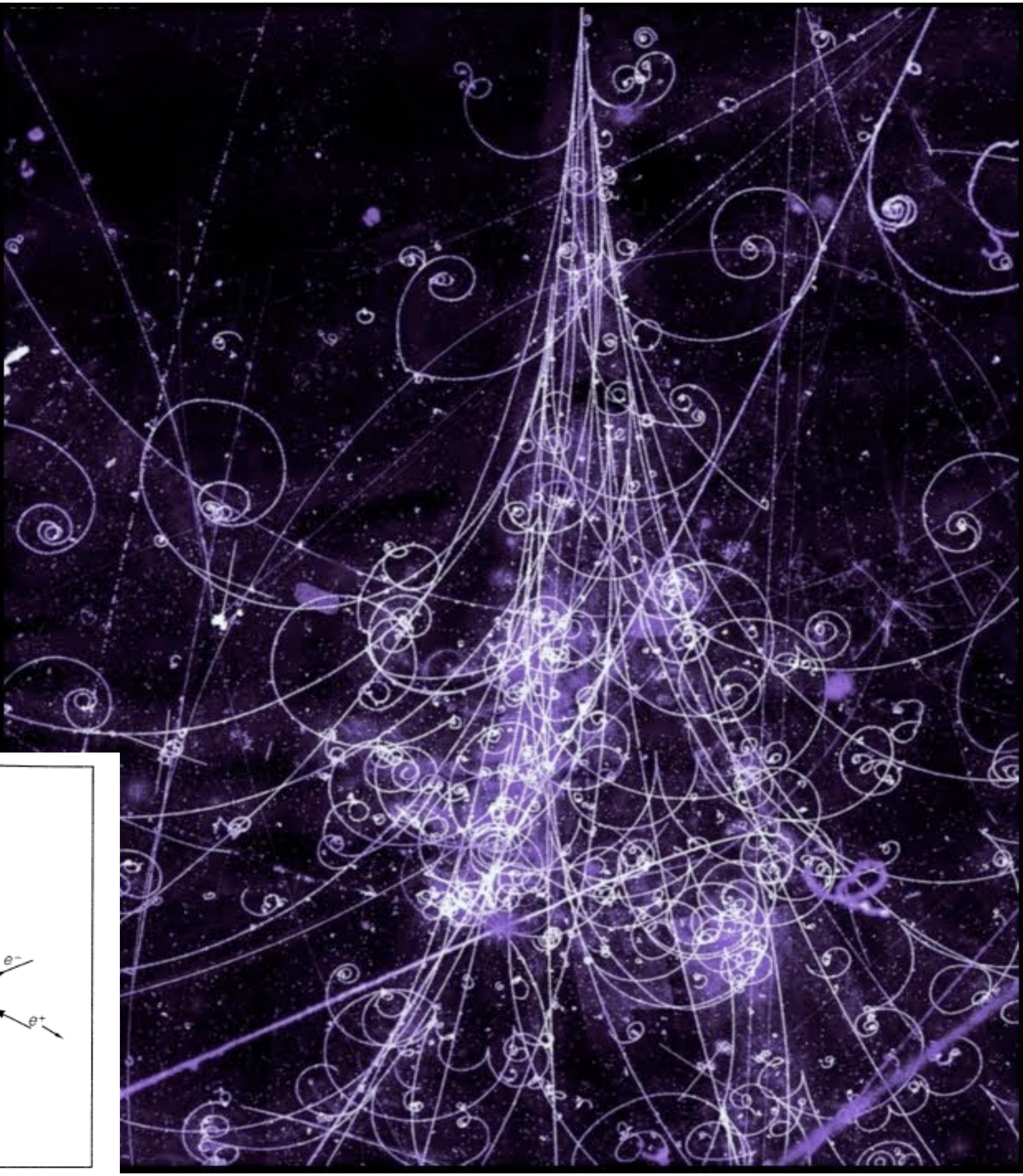
Zones de prépondérance des 3 processus d'interaction des photons avec la matière, dans le plan Z-Eγ

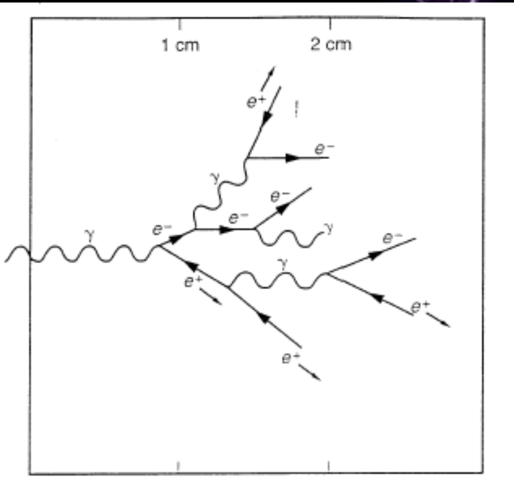



Au-delà de 20-30 MeV, c'est le processus de création de paires qui domine.

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= \sigma_{pe} + \sigma_c + \sigma_{paire} \\ \mu &= \mu_{pe} + \mu_c + \mu_{paire} \\ \text{où } \mu_i &= n\sigma_i = \frac{N_A \rho}{A}\sigma_i \end{aligned}$$

# Gerbe EM





# Résumé

## $h^+/h^-$

- **Ionisation**
- **Bremsstrahlung**

négligeable : $\propto$ 1/ $m^2$

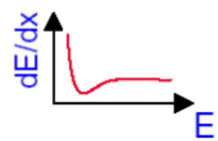
## $\mu^+/\mu^-$

- **Ionisation**
- **Bremsstrahlung**

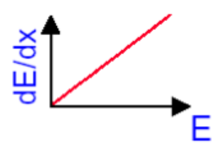
négligeable : $\propto$ 1/ $m^2$

## $e^+$ / $e^-$

- Ionisation



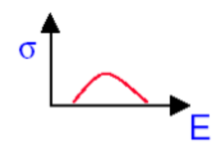

- Bremsstrahlung



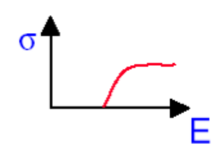

## $\gamma$

- Photoelectric effect

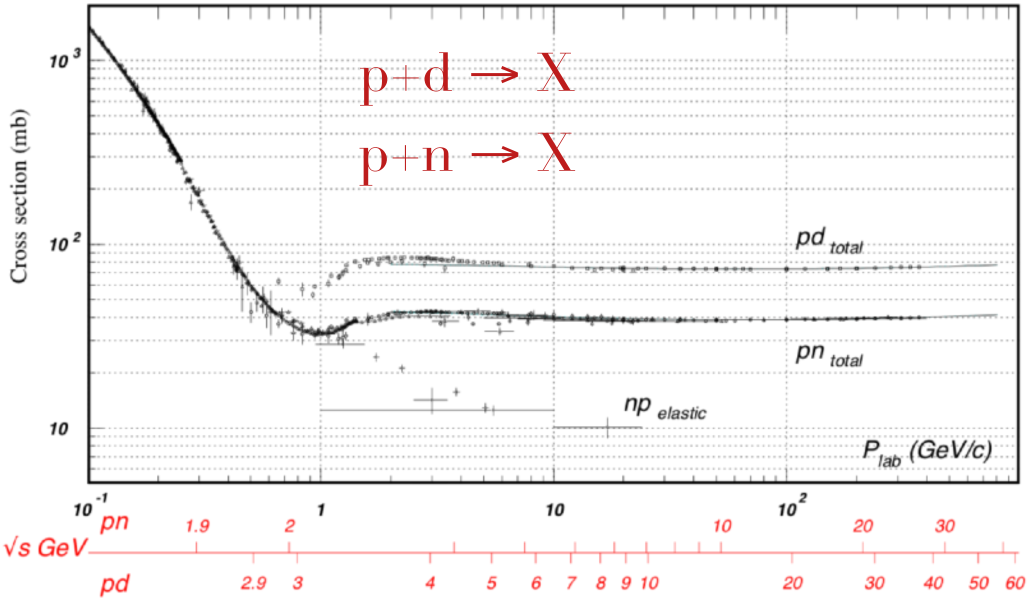

- Compton effect




- Pair production



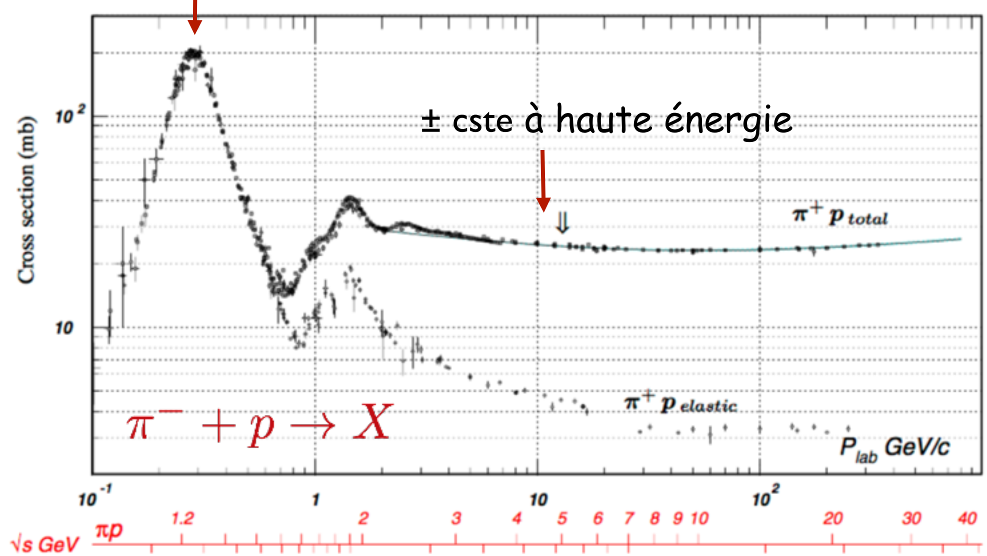
# 3. Interactions fortes




- décroit rapidement avec l'E
- constante à haute E
- sauf si résonance

$$\sigma_{tot} = \sigma_{\acute{e}lastique} + \sigma_{in\acute{e}lastique}$$

resonances à basse énergie



# Longeur de collision nucléaire

$$\mathrm{d}N(x) = -N(x)\, n\, \sigma_{tot}\, \mathrm{d}x$$

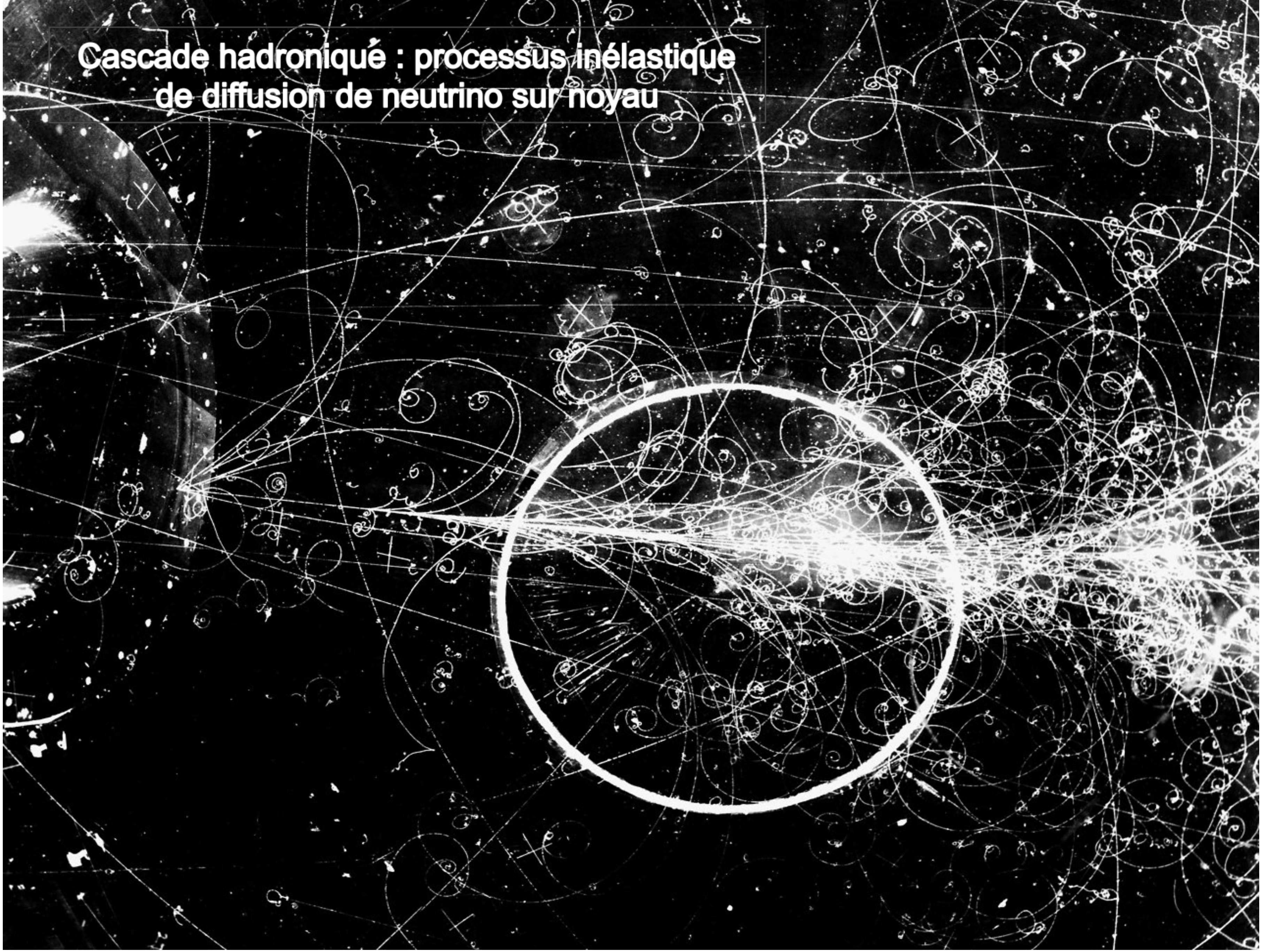
$$\Rightarrow \quad N(x) = N_0\, e^{-xn\sigma_{tot}}$$

longueur de collision nucléaire $\lambda_T$ définie par :

$$\lambda_T = \frac{1}{n\, \sigma_{tot}} \qquad [g/cm^2]$$

longueur d'absorption nucléaire $\lambda_a$

$$\lambda_a = \frac{1}{n\, \sigma_{in\acute{e}lastique}} \qquad [g/cm^2]$$


Cascade hadronique : processus inélastique
de diffusion de neutrino sur noyau

NB: [g cm$^{-2}$] / ρ [g/cm$^{-3}$] ➔ [cm]

Voir « Particle physics booklet »

| Material | $Z$ | $A$ | $\langle Z/A \rangle$ | Nucl.coll. length $\lambda_T$ {g cm$^{-2}$} | Nucl.inter. length $\lambda_I$ {g cm$^{-2}$} | Rad.len. $X_0$ {g cm$^{-2}$} | $dE/dx\vert_{\rm min}$ { MeV g$^{-1}$cm$^2$} | Density {g cm$^{-3}$} ({g$\ell^{-1}$}) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $H_2$ | 1 | 1.00794(7) | 0.99212 | 42.8 | 52.0 | 63.04 | (4.103) | 0.071(0.084) |
| $D_2$ | 1 | 2.01410177803(8) | 0.49650 | 51.3 | 71.8 | 125.97 | (2.053) | 0.169(0.168) |
| He | 2 | 4.002602(2) | 0.49967 | 51.8 | 71.0 | 94.32 | (1.937) | 0.125(0.166) |
| Li | 3 | 6.941(2) | 0.43221 | 52.2 | 71.3 | 82.78 | 1.639 | 0.534 |
| Be | 4 | 9.012182(3) | 0.44384 | 55.3 | 77.8 | 65.19 | 1.595 | 1.848 |
| C diamond | 6 | 12.0107(8) | 0.49955 | 59.2 | 85.8 | 42.70 | 1.725 | 3.520 |
| C graphite | 6 | 12.0107(8) | 0.49955 | 59.2 | 85.8 | 42.70 | 1.742 | 2.210 |
| $N_2$ | 7 | 14.0067(2) | 0.49976 | 61.1 | 89.7 | 37.99 | (1.825) | 0.807(1.165) |
| $O_2$ | 8 | 15.9994(3) | 0.50002 | 61.3 | 90.2 | 34.24 | (1.801) | 1.141(1.332) |
| Air (dry, 1 atm) | | | 0.49919 | 61.3 | 90.1 | 36.62 | (1.815) | (1.205) |
| Shielding concrete | | | 0.50274 | 65.1 | 97.5 | 26.57 | 1.711 | 2.300 |
| Borosilicate glass (Pyrex) | | | 0.49707 | 64.6 | 96.5 | 28.17 | 1.696 | 2.230 |
| Lead glass | | | 0.42101 | 95.9 | 158.0 | 7.87 | 1.255 | 6.220 |
| Standard rock | | | 0.50000 | 66.8 | 101.3 | 26.54 | 1.688 | 2.650 |