

# Mesurer l'infiniment petit, Observer l'infiniment grand

– 1<sup>ère</sup> partie –

## Les fondamentaux

David Attié

Rencontres de physique de l'infiniment grand à l'infiniment petit

Double-Chord

Attie

Edelweiss

TISS

He/Ar

CATS

Dark Matter

ATLAS

21 juillet 2011

- Introduction
- Perte d'énergie par ionisation
  - Formule de Bethe-Bloch
  - Exemples
- Perte d'énergie par radiation
  - Bremsstrahlung
  - Rayonnement synchrotron
- Gerbes électromagnétique et hadronique
- Particules chargée dans un champ magnétique
- Traitement électronique du signal

# Introduction

- La lumière (visible) fut très longtemps le vecteur de l'information pour les savants étudiant le monde en particulier en astrophysique
- Aujourd'hui, les physiciens regardent non seulement tout le spectre électromagnétique, mais aussi tout type de particules (voir Modèle Standard)
- Aussi, la détection de ces particules est basée sur leurs interactions avec la matière, où, en général, une partie de l'énergie d'une particule est déposée, signalant sa présence
- Les détecteurs ont joué un rôle déterminant dans le développement des sciences fondamentales : l'astrophysique, la physique des particules (ou des hautes énergies)  
Exemples : le compteur de Geiger, la chambre à nuage (C. T. Wilson, prix Nobel 1927), la chambre à bulles (D. Glasser, prix Nobel 1960), la chambre à fils (G. Chapark, prix Nobel 1992).
- Les applications des détecteurs des sciences fondamentales se retrouvent partout : la médecine, la biologie, l'industrie, la protection de radiation, etc.
- La physique des détecteurs est multidisciplinaire. En plus sciences fondamentales, elle est présente dans les autres disciplines (physique de la matière condensée, thermodynamique, chimie, électronique, traitement du signal, informatique, l'optique, etc.)

# Interaction des particules avec la matière

- Le **principe de détection** est de mesurer la perte d'énergie dans une interaction entre la particule et le milieu de détection.
- Trois des quatre interactions sont impliquées : **électromagnétique, forte et faible**.
- Les particules peuvent être regroupées selon les interactions auxquelles elles participent:
  - **Lepton** : un lepton ne participe pas à l'interaction forte
    - chargé : électron ( $\beta$ ), muon ( $\mu$ )
    - neutre : neutrinos ( $\nu$ )
  - **Hadron** : un hadron participe à l'interaction forte
    - chargé :  $\alpha$ , p,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$
    - neutre : neutron,  $\pi^0$
  - **Photon** ( $\gamma$ ) : boson de l'interaction électromagnétique
- **Dans la physique des hautes énergies, on s'intéresse seulement aux particules qui ont une énergie au dessus de keV (à partir du rayon X)**
- **Ces particules sont créées dans des accélérateurs **différence fondamentale** avec l'astrophysique !**

# Interaction des particules avec la matière

- **interaction électromagnétique**
  - particule chargée +  $e^-$  d'atome : excitation, ionisation
  - particule chargée + noyau : diffusion élastique, inélastique, production de pair  $e^+e^-$ , bremsstrahlung
  - particule neutre +  $e^-$ , noyau: pas d'interaction
  - photon +  $e^-$  d'atome : photo-électrique, diffusion Compton
  - photon + noyau : production de pair  $e^+e^-$ , dissociation nucléaire (négligeable)
  - radiation cohérente : radiation Cherenkov, (particule chargée) radiation de transition
- **interaction faible** : négligeable dans la plupart des cas sauf pour les interactions entre les neutrinos et les électrons atomiques et les noyaux
- **interaction forte** (pas d'interaction avec les leptons)
  - dominante dans les interactions entre les hadrons à haute énergie (chargés ou neutres) et les noyaux
- Selon l'énergie, la charge, le type (lepton, hadron ou photon) de la particule, et la matière, une ou plusieurs interactions sont dominantes
  - en **basse énergie**, les interactions avec les électrons atomiques sont dominantes (**excitation, ionisation**)
  - en **haute énergie**, les interactions avec les noyaux sont importantes

# Interaction particule-matière :

## Perte d'énergie par ionisation

- Seuls les processus atomiques d'excitation et d'ionisation sont majoritaires
- L'énergie  $-dE$  perdue par une particule massive ( $M \gg m_e$ ) traversant la matière sur une distance  $dx$  est :

$$-dE = nZdx \int_{\varepsilon_{cut}}^{\varepsilon_{max}} \varepsilon \frac{d\sigma}{d\varepsilon} d\varepsilon$$

- La densité  $n$  d'électrons atomiques est défini comme :

$$n = \rho N_A / A$$

$\rho$  : densité

$N_A$  : nombre d'Avogadro ( $\approx 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ )

$A$  : masse molaire

# Equation de Bethe-Bloch

- L'équation de Bethe et Bloch donnant la perte d'énergie par ionisation :



- Où :

$\alpha$ : constante de structure fine,  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$

$Z$  : numéro atomique

$\delta$  : la correction pour les effets de densité de charge

$$\delta = 2\ln(\hbar\omega_p / I) + \ln(\beta\gamma)^2 - 1/2$$

$\omega_p$  : fréquence de plasma des électrons,  $\omega_p = \sqrt{\frac{Zne^2}{\epsilon_0 m_e}}$

$\epsilon_{\max}$  : énergie maximale transférée lors d'une collision,

$$\epsilon_{\max} = \frac{p^2}{s} m_e = \frac{2(\beta\gamma)^2 m_e}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2}$$

# Equation de Bethe-Bloch

- Le **potentiel moyen d'excitation** ( $I$ ) regroupe les propriétés globales des atomes (niveaux d'excitation et sections efficaces relatives à ces excitations).
- C'est une valeur difficile à calculer. Au lieu de cela, elle a été mesurée pour différents matériaux et puis paramétrées en fonction de  $Z$ :

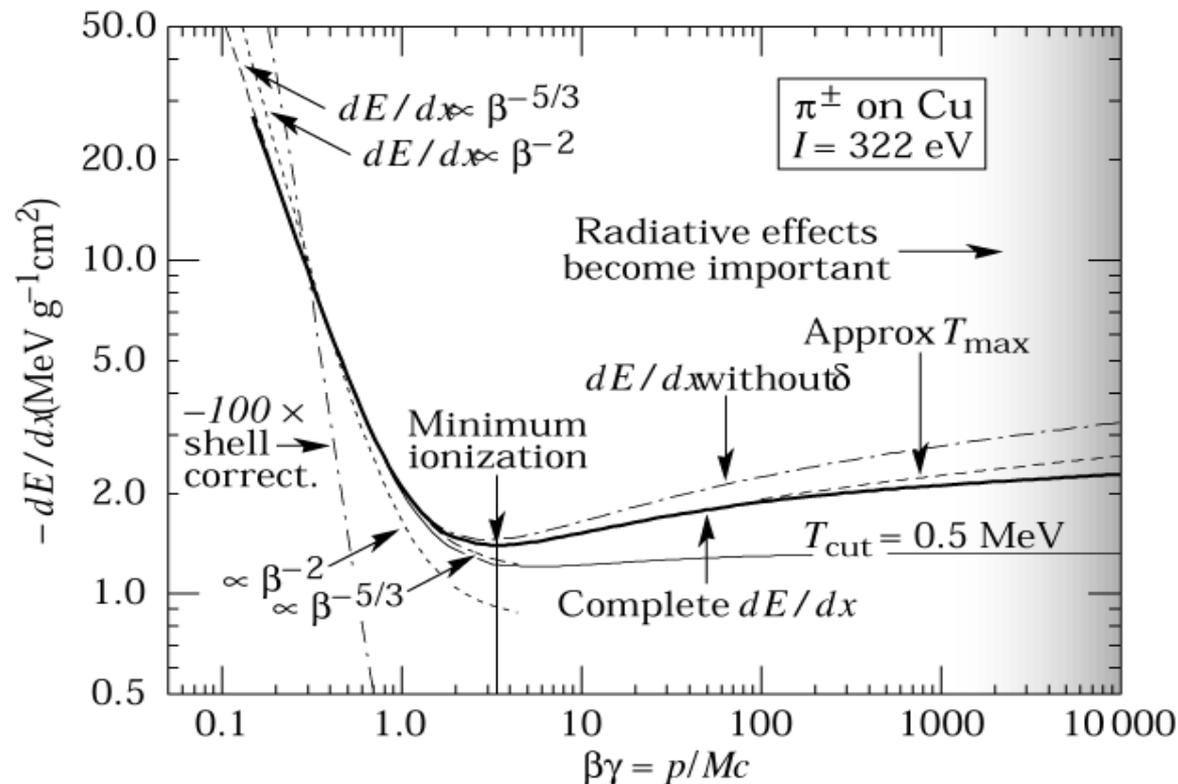
$$I(\text{eV}) = \begin{cases} 11,5Z & Z < 15 \\ 10Z & Z \geq 15 \end{cases} \quad \text{ou} \quad I(\text{eV}) = 9,1Z(1 + 1,9Z^{-2/3})$$

- La correction de densité de charge ( $\delta$ ) : le champs électrique de la particule incidente polarise les atomes près de sa trajectoire.
  - la polarisation réduit l'effet du champs électrique sur les électrons plus éloignés (effet d'écran). Cela réduit la perte d énergie ( $\delta > 0$ )
  - cet effet est plus important si l énergie de particule augmente (le champs électrique plus étendu), ou la densité de matérielle augmente
- **Exemples** :  $-\frac{dE}{\rho dx} \propto Z^2 \propto \frac{Z}{A}$ 
  - une particule  $\alpha$  perd 4 fois plus vite son énergie qu'un proton (même  $\beta$  et milieu)
  - $Z/A \sim 1/2$  pour la plupart des matériaux sauf pour l'hydrogène.

# Approximation de l'Equation de Bethe-Both

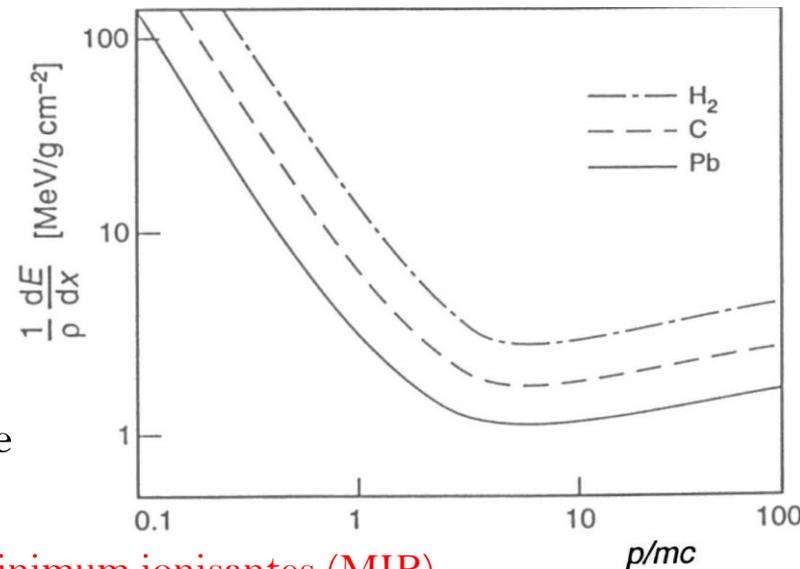
- Il existe différentes versions de la formule
- A des énergies modérées on peut ignorer les deux derniers termes et remplacer  $\epsilon_{\max} = 2(\beta\gamma)^2 m_e$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2 N_A (\hbar c)^2}{m_e} Z^2 \frac{\rho Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln\left(\frac{2\beta^2 \gamma^2 m_e}{I}\right)$$



# Dépendance en $dE/dx$

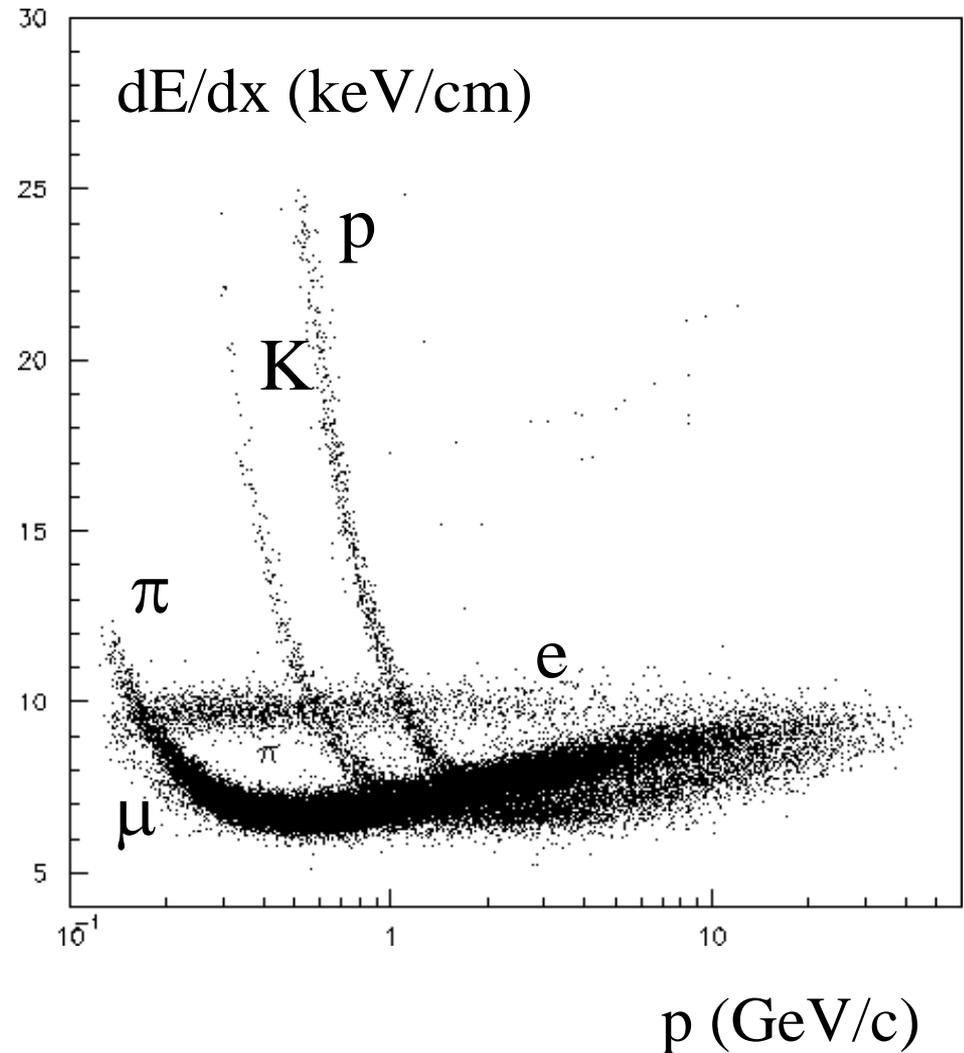
- Pour les particules non relativistes,  $-dE/dx$  est dominé par le terme  $1/\beta^2$ . La particule passe plus de temps près des électrons et l'impulsion qu'ils acquièrent est plus grande.
- La décroissance continue jusqu'à un minimum large autour de  $p/mc = \beta\gamma \sim 3$  à  $3.5$ , où la particule devient relativiste.



- les particules avec cette énergie sont les **particules minimum ionisantes (MIP)**
- le minimum de  $-dE/dx$  est constant pour les différentes particules de même charge dans le même milieu. De plus, il est presque constant, de 1 à 2  $\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ , pour la plupart des matériaux.
- Après le minimum, à haute énergie ( $\beta \approx 1$ ),  $-dE/dx$  croît avec le terme logarithmique en  $\beta\gamma$  (la croissance relativiste due à l'extension de champs électriques), compensé par la correction de densité.
- Avant le minimum, chaque particule a une courbe  $-dE/dx$  qui, dans la plupart des cas, se distingue des autres types de particules. Cette propriété est souvent exploitée pour l'identification des particules.

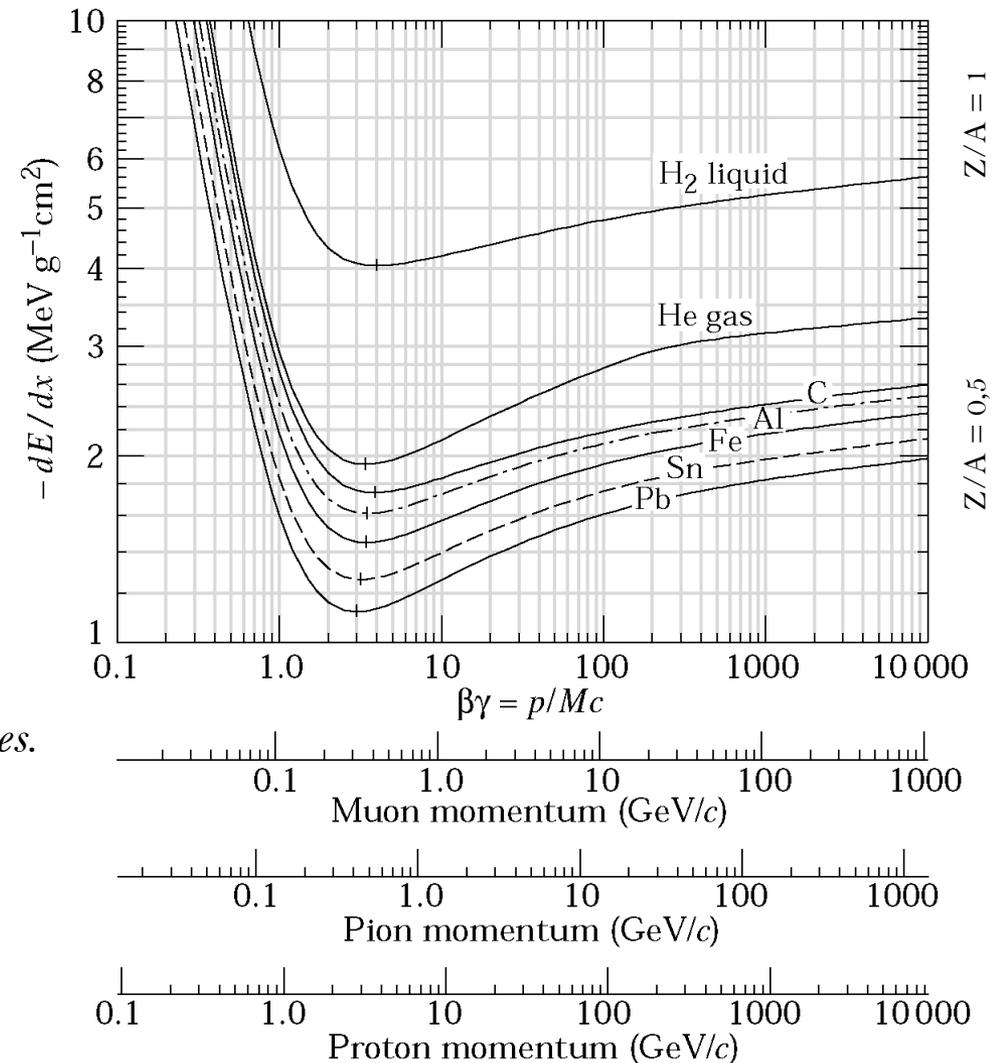
## Exemple de $dE/dx$ : détecteurs gazeux

- Chaque point correspond au dépôt d'énergie d'une particule
- Plusieurs échantillons de dépôt d'énergie pour chaque point
- Fluctuations observées
- Moyenne nécessaire



# dE/dx dans différents matériaux pour différentes particules

- Z/A similaire pour la plupart des noyaux
- La constante d'ionisation I varie peu avec Z
- Les minima d'ionisation ont la même valeur de  $\beta\gamma \approx 3.5$
- Pour les p et les  $\pi$  il faut aussi considérer les *interactions fortes* avec la matière dominantes à plus haute énergie et expliquent la formation de *gerbes*.
- Pour les  $\mu$  les pertes par rayonnement n'apparaissent qu'au delà de  $E_\mu = 100$  GeV



# Interaction particule-matière :

## Perte d'énergie par rayonnement

# Perte d'énergie par rayonnement (Bremsstrahlung)

- Une particule chargée perd de l'énergie par émission de radiation électromagnétique quand sa vitesse change :
  - **Bremsstrahlung** ou **rayonnement de freinage** : dans le champs électrique d'un noyau
  - radiation synchronisée : mouvement circulaire, rayonnement synchrotron
- La section efficace de rayonnement  $d\sigma/dE\gamma \propto 1/m^2$ 
  - calcul semi-classique donne :  $\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \propto 4\alpha z^2 Z^2 \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \right) \frac{1}{E_\gamma}$
  - au dessous de 100 GeV, seuls les électrons et positrons perdent une partie importante de leur énergie par rayonnement
- Le spectre de photon suit  $1/E\gamma$ , donc  $-\frac{dE}{dx}\Big|_{brem} = \int_0^E E_\gamma p(E_\gamma) dE_\gamma = N_a \frac{\rho}{A} \cdot \int_0^E E_\gamma \frac{d\sigma}{dE_\gamma} dE_\gamma \propto E$ 
  - approximation pour les particules relativistes ( $\geq$  MeV) :  $-\frac{dE}{dx}\Big|_{brem} = 4\alpha N_a \frac{\rho}{A} Z^2 z^2 r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{-1/3}}$
  - le bremsstrahlung est aussi émis dans l'interaction entre électron incident et le champs électrique des électrons atomiques. Ceci est pris en compte en remplaçant  $Z^2$  par  $Z(Z+1)$
  - la perte d'énergie par bremsstrahlung est proportionnelle à  $E$ , donc sa contribution est importante pour la haute énergie
  - il existe un effet d'écran pour bremsstrahlung

# Longueur de radiation $X_0$

- Puisque  $-\frac{dE}{dx}\Big|_{brem} \propto E$
- Donc  $-\frac{dE}{dx}\Big|_{brem} = \frac{E}{X_0}$ , ou  $X_0 = \frac{A}{4\alpha N_a \rho Z(Z+1)r_e^2 \ln \frac{138}{Z^{1/3}}}$

$$E(x) = E_0 \exp(-x/X_0), \quad \text{donc } E(X_0) = E_0/e$$

- Pour un électron de 1 MeV, il perd 1 MeV par  $X_0$
- $X_0$  est appelé la **longueur de radiation**
  - Sur une distance  $X_0$ , l'énergie d'électron décroît d'un facteur  $1/e$  à course de bremsstrahlung
  - $X_0$  écrit en unité de densité de surface ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) :

$$X_0 = \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$$

- Pour des matériaux composites de poids ( $w_1, w_2, \dots$ ) :

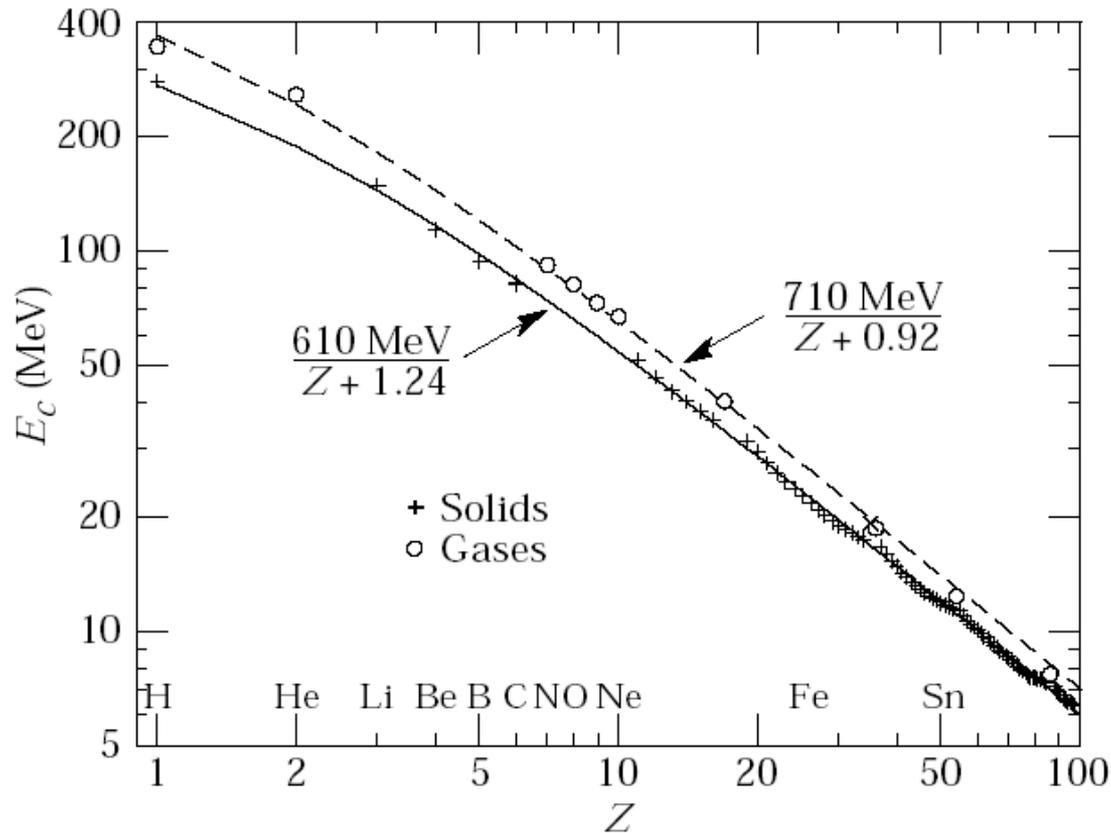
$$1/X_0 = w_1 [1/X_0]_1 + w_2 [1/X_0]_2 + \dots$$

- $X_0(\mu) = 43000 X_0(e)$

Material	[gm/cm <sup>2</sup> ]	[cm]
Air	36.20	30050
H <sub>2</sub> O	36.08	36.1
NaI	9.49	2.59
Polystyrene	43.80	42.9
Pb	6.37	0.56
Cu	12.86	1.43
Al	24.01	8.9
Fe	13.84	1.76
BGO	7.98	1.12
BaF <sub>2</sub>	9.91	2.05
Scint.	43.8	42.4

# Energie critique

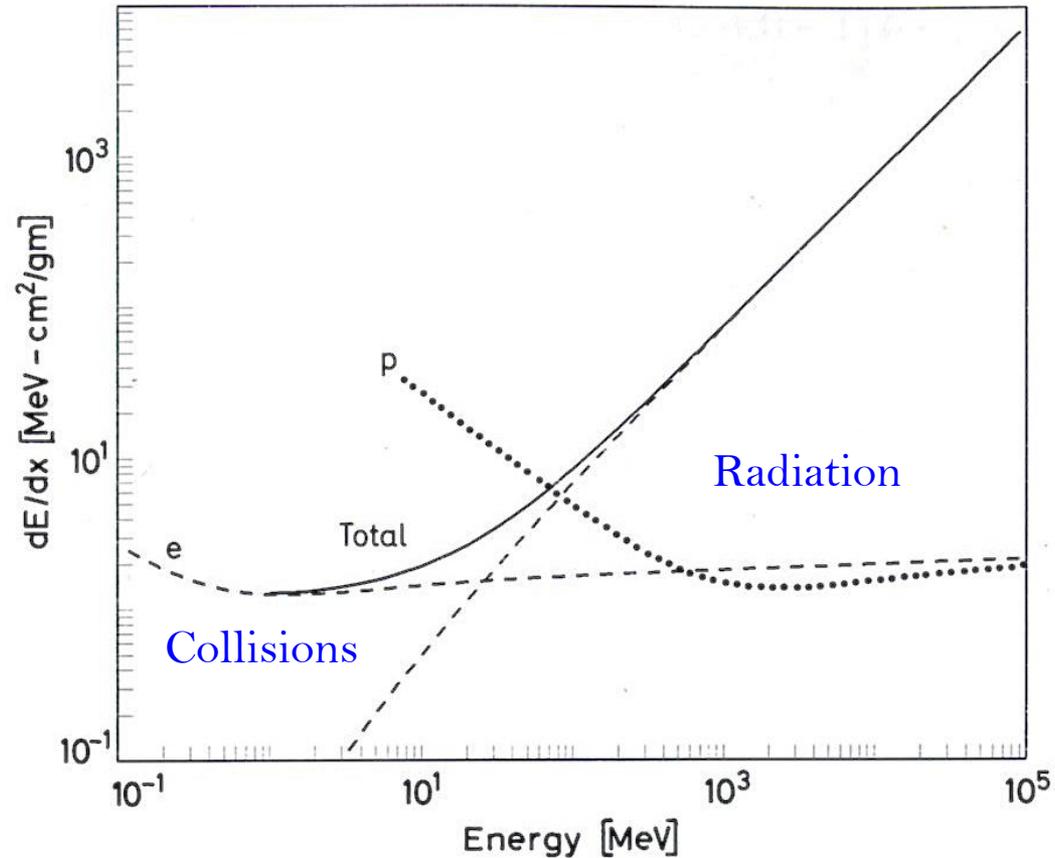
- L'énergie de la particule est dite **critique** lorsque  $E = E_c \rightarrow -\left.\frac{dE}{dx}\right|_{brem} = \left.\frac{dE}{dx}\right|_{coll}$
- Pour l'électron, approximation de l'énergie critique :  $E_c^e \approx \frac{800}{Z+1.2} \text{ MeV}$



# Energie totale perdue

• Dans le cas d'un électron :  $\frac{dE/dx|_{Brem.}}{dE/dx|_{Coll.}} \cong \frac{EZ}{700}$

- E est l'énergie de l'électron
- Z est le numéro atomique de l'absorbeur



# Rayonnement synchrotron

- Lors du de l'accélération des particules dans un champ magnétique, elle devient source de radiation et perd de l'énergie sous forme de **rayonnement synchrotron**

$$E'_y = -v\gamma B \sin \theta$$

- Où  $\theta$  est l'angle du champ magnétique avec la direction de la particule. Ce champ électrique donne l'accélération dans le centre de masse

$$\dot{v}' = -\frac{e\gamma v B \sin \theta}{m_e/c^2} = -\frac{(\beta\gamma)^2 c^2}{\rho} \sin^2 \theta$$

- L'énergie rayonnée par une particule accélérée est définie par :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)' = \frac{e^2 |\dot{v}'|^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} = \frac{e^4 \gamma^2 B^2 \sin^2 \theta v^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 (m_e/c^2)^2} = \frac{2}{3} \alpha \hbar c \frac{(\beta\gamma)^4 c}{\rho^2} \sin^4 \theta$$

- La dépendance de la masse de la particule montre que l'énergie rayonnée sera plus grande pour un électron que pour une particule plus massive et, comme le bremsstrahlung, le processus est n'est significatif que pour l'électron

# Interactions de photons

- Le rayonnement incident peut interagir de plusieurs manières avec l'atome
  1. il peut être diffusé, c'est-à-dire qu'il « rebondit » sur l'atome :
    - **diffusion élastique** : le rayonnement rebondit sans perdre d'énergie ; si le rayonnement incident est électromagnétique (lumière, rayon X) on parle de **diffusion Rayleigh**
    - **diffusion inélastique** : le rayonnement provoque l'éjection d'un électron faiblement lié, il perd donc de l'énergie, c'est la **diffusion Compton**
  2. il peut être absorbé, en provoquant une transition électronique :
    - si l'énergie incidente est faible, il provoque simplement le changement d'orbite d'un électron
    - si l'énergie est suffisante, il provoque une ionisation ; si le rayonnement incident est électromagnétique, on parle d'**effet photoélectrique** et l'électron éjecté est un photoélectron

- **Photo-excitation**

- Le photon absorbé par l'atome l'excite dans un état d'énergie plus élevé
- Efficace pour les photons aux énergies correspondantes aux transitions atomique
- Principalement dans la région de basse énergie ( $<10\text{eV}$ )

- **Diffusion élastique, cohérente ou Rayleigh/Thompson**

- Le photon interagit sur tous les électrons/nucléons de l'atome de manière **cohérente**
- N'excite pas les atomes, pas de signal détectable

- **Diffusion Compton (incohérente) (et Compton inverse)**

- Le photon interagit avec un seul électron (plus haute énergie), section efficace  $\sim Z^5$
- L'électron diffusé a suffisamment d'énergie pour s'échapper  $\rightarrow$  ionisation

- **Création de paires**

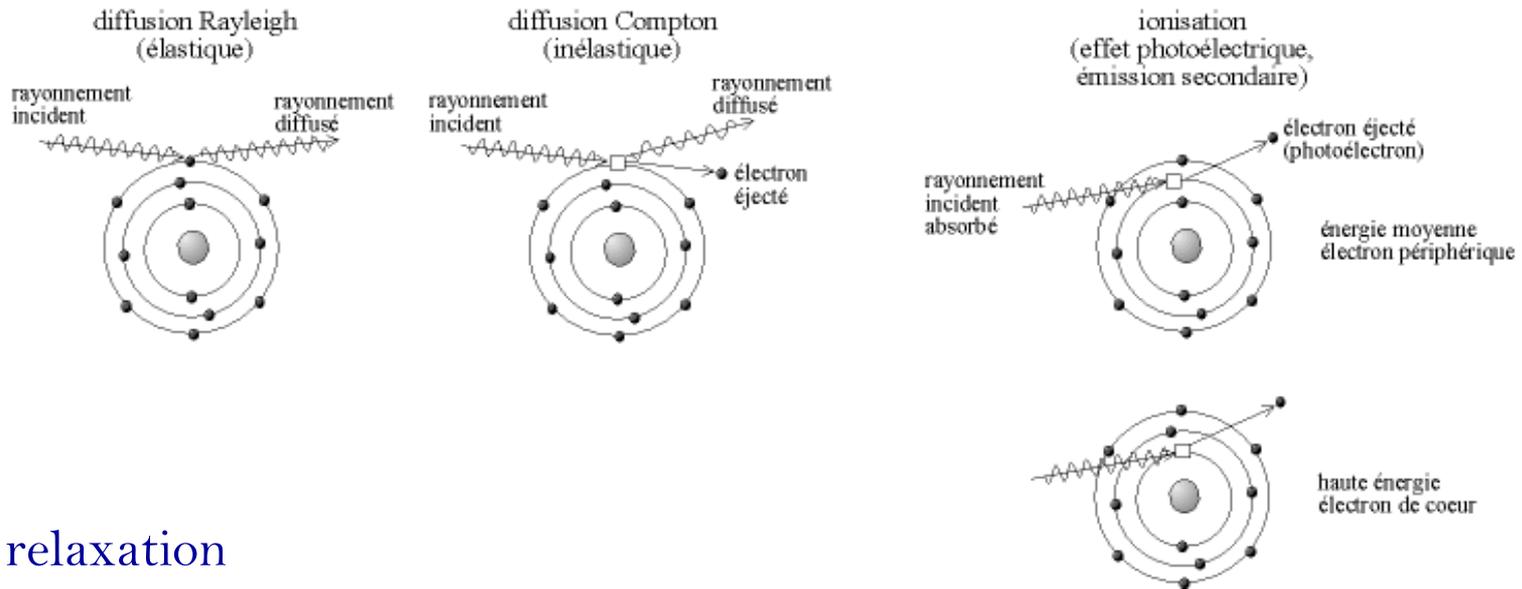
- Si le photon possède une énergie  $\geq$  deux fois l'énergie d'un électron au repos, il peut se convertir en une paire électron-positon ( $e+e^-$ ), soit dans le champ d'un noyau soit dans le champ d'un électron : section efficace  $\sim Z^2$

- **Photo-nucléaire absorption**

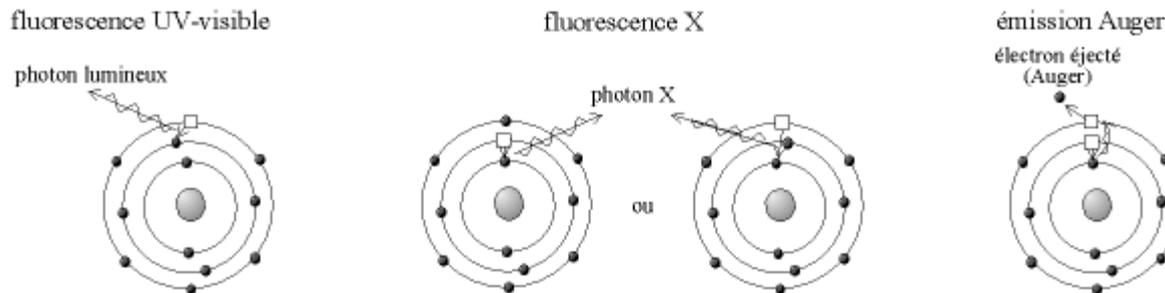
- Le photon ( $>10\text{ MeV}$ ) peut exciter les niveaux (efficace aux énergies de résonances )

# Conséquences de l'interaction avec le rayonnement incident

- Diffusion ou ionisation

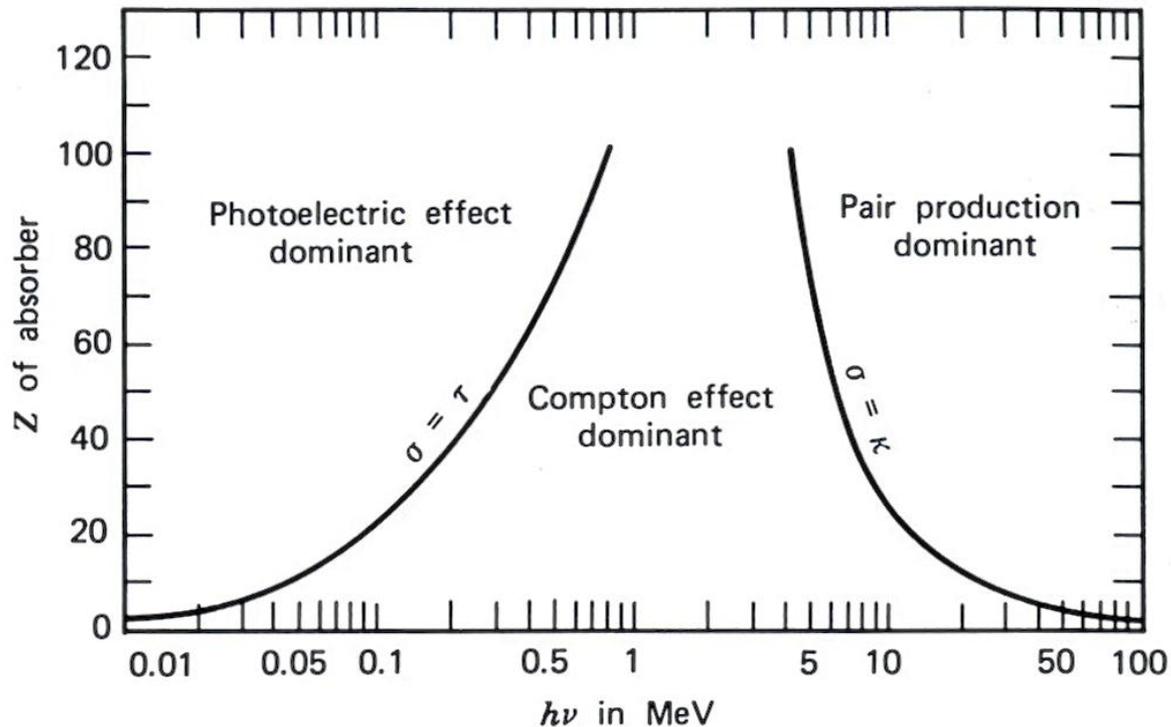


- → relaxation



# Domaines d'interactions

- Les photons sont détectés par ses interactions avec la matière, qui produisent des particules chargées:
  - effet photoélectrique : dominant pour  $E_I < E_\gamma < 100 \text{ keV}$
  - diffusion Compton : dominant pour  $E_\gamma \approx 1 \text{ MeV}$
  - production de paire  $e^+e^-$  : dominant pour  $E_\gamma \gg 1 \text{ MeV}$



- Dans ces processus, le photon est soit absorbé, soit diffusé élastiquement par un grand angle. Par conséquent, un faisceau de photons garde l'énergie originale mais l'intensité est diminuée
  - On parle donc de **l'atténuation** d'un faisceau de photons, plutôt que de la perte d'énergie d'un photon. On utilise le **coefficient d'atténuation  $\mu$**  (au lieu de  $-dE/dx$ ) où  $n$  est la densité de noyau :

$$\mu = n \sum_i \sigma_i$$

- **coefficient d'atténuation de masse:**  $\mu/\rho = (\mu/\rho) \sum_i \sigma_i = (N_A/A) \sum_i \sigma_i$
- la probabilité d'interaction dans l'épaisseur  $dx$  est :  $n \sum_i \sigma_i \cdot dx = \mu dx$
- **L'intensité de faisceau** à  $x+dx$  :  $I(x+dx) = I(x)(1 - \mu dx)$

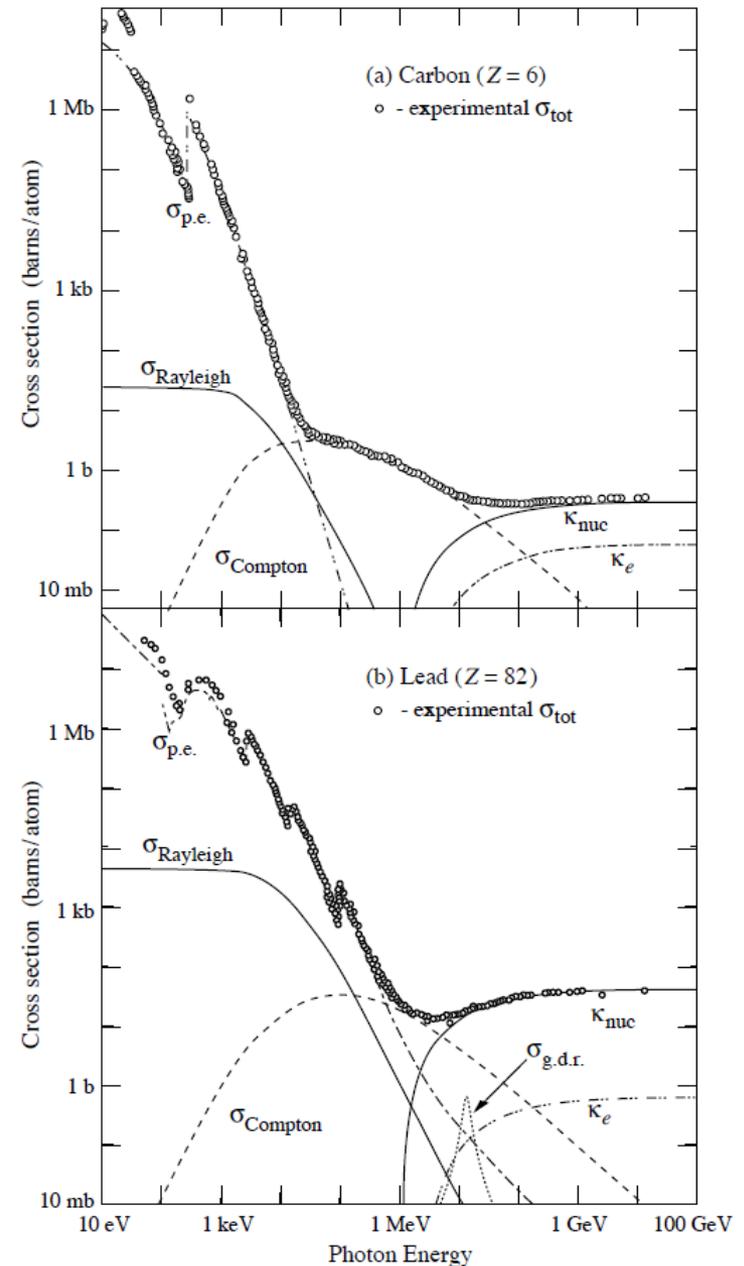
suit donc une décroissance exponentielle :  $I(x) = I_0 e^{-\mu x}$

# Exemples de section efficaces

- Les sections efficaces dépendent du numéro atomique  $Z$

- Carbone :  $Z_C = 6$

- Plomb :  $Z_{Pb} = 82$



# L'effet Tcherenkov

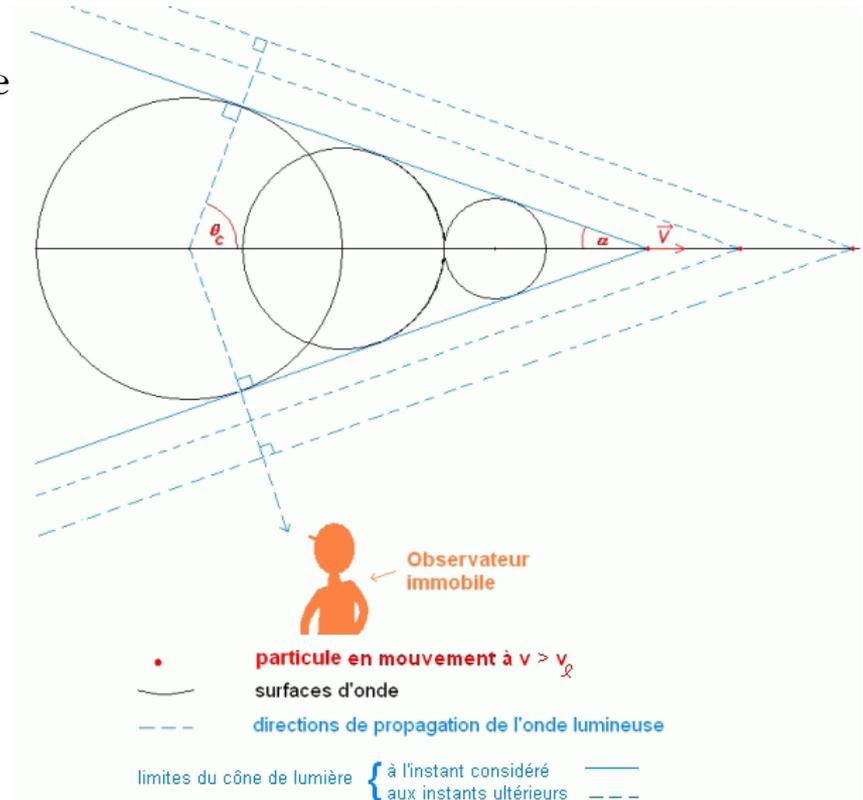
- La lumière Tcherenkov est émise lorsque qu'une particule chargée se déplace plus vite que la lumière dans le milieu :

$$v_{\text{particule}} > c/n \quad \beta \geq \beta_{\text{th}} = 1/n$$

Où  $n$  est l'indice de réfraction du milieu the index et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide

- Une onde de choc électromagnétique est créée
- Le front d'onde cohérent est conique
- Son angle  $\theta_c$  est bien défini

$$\cos \theta_c = 1/\beta n$$

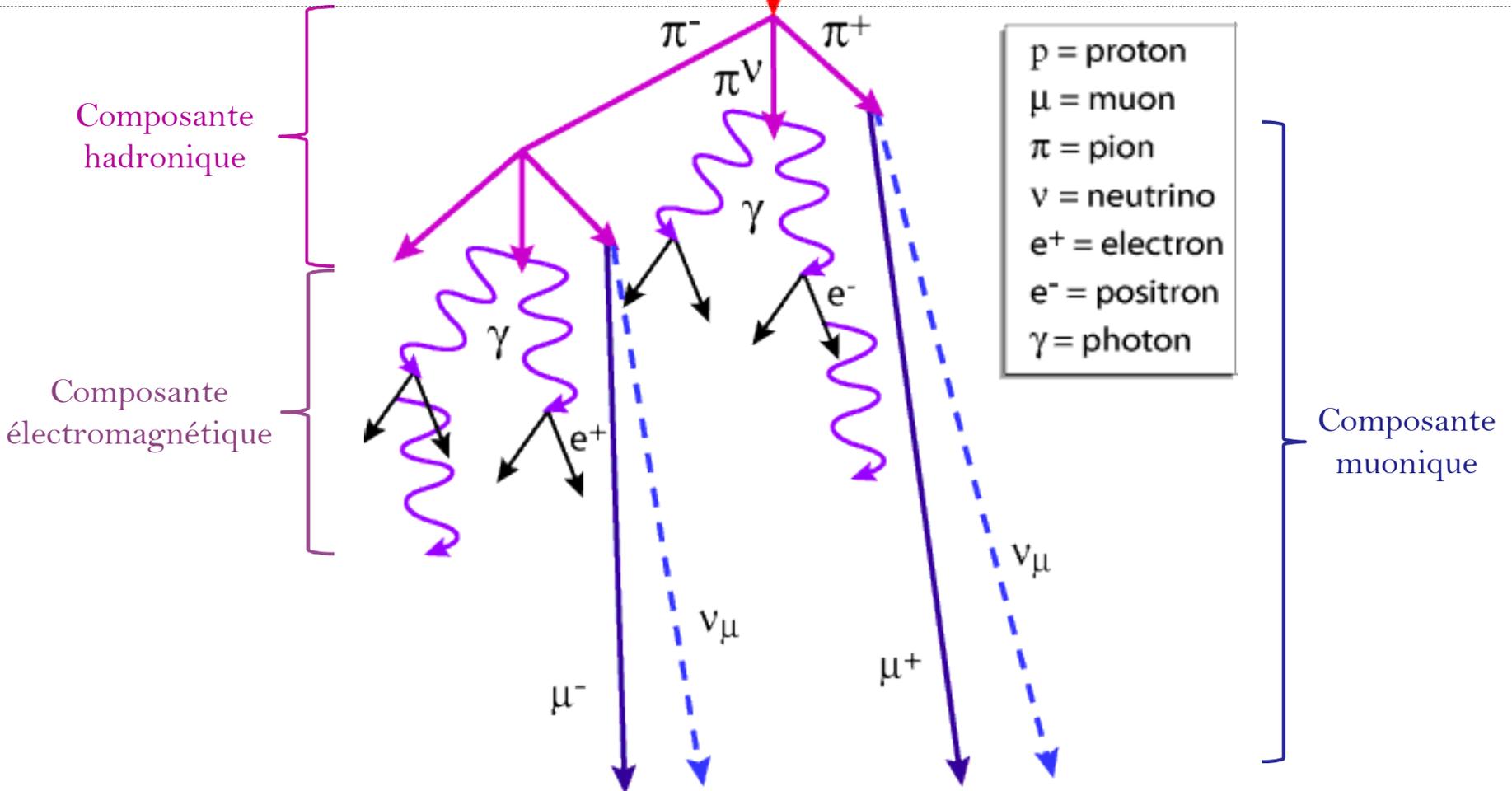


- The Center For X-Ray Optics (LBNL)
- [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)
  - Photo-absorption
  - Efficacité de diffraction d'un réseau
  - Rayonnement synchrotron dans un aimant
  - Transmission/absorption dans les solides et les gaz
  - Réflectivité d'un miroir épais, simple couche, double couche et multicouche

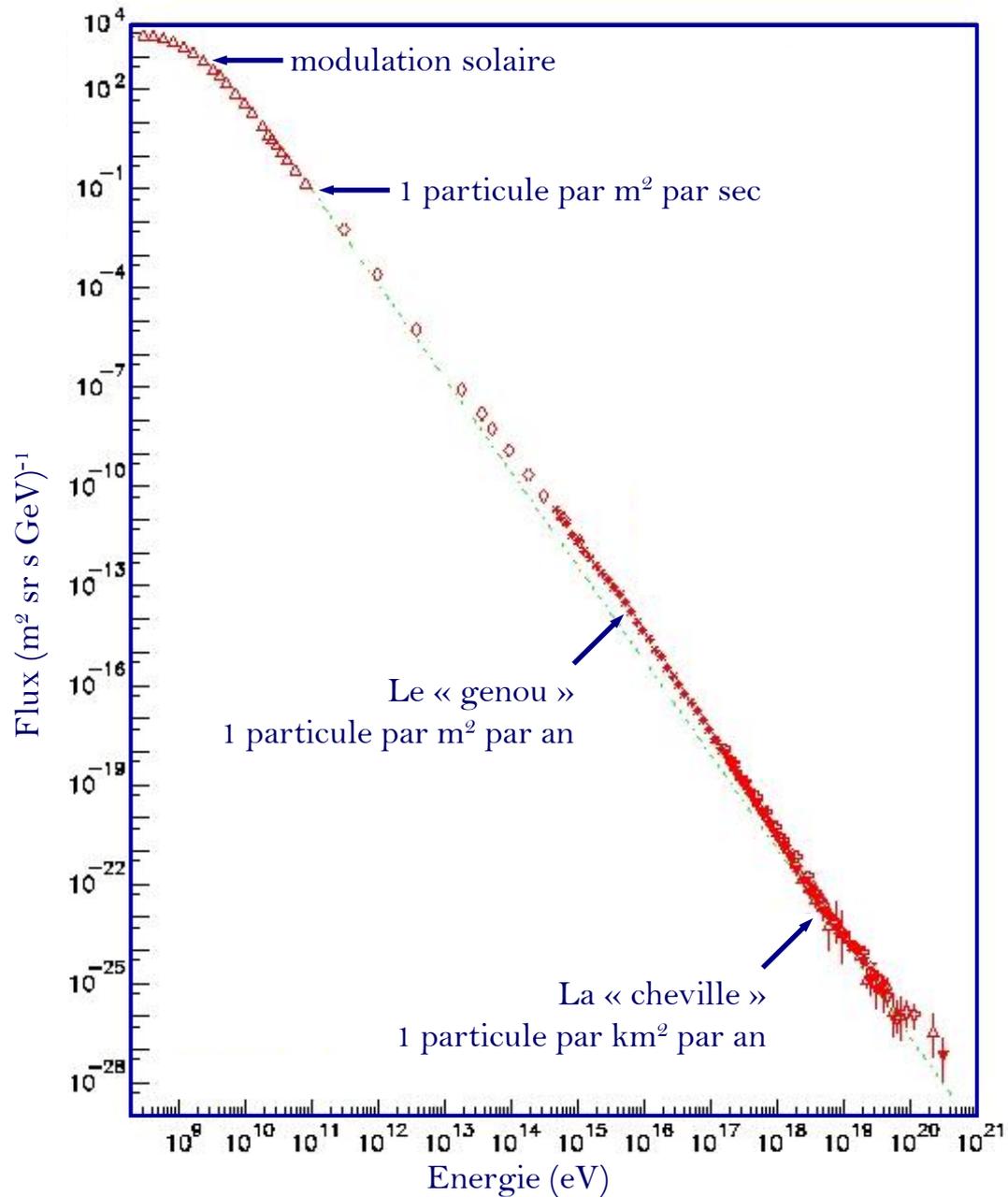
# Gerbes électromagnétique et hadronique

# Gerbe de rayon cosmique

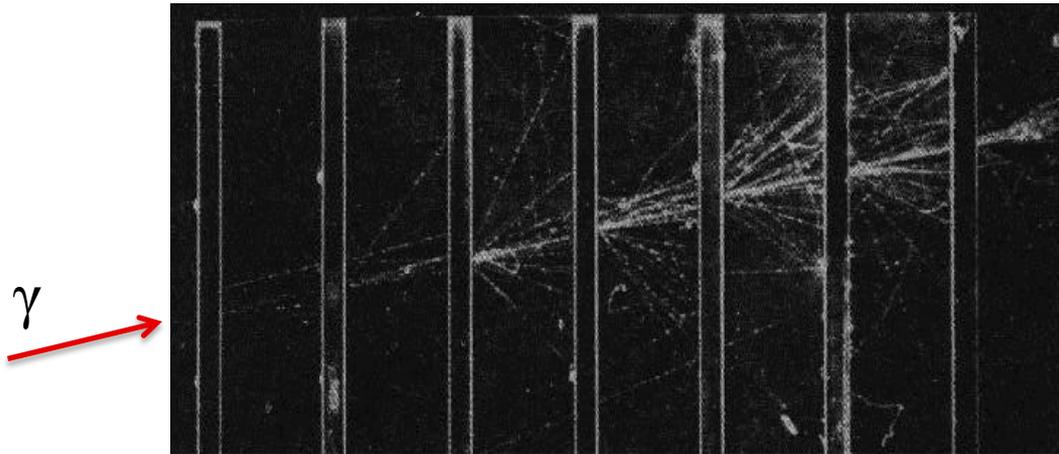
$\geq 10$  km



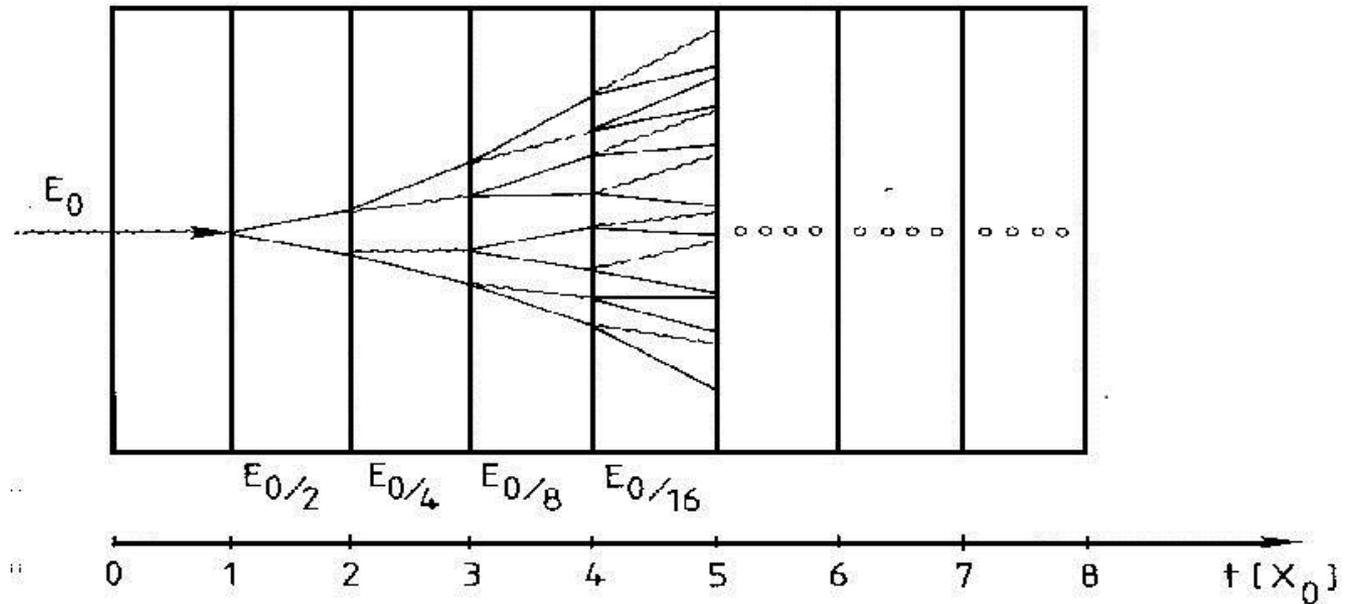
# Flux des rayons cosmiques au niveau du sol



# Gerbe électromagnétique



Chambre à brouillard  
Avec absorbeurs en plomb

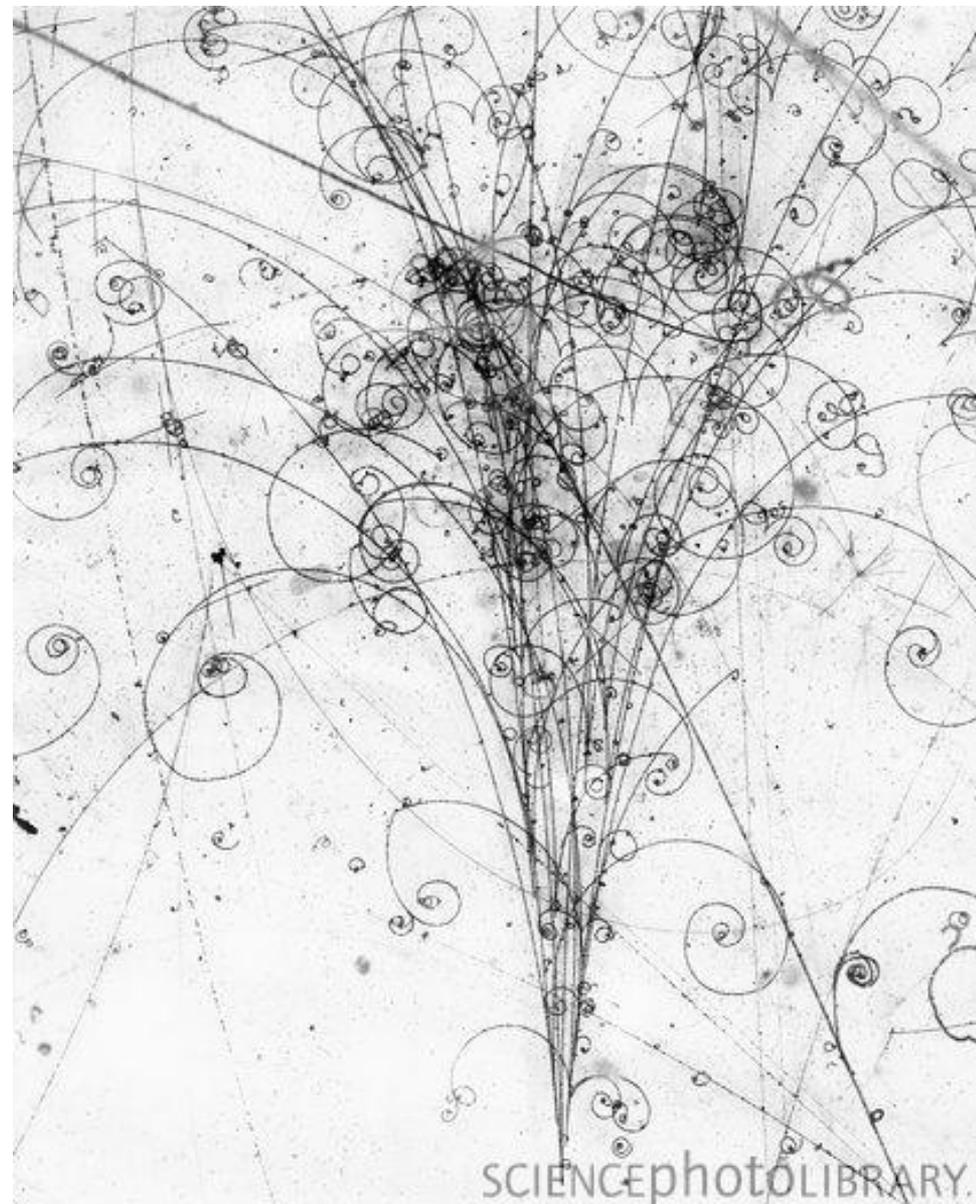
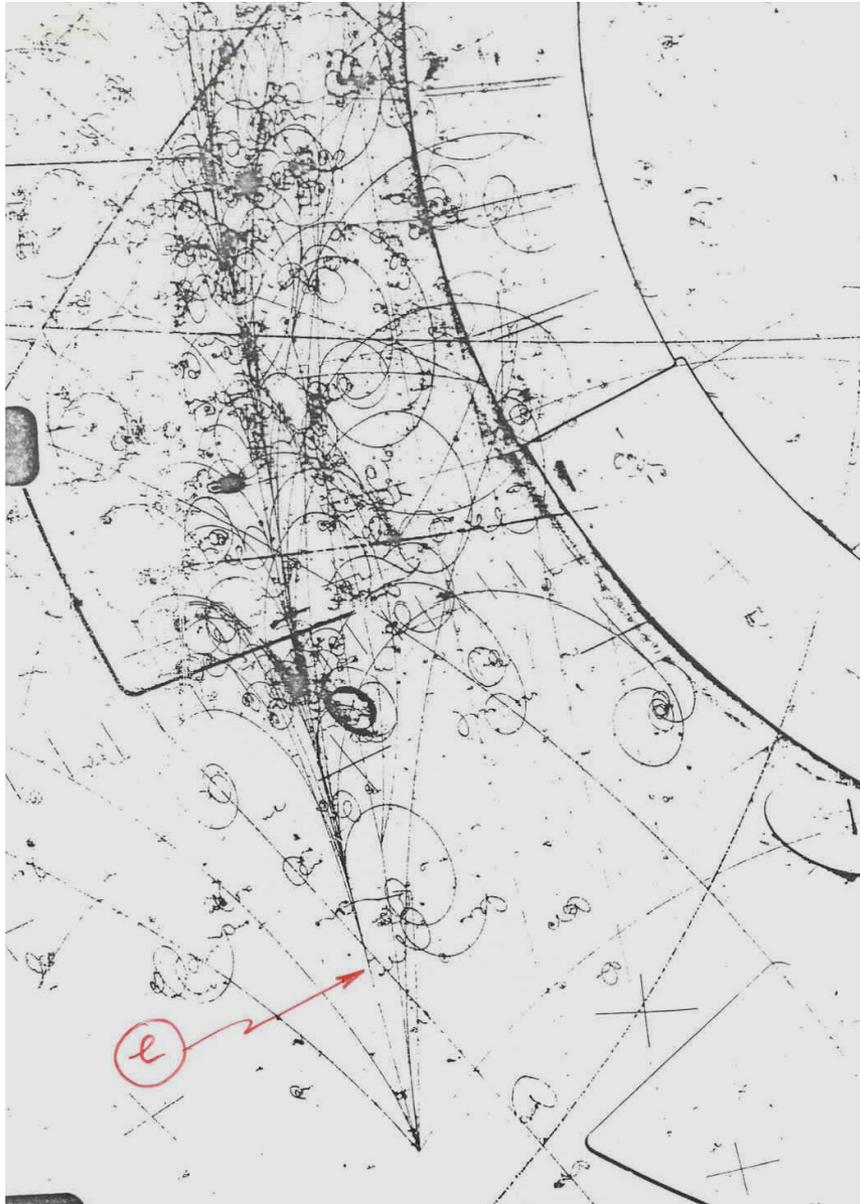


- À haute énergie ( $E_\gamma \gtrsim 1 \text{ GeV}$ ), les électrons perdent leurs énergies presque exclusivement par Bremsstrahlung et les photons perdent les leurs par production de paire. La combinaison de ces deux effets résulte en la formation d'une gerbe électromagnétique quand un électron ou un photon entre dans un milieu
- Le développement de la gerbe est un processus statistique. Le calcul rigoureux est effectué par simulation Monte Carlo. Toutefois il existe un modèle simple qui décrit bien, en moyenne, ce processus.
- Commençons par un photon d'énergie  $E_0$  :
  - à  $X_0$  : production de **2** particules :  $e^+$  et  $e^-$ , avec  $E_0/2$  chacune
  - à  $2X_0$  : après Bremsstrahlung il y a **4** particules:  $e^+\gamma$ ,  $e^-\gamma$ , avec  $E_0/4$  chacune
  - à  $3X_0$  : il y a **8** particules:  $e^+\gamma$ ,  $e^+e^-$ ,  $e^-\gamma$ ,  $e^-e^-$ , avec  $E_0/8$  chacune
  - à  $tX_0$  : le nombre de particules  $N(t) = 2^t$ , chacune avec énergie  $E(t) = E_0/N(t) = E_0/2^t$
  - le développement s'arrête quand  $E(t) = E_C$ , on trouve donc

$$t_{\max} = \ln(E_0/E_C)/\ln 2$$

$$N_{\max} = E_0/E_C$$

# Exemples de gerbes électromagnétiques



# Gerbe hadronique

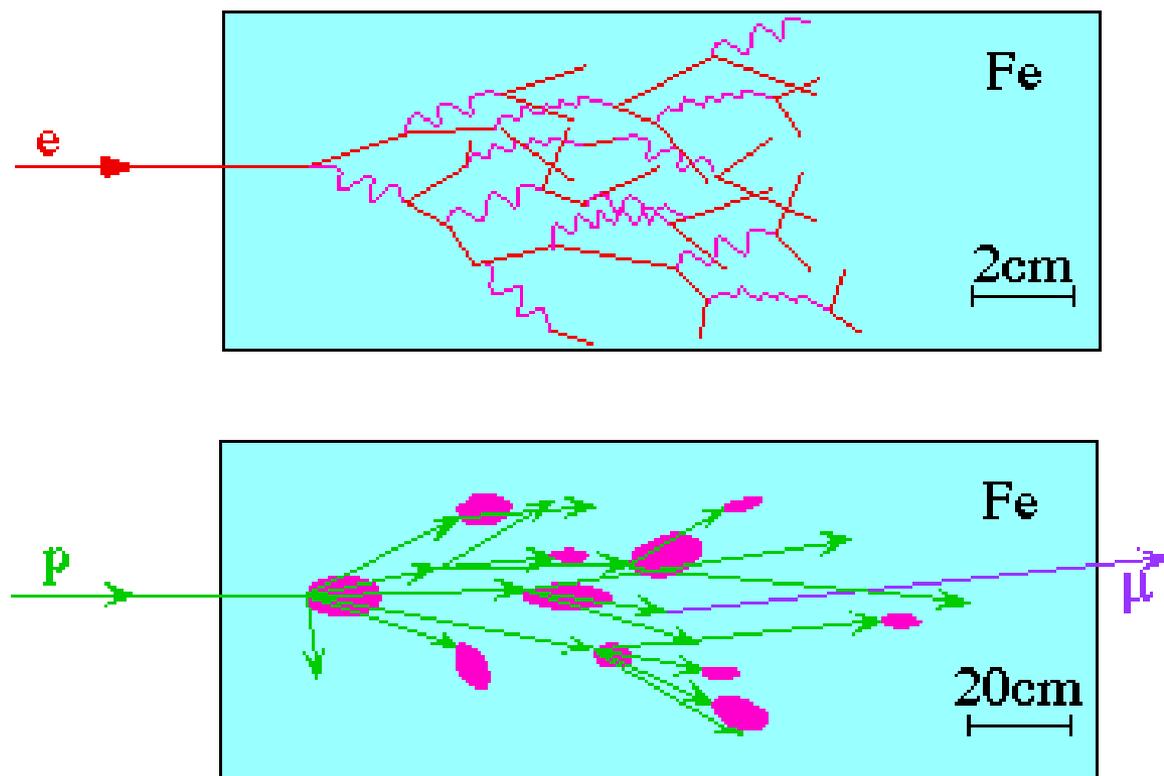
- Les interactions hadron-noyaux (**forte**) est de courte portée ( $10^{-13}$  cm). Ces interactions sont donc très rares par rapport aux processus électromagnétiques.

Le réactions fortes deviennent importantes pour les hadrons à haute énergie ( $E\gamma \gtrsim 1$  GeV), et quand le milieu est dense. On peut écrire la section efficace forte totale comme

$$\sigma_{totale} = \sigma_{élastique} + \sigma_{inélastique}$$

- Dans les réactions élastiques (plus importantes en basse énergie), le hadron garde son identité après interaction
- Une **gerbe hadronique** est initiée par les hadrons secondaires rapides créés dans l'interaction inélastique d'un hadron incident de haute énergie. En moyenne la moitié de l'énergie du hadron incident passe aux hadrons secondaires rapides ( $\sim 350$  MeV/c), et le reste est partagé parmi les pions lents et d'autres processus.
- Le développement longitudinale d'une gerbe hadronique est caractérisé par la longueur d'absorption nucléaire ( $\lambda_{nucl}$ ). Puisque  $\lambda_{nucl} \gg X_0$ , une gerbe hadronique se développe plus profondément dans le milieu qu'une gerbe électromagnétique (dominée par diffusion multiple à petit angle).
- La fluctuation du développement d'une gerbe hadronique est très grande. C'est la raison pour laquelle la mesure d'énergie d'un hadron est moins précise que celle d'un électron par calorimètre.

# Gerbe électromagnétique vs. gerbe hadronique



For the hadron interactions:

- Many different final states
- Up to 30% of incident energy may be lost
- The cross section is a function of both energy and particle type

# Particules neutres

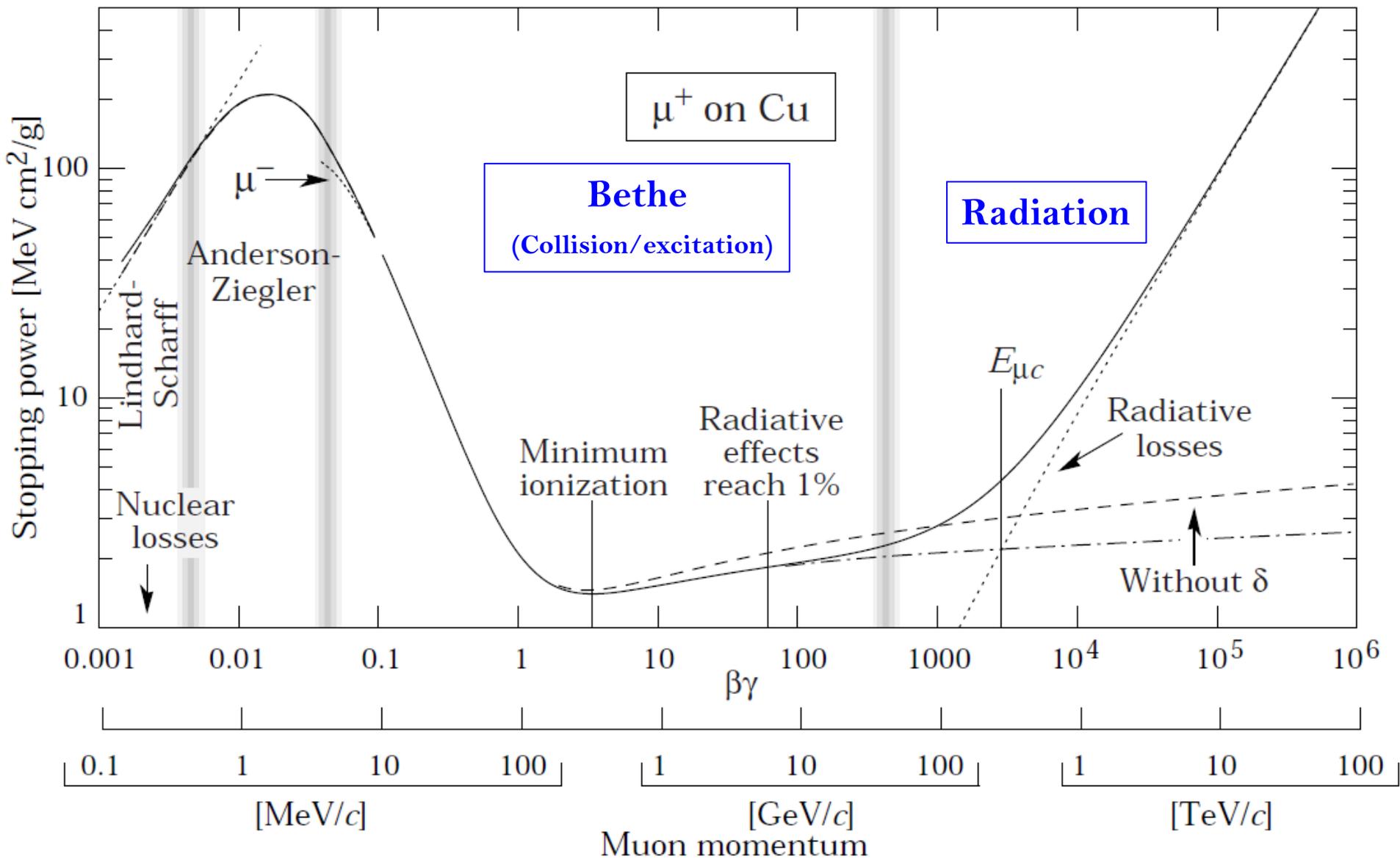
## Ex: le neutron

- Les neutrons étant électriquement neutre, insensible à l'interaction Coulombienne avec la matière
- Principaux moyens d'interaction à travers l'interaction forte avec les noyaux  
→ particule très pénétrante
- Types de neutrons :
  - Neutrons thermiques (0,025 eV) : équilibre thermodynamique avec les atomes du milieu (20°C)
  - Epithermiques (0,05 to 0,1 keV)
  - Neutrons rapides (> 1 keV)

# Mécanisme d'interaction des neutrons

- **Diffusion élastique** :  $A(n,n)A$  or  $n+A \rightarrow n+A$ 
  - Principal perte d'énergie pour les neutrons de la région du MeV
- **Diffusion inélastique** :  $A(n,n')A^*$  or  $A(n,2n')B$ 
  - Noyau excité et pouvant décroître en émettant un photo gamma
  - $E_n \geq 1$  MeV
- **Capture de neutron** :  $n+(Z,A) \rightarrow \gamma+(Z,A+1)$ 
  - Principalement à basse énergie ( $\approx 1/v$  avec vitesse du neutron)
- **Autres réaction nucléaire** :  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,d)$ ,  $(n,t)$ , ...
  - Région de l'eV au keV
- **Fission**:  $(n,f)$  or  $n+A \rightarrow B + C + xn$ 
  - Energies thermiques
- Production de **gerbes hadronique** de très haute énergie
  - $E_n > 100$  MeV

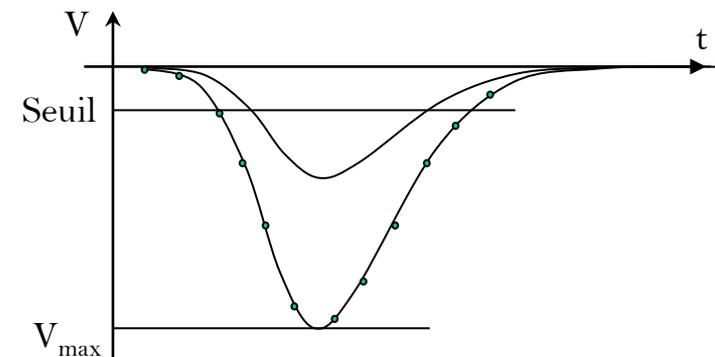
# Résumé



# Mesurer les particules

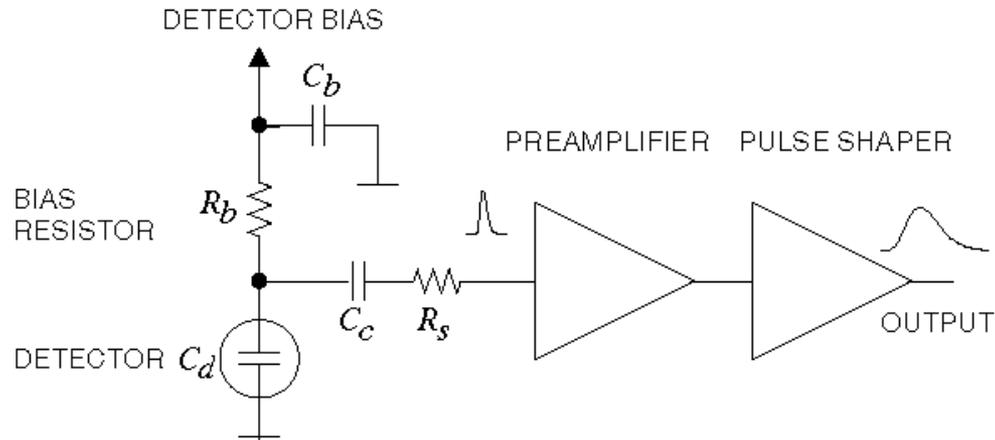
# Quantités mesurables

- Pour une particule chargée de très haute énergie, l'énergie déposée dans le détecteur est négligeable
- Pour une particule neutre, on ne peut généralement la détecter sans la convertir en particule chargée
- Les **principales quantités mesurables** :
  - La position ( $\geq 10 \mu\text{m}$ , ionisation)
  - Le temps ( $\geq 1 \text{ ns}$ , scintillateurs) → position  $t$  du signal
  - L'énergie ( $dE/dx$ , calorimètre) → hauteur  $V_{\text{max}}$  du signal
  - Leur rayonnement produit (lumière, photons X)
- En général, détecteurs produisent un **signal électrique** qu'il faut ensuite **amplifier** et **acquérir** à l'aide d'un **électronique de lecture**
- Un seuil est nécessaire retirer le bruit électronique

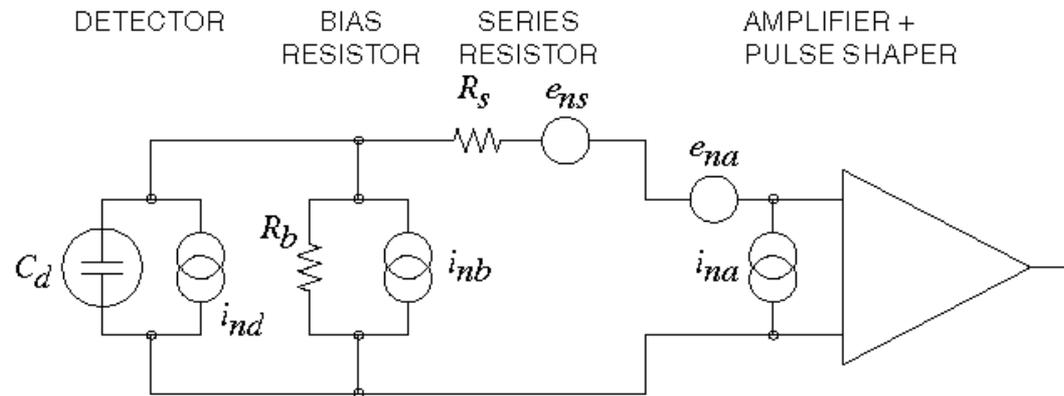


# Lecture électronique d'un détecteur

- Schéma de montage typique d'un détecteur et son électronique :



- Circuit équivalent :



- **Toute mesure comporte des erreurs de diverses origines**
- Les **circuit électronique génère du bruit**, source d'erreur, du aux porteurs de charge et leur fluctuation :
  - **Bruit thermique** ou de Johnson-Nyquist (dépend de la température)
  - **Bruit quantique** (fluctuation des porteurs élémentaires de charge)
  - **Bruit de scintillation ou basse fréquence** (en  $1/f$  à cause de sa courbe de puissance)
- Les erreurs intrinsèques à la physique, par exemple :
  - **Temps de décroissance des états excité** → erreur sur le temps
  - **Fluctuations de Landau** → erreur sur le dépôt d'énergie
  - **Emission d'électrons  $\delta$**  → erreur sur la position
  - **Diffusion multiple** → erreur sur la quantité de mouvement
- A cela, s'ajoute d'autres sources d'erreurs pas toujours contrôlées

# Erreur totale sur les mesures

- Cela dépend du détecteur et de la quantité mesurée. Par exemple,  $dE/dx$ , qui est estimé par la quantité de signal, l'erreur totale pourra être quelque chose comme :

$$\left(\frac{\sigma_s}{s}\right)^2 = \underbrace{\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2}_1 + \underbrace{\frac{F}{n_S}}_2 + \underbrace{\frac{1}{n_H} \left(\frac{n_S - n_H}{n_S}\right)}_3 + \underbrace{\frac{1}{n_H} \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2}_4 + \underbrace{\frac{\Delta}{S}}_5$$

- Les différentes contributions sont :
  - 1) Erreur imposée par la physique et les processus d'interaction. Le signal ne mesure pas exactement ce que l'on souhaite
  - 2) Erreur issue de la fluctuation du nombre de  $n_S$  des charges élémentaires produites.  $F$  est le facteur de Fano
  - 3) Souvent, beaucoup des charges élémentaires originales  $n_S$  sont perdues dans la lecture, donne le nombre minimum de charges élémentaires  $n_H$
  - 4) Déviation standard  $\sigma_A$  du gain  $A$  pour chacune des charges élémentaires  $n_H$
  - 5) Variance  $\Delta$  due au bruit électronique sur le signal  $S$  amplifié

**Attention, ceci n'est pas une recette exacte !**

L'analyse d'erreur dépend du contexte et de l'appareil et il peut être autant un art qu'une science

À suivre...

- David Attié
  - CEA Saclay :  
Institut de Recherche sur les Lois Fondamentales de l'Univers (Irfu)
  - Email : [david.attie@cea.fr](mailto:david.attie@cea.fr)
  - Tél : 01 69 08 11 14