
Conception de détecteurs (pour les énergies hautes et intermédiaires)



Ecole IN2P3

« De la physique au détecteur »

Fréjus, 21-26 novembre 2021

Patrick Puzo

IJCLab & Université Paris-Saclay

patrick.puzo@cern.ch

-
- Aucun calcul, tout (ou presque) avec les mains
 - Beaucoup (trop ?) d'approximations
 - Je ne montrerai pas tous les transparents, certains ne sont là que pour être complet (et pour servir de backup)
 - Prérequis :
 - Un peu de physique générale, un zeste de relativité et une pincée de Modèle Standard
 - N'hésitez pas à poser des questions !

- Les détecteurs ont joué un rôle déterminant dans le développement de la physique depuis le 20^e siècle. Certains ont été distingués par un prix Nobel :
 - La **chambre à brouillard** (Charles Wilson, 1927 et Patrick Blackett, 1948)
 - Les **émulsions photographiques** (Cecil Powell, 1950)
 - La **méthode des coïncidences** (Walther Bothe, 1954)
 - La **chambre à bulles** (Donald Glaser, 1960 et Luis Alvarez, 1968)
 - La **chambre à fils** (Georges Charpak, 1992)
 - Les **CCD** (Willard Boyle et George Smith, 2009)

- Domaine multidisciplinaire : physique nucléaire, matière condensée, thermodynamique, chimie, optique, ..

- Le but est d'obtenir le maximum d'information sur une (des) particule(s) :

1. Identifier les particules (pour éventuellement les compter)

- Masse m
- Charge q

2. Mesurer certaines de leurs propriétés

- Energie $E = \gamma m c^2$
- Quantité de mouvement ou impulsion

$$p = \gamma m \beta c \approx \gamma m c$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

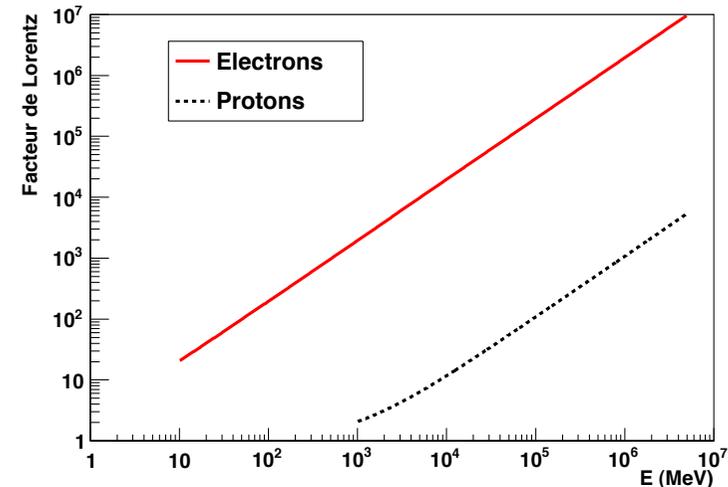
Relativité
restreinte !

-
3. **Interactions avec le détecteur** (remonter au point d'interaction)
- Position
 - Angle

Hautes énergies et relativité restreinte

Facteur de Lorentz

- Les particules considérées en physique des hautes énergies sont ultra relativistes
 - Relativité restreinte
 - Le référentiel en mouvement est celui de la particule (ref. propre)
 - Le référentiel immobile est celui du laboratoire
- Energie et impulsion vérifient



$$E = m \gamma c^2 \quad \text{et} \quad p = m \gamma \beta c \approx m \gamma c \quad \beta = \frac{v}{c} = \frac{p c}{E} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

- Par exemple, pour des protons de 3,5 TeV ou des e- de 50 GeV :

$$\gamma_p = \frac{3500}{0,938} \approx 3730$$

$$\gamma_e = \frac{50000}{0,511} \approx 98000$$

A E constant, plus masse ↘, plus γ ↗

Quelques ordres de grandeur

- A notre échelle l'énergie d'une particule est très faible :
 - Exemple du LHC : 13 TeV
 - $\Rightarrow E_{\text{LHC}} = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ eV}$
 - Exemple d'une abeille « lancée » à pleine vitesse ($1 \text{ g} = 5,8 \cdot 10^{32} \text{ eV}/c^2$ et $v = 1 \text{ m/s}$)
 - $\Rightarrow E_{\text{Abeille}} = 10^{-3} \text{ J} = 6,25 \cdot 10^{15} \text{ eV}$
 - L'énergie déposée par une particule sera très faible

- Mais l'énergie totale stockée peut être très élevée :
 - Exemple du LHC : 10^{14} protons
 - $\Rightarrow E_{\text{Beam}} = 10^{14} \times 8 \cdot 10^{12} \approx 10^8 \text{ J}$
 - Ceci correspond à l'énergie d'un camion de 100 t lancé à 120 km/h

Plan

- I. Interaction particule-matière 23/11/21 : 15h45-17h
 - II. Détection des particules 24/11/21 : 8h15-9h15
 - III. Mesures de quelques propriétés des particules
 - IV. Exemples de détecteurs intégrés
- } 25/11/21 :
9h15-10h30

Sources et références

- Monographies
 - « Particle Detectors », C. Grupen, 1996
 - « The Physics of Particle Detectors », D. Green, 2010
 - « Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics », S. Tavernier, 2010
 - « Review of Particle Properties », Phys. Rev. D **50** (1994)
 - PDG (Particle Data Group), C. Patrignani et al., Chin. Phys. C, **40**, 100001

- CERN Summer Student Lectures. En particulier :
 - « Particle Detectors », C. Joram (2002) et W. Riegler (2011)
 - « Detectors », O. Ullaland (2006)
 - « Detectors for Particle Physics », D. Bortoletto (2015)

-
- Ecoles de l'IN2P3 (L. Serin, F. Hubaut, B. Tamain, P.Y. Duval et P. Vincent principalement)
 - Roscoff (2003) et Cargèse (2004 et 2005)
 - ⇒ « <http://institut.in2p3.fr/page/formation/formationf.htm> »

 - Cours du M2 GI/PLATO (P. Puzo) « Principles and detection techniques at intermediate and high energy »

Je ne les citerai pas à chaque fois, mais beaucoup de transparents et de figures y trouvent leur inspiration

Un peu de vocabulaire ... (1/3)

■ Accélérateurs/collisionneurs

□ Passé

- CERN (Genève) : SpbarS (p, pbar), LEP (e^+ , e^-)
- SLAC (Stanford) : PEP (e^+ , e^-), SLC (e^+ , e^-), PEP II (e^+ , e^-)
- DESY (Hambourg) : HERA (e, p)
- Fermilab (Chicago) : Tevatron (p, pbar)
- KEK (Tsukuba) : KEK-B (e^+ , e^-)

□ Présent

- BNL (New York) : RHIC (Au, Au)
- GANIL (Caen) : SPIRAL (ions)
- CERN : LHC (p, p)

□ Futur lointain

- ILC (e^+ , e^-) en ?

Antiproton dans ma
présentation (et non \bar{p})



Un peu de vocabulaire ... (2/3)

- Les expériences sur accélérateur
 - Passé
 - CERN (LEP) : ALEPH, DELPHI, OPAL, L3
 - DESY (HERA) : H1, ZEUS, Hermès
 - SLAC (PEP II) : BaBar
 - CERN (SPS) : NA49
 - Fermilab (Tevatron) : D0, CDF
 - KEK (KEK-B) : BELLE
 - Présent
 - CERN (LHC) : ATLAS, CMS, LHCb, Alice
 - Futur lointain
 - ? (ILC) : ILD, SID

Un peu de vocabulaire ... (3/3)

- Les expériences hors accélérateur
 - Passé
 - Tau-p, NOMAD, CHORUS, AMANDA, NEMO
 - Présent
 - Kamioka : Super-Kamiokande
 - Gran Sasso : OPERA
 - Pôle sud : IceCube
 - Lac Baikal : Baikal neutrino experiment
 - Méditerranée : Antarès
 - Argentine : Auger
 - HESS : Namibie
 - Espace : Planck & AMS

Lexique

- Electrons/positrons : e^-/e^+
- EM : électromagnétique
- Divers types de rayonnement :
 - Rayonnement α : émis par des particules instables de grande masse atomique : $2p+2n \Leftrightarrow He^{2+}$ (*particule alpha*)
 - Rayonnement β : émission d'un électron (β^-) ou d'un positron (β^+)
 - Rayonnement γ : rayonnement EM dû à la désexcitation d'un noyau (de quelques keV à plusieurs GeV)
 - Rayonnement X : dû à des transitions électroniques (collision d'un e^- et d'un atome)

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

III. Particules neutres

Quelques nombres typiques

- Distances :
 - En 1 ns, une particule à $v = c$ parcourt 30 cm
 - En 1 μs , un électron d'ionisation parcourt 5 cm dans un gaz
 - En 1 ms, un proton fait 11 fois le tour du LHC ($11 \times 27 \approx 300$ km) et un ion parcourt 5 cm dans un détecteur gazeux

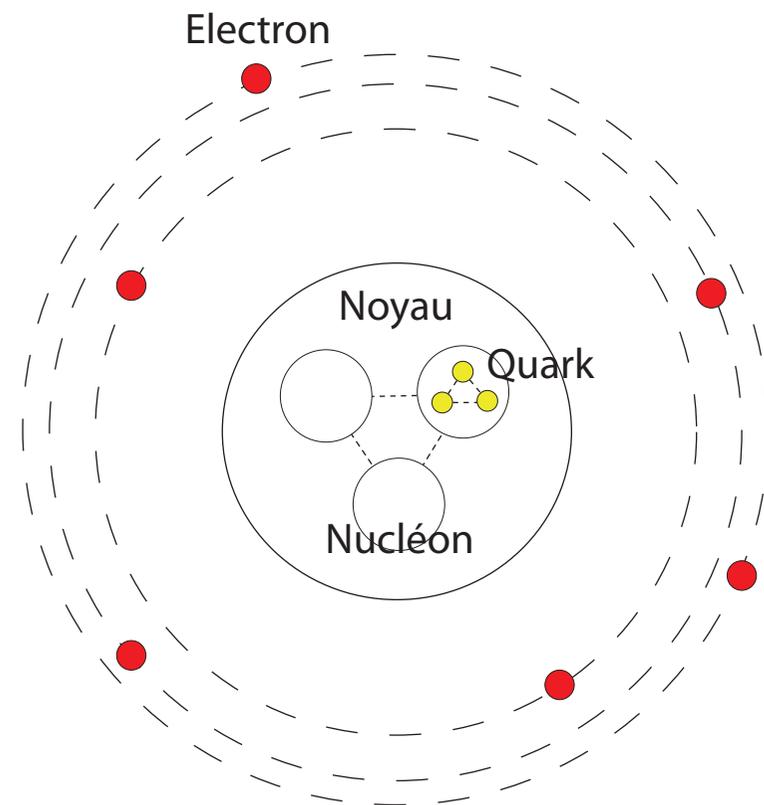
- Durées de vie & parcours :

	Muon	Pion	Méson B
Durée de vie	2,2 μs	26 ns	1 ps
Parcours	660 m	7,8 m	300 μm

- Pour un détecteur, les muons seront stables, les mésons B seront indétectables avant leur désintégration
- Les particules stables sont **détectées**, les particules instables sont **reconstruites**

- Dans un détecteur, une **particule** sera élémentaire ou non, stable ou non : électron (e^-), positron (e^+), proton (p), neutron (n), pion (π^0 , π^+ , π^-), particule alpha ($\alpha = 2p+2n = \text{He}^{2+}$), ion, ...
- Matière = noyaux + électrons
- Les particules sont détectées à travers leur interaction avec la matière
- On ne s'intéresse qu'aux particules ayant $E \gg 100 \text{ keV}$
 - En dessous, on est dans le cadre de la physique ionique, moléculaire, etc..

- L'interaction entre une particule chargée incidente et la matière peut intervenir à divers niveaux :
 - Les charges dans leur ensemble
 - Les électrons atomiques
 - Le noyau
 - Les constituants des noyaux
- Elle concerne trois forces (électromagnétique, forte et faible), mais jamais la gravitation



Principales particules observables

- Résumé :
 - A garder en mémoire : $m_e \approx 511 \text{ keV}/c^2$ et $m_p \approx 938 \text{ MeV}/c^2$

Particule	Masse	Charge	Durée de vie	Interaction principale
Electron	m_e	- 1	Stable	Electromagnétique
Muon	$\approx 207 m_e$	- 1	\approx quelques μs	Electromagnétique
Photon	0	0	Stable	Electromagnétique
Neutrino	$< 2 \text{ eV}/c^2$	0	\approx Stable	Faible
Proton	$m_p \approx 1835 m_e$	+ 1	Stable	Forte
Neutron	$\approx m_p$	0	898 s	Forte
Autres hadrons	$> m_p$	-1 ; 0 ; 1	Normalement $< 10^{-8} \text{ s}$	Forte
Noyau	De 1 to 240 m_p	1 - 92	Normalement stable	Forte

1^{re} partie : Interaction particule-matière

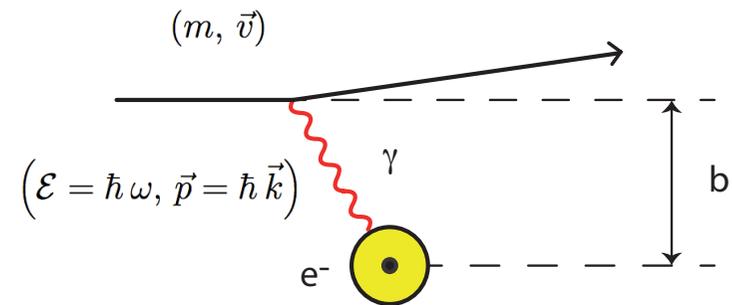
I. Généralités

II. Particules chargées

- 1) Particules lourdes
- 2) Electrons/positrons
- 3) Diffusion multiple
- 4) Cas des muons de très haute énergie
- 5) Effet Cherenkov
- 6) Rayonnement de transition

III. Particules neutres

- On ne considère ici que des particules telles que $m > m_\mu \approx 200 m_e$ (ie tout sauf les électrons) : $\mu^\pm, \pi^\pm, \alpha, p, \dots$



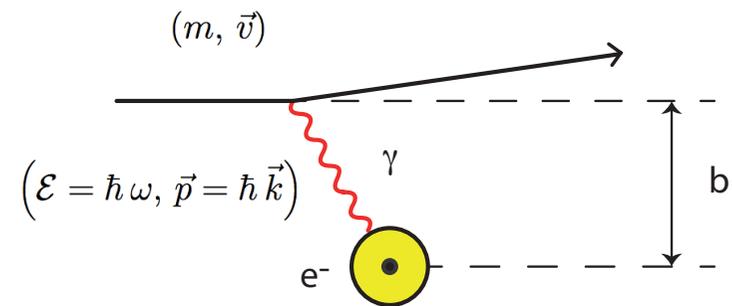
- A basse énergie, une particule lourde perd de l'énergie dans la matière lors de collisions avec les électrons atomiques de la cible par **échange d'un photon** :

Energie du photon



- **Excitation** de l'atome
- Si $\hbar\omega$ est suffisamment grand, on peut observer une **ionisation**
- Les électrons d'ionisation sont parfois assez énergétiques pour ioniser d'autres atomes du milieu (**électrons δ**)
- Dans certains cas, le photon peut s'échapper du milieu au lieu d'ioniser l'atome (**effet Cherenkov** et **rayonnement de transition**)

- Une quantité importante pour caractériser la collision est le **paramètre d'impact** b (distance minimale d'approche entre les deux particules)
- Les pertes sont faibles (< 100 eV dans 90% des cas)
- Le terme « collision » est à prendre au sens de la physique quantique et non de la physique galiléenne
 - Rien à voir avec une collision automobile mais plutôt comme une **interaction à plus ou moins grande distance**
- Les collisions avec le noyau sont négligeables ($m_e \ll m_{\text{Noy}}$) tant que l'énergie n'est pas trop élevée



- La section efficace est très faible ($\sigma \approx 10^{-16}$ - 10^{-17} cm²) mais le nombre d'atomes est très élevé ($N_A \approx 10^{23}$ atomes/cm³)
 - Un proton de 10 MeV perd toute son énergie dans 250 μm de cuivre

- Le nombre d'interactions est régi par la statistique, mais il est très grand :
 - \Rightarrow les fluctuations relatives sont très petites
 - En pratique, on observe une diminution « continue » de l'énergie jusqu'à l'énergie thermique (énergie cinétique d'agitation) des atomes du milieu
 - On utilise la **perte d'énergie moyenne par unité de longueur** sur le parcours :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$$

- La Mécanique Quantique relativiste permet d'obtenir la **formule de Bethe - Bloch** qui décrit l'énergie moyenne perdue par les particules par ionisation (charge z et vitesse β) :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]$$

- Domaine de validité :

- Dès que la particule incidente a une vitesse $>$ vitesse des électrons atomiques $\beta_{min} = \frac{v}{c} \approx 0.01$
- Tant qu'un autre phénomène (le **rayonnement de freinage** - voir plus loin) ne domine pas :
 - Typiquement, il faut pour des muons une énergie $E < 200 \text{ GeV}$ (limite est encore plus élevée pour les particules plus lourdes)

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]$$

- Constantes : N_A, r_e, m_e, Z, A

Nombre
d'Avogadro

Rayon classique
et masse de l'e-

Charge et masse
atomique de la cible

$$N_A \approx 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \quad r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \approx 2,8 \text{ fm} = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

- Dépendances :
 - Dépend de la cible par l'intermédiaire de Z, A, I, δ et C
 - Ne dépend pas de la masse de la particule incidente mais uniquement de sa charge z et de sa vitesse β !
- N_A s'exprime en mol^{-1} , r_e en cm , $m_e c^2$ en MeV , A en g/mol

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \Rightarrow \text{s'exprime en } \text{MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0,307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$

- On pose :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -K \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]$$

- Formule précise à quelques % près de quelques MeV ($\beta \approx 0,1$) à des centaines de GeV
- A partir de maintenant, on écrira $\frac{dE}{dx}$ et non plus $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$

- Commentaires :

- L'unité de longueur dx est une densité massique surfacique exprimée en g/cm^2 . Pour obtenir une longueur ds en cm :

$$ds = \frac{dx}{\rho}$$

- $\langle dE/dx \rangle$ en $\text{MeV g}^{-1} \text{cm}^2$ est parfois appelé *pouvoir d'arrêt massique*
- Le *pouvoir d'arrêt* (en MeV/cm) est $\rho \times \langle dE/dx \rangle$
- Pour des ions, il faut des termes supplémentaires (surtout pour $z \gg 1$)

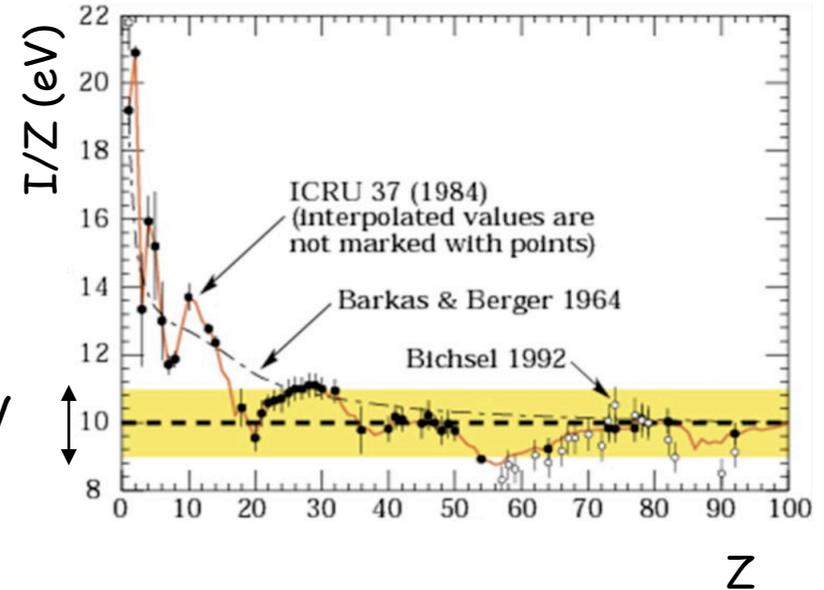
Constantes

PDG

- **Potentiel d'excitation I** : Tient compte des propriétés du cortège électronique (fermeture des couches, niveaux d'excitation ..)

Une bonne paramétrisation

10 ± 1 eV



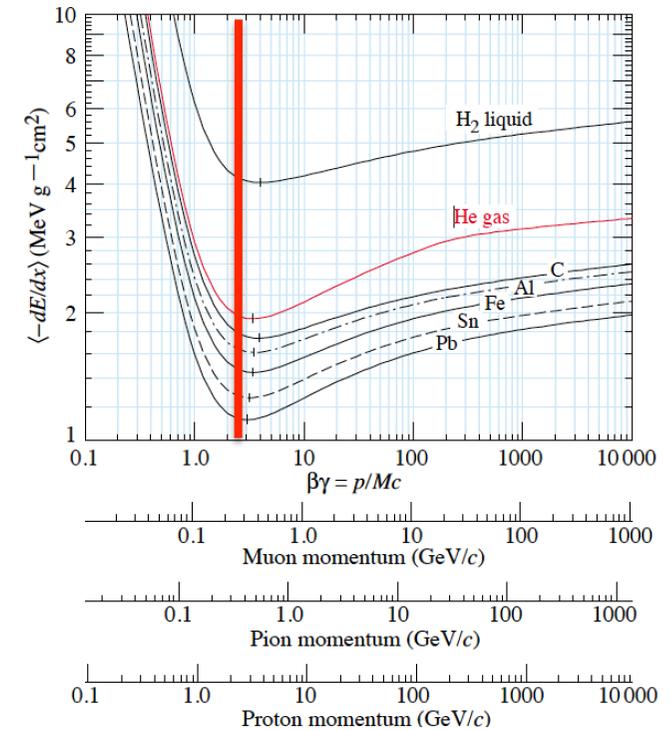
$$Z < 16 \Rightarrow \frac{I}{Z^{0,9}} \approx 16 \text{ eV}$$

$$Z > 16 \Rightarrow \frac{I}{Z} \approx 10 \text{ eV}$$

- C/Z est une correction de couche : à basse énergie, les particules incidentes ont moins de chance d'interagir avec les e- des couches profondes
- δ traduit un **effet de densité** : à très haute énergie, la polarisation du milieu écrante le champ E_T pour les atomes les plus lointains

MIP

- Une étude de fonction montre un comportement universel : des particules avec le même $\beta\gamma$ auront subiront quasiment la même perte d'énergie
- dE/dx a un minimum pour $\beta\gamma \approx 3,5$
 - La position et la valeur du minimum dépendent peu de la cible (Z/A est \approx constant)
 - Le minimum définit le **MIP** (Minimum Ionizing Particle) pour lequel $dE/dx \approx 1 - 2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$
 - dE/dx décroît comme $\beta^{-5/3}$ pour $\beta\gamma < 3$

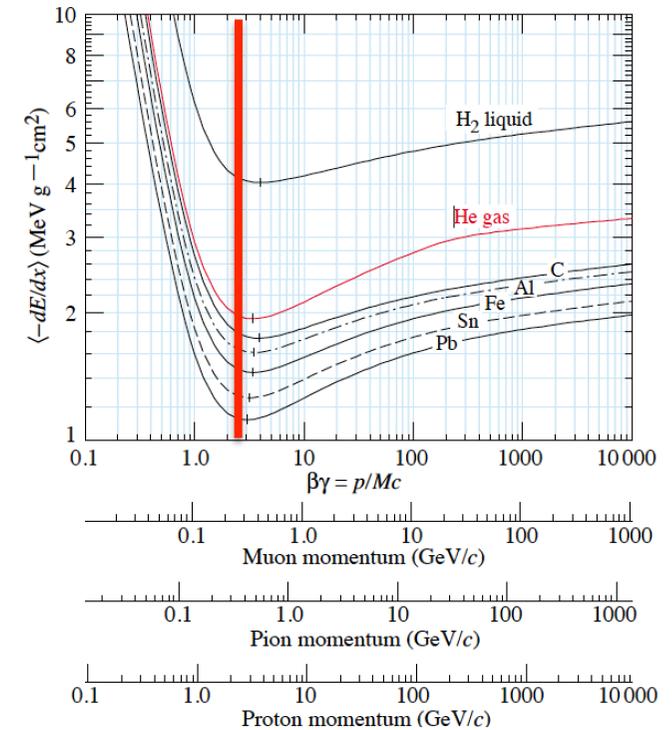


Energie perdue par des particules lourdes dans divers milieux en fonction de $\beta\gamma$

MIP

- Au delà du minimum, dE/dx remonte (terme $\ln(\gamma^2)$)
 - À cause champ électrique transverse E_T qui a un effet sur des atomes de plus en plus éloignés

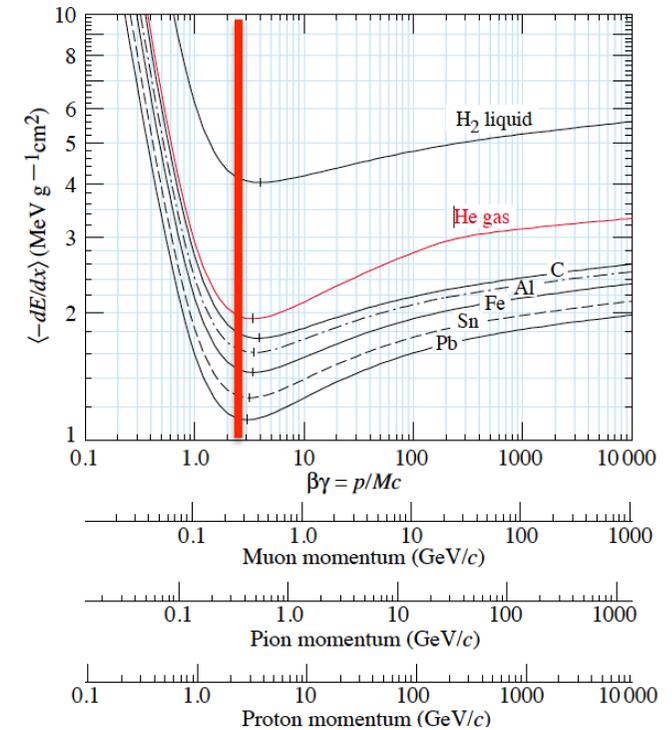
- A très haute énergie, la remontée relativiste est interrompue par l'effet de densité : la polarisation du milieu le long de la trace écran les atomes lointains (plateau de Fermi)



Energie perdue par des particules lourdes dans divers milieux en fonction de $\beta\gamma$

MIP

- Les courbes pour différentes particules sont différentes car β varie (à p constant)
- Les détecteurs réels ne mesurent pas dE/dx mais l'énergie ΔE déposée dans l'épaisseur Δx
- NB : Selon les auteurs, dE/dx est compté positivement ou négativement



Energie perdue par des particules lourdes dans divers milieux en fonction de $\beta\gamma$

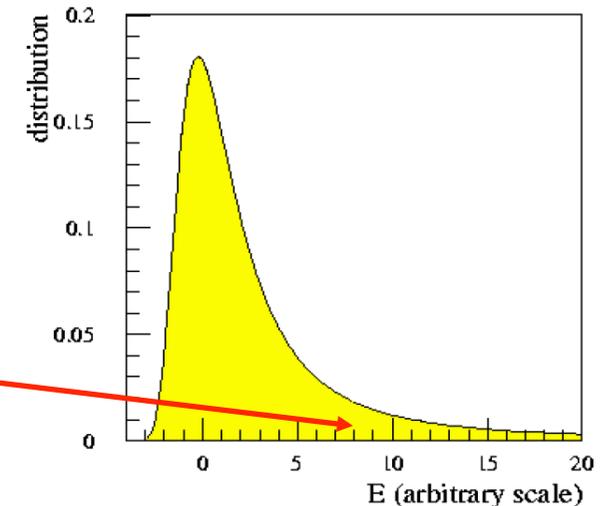
- Les pertes d'énergie pour les MIPs sont tabulées :

Material	Z	ρ (g/cm ³)	dE/dx_{min} (MeV g ⁻¹ cm ²)	dE/dx_{min} (MeV cm ⁻¹)		
Hydrogen (gas)	H ₂	1	0.0899 (g/l)	4.12	0.37 10 ⁻³	Gaz
Helium (gas)	He	2	0.1786 (g/l)	1.94	0.35 10 ⁻³	
Nitrogen (gas)	N ₂	7	1.25 (g/l)	1.82	2.28 10 ⁻³	
Oxygen (gas)	O ₂	8	1.428 (g/l)	1.82	2.60 10 ⁻³	
Argon (gas)	Ar	18	1.66 (g/l)	1.51	2.69 10 ⁻³	
Beryllium	Be	4	1.848	1.61	2.98	Solides
Carbon	C	6	2.265	1.78	4.03	
Aluminum	Al	13	2.7	1.62	4.37	
Silicon	Si	14	2.33	1.66	3.87	
Iron	Fe	26	7.87	1.48	11.65	
Copper	Cu	29	8.96	1.44	12.90	
Tungsten	W	74	19.3	1.16	22.39	
Lead	Pb	82	11.35	1.13	12.83	
Uranium	U	92	18.95	1.09	20.66	

Valeurs tabulées

Forme des distributions de dE/dx

- **Petites épaisseurs (ou matériaux de basse densité) :**
 - Peu de collisions, mais certaines d'entre elles ont un grand transfert d'énergie
 - Les fluctuations (dus aux électrons δ) deviennent importantes
 - Les distributions de $\langle dE/dx \rangle$ présentent de grandes fluctuations vers les pertes élevées (**Queues de Landau**)
 - Distribution asymétrique
- **Grandes épaisseurs (ou matériaux de haute densité) :**
 - Beaucoup de collisions
 - Les distributions de $\langle dE/dx \rangle$ sont gaussiennes (théorème central limite)



Parcours

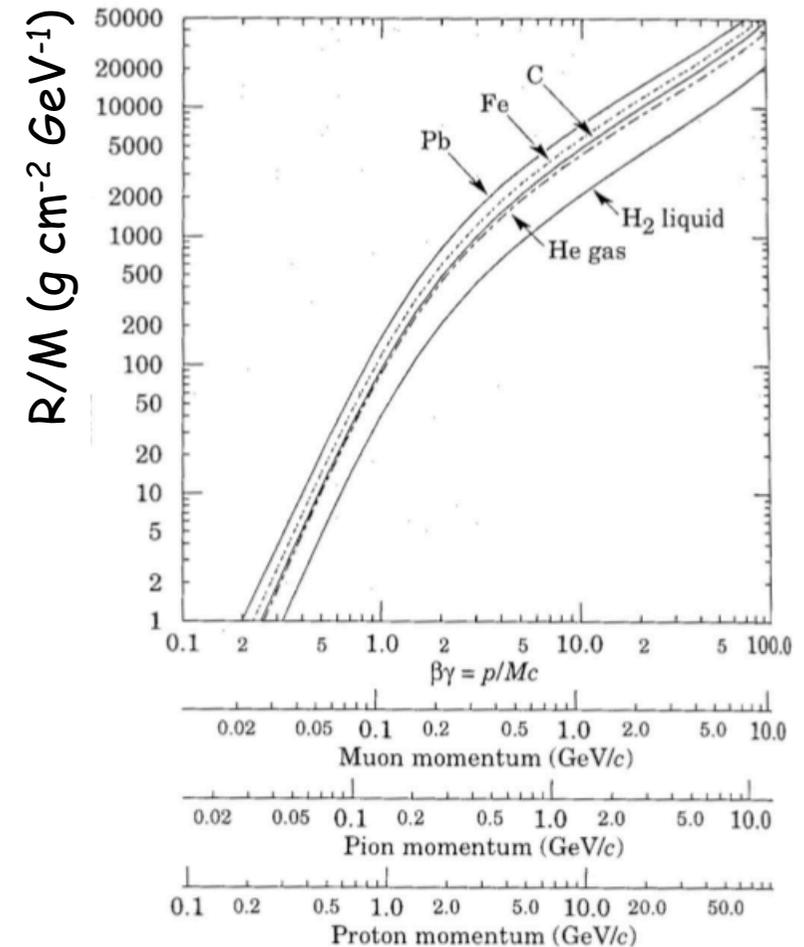
PDG

- Le **parcours** R est la distance parcourue dans le matériau par une particule jusqu'à ce qu'elle s'arrête

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{1}{dE/dx} dE$$

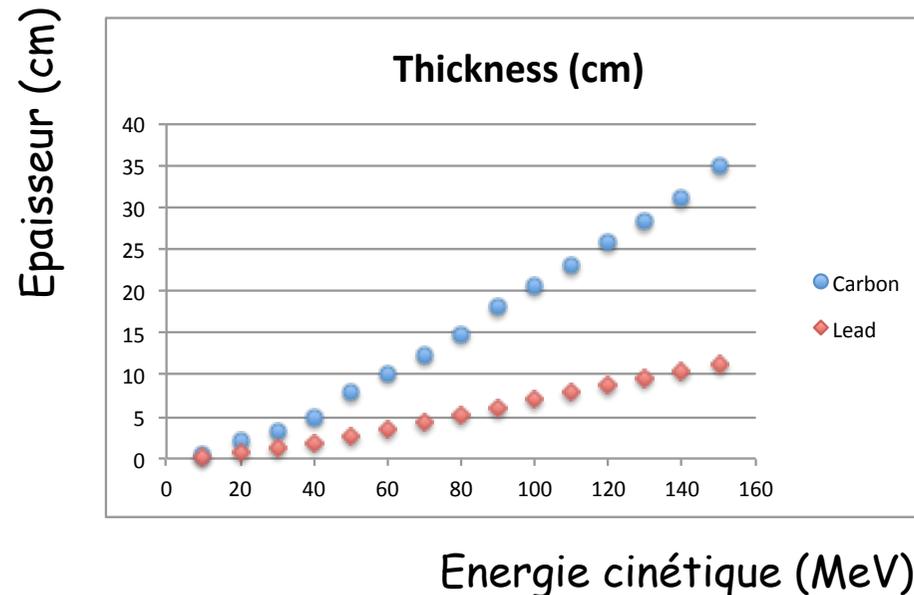
- On pourrait montrer que R/M est une fonction universelle de $\beta\gamma$

Parcours des particules lourdes de charge $\pm e$



- On peut calculer (avec une précision raisonnable) l'épaisseur de matière nécessaire pour arrêter les particules chargées

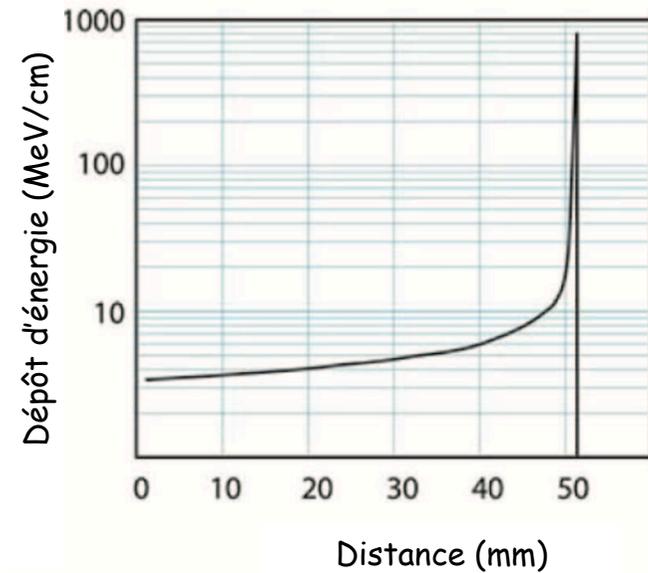
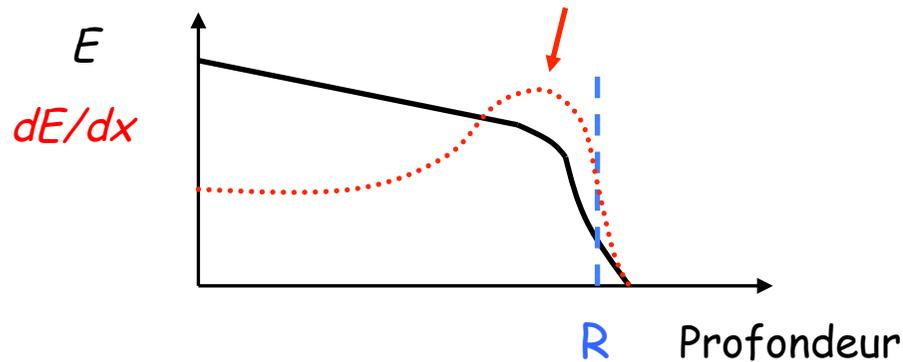
Épaisseur requise pour arrêter des pions en fonction de leur énergie cinétique



Le détail de ces calculs sera donné demain, à 15h pour celles/ceux qui le souhaitent

- On appelle **courbe de Bragg** la relation entre la distance parcourue et dE/dx . On a typiquement :

Freinage dû à la remontée de dE/dx en $\beta^{-5/3}$

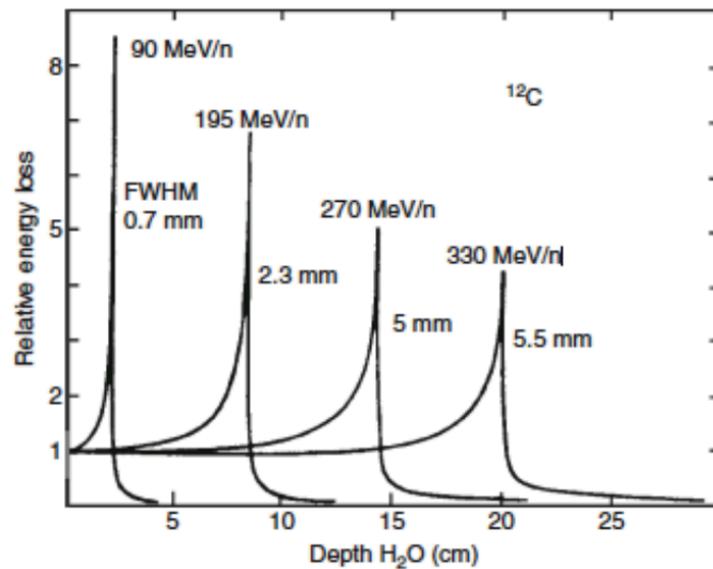


Courbe de Bragg de protons de 70 MeV dans de l'eau

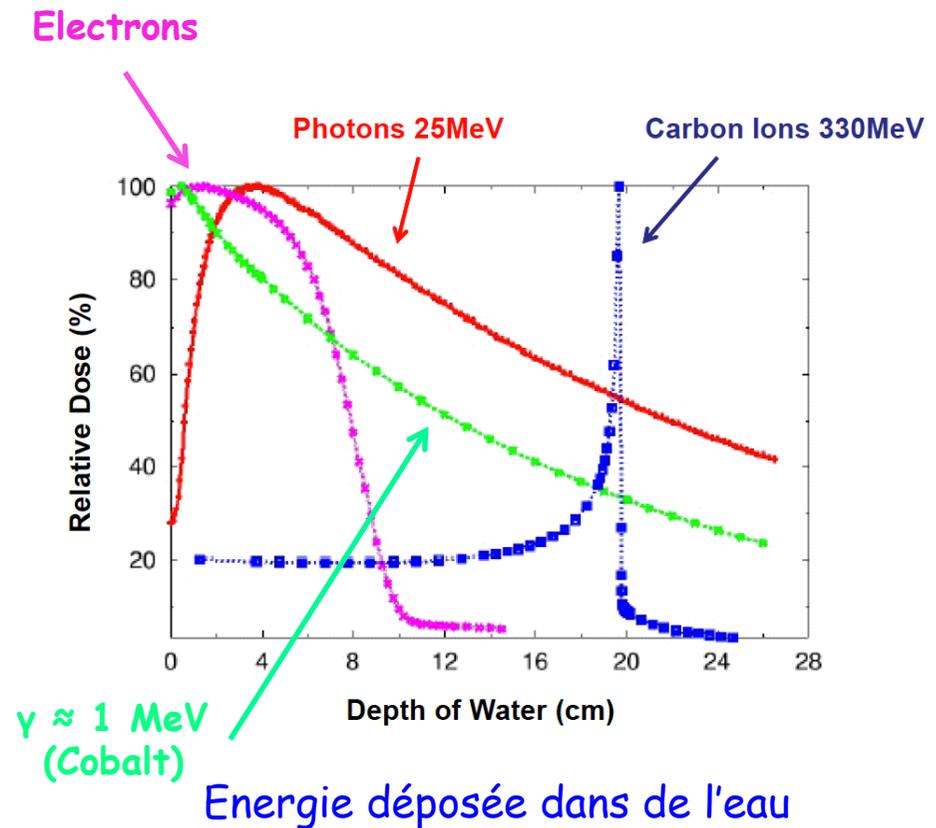
Exemple : Application en médecine nucléaire

- La position du pic de Bragg dépend du type de la particule et de son énergie

D. Bortoletto



Pic de Bragg dans de l'eau pour des ions carbone



1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

- 1) Particules lourdes
- 2) **Electrons/positrons**
- 3) Diffusion multiple
- 4) Cas des muons de très haute énergie
- 5) Effet Cherenkov
- 6) Rayonnement de transition

III. Particules neutres

- La formule de Bethe-Bloch doit être modifiée car la particule incidente est « la même » que l'électron atomique. Après calculs, on obtient :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \gamma \beta \sqrt{\gamma - 1}}{I \sqrt{2}} \right) + F(\gamma) \right]$$

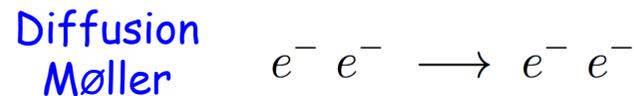
- où :

{	$F(\gamma) = \frac{1 - \beta^2}{2} - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln(2) + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma^2} \right)^2$	for electrons
{	$F(\gamma) = -\frac{\beta^2}{24} \left(23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right)$	for positrons

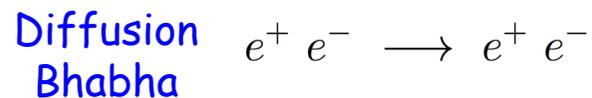
- Remarque : il est « évident » d'après la Mécanique Quantique que les cas des électrons et des positrons incidents doivent être différents (problème des particules identiques)

- En plus de l'ionisation, il faut parfois prendre en compte d'autres effets :

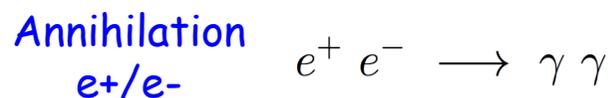
- La diffusion Møller (grands transferts d'énergie aux e^- atomiques par des e^-)



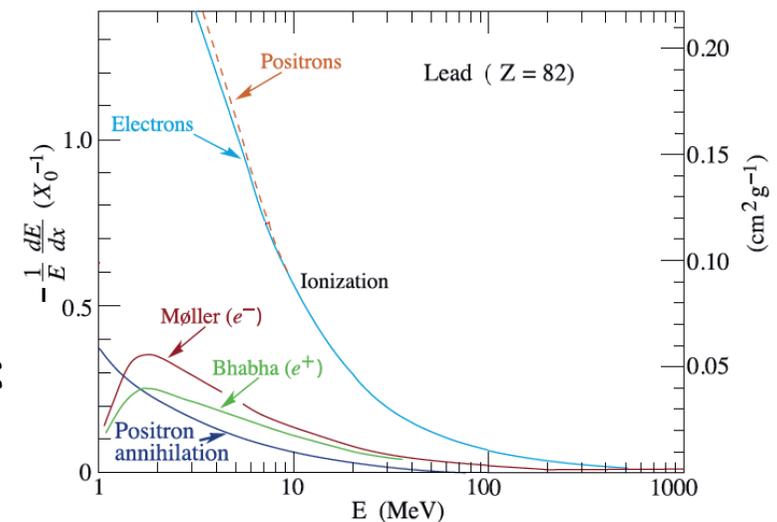
- La diffusion e^-/e^+ est donnée par :



- L'annihilation e^-/e^+ :



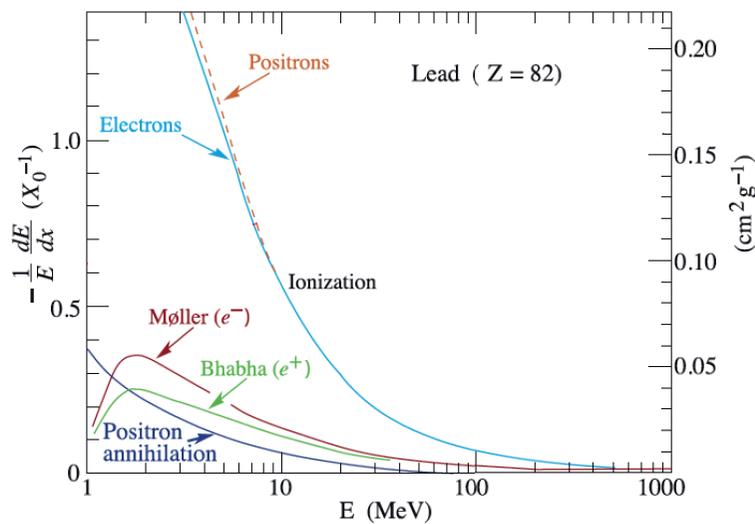
PDG



dE/dx pour des électrons et des positrons dans du plomb

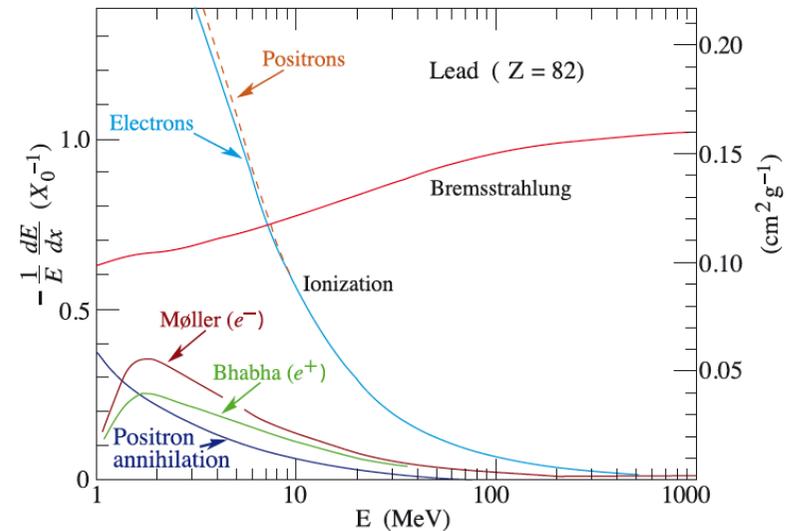
- En fait, pour des e^-/e^+ , il ne faut pas trop regarder l'ionisation :

dE/dx pour des électrons et des positrons dans du plomb



La version modifiée du transparent précédent

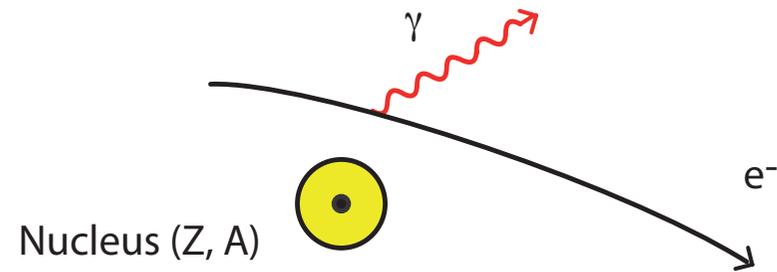
PDG



La véritable courbe du PDG

Un nouveau mécanisme

- Un électron (ou un positron) va rayonner un photon réel dans le champ coulombien d'un noyau : **Bremsstrahlung** ou **rayonnement de freinage**
 - Pour des e^\pm , on montre que :



$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln\left(\frac{138}{Z^{1/3}}\right)}$$

- Proportionnel à E : domine à haute énergie
- Définit la **longueur de radiation** X_0 (g/cm^2)
- Le lien entre la longueur de radiation en g/cm^2 et la même quantité en cm est :

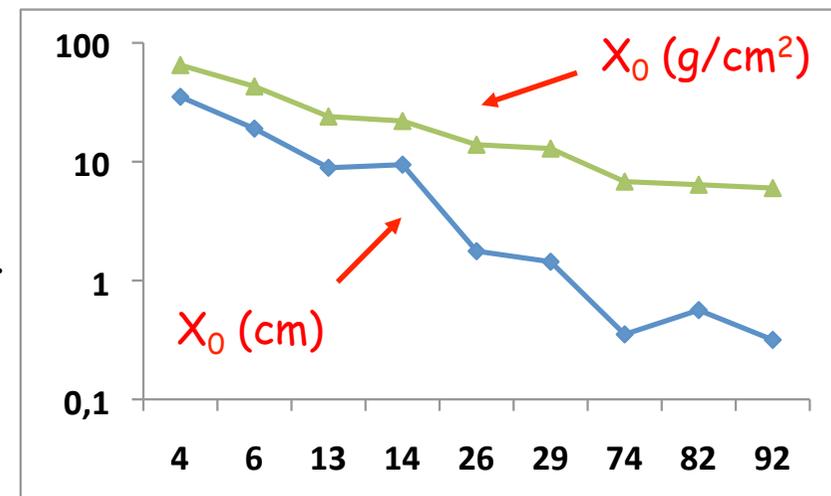
$$X_{0[\text{g}/\text{cm}^2]} = \rho_{[\text{g}/\text{cm}^3]} X_{0[\text{cm}]}$$

Quelques valeurs de X_0

	Z	A	ρ (g/cm ³)	X_0 (g/cm ²)
Hydrogène (H ₂)	1	1.01	0.0899 (g/l)	63
Hélium (He)	2	4.00	0.1786 (g/l)	94
Azote (N ₂)	7	14.01	1.25 (g/l)	38
Oxygène (O ₂)	8	16.00	1.428 (g/l)	34
Beryllium (Be)	4	9.01	1.848	65
Carbone (C)	6	12.01	2.265	43
Aluminium (Al)	13	26.98	2.7	24
Silicium (Si)	14	28.09	2.33	22
Fer (Fe)	26	55.85	7.87	13.9
Cuivre (Cu)	29	63.55	8.96	12.9
Tungstène (W)	74	183.85	19.3	6.8
Plomb (Pb)	82	207.19	11.35	6.4
Uranium (U)	92	238.03	18.95	6

$$X_0 [g/cm^2] = \rho [g/cm^3] X_0 [cm]$$

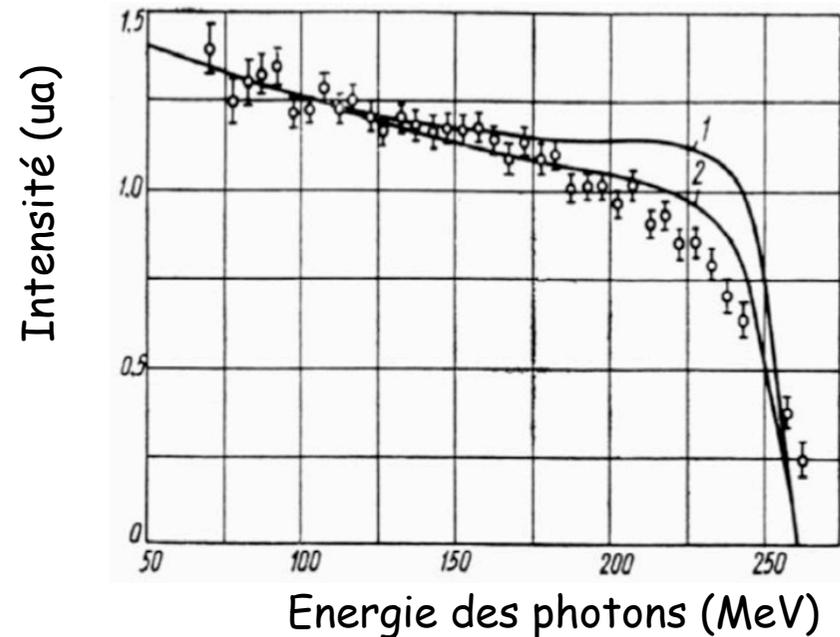
Gaz



X_0 versus Z pour
les solides

Un exemple

Spectre de Bremsstrahlung pour des électrons de 260 MeV sur une cible de tungstène de 0.5 mm d'épaisseur
(les courbes correspondent à deux modèles différents)



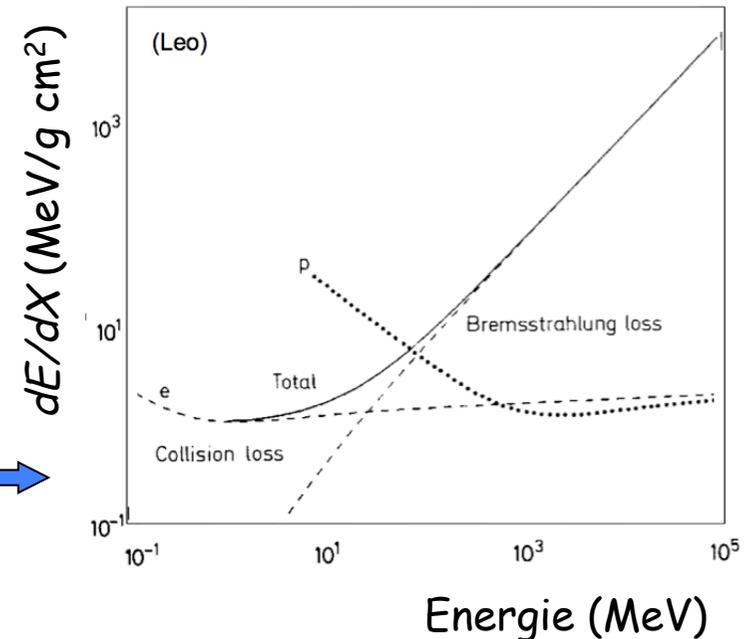
- Une part non négligeable de l'énergie (jusqu'à $\approx 100\%$) peut être emportée par les photons issus du rayonnement de freinage
 - \Rightarrow grande fluctuation de la longueur du parcours (effet quantique)

Pertes totales

- On a finalement :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Total} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\substack{\text{Ionisation} \\ \text{Collision}}} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\substack{\text{Bremsstrahlung} \\ \text{Radiative}}}$$

Energie déposée par e^\pm et p dans du cuivre



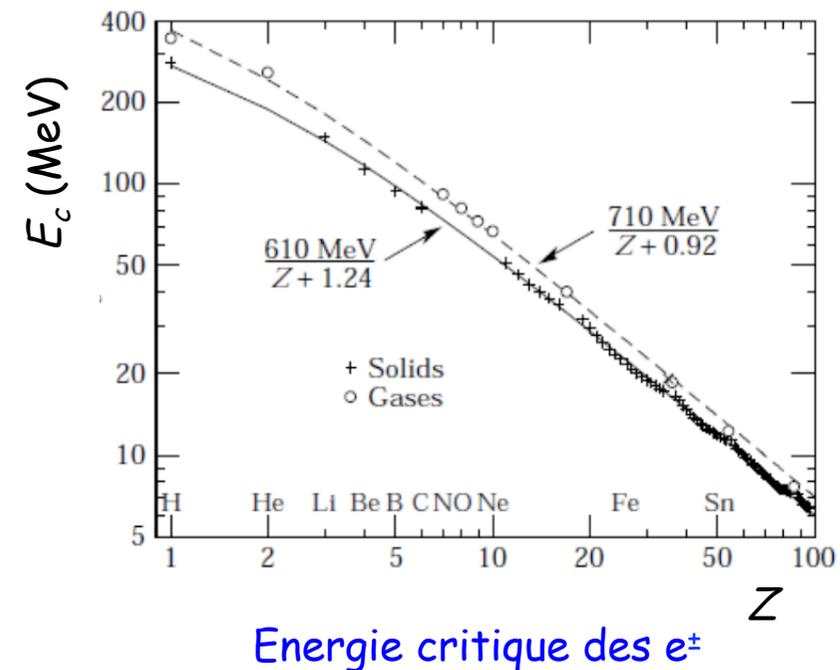
- On parle parfois de **collision** (au lieu d'ionisation) et de **rayonnement** (au lieu de bremsstrahlung)

Energie critique

- L'**énergie critique** est par définition l'énergie à laquelle les pertes par ionisation et par rayonnement de freinage sont égales
- Pour e^\pm , on obtient approximativement :

PDG

$$\left\{ \begin{array}{l} E_c^{Sol+Liq} \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \\ E_c^{Gaz} \approx \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0,92} \end{array} \right.$$

Energie critique des e^\pm

1^{re} partie : Interaction particule-matière

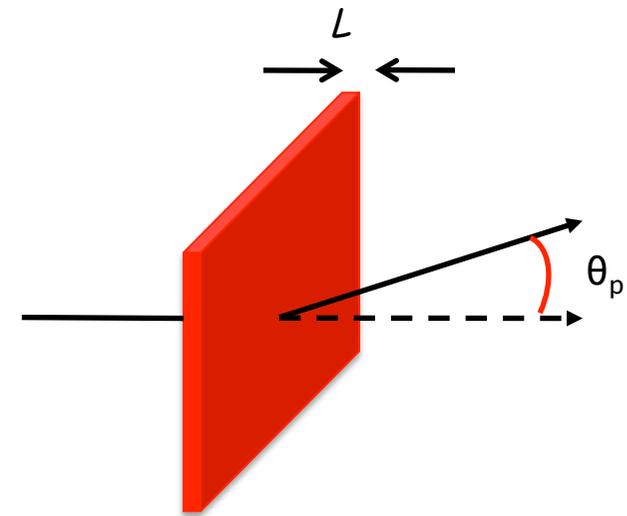
I. Généralités

II. Particules chargées

- 1) Particules lourdes
- 2) Electrons/positrons
- 3) Diffusion multiple
- 4) Cas des muons de très haute énergie
- 5) Effet Cherenkov
- 6) Rayonnement de transition

III. Particules neutres

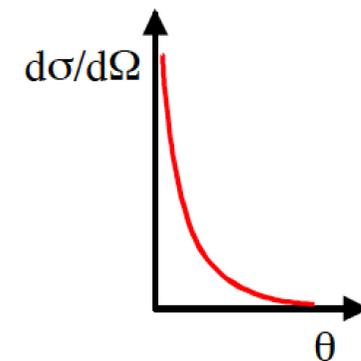
- Une particule chargée traversant un milieu matériel sera défléchie par de nombreuses interactions à grande distance avec les noyaux atomiques (**diffusion multiple**)



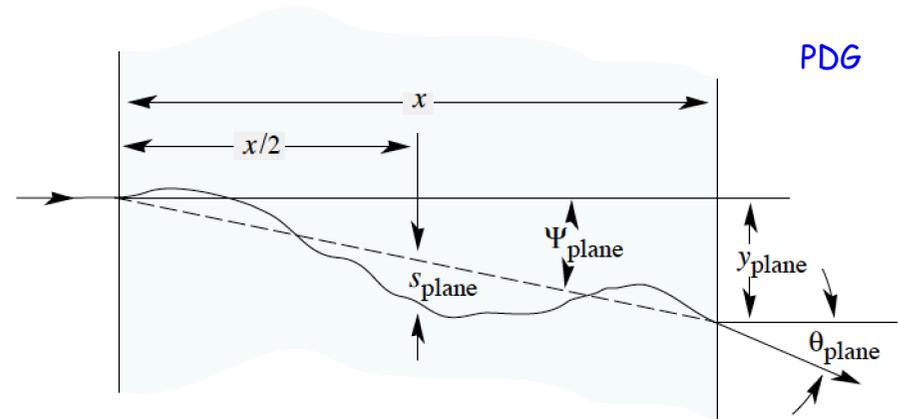
- La plupart de cette déflexion vient de la diffusion coulombienne sur les noyaux (diffusion Rutherford), dont la section efficace vaut :

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 4\pi \left(z Z r_0 \frac{m_e c^2}{p \beta c} \frac{1}{\tan^2(\theta/2)} \right)^2$$

- S'il y a de nombreuses collisions, l'angle moyen de diffusion est nul



Diffusion multiple d'une particule chargée dans la matière

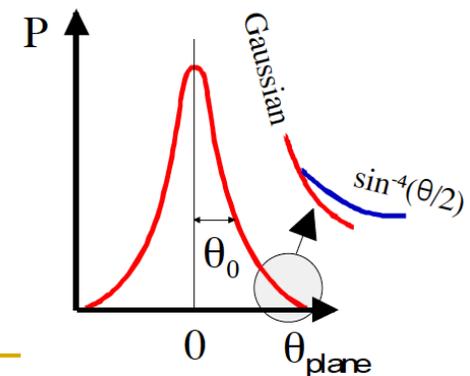


- La largeur θ_0 de la distribution est donnée par :

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} \left[1 + 0.038 \ln(x/X_0) \right]$$

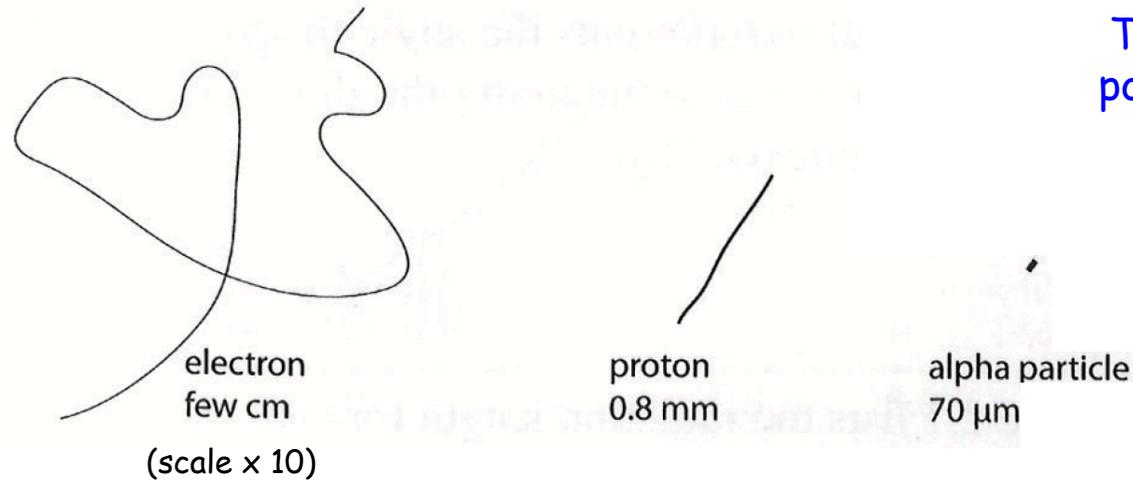
- où X_0 est la longueur de radiation, caractéristique du matériau
- Valeur précise à mieux que 10% pour $10^{-3} < x/X_0 < 100$

- Pour les grandes valeurs de θ , la courbe s'écarte d'une gaussienne mais a une forme en $\sin^{-4}(\theta)$



- Au faibles énergies ($p \approx 1 \text{ MeV}/c$), après $1 X_0$, l'information sur la direction initiale est perdue

S. Tavernier



Trajectoires typiques
pour un e^- , un p et un α
de 10 MeV dans du
silicium

- Une particule de haute énergie qui s'arrête dans la matière fini toujours par être « concernée » par la diffusion multiple

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

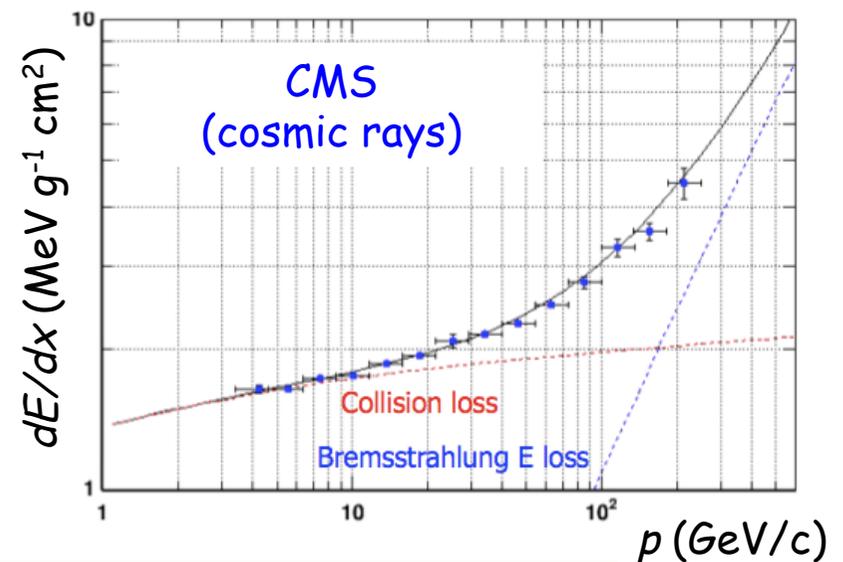
II. Particules chargées

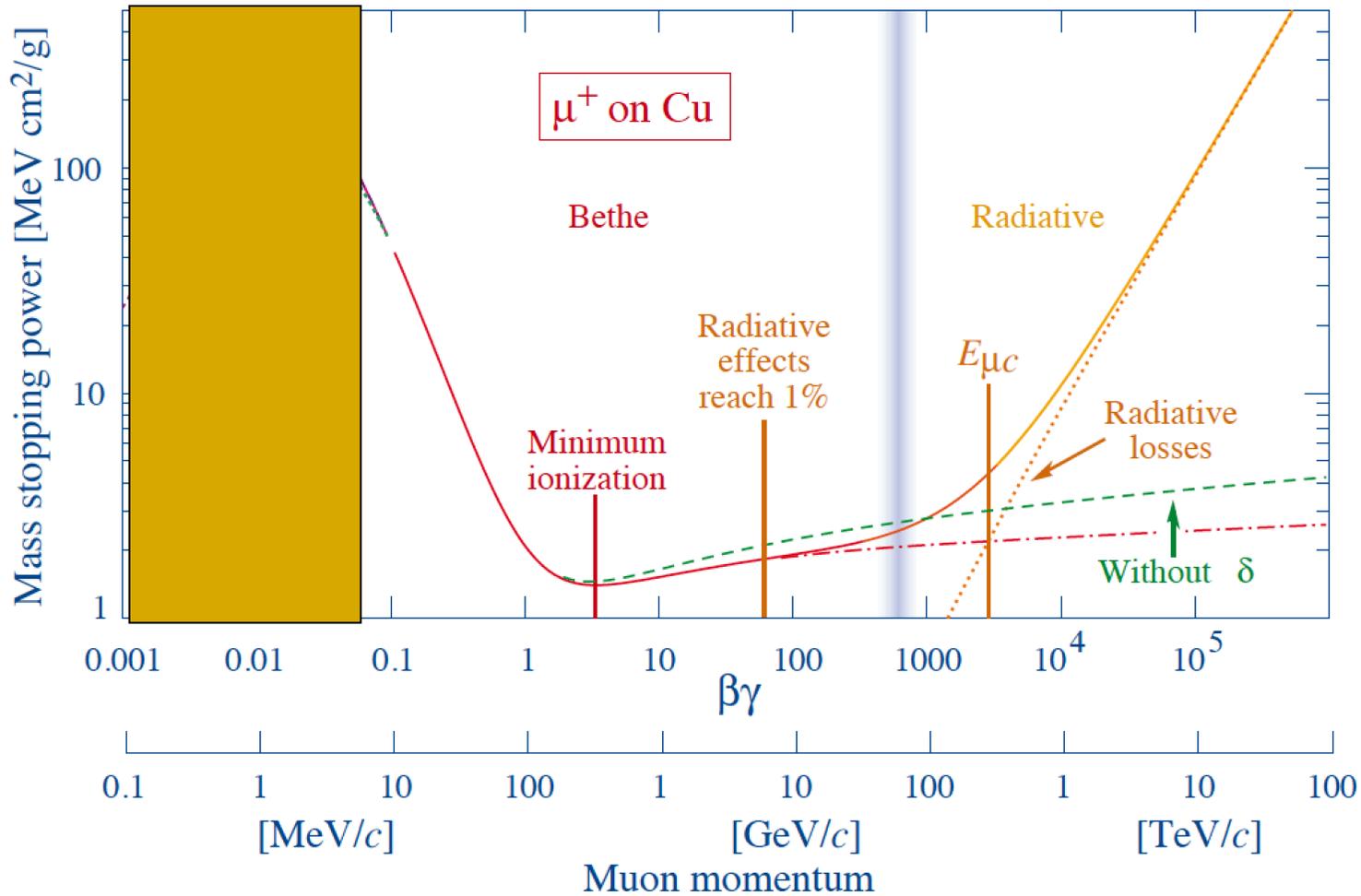
- 1) Particules lourdes
- 2) Electrons/positrons
- 3) Diffusion multiple
- 4) Cas des muons de très haute énergie
- 5) Effet Cherenkov
- 6) Rayonnement de transition

III. Particules neutres

- On a vu que pour des e^+/e^- , à basse énergie, l'ionisation est toujours dominante. A plus haute énergie, les processus radiatifs deviennent prédominants
 - Ce qui est vrai pour les e^+/e^- est également vrai pour toute particule chargée plus lourde
 - Ceci a été observé pour des μ^\pm , mais pas (encore) pour des π^\pm , ou des protons

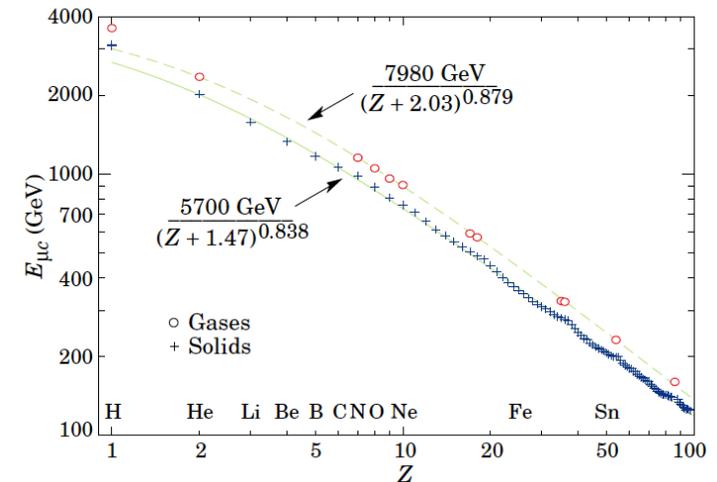
- Pour du fer ($Z = 26$) :
 - $E_c (e^-) : 22,4 \text{ MeV}$
 - $E_c (\mu) \approx 100\text{-}200 \text{ GeV}$



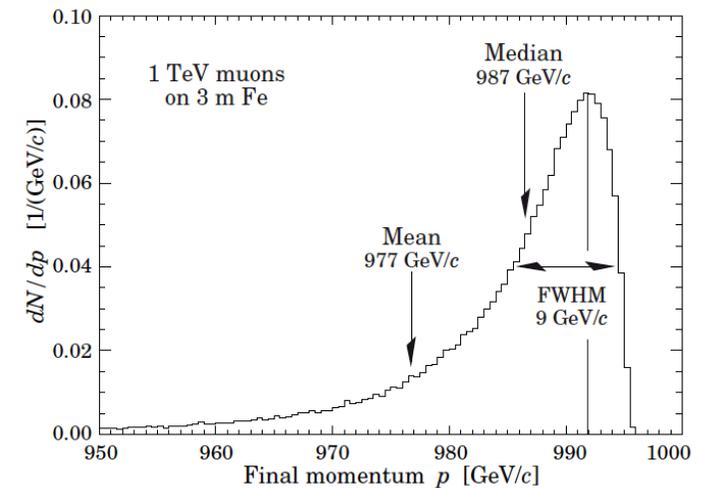


Energie perdue par des muons dans du cuivre en fonction de $\beta\gamma$

- On peut définir une énergie critique pour des μ^\pm :
- Interaction des μ^\pm avec la matière peut ainsi être modélisée avec 3 parties dans le spectre :
 - La perte la plus probable est 8 GeV/c ($3.4 \text{ MeV g}^{-1}\text{cm}^2$)
 - La largeur à mi-hauteur est 9 GeV/c (la résolution est $9/992 \approx 0.9\%$)
 - La queue de la distribution est due au bremsstrahlung



Energie critique des muons



Spectre de muons de 1 TeV/c après 3 m de Fer

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

- 1) Particules lourdes
- 2) Electrons/positrons
- 3) Diffusion multiple
- 4) Cas des muons de très haute énergie
- 5) Effet Cherenkov
- 6) Rayonnement de transition

III. Particules neutres

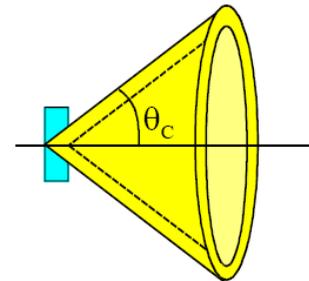
- Un **rayonnement Cherenkov** est émis quand une particule chargée traverse un milieu diélectrique avec une vitesse β supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu :

$$\frac{v}{c} > \frac{1}{n} \implies \beta > \beta_{seuil} = \frac{1}{n}$$

n : indice du milieu ($n > 1$)

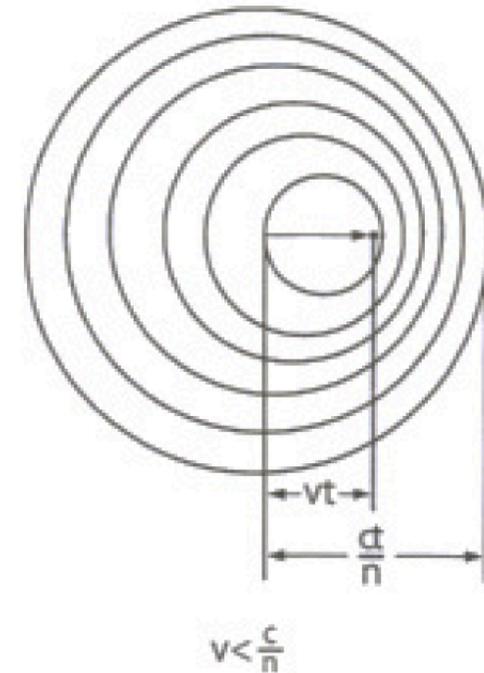
- L'émission a lieu sur un cône d'angle au sommet θ_c tel que :

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



- Mécanisme : le champ E polarise le milieu. Après le passage de la particule, il revient à son état initial
 - Le changement de la polarisation est une perturbation EM qui se déplace à la vitesse c/n

- Si une particule se déplace à $v < c/n$, le signal EM se propagera plus vite que la particule
- A un point quelconque de l'espace, ces signaux arrivent de manière aléatoire

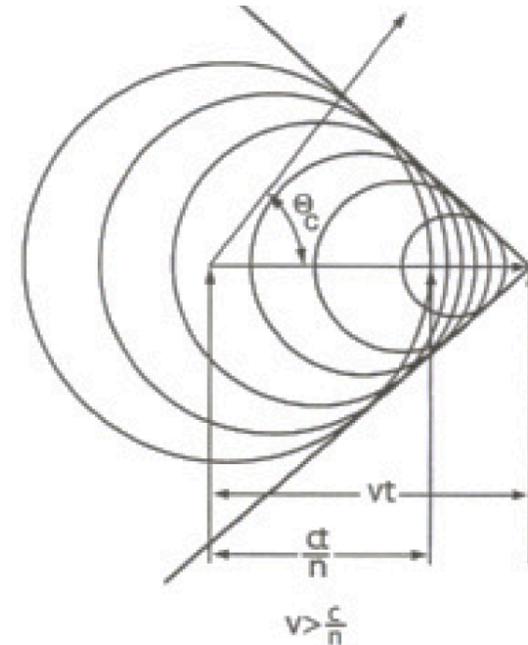


Lignes de champ d'une particule
ayant une vitesse $v < c/n$

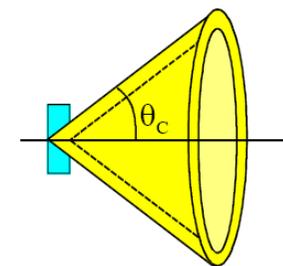
- Si une particule se déplace à $v > c/n$, le signal EM se propagera plus lentement que la particule
- Les perturbations élémentaires sont s'additionner dans un unique front d'onde (leurs phases ne sont plus aléatoires) se déplaçant à l'angle θ_c

$$\cos(\theta_c) = \frac{(c/n)t}{vt} = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n}$$

- L'effet Cherenkov est caractérisé par l'émission de photons à l'angle θ_c
 - Similaire au "bang" d'un avion se déplaçant à une vitesse supersonique



Lignes de champ d'une particule ayant une vitesse $v > c/n$



- Valeurs typiques des indices des gaz : $n \approx 1.5$, donc la vitesse de la lumière y est $c/n \approx 66\%$ de c
 - Energie cinétique seuil :
$$E_{Th} = m c^2 \left(\sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}} - 1 \right)$$
 - Dans l'eau ($n \approx 1.33$), $E_{th} = 264$ keV pour e^\pm et 486 MeV pour p
- L'intensité du rayonnement peut être calculé à l'aide des équations de Maxwell :

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\hbar\omega dx} = \hbar\omega \frac{Z^2 \alpha}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right)$$

- où \mathcal{E} est l'énergie émise par des photons d'énergie $\hbar\omega$ et Z la charge de la particule
- En divisant par $\hbar\omega$, on obtient le nombre de photons

- Des e^\pm de haute énergie produisent ≈ 220 photons/cm dans l'eau et $\approx 30/m$ dans l'air
- Cet effet existe dans tous les milieux, mais est négligeable devant la perte par ionisation
- Il est utilisé pour l'identification des particules, pas pour les mesures de dE/dx

1^{re} partie : Interaction particule-matière

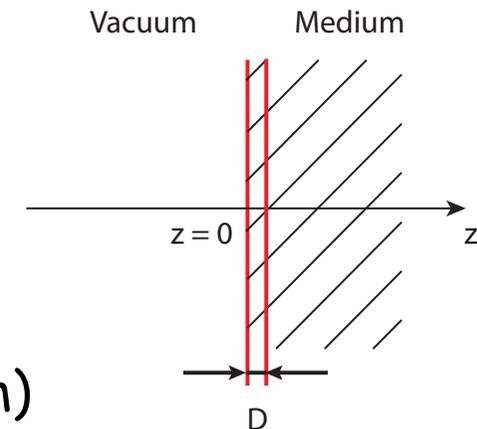
I. Généralités

II. Particules chargées

- 1) Particules lourdes
- 2) Electrons/positrons
- 3) Diffusion multiple
- 4) Cas des muons de très haute énergie
- 5) Effet Cherenkov
- 6) Rayonnement de transition

III. Particules neutres

- Un « **rayonnement de transition** » est émis lorsqu'une particule chargée traverse un milieu présentant une discontinuité de l'indice de réfraction (ex : vide - diélectrique, $D \approx 10\text{-}30 \mu\text{m}$)



- Quelques calculs complexes d'EM montrent que :

- L'énergie émise à chaque transition est

$$\mathcal{E} = \frac{\alpha Z^2 \gamma \hbar \omega_P}{3}$$

⇒ Dans la pratique, l'effet est faible ($\hbar \omega_p \approx 10\text{-}50 \text{ eV}$), les e^\pm sont les seules particules qui vont émettre un rayonnement de transition (⇒ identification !!)

- Le nombre de photons émis à chaque transition est très faible :

$$\approx 0.8 \alpha Z^2$$

- Le rayonnement de l'ordre du keV est émis avec $\theta \approx 1 / \gamma$

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

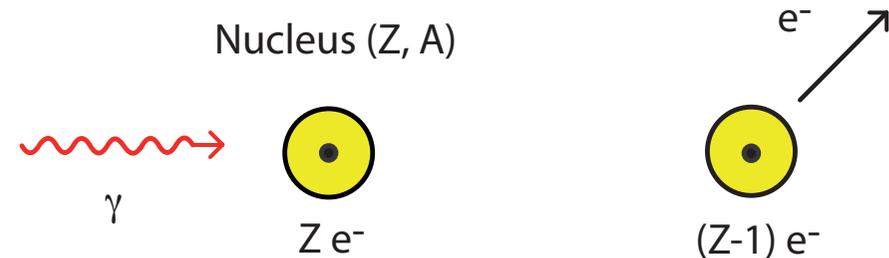
II. Particules chargées

III. Particules neutres

1) Photons

2) Neutrinos

Effet photoélectrique



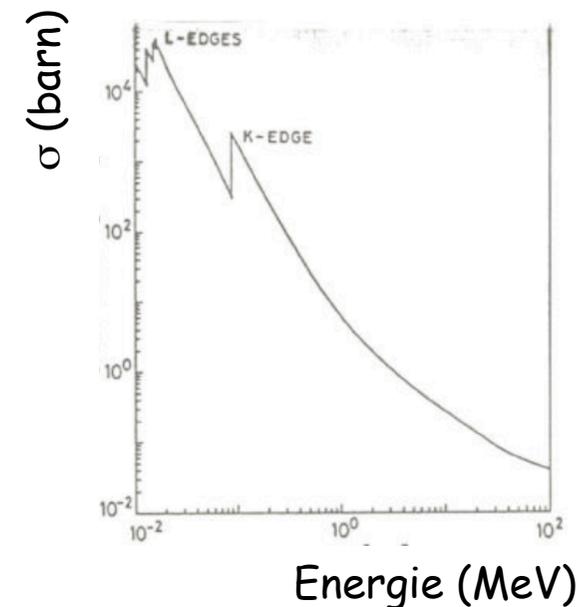
- Mécanisme : $\gamma + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^+ + e^-$
 - Concerne principalement les e^- de la couche K

- Section efficace

$$\sigma_{Photo} \approx 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{7/2} \sigma_{Th}$$

Section efficace
Thomson

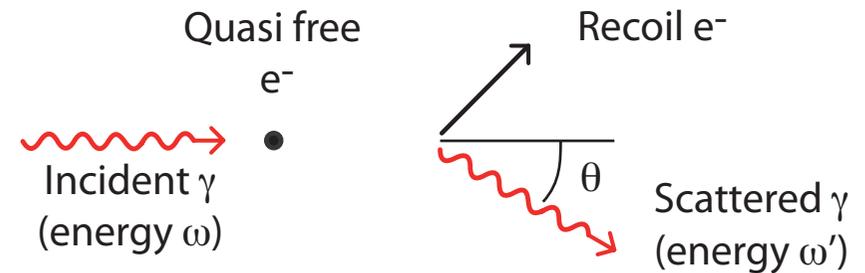
$$\sigma_{Th} = \frac{8}{3}\pi r_e^2 \approx 665 \text{ mb}$$



- Rappel : 1 barn = 10^{-24} cm^2

Diffusion Compton

- Mécanisme : $\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'$
 - Diffusion d'un photon sur un e^- quasiment libre



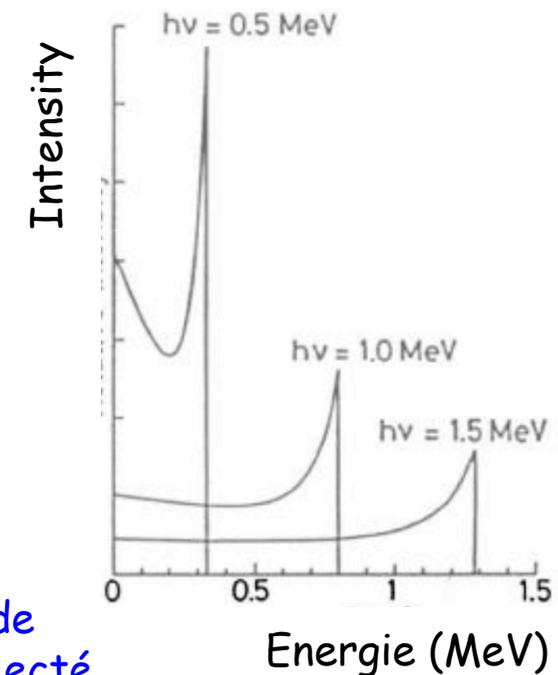
- Energie :

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \epsilon (1 - \cos(\theta_{\gamma}))} \quad \epsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}$$

- Section efficace :

$$\sigma_c^e \approx \frac{\ln(\epsilon)}{\epsilon} \quad \text{et} \quad \sigma_c^{\text{atome}} \approx Z \sigma_c^e$$

- Décroît quand l'énergie du photon augmente



Création de paires

- Mécanisme : $\gamma + \text{noyau} \rightarrow e^- + e^+ + \text{noyau}$
- Se produit dans le champ coulombien d'un noyau uniquement si

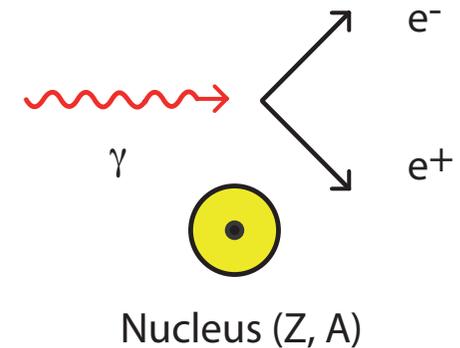
$$E_\gamma > 2 m_e c^2 \approx 1 \text{ MeV}$$

- Section efficace à haute énergie (cm²/atome) :

$$\sigma_{\text{Paire}} \approx \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0}$$

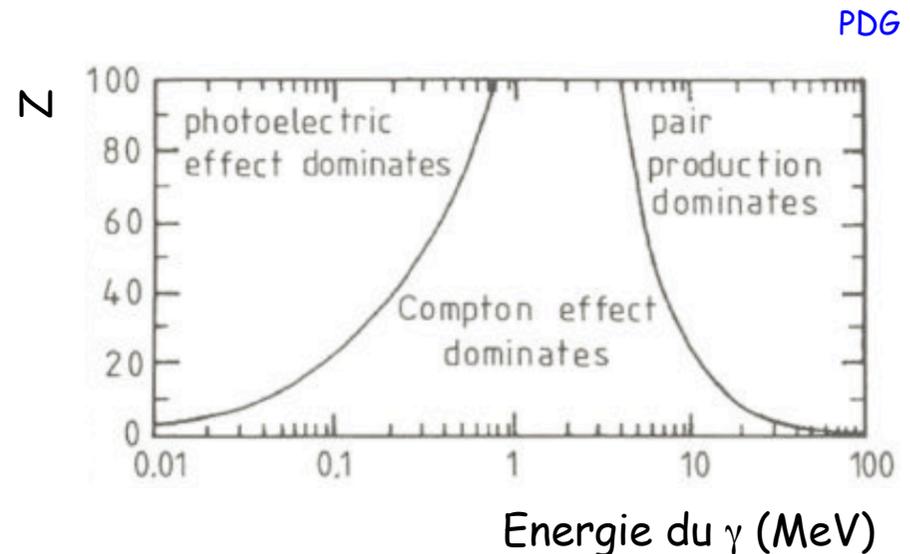
← Indépendant de l'énergie !!

- On introduit λ_{paire} par : $\lambda_{\text{paire}} = \frac{9}{7} X_0$
 - En moyenne, un γ de haute énergie se convertira en une paire e^+e^- après $1 X_0$



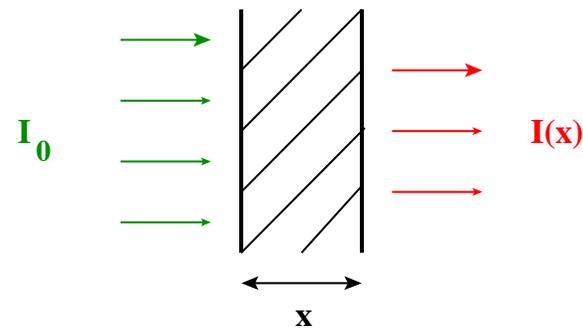
Interaction des photons avec la matière

- Ces 3 effets créent des particules chargées et/ou transfèrent de l'énergie à des particules chargées qui sont ensuite détectées
 - **Effet photoélectrique**
(dominant pour $E_\gamma < 100 \text{ keV}$)
 - **Diffusion Compton**
(dominant pour $E_\gamma \approx 1 \text{ MeV}$)
 - **Production de paires**
(dominant pour $E_\gamma > 1 \text{ MeV}$)



Zones d'effet principal dans le plan Z vs énergie du photon

- Dans chaque cas, le γ est absorbé ou diffusé élastiquement. Les γ gardent leur énergie mais l'intensité du faisceau diminue



- On définit l'atténuation μ par :

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x)$$

Effet total

- Finalement, on écrira :

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x)$$

Epaisseur
(g/cm²)

avec :

$$\mu = \mu_{photo} + \mu_{Compton} + \mu_{paire} + \dots$$

Coefficient d'atténuation
(cm²/g)

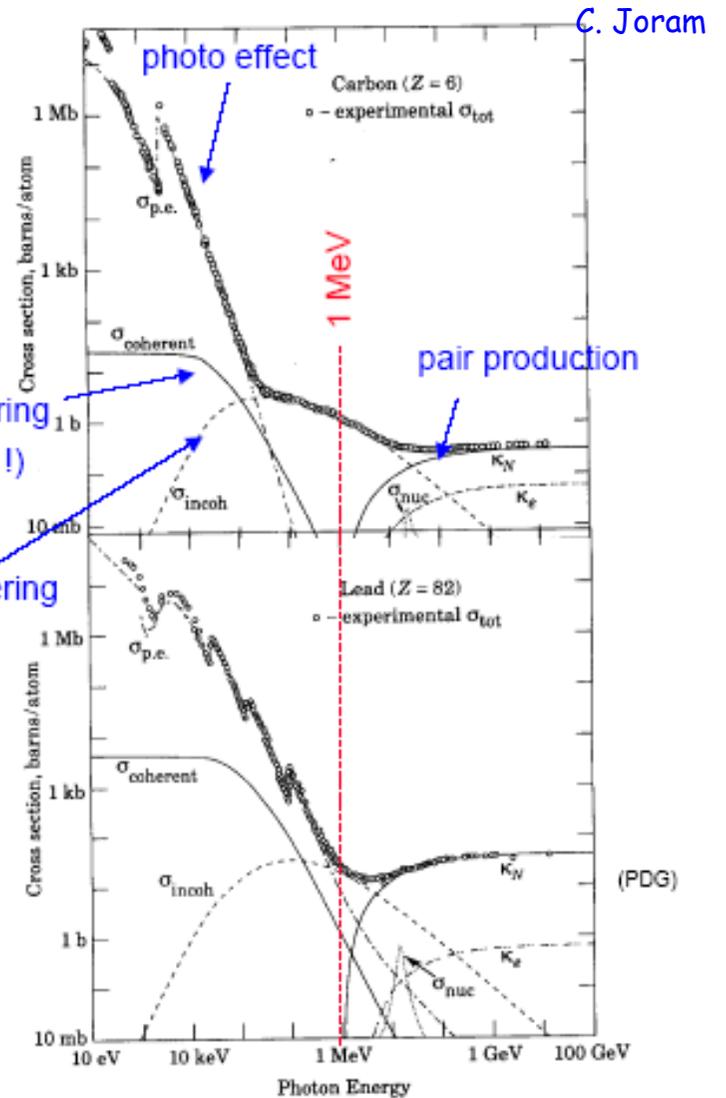
$$\mu_i = \frac{N_A}{A} \sigma_i$$

Carbone
(Z = 6)

Rayleigh scattering
(no energy loss !)

Compton scattering

Plomb
(Z = 82)



Section efficace en fonction de l'énergie du photon incident

- On verra dans le chapitre sur la calorimétrie que l'absorption d'un photon ou d'un électron dans un milieu dense provoque la création de gerbes électromagnétiques

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

III. Particules neutres

1) Photons

2) Neutrinos

- Les neutrinos ne sont sensibles qu'à l'interaction faible
 - Les sections efficaces sont très petites

- Pour les détecter, il faut les faire interagir :

$$\begin{cases} \nu_\ell + n \longrightarrow \ell^- + p & \text{avec } \ell^- = e^-, \mu^-, \tau^- \\ \bar{\nu}_\ell + p \longrightarrow \ell^+ + n & \text{avec } \ell^+ = e^+, \mu^+, \tau^+ \end{cases}$$

- Typiquement, les efficacités de détection sont de l'ordre de 10^{-17} dans 1 m de fer
 - Les détecteurs spécialisés pour les neutrinos doivent être énormes et accepter de très haut flux

Conclusion sur la 1^{re} partie (1/2)

1) Interaction électromagnétique

□ Particules massives chargées

- Electron atomique : excitation ou **ionisation** de l'atome
- Noyau : diffusion (élastique ou inélastique), **bremsstrahlung, production de paires**
- Rayonnement cohérent : **effet Cherenkov, rayonnement de transition**

□ Particules massives neutres : (presque) pas d'interaction

□ Photon

- Electron atomique : **diffusion Compton, effet photoélectrique**
- Noyau : **production de paires**

Conclusion sur la 1^{re} partie (2/2)

2) Interaction forte

- Négligeable sauf entre les hadrons de haute énergie et les noyaux

3) Interaction faible

- Négligeable la plupart du temps, sauf pour les neutrinos
- Les particules neutres sont détectées par le biais des particules chargées secondaires créées lors de l'interaction avec la matière
- Généralement, à basse énergie, les interactions avec les électrons atomiques sont dominantes, tandis qu'à plus haute énergie, les interactions avec les noyaux sont dominantes