
Principes et techniques de détection à haute énergie

Ecole IN2P3 « De la physique au détecteur »

Patrick Puzo
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
Université Paris-Sud
puzo@lal.in2p3.fr

-
- Aucun calcul, tout (ou presque) avec les mains
 - Je ne montrerai pas tous les transparents, certains ne sont là que pour servir de backup
 - Cours très (trop) structuré
 - 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 début du 20^e siècle
 - Certains d'entre eux ont été particulièrement distingués :
 - La chambre à brouillard (C. Wilson, prix Nobel en 1927)
 - La chambre à bulles (D. Glaser, prix Nobel en 1960)
 - La chambre à fils (G. Charpak, prix Nobel en 1992)
 - Les CCD (W. Boyle & G. Smith, prix Nobel en 2009)
 - Domaine multidisciplinaire : en sus de la physique nucléaire, implique la thermodynamique, la matière condensée, la chimie, l'optique, la mécanique, ..

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

1. Identifier les particules (pour éventuellement les compter)

- Masse m
- Charge q

2. Mesurer leurs caractéristiques

- 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 !

- Quelques échelles de temps :
 - Une particule à $v = c$ parcourt 30 cm en 1 ns
 - En 1 μs , un électron d'ionisation parcourt 5 cm dans un détecteur gazeux
 - 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

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

- Dans un détecteur, une **particule** sera élémentaire ou non, stable ou non : électron (e^-), positron (e^+), proton (p), neutron (n), pion (π^+ , π^-), particule alpha ($\alpha = 2p + 2n = \text{He}^{2+}$), ion, ...

Plan

- I. Interaction particule-matière
 - II. Reconstruction des traces chargées
 - III. Détection des photons
 - IV. Identification des particules
 - V. Calorimétrie
 - VI. Exemples de détecteurs de Physique des Hautes Energies
- 1^{er} cours
- 2^e cours
- 3^e cours

Sources et références

- « Particle Detectors », C. Grupen and B. Schwartz, 1996
- CERN Summer Student Lectures
 - En particulier « Particule Detectors », C. Joram (2002)
- Ecoles de l'IN2P3 (L. Serin, F. Hubaut, B. Tamain, P.Y. Duval & P. Vincent principalement)
 - Roscoff (2003), Cargèse (2004 et 2005) et La Londe les Maures (2010)

Je ne les citerai pas à chaque fois, mais beaucoup de transparents 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^-)

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



- Présent

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

- Futur lointain

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

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 : Baïkal neutrino experiment
 - Méditerranée : Antarès
 - Argentine : Auger
 - Espace : Planck & AMS

Plan

I. Interaction particule-matière

- 1) Généralités
- 2) Particules lourdes chargées
- 3) Particules légères chargées
- 4) Photons
- 5) Neutrinos

II. Reconstruction des traces chargées

III. Détection des photons

IV. Identification des particules

V. Calorimétrie

VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Trois interactions nous concernent

1) Interaction électromagnétique

- Particule chargée
 - Electron atomique : excitation ou ionisation de l'atome
 - Noyau : diffusion (élastique ou inélastique), bremsstrahlung, production de paires
 - Rayonnement cohérent : effet Cherenkov, rayonnement de transition
- Particule neutre : (presque) pas d'interaction
- Photon
 - Electron atomique : diffusion Compton, effet photoélectrique
 - Noyau : production de paires

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 généralement 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 haute énergie, les interactions avec les noyaux sont dominantes

Plan

I. Interaction particule-matière

- 1) Généralités
- 2) Particules lourdes chargées
- 3) Particules légères chargées
- 4) Photons
- 5) Neutrinos

II. Reconstruction des traces chargées

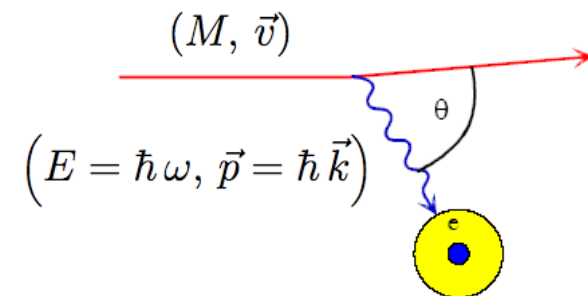
III. Détection des photons

IV. Identification des particules

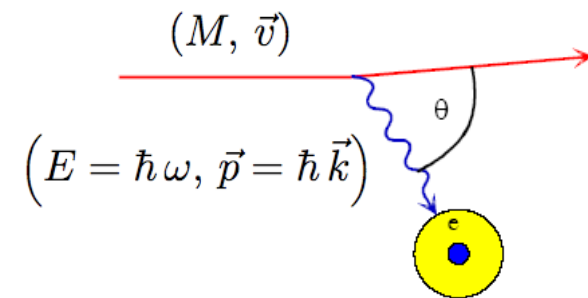
V. Calorimétrie

VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

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



- Les collisions avec le noyau sont négligeables ($m_e \ll m_{\text{Noy}}$) tant que l'énergie n'est pas trop élevée
- 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**
- Une quantité importante pour caractériser la collision est le **paramètre d'impact** (distance minimale d'approche entre les deux particules)



- 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 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 :

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

- 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 $E < 1 \text{ TeV}$

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

- Dépendances :
 - Ne dépend pas de la masse de la particule incidente mais uniquement de sa charge z et de sa vitesse β !
 - Dépend de la cible par l'intermédiaire de Z, A, I, δ et C
- 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

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

- 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
- $dx = \rho dl$ est la densité surfacique du milieu (ρ : densité volumique en g/cm^3)
- A partir de maintenant, on écrira $\frac{dE}{dx}$ et non plus $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$

Constantes

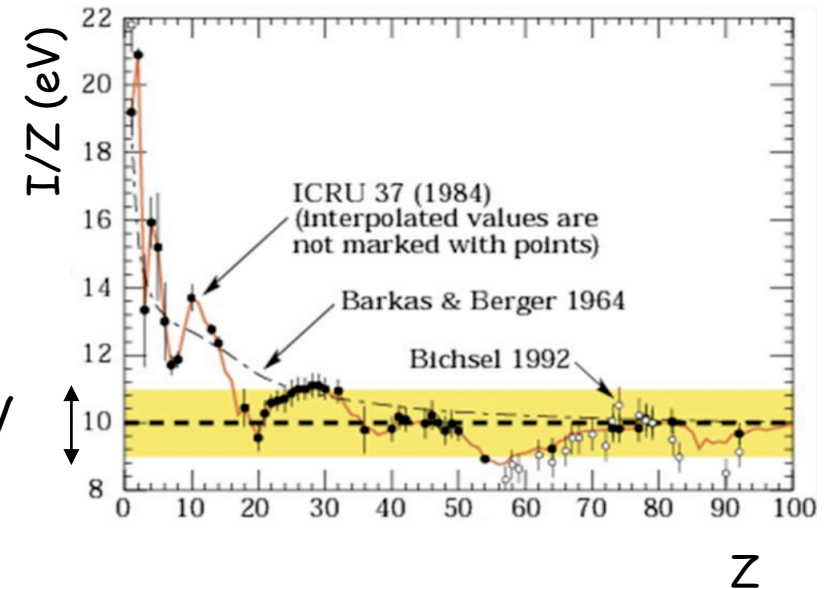
- **Potentiel d'excitation I** : Tient compte des propriétés du cortège électronique (fermeture des couches, niveaux d'excitation ..)

Une bonne
paramétrisation

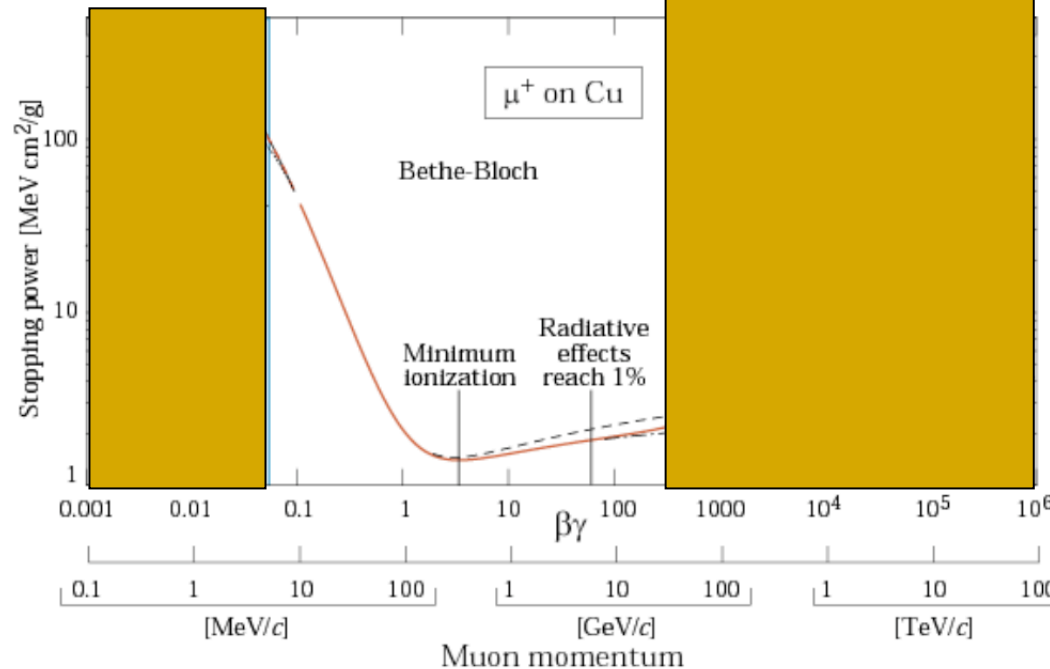
10 ± 1 eV

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

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

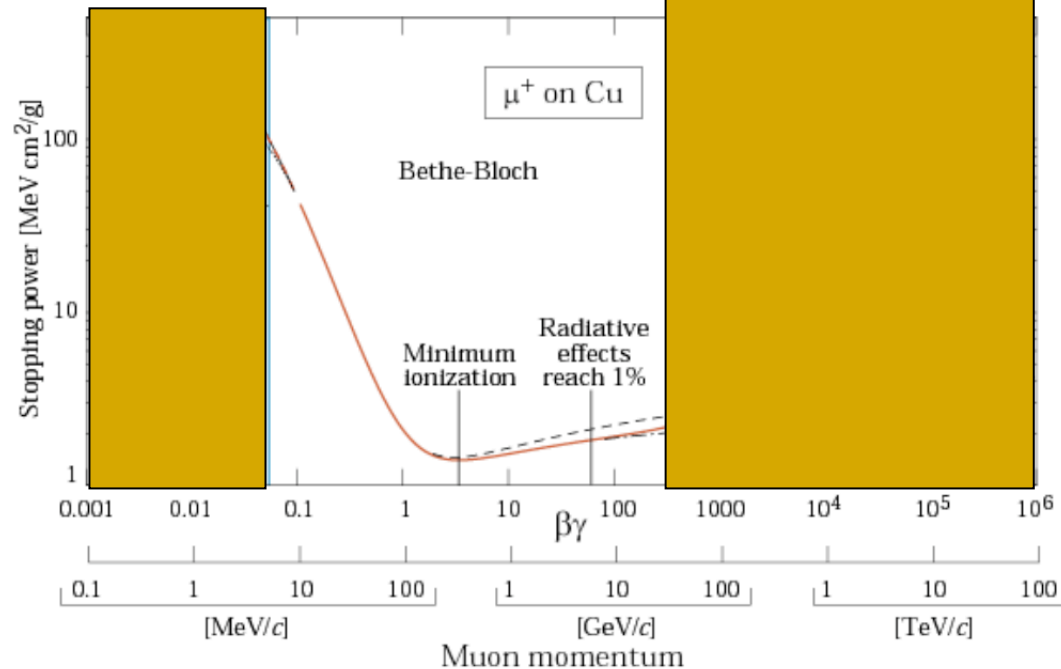


- **C/Z** est une correction de couche : à basse énergie, les particules incidentes ont peu de chance d'interagir avec les e- des couches profondes
- δ traduit un **effet de densité** : à très haute énergie, la polarisation du milieu écrante le champ E_T pour les atomes les plus lointains



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

- dE/dx décroît comme $\beta^{-5/3}$ pour $\beta\gamma < 3$
- dE/dx a un minimum pour $\beta\gamma \approx 3,5$ (Minimum Ionizing Particle ou MIP) pour lesquelles $dE/dX \approx 1 - 2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$

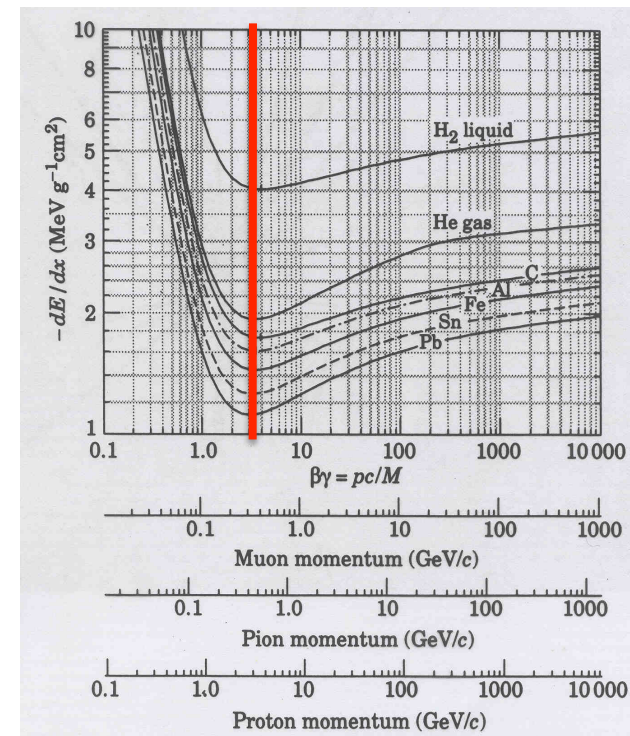


Energie perdue par des muons dans du cuivre en fonction de $\beta\gamma$

- Au delà du minimum, dE/dx remonte en $\ln(\gamma^2)$
 - Dû au 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 un effet de densité : la polarisation du milieu le long de la trace écranter les atomes lointains (**plateau de Fermi**)

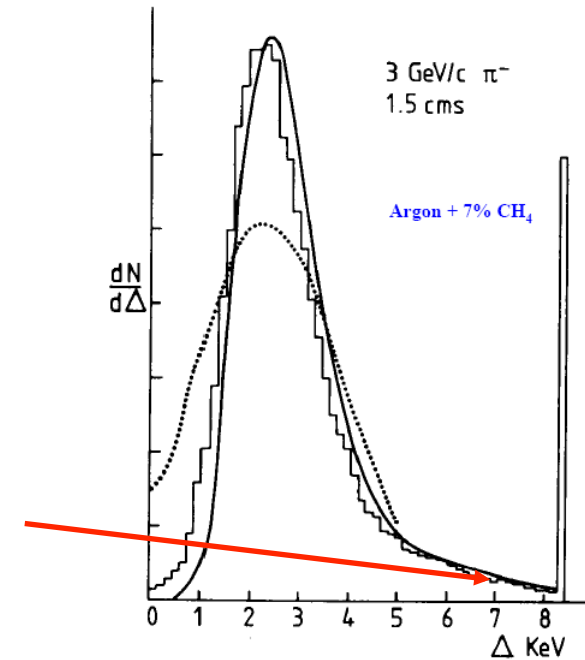
- La position et la valeur du minimum dépendent peu du type de particule
 - $dE/dX \approx 1 - 2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$
- Les courbes pour différentes particules sont différentes car β varie (à p constant)
- Les détecteurs réels ne mesurent pas dE/dx mais l'énergie ΔE déposée dans l'épaisseur Δx
- NB : Selon les auteurs, dE/dx est compté positivement ou négativement

MIP



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 dE/dx présentent de grandes fluctuations vers les pertes élevées (**queues de Landau**)
 - Distributions asymétriques
 - Typiquement quelques dizaines de collisions dans 1 cm de gaz
- **Grandes épaisseurs (ou matériaux de haute densité) :**
 - Beaucoup de collisions
 - Les distributions de dE/dx sont gaussiennes



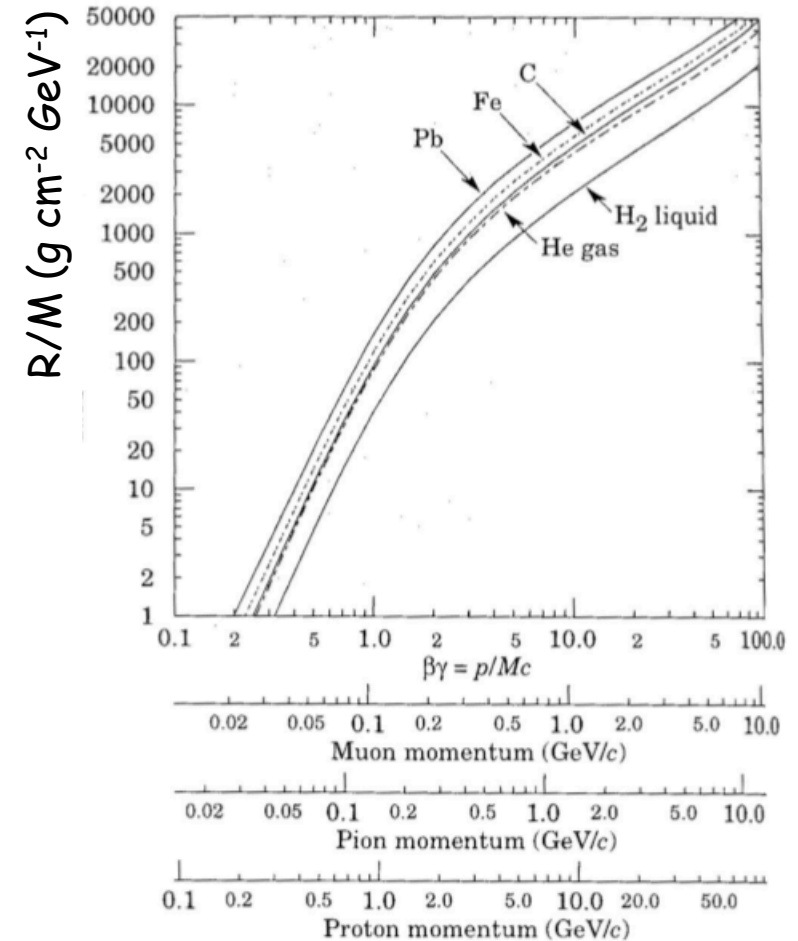
Parcours

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

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

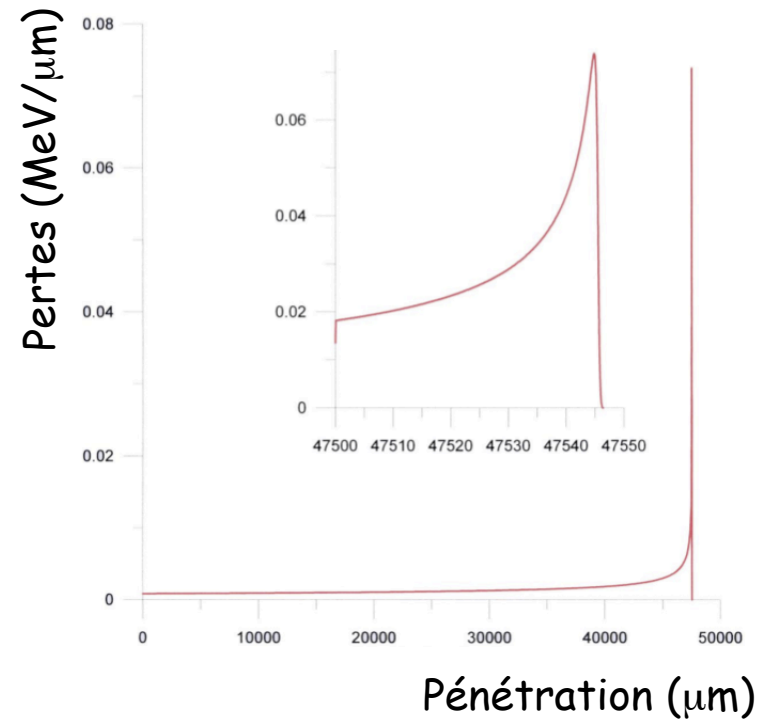
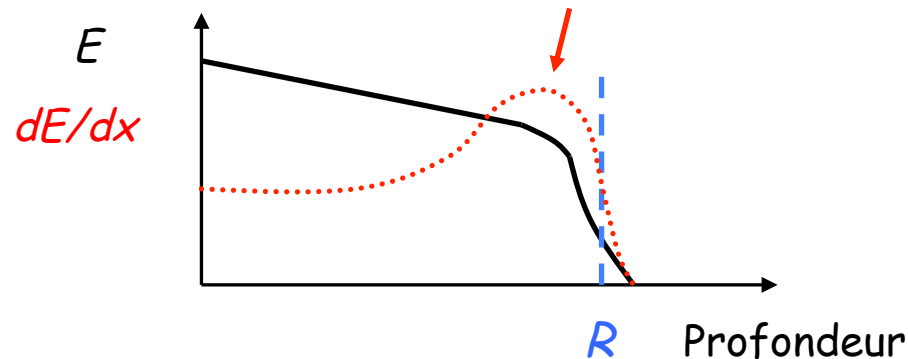
- On pourrait montrer que R/M est une fonction universelle de $\beta\gamma$

Parcours des particules lourdes de charge ± 1



- 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

- Utilisé en médecine nucléaire (hadron ou protonthérapie)

Plan

I. Interaction particule-matière

- 1) Généralités
- 2) Particules lourdes chargées
- 3) Particules légères chargées
- 4) Photons
- 5) Neutrinos

II. Reconstruction des traces chargées

III. Détection des photons

IV. Identification des particules

V. Calorimétrie

VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

- On considère tout d'abord des électrons ou des positrons
- La formule de Bethe-Bloch doit être modifiée car la masse de la particule incidente est égale à la masse de l'électron atomique
- On doit considérer
 - La **diffusion de Möller**
 - Diffusion inélastique sur les électrons atomiques
 - La **diffusion de Mott**
 - Diffusion élastique sur les noyaux. Perturbe beaucoup les trajectoires des e^\pm sans trop modifier leur énergie
 - Contrairement aux particules lourdes, la portée est différente de la longueur de la trajectoire

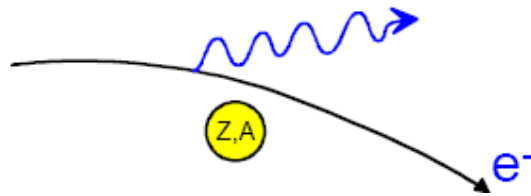
- Après calculs, on obtient :

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 T \sqrt{T+2}}{I \sqrt{2}} \right) + \frac{f(T)}{2} - \frac{\delta}{2} \right]$$

- où T est l'énergie cinétique de la particule incidente (en unité de $m_e c^2$) et $f(T)$ une fonction (différente pour l'électron et le positron)
- 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)

Un nouveau mécanisme

- Une particule chargée (légère) va rayonner un photon réel dans le champ coulombien d'un noyau



Bremsstrahlung ou
rayonnement de freinage

- Ne s'applique que pour les e^\pm (et les μ d'énergie > 1 TeV)
- Pour des e^\pm , 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/cm²)

- Le lien entre la longueur de radiation en g/cm^2 et la même quantité en cm est :

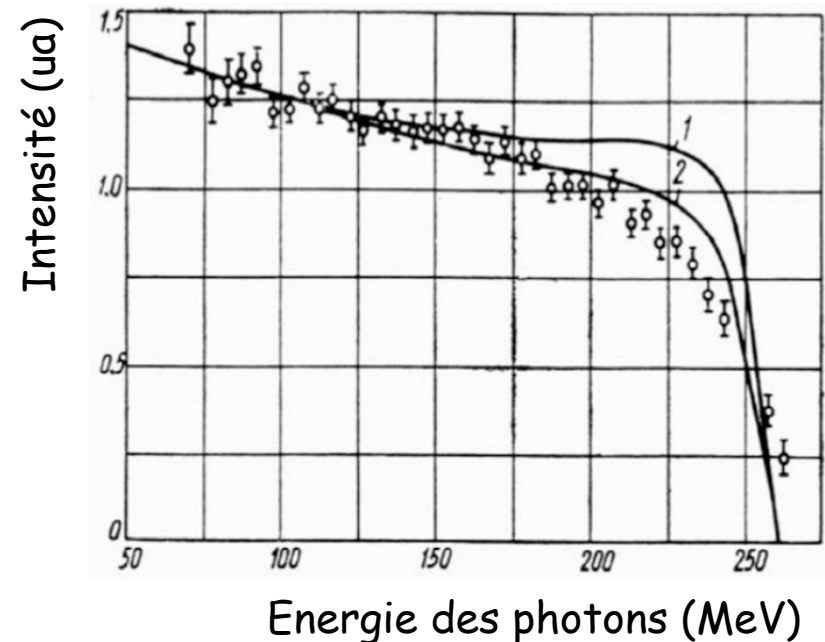
$$X_0 [g/cm^2] = \rho [g/cm^3] X_0 [cm]$$

- En rajoutant la correction due à l'effet d'écran, on obtient :

$$X_0 [g/cm^2] = \frac{716 A}{Z (Z + 1) \ln \left(\frac{287}{\sqrt{Z}} \right)}$$

Un exemple

Spectre de Bremsstrahlung pour
des électrons de 260 MeV sur
une cible de W de 0.5 mm
d'épaisseur



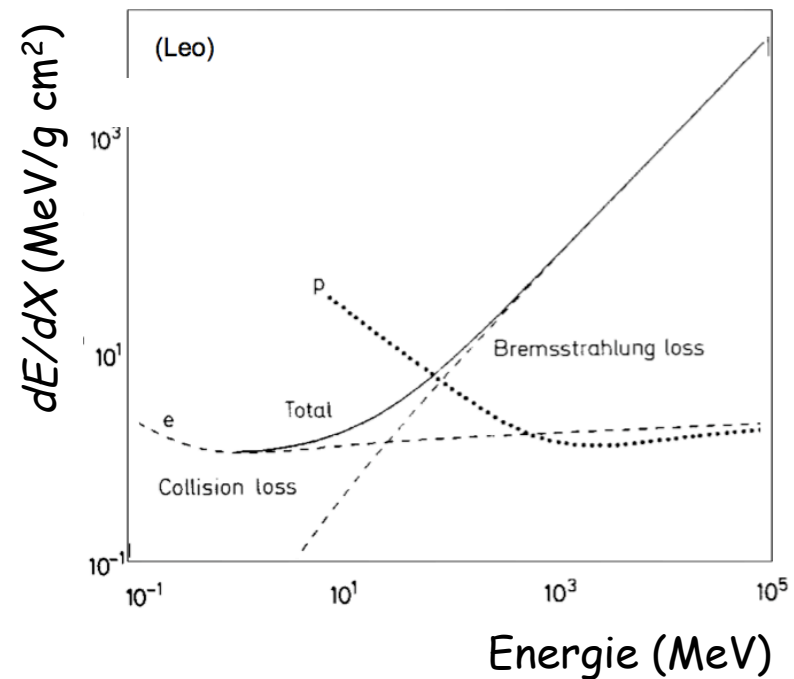
- Une part non négligeable de l'énergie (jusqu'à $\approx 100\%$) peut être emportée par les photons issus du rayonnement de freinage
 - \Rightarrow grande fluctuation de la longueur du parcours

Pertes totales

- On a finalement :

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

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



Energie critique

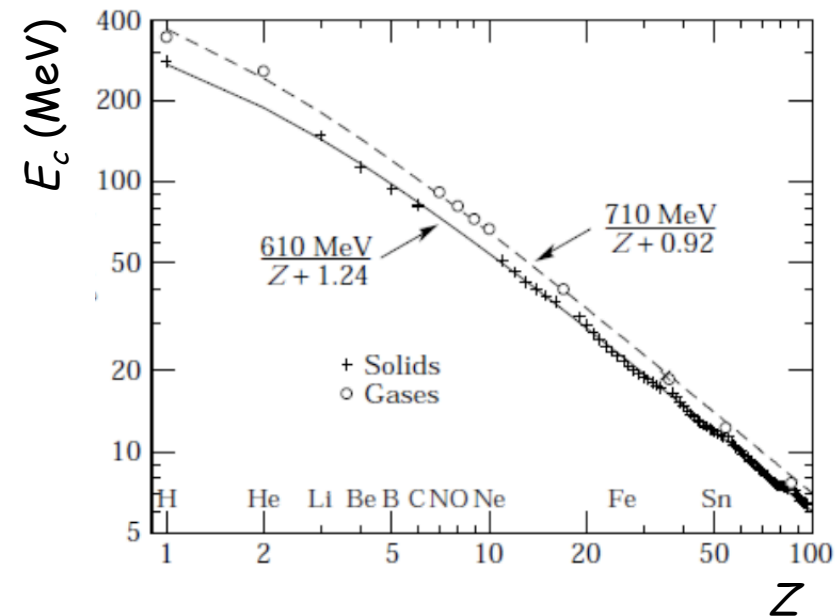
- L'**énergie critique** est par définition l'énergie à laquelle les pertes par ionisation et par rayonnement de freinage sont égales
- Pour e^\pm , on obtient approximativement :

$$E_c^{Sol+Liq} \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24}$$

$$E_c^{Gaz} \approx \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 1,24}$$



Effet de densité
dans dE/dx
(ionisation)



Bremsstrahlung des particules lourdes

- Pour une particule de masse m et de charge ze , on peut montrer que :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Rayonnement}}(m, z) = \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 z^2 \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Rayonnement}}(e^-)$$

- Pour μ^\pm , on obtient approximativement :

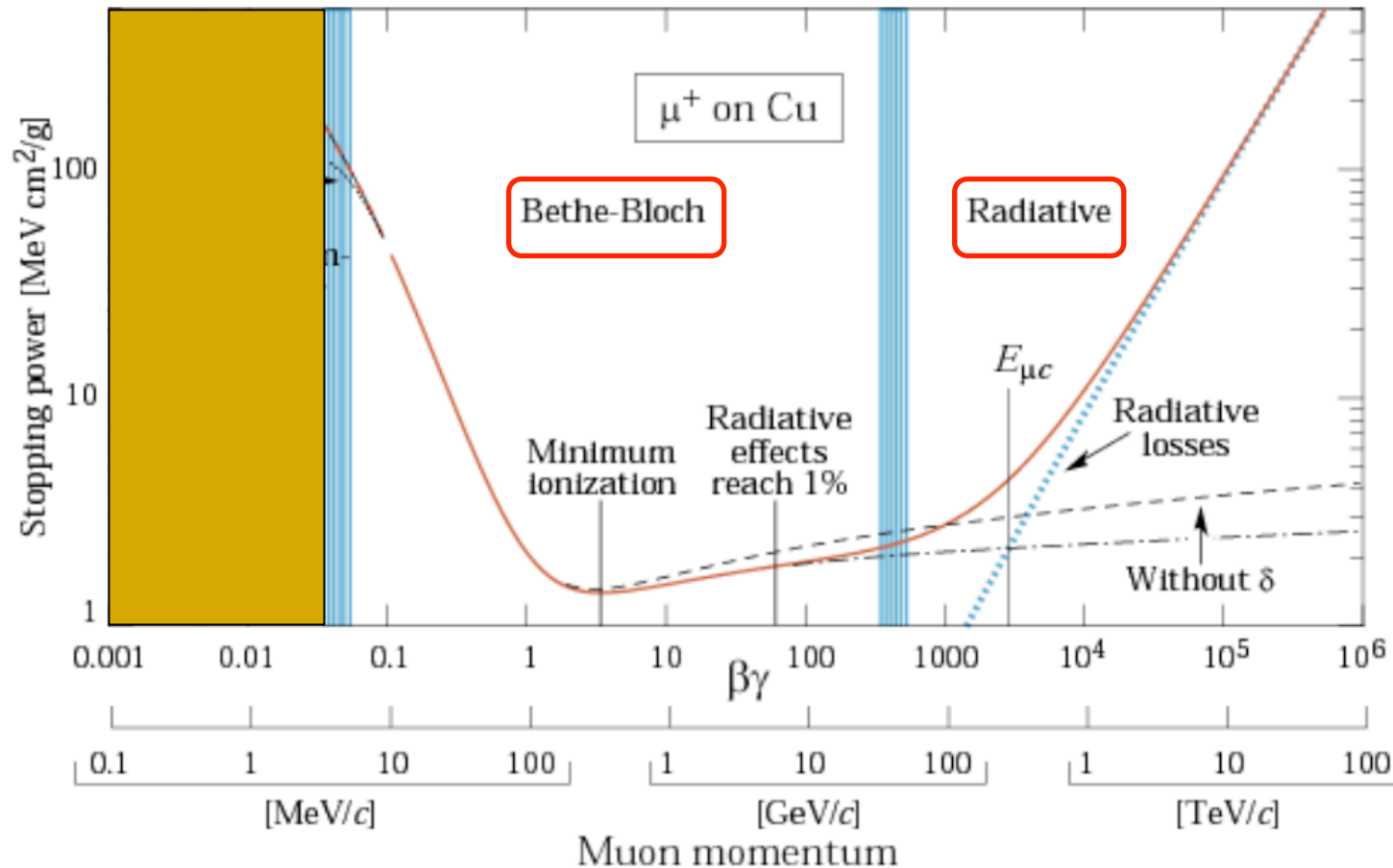
$$E_c \approx E_c^{\text{Electron}} \left(\frac{m_\mu}{m_e} \right)^2$$

- Exemple du Fer ($Z = 26$) :

$$E_c(e^-) = 22,4 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad E_c(\mu) = 1 \text{ TeV}$$

On comprend maintenant toute la courbe dE/dx

Energie déposée par des muons dans du cuivre



Plan

I. Interaction particule-matière

- 1) Généralités
- 2) Particules lourdes chargées
- 3) Particules légères chargées
- 4) Photons
- 5) Neutrinos

II. Reconstruction des traces chargées

III. Détection des photons

IV. Identification des particules

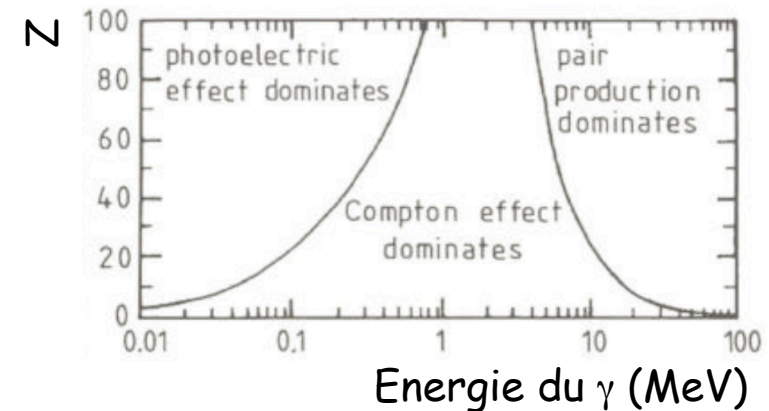
V. Calorimétrie

VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Interaction des photons avec la matière

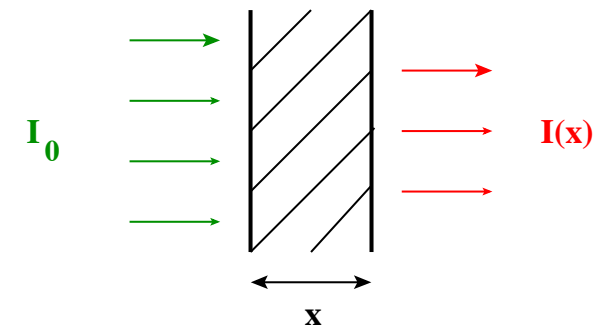
- Pour être détecté, un γ doit créer des particules chargées et/ou transférer de l'énergie à des particules chargées qui seront ensuite détectées. Plusieurs effets possibles :

- **Effet photoélectrique** (dominant pour $E_\gamma < 100$ keV)
- **Diffusion Compton** (dominant pour $E_\gamma \approx 1$ MeV)
- **Production de paires** (dominant pour $E_\gamma > 1$ MeV)



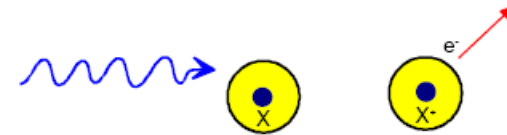
- Dans chaque cas, le γ est absorbé ou diffusé élastiquement. **Les γ gardent leur énergie mais l'intensité du faisceau diminue**
- On définit l'**atténuation** μ par :

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



Effet photoélectrique

- Mécanisme : $\gamma + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^+ + e^-$



- Concerne principalement les e^- de la couche K

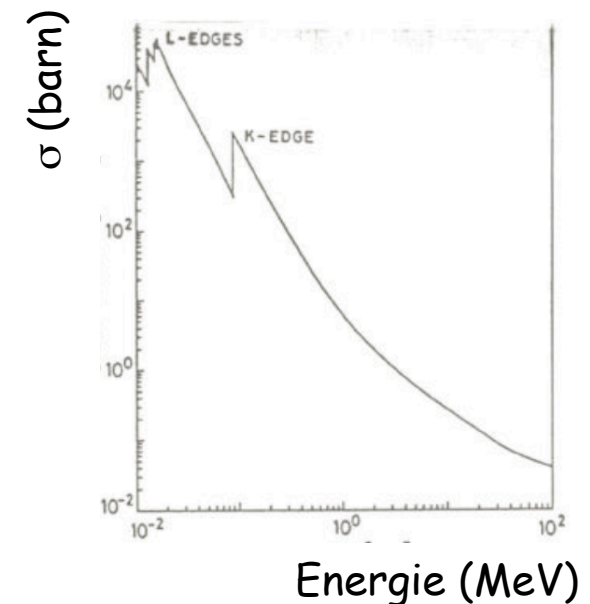
- Section efficace

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

Section efficace

Thomson

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



Diffusion Compton

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

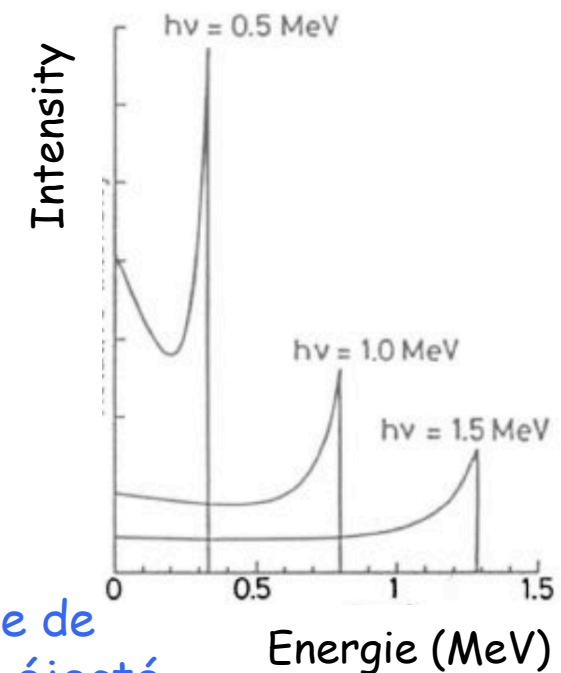
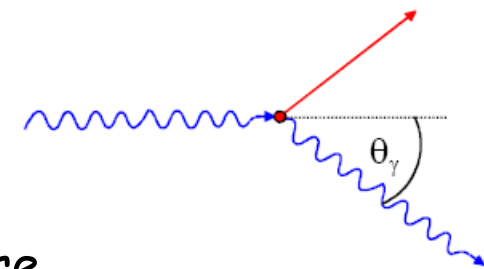
- Energie :

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

- Section efficace :

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

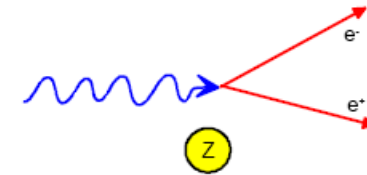
- Décroît quand l'énergie du photon augmente



Energie de
l'électron éjecté

Création de paires

- Mécanisme : $\gamma + \text{noyau} \rightarrow e^- + e^+ + \text{noyau}$



- Se produit dans le champ coulombien d'un noyau ou d'un électron uniquement si

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

- 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 e^+e^- après $1 X_0$

Effet total

Epaisseur (g/cm²)

Finalemment, on écrira : $I(x) = I_0 e^{-\mu x}$ avec $\mu = \mu_{photo} + \mu_{Compton} + \mu_{paire} +$

Coefficient d'atténuation (cm²/g)

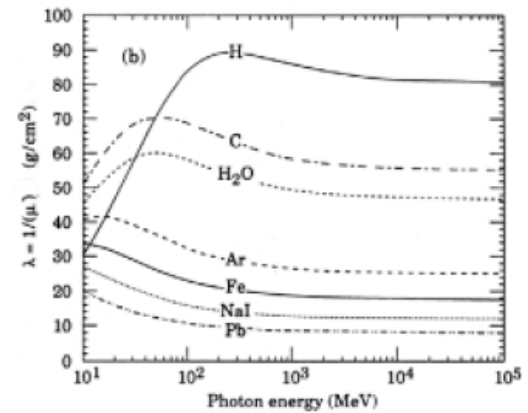
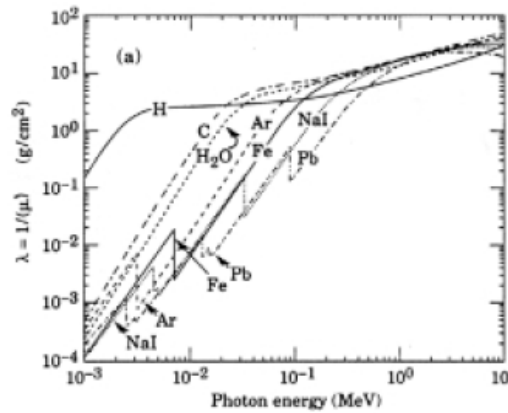
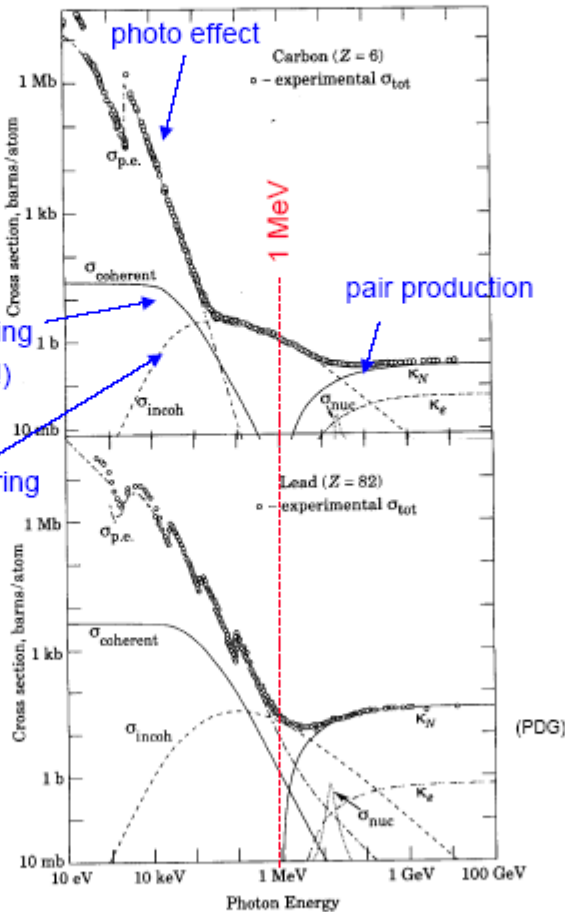
$$\mu_i = \frac{N_A}{A} \sigma_i$$

Carbone (Z = 6)

Rayleigh scattering (no energy loss !)

Compton scattering

Plomb (Z = 82)



Variation de 1/μ en fonction de l'énergie

Plan

I. Interaction particule-matière

- 1) Généralités
- 2) Particules lourdes chargées
- 3) Particules légères chargées
- 4) Photons
- 5) Neutrinos

II. Reconstruction des traces chargées

III. Détection des photons

IV. Identification des particules

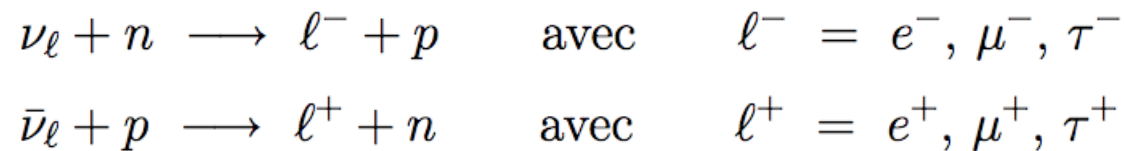
V. Calorimétrie

VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Interaction des neutrinos avec la matière

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

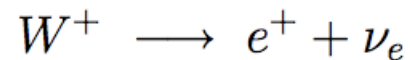
- Pour les détecter, il faut les faire interagir :



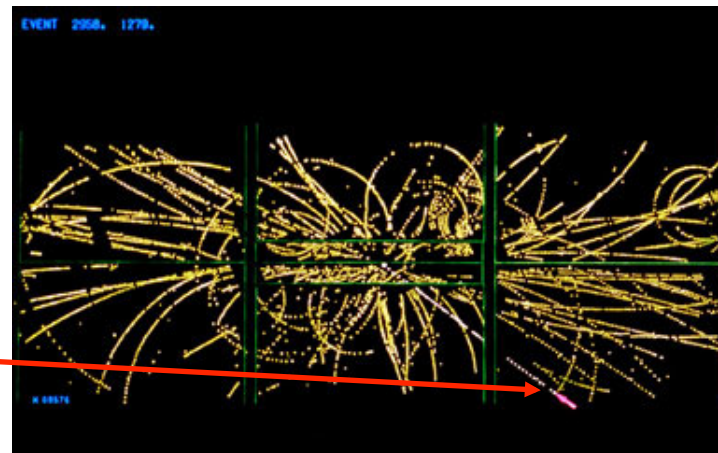
- Typiquement, les efficacités de détection sont de l'ordre de 10^{-17} dans 1 m de fer
 - Les détecteurs spécialisés pour les neutrinos doivent être énormes et parfois accepter de très hauts flux

Exemple : UA1

- Dans les expériences sur collisionneurs, on attribue l'énergie et l'impulsion transverse manquantes au(x) neutrino(s)
- Cette méthode a permis dans UA1 de reconstruire le neutrino de :



Le positron !



- Il faut une confiance énorme dans la théorie (et dans les détecteurs !) pour tenir ce genre de raisonnement ...

Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
 - 1) Généralités
 - 2) Détecteurs à ionisation : compteurs proportionnels
 - 3) Détecteurs à ionisation : chambres à dérive
 - 4) Détecteurs à scintillation
 - 5) Détecteurs à semi-conducteurs
- III. Détection des photons
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

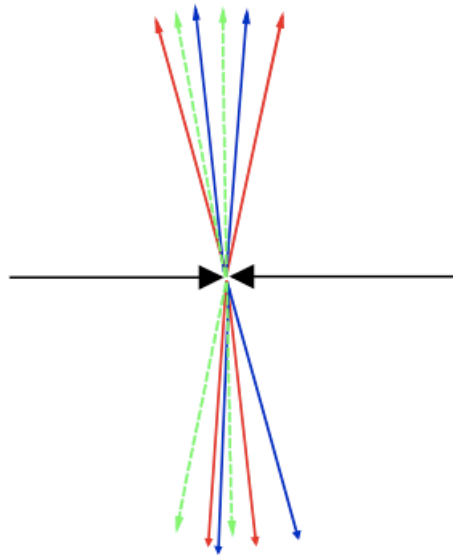
Pourquoi reconstruire les traces chargées ?

— $q > 0$

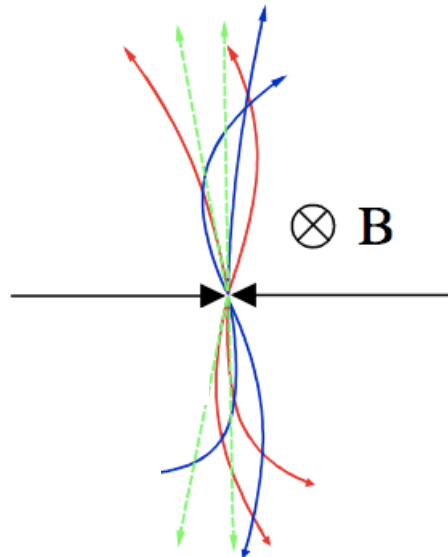
— $q = 0$

— $q < 0$

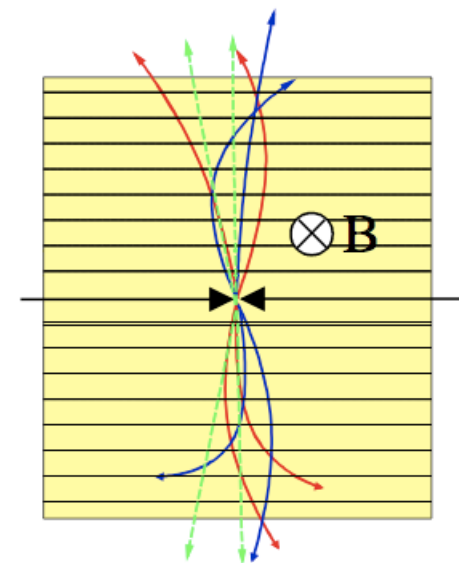
$$\vec{F}_m = q \vec{v} \times \vec{B}$$



Sans champ B



Avec champ B



Avec champ B et un détecteur

⇒ Le signe de la charge est obtenu par le sens de courbure dans un champ B

Rappel : Mouvement d'une particule chargée dans un champ B

- Pour une particule non relativiste :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} = \frac{q}{m}\vec{p} \times \vec{B}$$

- La particule tourne autour de B à la **fréquence cyclotron** ($\omega_c = qB/m$)

- Pour une particule relativiste :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} = \frac{q}{\gamma m}\vec{p} \times \vec{B}$$

- La particule tourne autour de B à la fréquence $\omega_c = qB/\gamma m$
- Dans le plan transverse au champ B , la trajectoire est circulaire (à énergie constante)

Mesure de l'impulsion dans un champ B

- La mesure de la trajectoire dans le champ permet de remonter à l'impulsion p_T :

Transverse à B ! $\longrightarrow p_{T[GeV/c]} = 0,3 B_{[T]} \rho_{[m]}$

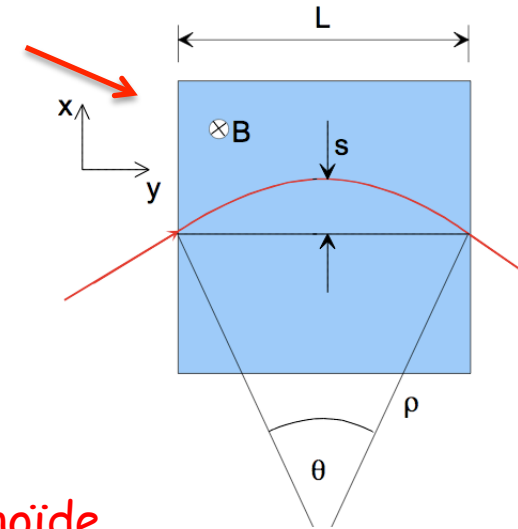
- Le sens de la courbure donne la charge

- Dans le cas d'un champ solénoïdal, on montre finalement que :

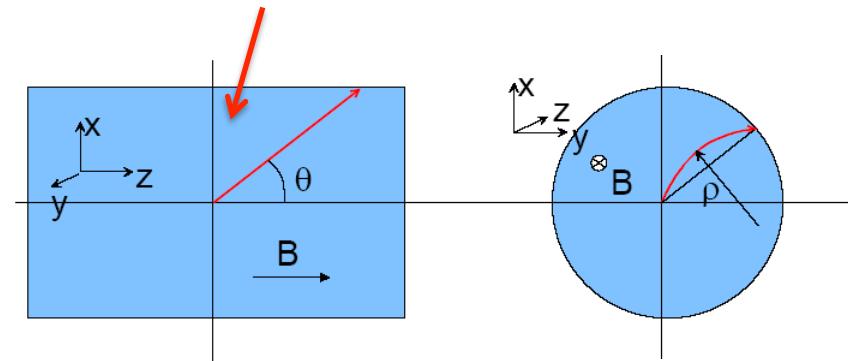
$$\left. \frac{\sigma(p)}{p} \right|_{Exp} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sigma(x) p}{B L^2}$$

\Rightarrow Augmenter N (nombre de points de mesure)
et diminuer $\sigma(x)$ (résolution en position)

Dipôle

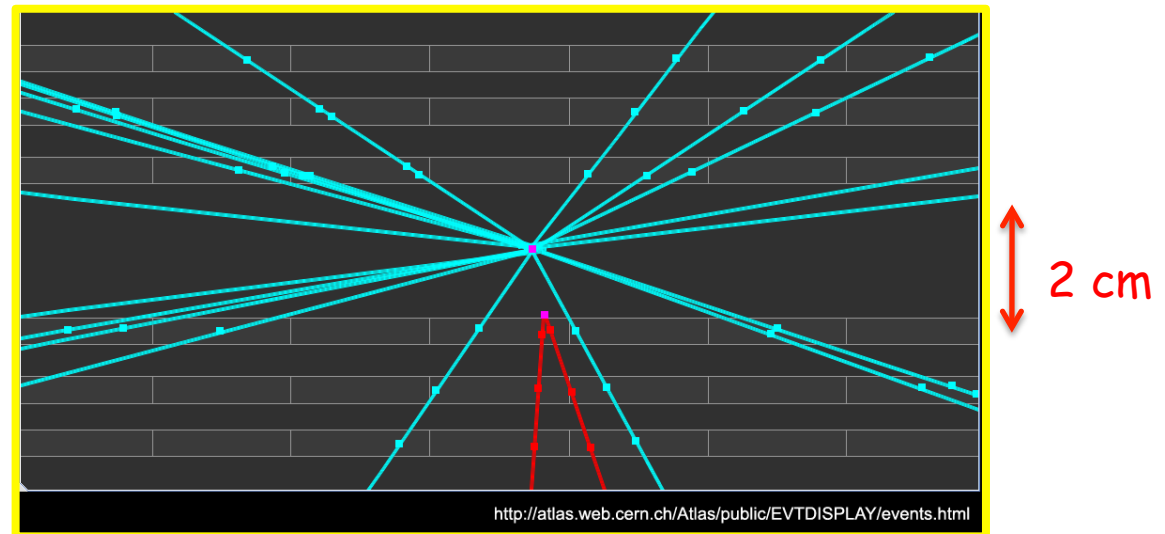
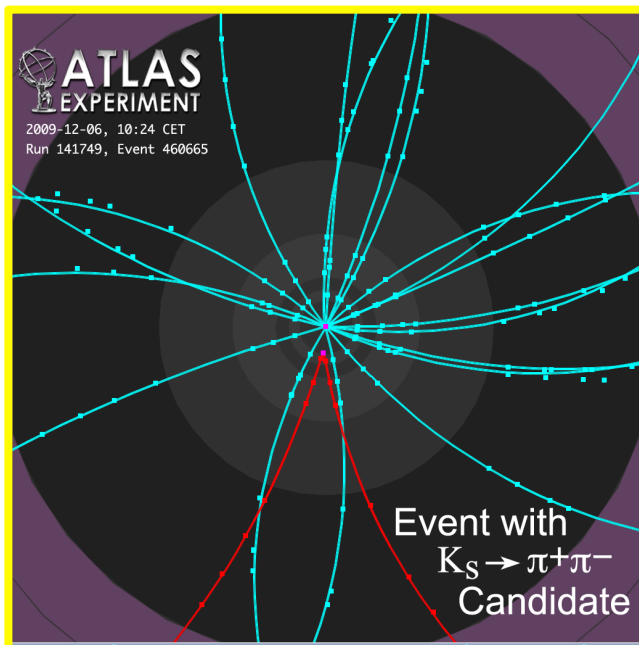


Solénoïde

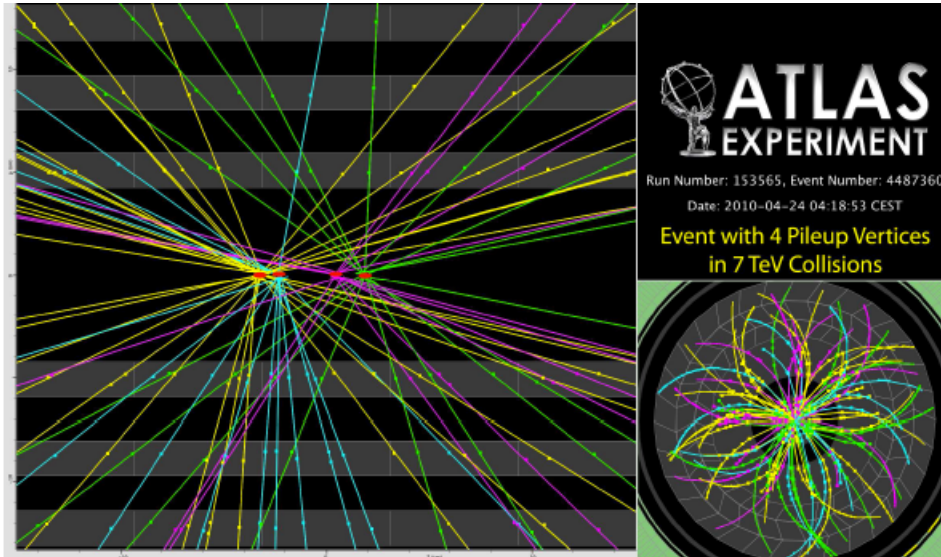


$$p_T = p \sin(\theta)$$

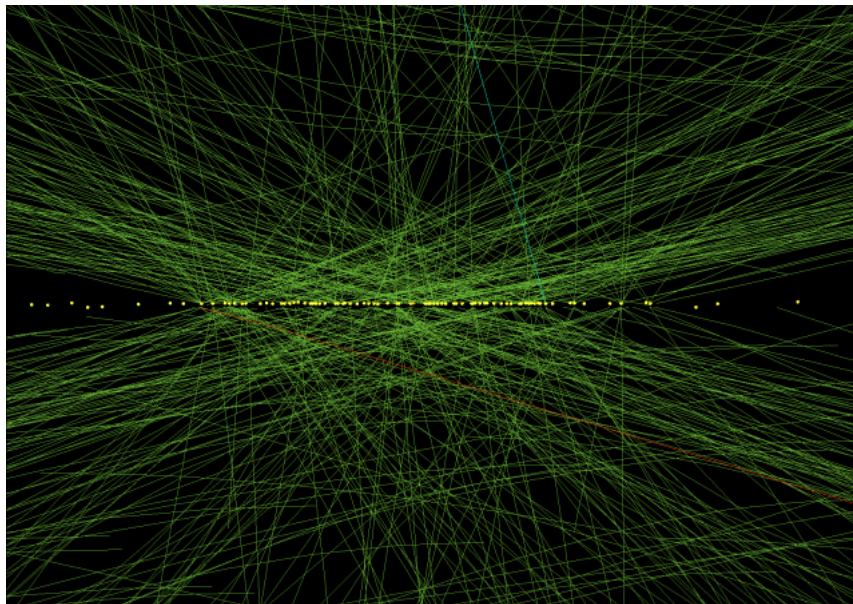
Utilité d'une bonne résolution en position au plus près de la collision



⇒ Une bonne extrapolation est nécessaire pour reconstruire les vertex secondaires



4 événements dans
ATLAS répartis en
-32 et + 19 mm



Un croisement de
paquets auprès de CMS
avec 78 événements
reconstruits

- Pour mesurer l'impulsion ou pour reconstruire par extrapolation les vertex secondaires, on doit pouvoir mesurer dans l'espace la trajectoire des particules (chargées)
- Basé sur les processus physiques vu précédemment
- Il y a plusieurs façons de transcrire en un signal électrique les réactions décrites précédemment. Traditionnellement, on les regroupe en 3 catégories :
 - **Détecteurs à ionisation** (compteurs proportionnels et chambres à dérive)
 - **Détecteurs à scintillation**
 - **Détecteurs à semi-conducteurs**

Les détecteurs à ionisation

- Bref historique :
 - Protohistoire : chambres à brouillard et compteurs Geiger
 - Histoire : chambres à bulles et émulsions photographiques
 - Actuellement : **compteurs proportionnels** et **chambres à dérive**
- Ils détectent le passage d'une particule chargée en mesurant la charge totale (électrons+ions) produite par l'ionisation du milieu
- Le milieu peut être un gaz, un liquide ou un solide
- **Pour récupérer les électrons avant la recombinaison, il faut appliquer un champ E**

Ionisation d'un gaz

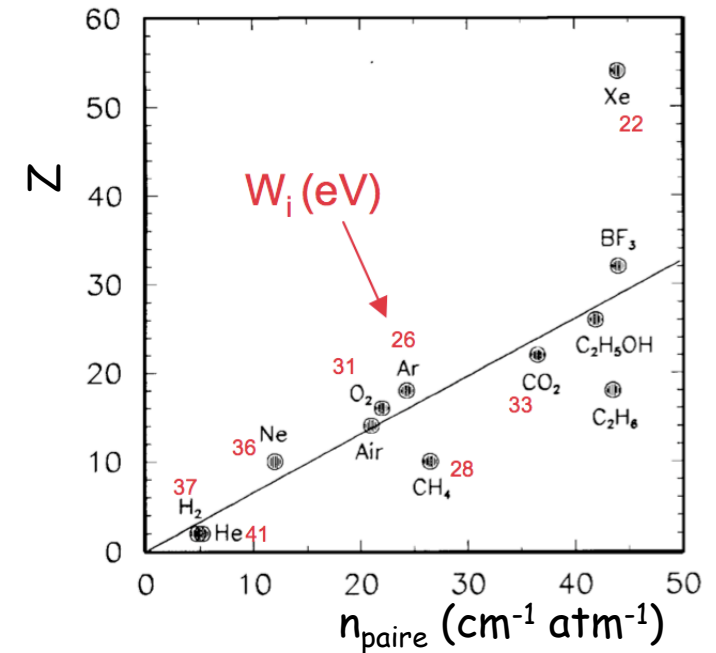
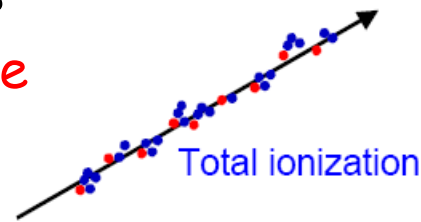
- Des particules rapides ionisent un gaz
- Chacun des électrons primaires a parfois suffisamment d'énergie pour ioniser d'autres atomes

⇒ **Ionisation secondaire**

$$n_{total} = \frac{\Delta E}{W_i} = \frac{\frac{dE}{dX} \Delta x}{W_i} \approx 3 - 4 n_{primaire}$$

- ΔE : Energie totale perdue
- W_i : Energie perdue par paire électron/ion (typiquement 30 eV pour un gaz)

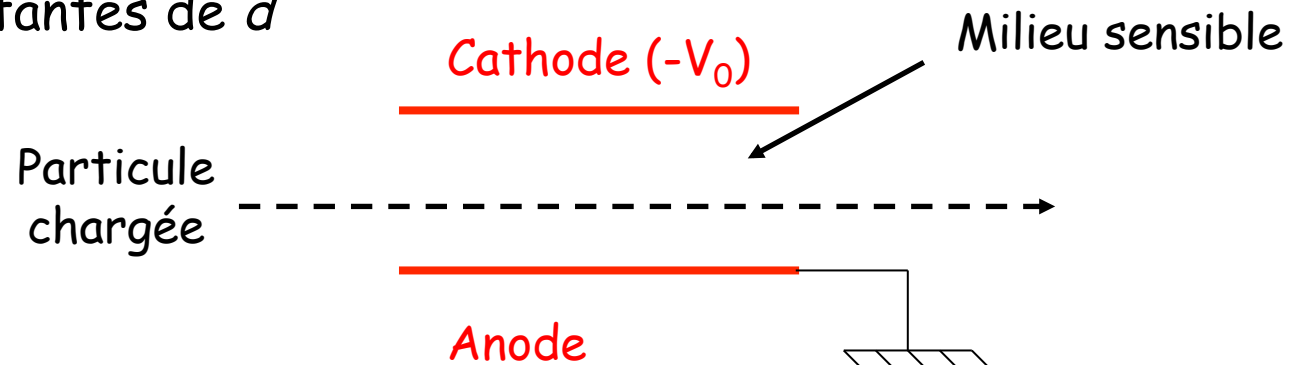
Il faudra une amplification car détecter ≈ 100 paires e-/ion n'est pas simple !



Nombre de paires initiales e-/ion pour les gaz

Le détecteur gazeux le plus simple : la chambre à ionisation

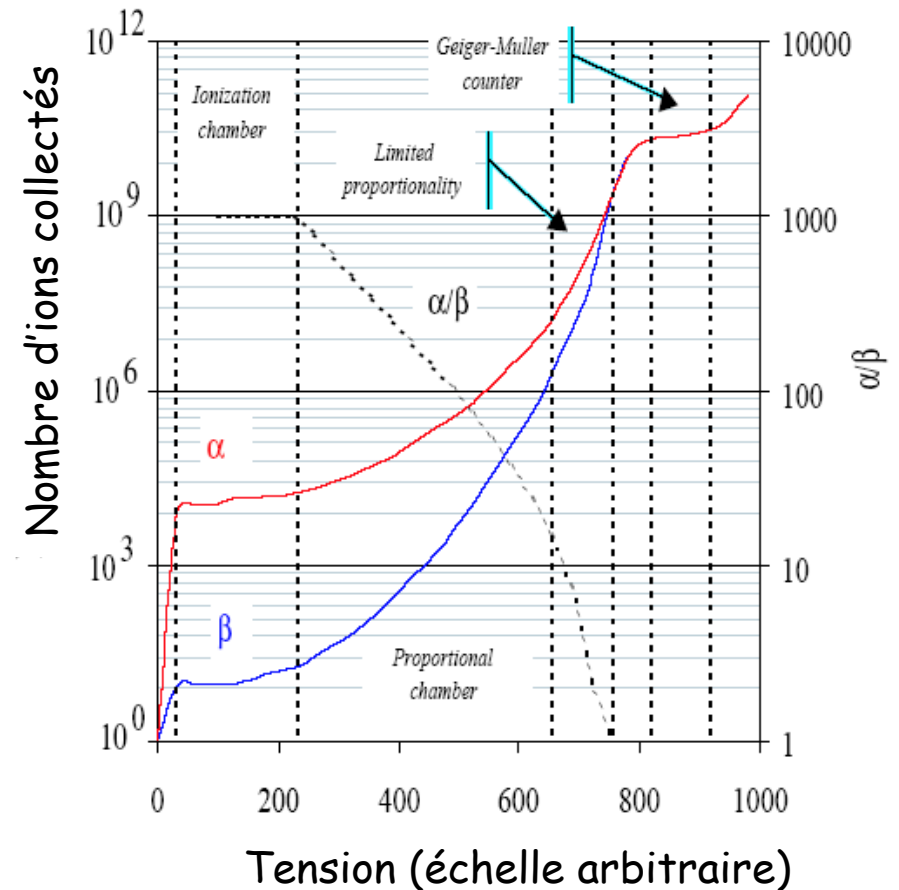
- 2 plaques distantes de d



- On a typiquement pour $d = 5 \text{ cm}$ et $E = 500 \text{ V/cm}$
 - $\Delta t^+ = 7,5 \text{ mm/ms}$ et $\Delta t^- = 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$
- Les signaux sont extrêmement faibles et nécessitent une électronique de pointe !

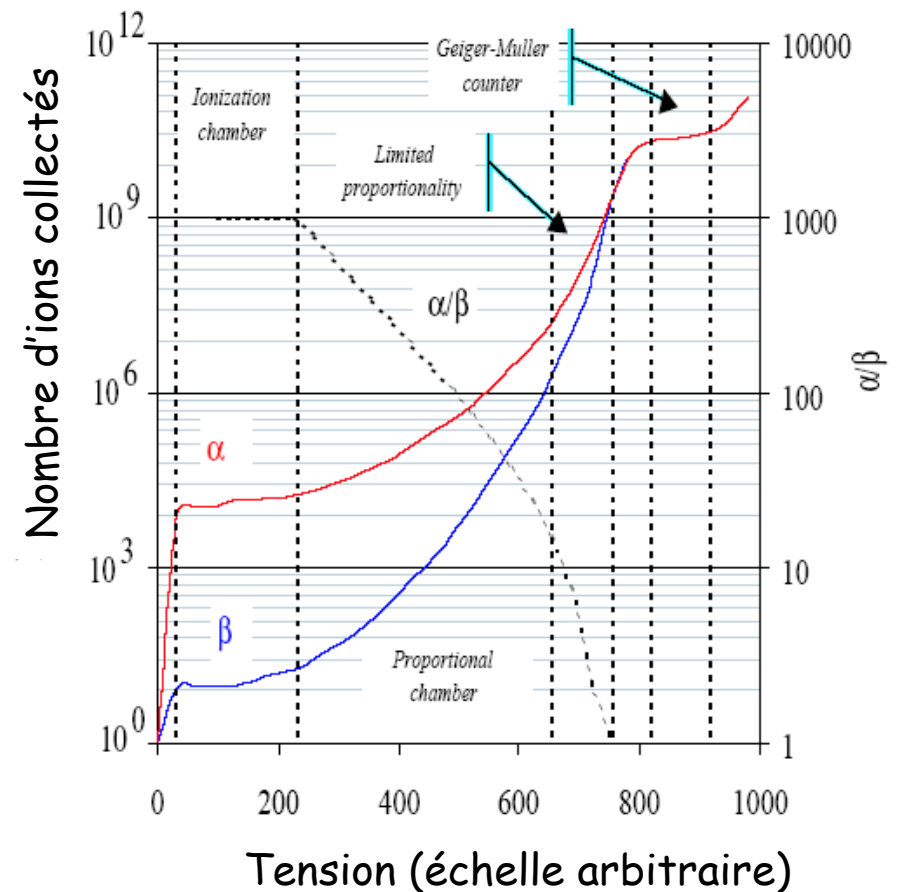
Détecteurs à ionisation

- Dans un **détecteur à ionisation**, les électrons et les ions créés sont utilisés pour générer un signal mesurable
 - On les fait dériver dans un champ électrique
- Le signal est souvent faible et doit généralement être amplifié
- On peut s'attendre à ce que le choix du gaz soit critique



Nombre d'ions collectés pour des α et des électrons

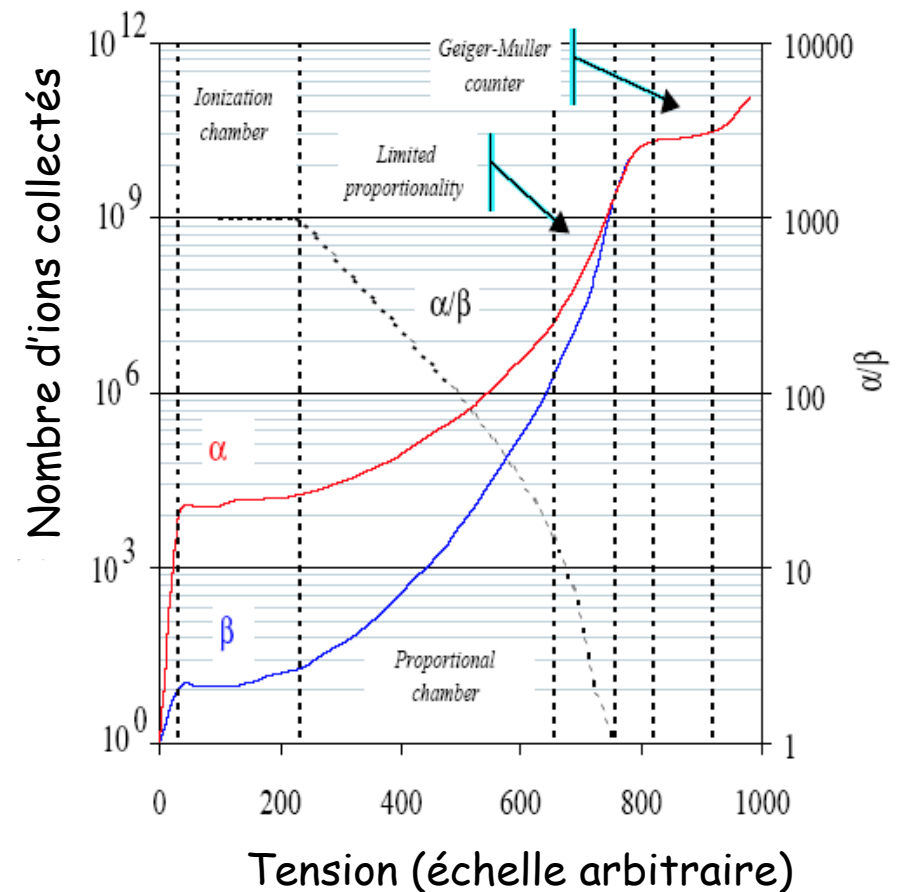
- Il existe plusieurs types de détecteurs liés à divers modes de fonctionnement :
 - Recombinaison (inutile)
 - **Chambres à ionisation** :
 - Toute la charge initiale est recueillie sans amplification
 - Gain ≈ 1
 - **Compteurs proportionnels**
 - Le champ E est suffisamment fort pour induire des avalanches secondaires
 - Gain $\approx 10^4-10^5$



Nombre d'ions collectés pour des α et des électrons

- **Compteurs proportionnels saturés**
 - Champ E encore plus élevé
 - HT pulsée
 - Gain $\approx 10^8$ - 10^9

- **Compteurs Geiger Muller**
 - Tout le fil d'anode est affecté
 - Coupure de la HT pour arrêter le processus



Nombre d'ions collectés pour des α et des électrons

Plan

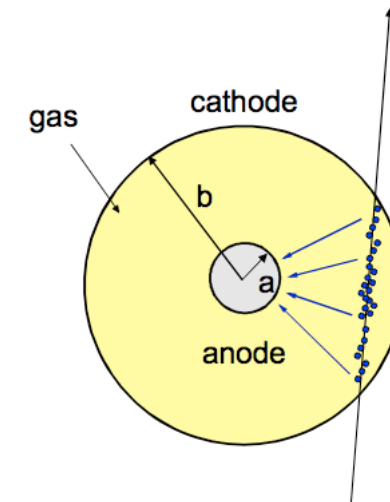
- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
 - 1) Généralités
 - 2) Détecteurs à ionisation : compteurs proportionnels
 - 3) Détecteurs à ionisation : chambres à dérive
 - 4) Détecteurs à scintillation
 - 5) Détecteurs à semi-conducteurs
- III. Détection des photons
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Le plus simple des compteurs proportionnels : un fil

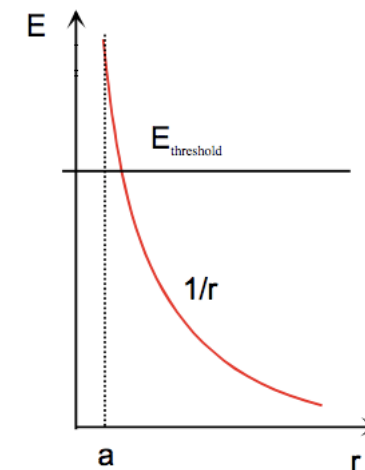
- Les électrons dérivent vers le fil d'anode. Le champ E est en $1/r$. Au delà d'un certain seuil, les électrons ionisent le gaz : **avalanche** !
 - Gain typique : $10^4 - 10^5$
 - L'échelle de temps de l'amplification est de l'ordre de quelques ns
 - Mesure dans une direction uniquement

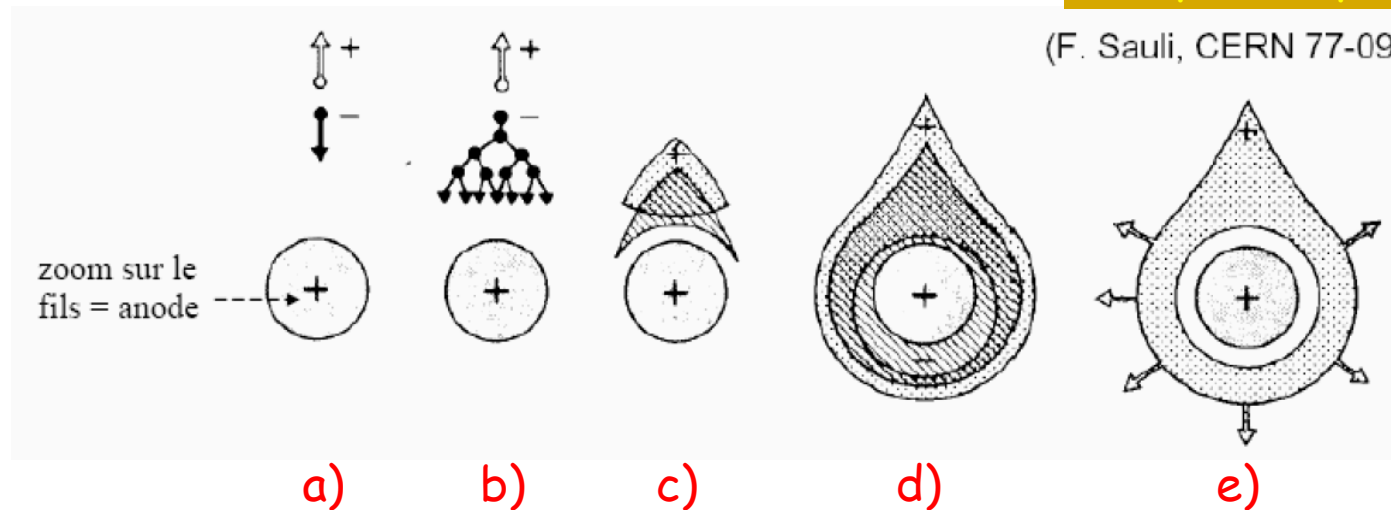
- **Le signal est proportionnel à l'ionisation initiale** : on mesure dE/dx

- De l'ordre d'une centaine de paires e^- /ion
 - Pas facile à détecter : bruit électronique ≈ 10 fois plus élevé



$$E = \frac{C V_0}{2 \pi \epsilon_0} \frac{1}{r}$$

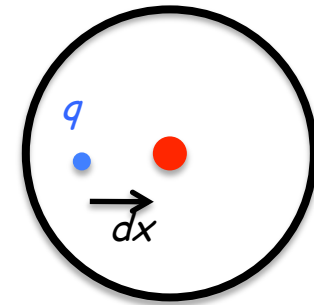




- Dynamique non triviale :
 - a) L'électron unique dérive vers l'anode
 - b) Début de l'avalanche
 - c) Comme les électrons et les ions sont créés au même endroit, l'avalanche s'arrête lorsque le champ E est diminué par le champ des ions
 - d) Le nuage d'électrons dérive rapidement vers l'anode (50 mm/ms sur 20 mm \rightarrow max 1-2 ns)
 - e) Le nuage des ions dérive lentement vers la cathode

- La charge dQ induite sur le fil central par le déplacement dx de la charge q est :

$$V_0 dQ = q E(x) dx$$



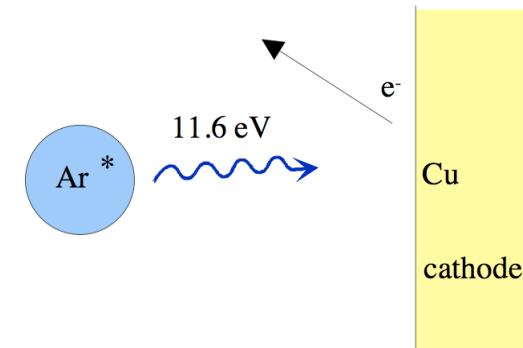
- En intégrant :

$$Q = \int dQ = \int_{debut}^{fin} \frac{q E(x)}{V_0} dx = \frac{q}{V_0} (V(x_{debut}) - V(x_{fin}))$$

- Les charges sont induites sur le fil par la dérive des charges. Les électrons ne traversent qu'une petite partie du détecteur : **le signal provient surtout de la dérive des ions**

Choix du gaz

- On choisit généralement des gaz nobles (monoatomiques à couches pleines) pour lesquels la dissipation d'énergie a lieu principalement par ionisation (pas d'états de vibration ou de rotation)
- La contrepartie à l'utilisation des gaz nobles est qu'un atome excité a une très forte probabilité de se désexciter par émission d'un photon UV (11.6 eV pour Ar)
- Cette valeur est $>$ au seuil d'ionisation pour les métaux (exemple 7.7 eV pour Cu)
 - Avalanche permanente par émission d'électrons par les parois !



- Pour résoudre le problème, on introduit dans le gaz noble une petite quantité d'un gaz polyatomique possédant des états de vibration et de rotation
 - Ce **quencher** va absorber les photons UV avant les parois
 - On utilise souvent du méthane (CH_4) ou de l'isobutane (C_4H_{10})
 - Avec le temps, le quencher (isolant la plupart du temps) se dépose sur le fil et perturbe le fonctionnement du détecteur
- Le choix du gaz est une alchimie complexe entre le gain, le vieillissement, le coût, la sécurité, ...
- Exemple typique : 70% Ar, 29,6% C_4H_{10} et 0,4% Fréon

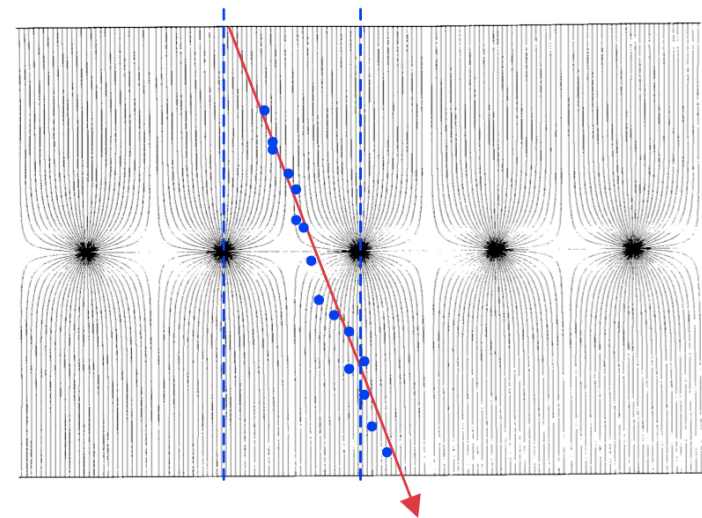
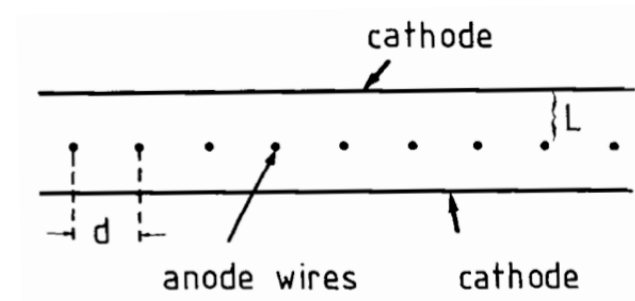
Les MWPC

- Extension du principe par Charpak et al (1968)
 - **MWPC** \equiv **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber
 - Typiquement : $L = 5 \text{ mm}$, $d = 1 \text{ mm}$

- La résolution est limitée à

$$\sigma \approx \frac{d}{\sqrt{12}}$$

- Soit $300 \text{ } \mu\text{m}$ pour $d = 1 \text{ mm}$

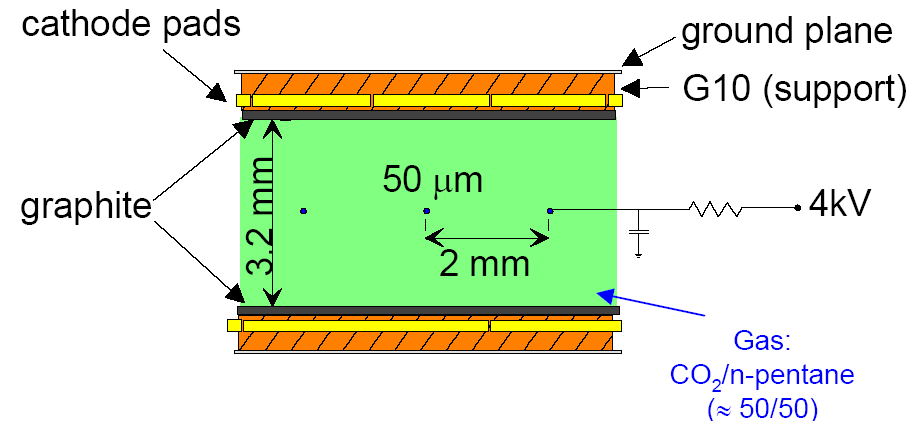


Lignes de champ autour des fils d'anode

Extension moderne des compteurs proportionnels : les TGC

- **TGC** \equiv Thin **G**ap **C**hamber
- Opération en mode saturé (entre les régimes proportionnel et Geiger)
- Temps de montée très bref (2 ns)
 - Utile pour faire un trigger !
- Accepte des taux de comptage élevés (jusqu'à 10^6 Hz)

Utilisé pour le trigger des muons de ATLAS

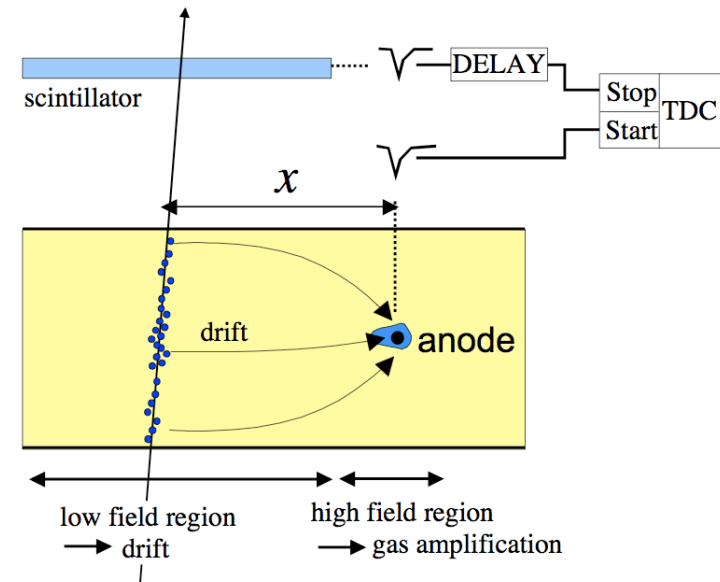


Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
 - 1) Généralités
 - 2) Détecteurs à ionisation : compteurs proportionnels
 - 3) Détecteurs à ionisation : chambres à dérive
 - 4) Détecteurs à scintillation
 - 5) Détecteurs à semi-conducteurs
- III. Détection des photons
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Chambres à dérivation

- Un inconvénient majeur des MWPC est que le volume de détection est faible. On peut au contraire avoir des volumes très élevés avec des **chambres à dérivation**



- La mesure du temps permet d'accéder à la coordonnée x :

$$x = \int v_D(t) dt$$

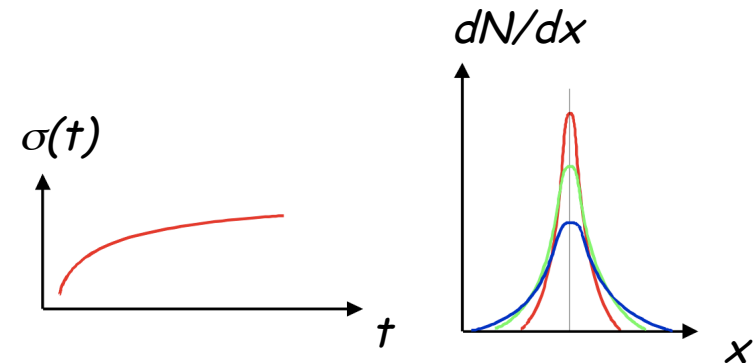
- Inconvénients : on doit contrôler la dérivation des électrons
 - Processus de diffusion
 - Comment évaluer la vitesse ?
 - Détecteur relativement lent
 - Temps de dérivation typiques : $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ (e^-), $0,05 \text{ cm}/\mu\text{s}$ (ions)

Diffusion et dérivate

- En l'absence de champ, les électrons et les ions vont diffuser par collision sur les atomes du gaz

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

$$\sigma(t) = \sqrt{2Dt}$$

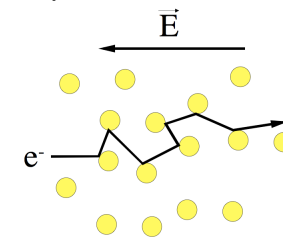


- Plus la chambre sera grande, plus la diffusion va étaler la trace (dimensions transverses et longitudinale)

- En présence d'un champ E , les électrons vont se déplacer avec une vitesse moyenne constante

$$\vec{F}_v = -\frac{m}{\tau} \vec{v} \quad \Longrightarrow \quad \vec{v}_D = \frac{e\tau}{m_e} \vec{E}$$

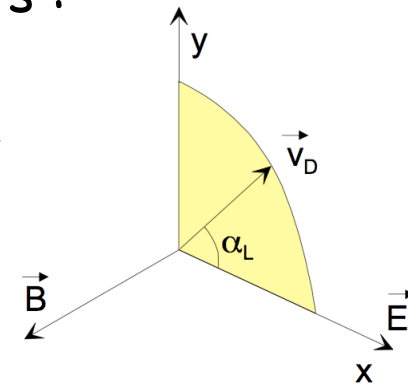
F_v : force de frottement visqueux



- En présence de **champs E et B** . Deux cas particuliers :

- E et B orthogonaux

- On définit l'**angle de Lorentz** par $\tan(\alpha_L) = \omega \tau$ et la **fréquence cyclotron** par $\omega = eB/\gamma m_e$
- La vitesse de dérive n'est plus parallèle à E

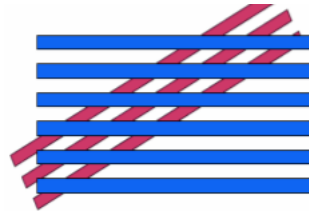


- E et B parallèles

- La diffusion longitudinale est inchangée, mais dans la direction transverse, les e^- spiralent sur un cercle de rayon v_T/ω
- Le coefficient de diffusion transverse devient

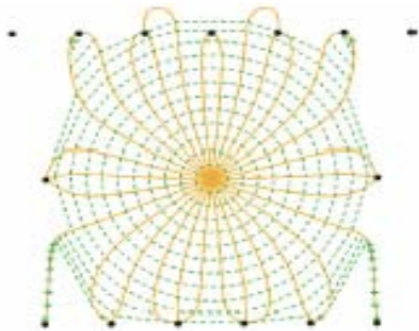
$$D_T(B) = \frac{D_T(0)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{Inférieur à } D_T(0)!!$$

- La mesure de la 2^e coordonnée transverse est facile à obtenir :
 - en croisant des MWPC
 - en prenant deux orientations de fils différentes dans une chambre à dérive

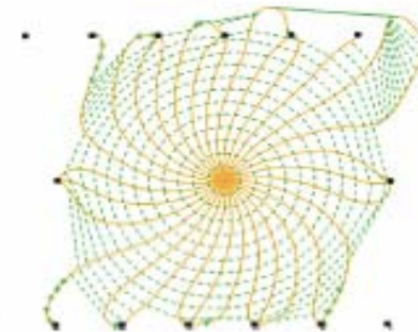


- La présence du champ B modifie la dérive des e^-

Sans
champ B



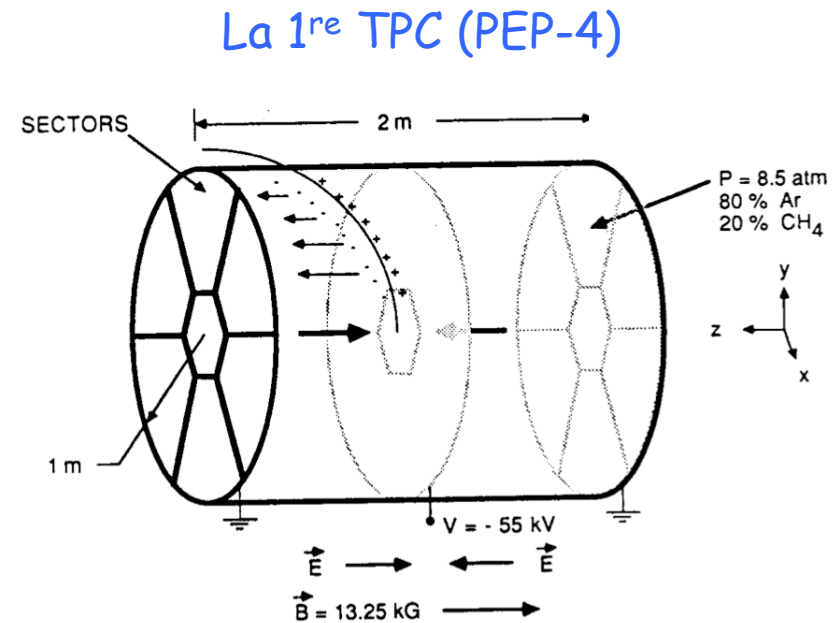
Les trajectoires
des électrons
sont modifiées
par le champ $B//E$
→ Calibration



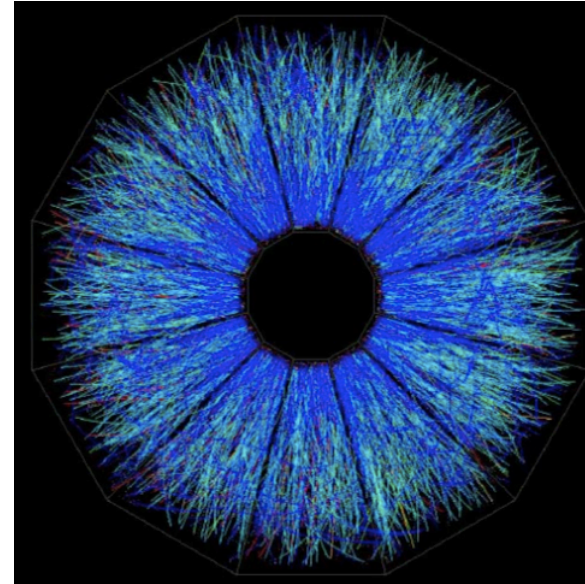
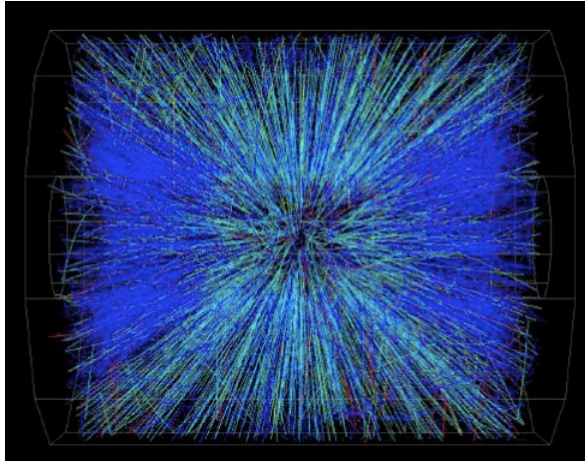
Avec
champ B

Un exemple de chambres à dérives : les TPC

- **TPC** \equiv **T**ime **P**rojection **C**hamber
- $E // B$ (solénoïde). Le coefficient de diffusion transverse est réduit car typiquement $\omega \tau \approx 10$!
- La base des détecteurs de traces sur collisionneurs e^+e^-
- Permet une reconstitution des traces en 3D
 - x et y viennent du fil et du segment touchés
 - z provient du temps de dérives
- Permet également une mesure de dE/dx
- Calibration pour la connaissance précise de E dans tout le volume

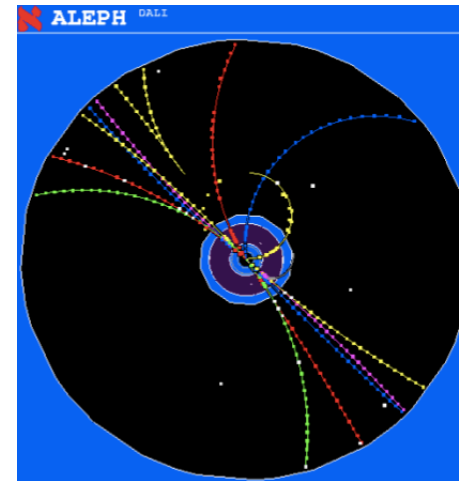


Les TPC de STAR et d'ALEPH



STAR : Au+Au (130 GeV/
nucléon) avec 2000 traces

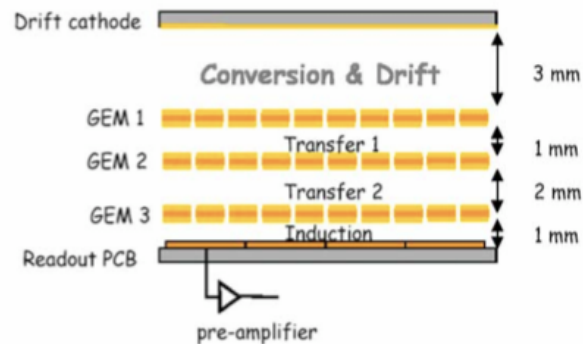
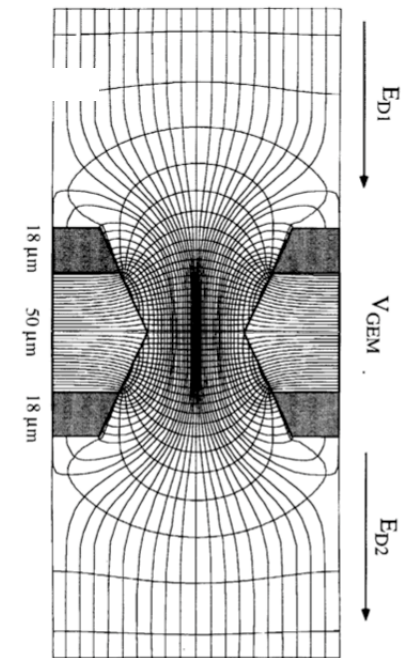
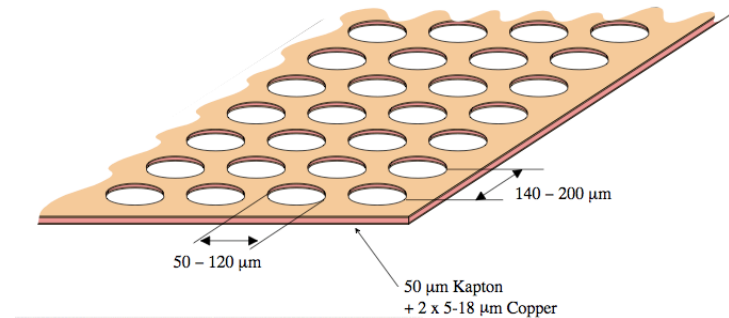
ALEPH : e^+e^-
(200 GeV)



Extensions récentes : GEM

- **GEM** \equiv **G**as **E**lectron **M**ultiplier
 - Feuille Cu-Kapton-Cu percée régulièrement de trous de 30-50 μm
 - 200 à 400 V entre les 2 faces
 - 100 à 1000 e^- produits par un e^- unique à l'entrée d'un trou
 - Grandes surfaces possibles
 - Possibilité d'un système en « mille-feuille »

(R. Bouclier et al., NIM A 396 (1997) 50)

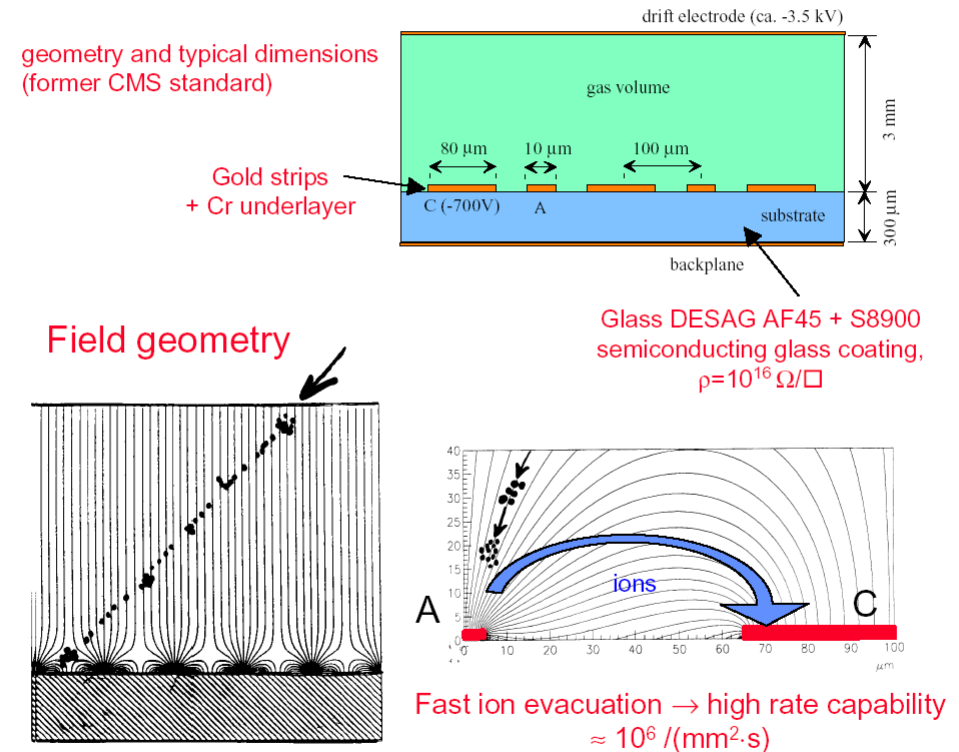


Détecteur à muons de LHCb

Extensions récentes : MSGC

- **MSGC** \equiv **M**icro **S**trip **G**as Chamber
 - Plus de fils fragiles
 - Rapide
 - Substrat en verre (pas de silicium !)
 - Basé sur les techniques de la microélectronique

- Optimisé pour les flux élevés



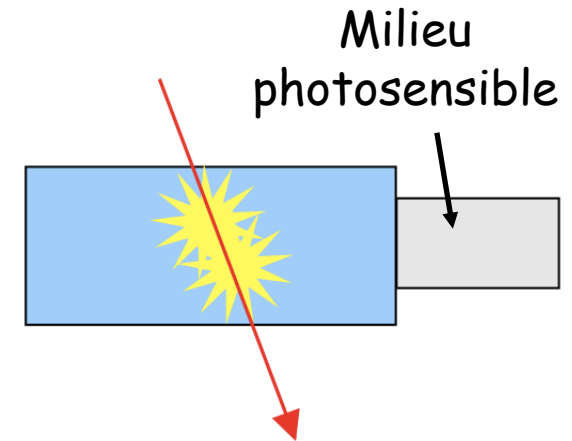
Solution envisagée initialement pour le tracker de CMS

Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. **Reconstruction des traces chargées**
 - 1) Généralités
 - 2) Détecteurs à ionisation : compteurs proportionnels
 - 3) Détecteurs à ionisation : chambres à dérive
 - 4) **Détecteurs à scintillation**
 - 5) Détecteurs à semi-conducteurs
- III. Détection des photons
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Détecteurs à scintillation

- Certains milieux transparents émettent un peu de lumière après excitation par une particule chargée (fluorescence ou phosphorescence)

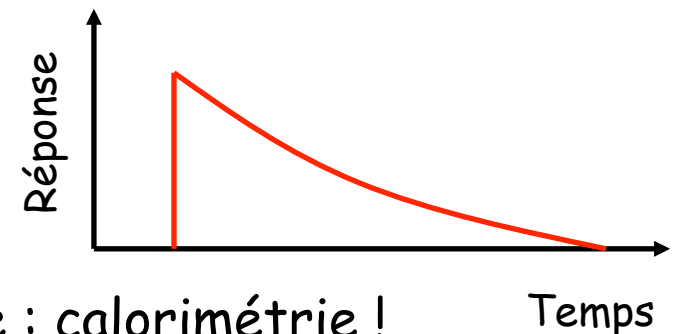


- Rappels :
 - L'émission d'un photon par un atome est due à un retour vers un état plus fondamental d'un électron sur un état excité de l'atome
 - On parle d'**incandescence** (**lumière chaude**) quand le mode d'excitation du noyau est le chauffage, et de **luminescence** (**lumière froide**) dans les autres cas
 - Quand l'émission du γ suit immédiatement l'excitation, on parle de **fluorescence** et de **phosphorescence** quand il y a un délai

- Ces photons peuvent être détectés par un milieu photosensible qui doit être transparent à la longueur d'onde du rayonnement
- On considèrera deux types de matériaux :
 - **Les scintillateurs inorganiques**
 - Milieux denses, bon rendement, relativement lents
 - Idéal pour la détection de particules chargées et de γ
 - Chers !
 - **Les scintillateurs organiques**
 - Milieux légers, faible rendement, relativement rapides
 - Faible efficacité de détection des γ
 - Très bon marché !

- Le temps de montée du signal est très rapide (1-2 ns) et surtout plus rapide que les détecteurs d'ionisation
 - Systèmes de déclenchement et mesures de temps de vol

- La décroissance est au contraire très lente (constante de temps \approx 100-200 ns)



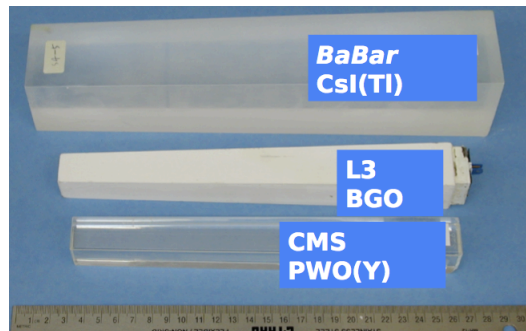
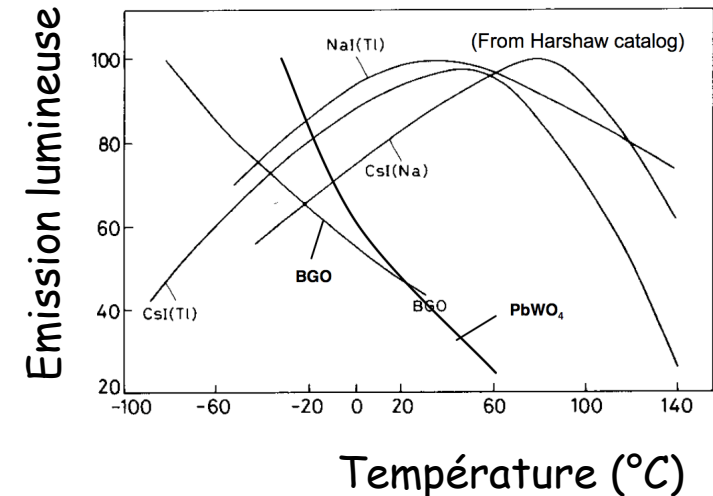
- Réponse linéaire sauf à très basse énergie : calorimétrie !
- Les photons doivent traverser le milieu pour atteindre la zone photosensible. Le nombre de photons transmis est :

$$N(x) = N_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad \lambda : \text{longueur d'atténuation}$$

- Pour des détecteurs de grande dimension, il faut $\lambda \approx 1$ m ou plus

Scintillateurs inorganiques

- Deux types de matériaux :
 - **Cristaux** (NaI, BaF₂, BGO, PbWO₄, ..)
 - Souvent plusieurs constantes de temps (de 1-2 ns à 100 ms) et pas forcément avec la même longueur d'onde (typiquement 200-500 nm)
 - Très forte dépendance avec la température
 - 10³-10⁴ photons/MeV, sauf pour PbWO₄ (≈ 100)



BaBar : CsI(Tl) : 16 X₀

L3 : BGO : 22 X₀

CMS : PWO(Y) : 25 X₀

« L » signifie « liquide »

- **Liquides nobles** (LAr, LXe, LXr)
 - Plusieurs constantes de temps (de 100 à 1000 ns), mais même longueur d'onde (120-170 nm)
 - $4 \cdot 10^4$ photons/MeV pour LXe
 - Inconvénient : températures cryogéniques

- Dans les deux cas, le mécanisme de la fluorescence est dû aux états intermédiaires des impuretés du milieu

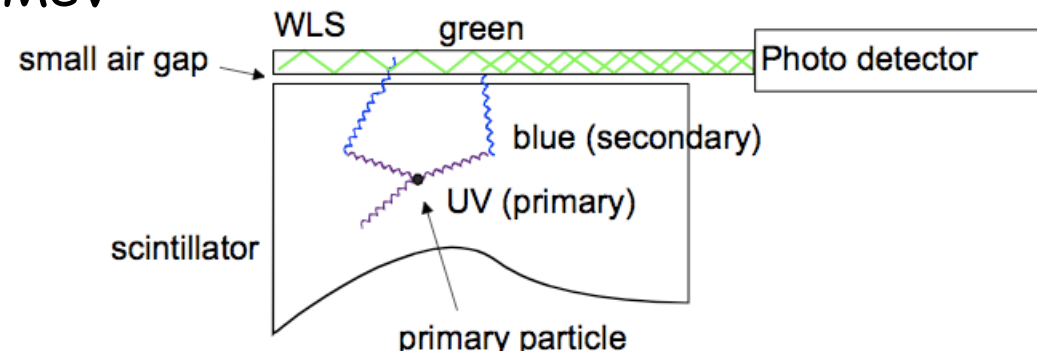
Scintillateurs organiques

- Structures monocristallines (naphtalène, anthracène, ..)
- Scintillateurs (liquides ou plastiques)
 - Mélange (complexe) d'un solvant et d'une petite quantité de dopant(s) qui décale(nt) le rayonnement vers des longueurs d'onde plus élevées : **Wave Length Shifting (WLS)**
 - Ce dopant absorbe les photons de scintillation et les re-émet rapidement (≈ 1 ns) dans une longueur d'onde plus propice à la détection (typiquement de 300 vers 500 nm)

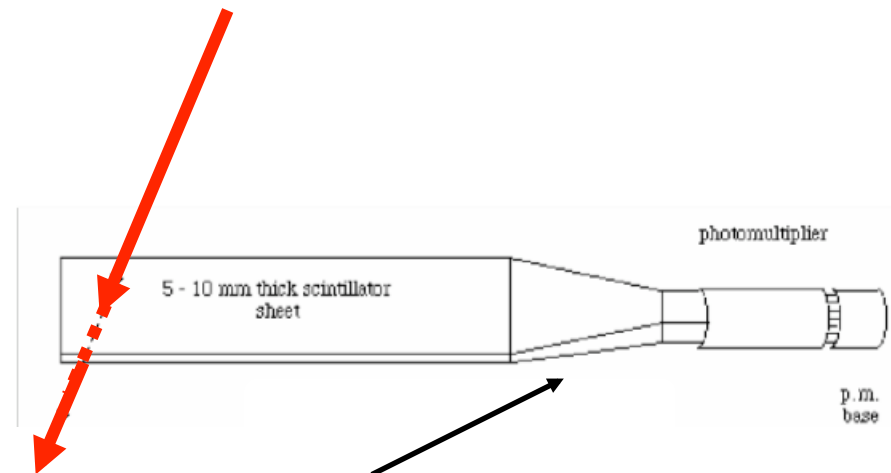
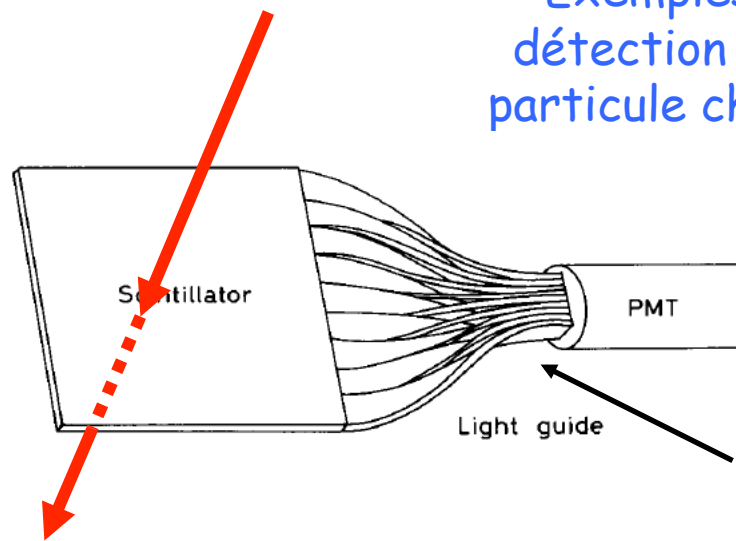
Quelques composés principaux et leurs dopants

	solvent	secondary fluor	tertiary fluor
Liquid scintillators	Benzene Toluene Xylene	p-terphenyl DPO PBD	POPOP BBO BPO
Plastic scintillators	Polyvinylbenzene Polyvinyltoluene Polystyrene	p-terphenyl DPO PBD	POPOP TBP BBO DPS

- Typiquement 10^4 photons/MeV
- Schématiquement :



Exemples de détection d'une particule chargée

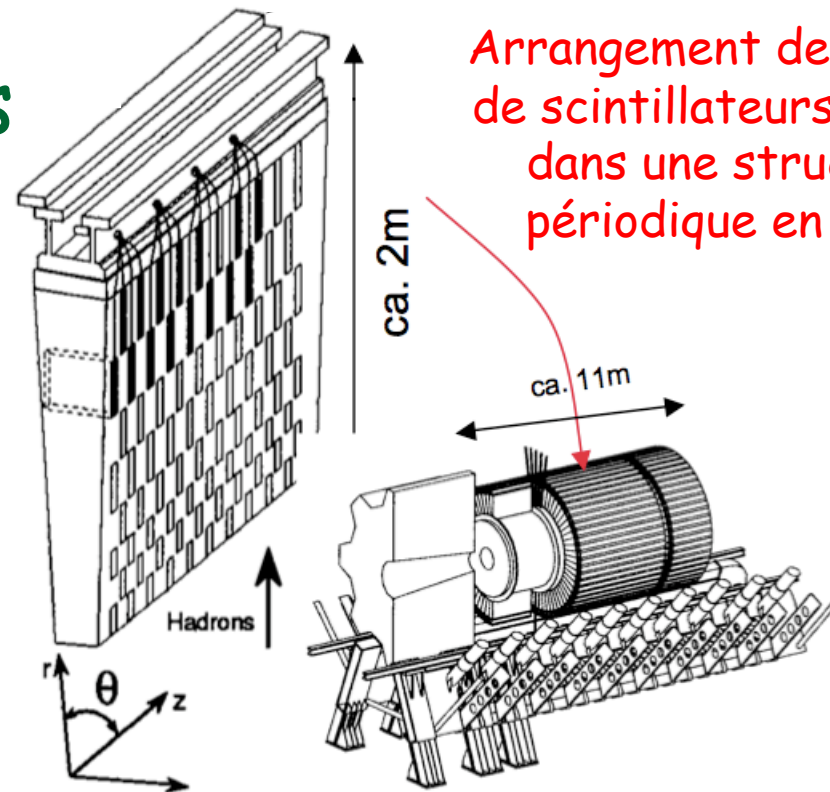


Efficacité : $\approx 20-30\%$

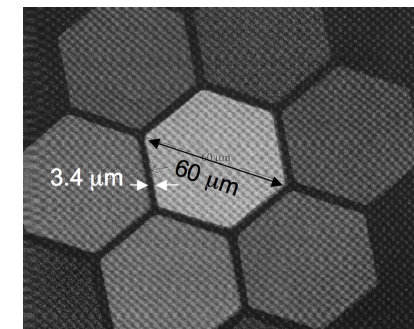
Application : fibres scintillantes

- Calorimétrie :

Exemple du calorimètre
hadronique de ATLAS



- Tracking :
 - Fibres hexagonales, carrées, ...
 - On peut éviter tout crosstalk entre voies (métallisation des surfaces)



Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. **Reconstruction des traces chargées**
 - 1) Généralités
 - 2) Détecteurs à ionisation : compteurs proportionnels
 - 3) Détecteurs à ionisation : chambres à dérive
 - 4) Détecteurs à scintillation
 - 5) **Détecteurs à semi-conducteurs**
- III. Détection des photons
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

DéTECTEURS à semi-conducteurs

- Les détecteurs à semi-conducteurs forment un type particulier de détecteur à ionisation : au lieu d'exciter (ou d'ioniser) le milieu, une particule chargée qui traverse un semi-conducteur crée des paires e⁻/trous quasi libres
 - On applique un champ E pour collecter les charges
- On considèrera :
 - Le **silicium** : particules chargées et photons
 - Le **germanium** : photons
- Il faut ≈ 3 eV pour créer une paire e⁻/trou (pour Si et Ge), contre ≈ 30 eV pour un détecteur à ionisation et ≈ 300 eV pour un scintillateur !!

- Avantages :
 - Très bonne résolution en énergie (sans égale à basse énergie)
 - Détecteur compact (puisque solide)
 - Bon candidat pour un détecteur de trace
 - Très bonne linéarité en énergie
 - Sauf pour les particules très ionisantes (ions lourds) pour qui des effets de charge d'espace limitent la résolution
 - Temps de montée \approx quelques ns

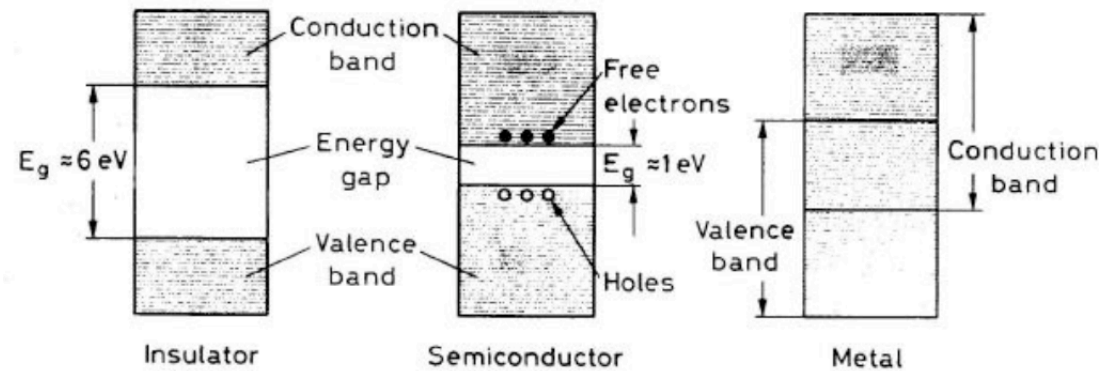
- Inconvénients :
 - Coût, fragilité, sensibilité aux radiations

DéTECTEURS Silicium

- Avantage : le Si est très abondant sur Terre
- Peut être manipulé par les techniques de la microélectronique
- Très haute densité ($2,33 \text{ g/cm}^3$) : un MIP va créer ≈ 100 paires e^-/trou par μm
 - Épaisseur typique $300 \mu\text{m} \Rightarrow 3 \cdot 10^4$ paires e^-/trou en moyenne
- Inconvénients :
 - Pas de mécanisme de multiplication de la charge
 - Coût, sensibilité aux radiations

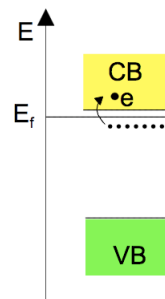
Les semi-conducteurs

- Isolant qui peuvent transporter du courant
 - Intermédiaire entre isolant et conducteur

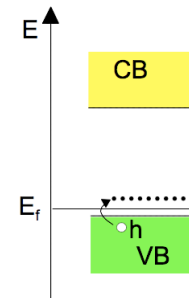


- Produits par **dopage**

Type n : 5^e groupe (As) :
donneurs
 Courant dû aux e⁻

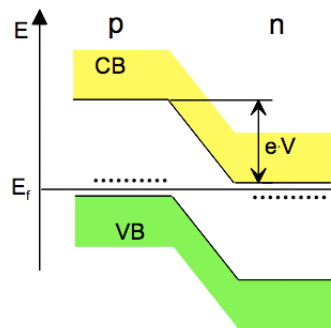


Type p : 3^e groupe (B) :
accepteurs
 Courant dû aux trous



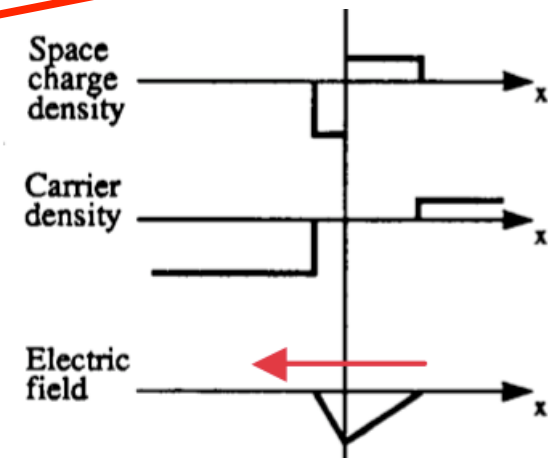
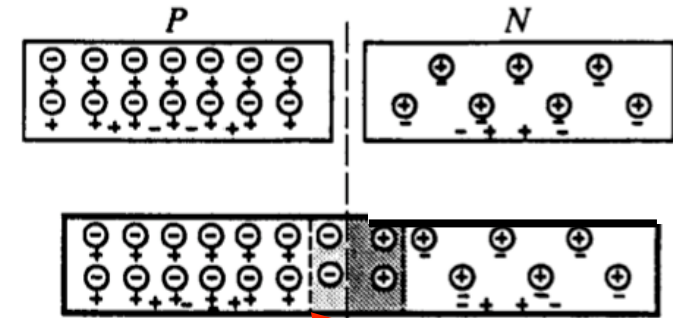
Jonction PN

- Mise en contact d'un type-n et d'un type-p
- Egalisation des niveaux de Fermi par décalage des bandes
 - $\Rightarrow \Delta V$ sur la zone de contact
(zone de déplétion)



⊖ Acceptor ion
⊕ Donor ion
+ Hole
- Electron

THE PN JUNCTION



- Par application d'une tension inverse (≈ 100 V), la zone de déplétion s'étend à tout le semi-conducteur
 - \Rightarrow « grand » volume de détection

- Il n'y a pas de porteurs de charges libres dans la zone de déplétion
- L'énergie déposée par dE/dx crée des paires $e^-/ions$. Grâce au champ de déplétion, les électrons dérivent vers le côté n, et les trous vers le côté p

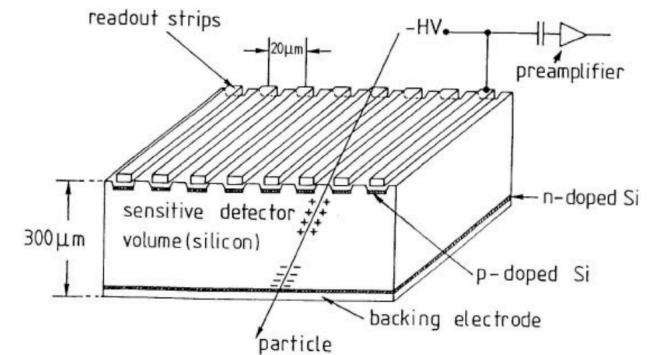


Schéma de principe d'un détecteur microstrip à simple face

Système de lecture d'un détecteur microstrip à simple face

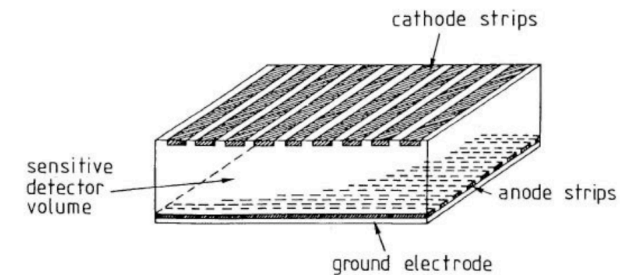
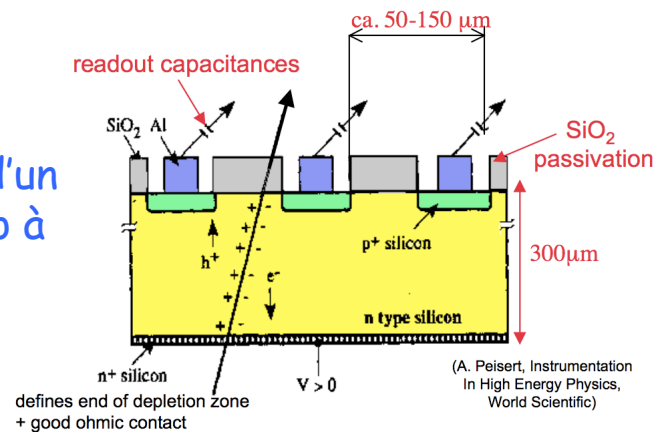
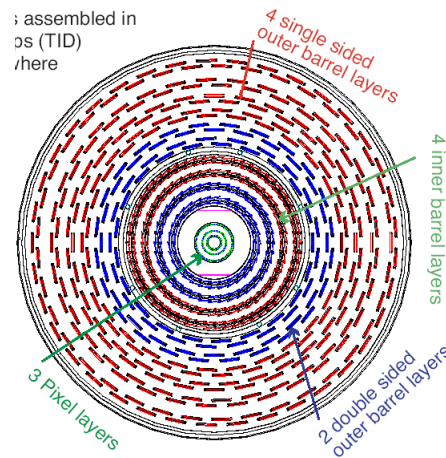
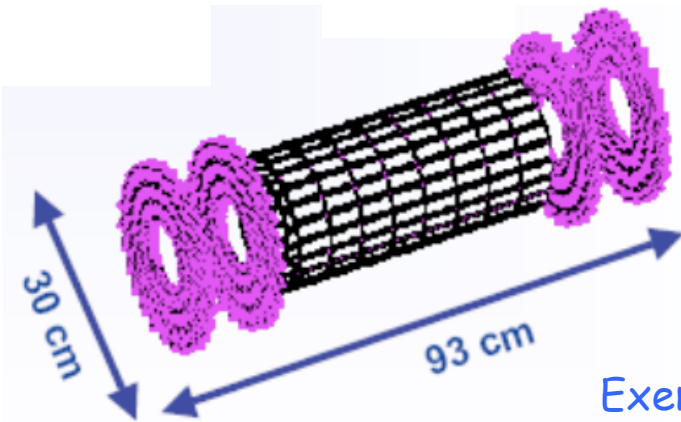
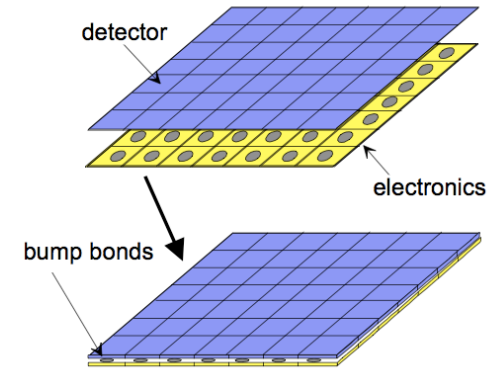


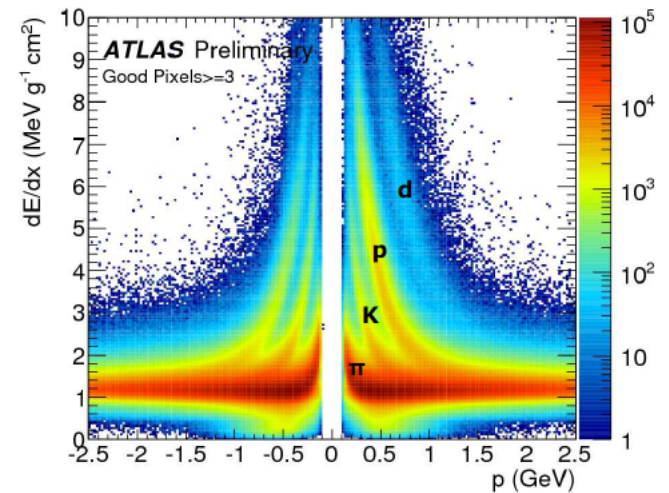
Schéma de principe d'un détecteur microstrip à double face

Détecteur pixel

- On segmente le Si en une matrice. L'électronique de lecture devra être segmentée de la même manière
- Utilisé de manière extensive pour les détecteurs de traces d'ATLAS, ALICE et CMS



Exemple du tracker de CMS



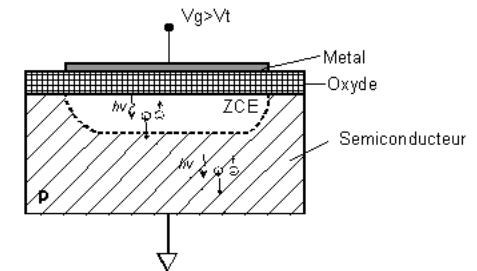
dE/dx dans le détecteur pixel d'ATLAS

CCD

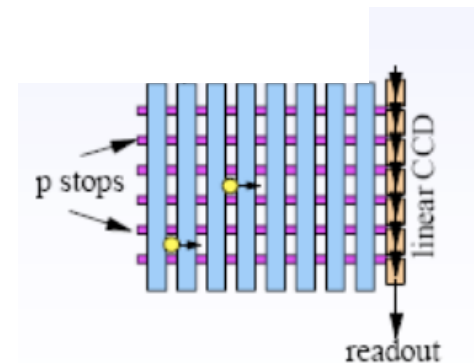
- **CCD** ≡ **C**harge **C**ouple **D**evice : photodétecteur à transfert de charges
 - Détection des photons (paires e^- -trou)
 - Accumulation des charges dans des capacités MOS (Metal Oxyde Semiconductor)
 - On transfère ensuite les charges accumulées dans une cellule vers sa voisine

- Lecture des canaux en série
 - 2000 e^- uniquement, mais temps de lecture élevé

- Bon marché car commercial (et linéaire !)



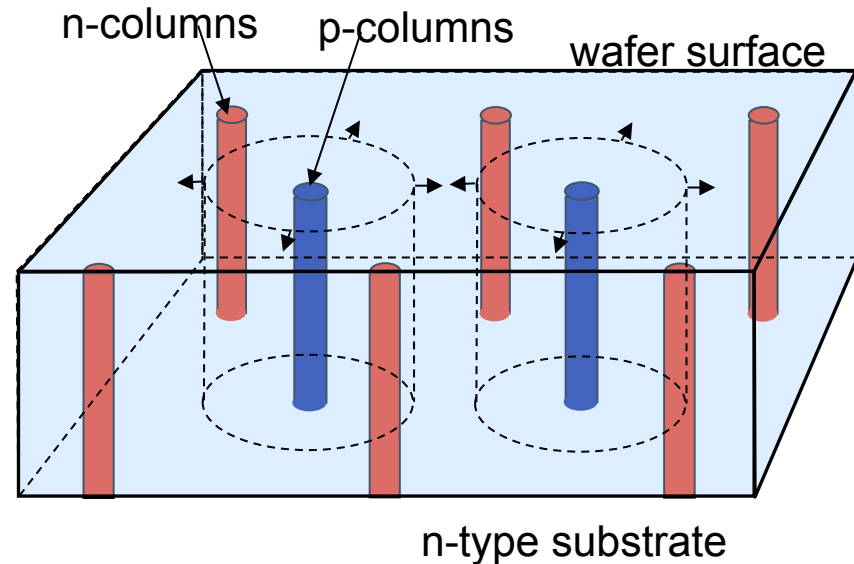
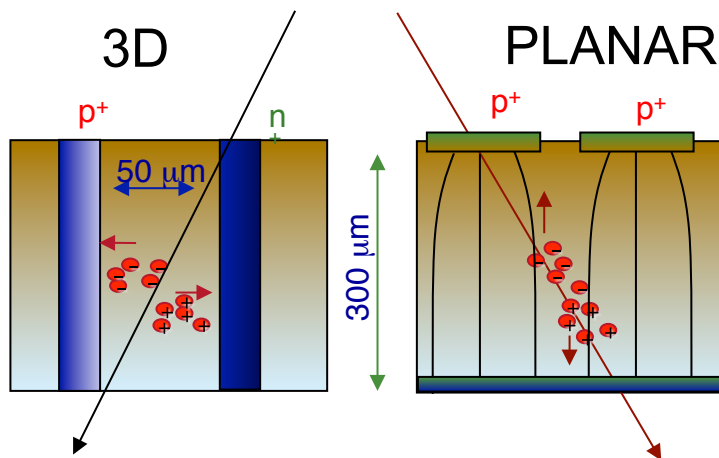
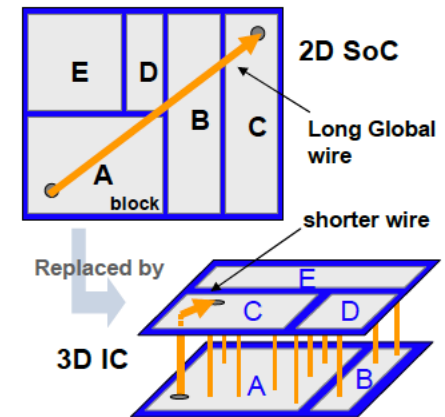
Cellule individuelle
CCD



Détecteur CCD

Nouvelles tendances : détecteurs 3D

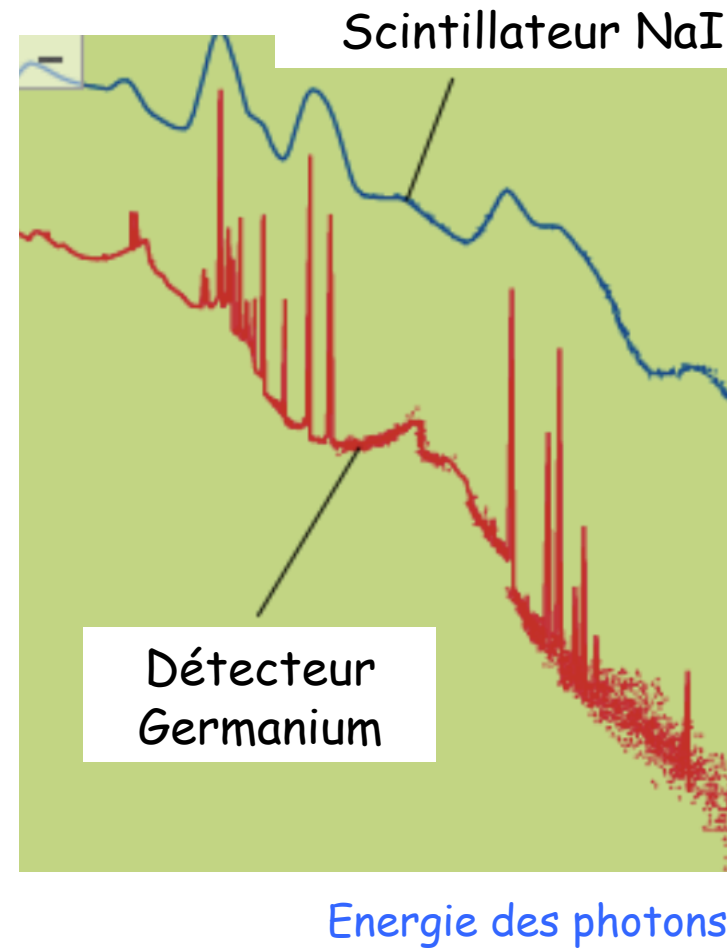
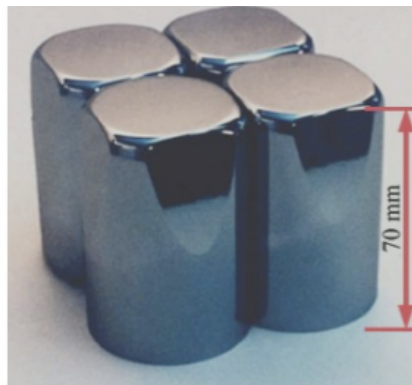
- Détecteurs 3D et détecteurs fins « sans bord », basés sur l'électronique 3D (moins de crosstalk et de puissance dissipée)
- Ugrade des détecteurs LHC ?



Détecteur au germanium

- Photons uniquement
- Excellente résolution
- Peut être très compact

Euroball

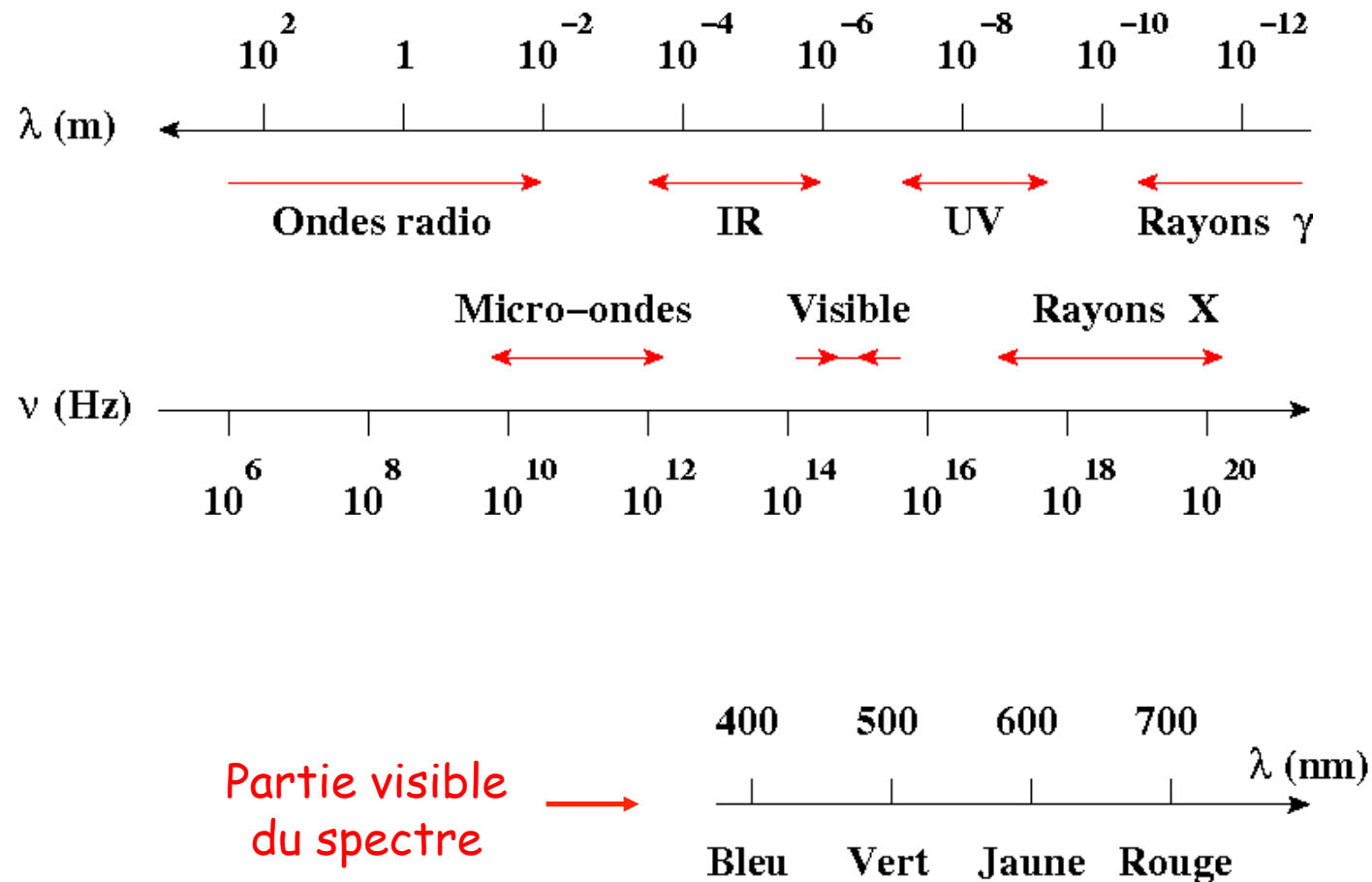


- Mais très cher

Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. **Détection des photons**
 - 1) **Généralités**
 - 2) Par l'intermédiaire de particules chargées
 - 3) Par effet thermique
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Rappel : spectre complet et sa partie visible



- On peut imaginer plusieurs méthodes pour détecter des photons :
 - Initier l'apparition d'une particule chargée qui sera détectable
 - En utilisant l'**effet photoélectrique**
 - En utilisant le mécanisme de la **création de paires** : on verra cela dans le chapitre sur la calorimétrie
 - Mesurer directement le flux thermique

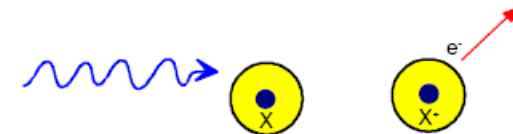
Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons
 - 1) Généralités
 - 2) Par l'intermédiaire de particules chargées
 - 3) Par effet thermique
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

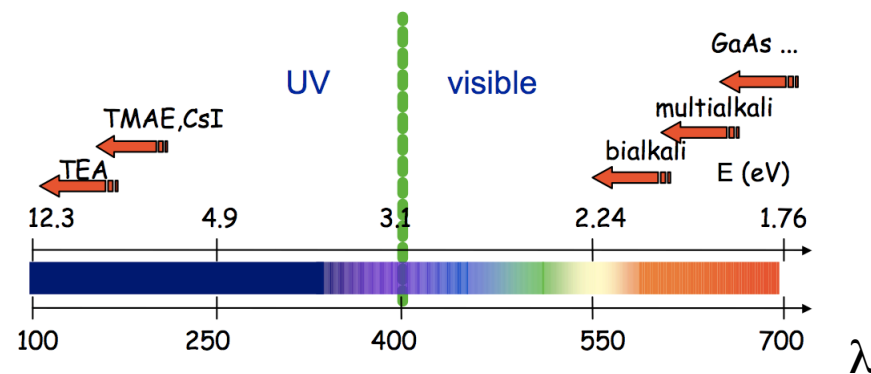
- On utilise l'**effet photoélectrique** pour amener les photons à induire des **photoélectrons**

- Mécanisme : $\gamma + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^+ + e^-$

- Photoélectron = électron issu d'un processus initié par un photon



Seuils des principaux matériaux photosensibles

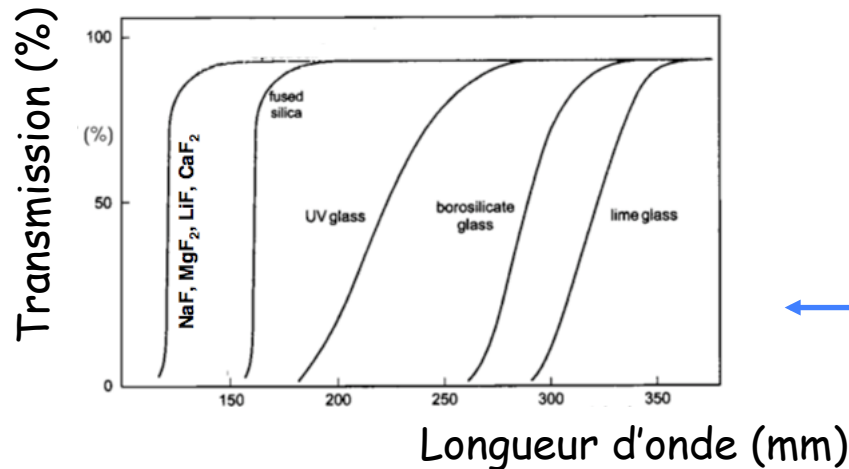


- On privilégie souvent les matériaux à forte **efficacité quantique** (Q.E.) :

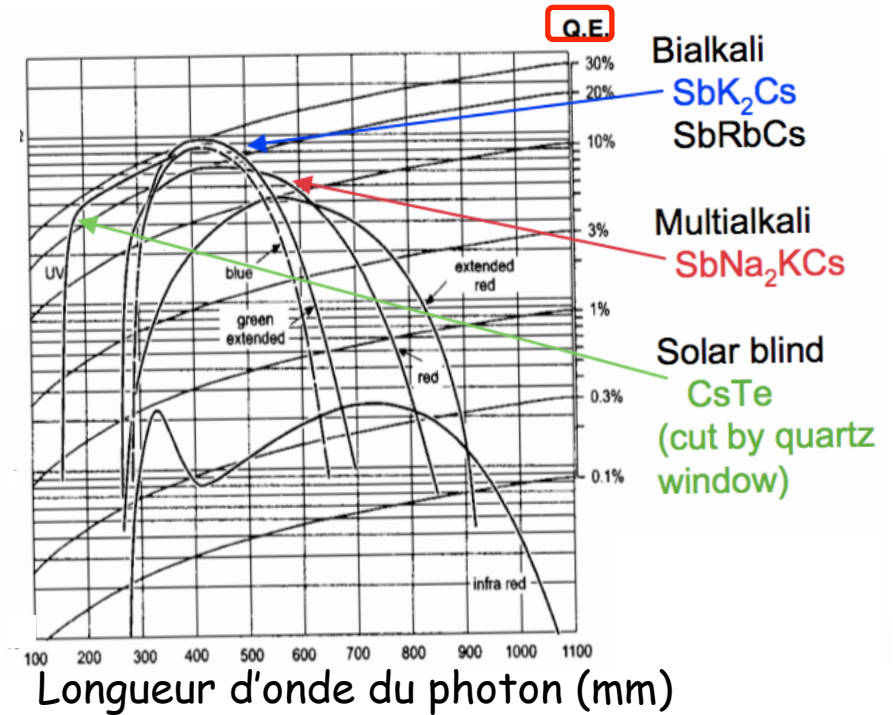
$$Q.E. = \frac{N_{\text{Photoélectrons}}}{N_{\text{Photons}}}$$

Efficacités quantiques

- Généralement < 30% pour les photocathodes (sous vide)
- On a souvent besoin de verre pour isoler la photocathode du milieu extérieur



← Facteur de transmission de certains verres



Tube photomultiplicateur

- **PMT** \equiv **P**hoto **M**ultiplier **T**ube
 - **Photoémission** sur la photocathode (couche mince d'un métal alcalin)
 - **Emission secondaire** sur les autres dynodes (souvent en CuBe) portées à des potentiels croissants
 - 2 à 5 e^- par e^- incident
- **Gain élevé**
 - Valeurs typiques : 10 dynodes de gain 4 \Rightarrow gain total = $4^{10} \approx 10^6$ et même parfois 10^7
 - **Détection d'un photon unique (efficacité $\approx 10\%$) !**

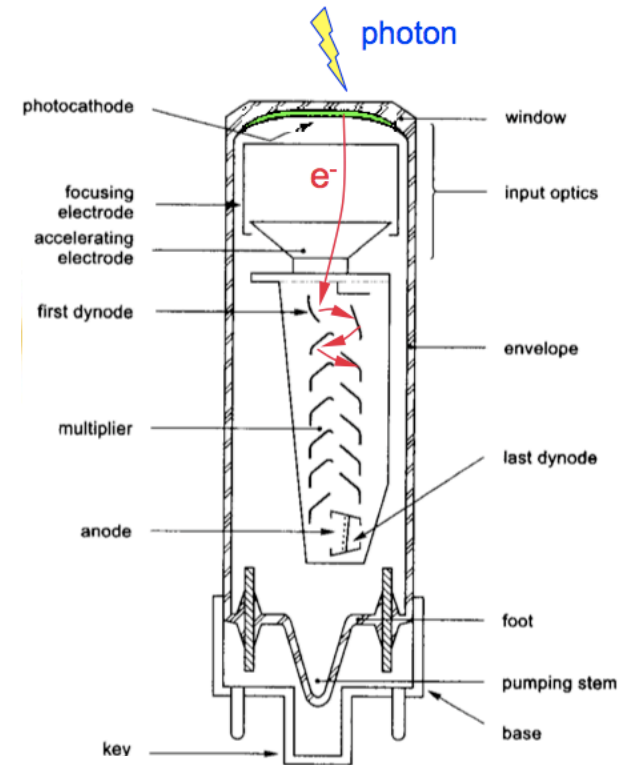
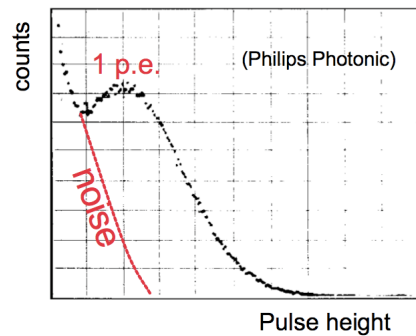


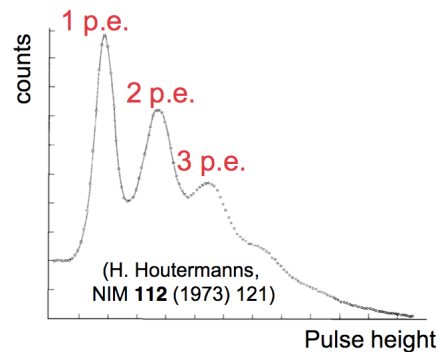
Schéma de principe
d'un PMT à 13
dynodes

Tube photomultiplicateur

- Le matériau des dynodes est très important



Dynodes CuBe



Dynodes à affinité électronique négative pour minimiser la rétro émission des ions

- La configuration des dynodes est très délicate
- Inconvénient : grande dimension du tube !

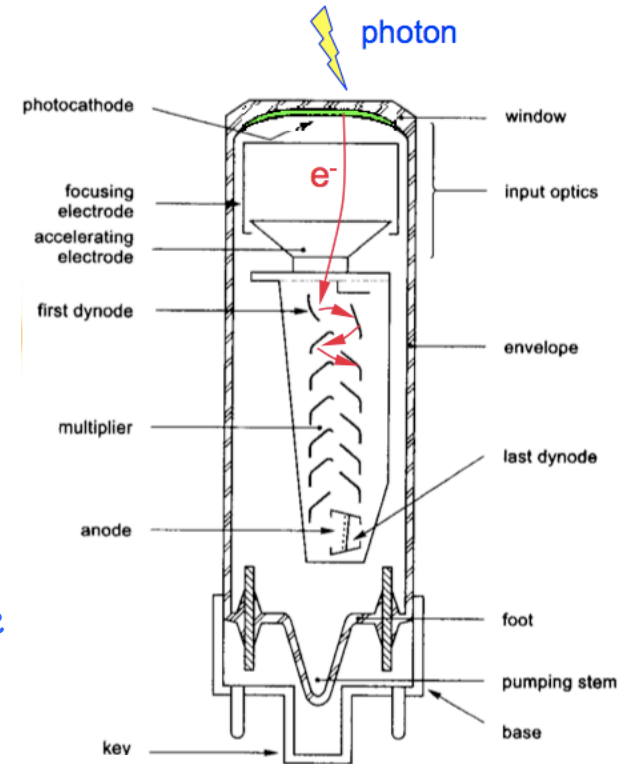
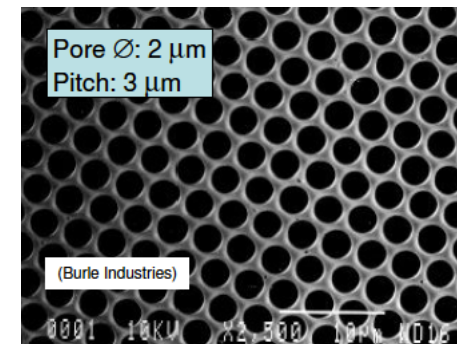
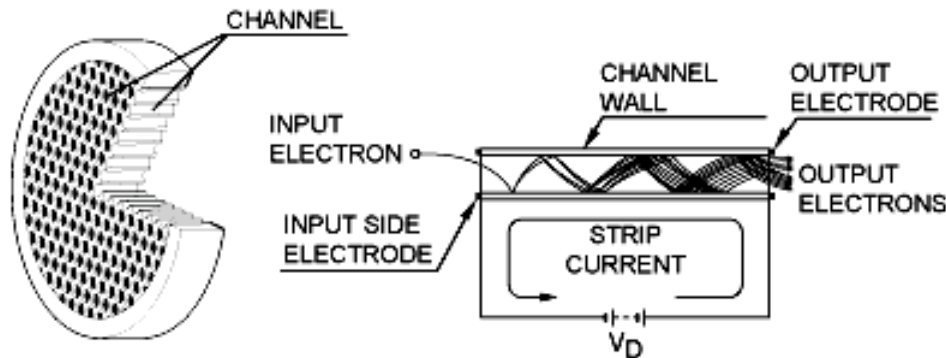


Schéma de principe d'un PMT à 13 dynodes

Galettes de microcanaux

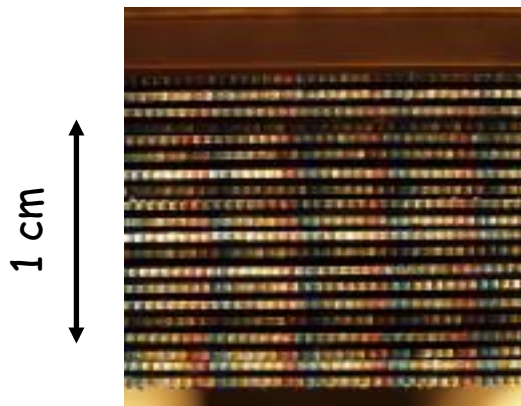
- **MCP** \equiv **M**icro **C**hannel **P**late
 - Diamètre des canaux $\approx 2\text{-}10\ \mu\text{m}$
 - 0,5 mm d'épaisseur
 - Gain de 10^7 en associant 2 MCP en série
 - Dispersion du temps de transit : 50 ps
 - Peu sensible à un champ magnétique



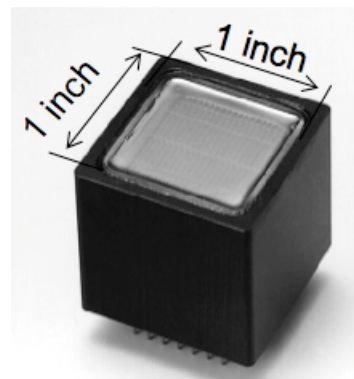
- Applications : vision nocturne, détection d'une charge unique

Tube multi-anode

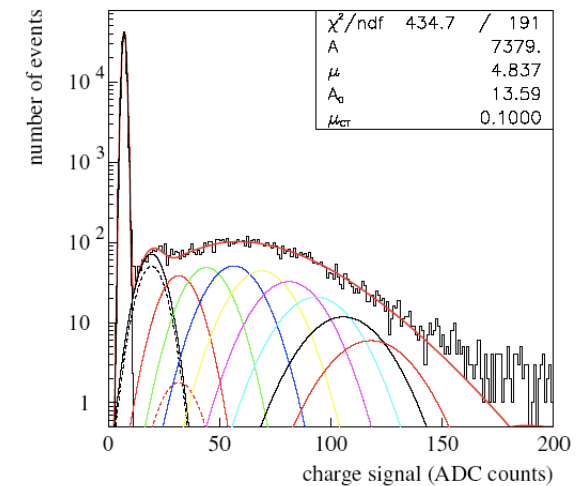
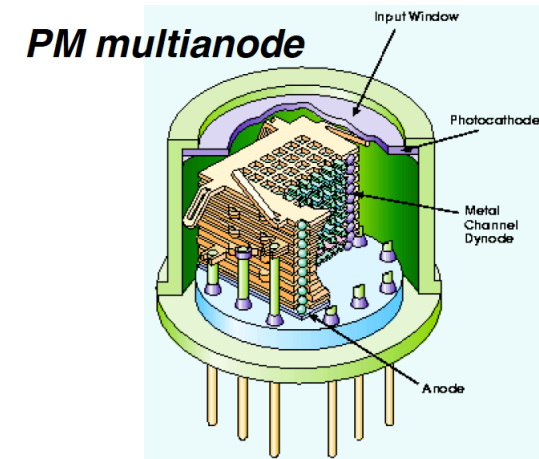
- **MAPMT** \equiv **M**ulti **A**node **P**hoto **M**ultiplier **T**ube
- Exemple : Pots Romains de ATLAS
 - Fibres scintillantes carrées de 0,5 mm



Extrémité des fibres



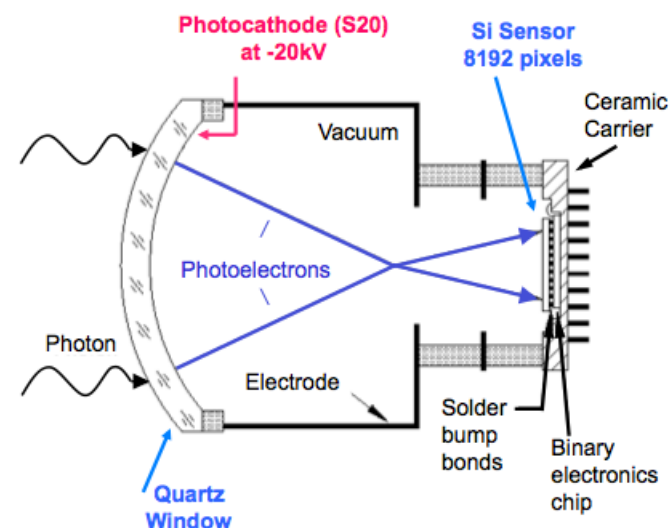
- Hamamatsu R7600
- 8x8 canaux
- $Q.E._{max} = 40\%$
- $Gain \approx 10^6$ à 900 V



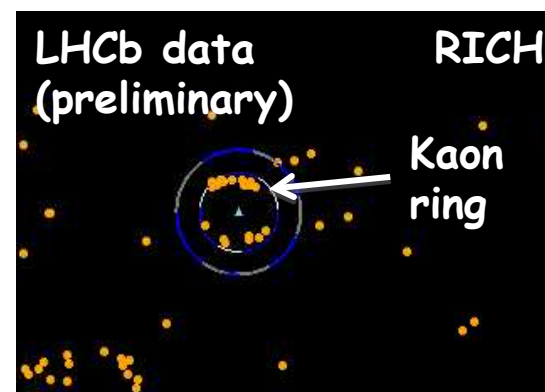
Spectre de photoélectrons à 950 V

Extension : HPD

- **HPD** \equiv **H**ybrid **P**hoto **D**iodes
- Photocathode + détecteur Si (pixel, strips ou pads)
- Electrodes de focalisation
 - Réduction du nombre de pixels pour un détecteur équivalent
- Utilisé pour le HCAL de CMS (fibres) et pour le RICH de LHCb

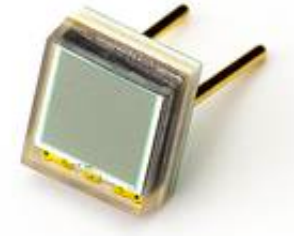


Focalisation croisée grâce aux électrodes pour LHCb



C. Joram

SiPM ou MPPC



- **SiPM** \equiv **Silicon PhotoMultiplier** - **MPPC** \equiv **Multi-Pixel Photon Counter**
- Constitué de milliers de cellules photo-détectrices de 20 à 100 μm de côté
 - La réponse de chaque cellule est binaire : elle émet une quantité fixée d'électrons si elle est traversée par un photon
 - Le signal du SiPM est la somme des signaux de l'ensemble des cellules : **mesure analogique de la quantité de photons reçus** (allant du photon unique à plus de 10^4 photons)
- Avantages : $QE \approx 20\%$, insensible au champ magnétique, compact, alimentation $< 100\text{ V}$, moins cher que les PM : **alternative crédible aux PM**

Plan

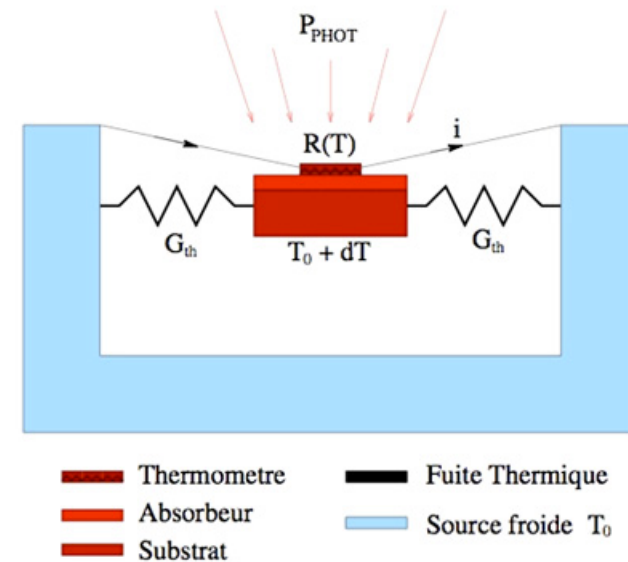
- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. **Détection des photons**
 - 1) Généralités
 - 2) Par l'intermédiaire de particules chargées
 - 3) **Par effet thermique**
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Bolomètres

- Principe : convertir l'énergie du rayonnement incident en chaleur
 - La puissance incidente est absorbée par un matériau idoine
 - On mesure l'élévation de température
- Les bolomètres peuvent couvrir l'intégralité du spectre EM mais sont spécialisés sur un domaine de longueur d'onde particulier (IR, ..)
- Afin d'accroître leur sensibilité et de réduire l'influence de leur bruit intrinsèque (ie le rayonnement qu'ils émettent eux-mêmes), les bolomètres opèrent souvent à des températures < 4 K (LHe) ou même < 0.1 K (LHe³-LHe⁴), même si certains fonctionnent avec des YBaCuO (≈ 90 K)

- Pour l'astronomie infrarouge ou submillimétrique :
 - Absorbeur sous forme d'une grille qui capture le rayonnement EM
 - Déposé sur un substrat de faible capacité calorifique

- Ordre de grandeur des sensibilités : couramment jusqu'à $1 \mu\text{K}$ ie 10^{-16} W
 - Détection d'une lampe de 100 W à $300\,000 \text{ km}$



Bolomètres de Herschel

Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons

- IV. **Identification des particules**
 - 1) **Généralités**
 - 2) Mesure de dE/dx
 - 3) Mesure du temps de vol
 - 4) Effet Cherenkov
 - 5) Rayonnement de transition

- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

Identification des particules

- Les processus utilisés ici ont tous en commun d'avoir une perte d'énergie très faible car on ne veut pas altérer l'énergie des particules au cours de cette phase

- 4 méthodes principales :

- Mesure de dE/dx
- Mesure du temps de vol
- Rayonnement Cherenkov
- Rayonnement de transition

L'identification nécessite également la connaissance de l'impulsion

Peut être suffisant pour l'identification

Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons

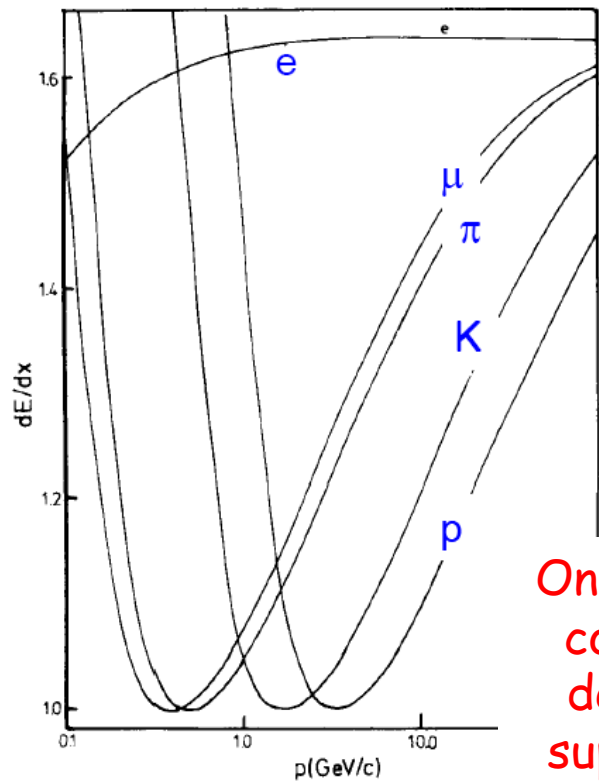
- IV. **Identification des particules**
 - 1) Généralités
 - 2) **Mesure de dE/dx**
 - 3) Mesure du temps de vol
 - 4) Effet Cherenkov
 - 5) Rayonnement de transition

- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

- On a vu que :

$$\left. \begin{aligned} p &= \gamma M \beta c \\ \frac{dE}{dx} &\propto \frac{1}{\beta^2} \ln(\beta^2 \gamma^2) \end{aligned} \right\} \Rightarrow \text{Une mesure simultanée de } p \text{ et de } dE/dx \text{ défini la masse } M$$

- Cette méthode est valable pour des basses impulsions ($< 10 \text{ GeV}/c$)

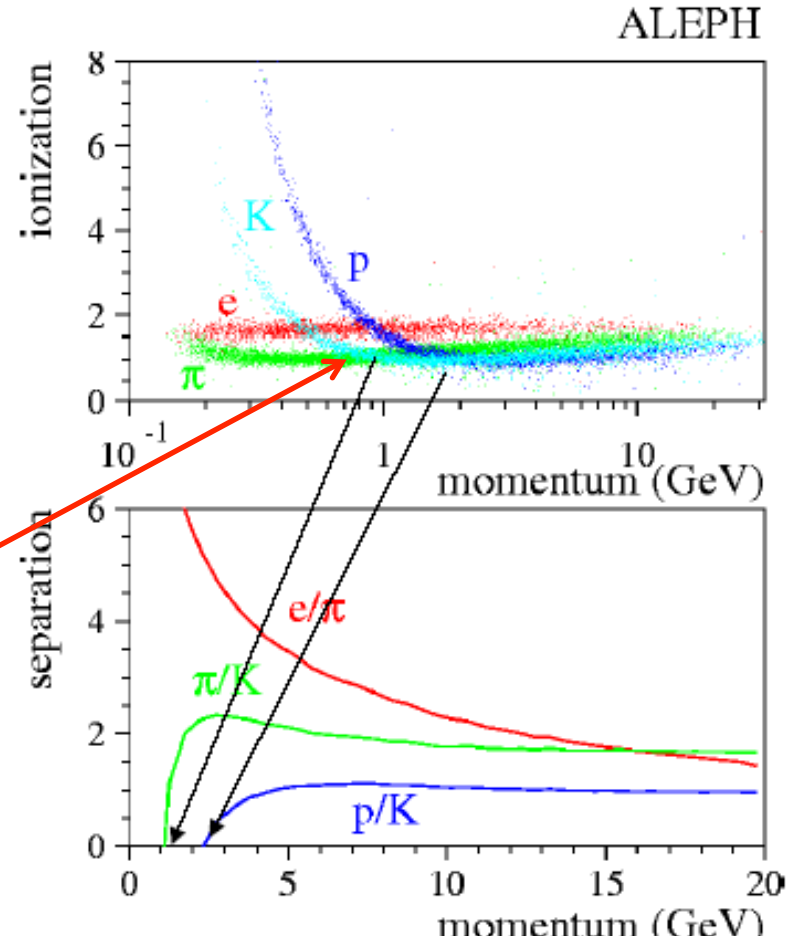


π/K separation (2σ) requires a dE/dx resolution of $< 5\%$

Average energy loss for e, μ, π, K, p in 80/20 Ar/CH₄ (NTP)
(J.N. Marx, Physics today,

On remarque que les courbes de dE/dx des π et des K se superposent autour de 1 GeV/c

Theorie



Pratique

Plan

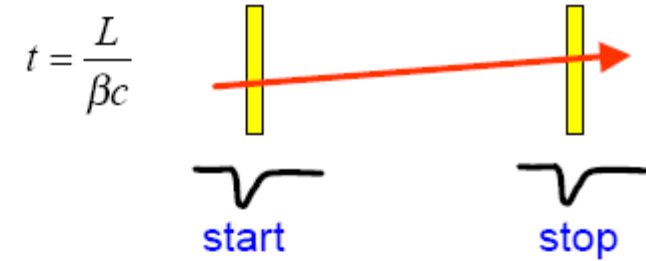
- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons

- IV. **Identification des particules**
 - 1) Généralités
 - 2) Mesure de dE/dx
 - 3) **Mesure du temps de vol**
 - 4) Effet Cherenkov
 - 5) Rayonnement de transition

- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

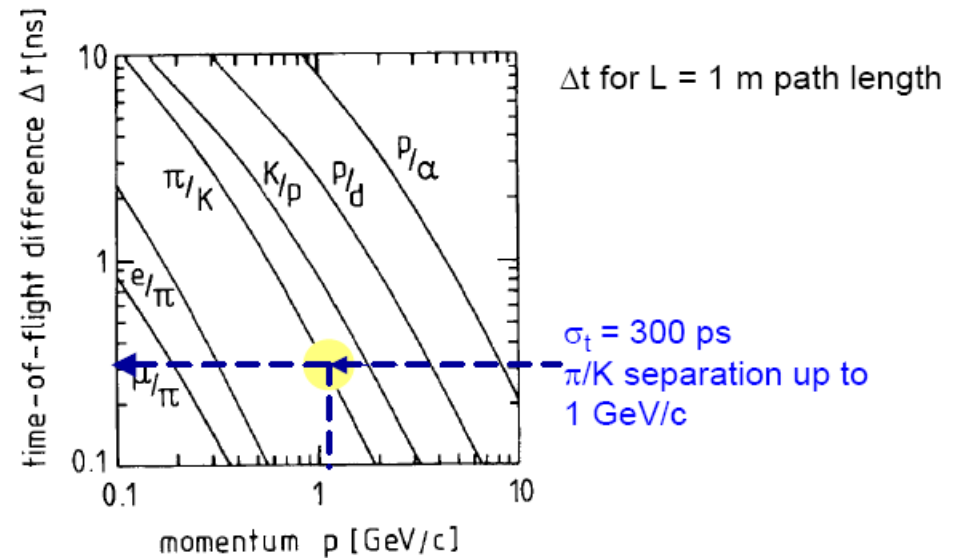
- On a cette fois :

$$\left. \begin{array}{l} p = M \gamma \beta c \\ t = \frac{L}{\beta c} \end{array} \right\} \Rightarrow m = p \sqrt{\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1} \quad \text{et} \quad \frac{dM}{M} = \frac{dp}{p} + \gamma^2 \left(\frac{dt}{t} + \frac{dL}{L} \right)$$



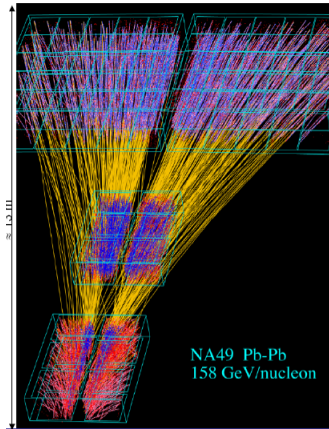
- TOF différence entre 2 particules de même impulsion :

$$\Delta t = \frac{L c}{2 p^2} (M_1^2 - M_2^2)$$

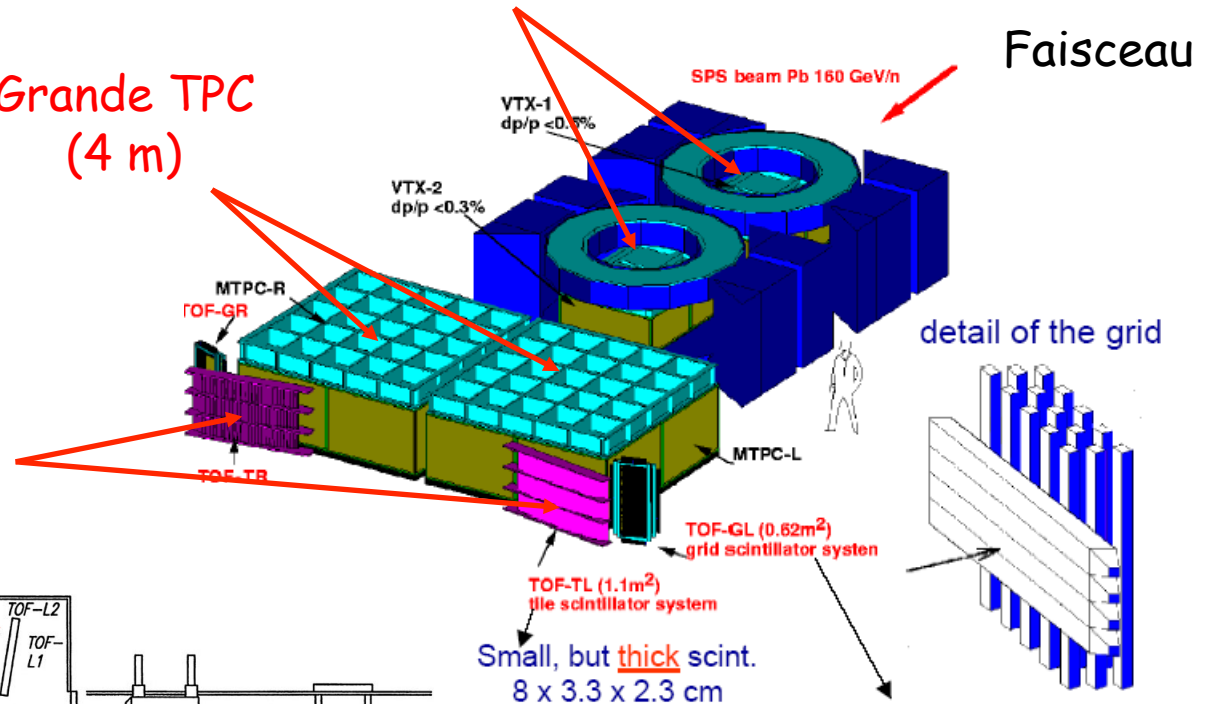


Exemple : NA49 (1/2)

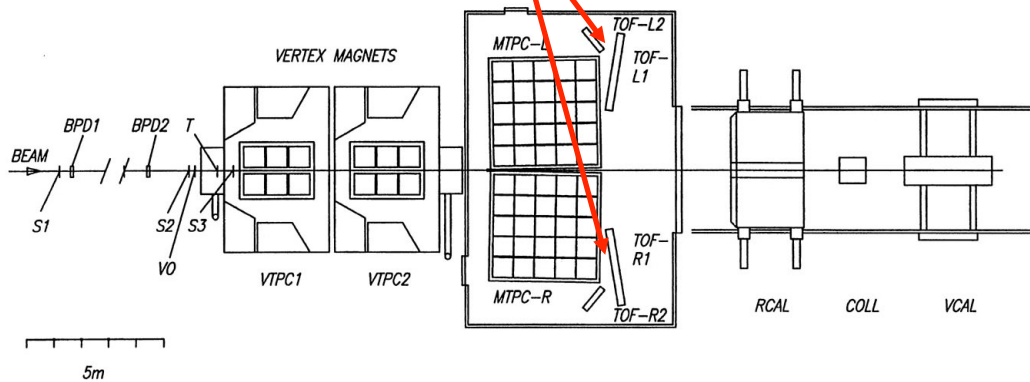
Aimant supraconducteur (1,5 T - 1 m d'ouverture verticale et 2 m de rayon) contenant une TPC pour mesurer les vertex d'interaction



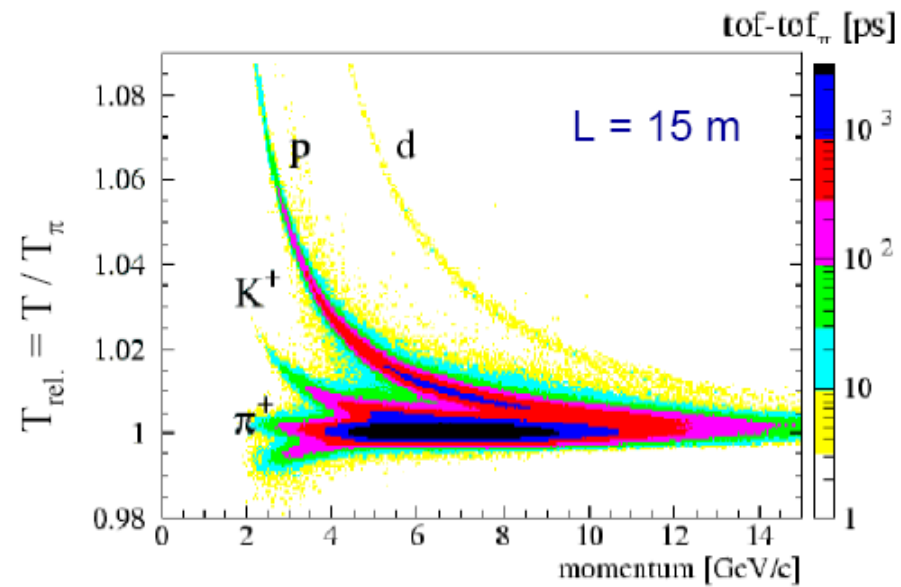
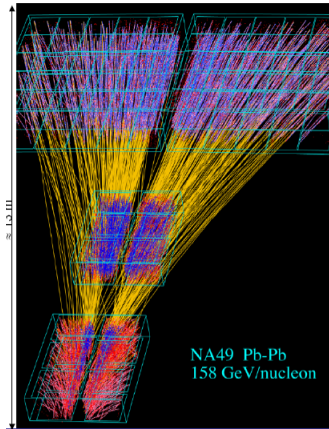
Grande TPC
(4 m)



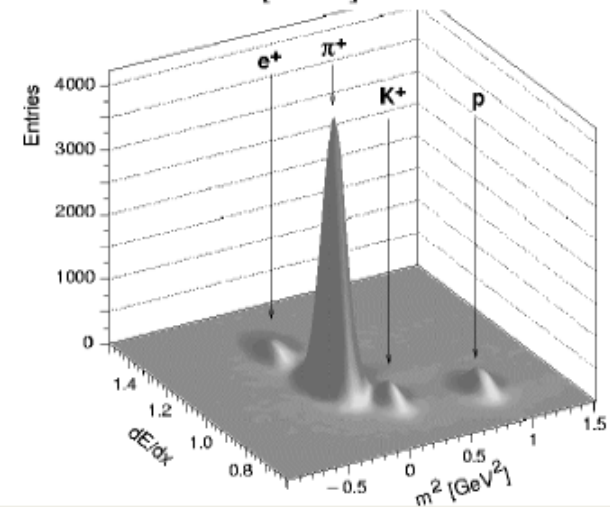
Détecteur de temps de vol



Exemple : NA49 (2/2)



NA49 combined
particle ID: TOF +
dE/dx (TPC)



Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons

- IV. **Identification des particules**
 - 1) Généralités
 - 2) Mesure de dE/dx
 - 3) Mesure du temps de vol
 - 4) **Effet Cherenkov**
 - 5) Rayonnement de transition

- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

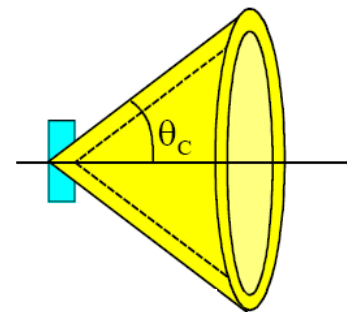
Effet Cherenkov

- 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 :

$$\frac{v}{c} > \frac{1}{n} \implies \beta > \beta_{seuil} = \frac{1}{n} \quad n : \text{indice du milieu } (n > 1)$$

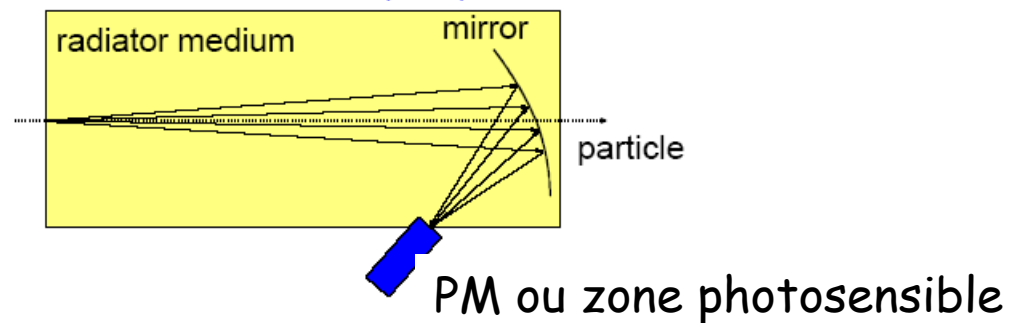
- L'émission a lieu sur un cône d'angle au sommet θ_c tel que :

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



- Se produit dans tous les milieux transparents, y compris les scintillateurs, mais 100 fois plus faible que la scintillation

Radiateur gazeux
typique



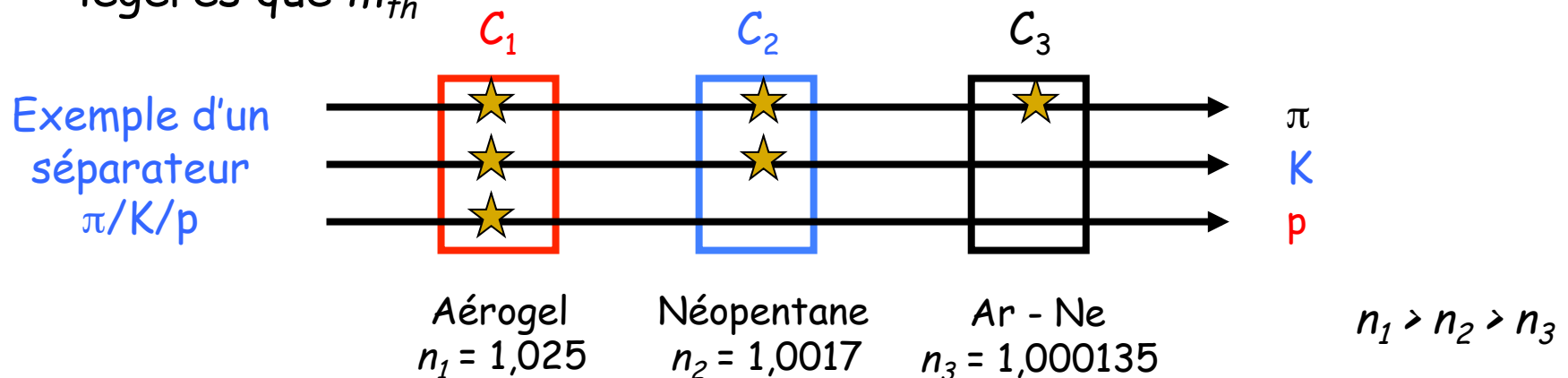
- Un détecteur basé sur l'effet Cherenkov peut mesurer :
 - Le nombre de photons émis (**détecteur à seuil**)
 - L'angle d'ouverture du cône (**détecteur RICH**)

Détecteur à seuil

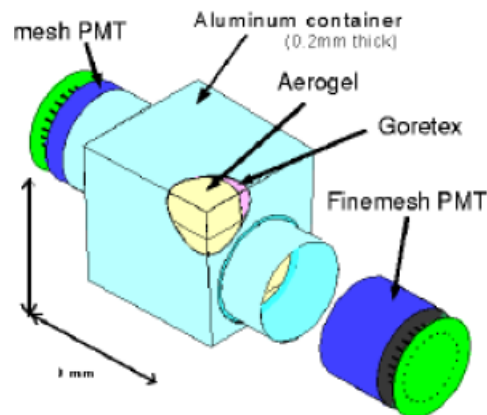
- On peut choisir n pour un seuil de vitesse $\beta_{th} = 1/n$, qui correspond à un seuil supérieur en masse :

$$p = m \gamma \beta c \implies m_{th} = \frac{p}{c} \sqrt{n^2 - 1}$$

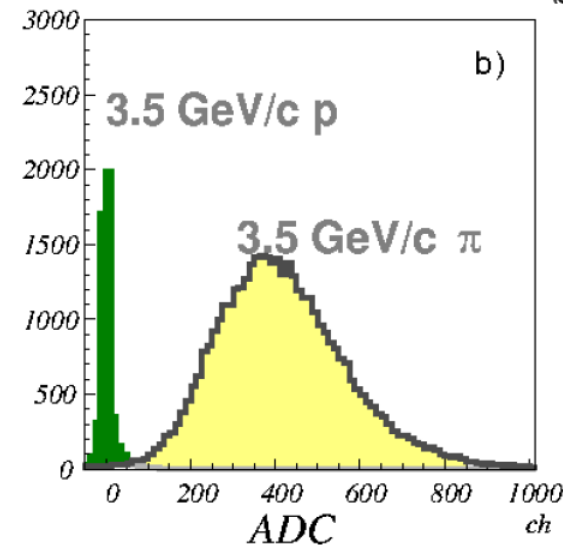
- Les particules ayant $m > m_{th}$ n'émettront pas de lumière
- On peut ainsi sélectionner les particules plus lourdes ou plus légères que m_{th}



- On utilise par exemple souvent un Cherenkov à gaz pour séparer les e^- et les π^\pm (l'indice de réfraction est alors réglé par la pression du gaz)
- Exemple : Détecteur à seuil pour BELLE pour la séparation π/p



Les π^\pm donnent un signal, les p n'en laissent pas

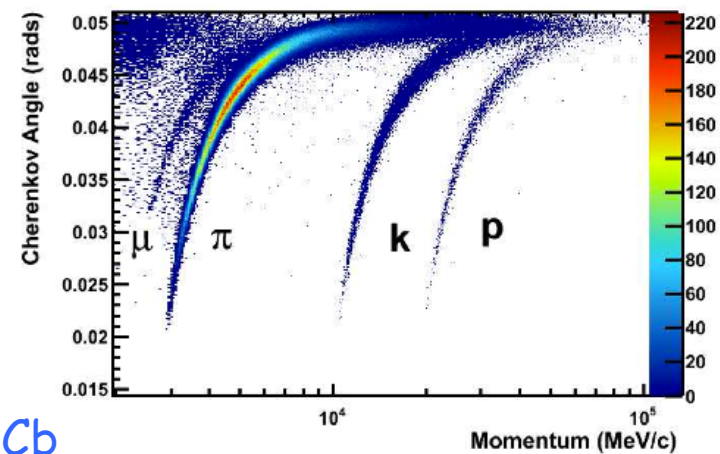
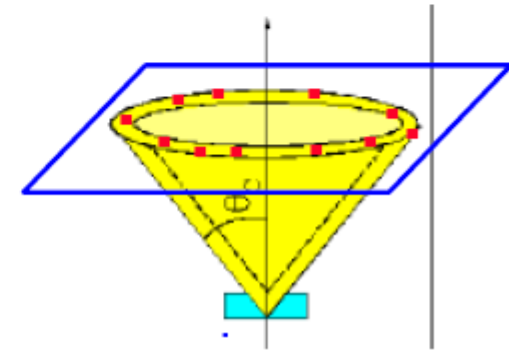


Détecteur RICH

- Les **RICH** (**R**ing **I**maging **C**herenkov) déterminent θ_c en interceptant le cône de lumière avec un plan photosensible :

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{n\beta}\right) = \arccos\left(\frac{1}{n} \frac{E}{pc}\right) = \arccos\left(\frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2 c^2}{p^2}}\right)$$

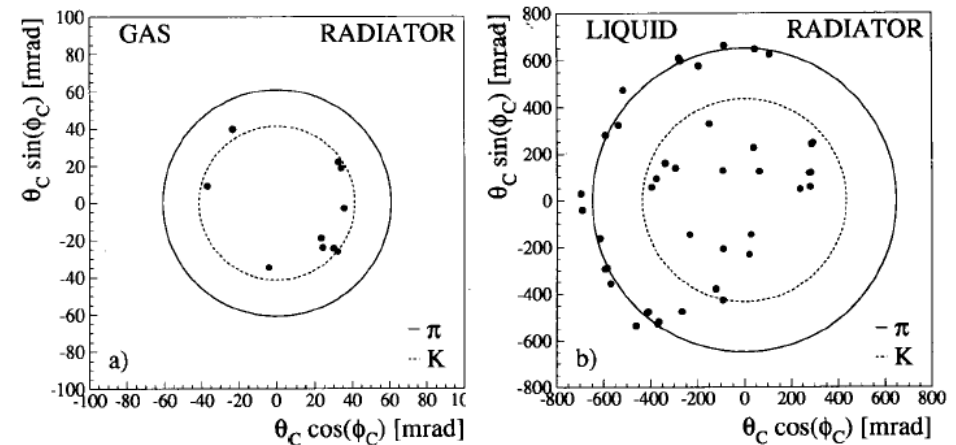
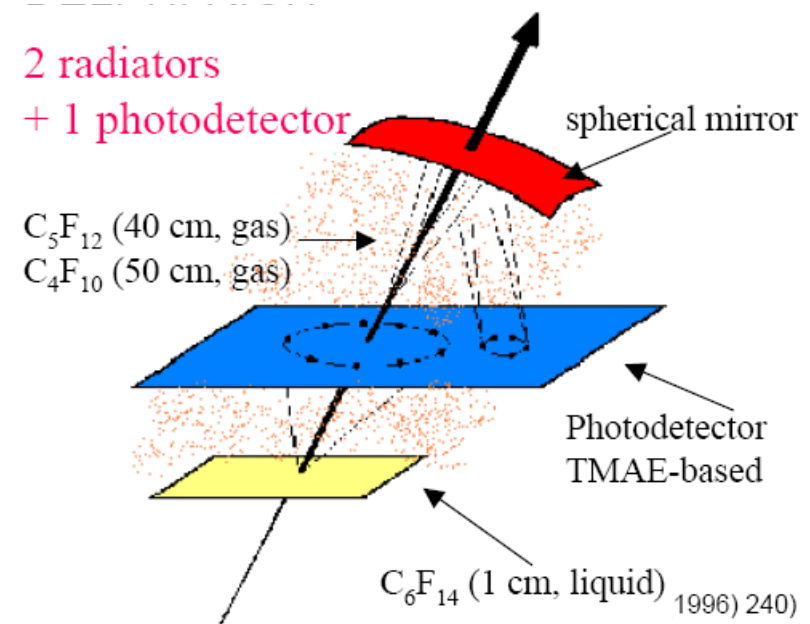
- Un des inconvénients est qu'il faut une grande surface de détection pour les photons
- Un autre est la chasse aux impuretés !



Angle Cerenkov du radiateur C_4F_{10} de LHCb

Exemple : Le RICH de DELPHI

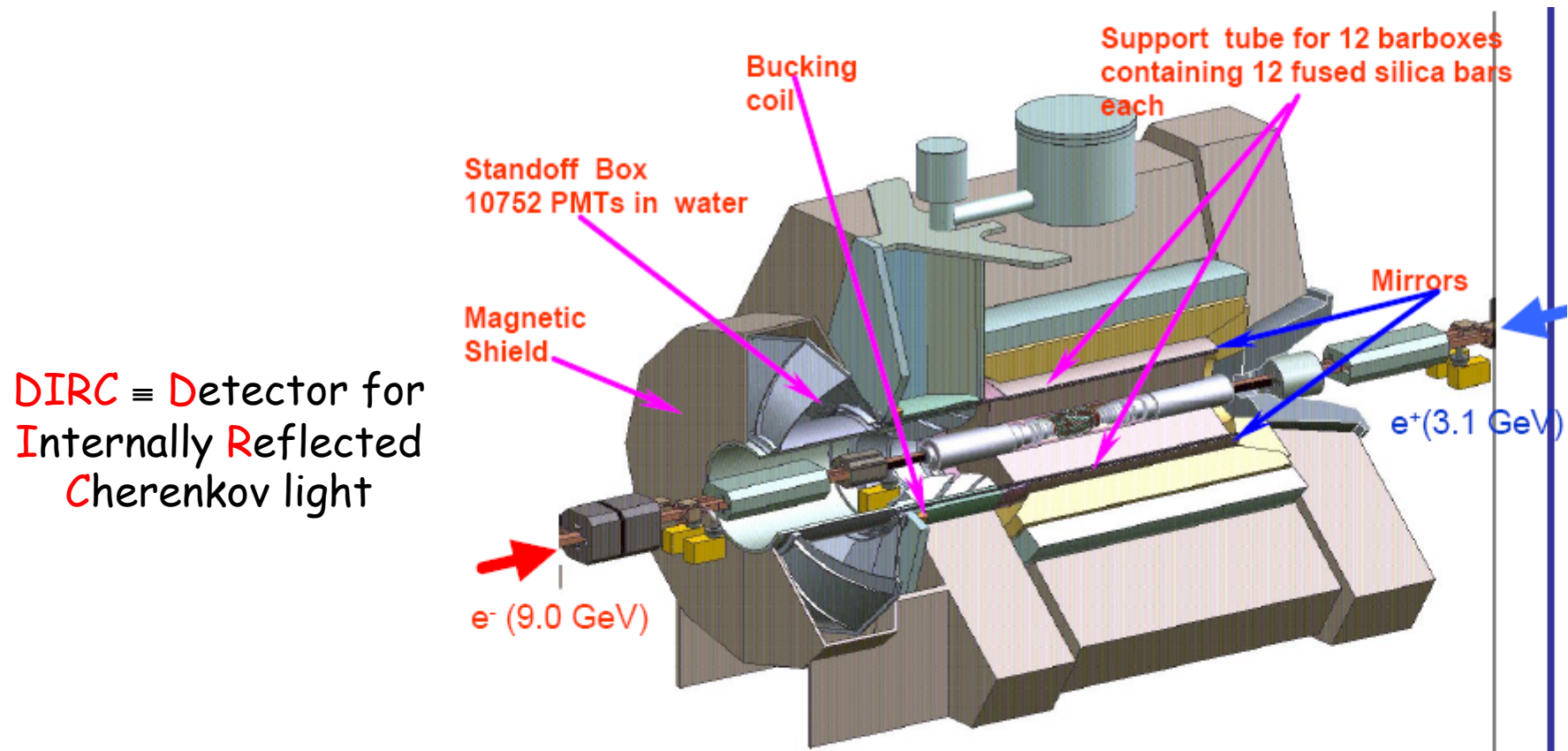
- Ce détecteur comprenait deux radiateurs et un photodétecteur
- Permettait la séparation $\pi/K/p$ entre 0,7 et 45 GeV/c
⇒ Enorme gamme dynamique !!
- Signal très propre



Exemple : Le DIRC de BaBar (1/2)



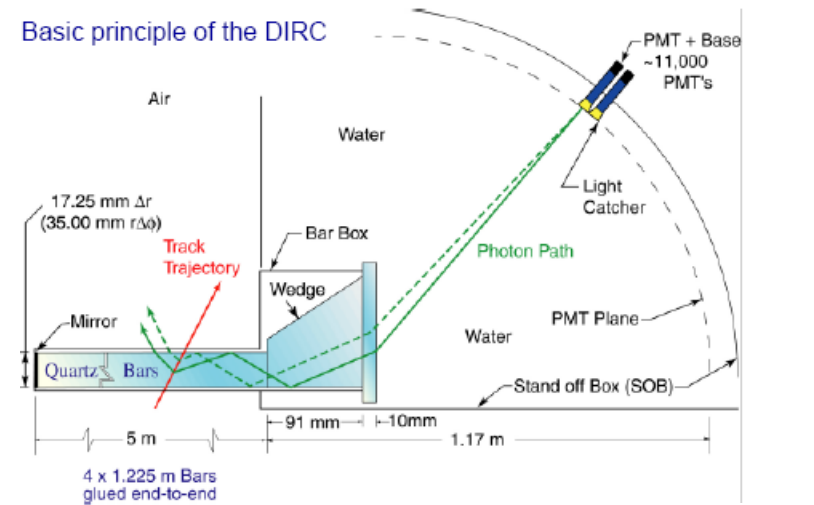
« Usine à B » asymétrique



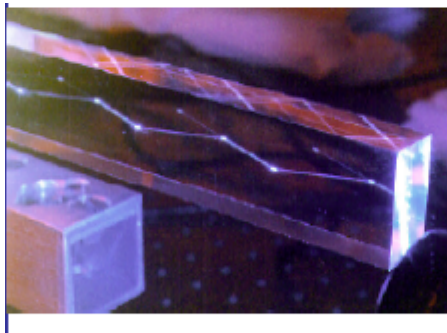
Exemple : Le DIRC de BaBar (2/2)



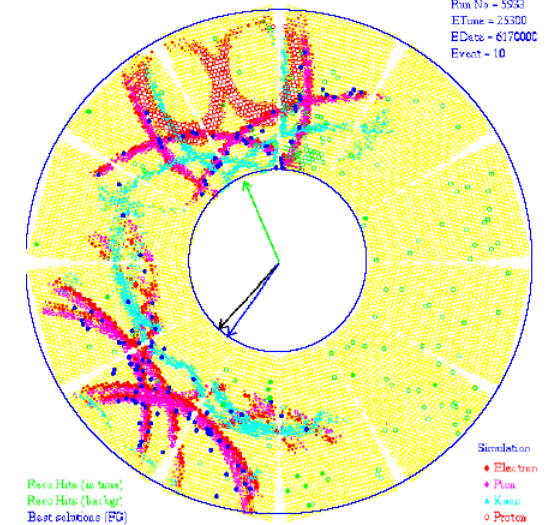
- Transport de la lumière par réflexion à l'intérieur d'un barreau de quartz
- Réservoir d'eau à l'extérieur pour transmettre les photons
- Environ 300 réflexions de lumière dans chaque barreau



Run No = 5933
 ETime = 25300
 EDate = 6170000
 Event = 10



Plus complexe à interpréter que DELPHI !!



Plan

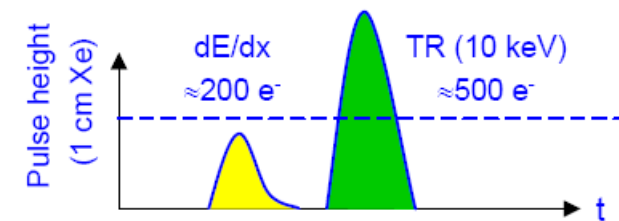
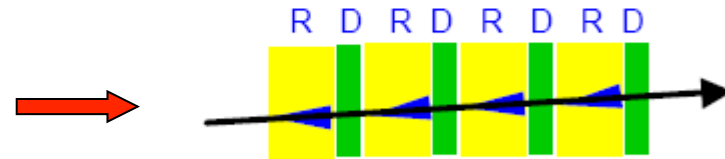
- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons

- IV. **Identification des particules**
 - 1) Généralités
 - 2) Mesure de dE/dx
 - 3) Mesure du temps de vol
 - 4) Effet Cherenkov
 - 5) **Rayonnement de transition**

- V. Calorimétrie
- VI. Exemples de détecteurs de physique des hautes énergies

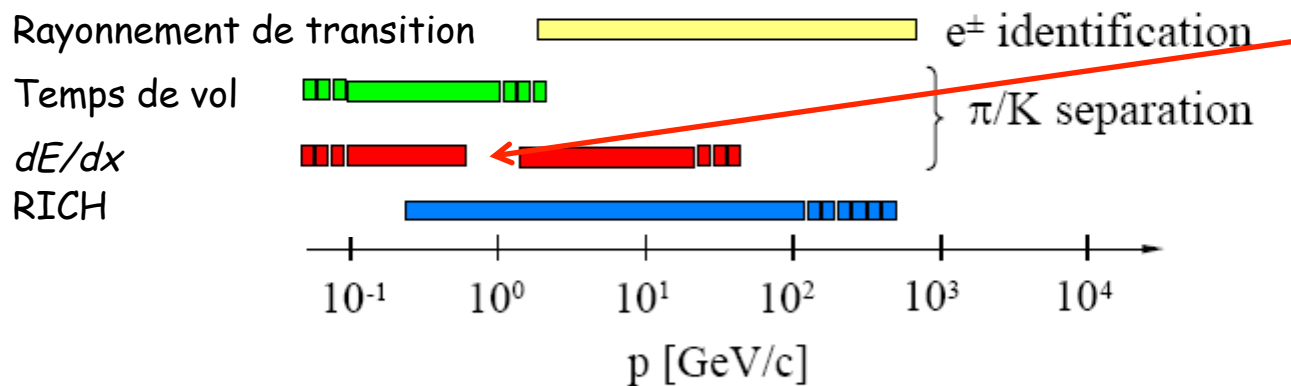
- Un « **rayonnement de transition** » est émis lorsqu'une particule chargée traverse un milieu présentant une discontinuité de l'indice de réfraction (ex : vide - diélectrique)
- Quelques calculs complexes d'électromagnétisme montrent que :
 - L'énergie émise à chaque transition est $\propto \gamma$
⇒ Dans la pratique, 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 ($\approx 1/137$)
⇒ Il faut de nombreuses transitions d'où une « **structure en sandwich** »
 - Le rayonnement est émis dans un angle $\theta \approx 1 / \gamma$
 - Les photons sont typiquement de l'ordre du keV

- Sandwich de radiateurs et de détecteurs alternés
- Les radiateurs sont souvent des feuilles de CH_2 (faible Z car la réabsorption est $\propto Z^5$)
- Les détecteurs sont généralement gazeux (MWPC, straw tubes, ..) et utilisent des gaz lourds (Z élevé car le nombre de photo-électrons est $\propto Z^5$)
- Problème intrinsèque au détecteur
 ⇒ Mettre un seuil élevé
- Utilisé dans le Transition Radiation Tracker (TRT) de ATLAS



Conclusion sur l'identification des particules

- Il existe de nombreuses méthodes différentes pour identifier les particules
 - Leurs zones d'utilisation sont très variables
- On peut résumer ces résultats par :



Les courbes de dE/dx des π et des K se superposent autour de $1 \text{ GeV}/c$ donc pas de séparation π / K

- Plus l'environnement est « hostile », plus on cherchera la redondance des informations

Techniques « exotiques » d'identification

- Il existe d'autres techniques d'identification, principalement basées sur la photographie
 - Chambres à brouillard
 - Chambres à bulles
 - Emulsions
- La plupart d'entre elles ne sont plus utilisées de nos jours