
Principes et techniques de détection

Ecole IN2P3 « De la physique au détecteur »

Patrick Puzo

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire

Université Paris-Sud 11

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
 - 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
 - Trois 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 fil (G. Charpak, prix Nobel en 1992)
 - Domaine multidisciplinaire : en sus de la physique nucléaire, implique la thermodynamique, la matière condensée, la chimie, l'optique, ..

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

1. Identifier les particules

- Masse m
- Charge q

2. Mesurer leurs caractéristiques

- Energie $E = \gamma m c^2$
- 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 !

Plan

- I. Interaction particule-matière
 - II. Reconstruction des traces chargées
 - III. Détection des photons
 - IV. Identification des particules
 - V. Calorimétrie
 - VI. Les détecteurs à l'IN2P3
- } 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 et P. Vincent principalement)
 - Roscoff (2003) et Cargèse (2004 et 2005)
 - ⇒
« <http://institut.in2p3.fr/page/formation/formationf.htm> »

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)

□ Présent

- Fermilab (Chicago) : Tevatron (p, pbar)
- KEK (Tsukuba) : KEK-B (e^+ , e^-)
- 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
 - Présent
 - Fermilab (Tevatron) : D0, CDF
 - KEK (KEK-B) : BELLE
 - CERN (LHC) : ATLAS, CMS, LHCb, Alice
 - Futur lointain
 - ILC

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

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

Plan

- I. Interaction particule-matière
 - 1) Particules lourdes chargées
 - 2) Particules légères chargées
 - 3) Photons
 - 4) Neutrinos

- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Les détecteurs à l'IN2P3

- On note l'antiproton \bar{p}
 - J'utiliserai pbar pour des raisons « typographiques »
- Une **particule** est e, p, n, π , α , C, ...
- Matière = noyaux + électrons
- Les particules sont détectées à travers leur interaction avec la matière (principalement phénomènes électromagnétiques)
- On ne s'intéresse qu'aux particules ayant $E > 1$ keV
 - En dessous, on est dans le cadre de la physique ionique

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

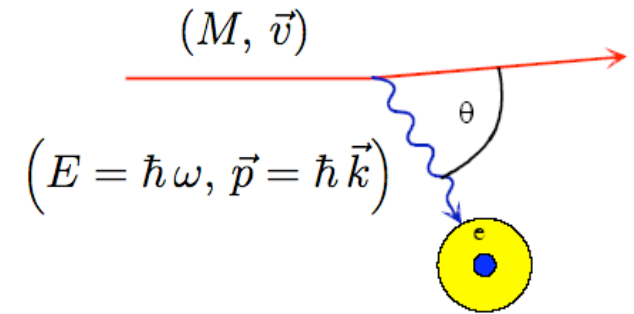
- ❑ Négligeable sauf entre les hadrons de haute énergie et les noyaux

3) Interaction faible

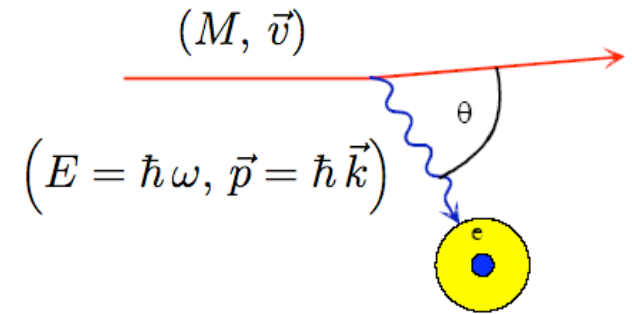
- ❑ Négligeable la plupart du temps, sauf pour les neutrinos
- Les particules neutres sont détectées par le biais des particules chargées secondaires créées lors de l'interaction avec la matière
- Généralement, à basse énergie, les interactions avec les e^- atomiques sont dominantes, tandis qu'à haute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

Particules lourdes chargées

- On ne considère ici que des particules telles que $m > m_\mu \approx 200 m_e$ (ie tout sauf les électrons) : $\mu^\pm, \pi^\pm, \alpha, p, ..$
- A basse énergie, une particule lourde perd de l'énergie dans la matière lors de collisions avec les électrons atomiques de la cible (échange d'un photon) :
 - **Excitation** de l'atome
 - Si $\hbar\omega$ est suffisamment grand, on peut observer une **ionisation**
- Dans certains cas, le photon peut s'échapper du milieu au lieu d'ioniser l'atome (**effet Cherenkov** et **rayonnement de transition**)
 - Voir ultérieurement



- 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 MQ et non de la physique galiléenne
 - Rien à voir avec une collision automobile mais plutôt comme une **interaction à plus ou moins grande distance**
- La section efficace est très faible ($\sigma \approx 10^{-16}-10^{-17} \text{ cm}^2$) mais le nombre d'atomes est très élevé ($N_A \approx 10^{23} \text{ atomes/cm}^3$)
 - Un proton de 10 MeV perd toute son énergie dans 250 μm de Cu



- Le nombre d'interaction est régit 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 : $\langle dE/dx \rangle$

- Les électrons libérés sont parfois assez énergétiques pour ioniser d'autres atomes du milieu
 - Ce sont les **électrons δ**

- La Mécanique Quantique (MQ) relativiste permet d'écrire la **formule de Bethe - Bloch** pour décrire l'énergie moyenne perdue par les particules par ionisation :

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

- Domaine de validité :
 - Dès que la particule incidente a une vitesse > vitesse des électrons atomiques

$$\beta_{min} = \frac{v}{c} \approx 0.01$$

- Tant que le rayonnement de freinage ne domine pas (voir plus loin)
 - Typiquement, il faut pour des e^\pm $E < \frac{700 \text{ MeV}}{Z + 1,24}$

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

- 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

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

- N_A s'exprime en mol^{-1} , r_e en cm, $m_e c^2$ en MeV, A en g/mol

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

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

- On pose :

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

- On gardera Bethe-Block sous la forme :

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

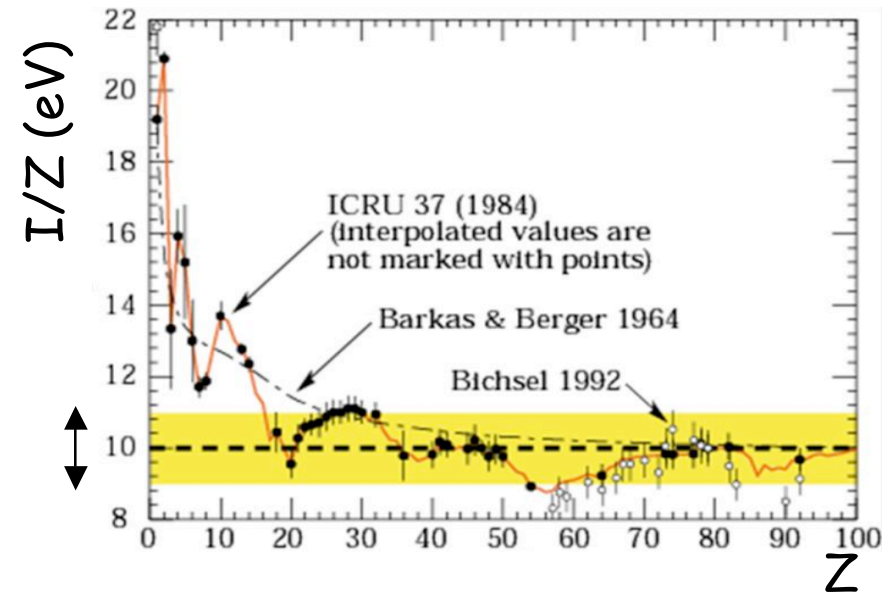
- Formule précise à quelques % près de quelques MeV ($\beta \approx 0,1$) à des centaines de GeV

Constantes

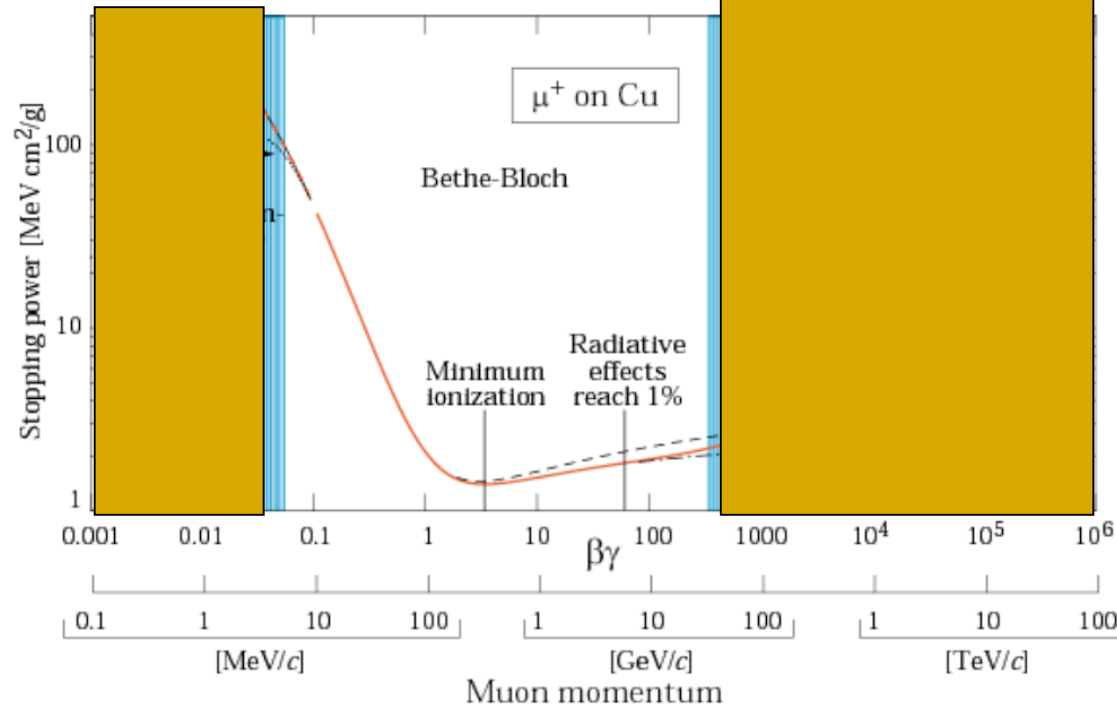
- **Potentiel d'excitation I** : Tient compte des propriétés du cortège électronique (fermeture des couches, niveaux d'excitation ..)

$$\frac{I}{Z} \approx 10 \text{ eV} \quad 10 \pm 1 \text{ eV}$$

← Une bonne paramétrisation

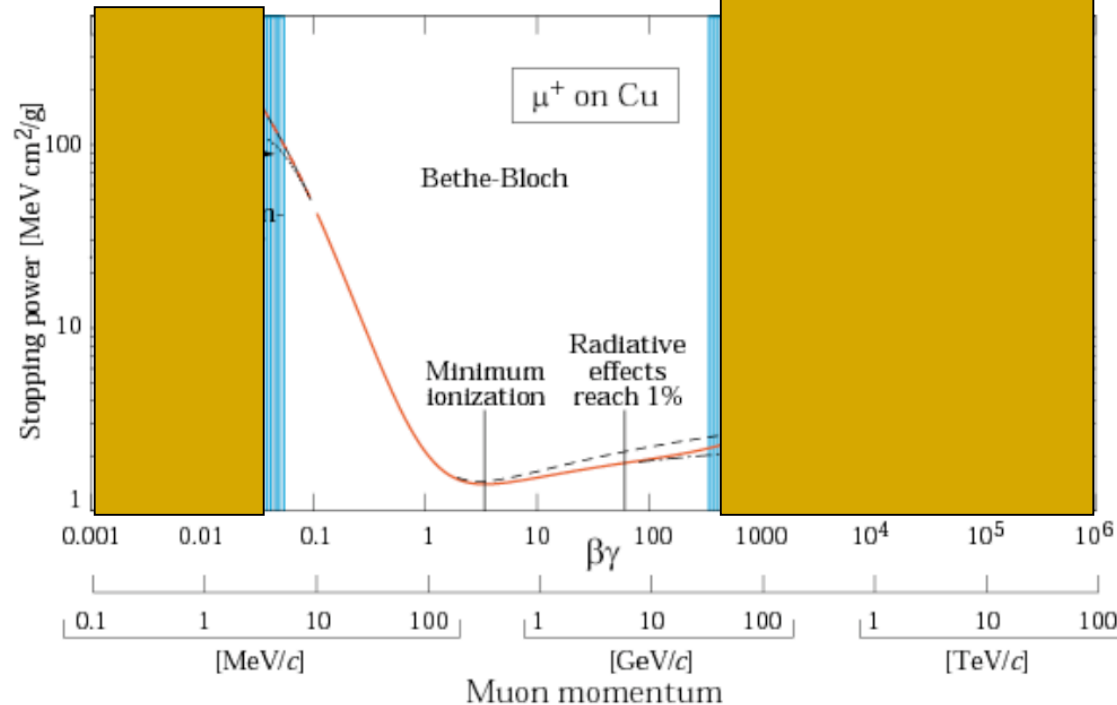


- **C/Z** : tient compte des effets de liaisons des électrons (important à basse énergie)
- δ traduit un **effet de densité** : à très haute énergie, la polarisation du milieu écrante le champ E_T pour les atomes les plus lointains



Energie perdue par des muons dans Cu 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 $\langle dE/dX \rangle \approx 1 - 2 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$

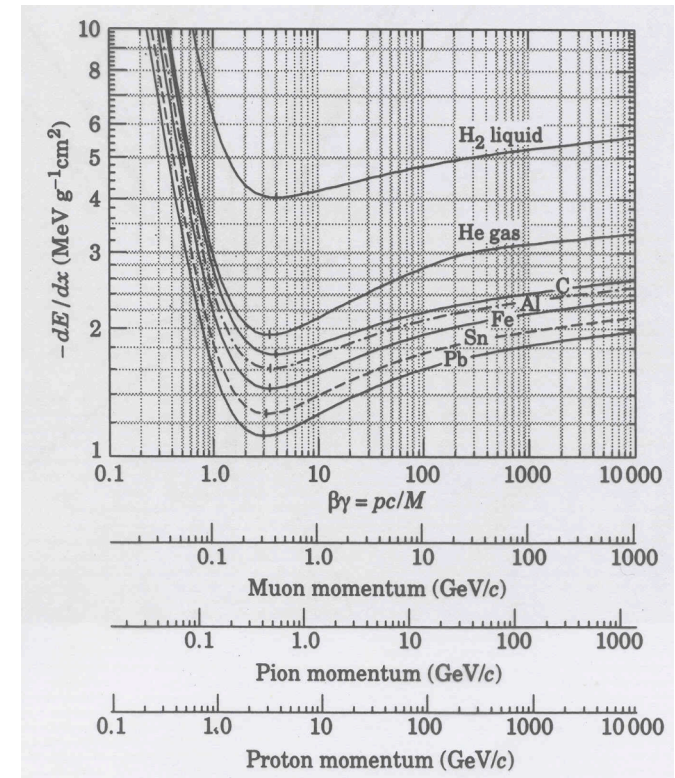


Energie perdue par des muons dans Cu en fonction de $\beta\gamma$

- Au delà du minimum, $\langle dE/dx \rangle$ 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 l'effet de densité : la polarisation du milieu le long de la trace écrante les atomes lointains (**plateau de Fermi**)

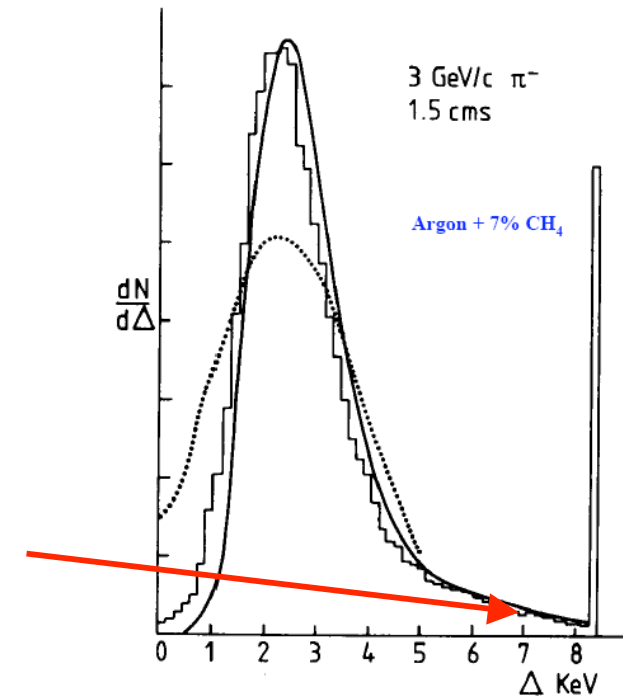
- Les courbes pour différentes particules sont différentes car β varie (à p constant)
- Les détecteurs réels ne mesurent pas $\langle dE/dx \rangle$ mais l'énergie ΔE déposée dans l'épaisseur Δx



Forme des distributions de dE/dx

- **Petites épaisseurs** (et 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 distribution de $\langle dE/dx \rangle$ présentent de grandes fluctuations vers les pertes élevées (**Queues de Landau**)
 - Distribution asymétrique

- **Grandes épaisseurs** (et matériaux de haute densité) :
 - Beaucoup de collisions
 - Les distributions de $\langle dE/dx \rangle$ sont gaussiennes (théorème central limite)



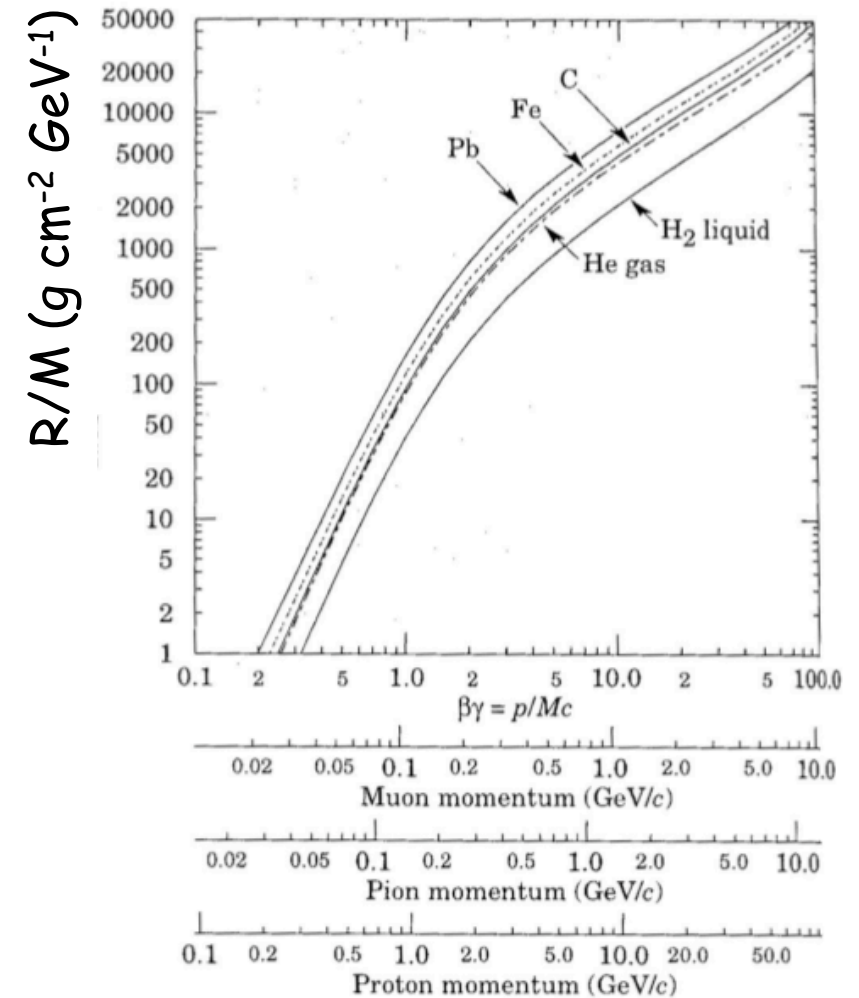
Parcours

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

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

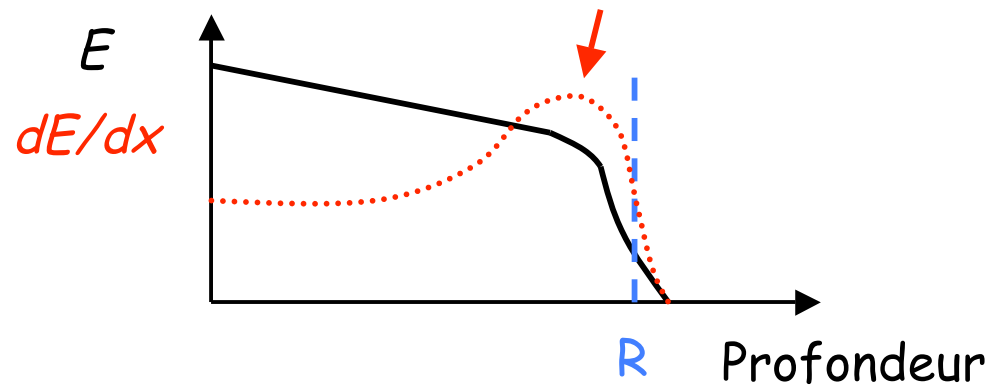
- On pourrait montrer que R/M est une fonction universelle de $\beta\gamma$

Parcours des particules lourdes de charge ± 1

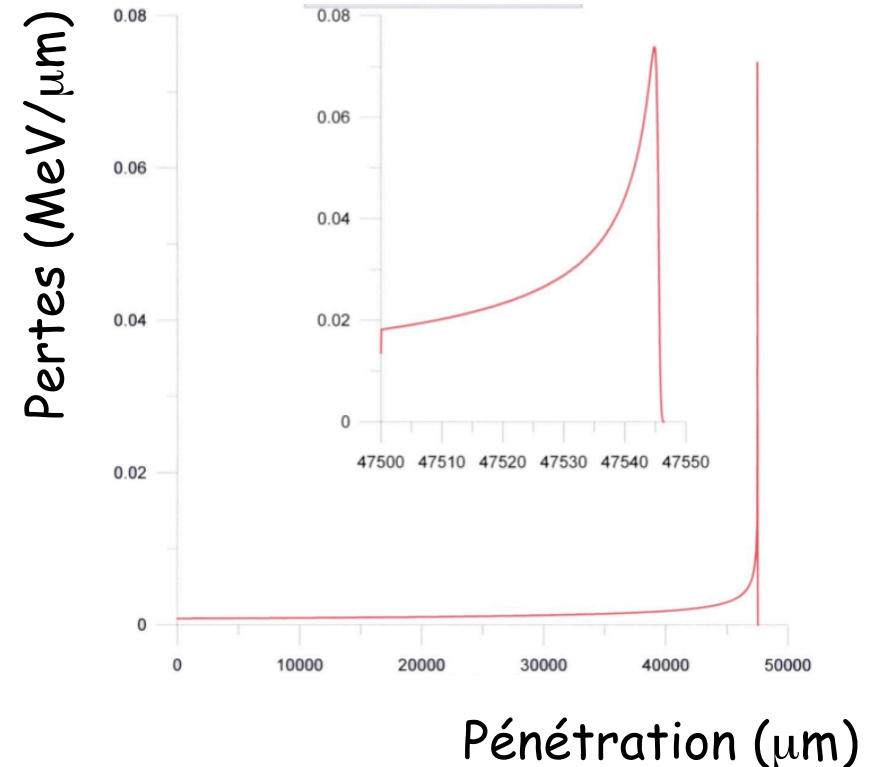


- On appelle **courbe de Bragg** la relation entre la distance parcourue et dE/dx . On a typiquement :

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



- Utilisé en médecine nucléaire (hadron ou protonthérapie)



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

Cas des particules légères chargées

- 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

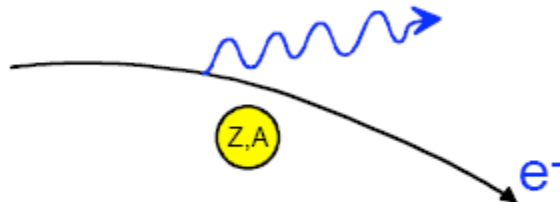
- Après calculs, on obtient :

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

- 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 MQ 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 :

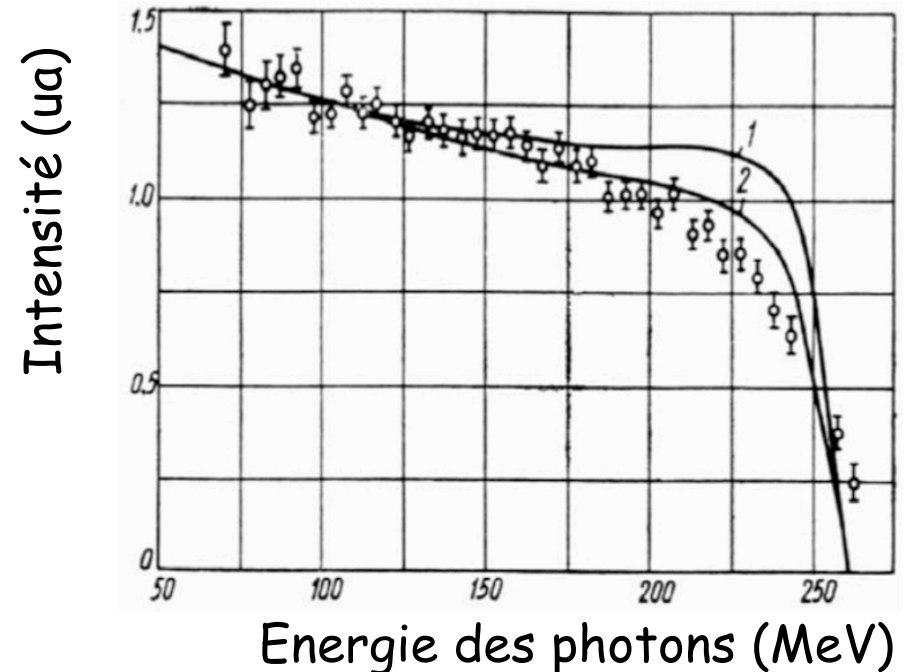
$$X_0 [g/cm^2] = \rho [g/cm^3] X_0 [cm]$$

- 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

- Pour une particule de masse m et de charge ze , la section efficace de bremsstrahlung s'écrit pour un absorbeur caractérisé par Z :

$$\frac{d\sigma}{du} \approx 5 \alpha r_e^2 z^4 Z^2 \left(\frac{m_e c^2}{m c^2 \beta} \right)^2 \frac{1}{u} \ln \left(\frac{m c^2 \beta^2 \gamma^2}{u} \right)$$

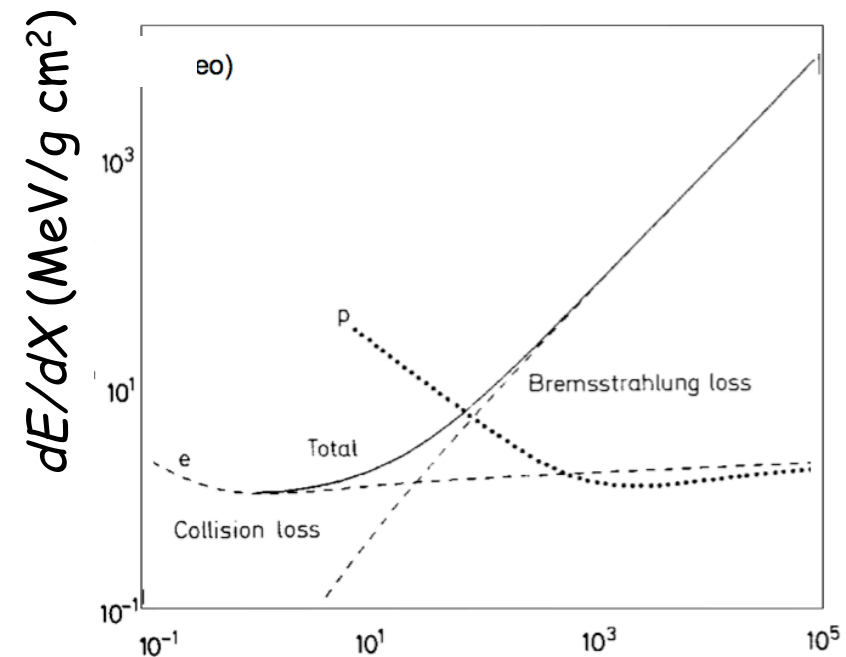
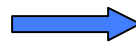
- Plus Z est élevé, plus le rayonnement sera intense
- $m_e \approx 0,5 \text{ MeV}/c^2$, $m_\mu \approx 105 \text{ MeV}/c^2$ et $m_p \approx 1 \text{ GeV}/c^2 \Rightarrow \sigma$ est 40000 fois plus faible pour les muons et $4 \cdot 10^6$ fois plus faible pour les protons que pour les électrons (à Z et β donnés)

Pertes totales

- On a finalement :

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

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



Energie critique

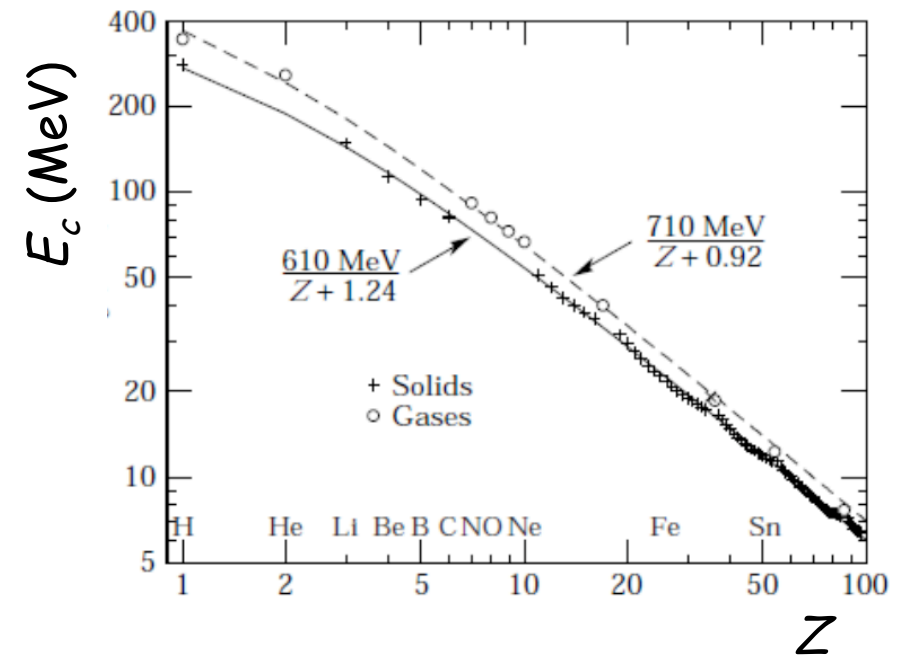
- L'**énergie critique** est par définition l'énergie à laquelle les pertes par ionisation et par rayonnement de freinage sont égales
- Pour e^\pm , on obtient approximativement :

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

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



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 :

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

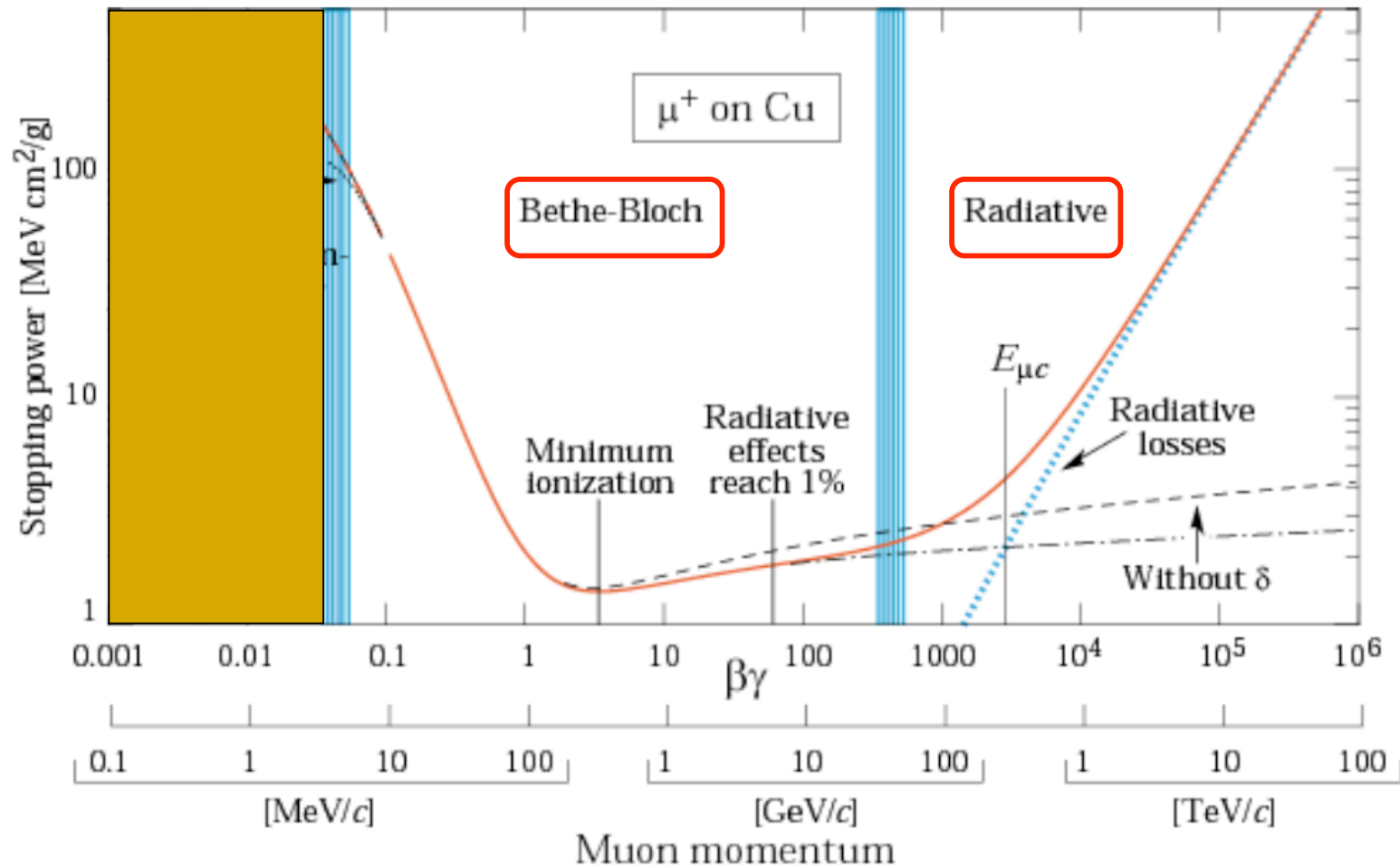
- Pour μ^\pm , on obtient approximativement :

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

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

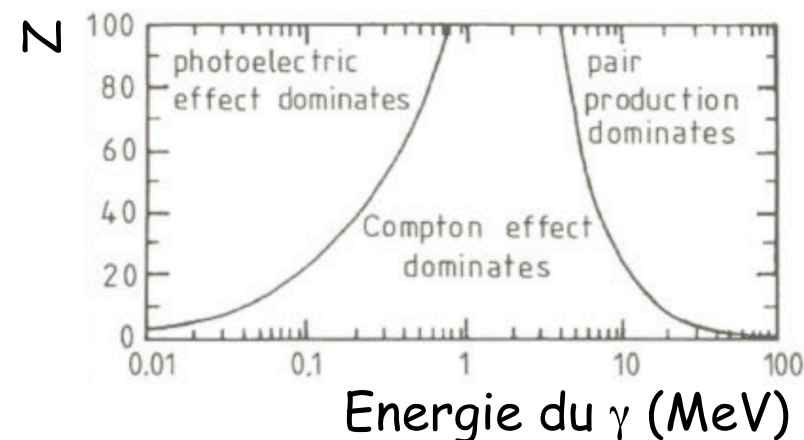
$$E_c(e^-) = 22,4 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad E_c(\mu) = 1 \text{ TeV}$$

On comprend maintenant toute la courbe dE/dx



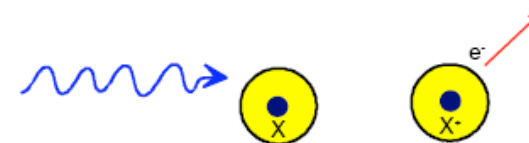
Interaction des photons avec la matière

- 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. **Le faisceau de γ garde son énergie mais voit son intensité diminuer**
- On définit l'**atténuation** μ par :
$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x)$$



Effet photoélectrique

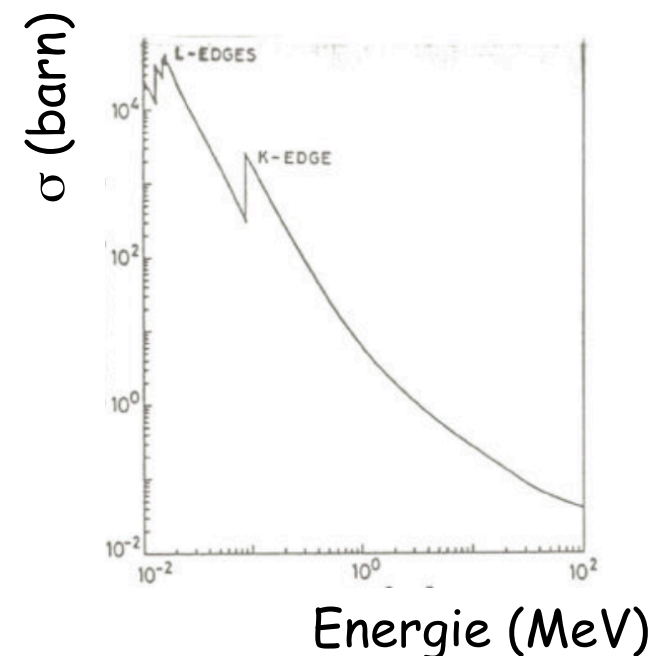
- Mécanisme : $\gamma + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^+ + e^-$
- Concerne principalement les e^- de la couche K
- Section efficace



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

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

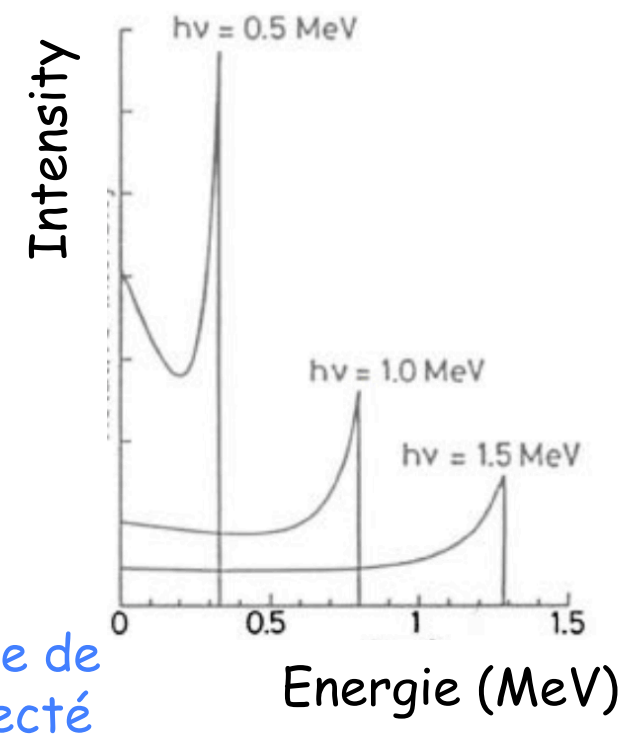
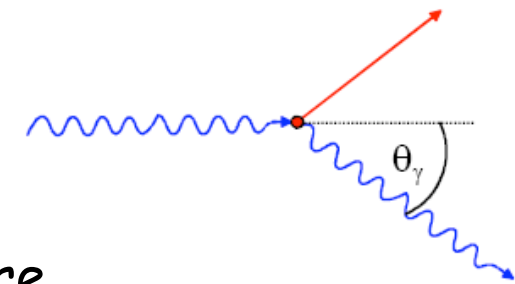
- Energie :

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

- Section efficace :

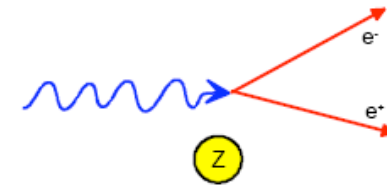
$$\sigma_c^e \approx \frac{\ln(\epsilon)}{\epsilon} \quad \text{et} \quad \sigma_c^{\text{atome}} \approx Z \sigma_c^e$$

- Décroît quand l'énergie du photon augmente



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 (cm^2/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 :

$$\lambda_{\text{Paire}} = \frac{9}{7} X_0$$

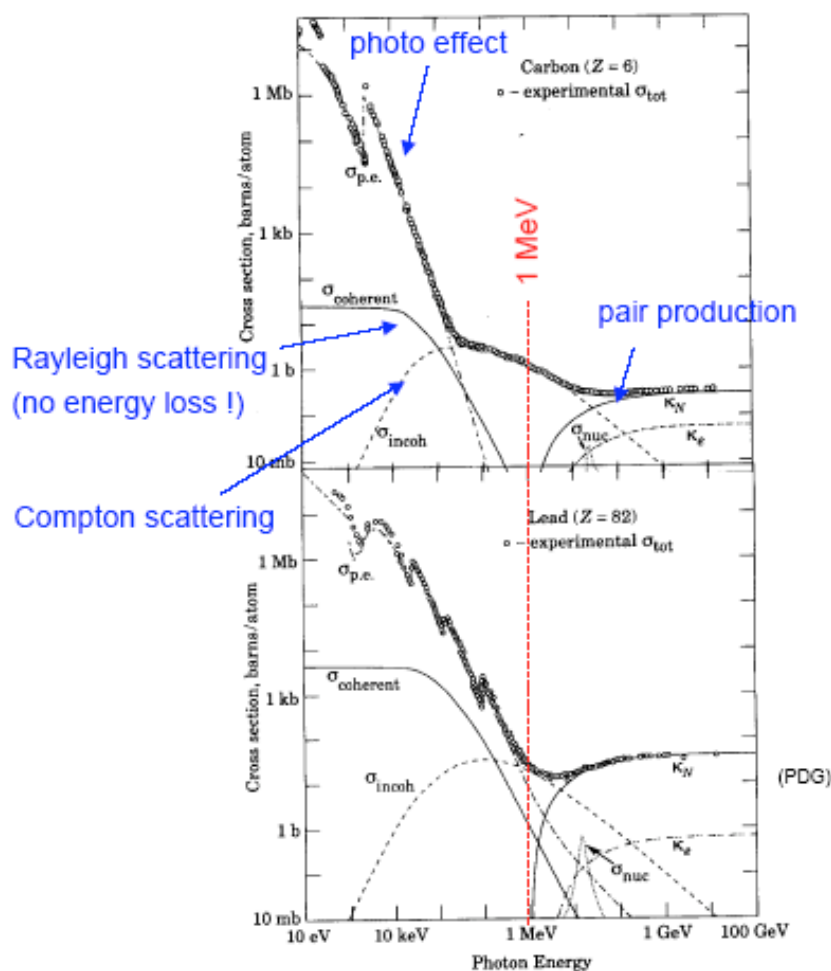
- En moyenne, un γ de haute énergie se convertira en e^+e^- après $1 X_0$

Effet total

Finalemment, on écrira : $I_\gamma = I_0 e^{-\mu x}$ 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)

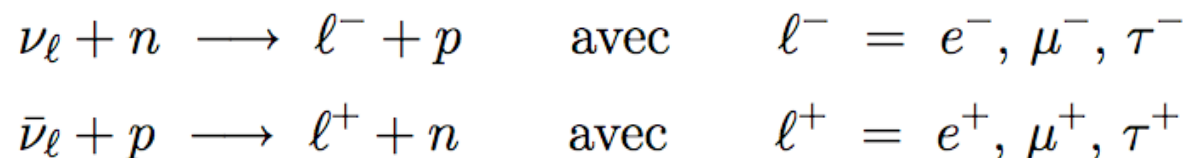
← Plomb (Z = 82)

-
- 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
 - Idem pour les hadrons neutres et chargés

Interaction des neutrinos avec la matière

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

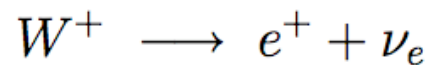
- Pour les détecter, il faut les faire interagir :



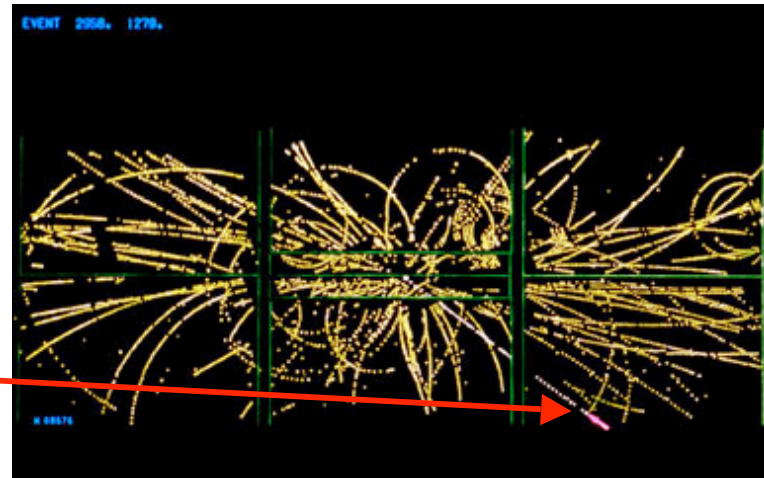
- Typiquement, les efficacités de détection sont de l'ordre de 10^{-17} dans 1 m de fer
 - Les détecteurs spécialisés pour les neutrinos doivent être énormes et accepter de très haut flux

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

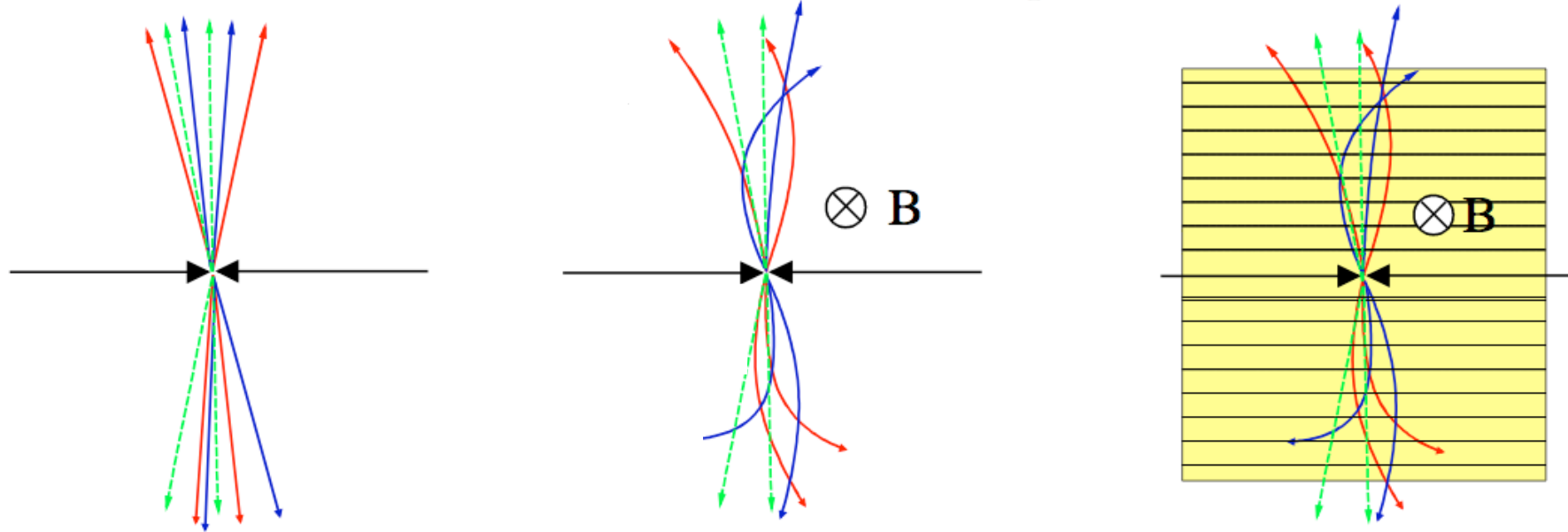
IV. Identification des particules

V. Calorimétrie

VI. Les détecteurs à l'IN2P3

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** ($\omega_B = qB/m$)

- 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 ($\omega_B = qB/\gamma m$)

- **Dans le plan transverse au champ B , la trajectoire est circulaire**

Mesure de l'impulsion dans un champ B

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

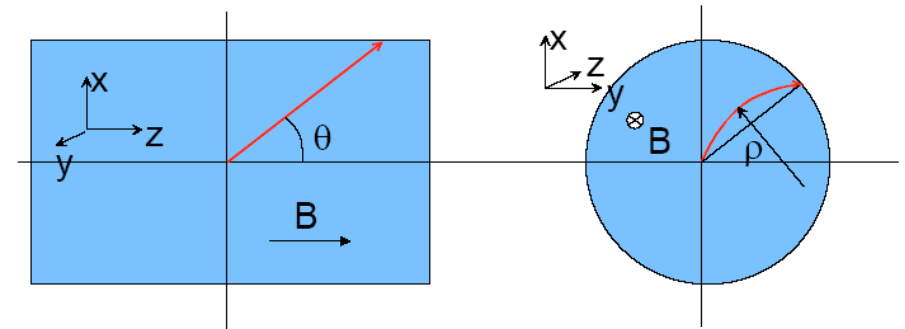
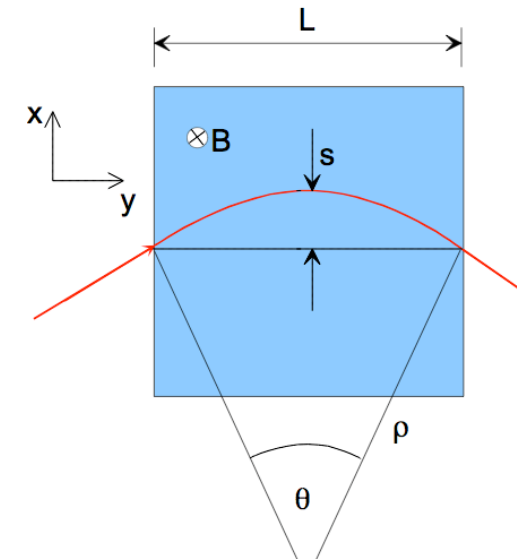
Transverse à B ! $\longrightarrow p_{T[\text{GeV}/c]} = 0,3 B_{[T]} \rho_{[m]}$

- Le sens de la courbure donne la charge

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

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

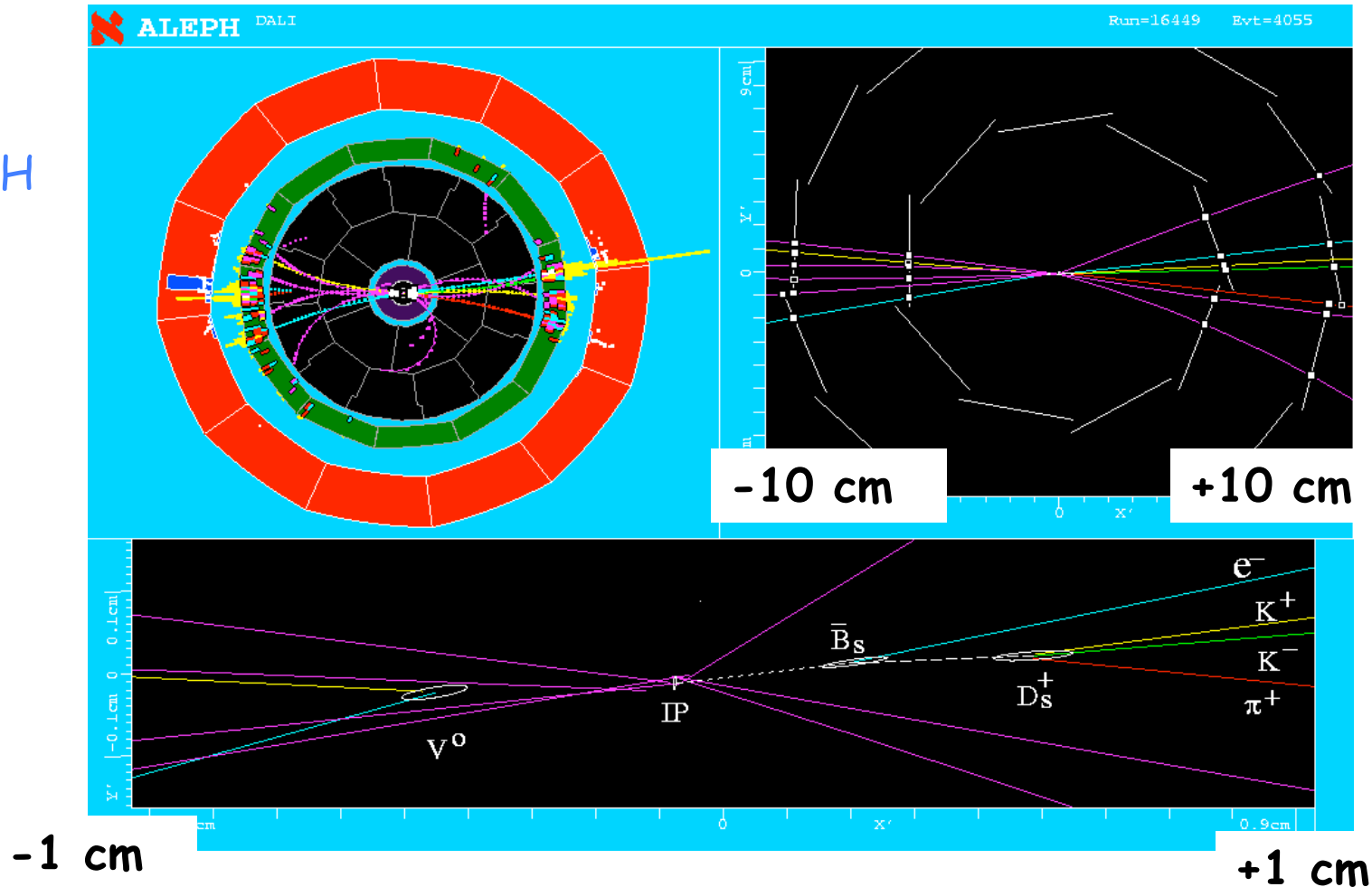
\Rightarrow Augmenter N (nbr de points de mesure)
et diminuer $\sigma(x)$ (résolution en position)



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

Utilité d'un détecteur de microvertex

ALEPH



⇒ Une bonne extrapolation est nécessaire pour reconstruire les vertex secondaires

- Pour mesurer l'impulsion p 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 (e⁻+ions) produite par l'ionisation du milieu
- Le milieu peut être un gaz, un liquide ou un solide
- Pour récupérer les e⁻ avant la recombinaison, il faut appliquer un champ E

Ionisation d'un gaz

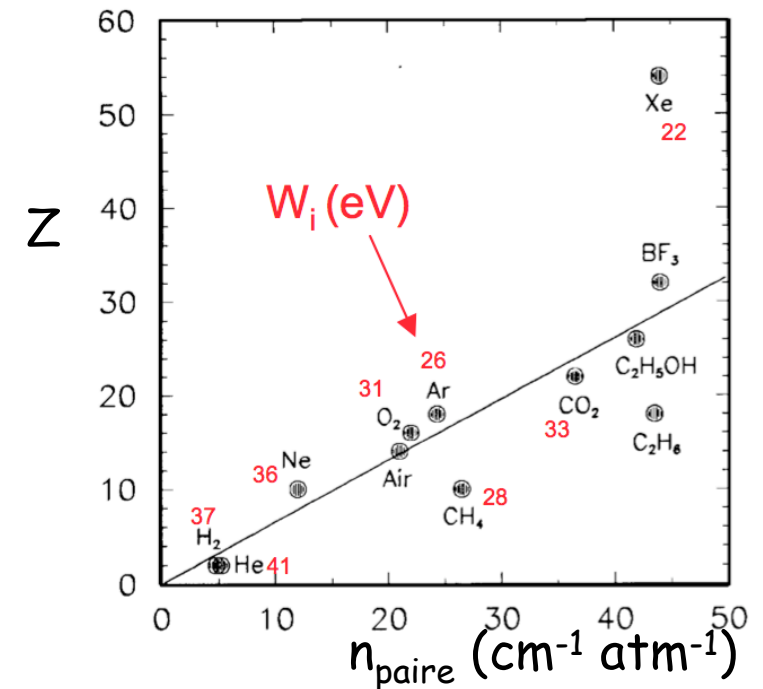
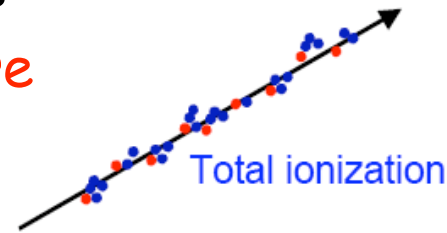
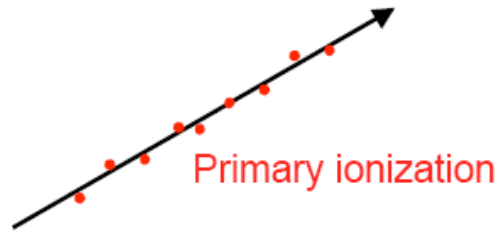
- Des particules rapides ionisent un gaz
- Chacun des électrons primaires a parfois suffisamment d'énergie pour ioniser d'autres atomes

⇒ Ionisation secondaire

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

- $\left\{ \begin{array}{l} \Delta E : \text{Energie totale perdue} \\ W_i : \text{Energie perdue par paire électron/ion} \\ \text{(typiquement 30 eV pour un gaz)} \end{array} \right.$

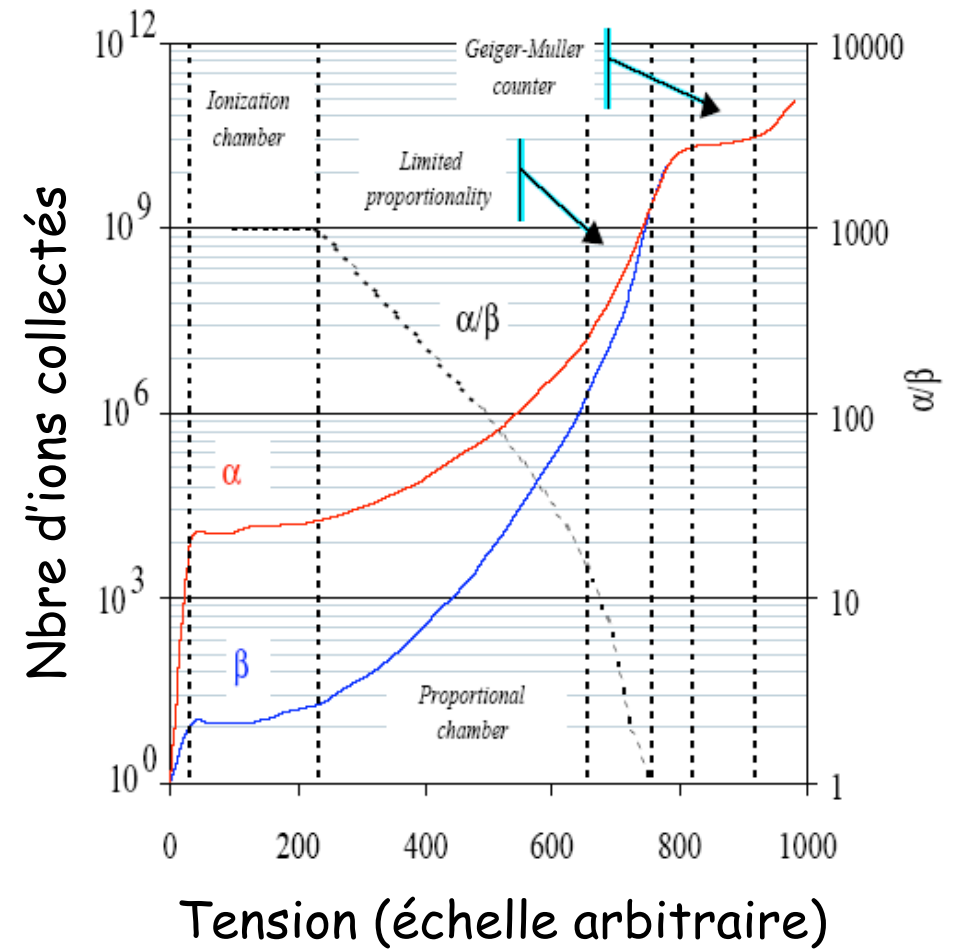
Il faudra une amplification car détecter ≈ 100 paires e-/ion n'est pas simple !



Nombre de paires initiales e-/ion pour les gaz

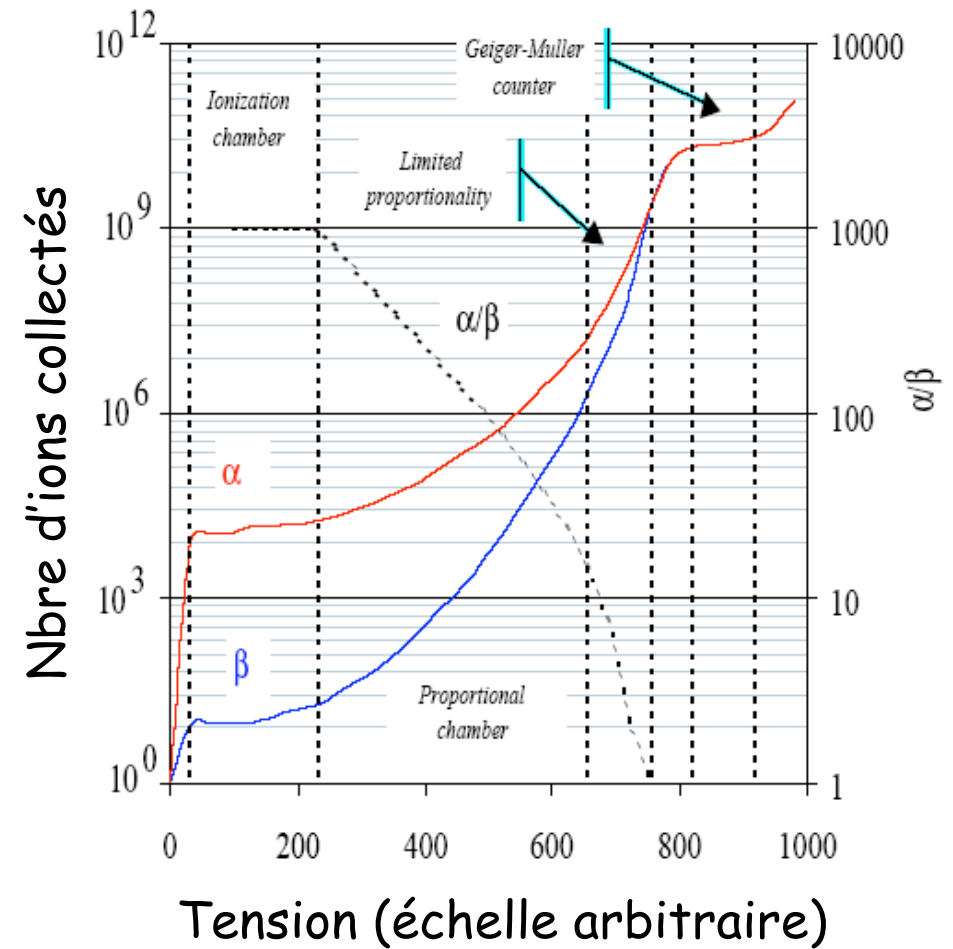
Détecteurs à ionisation

- 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 toujours faible et doit être amplifié
- On s'attend à ce que le choix du gaz soit critique



Nbr d'ion collectés pour des α
et des électrons

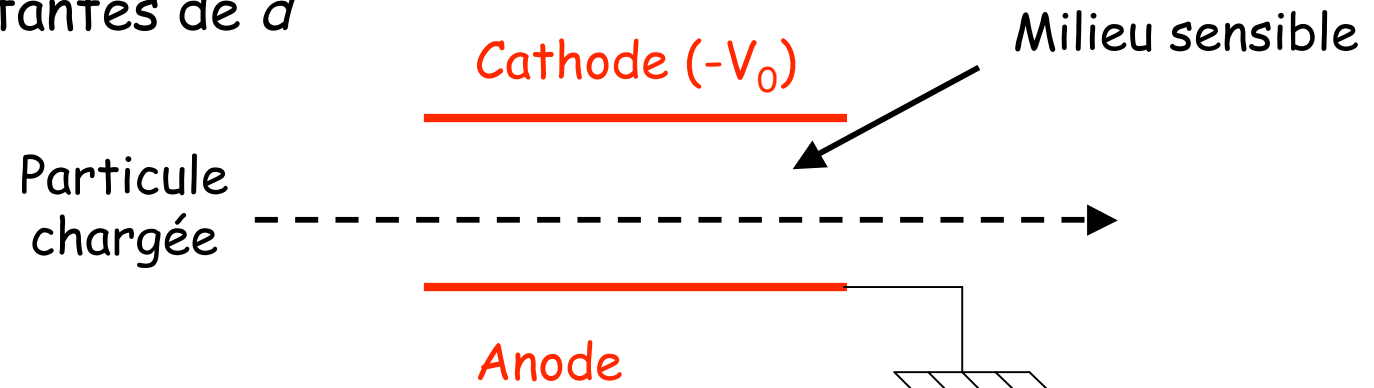
- Il existe plusieurs types de détecteurs liés à divers modes de fonctionnement :
 - Recombinaison (inutile)
 - **Chambres à ionisation** :
 - Toute la charge initiale est recueillie sans amplification
 - **Compteurs proportionnels**
 - Le champ E est suffisamment fort pour induire des avalanches secondaires
 - **Compteurs Geiger Muller**
 - Tout le fil d'anode est affecté. Coupure de la HT pour arrêter le processus



Nbr d'ion collectés pour des α
et des électrons

Le détecteur gazeux le plus simple : la chambre à ionisation

- 2 plaques distantes de d



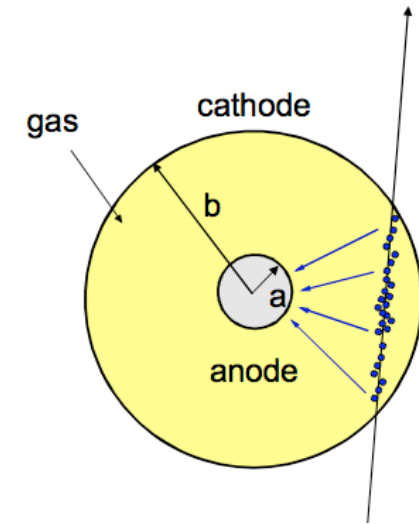
- On a typiquement pour $d = 5 \text{ cm}$ et $E = 500 \text{ V/cm}$
 - $\Delta t^+ = 7,5 \text{ mm/ms}$ et $\Delta t^- = 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$
- Les signaux sont extrêmement faibles et nécessitent une électronique de pointe !

Le plus simple des compteurs proportionnels : un fil

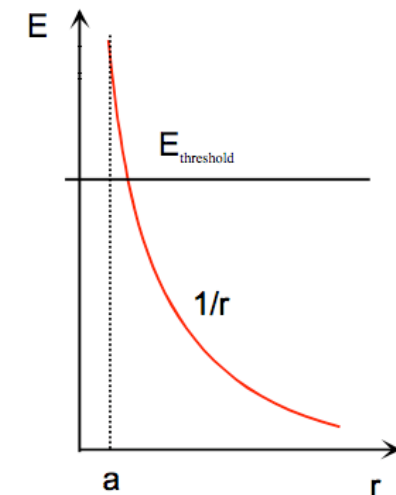
- De l'ordre d'une centaine de paires e⁻/ion
 - Pas facile à détecter : à comparer au bruit électronique (≈ 10 fois plus élevé)

- Les électrons dérivent vers le fil d'anode. Le champ E est en $1/r$. Au delà d'un certain seuil, les e⁻ ionisent le gaz : **avalanche** !
 - Gain typiques : $10^4 - 10^5$
 - 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 donc l'énergie !

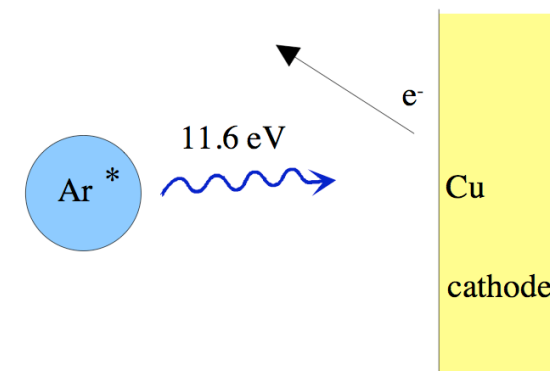


$$E = \frac{C V_0}{2 \pi \epsilon_0} \ln \left(\frac{1}{r} \right)$$



Choix du gaz

- On choisit généralement des gaz nobles 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

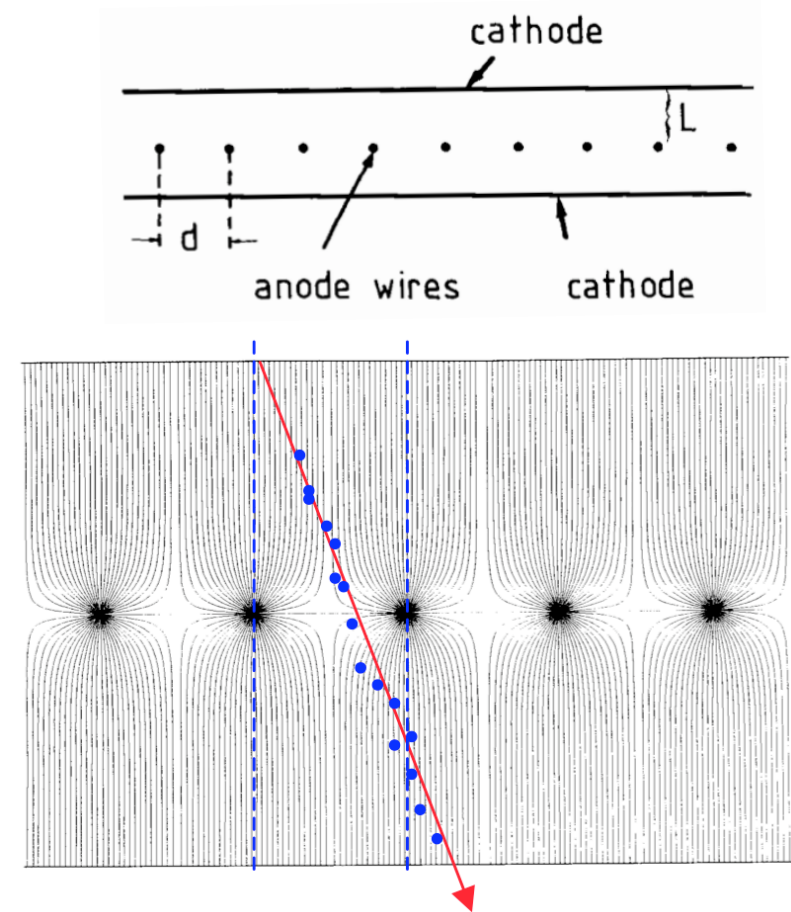
Les MWPC

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

- La résolution est limitée à

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

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

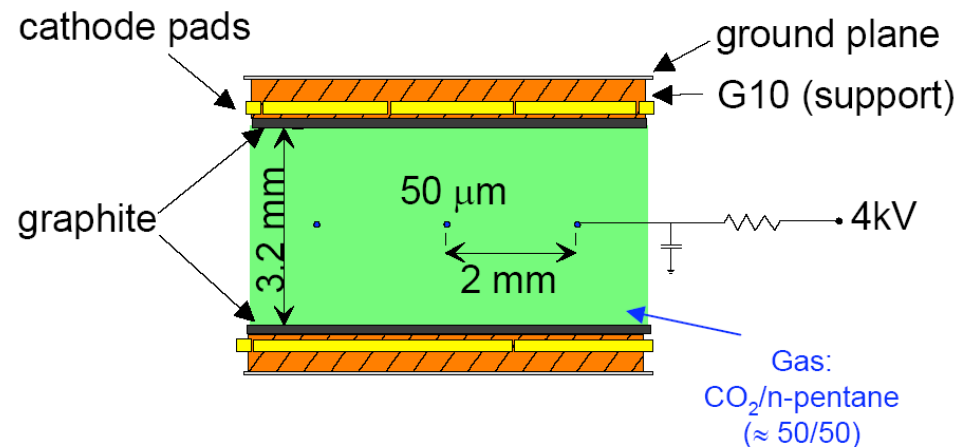


Lignes de champ autour des fils d'anode

Extension moderne des compteurs proportionnels : les TGC

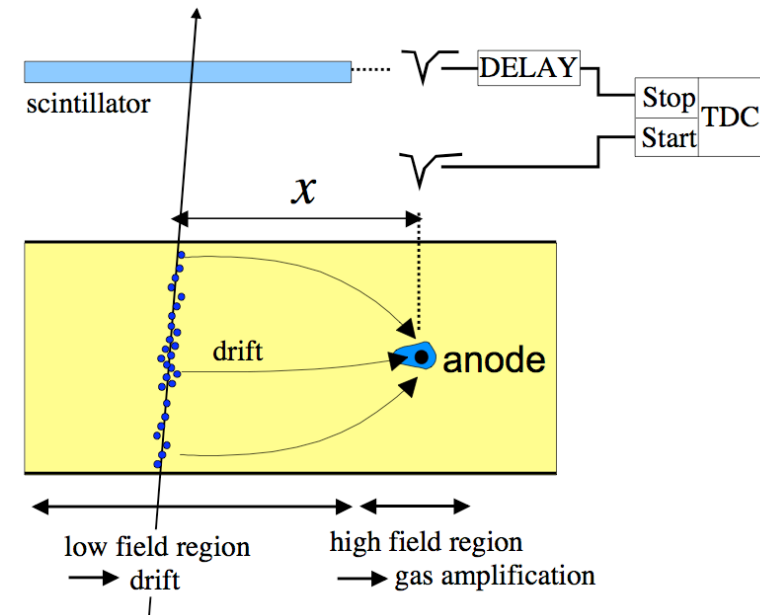
- **TGC** \equiv Thin **G**ap **C**hamber
- Opération en mode saturé (entre les régimes proportionnel et Geiger)
- Temps de montée très bref (2 ns)
 - Utile pour faire un trigger !
- Accepte des taux de comptage élevés (jusqu'à 10^6 Hz)

Utilisé par exemple pour les muons trigger de ATLAS



Chambres à dérivation

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



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

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

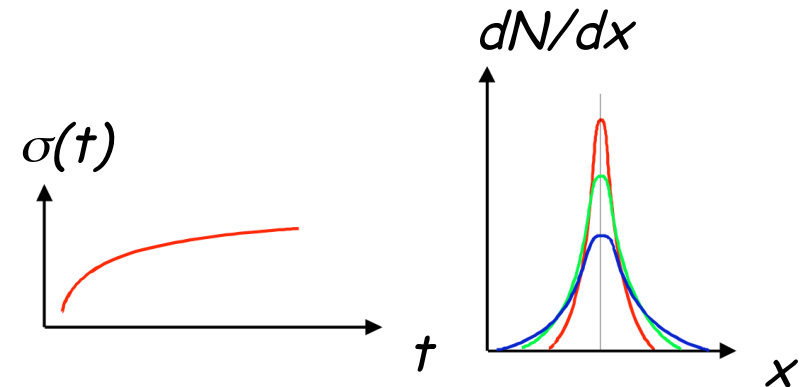
- Inconvénients : on doit contrôler la dérivation des électrons
 - ❑ Processus de diffusion
 - ❑ Comment évaluer la vitesse ?
 - ❑ Détecteur relativement lent
 - Temps de dérivation typiques : $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ (e^-), $500 \mu\text{m}/\mu\text{s}$ ions)

Diffusion et dérive

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

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

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

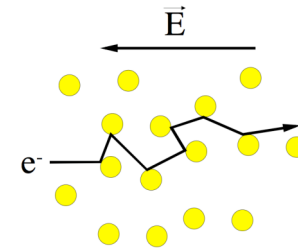


- Plus la chambre sera grande, plus la diffusion va étaler la trace

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

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

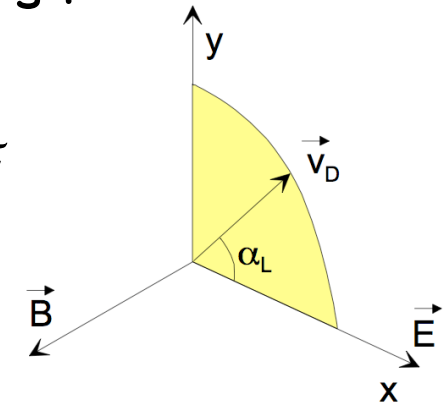
F_v : force de frottement visqueux



- 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

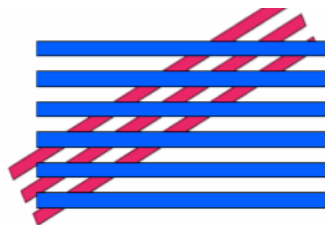


- E et B parallèles

- 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

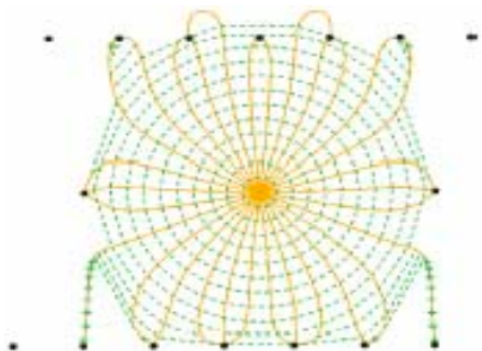
$$D_T(B) = \frac{D_0}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{Inférieur à } D_T(B) !!$$

- 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 dérives

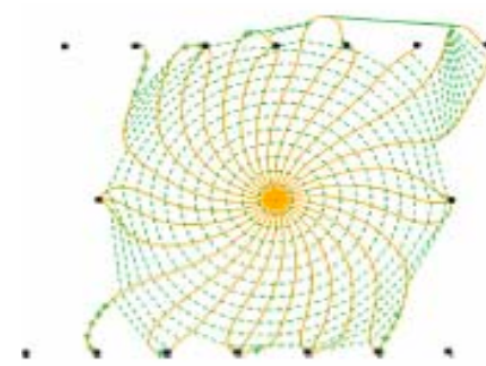


- La présence du champ B modifie la dérive des e^-

Sans
champ B



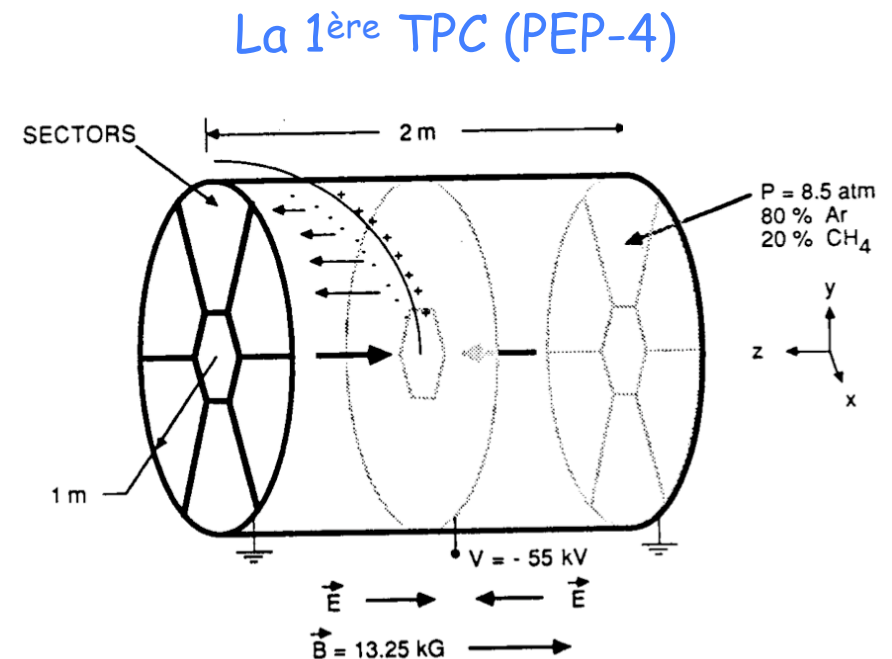
Les
trajectoires
des e^- sont
modifiées par
le champ B



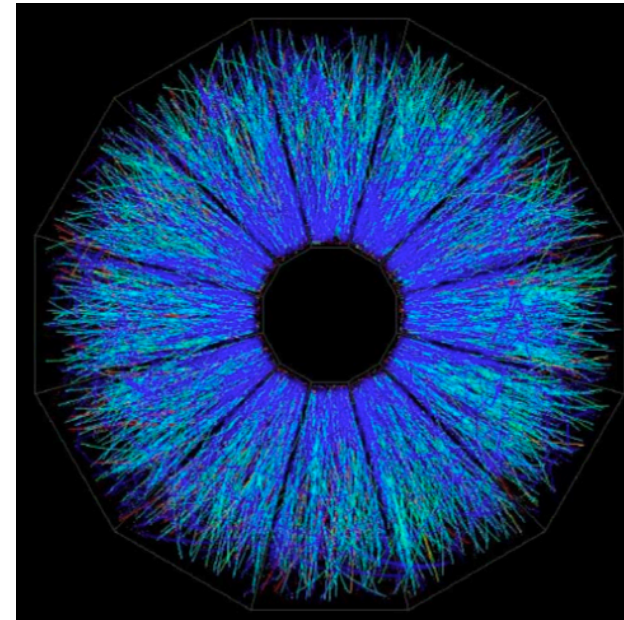
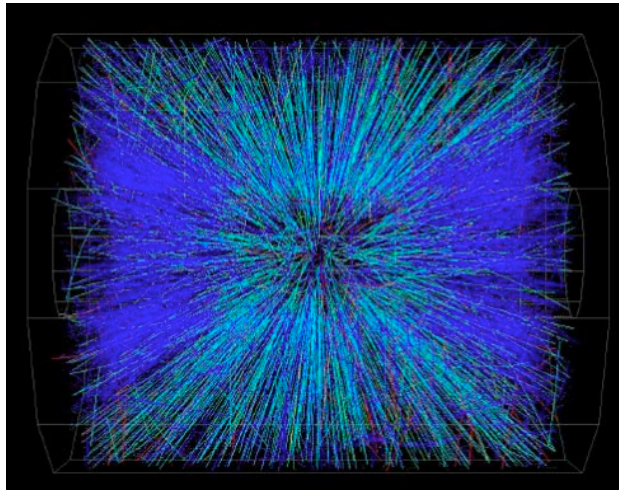
Avec
champ B

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 (voir plus tard)
- Calibration pour la connaissance précise de E dans tout le volume

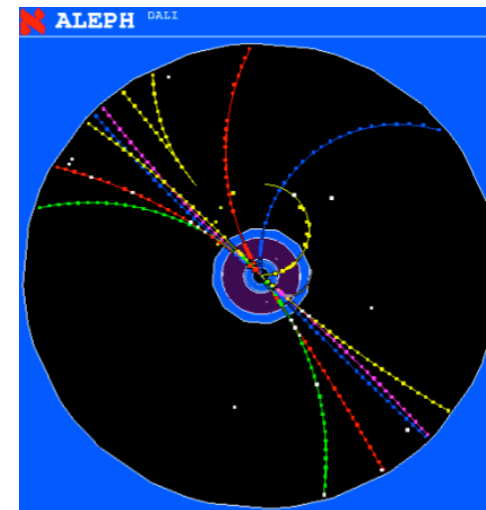


Les TPC de STAR et d'ALEPH



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

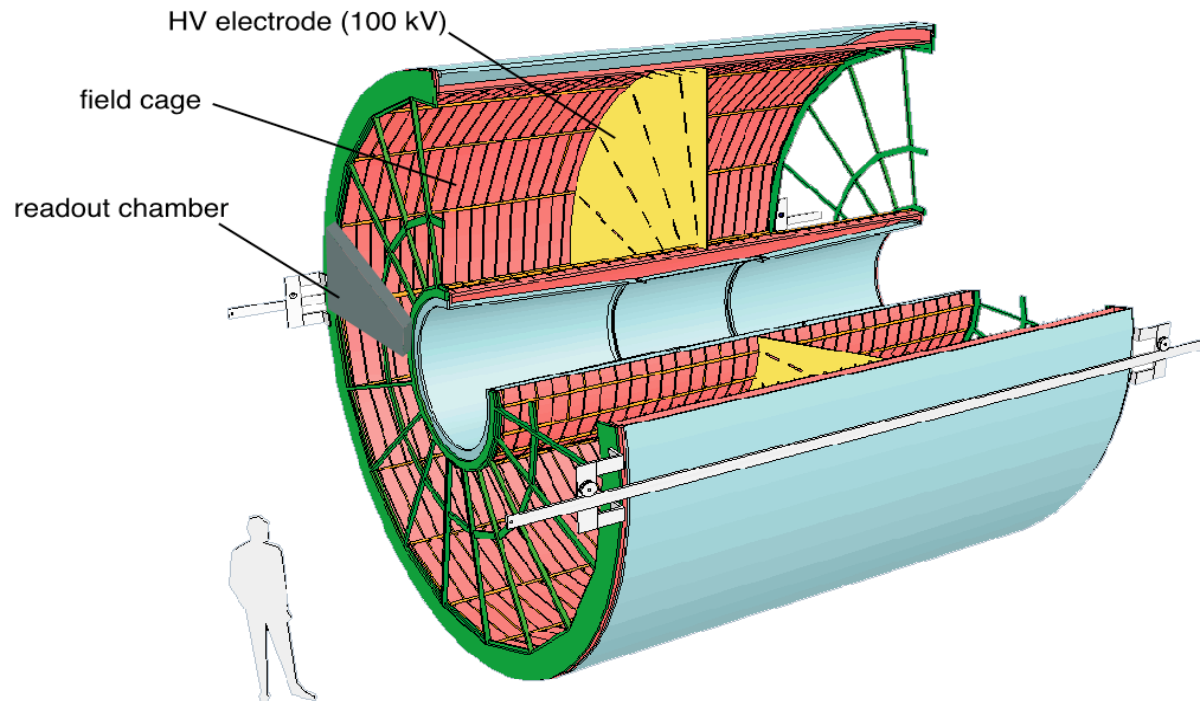
ALEPH : e^+e^-
(200 GeV)



ALICE TPC

Mercedes Lopez-Noriega

Main tracking detector for charged particles of the ALICE Central Barrel



Largest TPC ever built

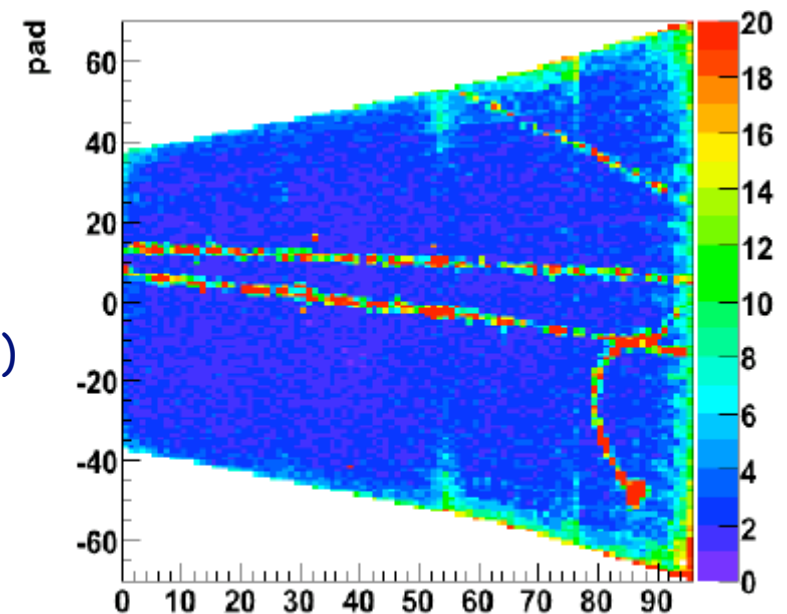
length = 5.1 m

diameter = 5.6 m

volume = 88 m³

inner radius = 0.9 m

outer radius = 2.5 m



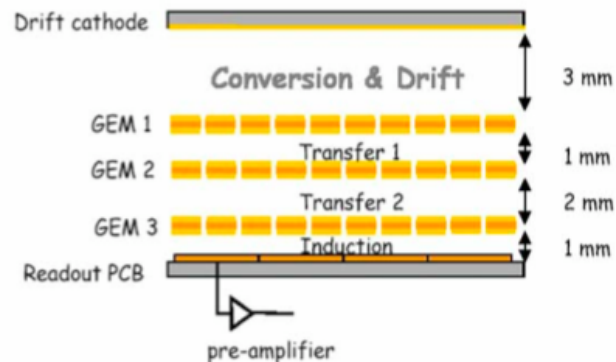
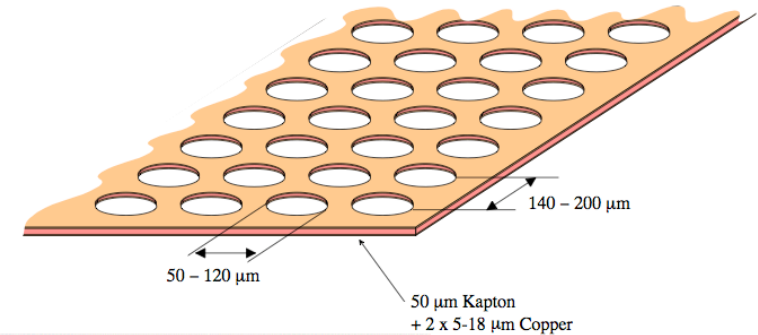
Optimized for large track densities (up to $dN/dy = 8000$)

- track finding
- momentum measurement (p_T resolution = 5% at 10 GeV)
- particle identification via dE/dx ($\alpha(dE/dx) = 5.5$ to 6% depending on multiplicity)

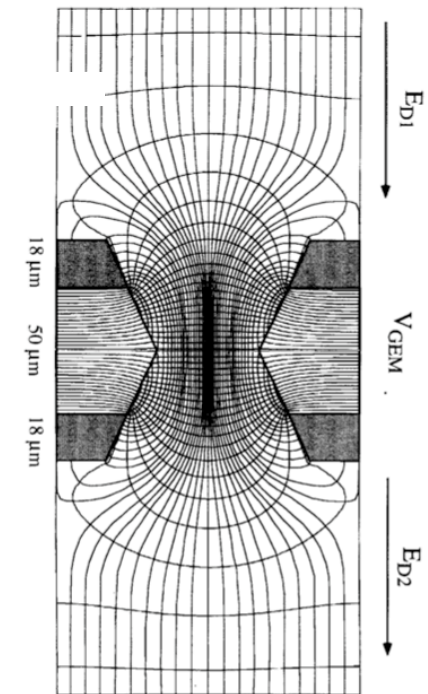
Extensions récentes : GEM

- **Gas Electron Multiplier (GEM)**
 - 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
 - Possibilité d'un système en « mille-feuille »

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

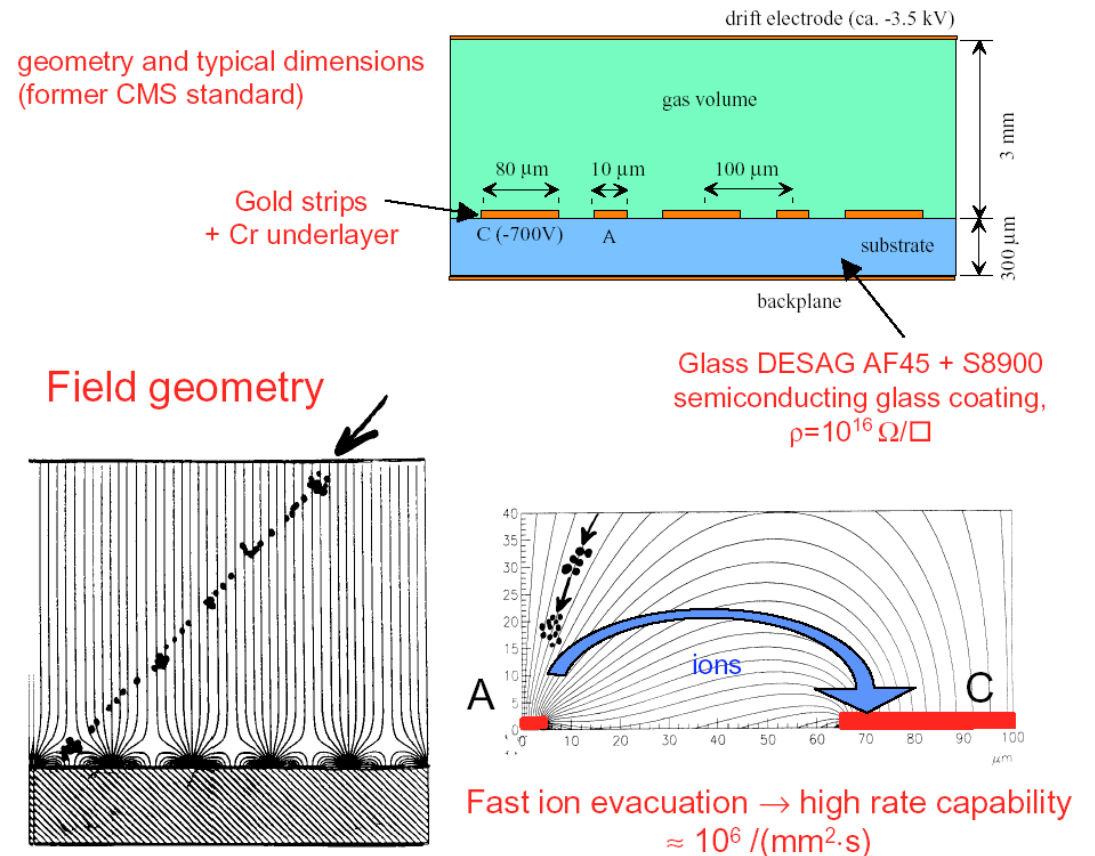


Détecteur à muons de LHCb



Extensions récentes : MSGC

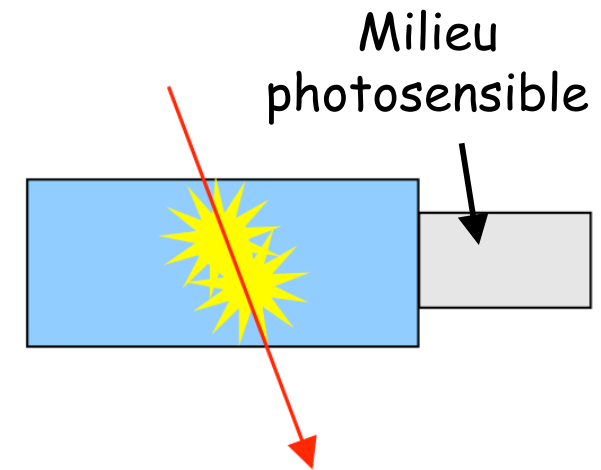
- **Micro Strip Gas Chamber (MSGC)**
- Segmentation fine, petite cellule (< 500 μm) donc rapide, pas de silicium (coût !)
 - Basé sur les techniques de la microélectronique
- Optimisé pour les flux élevés



Solution envisagée initialement pour le tracker de CMS

Détecteurs à scintillation

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



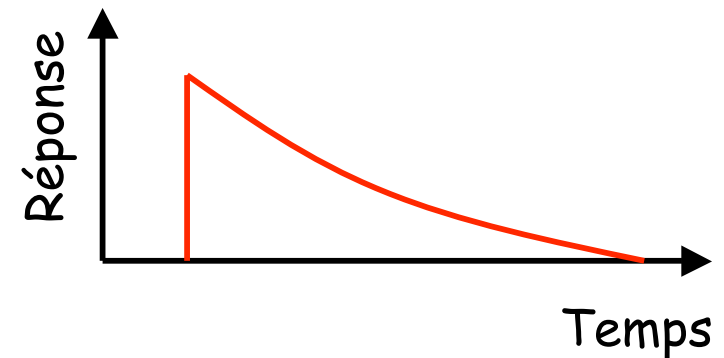
- Rappels :
 - ❑ L'émission d'un photon par un atome est due à un retour vers un état plus fondamental d'un électron sur un état excité de l'atome
 - ❑ On parle d'**incandescence** quand le mode d'excitation du noyau est le chauffage, et de **luminescence** dans les autres cas
 - ❑ Quand l'émission du 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
 - Utilité pour les systèmes de déclenchement et pour les 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 !



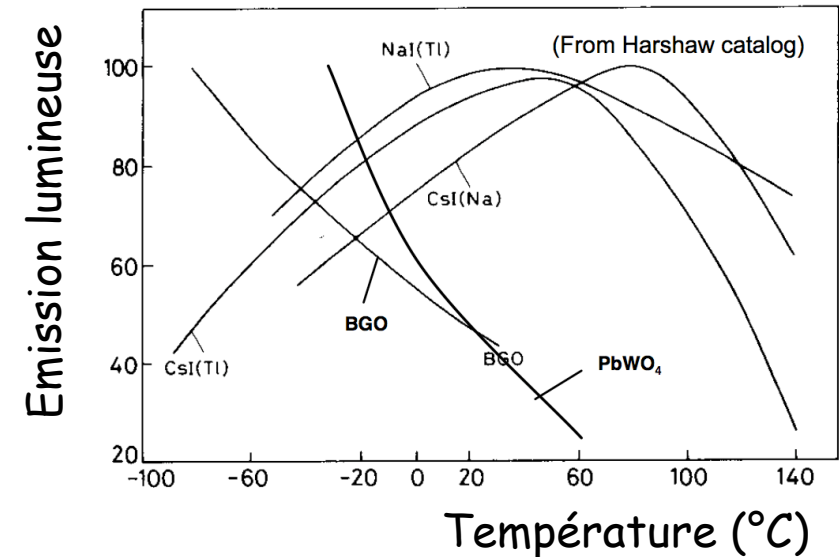
- Les photons doivent traverser le milieu où ils sont produits pour atteindre la zone photosensible. Le nombre de photons transmis est :

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

- Comme en général $\lambda \approx 1 \text{ m}$, on peut construire des détecteurs de grande dimension

Scintillateurs inorganiques

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

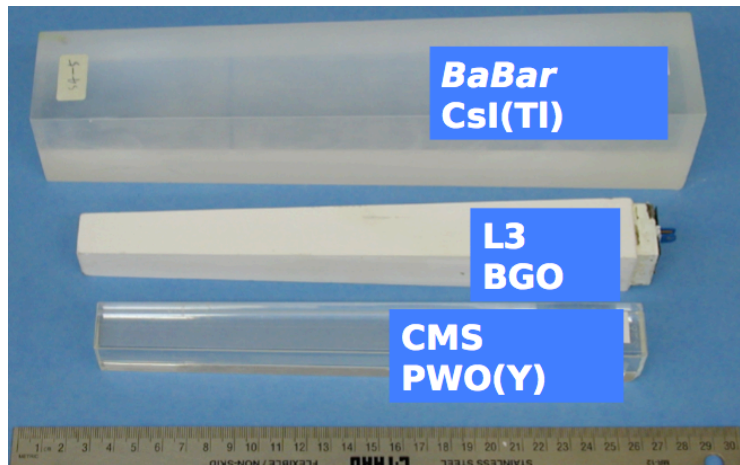


« L » signifie « liquide »



- **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

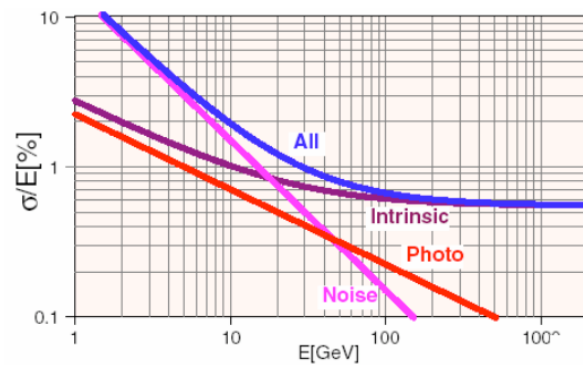
- Dans les deux cas, le mécanisme de la fluorescence est dû aux états intermédiaires des impuretés du milieu



BaBar : CsI(Tl) : $16 X_0$

L3 : BGO : $22 X_0$

CMS : PWO(Y) : $25 X_0$



80000 cristaux de PbW_4 du calorimètre électromagnétique de CMS

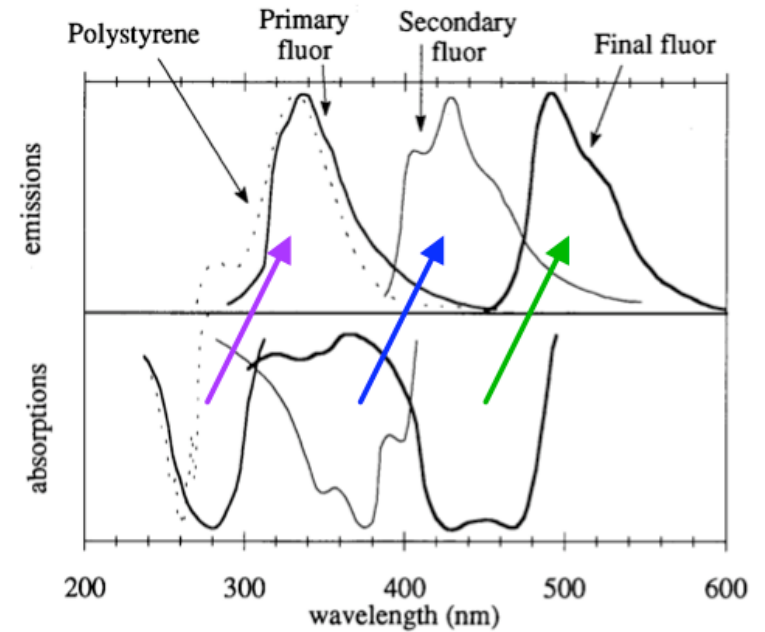
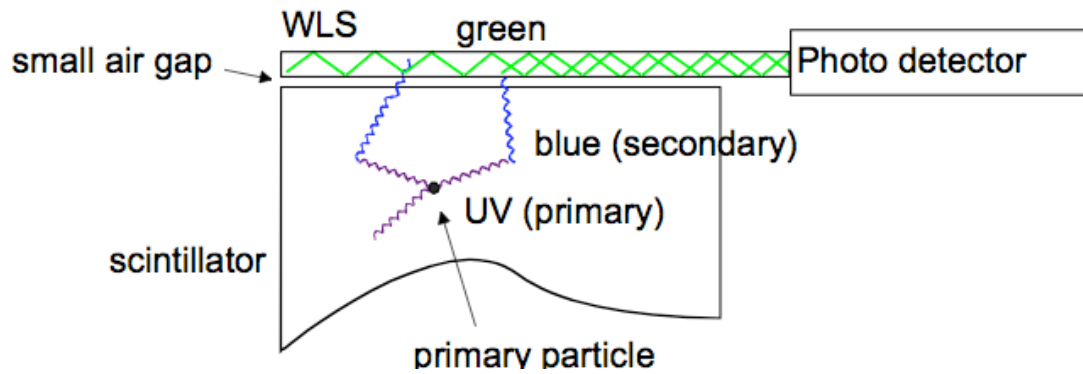
Scintillateurs organiques

- 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)

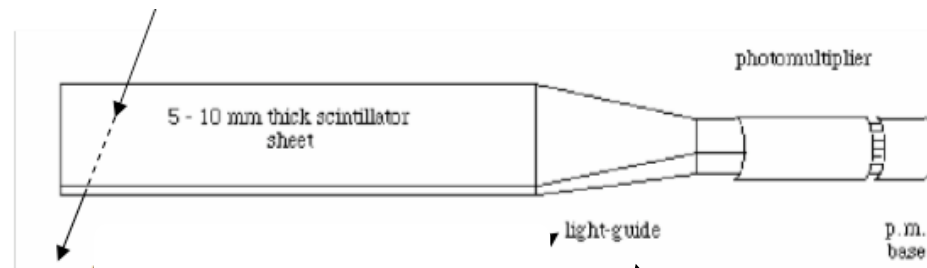
Quelques composés principaux et leurs dopants

	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

■ Schématiquement :



Exemple de
détection d'une
particule chargée

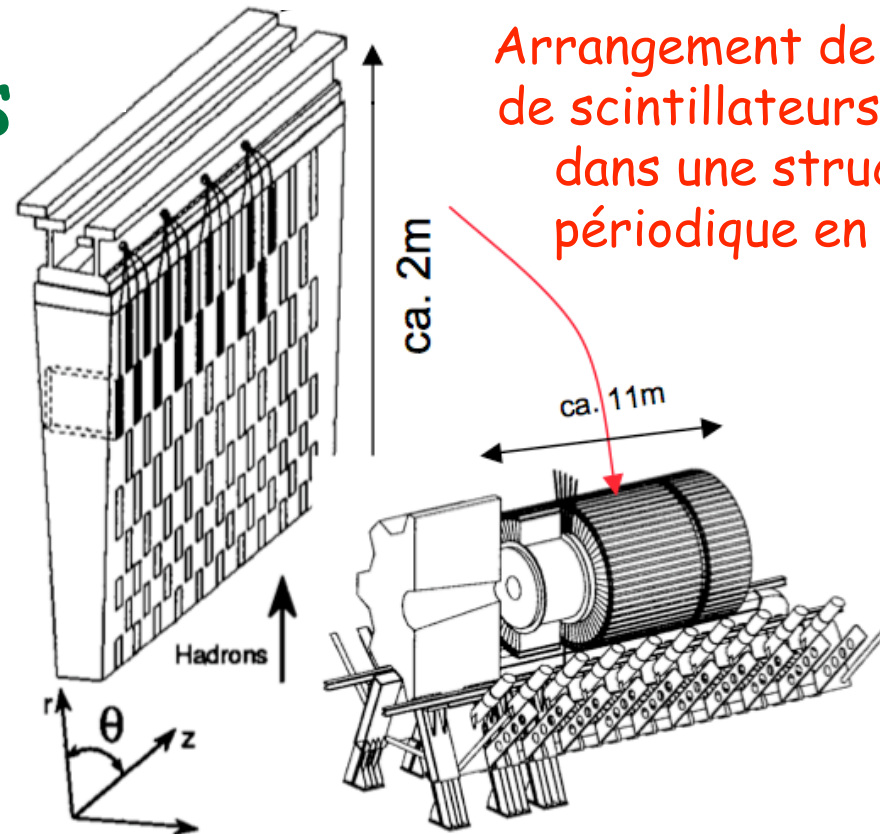


Efficacité : $\approx 20-30\%$

Application : fibres scintillantes

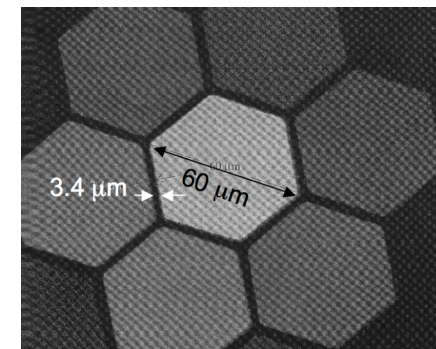
- Calorimétrie :

Exemple du calorimètre
hadronique de ATLAS



- Tracking :

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



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

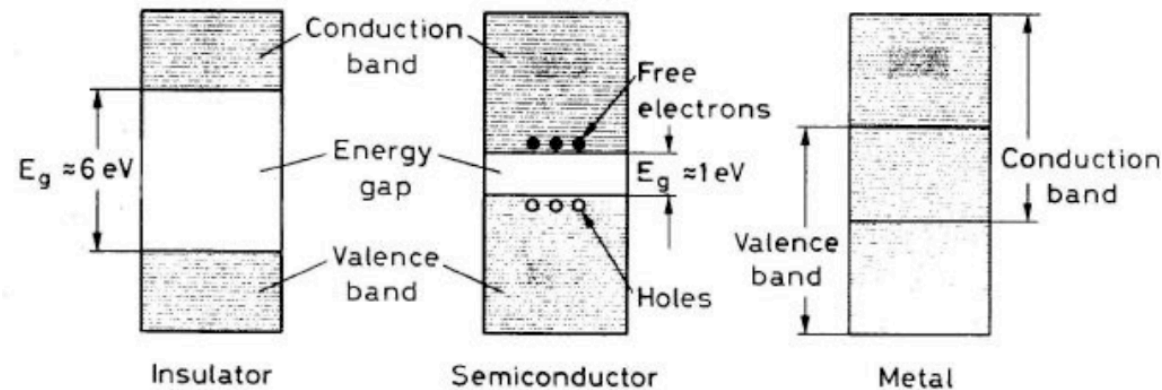
- Inconvénients :
 - Coût, fragilité, sensibilité aux radiations

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

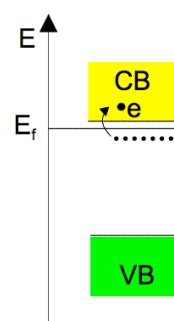
Les semi-conducteurs

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

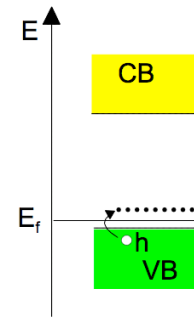


- Produits par **dopage**

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

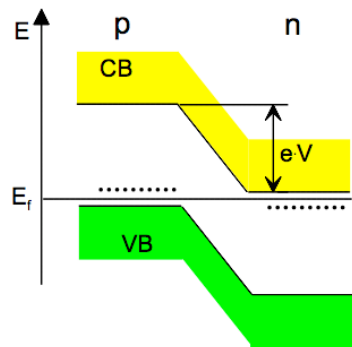


Type p : 3^e groupe (B) :
accepteurs
 Courant dû aux trous



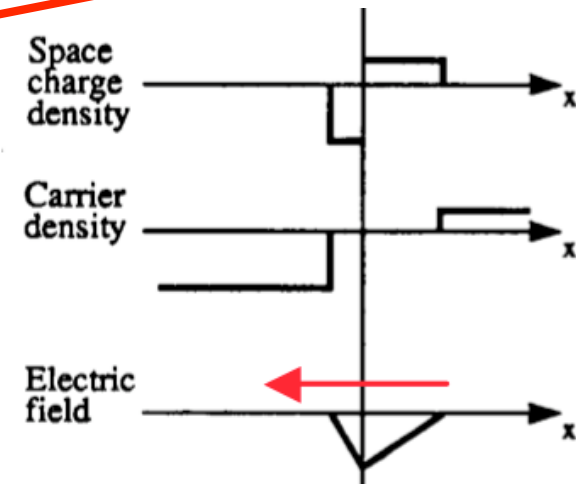
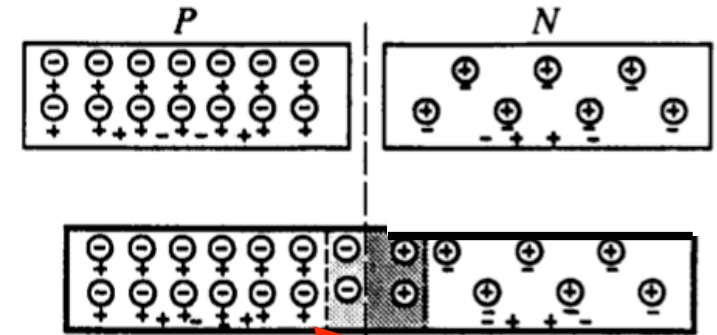
Jonction PN

- 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 e^- dérivent vers le côté n, et les trous vers le côté p

Schéma de principe d'un détecteur microstrip à simple face

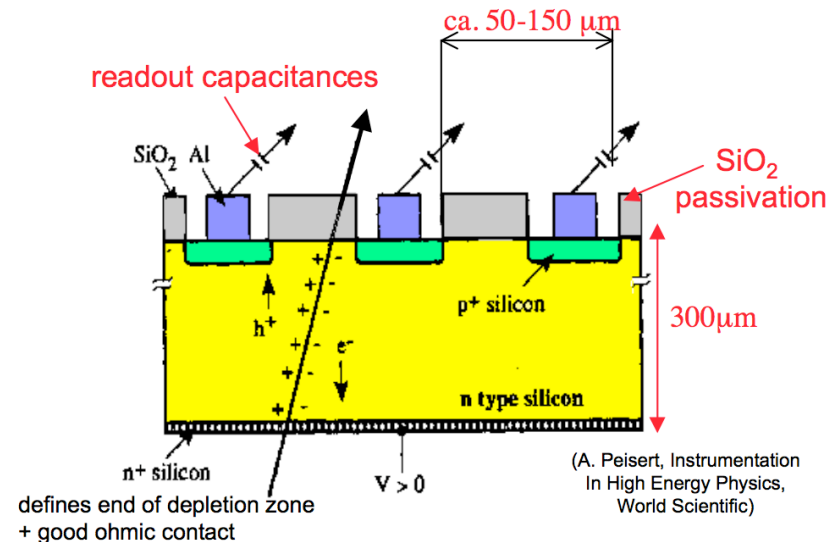


Schéma de principe d'un détecteur microstrip à simple face

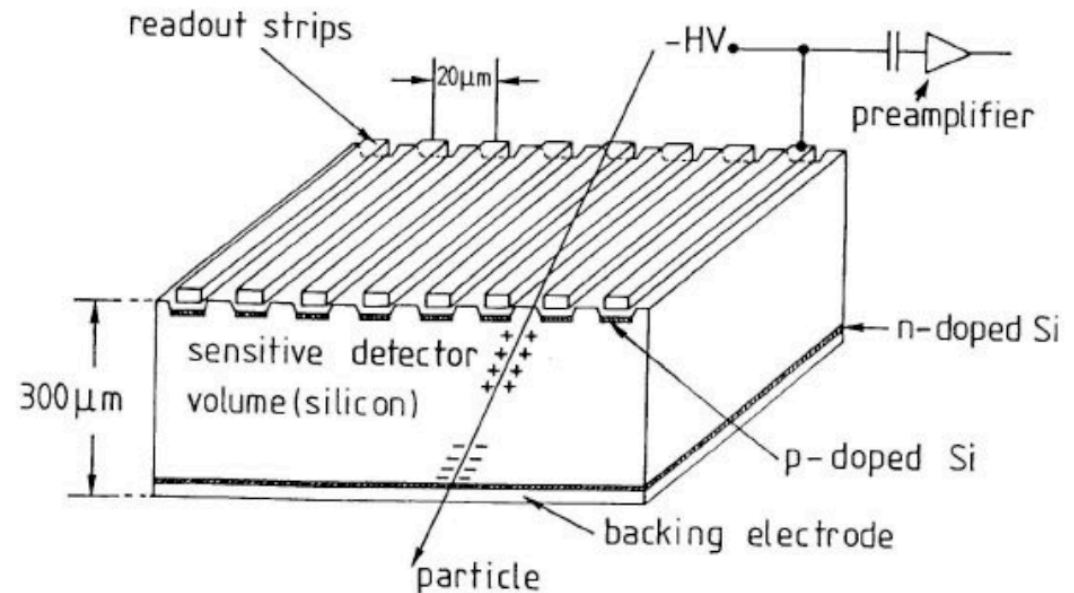
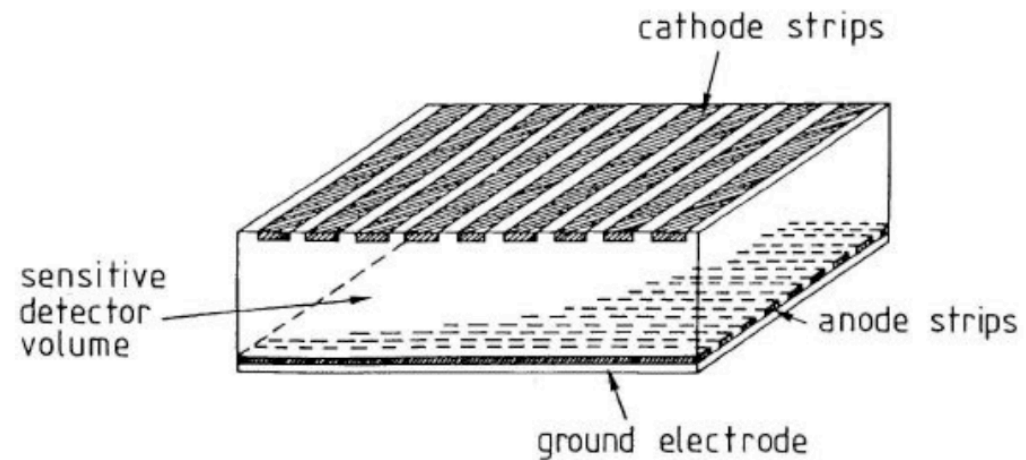
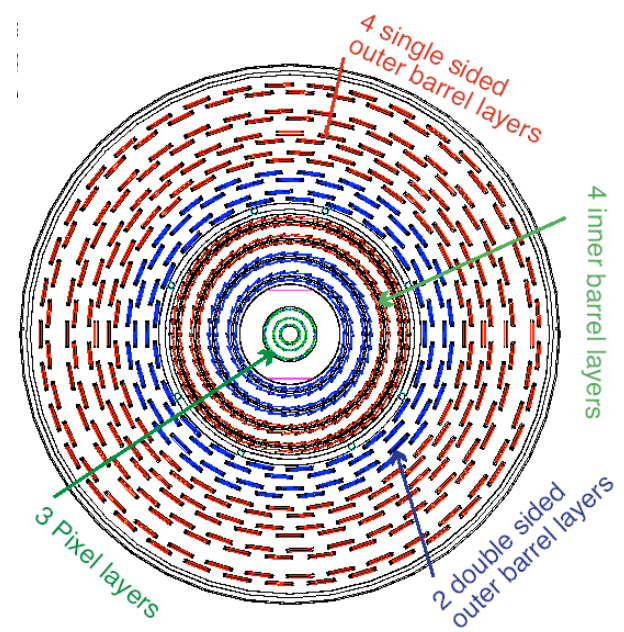
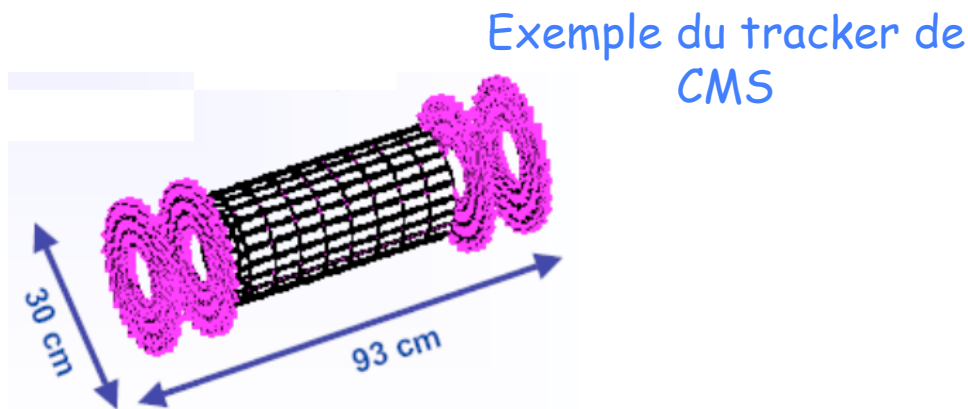
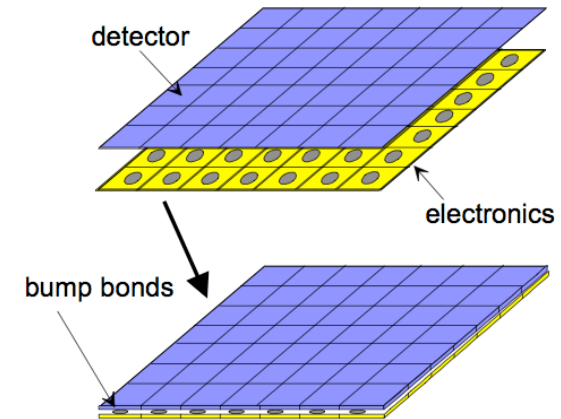


Schéma de principe d'un détecteur microstrip à double face



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, ALIC et CMS)

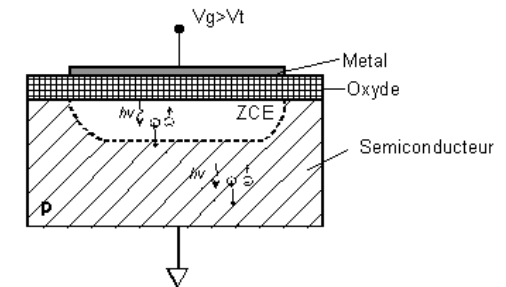


CCD

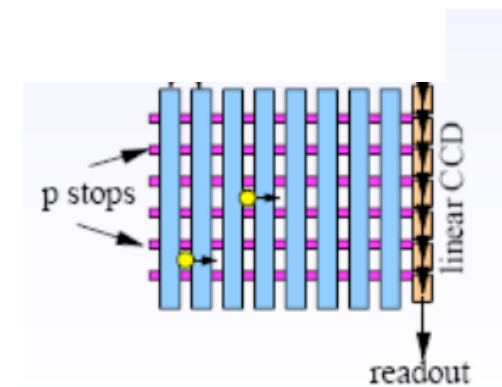
- **Charge Couple Device (CCD)** :
photodétecteur à transfert de charges
 - Ensemble de capacités MOS (Metal Oxide Semiconductor)
 - On transfère ensuite les charge accumulées dans une cellule vers sa voisine

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

- Bon marché car commercial



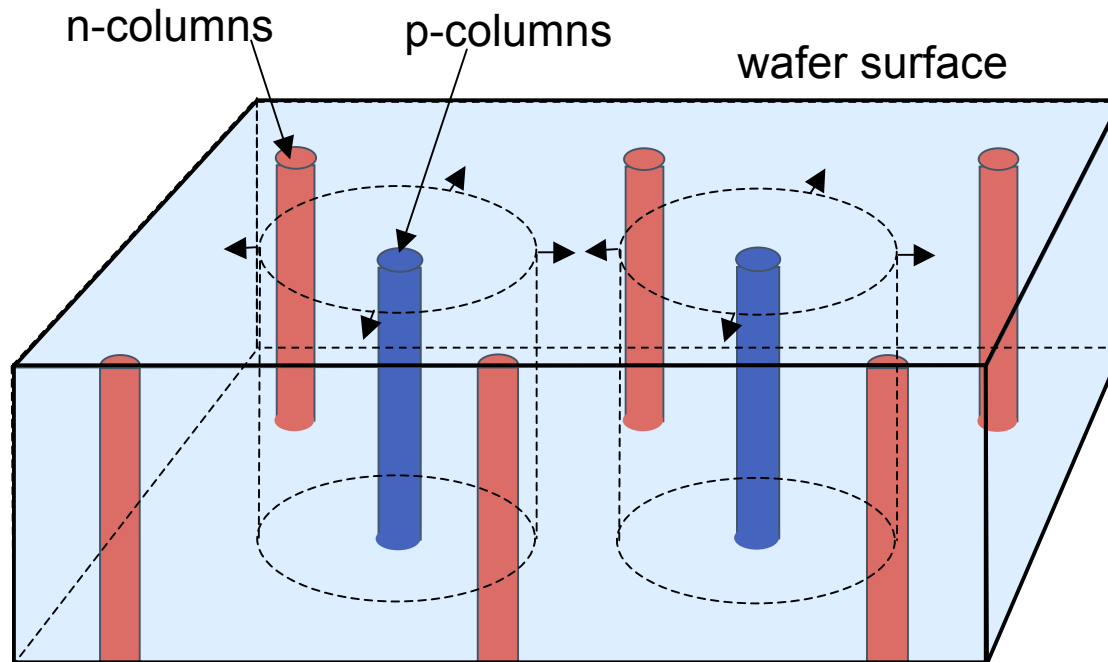
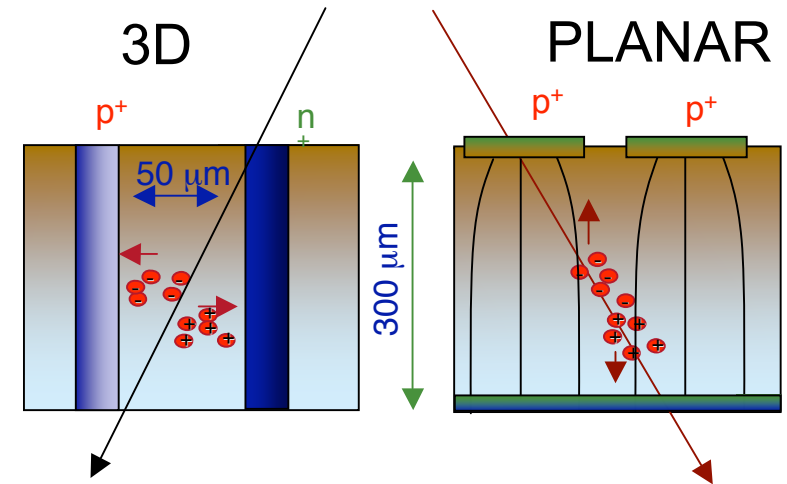
Cellule individuelle
CCD



Détecteur CCD

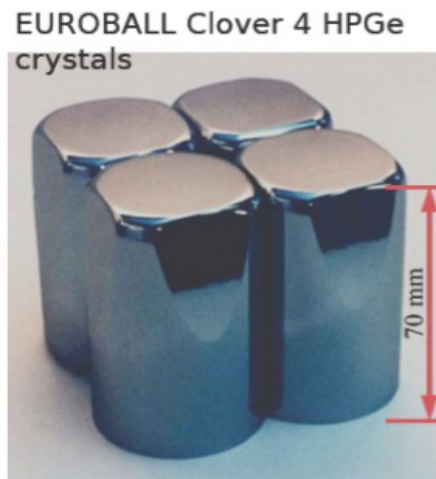
Nouvelles tendances : détecteurs 3D

- Détecteurs 3D et détecteurs fins « sans bord »
- Ugrade des détecteurs LHC ?

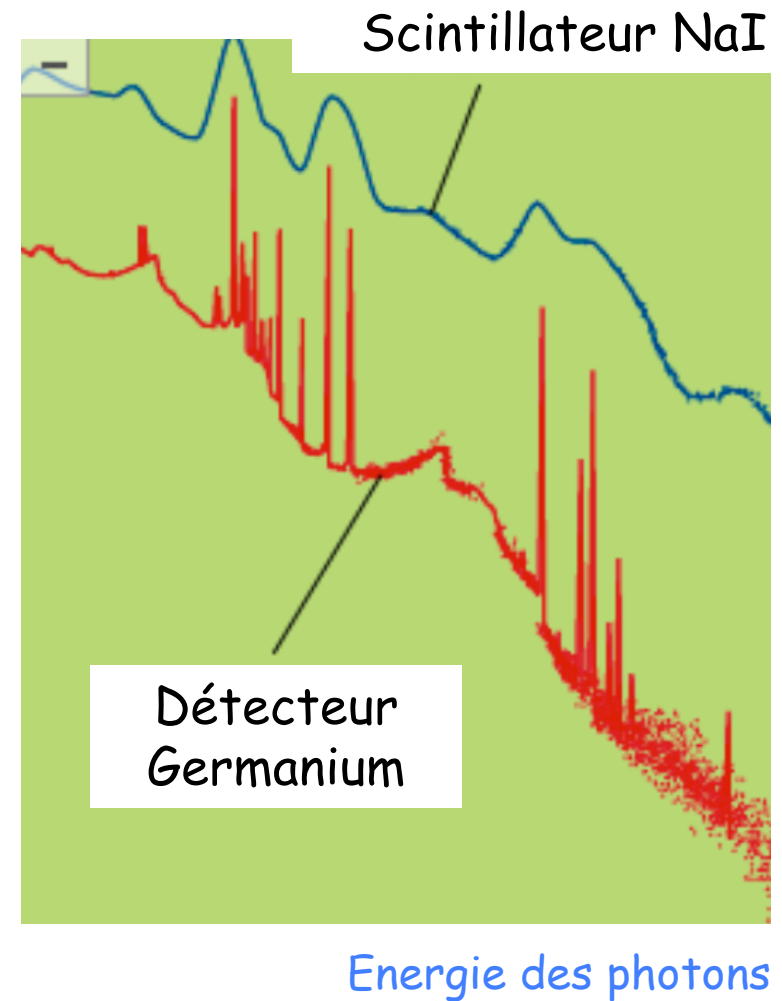


Détecteur au germanium

- Photons uniquement
- Excellente résolution
- Peut être très compact



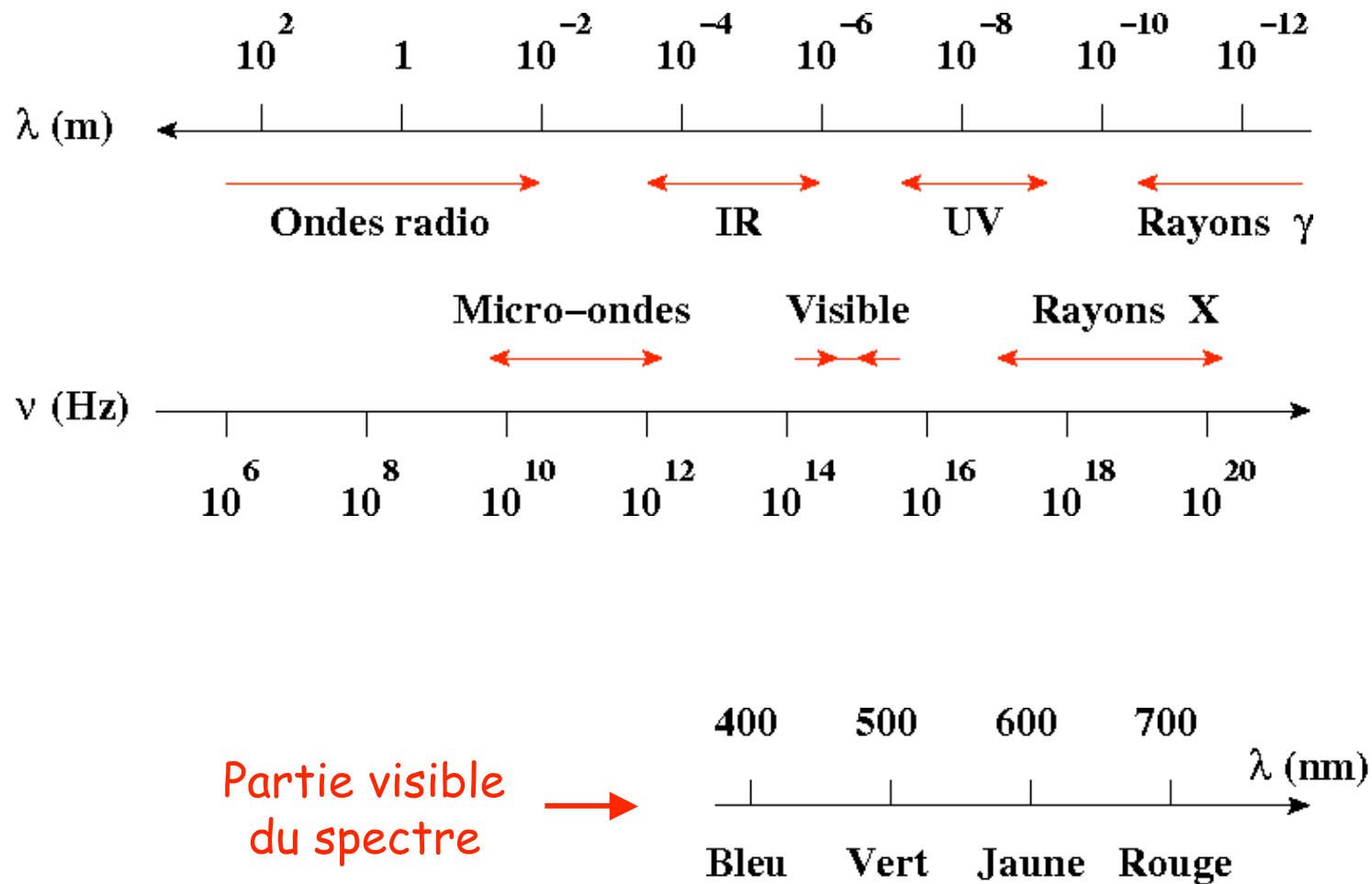
- Mais très cher



Plan

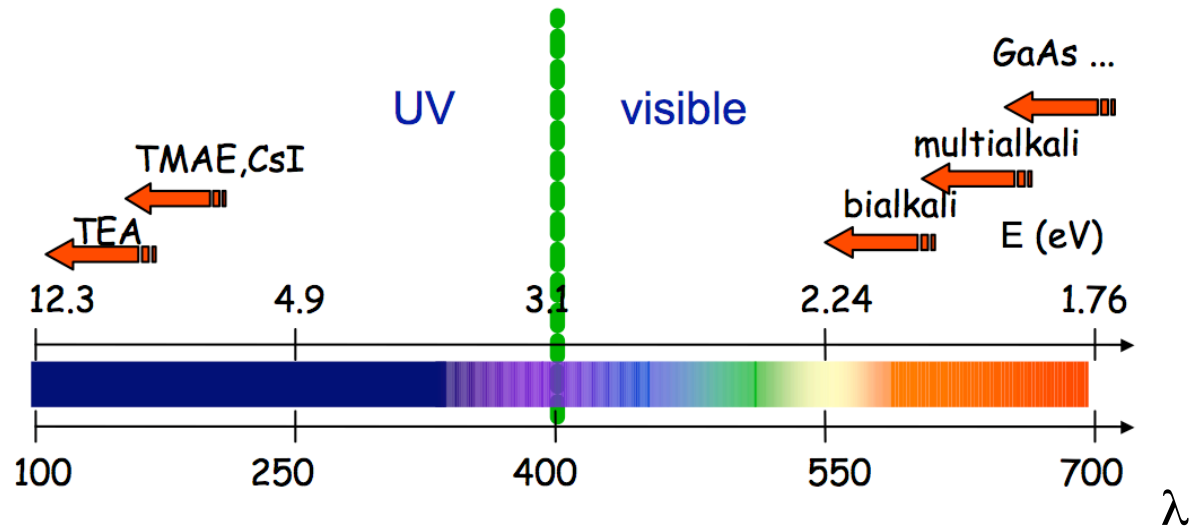
- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. **Détection des photons**
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie
- VI. Les détecteurs à l'IN2P3

Rappel : spectre complet et sa partie visible



- On utilise l'**effet photoélectrique** pour convertir les photons en photoélectrons
 - Photoélectron = électron venant à l'origine d'un photon

Seuils des principaux matériaux photosensibles

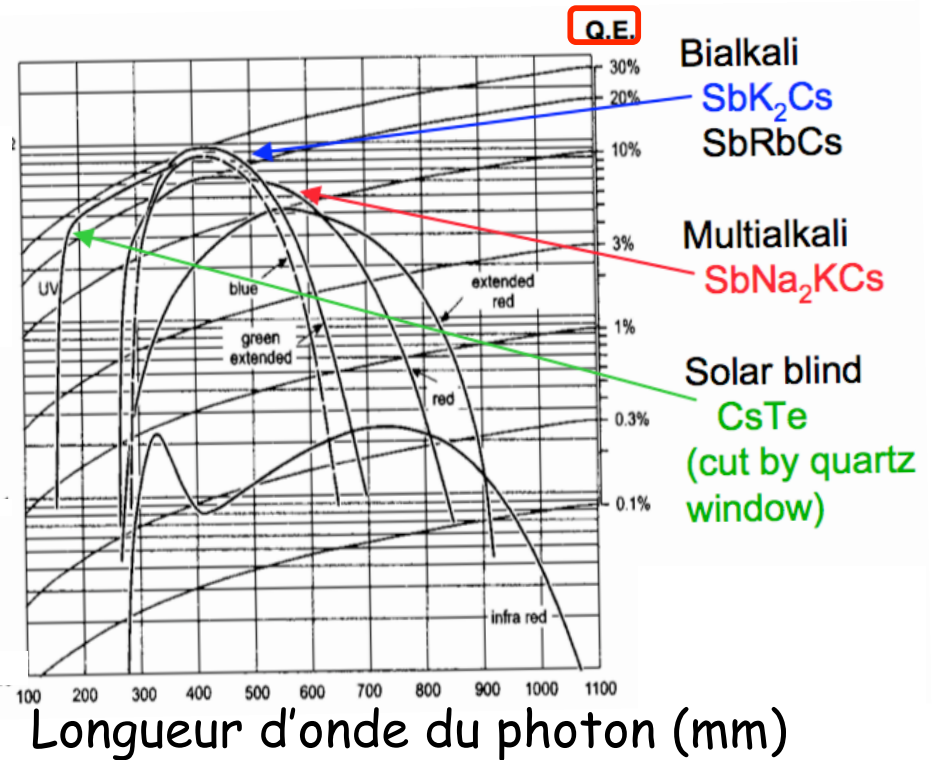
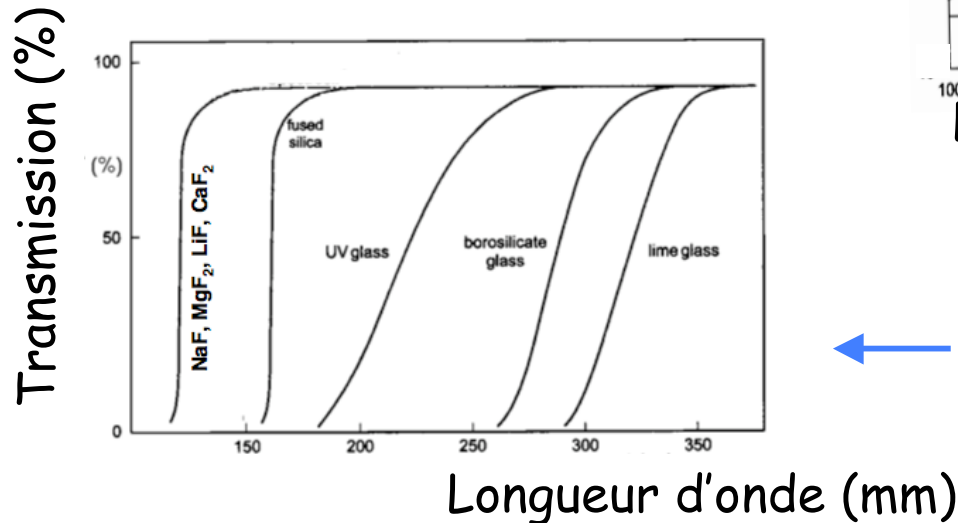


- On privilégie souvent les matériaux à forte **efficacité quantique** (Q.E.) :

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

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

- **Photo Multiplier Tube (PMT)**
 - **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 $\approx 10\%$) !**

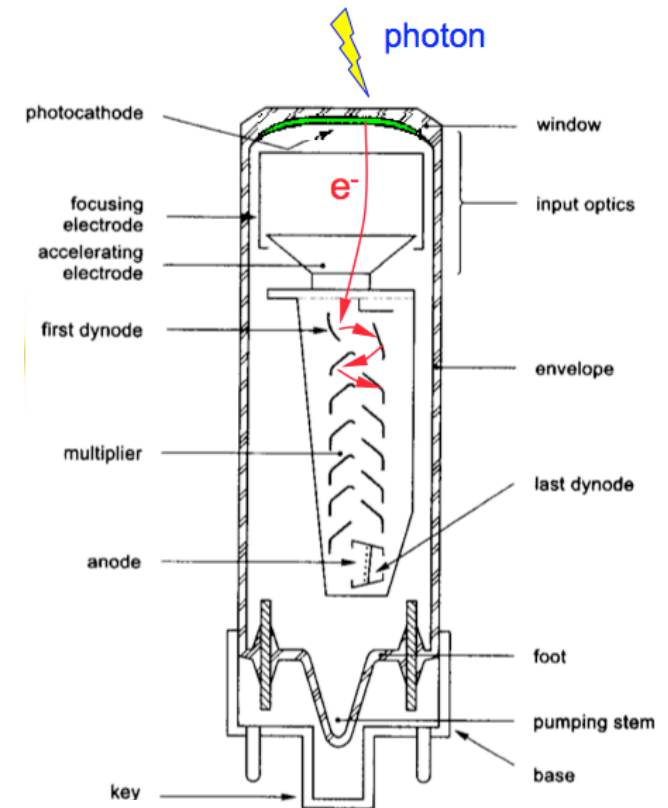
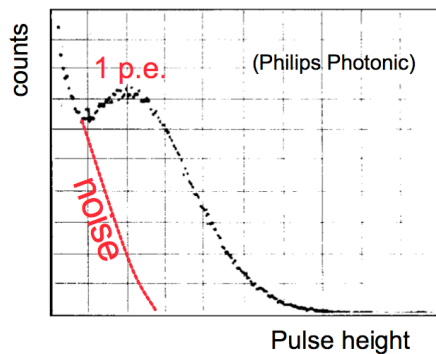


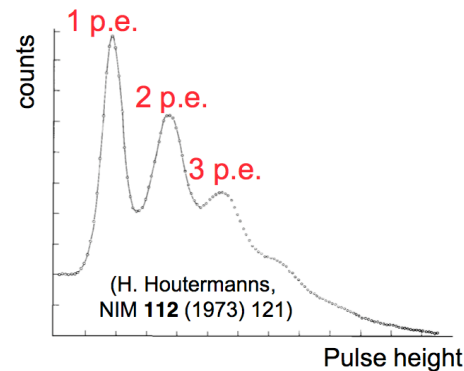
Schéma de principe
d'un PMT à 13
dynodes

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 !

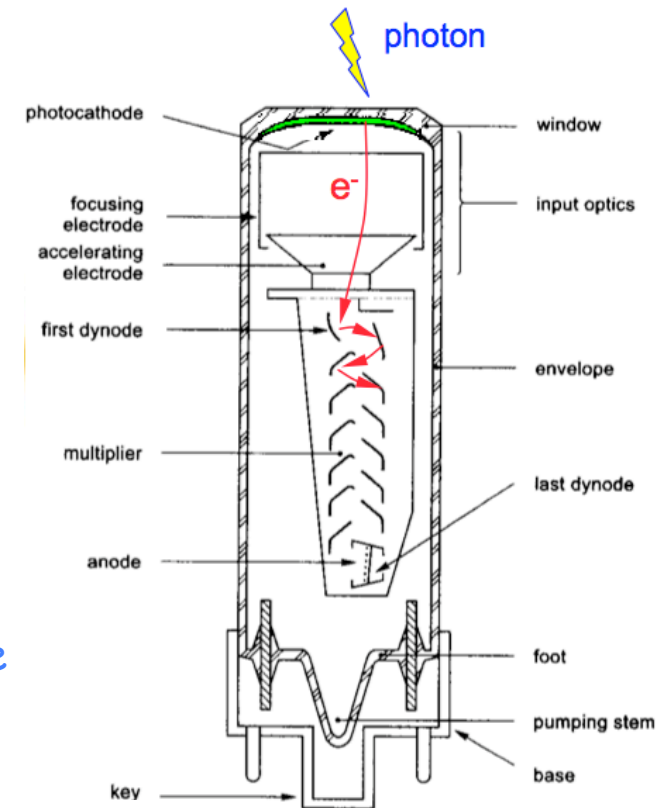
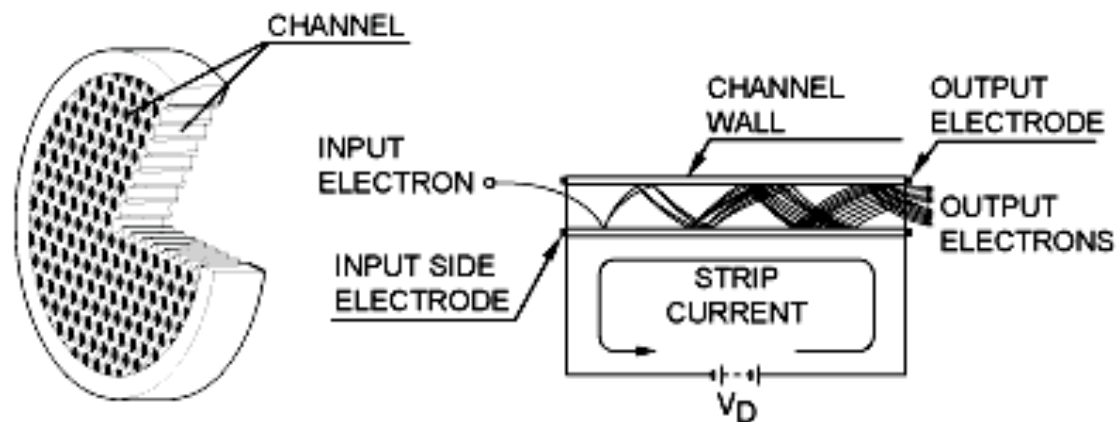


Schéma de principe d'un PMT à 13 dynodes

Galettes de microcanaux

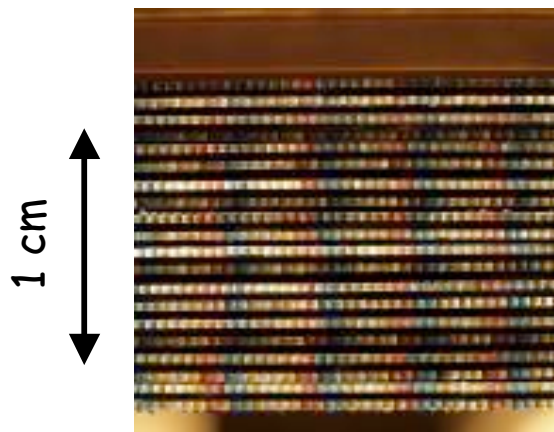
- **Micro Channel Plate (MCP)**
 - Diamètre des canaux $\approx 10 \mu\text{m}$
 - 0,5 mm d'épaisseur
 - Gain de 10^7 en associant 2 MCP en série



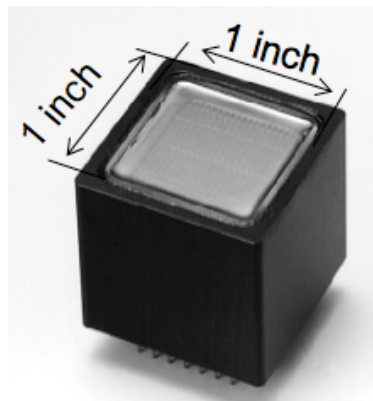
- Applications : vision nocturne, détection d'une charge unique

Tube multi-anode

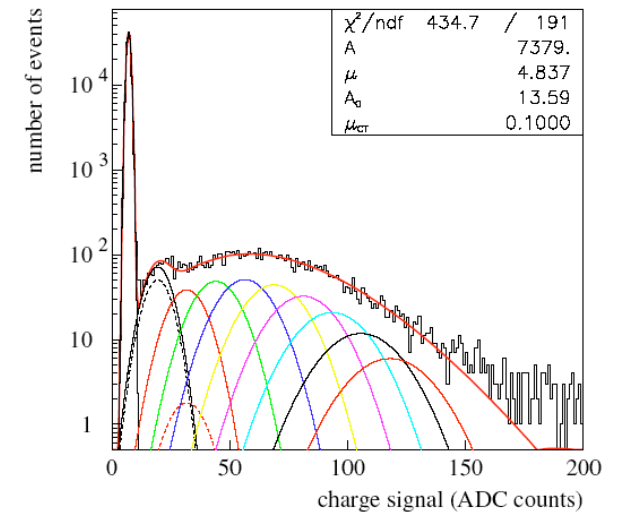
- Multi Anode Photo Multiplier Tube (MAPMT)
- Exemple : Pots Romains de ATLAS
 - Fibres scintillantes carrées de 0,5 mm



Extrémité des fibres



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

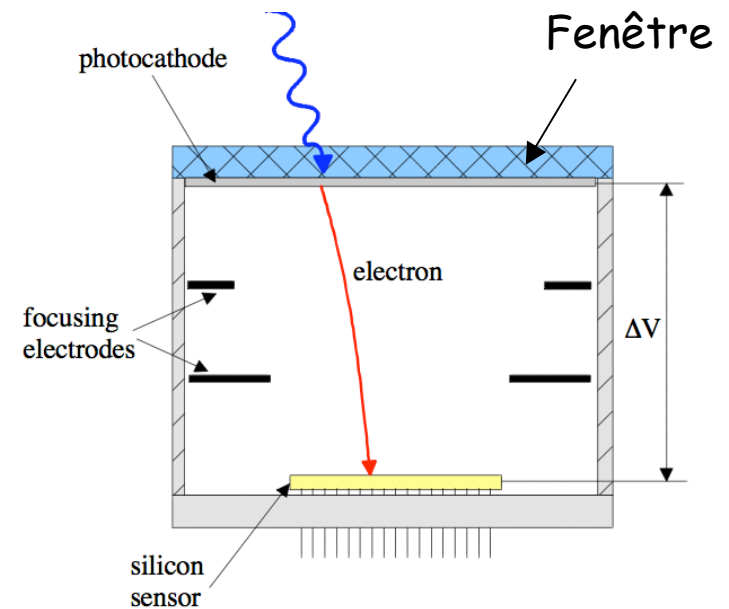


Spectre de photoélectrons
à 950 V

Extension : HPD

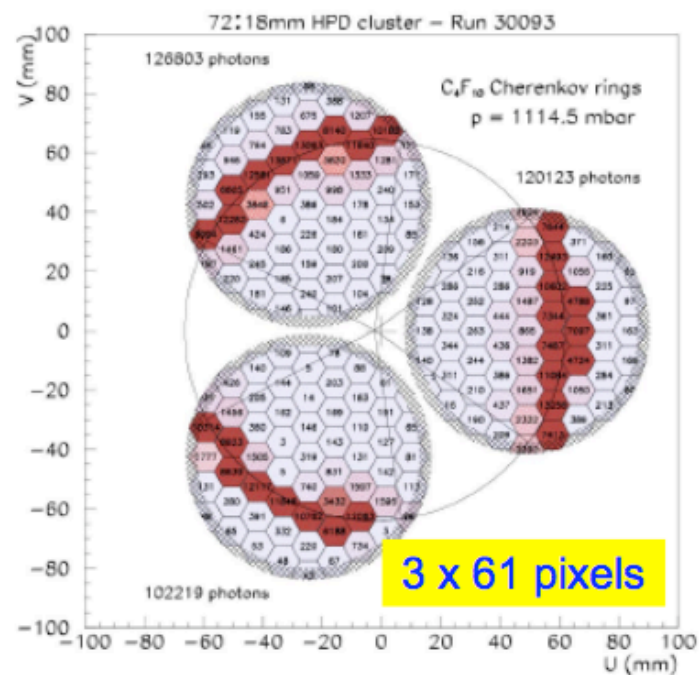
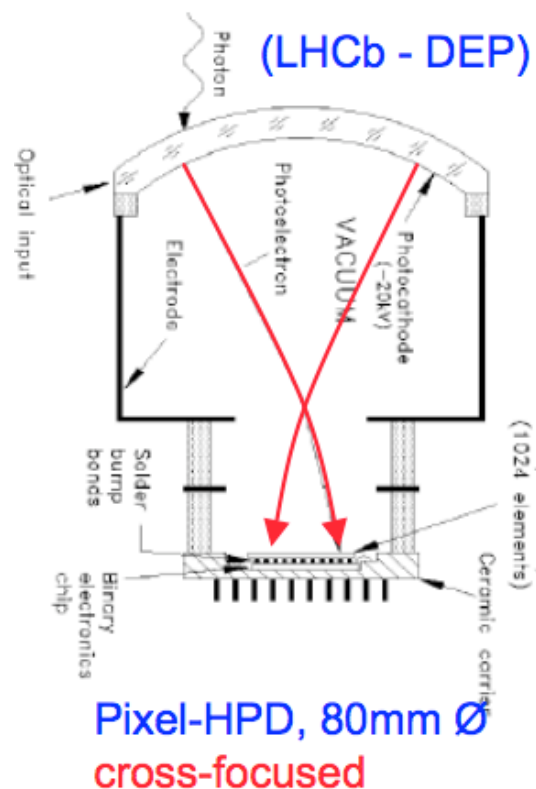
- Hybrid Photo Diodes (HPD)
- Electrodes de focalisation
 - Réduction du nombre de pixels pour un détecteur équivalent
- Photocathode + détecteur Si (pixel, strips ou pads)
- $\Delta V = 10\text{-}20 \text{ kV}$

- Gain typique :
$$G = \frac{e \Delta V}{W_{Si}} = \frac{10 \text{ keV}}{3,6 \text{ eV}} \approx 3 \cdot 10^3$$



- Utilisé pour les 10000 voies du HCAL de CMS (fibres) et pour le RICH de LHCb

Focalisation grâce aux électrodes



test beam data, 3 HPDs

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. Les détecteurs à l'IN2P3

Identification des particules

- Les processus décrits 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

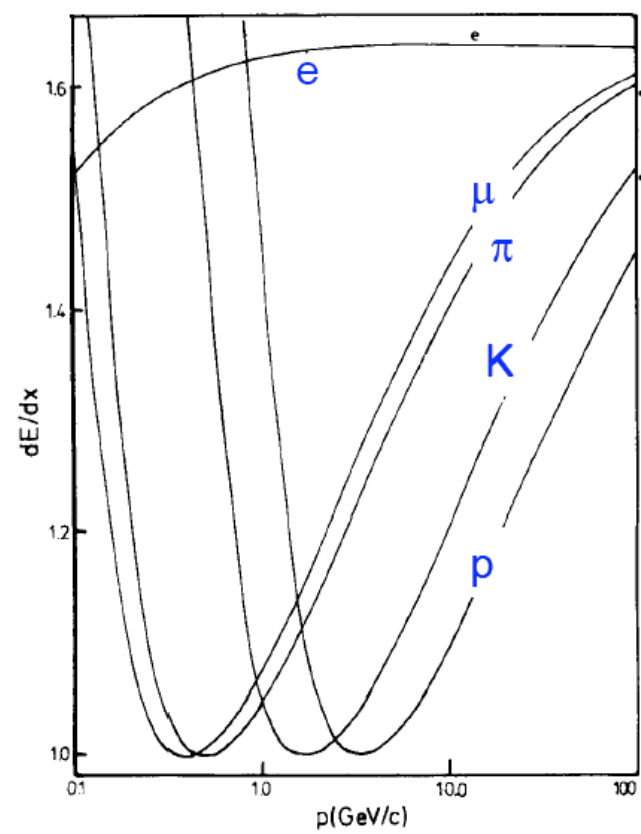
L'identification nécessite également la connaissance de l'impulsion

Peut être suffisant pour l'identification

- On a vu que :

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

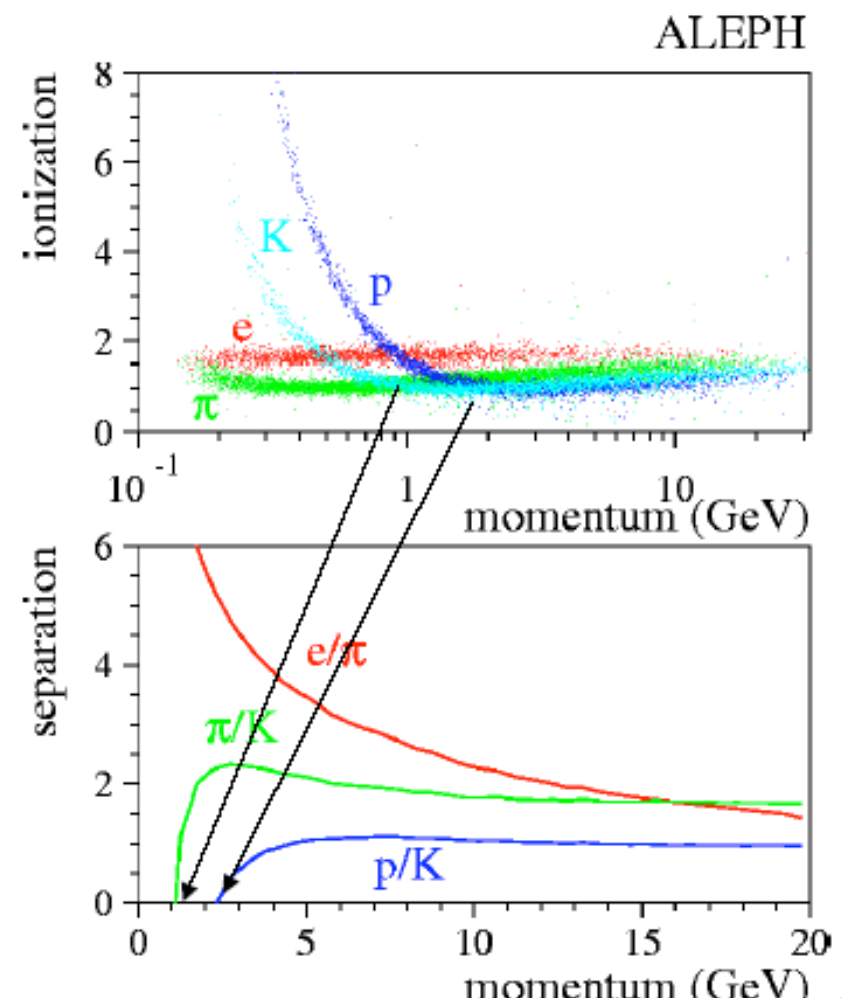
- Cette méthode est valable pour des basses impulsions ($< 10 \text{ GeV}/c$)



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, Oct.78)

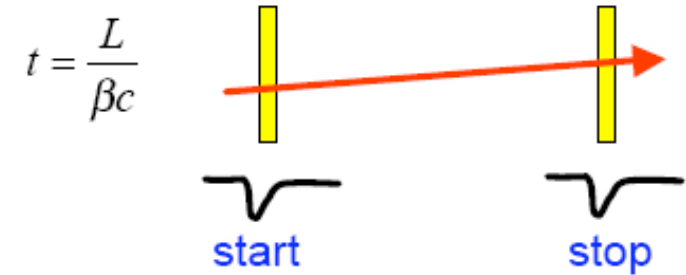
Theorie



Pratique

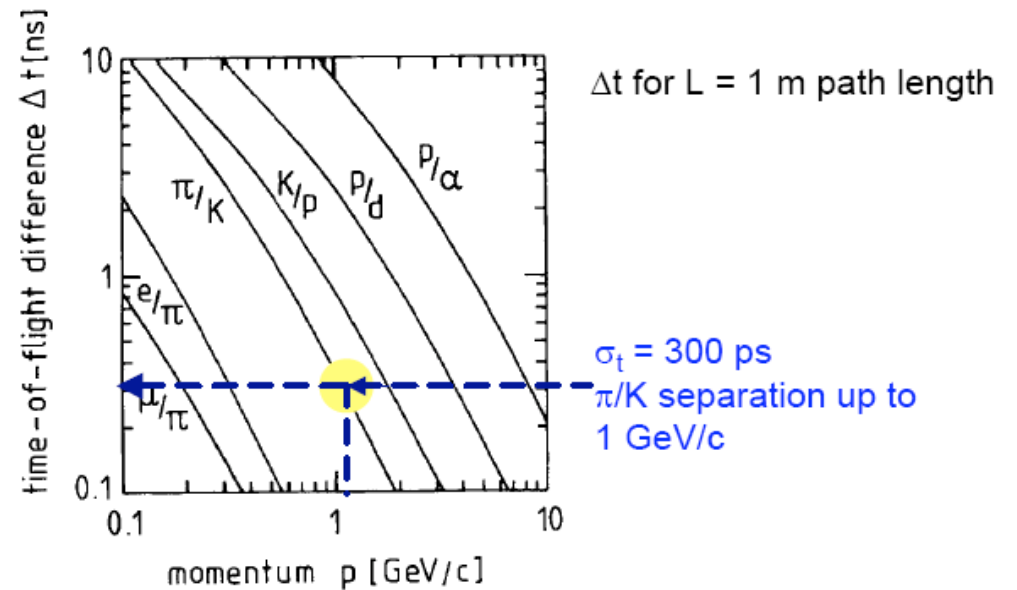
- On a cette fois :

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



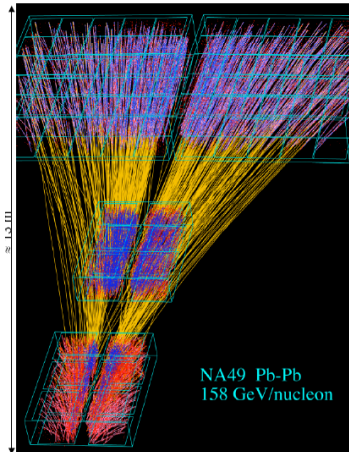
- TOF différence entre 2 particules de même impulsion :

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

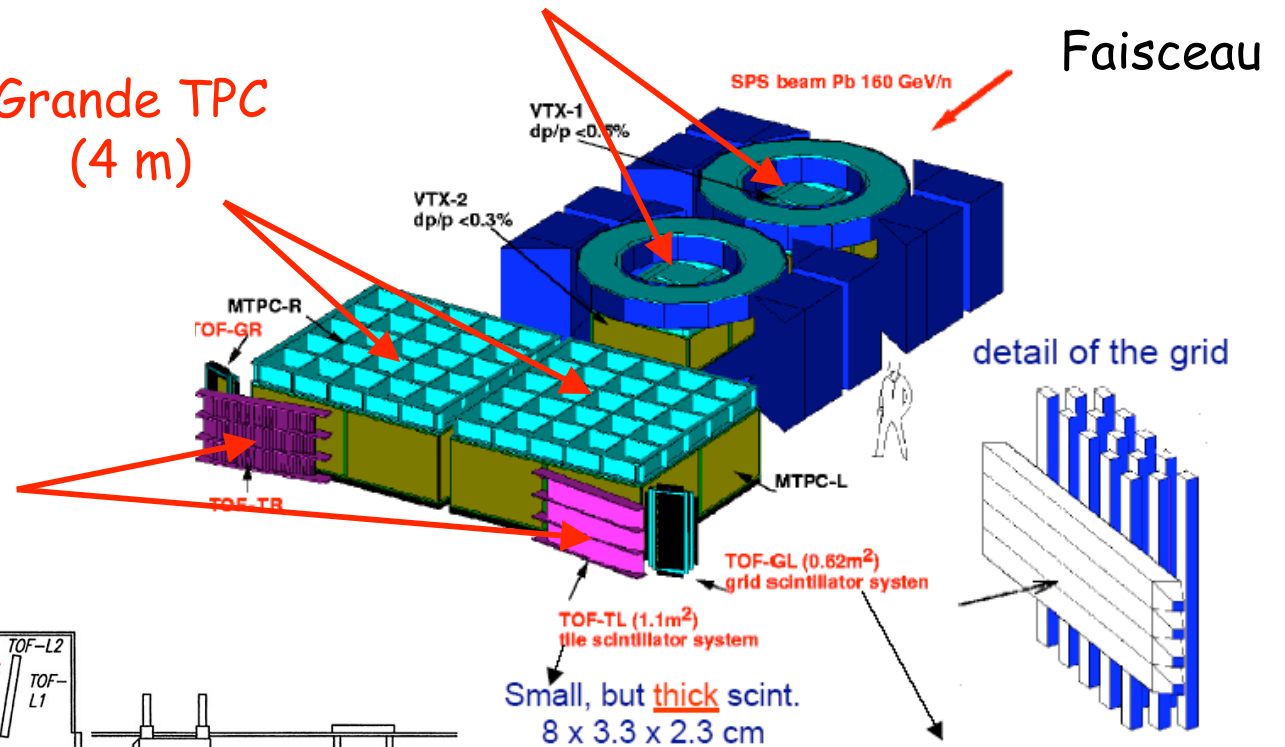


Exemple : NA49 (1/2)

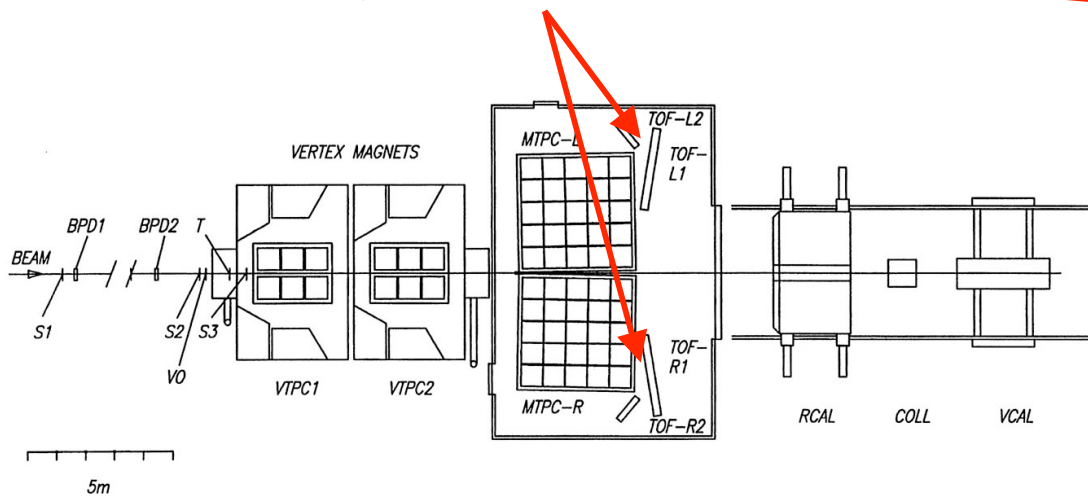
Aimant supraconducteur (1,5 T - 1 m d'ouverture verticale et 2 m de rayon) contenant une TPC pour mesurer les vertex d'interaction



Grande TPC (4 m)



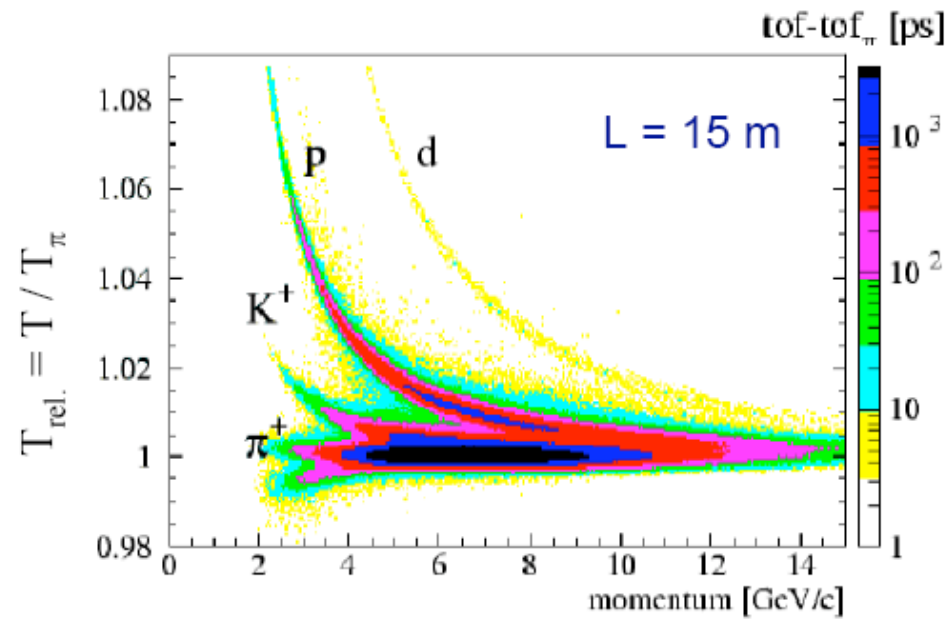
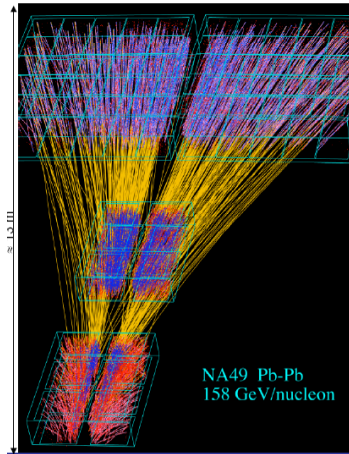
Détecteur de temps de vol



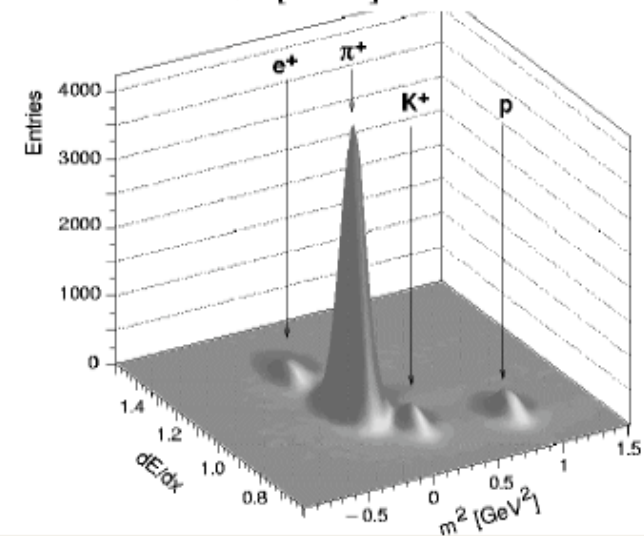
Small, but thick scint.
8 x 3.3 x 2.3 cm

Long scint. (48 or 130 cm)
read out on both sides

Exemple : NA49 (2/2)



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



Effet Cherenkov

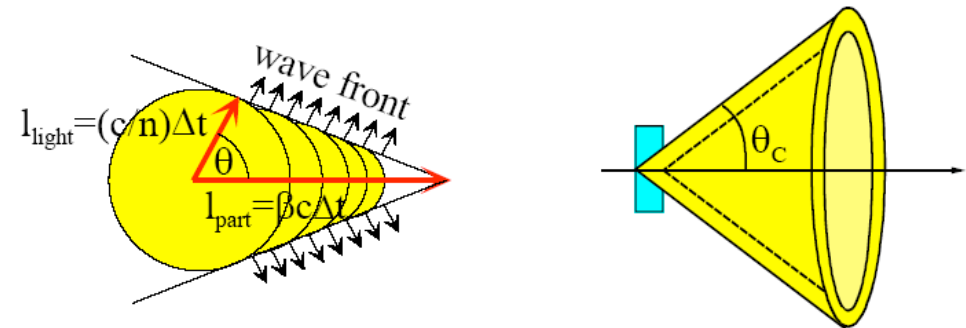
- Un **rayonnement Cherenkov** est émis quand une particule chargée traverse un milieu diélectrique avec une vitesse β supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu :

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

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

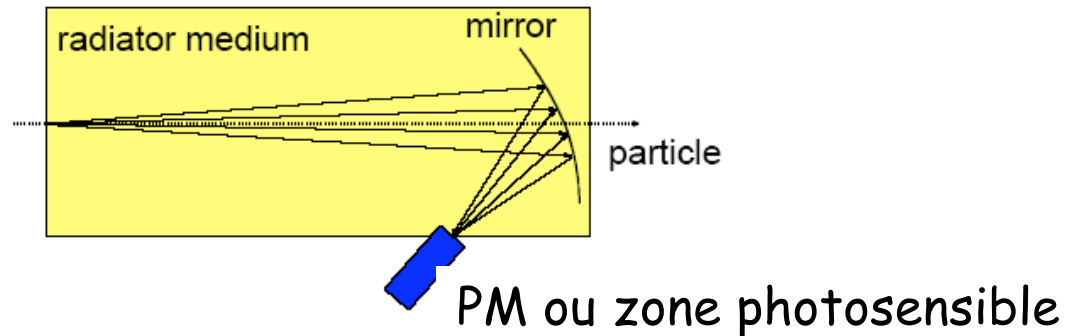
- L'émission a lieu sur un cône d'angle au sommet θ_c tel que :

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



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

Radiateur gazeux
typique

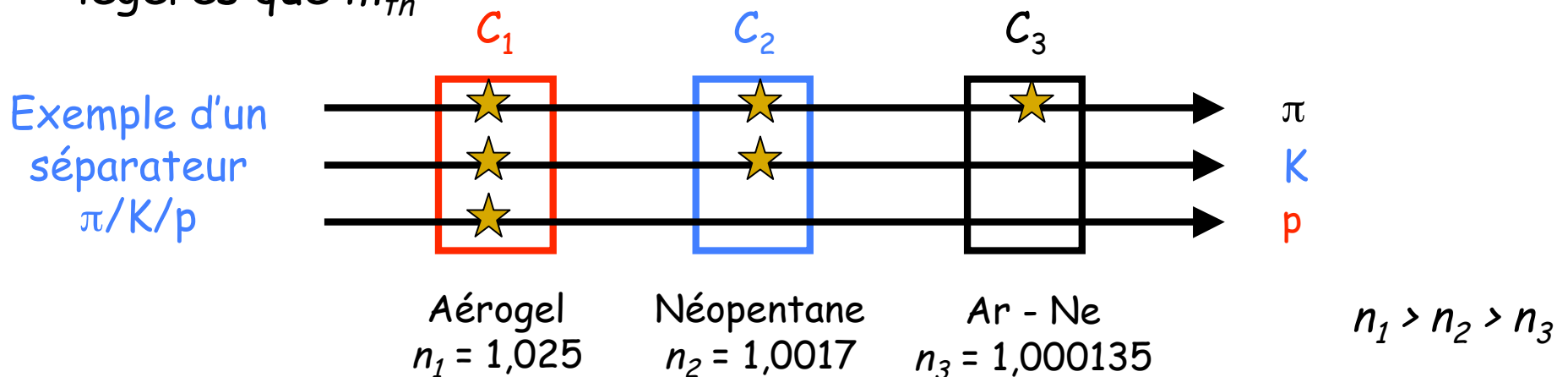


- Un détecteur basé sur l'effet Cherenkov peut mesurer :
 - ❑ Le nombre de photons émis (**détecteur à seuil**)
 - ❑ L'angle d'ouverture du cône (**détecteur RICH**)

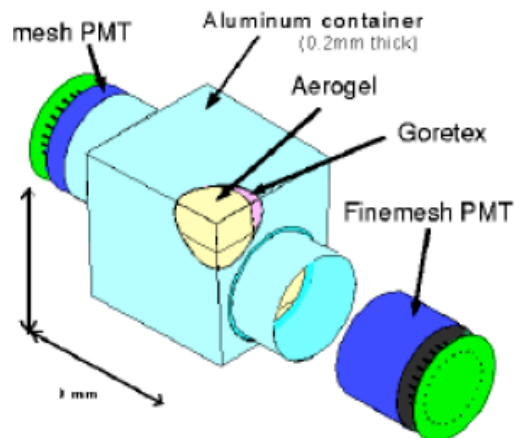
- On peut choisir n pour un seuil de vitesse $\beta_{th} = 1/n$, qui correspond à un seuil supérieur en masse :

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

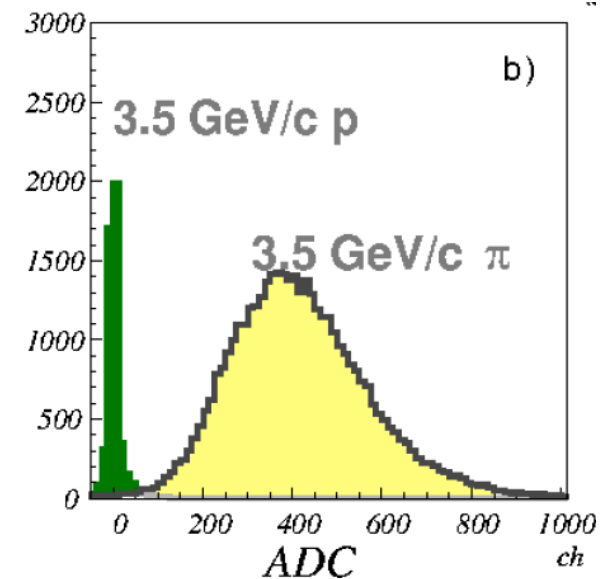
- Les particules ayant $m > m_{th}$ n'émettront pas de lumière
- On peut ainsi sélectionner les particules plus lourdes ou plus légères que m_{th}



- 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/K



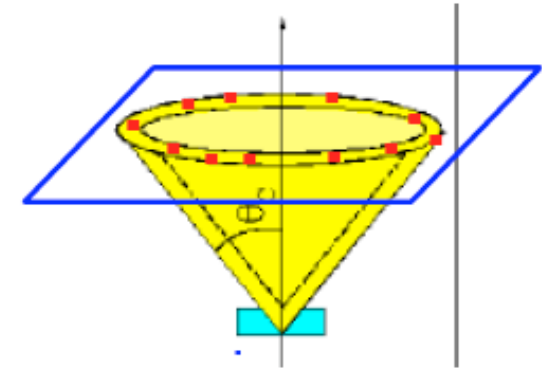
Les π^\pm donnent un signal, les p n'en laissent pas



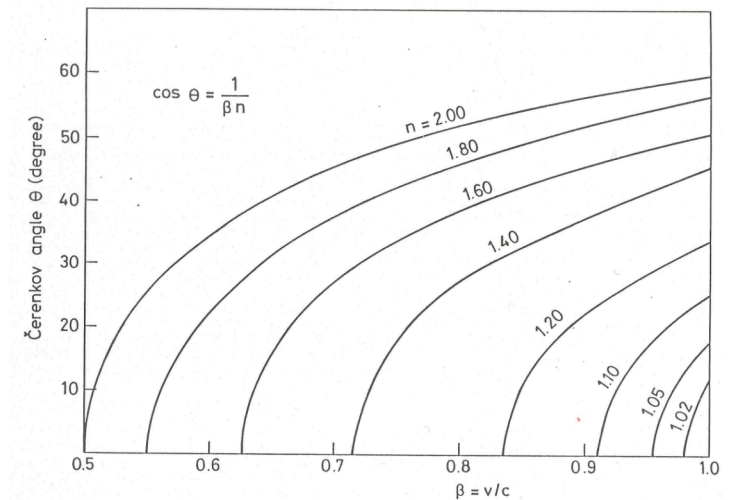
Détecteur RICH

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

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



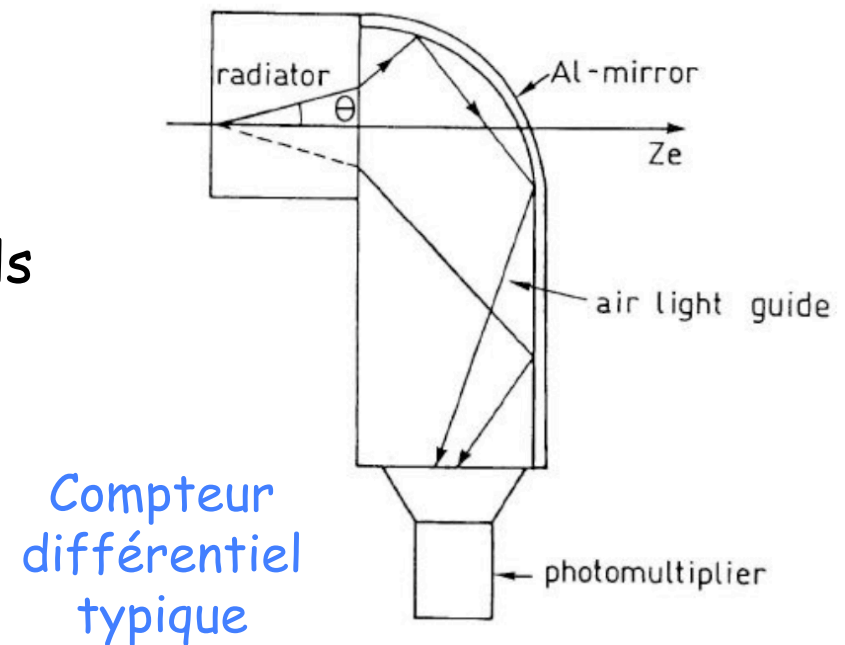
- Un des inconvénients est qu'il faut une très grande surface de détection pour les photons



Détecteur RICH différentiel

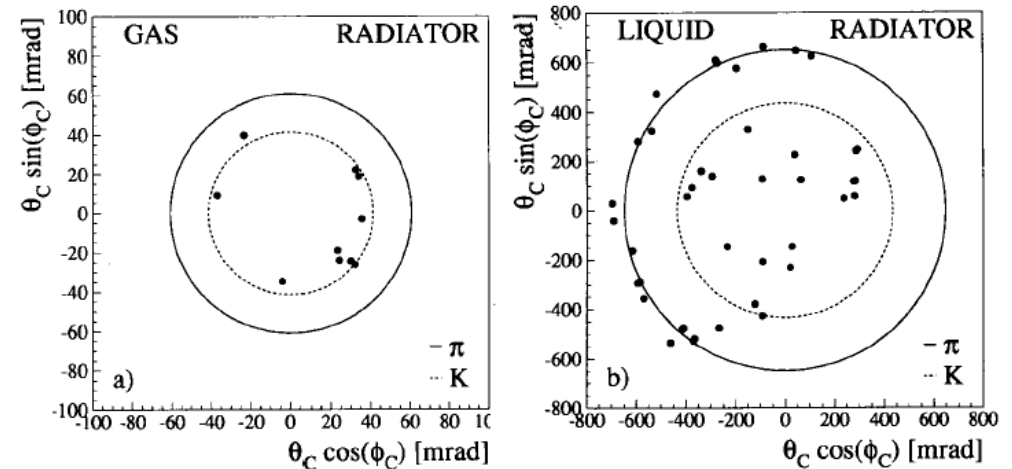
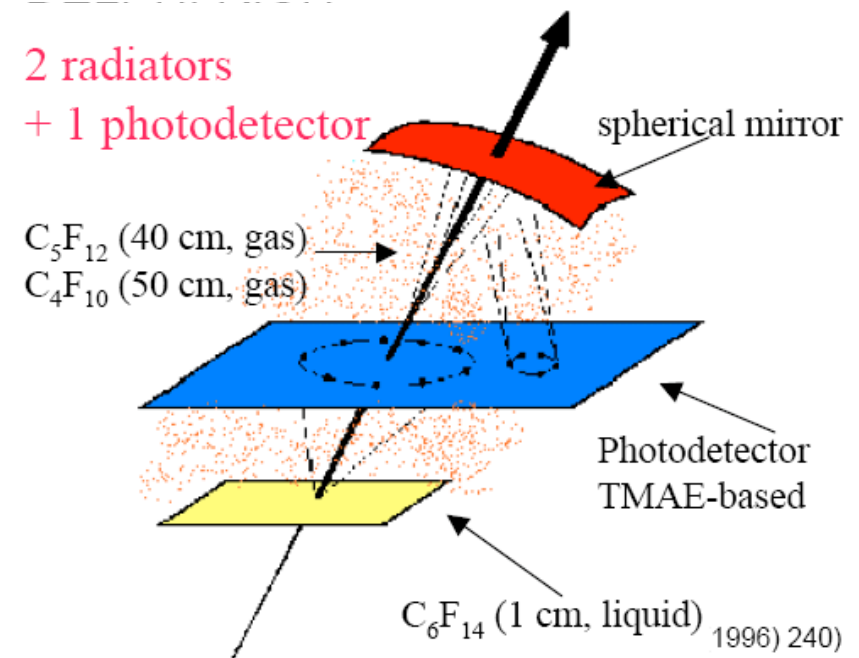
- Permet de sélectionner les particules selon $\beta_{min} = 1/n < \beta < \beta_{max}$
- θ augmente avec la vitesse. Si elle dépasse une certaine limite, l'angle de réflexion sera $>$ angle critique de la réflexion et il n'y aura pas de lumière transmise au guide

- On montre que
$$\beta_{max} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$$
- Les meilleurs compteurs différentiels ont $\Delta\beta/\beta \approx 10^{-7}$



Exemple : Le RICH de DELPHI

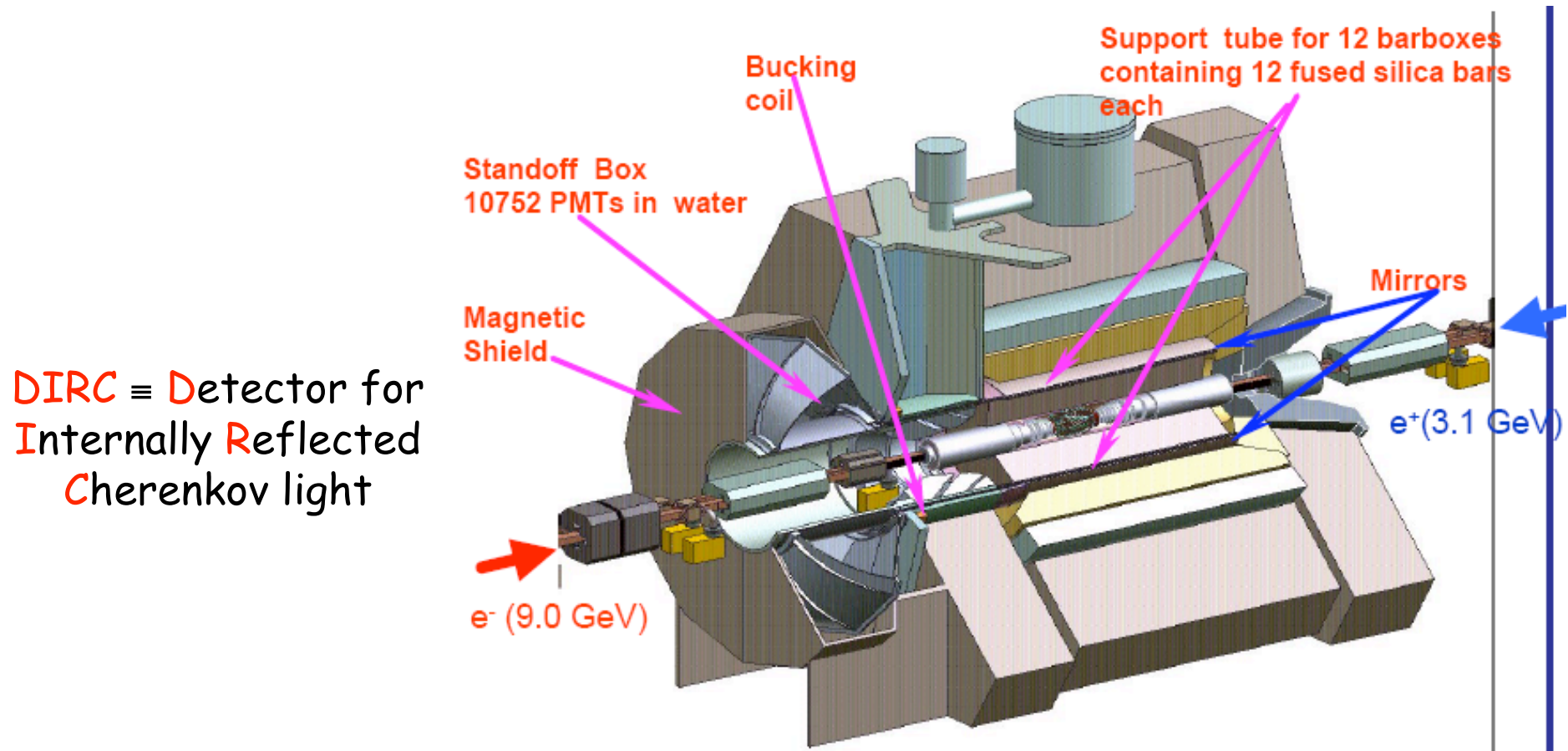
- Ce détecteur comprenait deux radiateurs et un photodétecteur
- Permettait la séparation $\pi/K/p$ entre 0,7 et 45 GeV/c
⇒ Enorme gamme dynamique !!
- Signal très propre



Exemple : Le DIRC de BaBar (1/2)



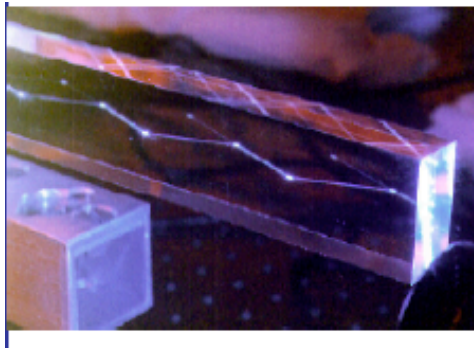
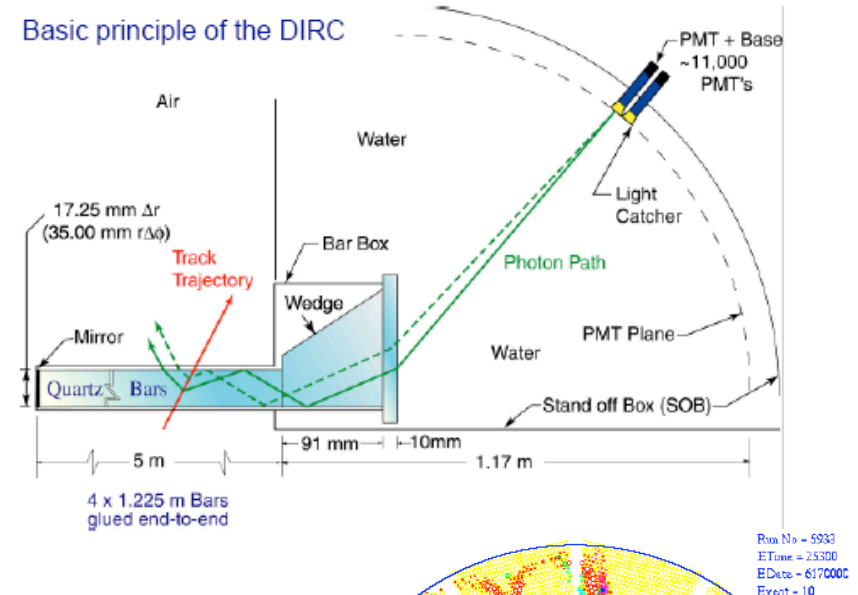
« Usine à B » asymétrique



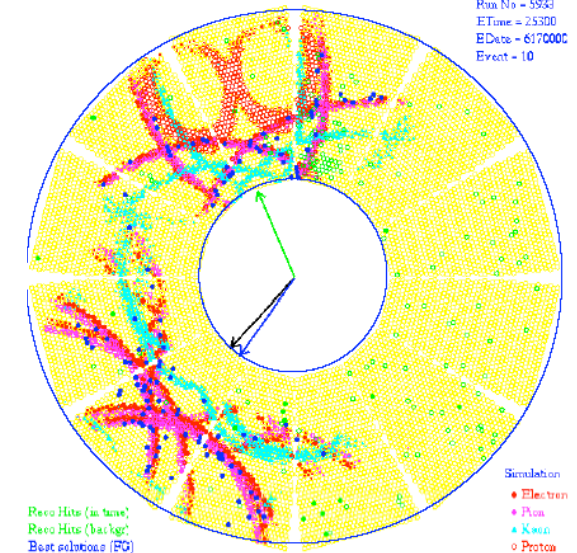
Exemple : Le DIRC de BaBar (2/2)



- 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

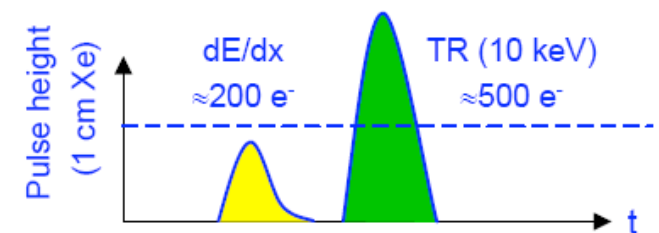
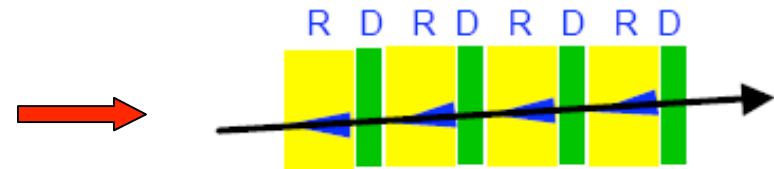


Plus complexe à interpréter que DELPHI !!



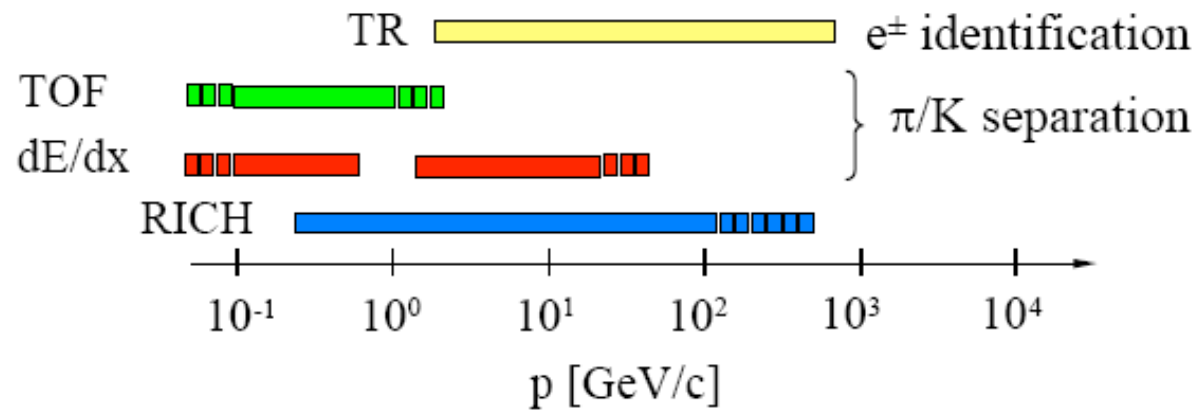
- Un « rayonnement de transition » est émis lorsqu'une particule chargée traverse un milieu présentant une discontinuité de l'indice de réfraction (ex : vide - diélectrique)
- Quelques calculs complexes d'électromagnétisme montrent que :
 - L'énergie W émise à chaque transition est $\propto \gamma$
⇒ 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 extrêmement différentes pour identifier les particules
 - Leurs zones d'utilisation sont très variables
- On peut résumer ces résultats par :



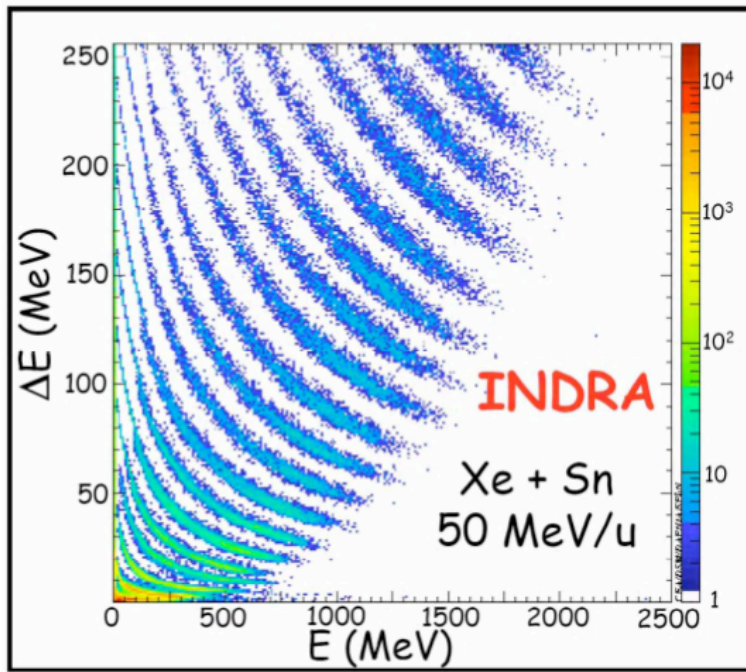
- Plus l'environnement est « hostile », plus on cherchera la redondance des informations

Techniques « exotiques » d'identification

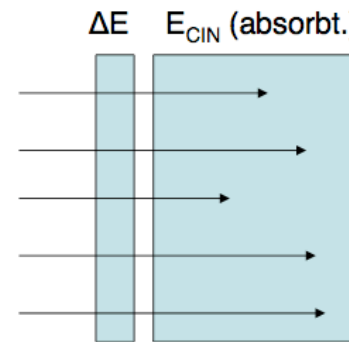
- Il existe d'autres techniques d'identification, principalement basées sur la photographie
 - Chambres à brouillard
 - Chambres à bulles
 - Emulsions
- La plupart d'entre elles ne sont plus utilisées de nos jours

Tout change à plus basse énergie

- Une mesure de l'énergie E et de dE/dx peut permettre l'identification à basse énergie



From S. Ottini-Hustache/J.L. Charvet



Produits de fragmentation de noyaux à GSI

$$E_{CIN} \sim Mv^2$$

$$\Delta E \sim z^2/v^2$$

→ Hyperboles

$$E_{CIN} \times \Delta E \rightarrow z^2 \times M$$

Plan

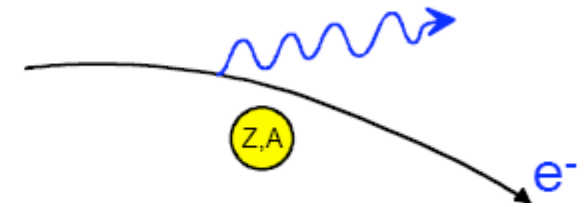
- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons
- IV. Identification des particules

- V. **Calorimétrie**
 - 1) Généralités
 - 2) Calorimétrie électromagnétique
 - 3) Calorimétrie hadronique
 - 4) Les divers types de calorimètres
 - 5) Exemple du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

- VI. Les détecteurs à l'IN2P3

Rappels

- Un électron/positron (et μ^\pm d'énergie > 1 TeV) est courbé par le champ des noyaux : c'est le **rayonnement de freinage** (ou **bremsstrahlung**) qui domine à haute énergie
 - Définit la longueur de radiation (g/cm^2)



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

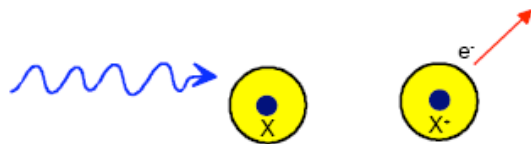
- L'**énergie critique** est l'énergie à laquelle

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

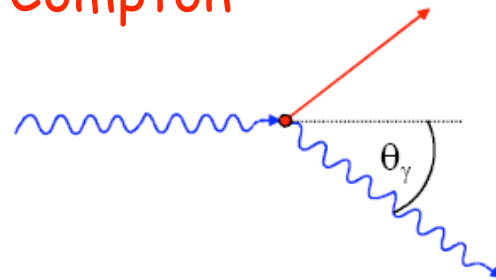
Rappels

- Les photons peuvent interagir de 3 façons différentes :

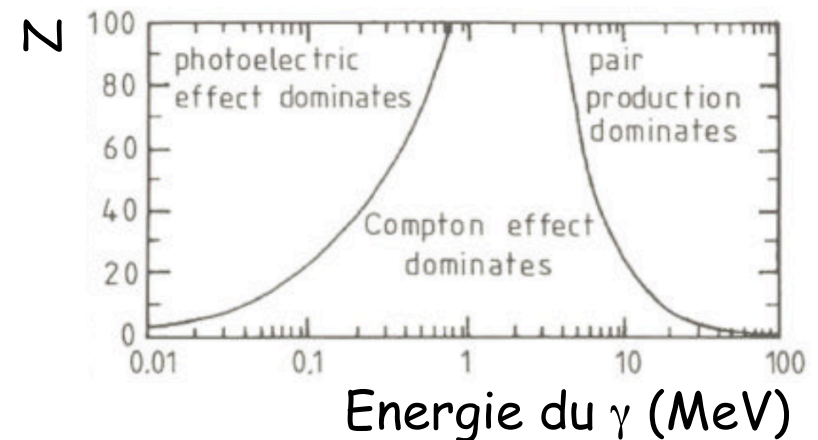
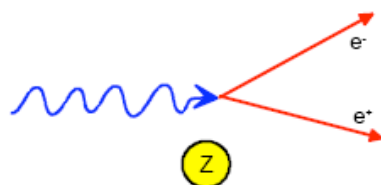
- Effet photoélectrique



- Diffusion Compton



- Production de paires

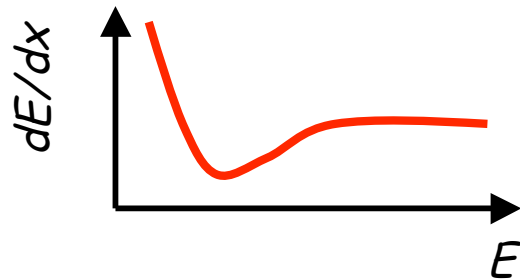


En moyenne, un γ de haute énergie se convertira en e^+e^- après $1 X_0$

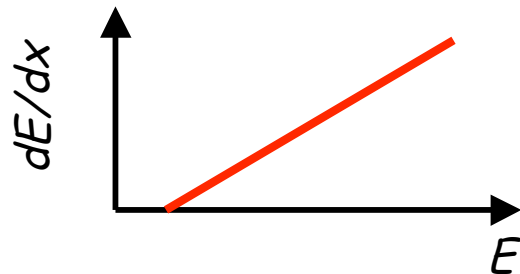
Conclusion : les diverses possibilités

Electrons/positrons

Ionisation

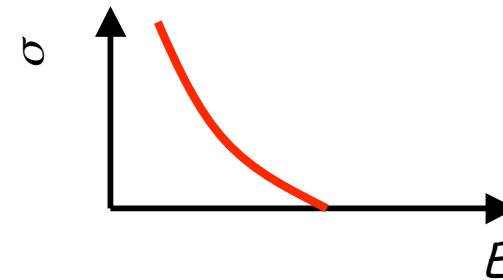


Rayonnement de freinage

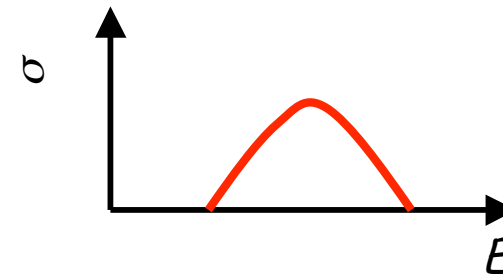


Photons

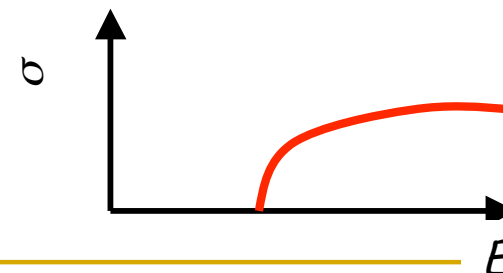
Effet photoélectrique



Effet Compton



Production de paires



Principes de la calorimétrie

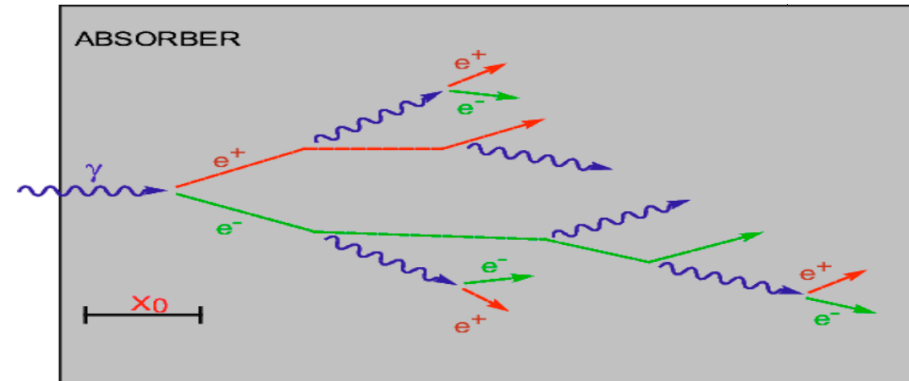
- Méthode destructive de mesure de l'énergie totale par absorption de la particule incidente à travers une suite de collisions inélastiques qui vont dégrader son énergie
 - \Rightarrow formation de **gerbes électromagnétiques** ou **hadroniques**
 - L'énergie est convertie en excitation de la matière ou ionisation
 - Réponse du détecteur liée à l'énergie E
- On appellera **absorbeur** le milieu qui déclenche la gerbe

- Un **calorimètre** permet d'apporter de l'information pour toutes les particules stables :
 - Electrons, photons, hadrons : mesure directe de l'énergie
 - Muons : détection du passage de la particule
 - Neutrinos (par la « mesure » de l'énergie manquante)

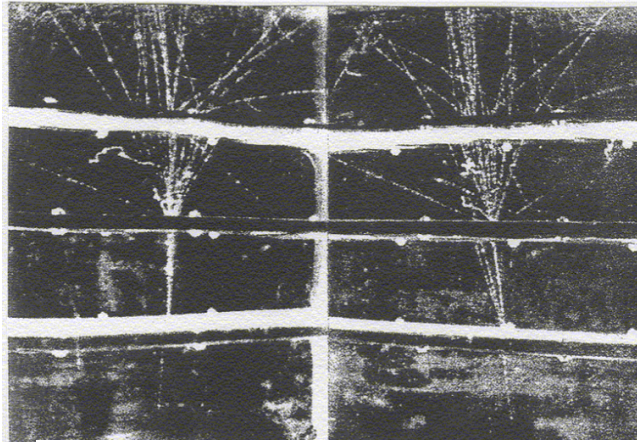
- Détecteurs « multi tâches »
 - Mesure de l'énergie
 - Mesure de direction de la trace de la particule incidente
 - Identification des particules : la réponse d'un électron, d'un photon ou d'un muon ne sera pas la même

Calorimétrie électromagnétique

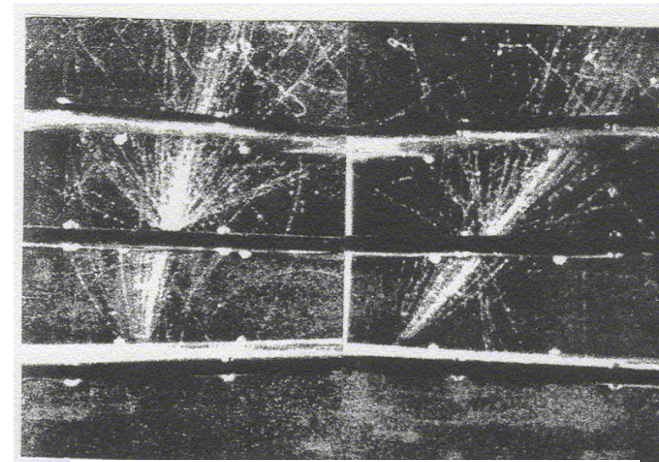
Conversion d'un γ au
bout d'environ $1 X_0$



- La forme des gerbes dues aux e^\pm et aux γ est différente



Gerbe due à un électron



Gerbe due à un photon

N. Nessi

Modèle simpliste

- On considère uniquement le rayonnement de freinage et la création de paires avec $X_0 = \lambda_{paire}$

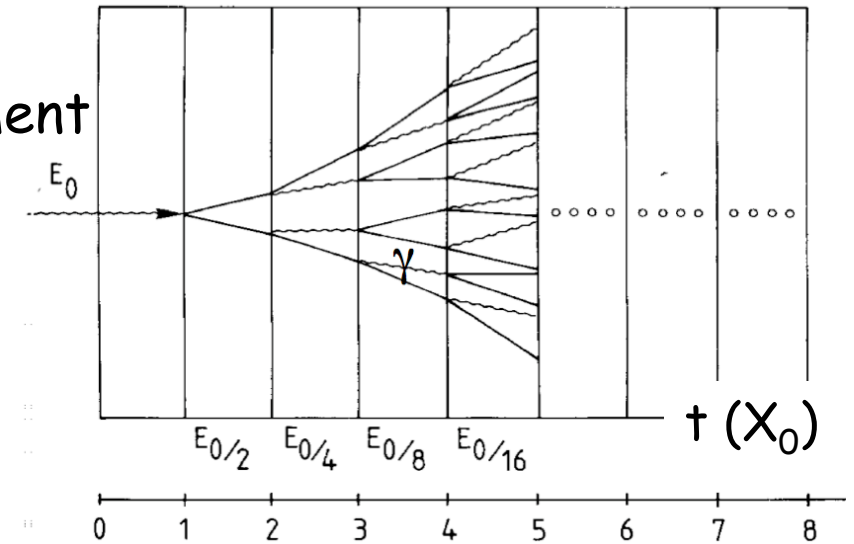
$$N(t) = 2^t$$

- Le processus continue jusqu'à t_{max} pour lequel $E(t) < E_c$

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

$$N_{total} = \sum_{t=0}^{t_{max}} 2^t = 2^{t_{max}+1} - 1 \approx 2^{t_{max}} 2 = 2 \frac{E_0}{E_c}$$

- Au delà de t_{max} , les mécanismes dominants sont l'ionisation, l'effet Compton et l'effet photoélectrique



Développement longitudinal

- Forme générale :

$$\frac{dE}{dt} \propto t^\alpha \exp(-t)$$

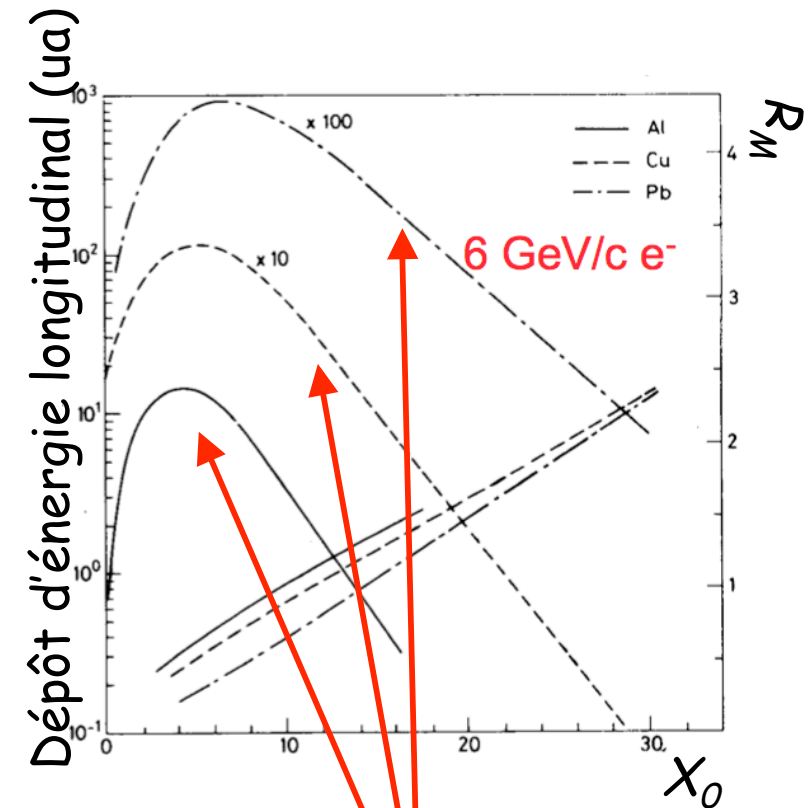
- Le maximum se trouve à t_{max} :

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

- 95% de la gerbe est contenue dans

$$t_{95} \approx t_{max} + 0,08 \times Z + 9,6$$

- La dimension longitudinale d'une gerbe croît comme $\ln(E_0)$

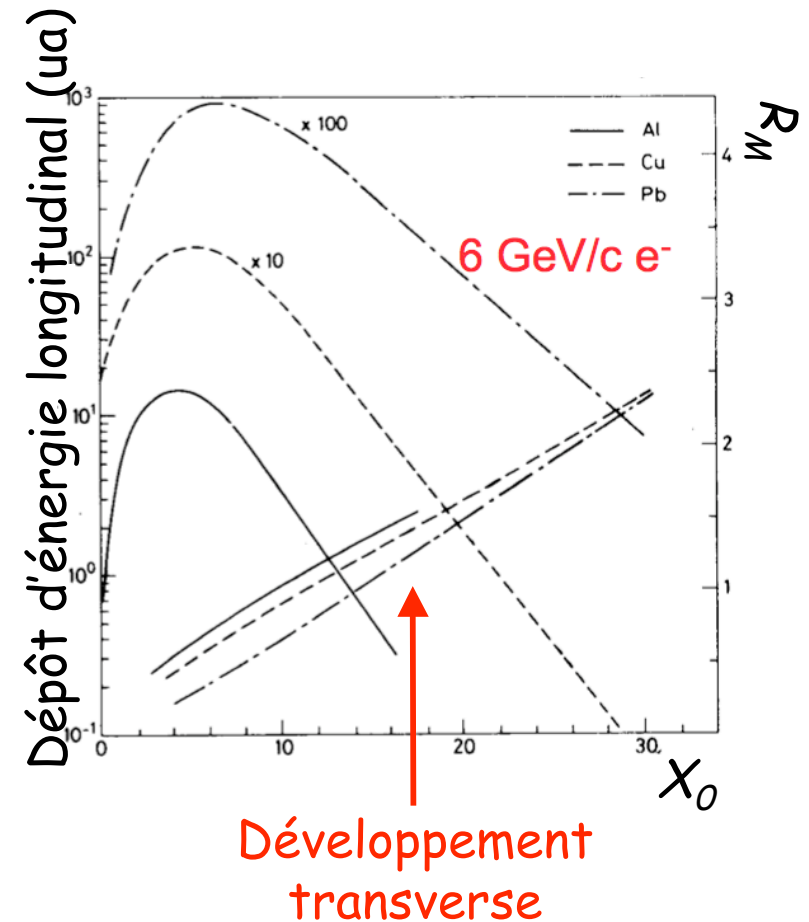


Développement transverse

- Développement transverse
 - 95% de la gerbe est contenue dans un cône de rayon $2 R_m$ (rayon de Molière) :

$$R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0$$

- R_m s'exprime en g/cm^2 comme X_0

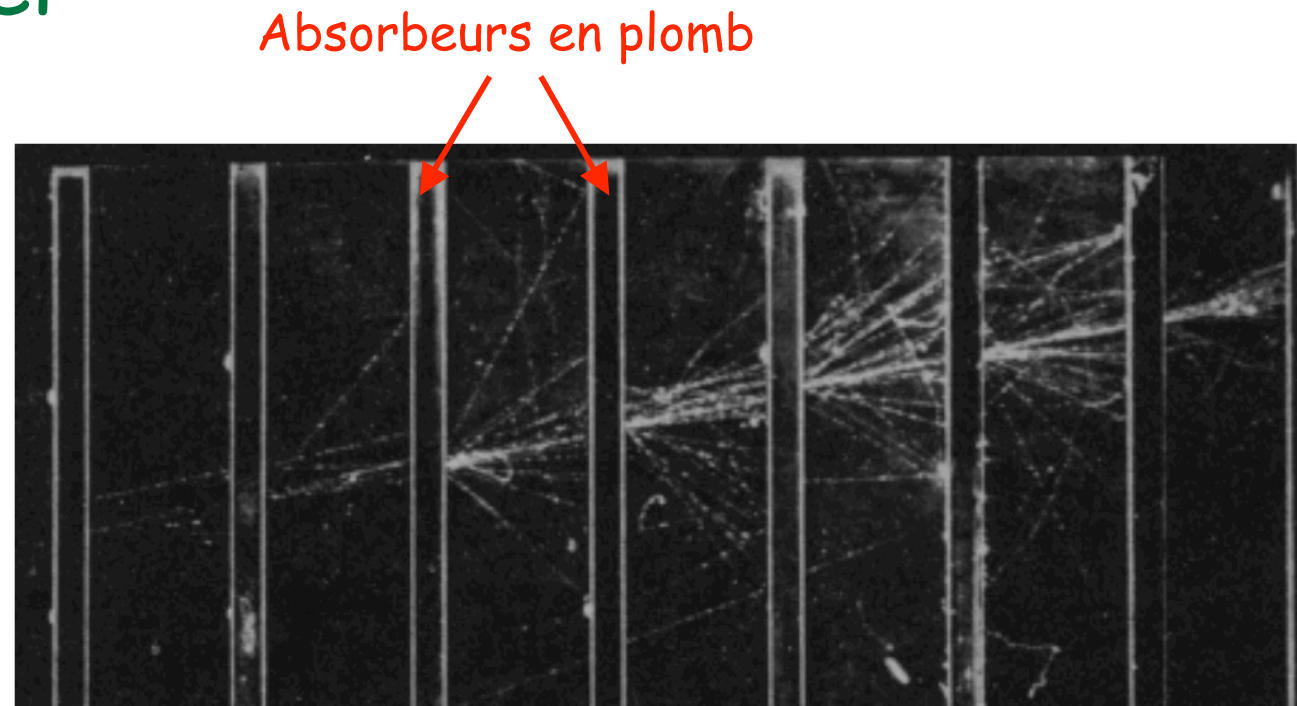


Quelques valeurs typiques

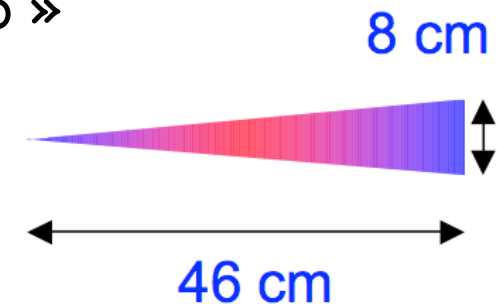
Material	Z	Density [g cm ⁻³]	X ₀ [mm]	ρ _M [mm]	dE/dx mip [MeV cm ⁻¹]	λ _{int} [mm]
C	6	2.27	188	48	3.95	381
Al	13	2.70	89	44	4.36	390
Fe	26	7.87	17.6	16.9	11.4	168
Cu	29	8.96	14.3	15.2	12.6	151
Sn	50	7.31	12.1	21.6	9.24	223
W	74	19.30	3.5	9.3	22.1	96
Pb	82	11.30	5.6	16	12.7	170
U 238	92	18.95	3.2	10	20.5	105
Concrete		2.50	107	41	4.28	400
Glass		2.23	127	53	3.78	438
Marble		2.93	96	36	4.77	362
Si	14	2.33	93.6	48	3.88	455
Ar (liquid)	18	1.40	140	80	2.13	837
Kr (liquid)	36	2.41	47	55	3.23	607
Xe (liquid)	54	2.95	24	42	3.71	572
Polystyrene		1.032	424	96	2.00	795
Plexiglas		1.18	344	85	2.28	708
Quarz		2.32	117	49	3.94	428
Pb glass		4.06	25.1	35	5.45	330
Air (2C, 1atm)		0.0012	304m	74m	0.0022	747m
H ₂ O		1.00	361	92	1.99	849
PbWO ₄		8.3	8.9	20	10.2	207
CeF ₃		6.16	16.8	26	7.9	259
LYSO		7.40	11.4	20.7	9.6	209

Exemple réel

Gerbe
électromagnétique
créée par un
électron dans une
chambre à
brouillard



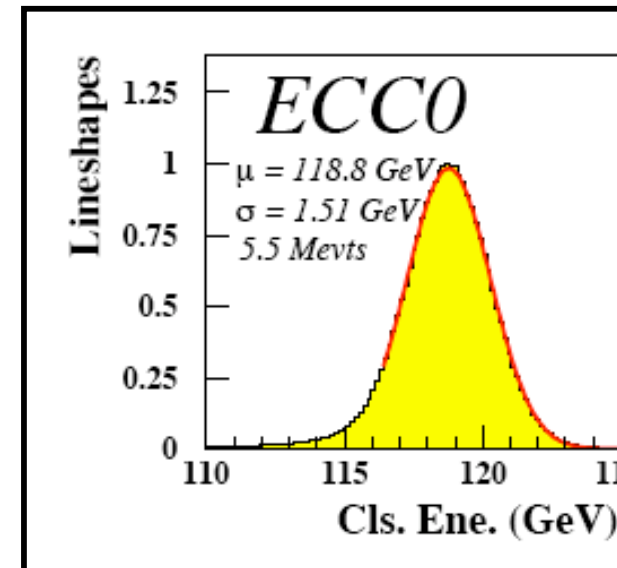
- Electron de 100 GeV dans un « verre au plomb »
 - $E_c = 11,8 \text{ MeV}$
 - $t_{max} \approx 13 - t_{95} \approx 23$
 - $X_0 \approx 2 \text{ cm} - R_m \approx 3,6 \text{ cm}$



Remarque sur les résolutions

- Pour connaître la résolution en énergie d'un détecteur, on envoie en faisceau test des particules d'énergie connues dont on essaye de recouvrir l'énergie

Exemple du calorimètre
EndCap de ATLAS



- Les distributions sont typiquement gaussiennes et sont caractérisées par leur largeur $\sigma(E)$

Résolutions

- On a typiquement pour la résolution en énergie :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}$$

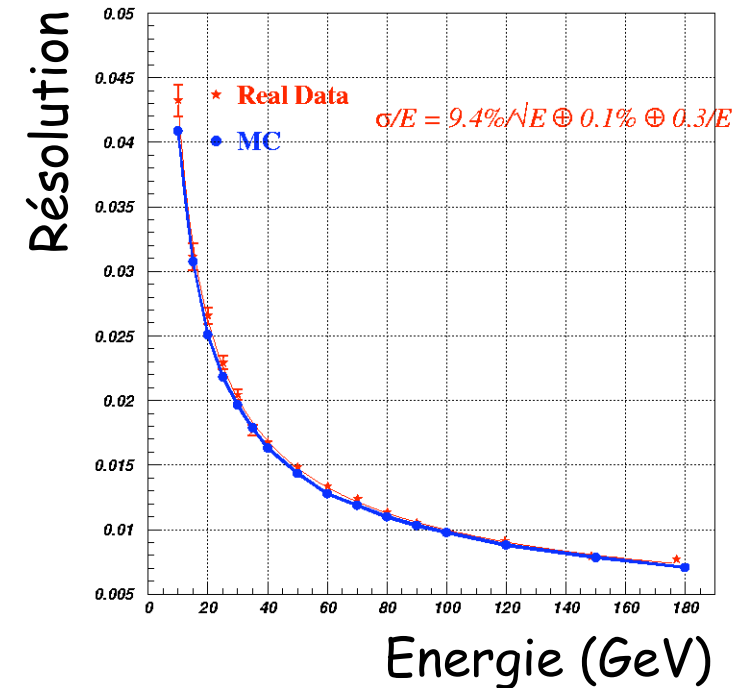
Terme
d'échantillonnage

Terme
constant

Terme de
bruit

- Inhomogénéités
- Non linéarités
- Mauvaise calibration

- Bruit électronique
- Empilement (pile up)
- (Radioactivité)



Résolution en
énergie du
calorimètre EM
d'ATLAS

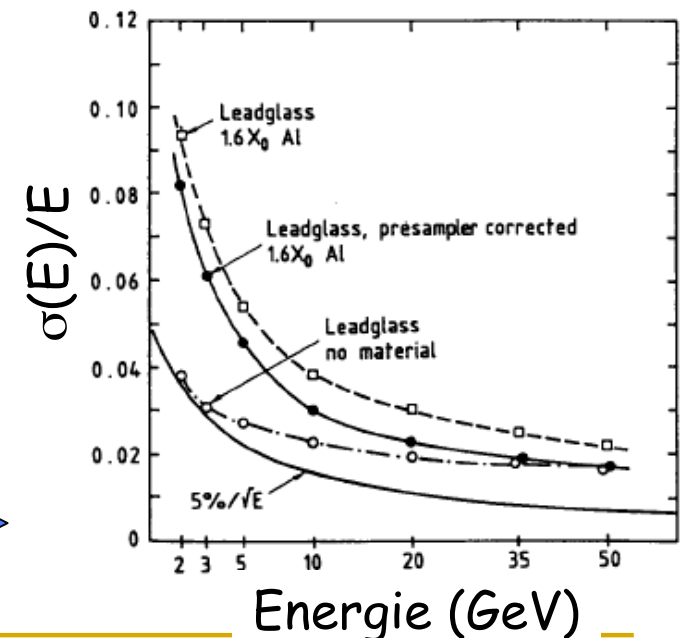
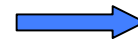
- Les résolutions spatiales et angulaires ont la même dépendance avec l'énergie de la particule incidente

Prééchantillonneur

- Les gerbes démarrent généralement dans les « matériaux morts » devant les calorimètres
 - Les autres détecteurs, les supports mécaniques, les éléments magnétiques, ..

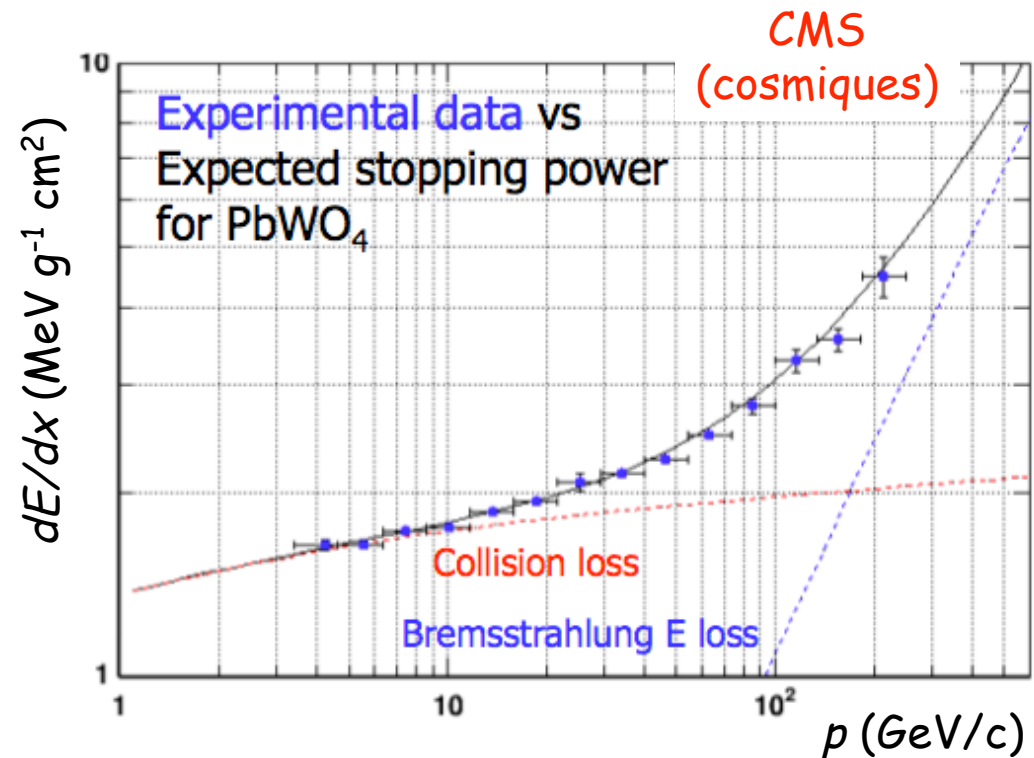
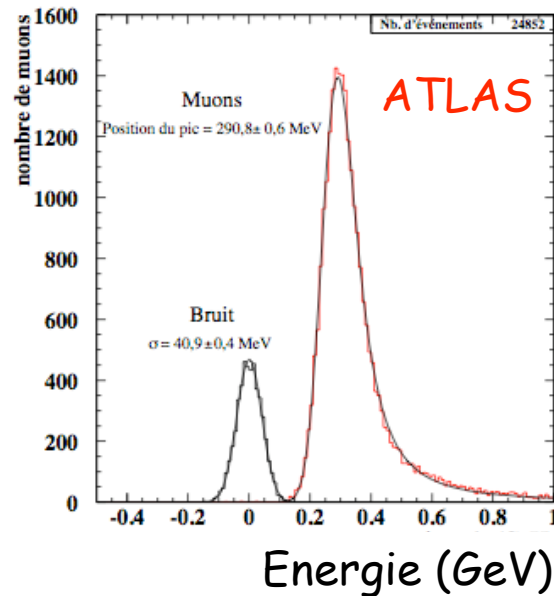
- On installe donc généralement un **prééchantillonneur** (ou **détecteur de pied de gerbe**) à grande segmentation devant le calorimètre électromagnétique
 - Il recouvre l'énergie manquante et améliore la résolution (énergétique et spatiale)

Exemple du calorimètre
EndCap de OPAL



Signal déposé par les muons

- Les muons déposent également un signal très faible dans le calorimètre électromagnétique puisqu'ils sont \approx au minimum d'ionisation



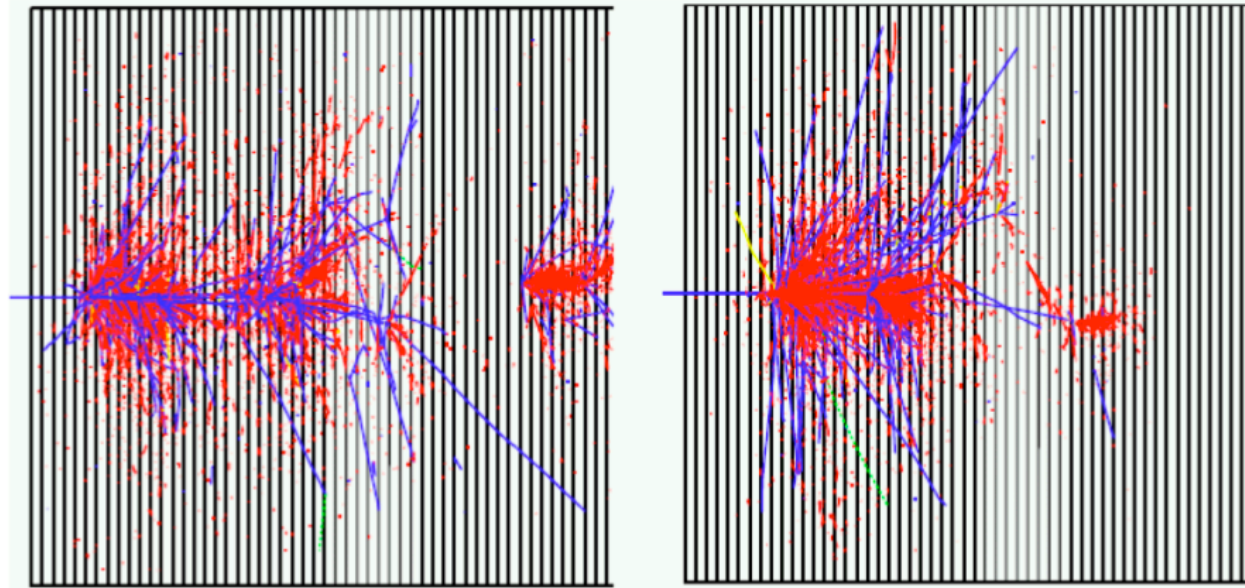
P. Schwemling

M. Nessi

Calorimétrie hadronique

M. Nessi

Même particule
(simulation)



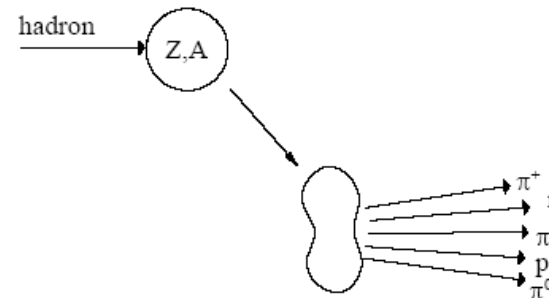
Rouge : composante
électromagnétique

Bleu : composante
hadronique

- Les gerbes hadroniques sont très fluctuantes : le dépôt d'énergie n'est pas uniforme

Interaction des hadrons neutres et chargés avec la matière

- Déterminée par des processus nucléaires inélastiques
 - Excitation puis création de fragments puis production de particules secondaires



multiplicity $\propto \ln(E)$

$p_t \approx 0.35 \text{ GeV}/c$

- A haute énergie ($> 1 \text{ GeV}$), la section efficace dépend peu de l'énergie et du type de la particule incidente (p, K, π, \dots) :

$$\sigma_{Inel} \approx \sigma_0 A^{0,7} \quad \text{avec} \quad \sigma_0 \approx 35 \text{ mb}$$

- Par analogie avec X_0 , on définit la **longueur d'interaction hadronique** λ_I par :

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \sigma_{Inel}} \propto A^{1/3}$$

Gerbes hadroniques

- **Composante électromagnétique**

- Photons, π^0

$$n(\pi^0) \approx \ln(E_{[GeV]}) - 4,6$$

soit $\approx 18 \pi^0$ à 100 GeV

- **Composante hadronique**

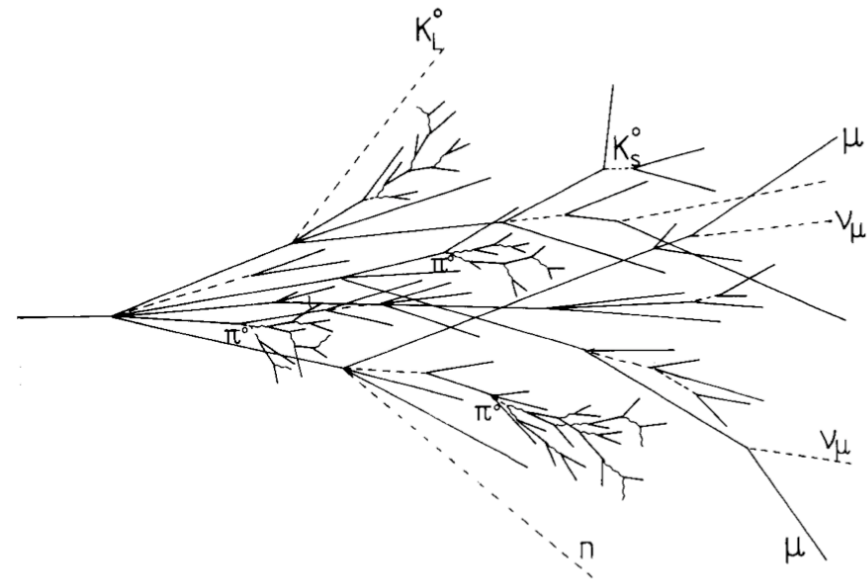
- π^\pm , p, K^\pm , n, ν , μ ,

- Bien plus complexe à modéliser que les gerbes électromagnétiques

- Grandes fluctuations

- \Rightarrow Résolution en énergie moins bonne que pour les électrons
- \Rightarrow **Moindre exigence sur les performances du calorimètre**

Gerbe hadronique



Développement des gerbes

■ Développement longitudinal

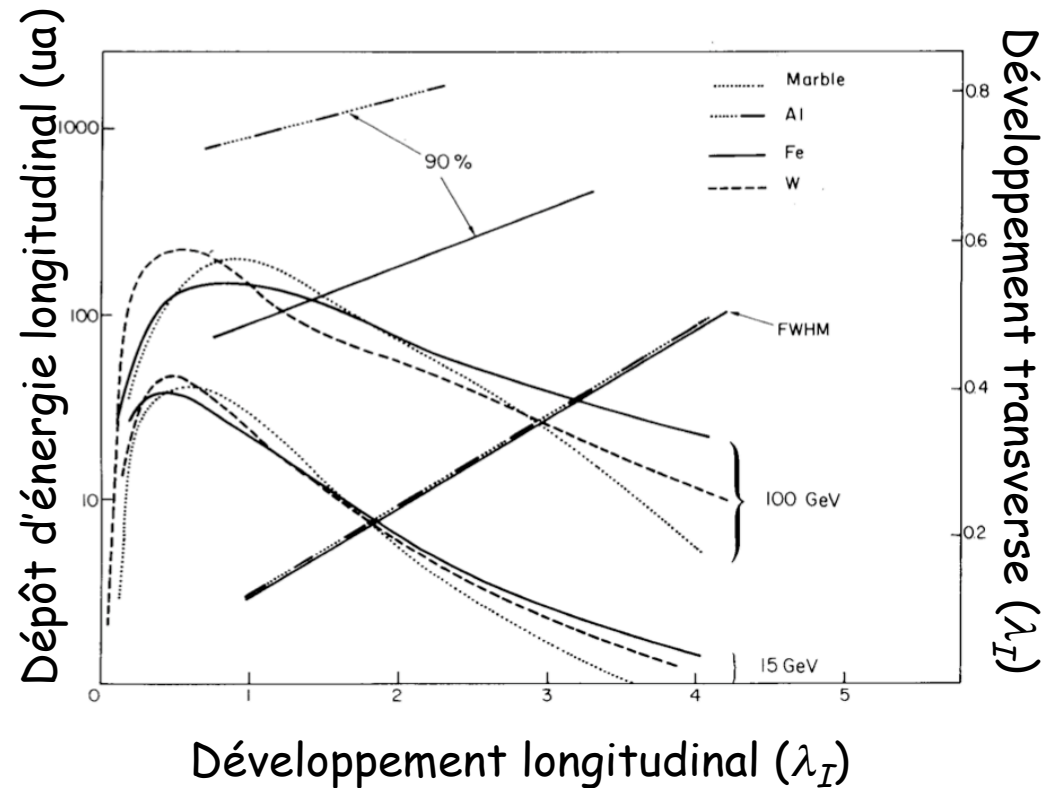
$$t_{95} \approx a \ln(E_0) + b$$

- $t_{95} \approx 80$ cm pour Fe à 100 GeV

■ Développement transverse

- 95% de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon λ_I (17 cm pour Fe)

- Les gerbes hadroniques sont plus longues et plus larges que les gerbes électromagnétiques



- λ_I joue le rôle de la longueur de radiation X_0 pour les calorimètres électromagnétiques
- La plupart du temps, on a $\lambda_I \gg X_0$
 - Explique pourquoi les calorimètres hadroniques sont beaucoup plus volumineux que les calorimètres électromagnétiques

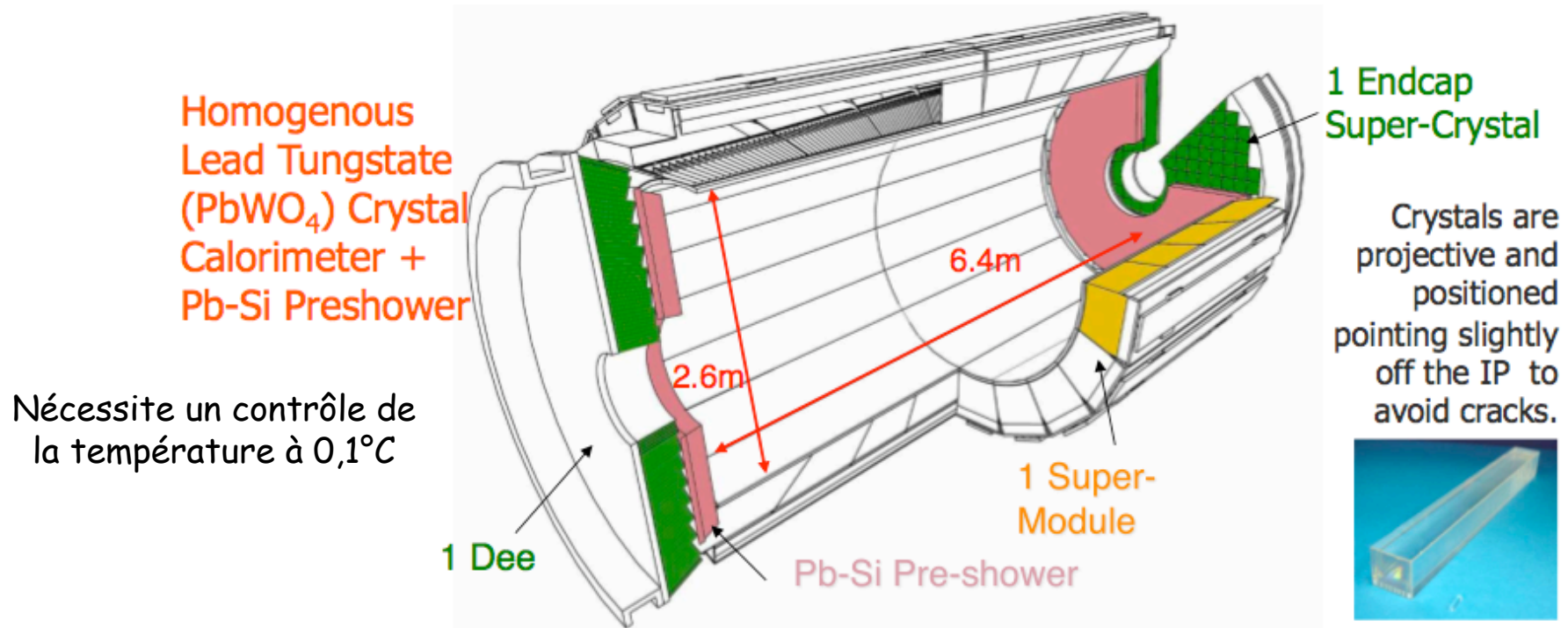
Les divers types de calorimètres

- Il existe deux types de calorimètres :
 - Les **calorimètres homogènes** pour lesquels l'absorbeur est également le milieu de détection
 - Bonne résolution en énergie
 - Résolution spatiale moyenne
 - Ne peut servir que pour la calorimétrie EM

 - Les **calorimètres à échantillonnage** (« **sampling calorimeters** ») pour lesquels l'absorbeur et le milieu de détection sont différents
 - Résolution en énergie moyenne
 - Bonne résolution spatiale
 - Peut être utilisé en calorimétrie EM et hadronique

Calorimètres homogènes

Calorimètre électromagnétique de CMS



Nécessite un contrôle de la température à $0,1^\circ\text{C}$

Barrel (EB):

- 61200 crystals
- 36 Supermodules (SM), each 1700 crystals
- $|\eta| < 1.48$

Endcap (EE):

- 14648 crystals
- 4 Dees, SuperCrystals of 5x5 xtals
- $1.48 < |\eta| < 3.0$

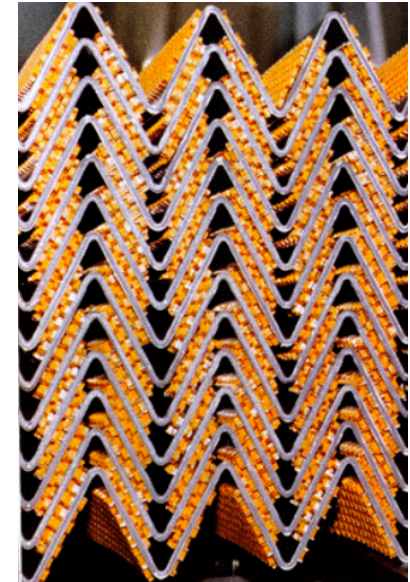
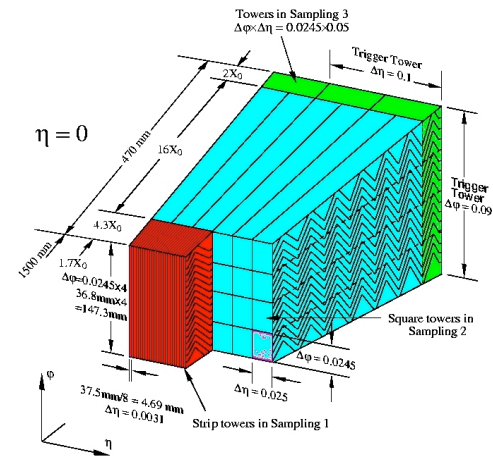
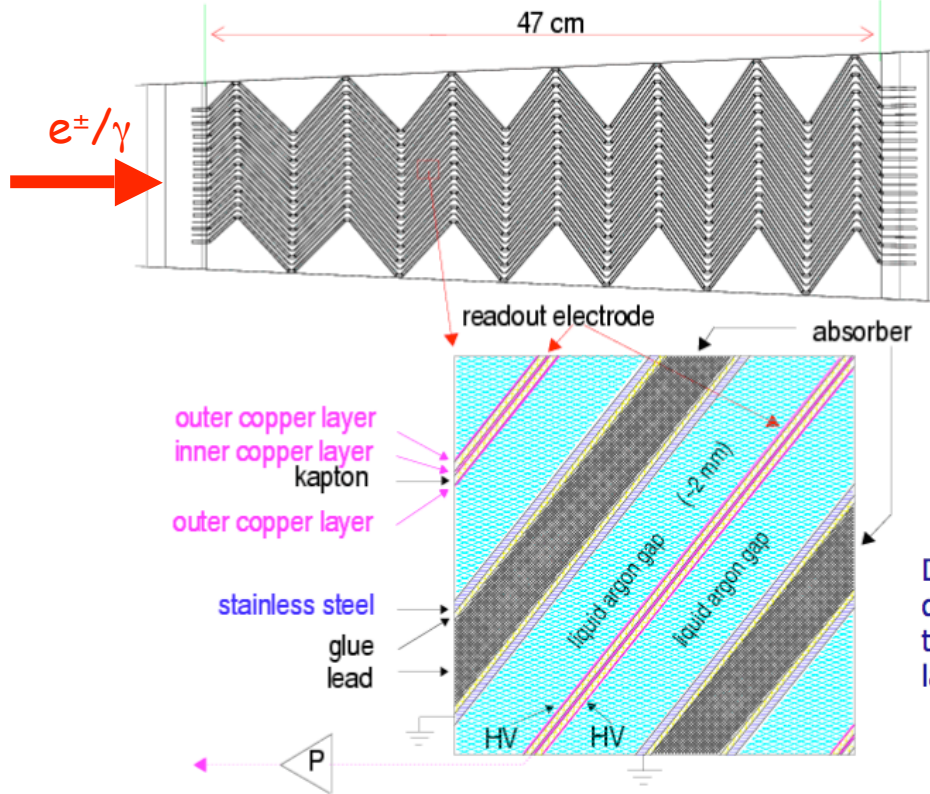
Preshower (ES):

- Pb-Si
- 4 Dees
- 4300 Si strips
- $1.65 < |\eta| < 2.6$

M. Nessi

Calorimètres à échantillonnage

Calorimètre électromagnétique d'ATLAS



- LAr (90 K)
- Absorbeurs en Pb (1-2 mm)
- 1 GeV \Rightarrow 5 10^6 e⁻ dans LAr
- Géométrie en accordéon
- Insensible aux radiations

Résolution en énergie

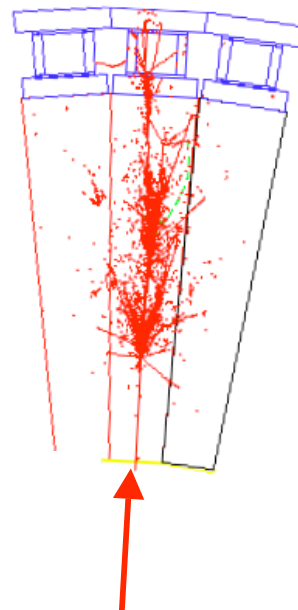
$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9,4\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,1\% \oplus \frac{0,3}{E}$$

Calorimètres hadroniques

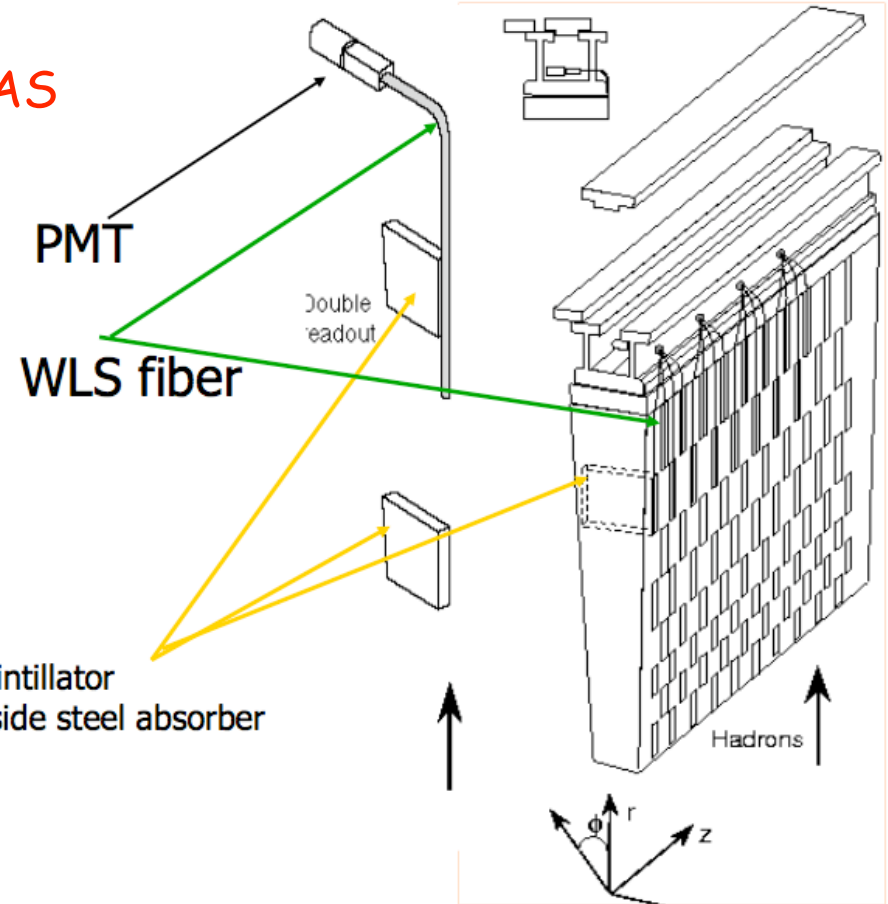
CMS



Absorbeurs en cuivre (1500 t) + scintillateurs



ATLAS



Absorbeurs acier + plaques scintillantes

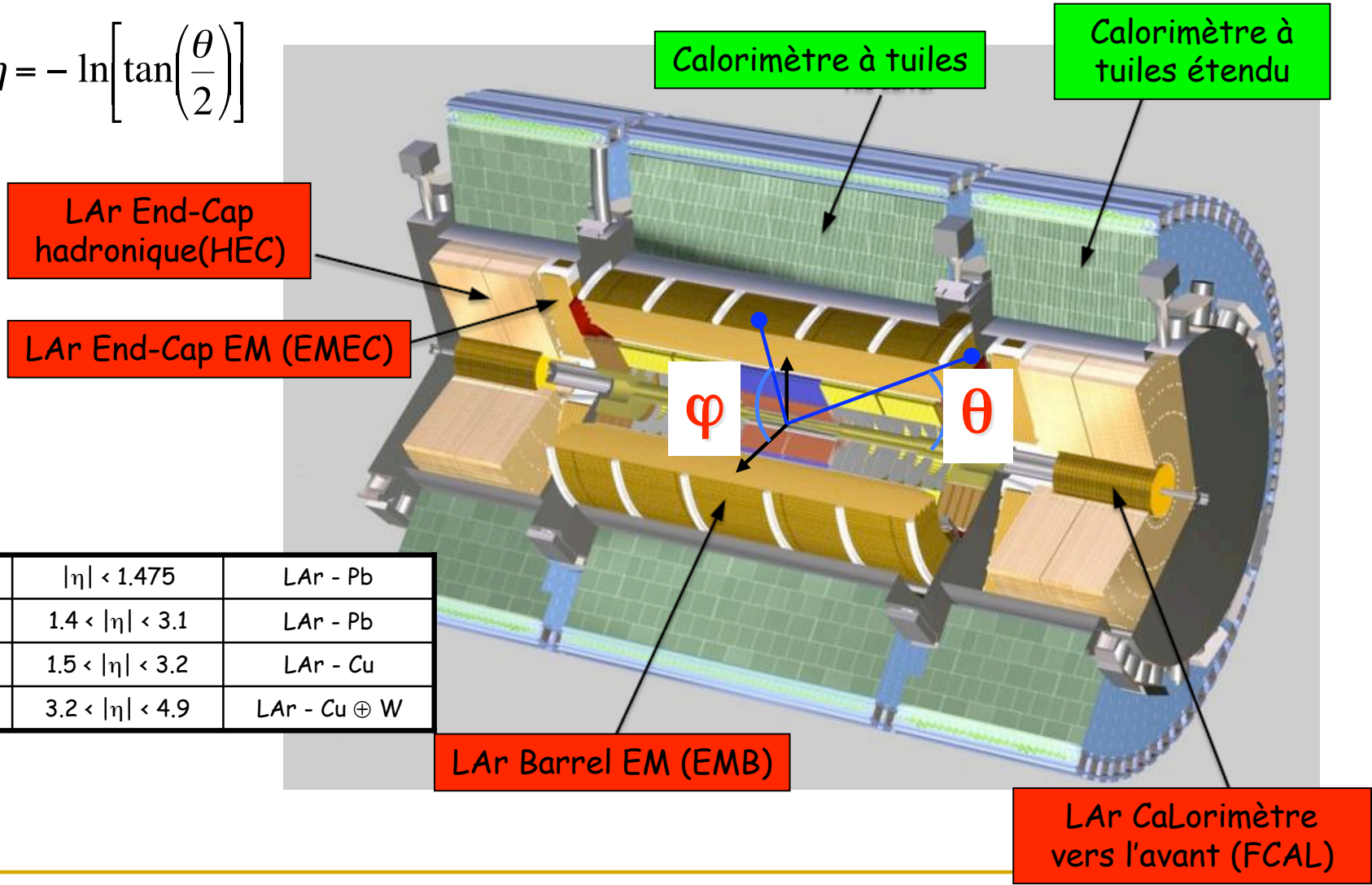
Résolution en énergie :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{65\%}{\sqrt{E_{[GeV]}}} \oplus 5\%$$

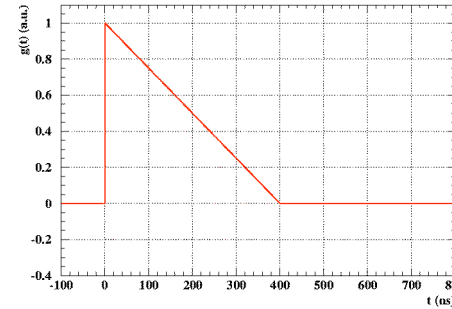
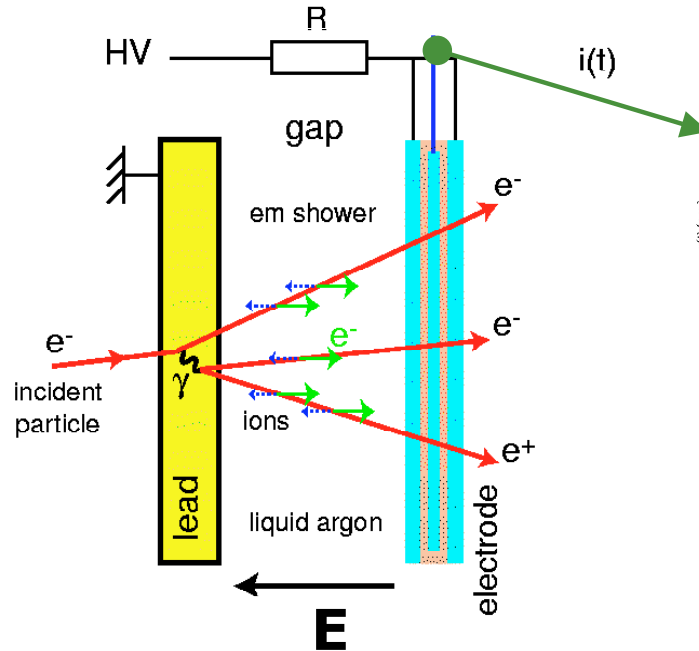
Le calorimètre EM d'ATLAS

TileCal et Extended TileCal servent au retour de flux du solénoïde

$$\eta = - \ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$$



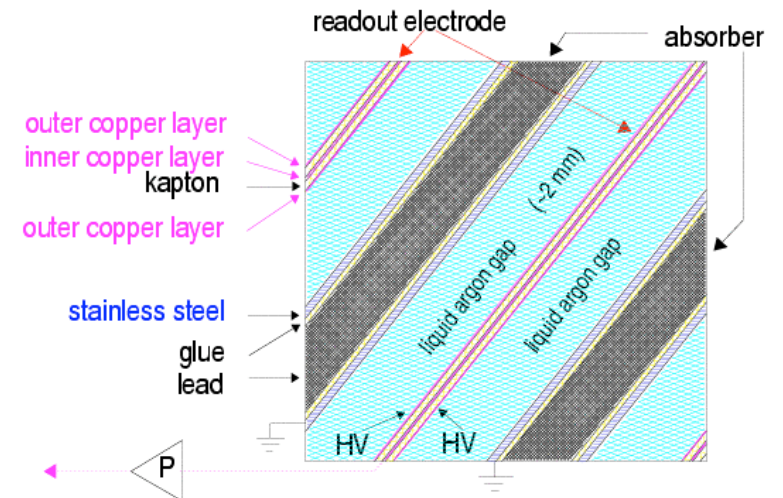
EMB	$ \eta < 1.475$	LAr - Pb
EMEC	$1.4 < \eta < 3.1$	LAr - Pb
HEC	$1.5 < \eta < 3.2$	LAr - Cu
FCAL	$3.2 < \eta < 4.9$	LAr - Cu ⊕ W



$t_{\text{dérive}} = 450 \text{ ns}$ dans EMB

Propriétés de l'argon liquide

- Stabilité sur des années
- Résistant aux radiations
- Réponse linéaire
- Calorimètre à échantillonnage
 - ✓ Bonne résolution spatiale (wrt calorimètres homogènes)
 - ✓ Mauvaise résolution en énergie (wrt calorimètres homogènes)



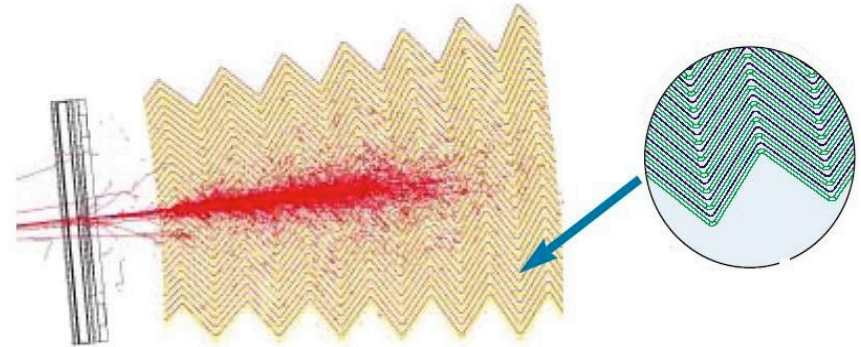
Propriétés principales

- Absorbateurs en plomb (+ mince couche d'acier)
- Bonne hermiticité (pas de crack en azimuth)
- Courbure dans la direction des particules
- 1 GeV déposé donne environ $5 \cdot 10^6$ électrons
- Plusieurs compartiments en profondeur

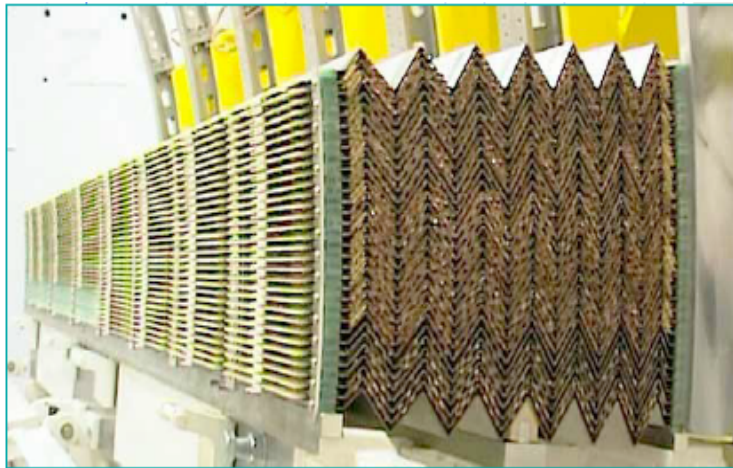
EMB

- $|\eta| < 1.475$
- Vagues de l'accordéon parallèles à l'axe du faisceau
- Les angles des vagues changent avec le rayon pour garder constant l'épaisseur d'argon

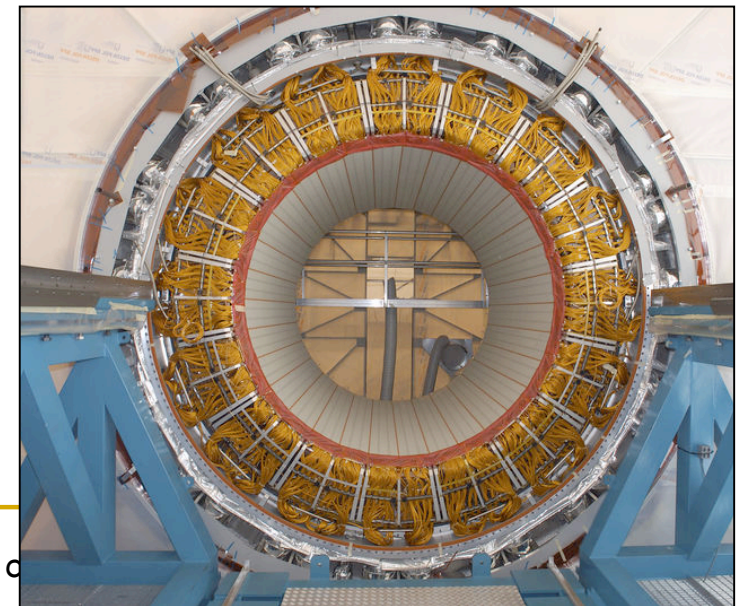
Développement de la gerbe dans l'accordéon



EMB durant l'assemblage



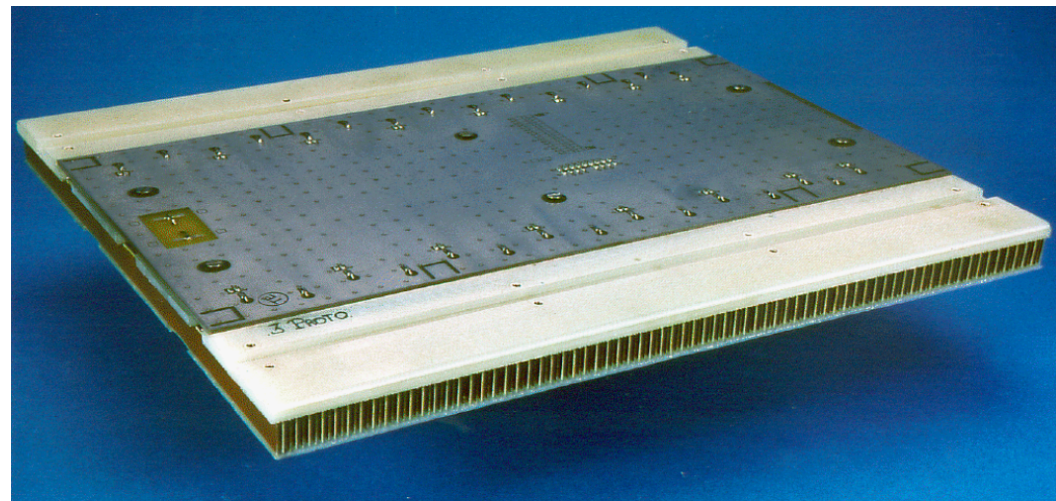
Une roue complète du EMB



Prééchantillonneur

- Nécessaire pour corriger l'énergie perdue en amont du calorimètre (principalement à basse énergie)
- Mince couche LAr instrumentée (11 mm dans EMB et 5 mm in End-cCap) devant le 1^{er} compartiment de l'accordéon
- Couverture jusqu'à $|\eta| = 1.8$

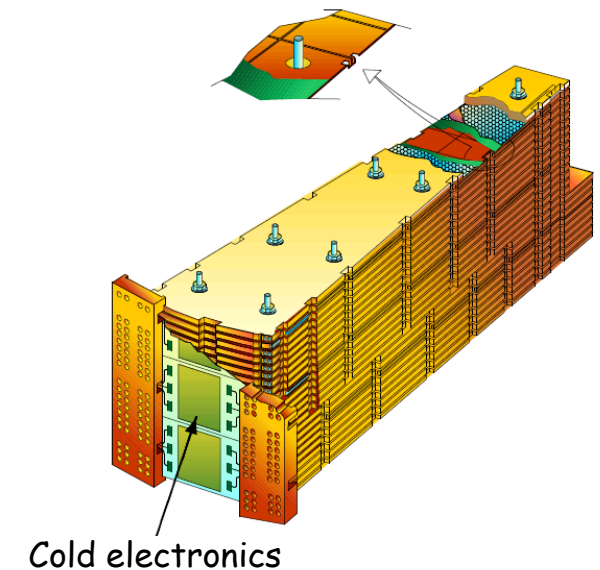
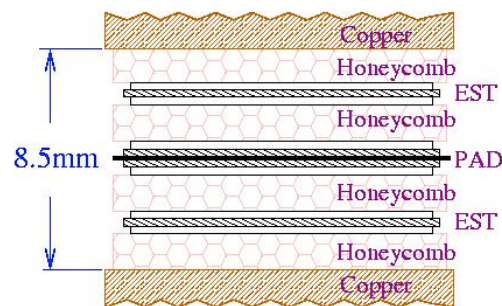
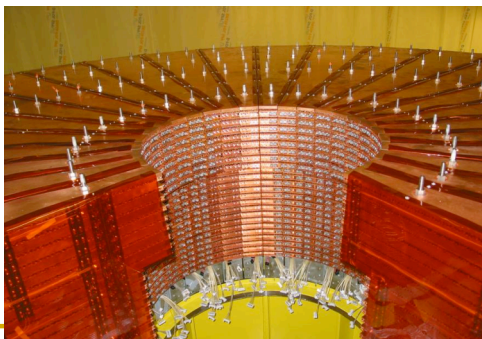
Prééchantillonneur EMB



Calorimètre hadronique End-Cap (HEC)

Propriétés principales

- Insensible aux radiations
- Absorbeurs en Cu (25/50 mm d'épaisseur) à géométrie parallèle plane (25 et 50 mm d'épaisseur)
- 2 x 2 roues (avant et arrière) de diamètre $\phi = 2$ m
- 2 x (2 x 32) modules
- 10 λ
- 24/16 gaps pour les roues avant/arrière
- 4 compartiments longitudinaux
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et 0.2×0.2 pour $|\eta| > 2.5$
- Electronique froide
- Transformateur électrostatique
 - ✓ Réduit les contraintes sur la HT (chaque gap consiste de 4 sous-gaps de 1.85 mm)
 - ✓ Lecture de l'électrode centrale uniquement
 - ✓ Optimisation du rapport signal/bruit

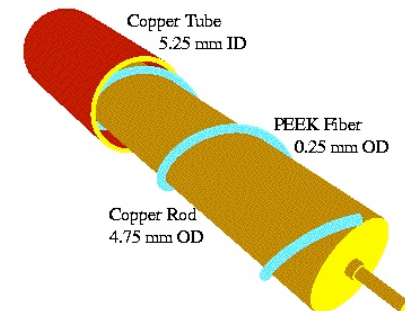


Calorimètre hadronique vers l'avant (FCAL)

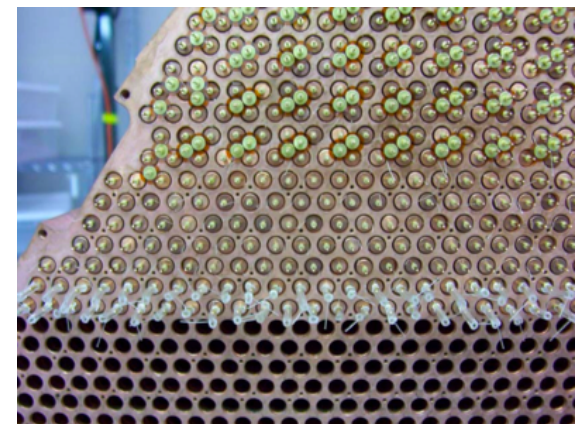
Propriétés principales

- $2.5 < |\eta| < 4.9$
- Résistant aux radiations
- Electrodes en Cu parallèles à l'axe du faisceau
- 2 x 3 roues (1 EM et 2 hadroniques)
 - ✓ Matrice Cu pour la roue EM ($28 X_0$, 2.6λ)
 - ✓ Matrice W pour les roues hadroniques (3.7λ each)
- 10λ pour l'ensemble du FCAL
- Épaisseur des gaps d'argon liquide : de $250 \mu\text{m}$ (EM) à $500 \mu\text{m}$ (hadronique)
- Temps de dérive de 60 ns (65% après 25 ns)
- 3 compartiments longitudinaux
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$
- Pas de tracking en amont permettant une séparation électron/photon
- Nécessaire pour asymétrie avant/arrière des Z' lourds - couplages électrofaibles - SUSY

Electrode

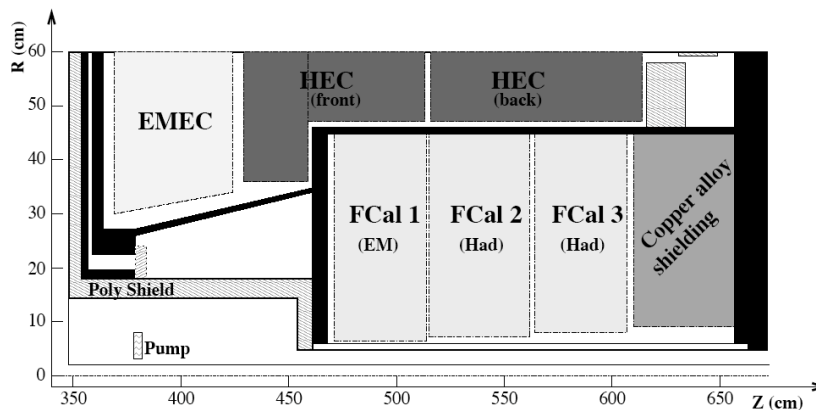


Matrice du FCAL pendant l'assemblage des électrodes



Function	EM	Hadronic	Hadronic
Mass of module (kg)	2119	3826	3695
Main absorber material	Copper	Tungsten	Tungsten
LAr gap width mm	0.269	0.376	0.508
Radiation length X_0	27.6	91.3	89.2
Absorption length λ	2.66	3.68	3.60
Number of electrodes	12260	10200	8224
Number of read out channels	1008	500	254

Paramètres du FCAL construit



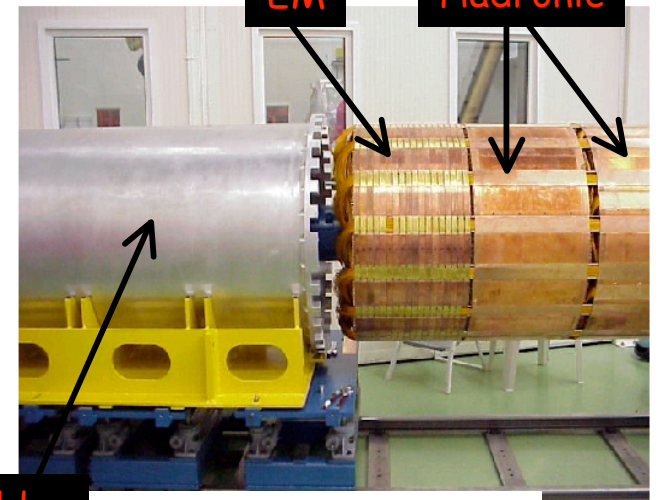
- Le HEC recouvre FCAL1 pour assurer une couverture complète
- Vérifié en faisceau test combinant EMEC, HEC et FCAL



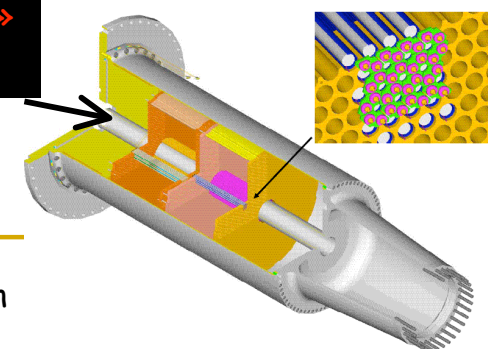
EM

Hadronic

Pendant l'assemblage



« Cold » cone



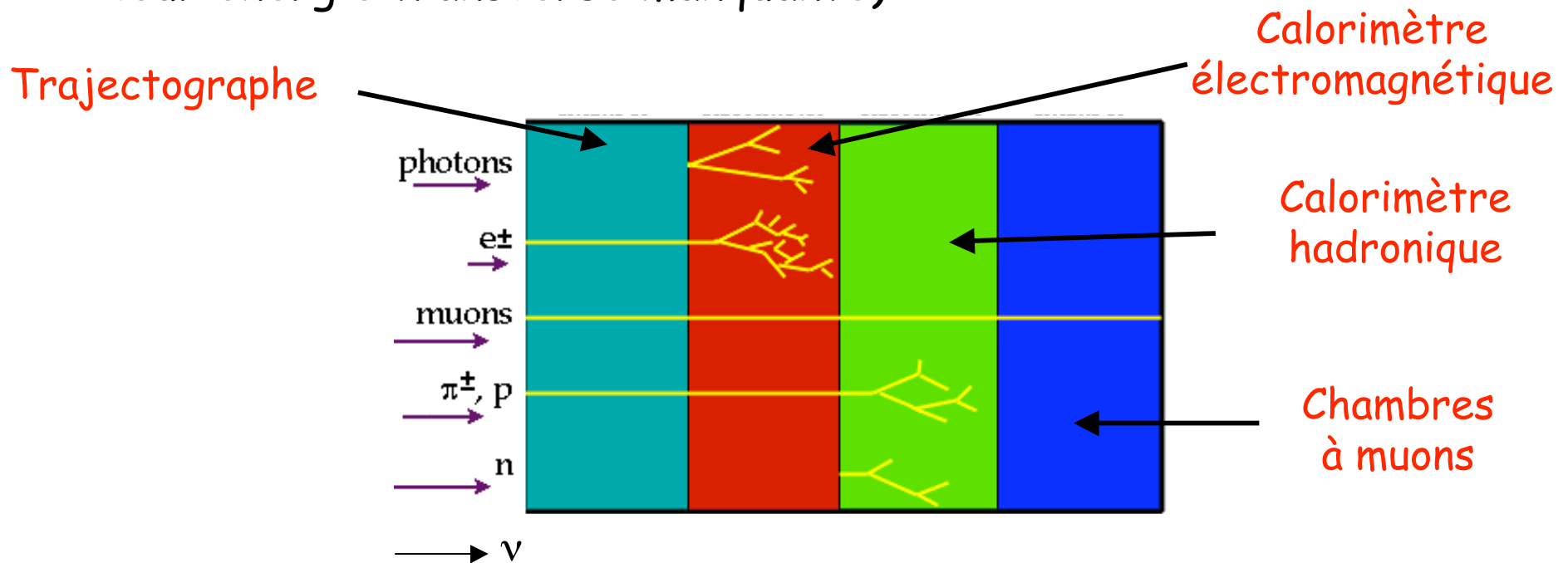
Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Reconstruction des traces chargées
- III. Détection des photons
- IV. Identification des particules
- V. Calorimétrie

- VI. Les détecteurs l'IN2P3
 - 1) Détecteurs sur collisionneur
 - 2) Autres types de détecteurs

Comment faire un détecteur sur un collisionneur ?

- Certaines mesures sont destructives, d'autres pas
- Toutes les particules ne laissent pas de trace dans les couches internes (les neutrinos n'en laissent aucune et sont détectés par leur énergie transverse manquante)



- On vient de voir comment remplir chaque fonction (identification des particules, mesure de l'énergie, de la masse, de la charge)
- Il reste à intégrer l'ensemble des « sous-détecteurs » dans un **détecteur global**
- Principales options :
 - ❑ Position du solénoïde wrt les calorimètres
 - ❑ Forme (octogonale, cylindrique, ...)

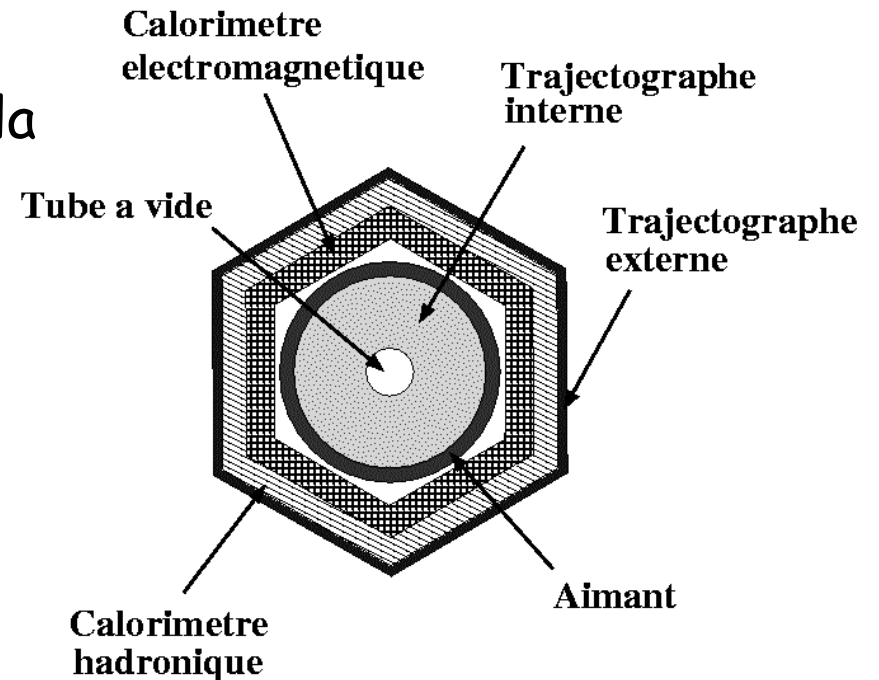
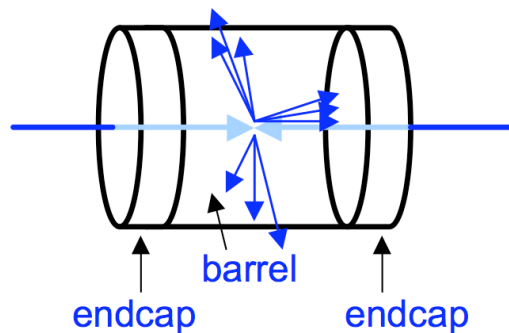


Schéma type de détecteur sur collisionneur (vue transverse)

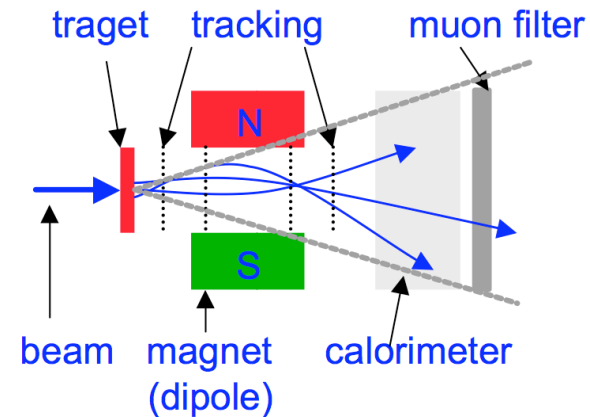
Les deux types de détecteurs

- Détecteur sur collisionneur
(4π multi purpose detector)



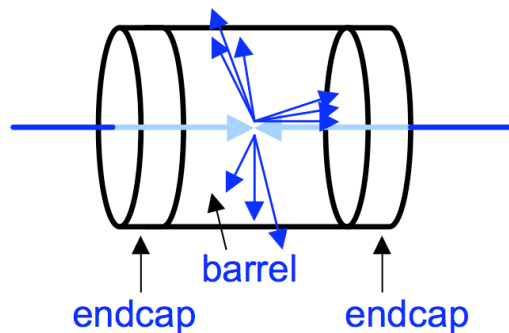
- Couverture maximale de l'acceptance
- Difficultés d'accès (maintenance)
- Exemples :
 - Expériences LEP, LHC, Tevatron, H1, Babar, ...

- Détecteur sur cible fixe
(spectromètre magnétique)



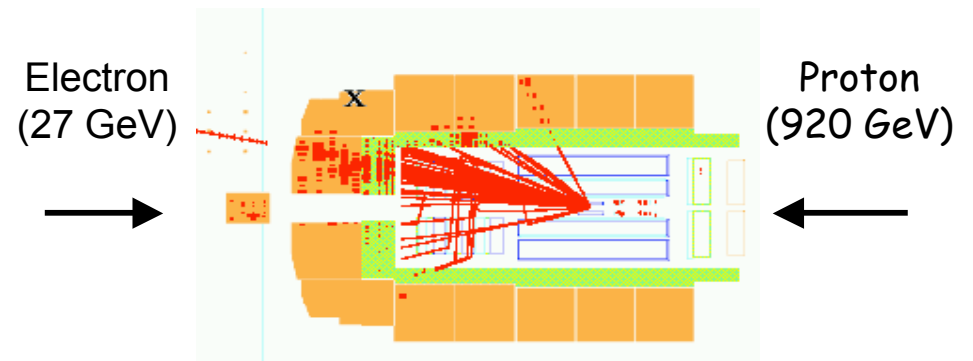
- Couverture partielle de l'angle solide
- Accès beaucoup plus simple
- Exemples :
 - NA49, LHCb

- **Détecteurs symétriques** : le référentiel du centre de masse est au repos dans le laboratoire



- Exemples :
 - Particules identiques (à la charge près) d'énergie identique : LEP, LHC, Tevatron

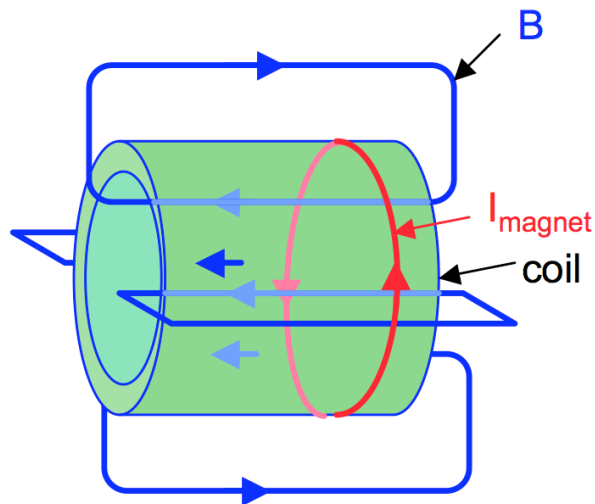
- **Détecteurs asymétriques** : le référentiel du centre de masse est en mouvement dans le laboratoire



- Exemples :
 - Particules identiques d'énergie différentes : Babar
 - Particules différentes : H1

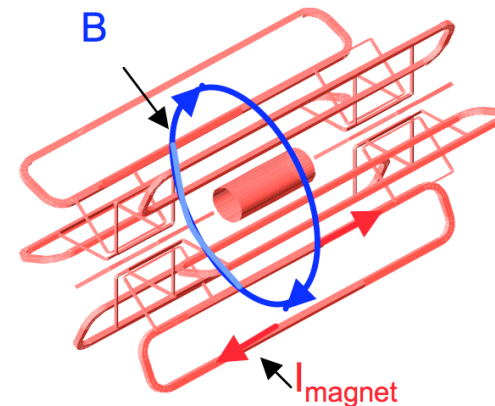
Les diverses configurations de systèmes magnétiques sur collisionneur

■ Champ solénoïdal



- B élevé à l'intérieur
- Exemples :
 - DELPHI (SC - 1,2 T)
 - L3 (NC - 0,5 T)
 - CMS (SC - 4 T)

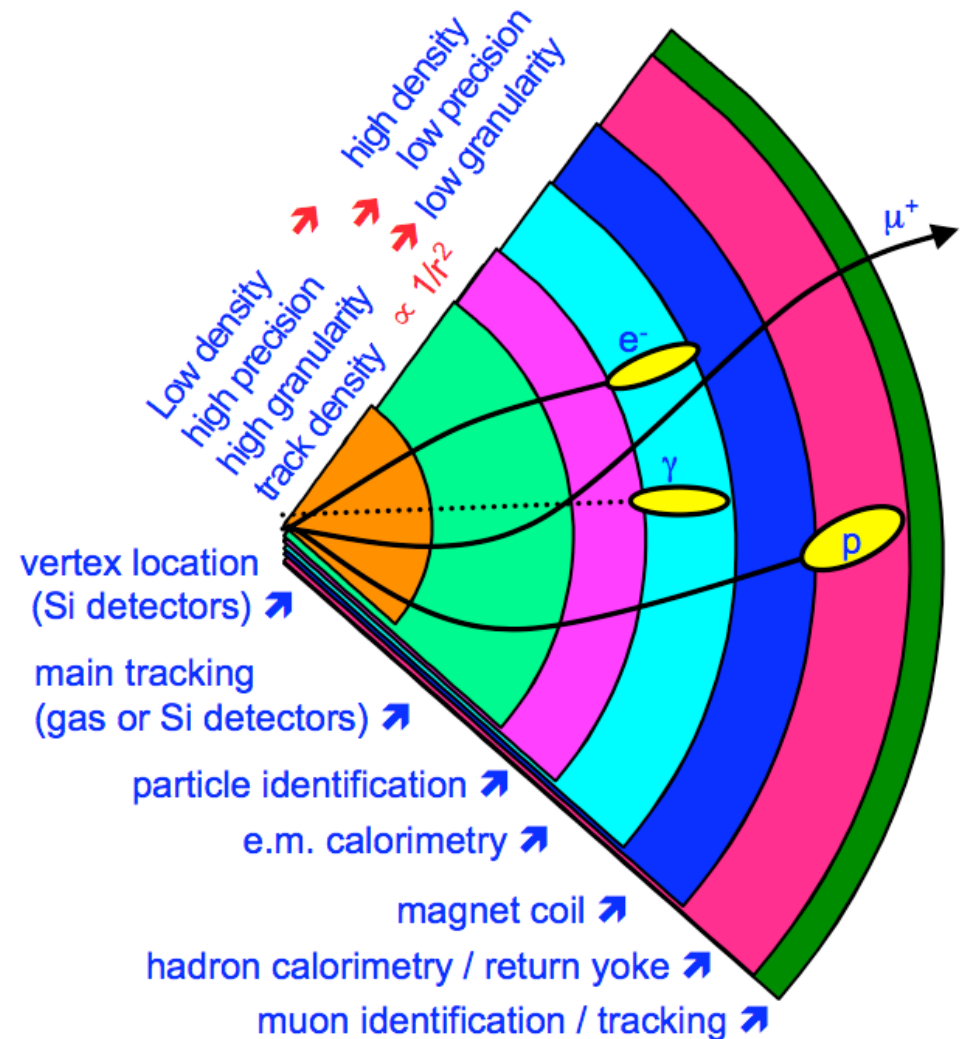
■ Combinaison d'un champ solénoïdal et d'un champ toroidal



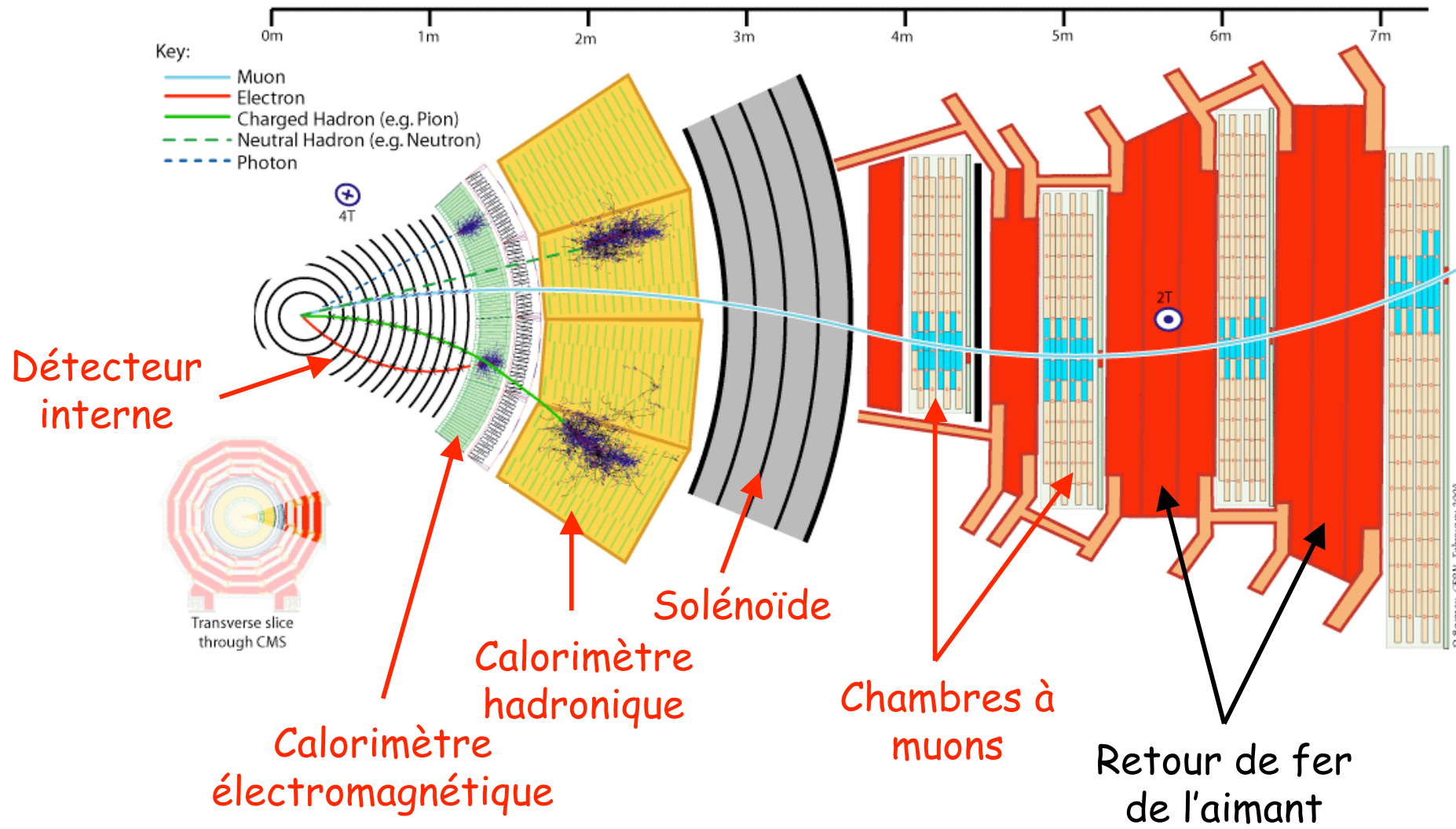
- Le champ peut être plus faible à l'intérieur car un champ extérieur courbe les muons
- Exemple :
 - D0 (SC - 2 T \oplus 2 T)
 - ATLAS (SC - 2 T \oplus 0,6 T)

Les détecteurs LHC

- Les détecteurs généralistes du LHC (ATLAS et CMS) nécessitent un tracking performant pour les muons
 - Les spectromètres à muons sont de dimensions inégales
 - Très bonne résolution spatiale



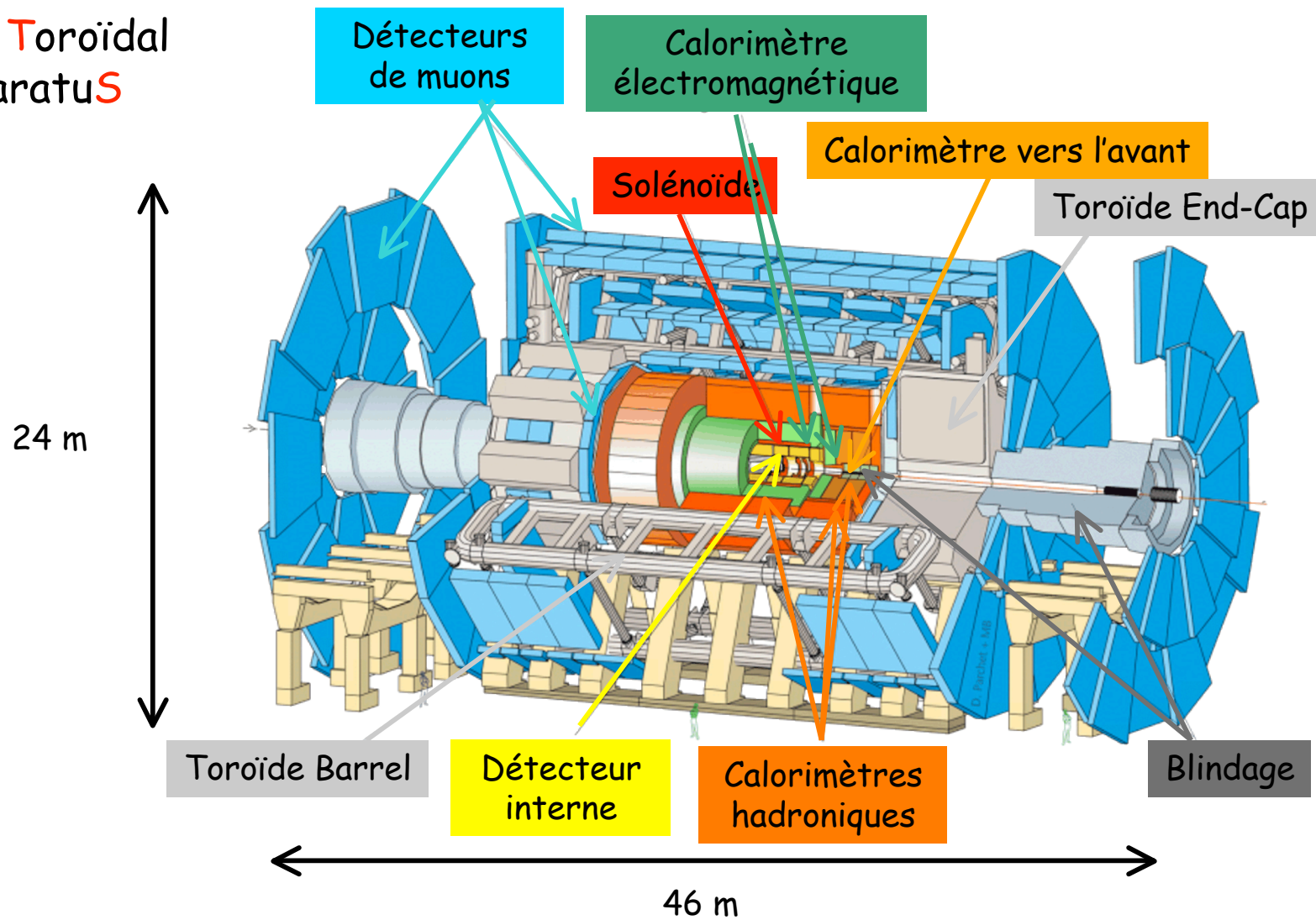
Une série d'évènements dans CMS



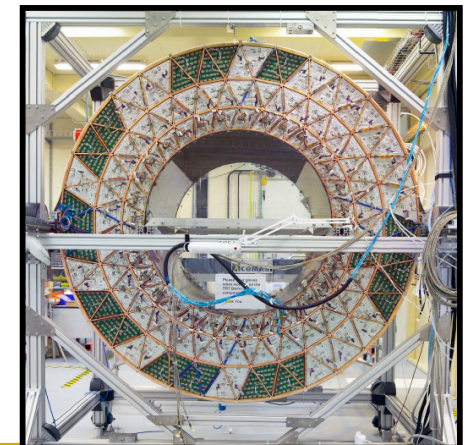
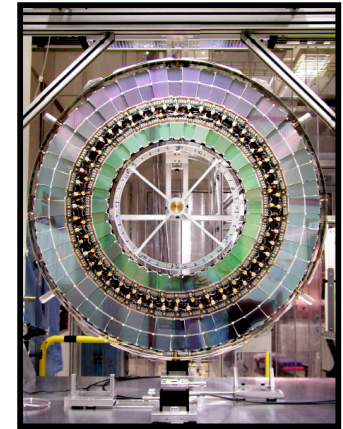
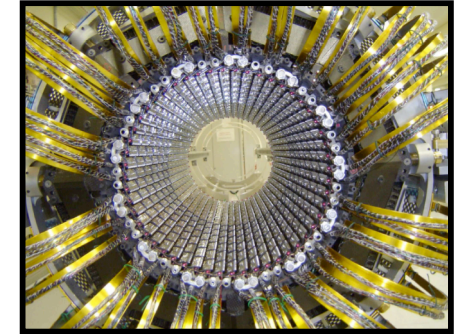
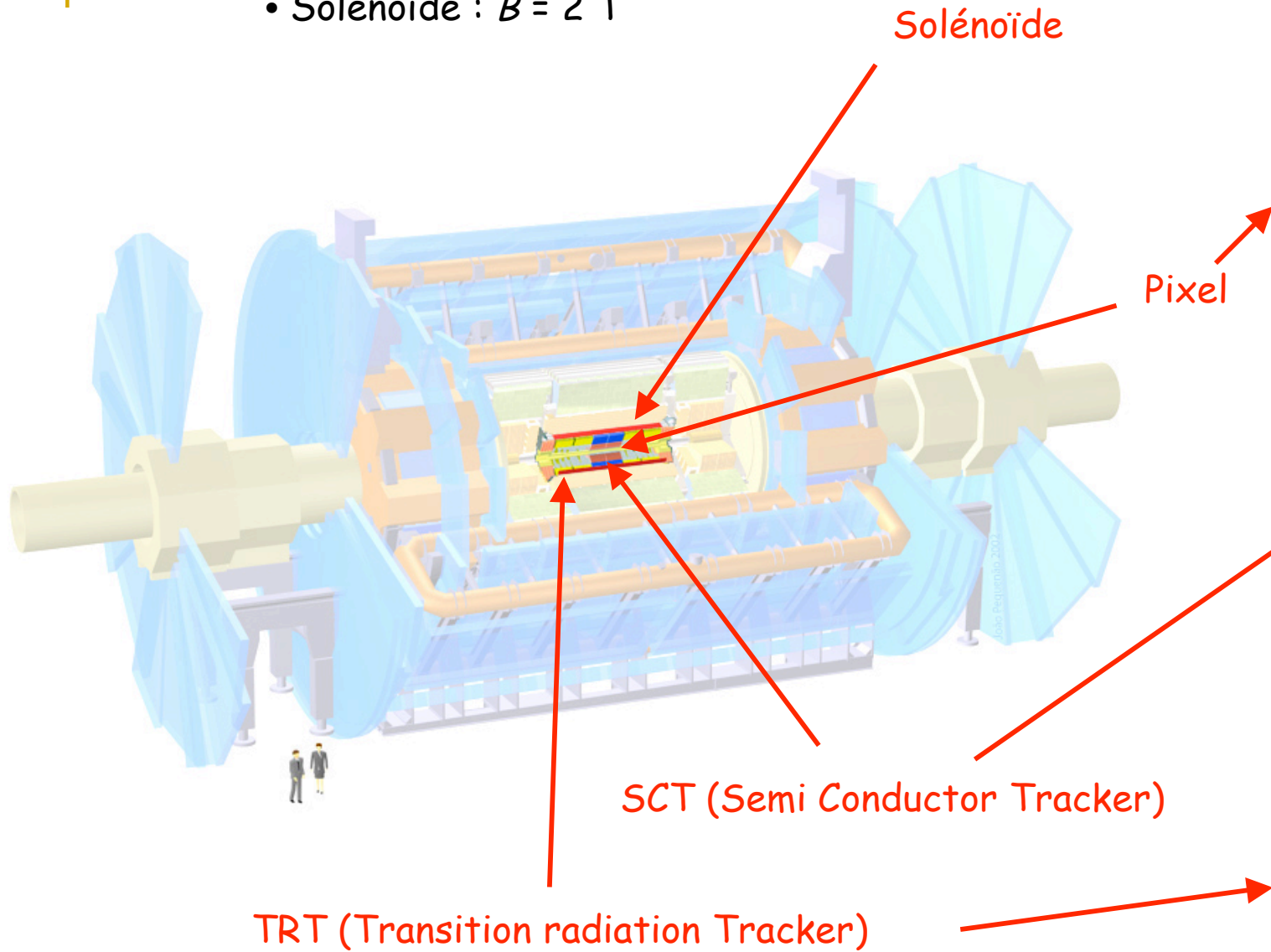
ATLAS

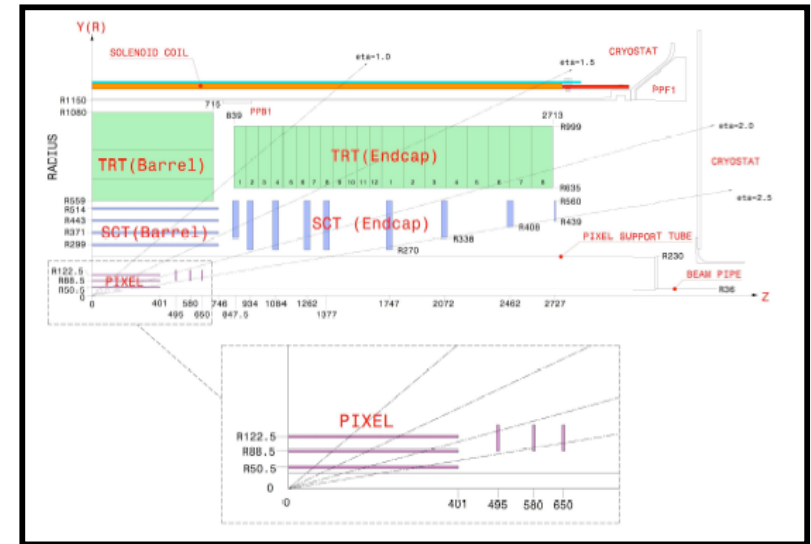
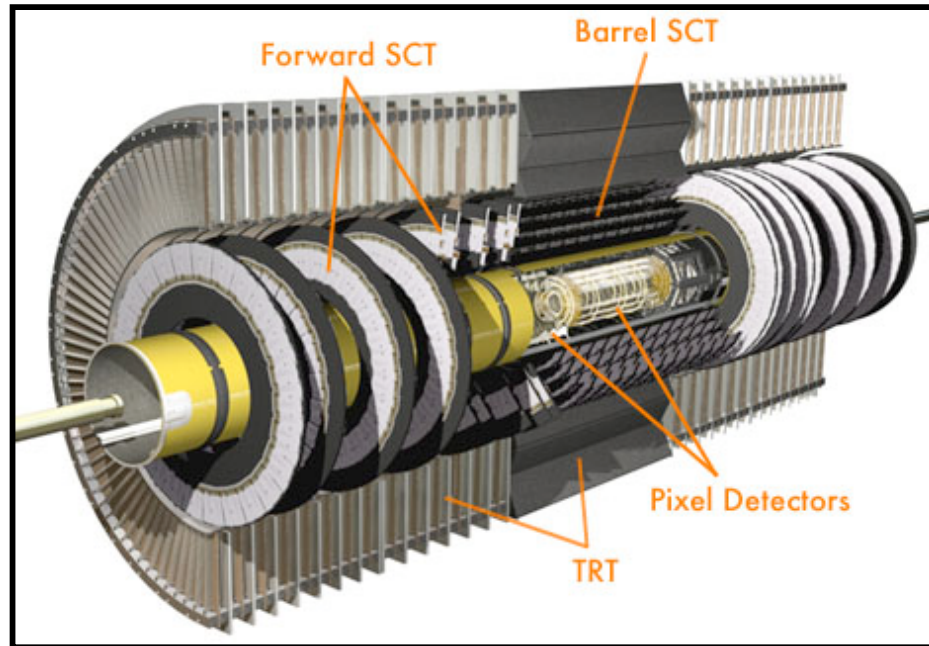
- Détecteur : $L \times l = 44 \text{ m} \times 22 \text{ m} - 7000 \text{ t}$
- Caverne : $L \times l \times h = 53 \text{ m} \times 30 \text{ m} \times 35 \text{ m}$

ATLAS \equiv A Toroidal
LHC Apparatus

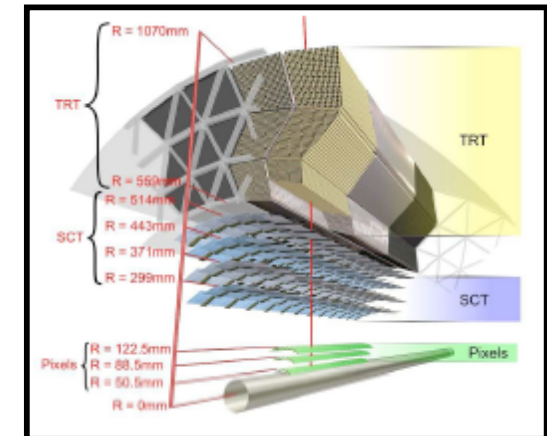


- Tracking ($|\eta| < 2.5$)
- Solénoïde : $B = 2 \text{ T}$

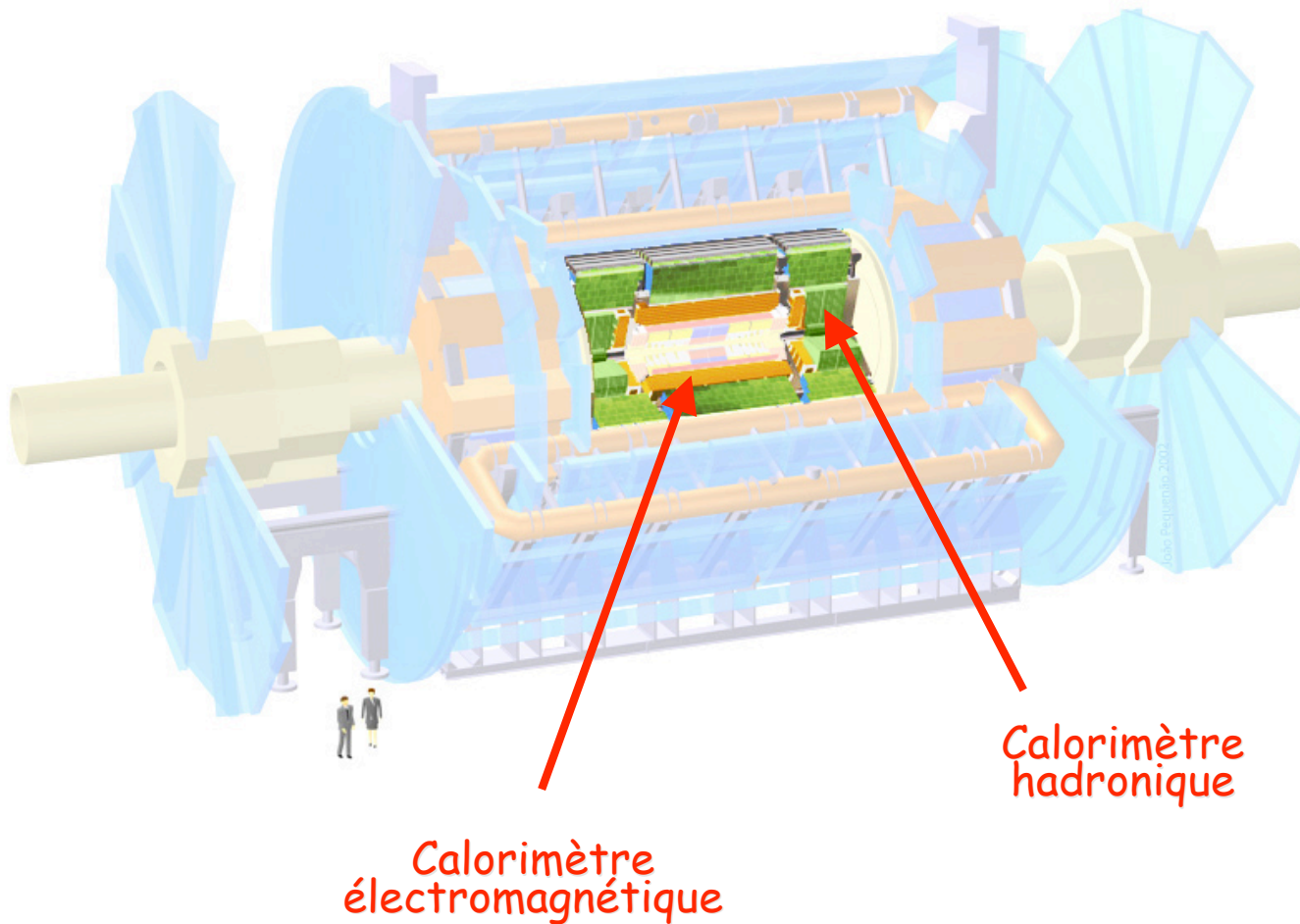




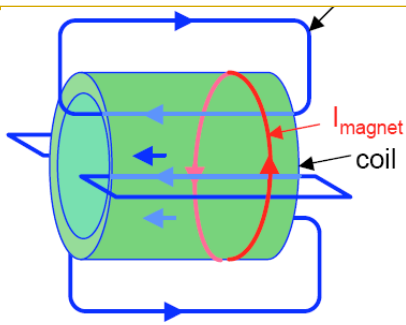
- Pixels $7 \cdot 10^7$ canaux
- Silicon Tracker (SCT) $6 \cdot 10^6$ canaux
- Transition Radiation Tracker (TRT) $4 \cdot 10^5$ canaux



- Grande couverture ($|\eta| < 4.9$)
 - ✓ EM: Pb-LAr \oplus Cu-LAr
 - ✓ Hadronique: Fibres scintillantes + Cu/W-LAr

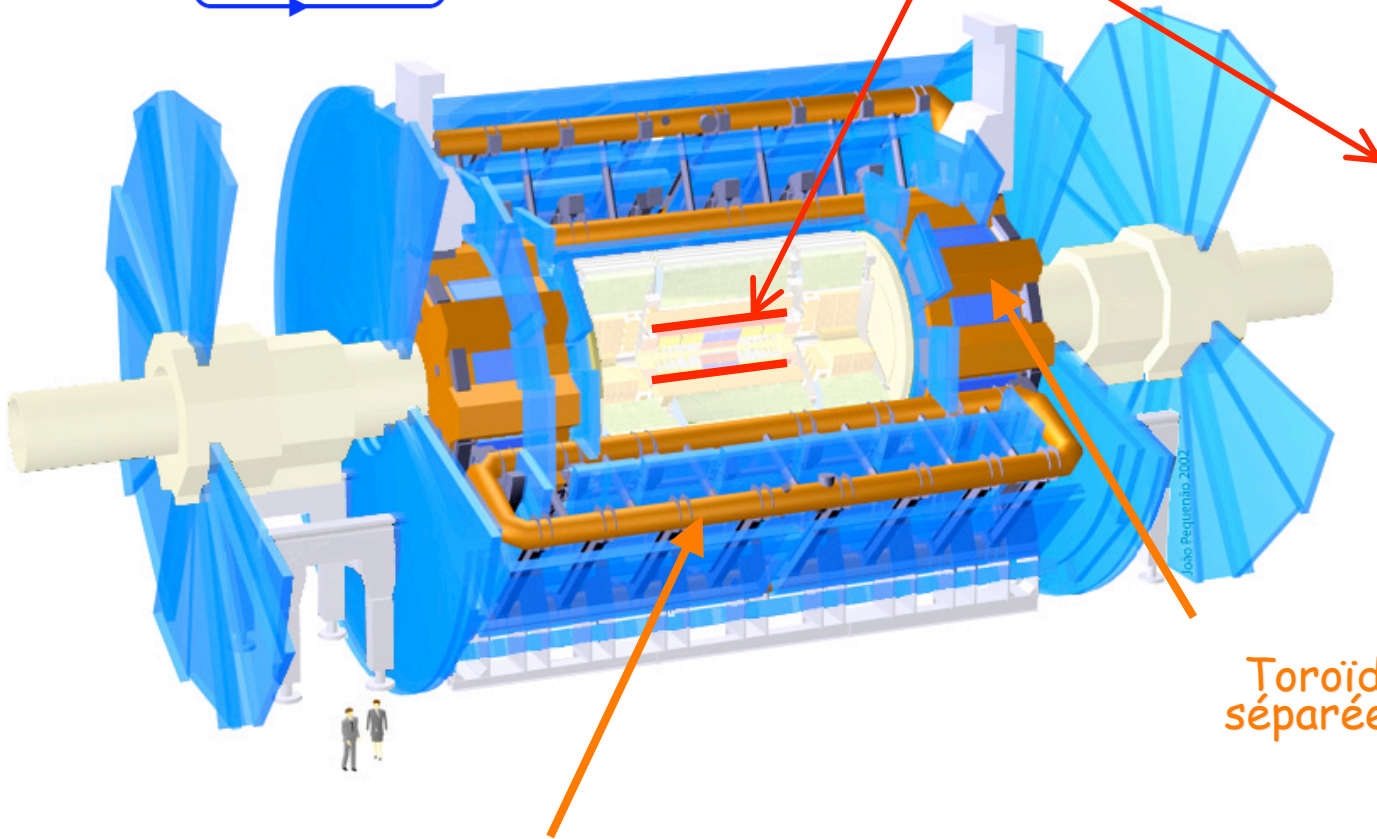


Plusieurs calorimètres à échantillonnage sont disposés autour de l'axe du faisceau



Solénoïde

- 2T avec 38 MJ d'énergie stockée
- Intégré dans l'enveloppe du calorimètre EM



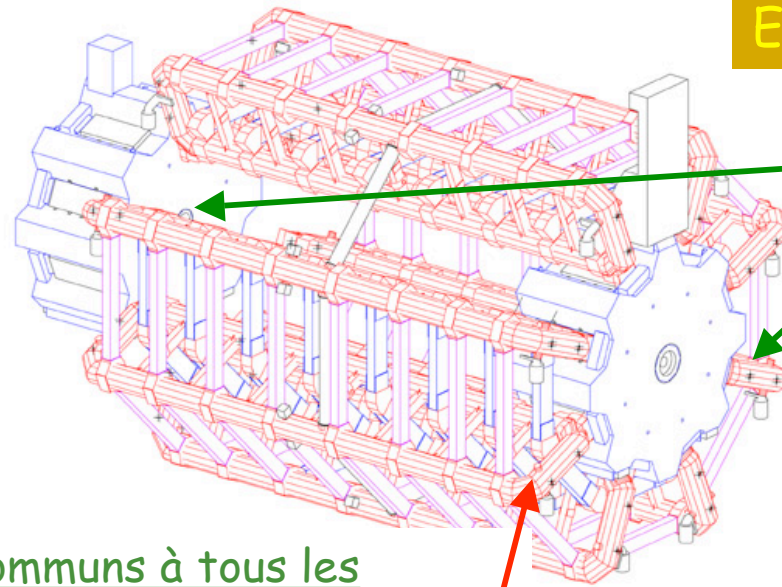
Toroïde End-Cap (2 x 8 bobines séparées dans un même cryostat)

Toroïde Barrel (8 bobines séparées)

Contraintes sur la résolution du p_T des muons

- $\sigma(p_T)/p_T < 3\%$ pour $10 < p_T < 250 \text{ GeV}/c$ et pour $|\eta| < 2.7$
- $\sigma(p_T)/p_T = 10\%$ pour $p_T \approx 1 \text{ TeV}/c$

Exemple d'ATLAS : système magnétique



Paramètres du toroïde End-Cap

Longueur : 5.0 m

Diamètre externe : 10.7 m

2 x 8 bobines

Energie stockée : 2 x 0.25 GJ

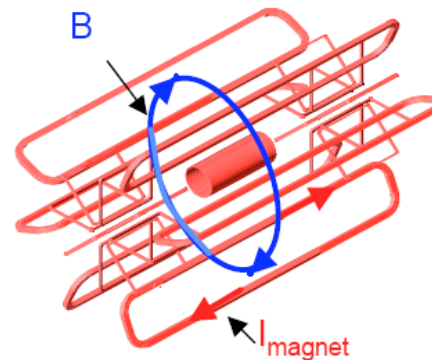
Paramètres communs à tous les toroïdes

Supraconducteur à 4 T

Champ vu par les particules : 0.6-1.5 T

Courant nominal : 20.5 kA

Point de fonctionnement : 4.7 K



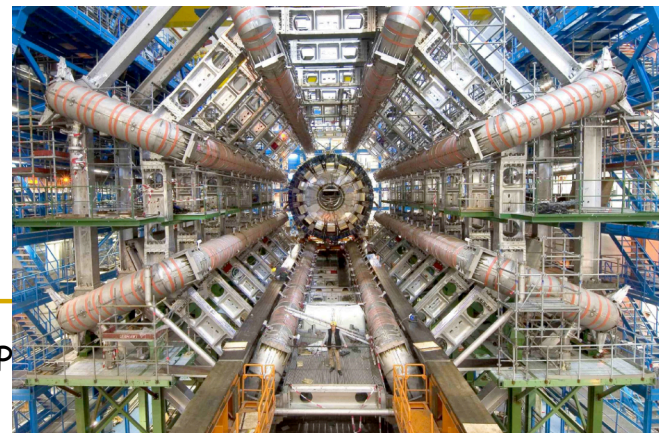
Paramètres du toroïde Barrel

Longueur : 25.3 m

Diamètre externe : 20.1 m

8 bobines

Energie stockée : 1.08 GJ

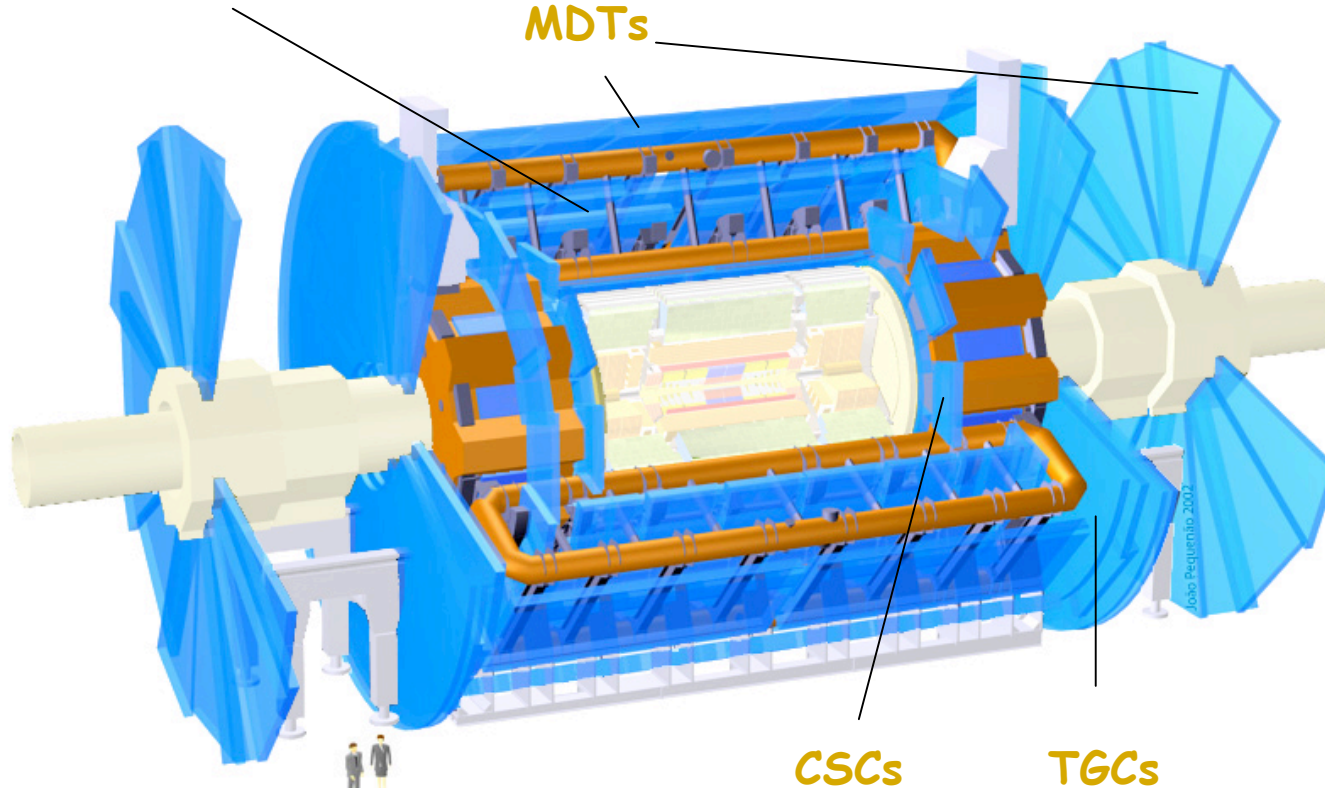


Chambres de déclenchement

- Resistive Plate Chambers (RPC) dans le Barrel
 - ✓ $|\eta| < 1.05$, 556 chambres, 374000 canaux
- Thin Gap Chambers (TGC) dans les End-Caps
 - ✓ $1.05 < |\eta| < 2.4$, 3588 chambres, 318000 canaux

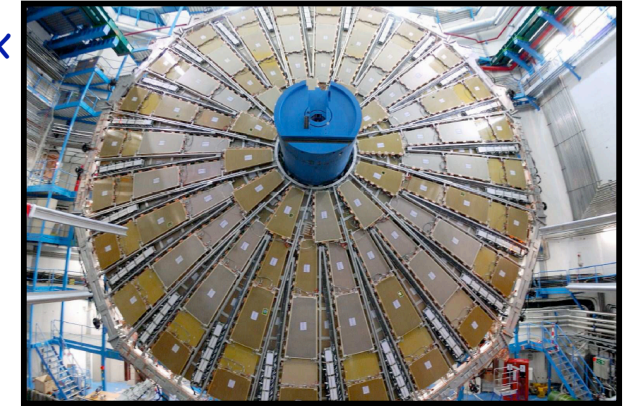
RPCs

MDTs



CSCs

TGCs



Grande roue TGC

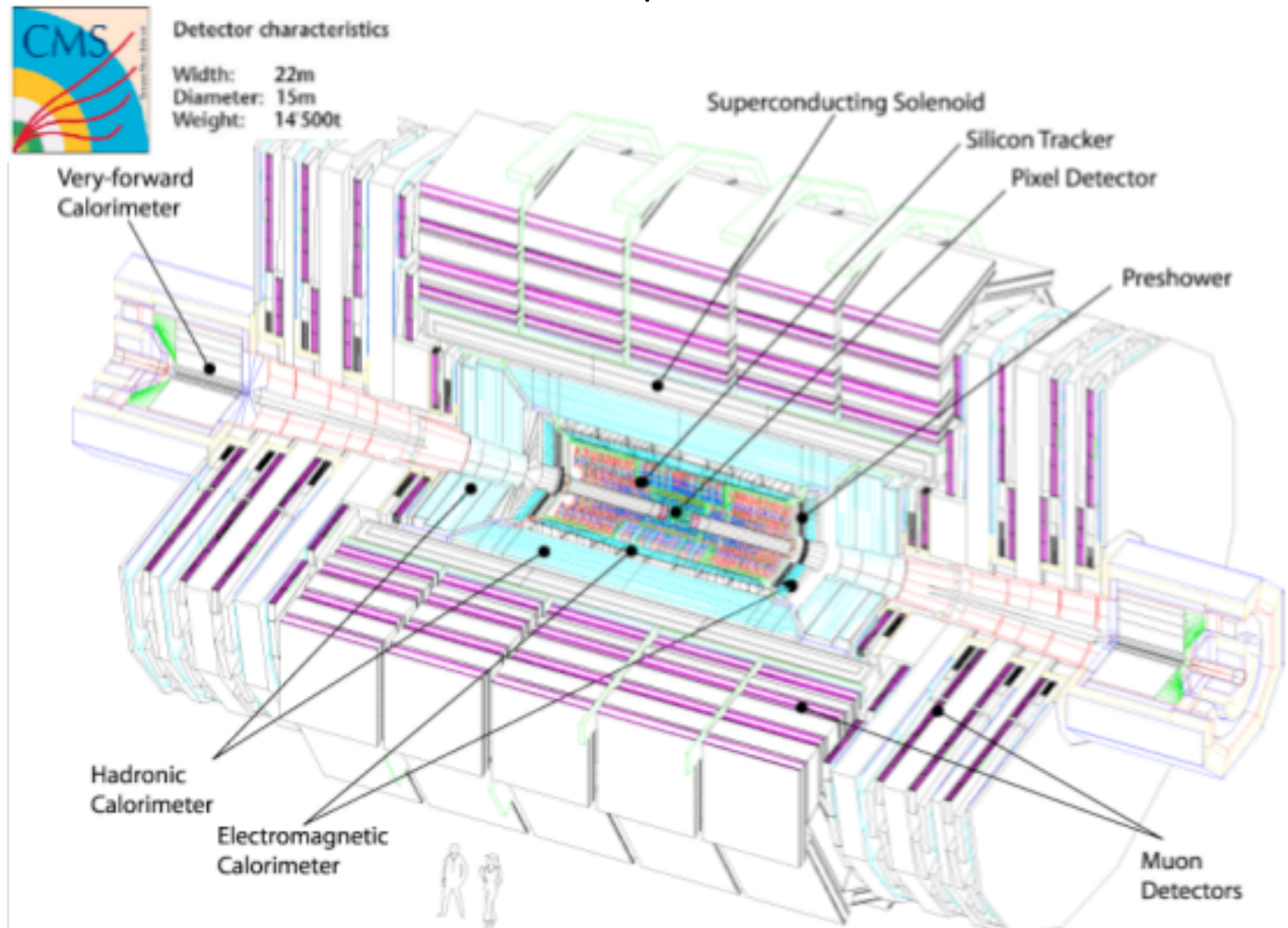
Chambres de précision

- Monitored Drift Tubes (MDT) dans le Barrel et les End-Caps
 - ✓ $|\eta| < 2.0$, 1172 chambres, 354000 channels
- Cathode Strip Chambers (CSC) à grande rapidité pour les End-Caps
 - ✓ $2.0 < |\eta| < 2.7$, 32 chambres, 31000 canaux

CMS

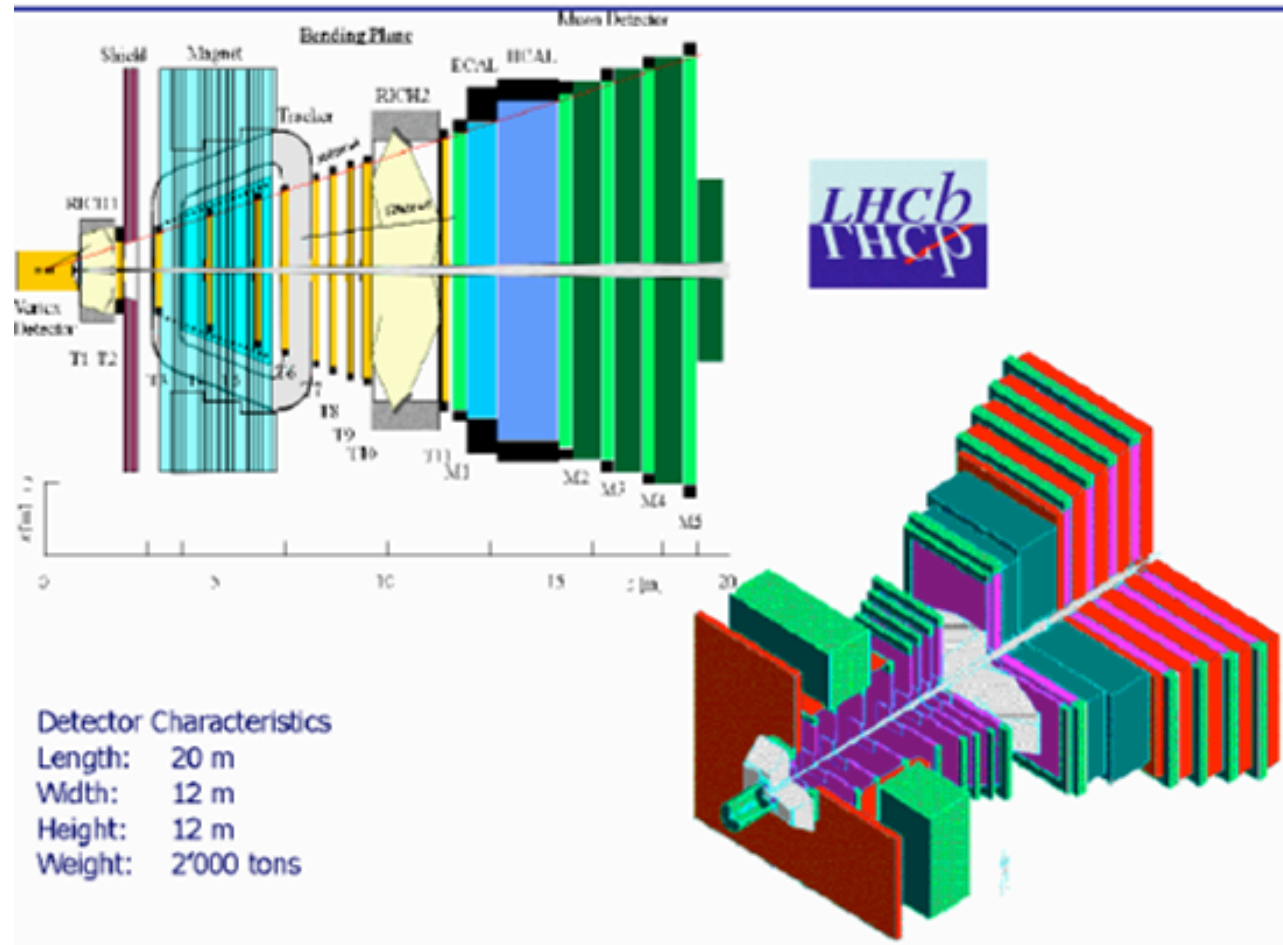
« Compact » car $L \times l = 22 \text{ m} \times 15 \text{ m}$

CMS = Compact
Muon Solenoid



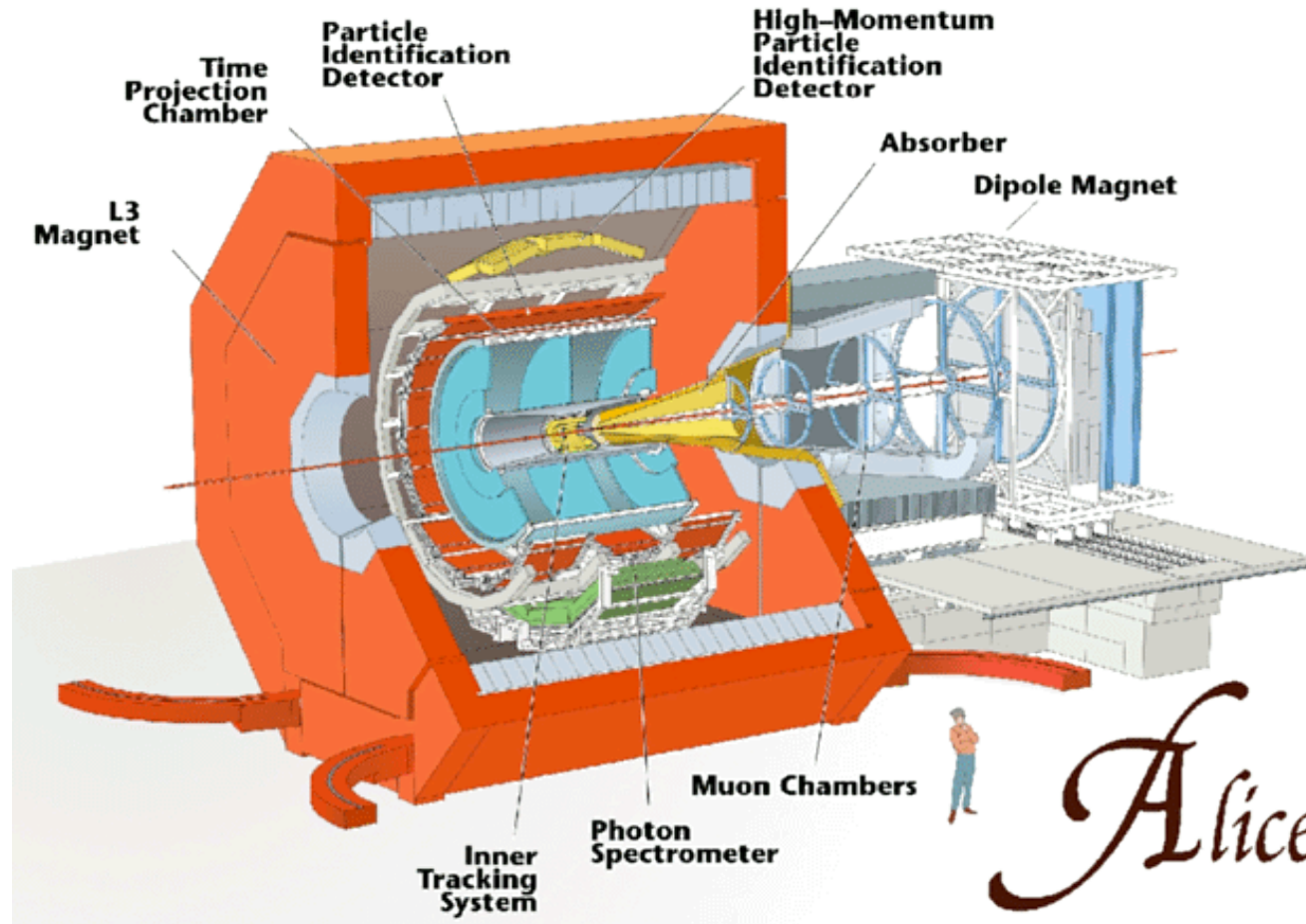
LHCb

$L \times l \times h = 20 \text{ m} \times 12 \text{ m} \times 12 - 2000 \text{ t}$



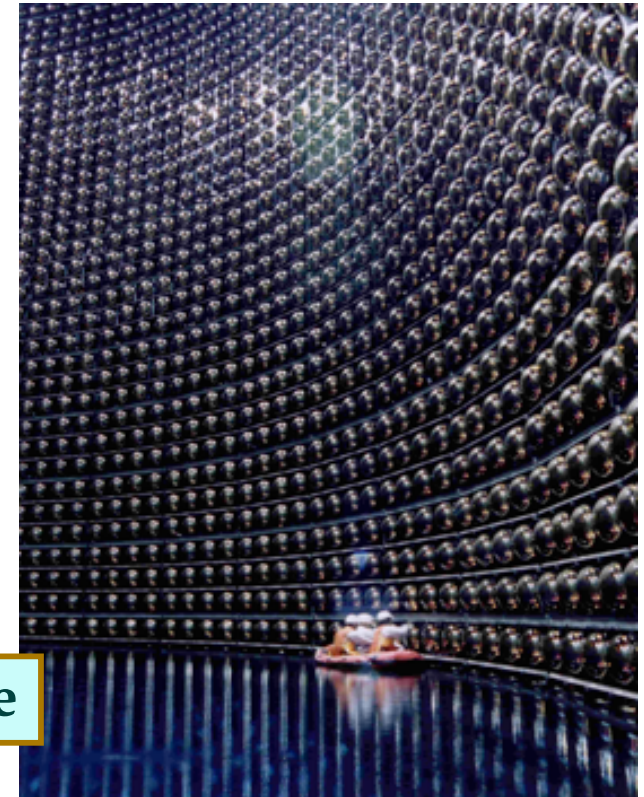
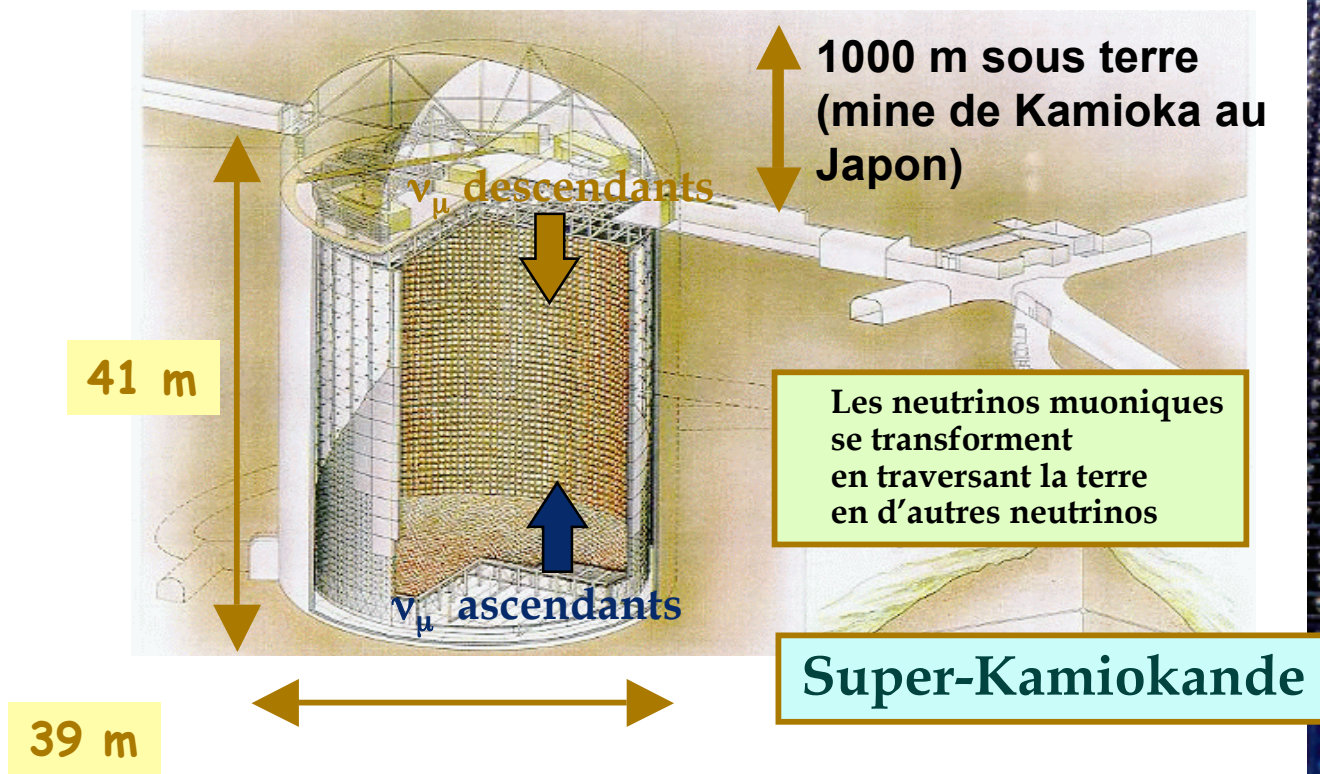
ALICE

$L \times l = 25 \text{ m} \times 15 \text{ m} - 10000 \text{ t}$



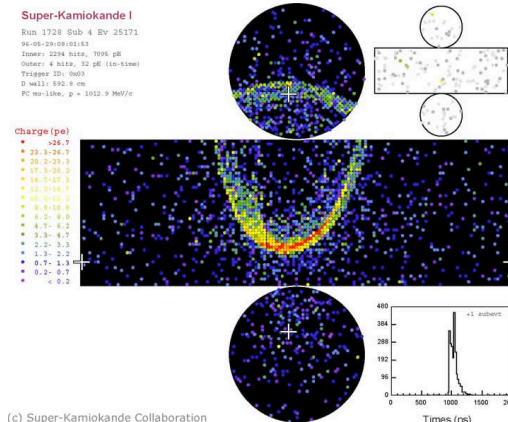
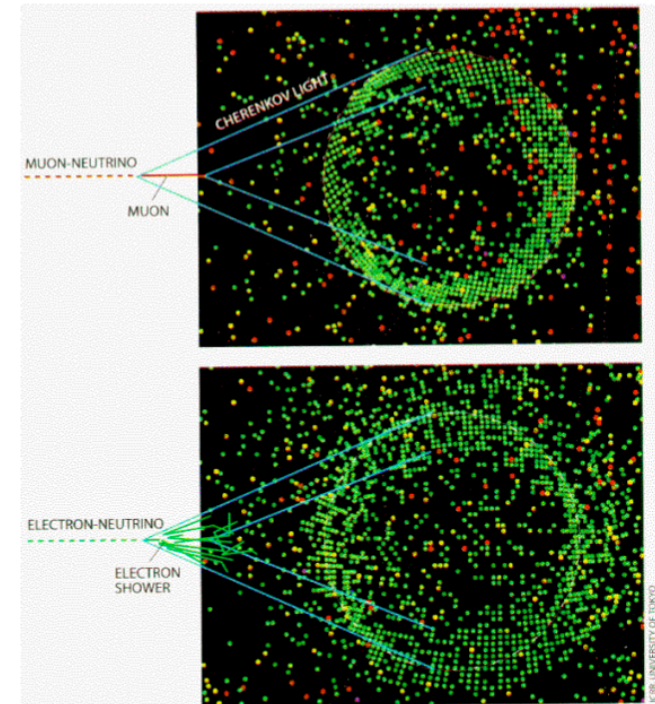
SuperKamiokande

- Détecteur de neutrinos
 - Neutrinos solaires
 - Neutrinos d'un faisceau issu d'un accélérateur



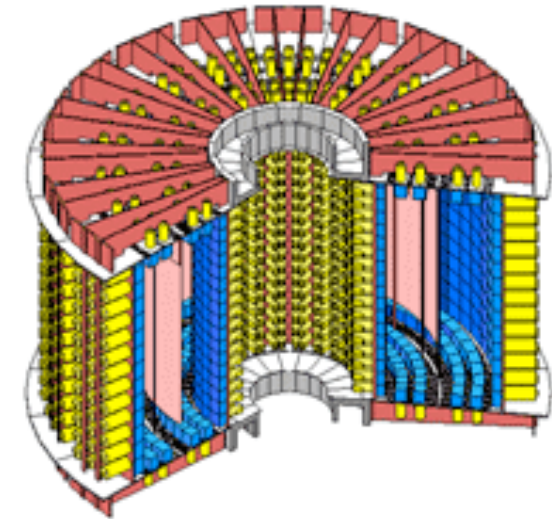
M. Nessi

- Le neutrino va interagir avec le noyau d'oxygène (50000 t d'eau)
- Le lepton (e^- ou μ) dépend du type de neutrino incident
 - On mesure ces propriétés par son émission Cherenkov
 - 11000 photomultiplicateurs



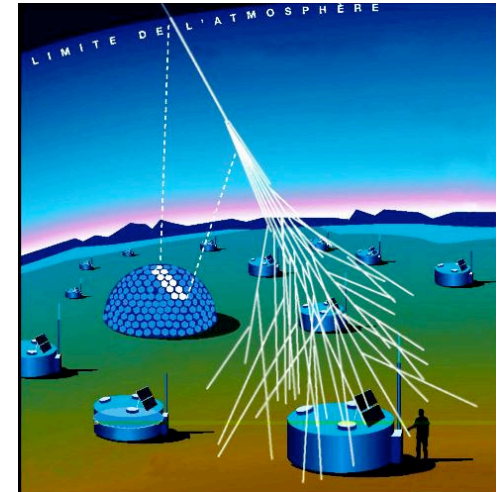
NEMO

- Neutrino Experiment with Molybdène
- Recherche une nouvelle forme de radioactivité : l'émission spontanée de 2 e^- par un noyau (double- β)
- Feuilles minces de Mo entourées de 6000 scintillateurs et 2000 compteurs Geiger pour mesurer les propriétés des e^-



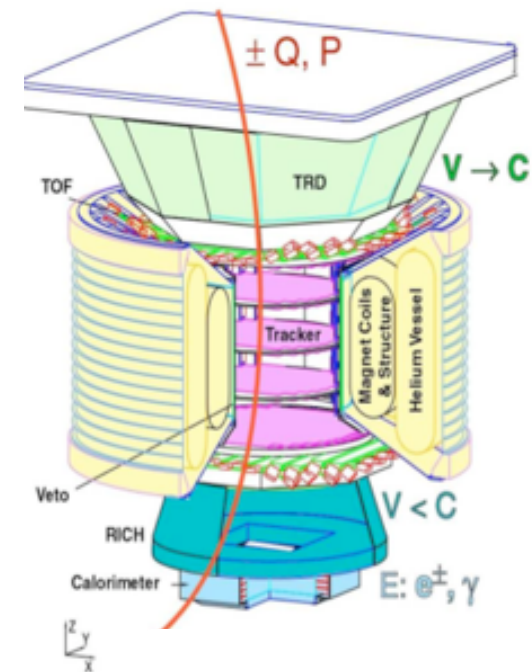
Observatoire Pierre Auger

- Détection et étude des rayons cosmiques dont les énergies sont voisines de 10^{19} eV (coupure GZK)
- Il n'existe aucune explication à leur existence
- L'impact au sol de ces gerbes atmosphériques est réparti sur ≈ 10 km²
- Trois **détecteurs Cherenkov** autour de chacune des 1600 cuves à eau réparties sur 3500 km²
- 4 télescopes pour mesurer la **fluorescence** des molécules de l'air (la nuit uniquement)



AMS

- Alpha Magnetic Spectrometer
- Mesure du flux de cosmiques chargés en dehors de l'atmosphère
- Combine des détecteurs de toute sorte dans l'ISS
- Prototype lancé (et récupéré) en 1998
- Lancement définitif au printemps 2011



0.3 TeV	e ⁻	P	He	C	Fe	γ	γ
TRD	⋮					⋮	
TOF	'	'	τ	τ	τ	τ	
Tracker	∩	∩	∩	∩	∩	∩	
RICH	○	○	○	○	○	○	○
ECAL	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

Conclusions

- La plupart du temps, on mesure dE/dx
 - Simplicité de certains détecteurs
 - Complexité et ingéniosité d'autres
- Dans tous les cas, ils sont optimisés globalement (mécanique + électronique + système d'acquisition)
- Leur taille augmente généralement avec l'énergie
 - Le prix également ..
- Désolé si j'ai été partial. Il a fallu faire des choix..