
Conception de détecteurs pour la physique des hautes énergies



Ecole IN2P3

« De la physique au détecteur »

Bénodet, 20-25 novembre 2017

Patrick Puzo

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire

Université Paris-Sud

puzo@lal.in2p3.fr

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

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

- Domaine multidisciplinaire : 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 une (des) particule(s) :

1. Identifier les particules (pour éventuellement les compter)

- Masse m
- Charge q

2. Mesurer certaines de leurs propriétés

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

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

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

Relativité
restreinte !

Plan

- I. Interaction particule-matière
- II. Détection des particules
- III. Mesures de quelques propriétés des particules
- IV. Exemples de détecteurs intégrés

Sources et références

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

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

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

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

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

- Accélérateurs/collisionneurs

- Passé

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

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



- Présent

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

- Futur lointain

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

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

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

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

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

Vocabulaire

- La relativité nous dit que $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$
 - On mesure les quantités de mouvement en MeV/c ou GeV/c
 - On mesure les masses en MeV/c² ou GeV/c²
 - On oublie parfois les termes en « /c » ou « /c² », c'est-à-dire qu'on dit parfois que « le proton a une masse de 938,27 MeV »
 - La masse du proton vaut en fait :

$$m_p = \frac{(0,938 \times 10^6) \times (1,6 \times 10^{-19})}{(3 \times 10^8)^2} = 1,67 \times 10^{-30} \text{ kg}$$

- En physique des hautes énergies, on a souvent $pc \gg mc^2$. On confond alors pc et E . Ainsi, quand on parle « d'électrons de 50 GeV » ou de « protons de 3,5 TeV », on ne précise pas s'il s'agit de leur énergie ou de leur quantité de mouvement

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

III. Particules neutres

Quelques nombres typiques

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

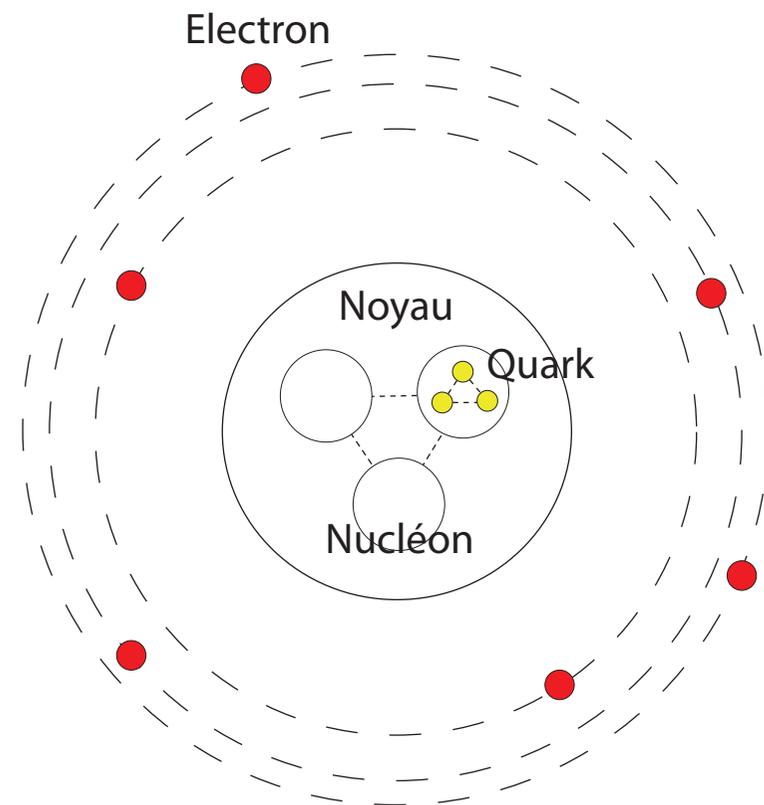
- Durées de vie & parcours :

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

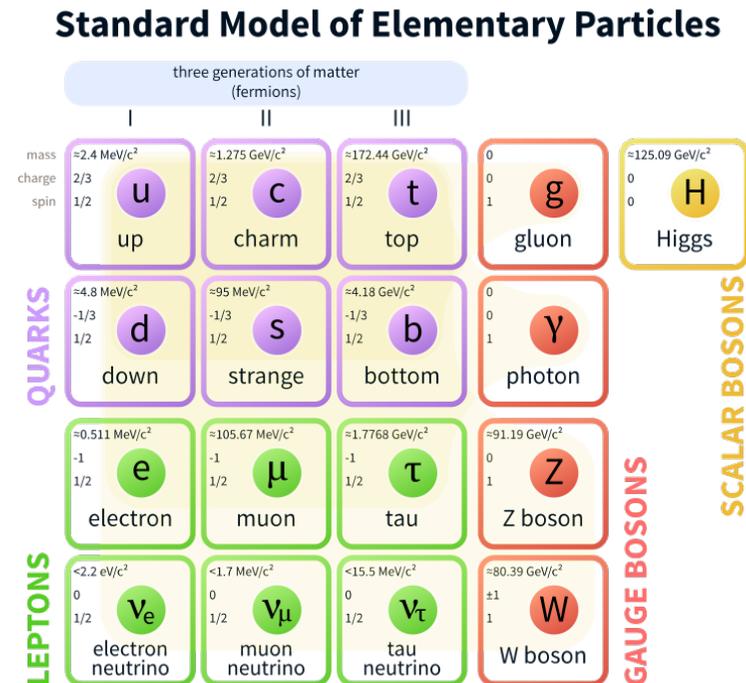
- Pour un détecteur, les muons seront stables, les mésons B seront indétectables avant leur désintégration
- Les particules stables sont **détectées**, les particules instables sont **reconstruites**

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

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



- On classe les particules selon les interactions auxquelles elles sont sensibles :
 - Leptons (élémentaires)
 - Chargés (e^\pm, μ^\pm, τ^\pm) : EM et faible
 - Neutres (ν_e, ν_μ, ν_τ) : faible
 - Hadrons (constitués de quarks)
 - Chargés : EM, forte et faible
 - Neutres : forte et faible



- La matière est constituée de fermions (leptons et hadrons), tandis que le rayonnement est constitué de bosons (gluons, Z^0 , W^\pm, γ , Higgs)

Principales particules observables

- Résumé :

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

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

1^{re} partie : Interaction particule-matière

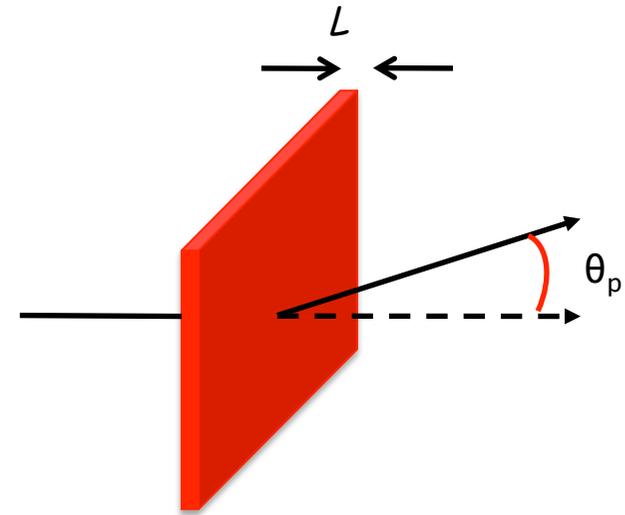
I. Généralités

II. Particules chargées

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

III. Particules neutres

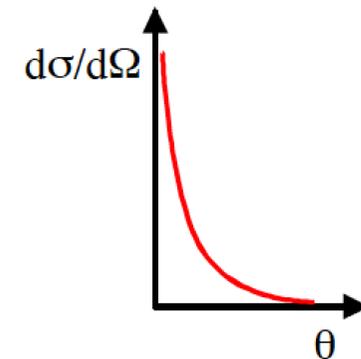
- Une particule chargée traversant un milieu matériel sera défléchiée par de nombreuses collisions sur les noyaux atomiques (**diffusion multiple**)



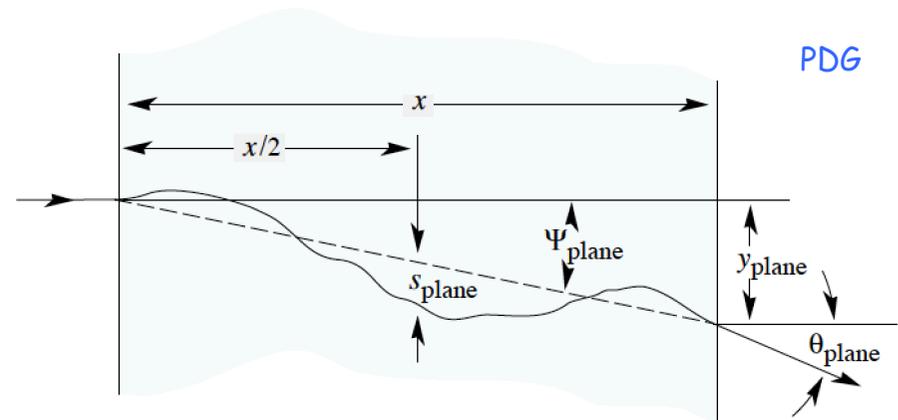
- La section efficace de diffusion Rutherford vaut :

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

- Rq : divergence à faible valeur de θ
- S'il y a de nombreuses collisions, l'angle moyen de diffusion est nul



Diffusion multiple d'une particule chargée dans la matière

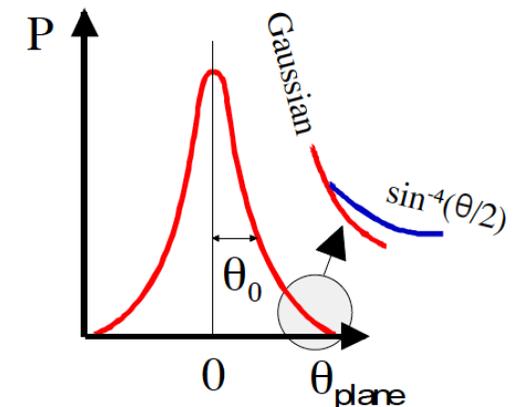


- La largeur θ_0 de la distribution est donnée par :

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

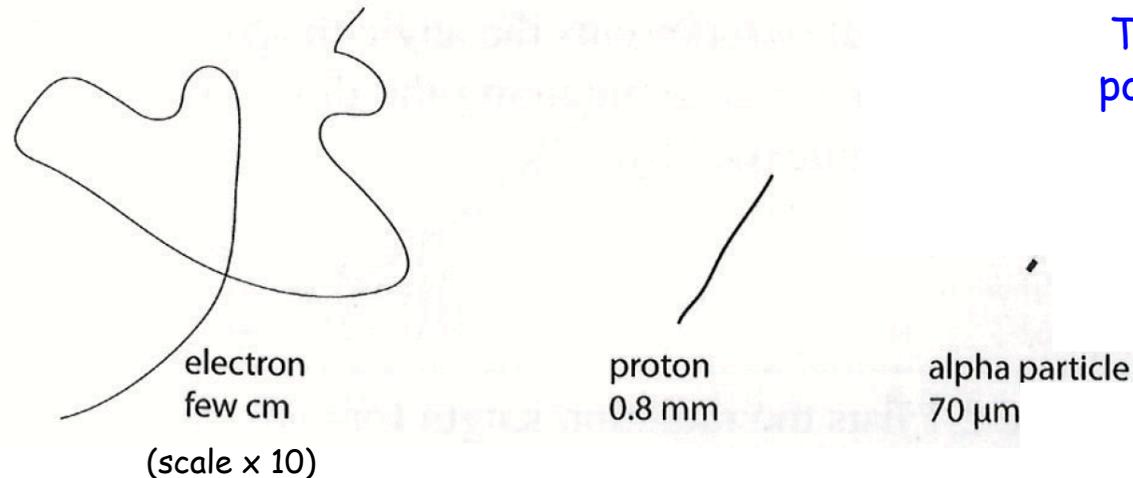
où X_0 est une quantité (longueur de radiation) caractéristique du matériau (voir plus tard)

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



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

S. Tavernier



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

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

1^{re} partie : Interaction particule-matière

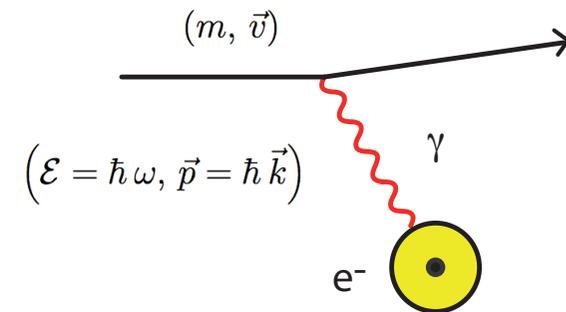
I. Généralités

II. Particules chargées

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

III. Particules neutres

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



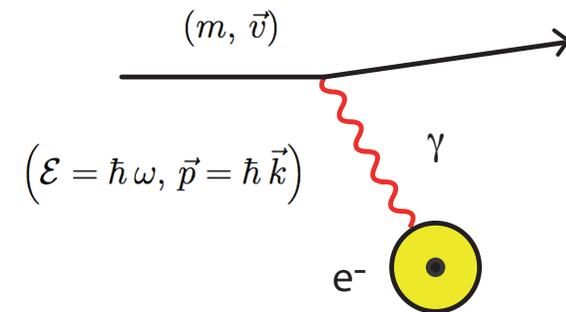
- A basse énergie, une particule lourde perd de l'énergie dans la matière lors de collisions avec les électrons atomiques de la cible par **échange d'un photon** :

Energie du photon



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

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



- La section efficace est très faible ($\sigma \approx 10^{-16}-10^{-17} \text{ cm}^2$) 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 cuivre

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

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

- La Mécanique Quantique relativiste permet d'obtenir la **formule de Bethe - Bloch** qui décrit l'énergie moyenne perdue par les particules par ionisation :

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

- Domaine de validité :

- Dès que la particule incidente a une vitesse > vitesse des électrons atomiques $\beta_{min} = \frac{v}{c} \approx 0.01$
- Tant qu'un autre phénomène (le **rayonnement de freinage** - voir plus loin) ne domine pas :
 - Typiquement, il faut pour des muons une énergie $E < 1$ TeV (la limite est encore plus élevée pour les particules plus lourdes)

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

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

Nombre
d'Avogadro

Rayon classique
et masse de l'e-

Charge et masse
atomique de la cible

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

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

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

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

- On pose :

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

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

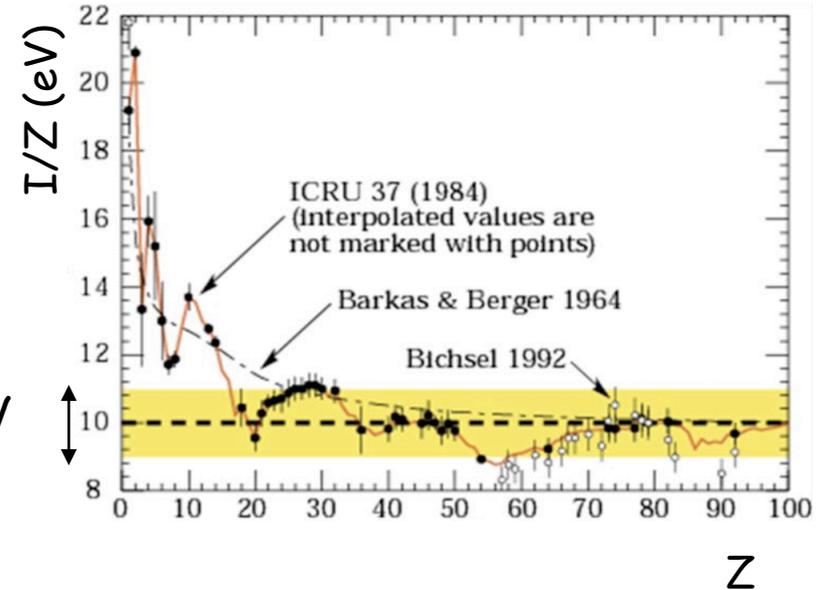
Constantes

PDG

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

Une bonne paramétrisation

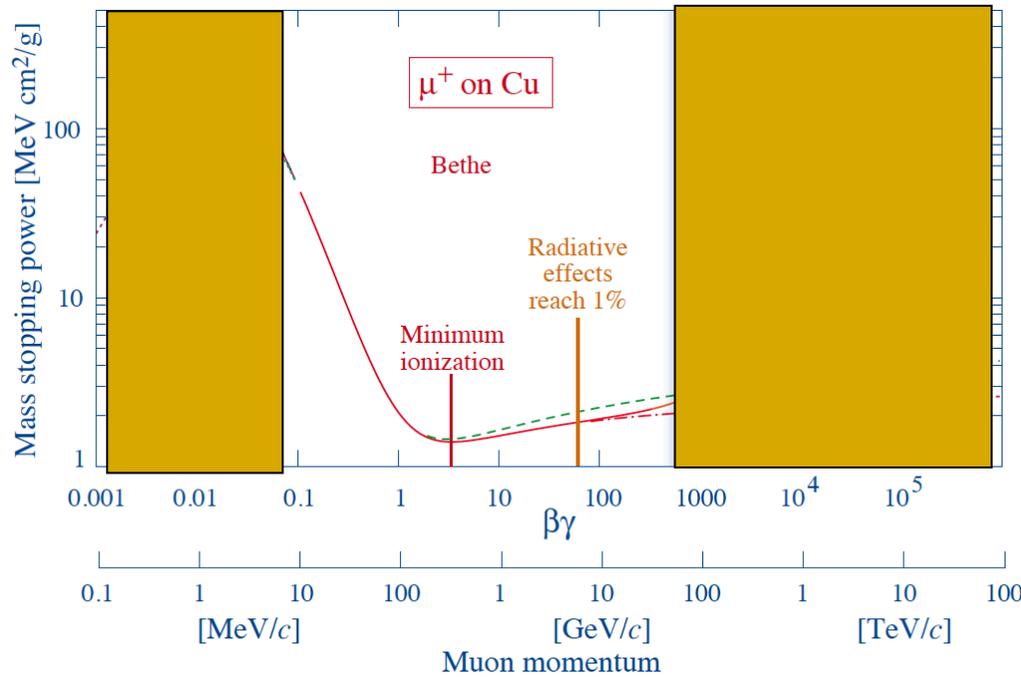
10 ± 1 eV



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

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

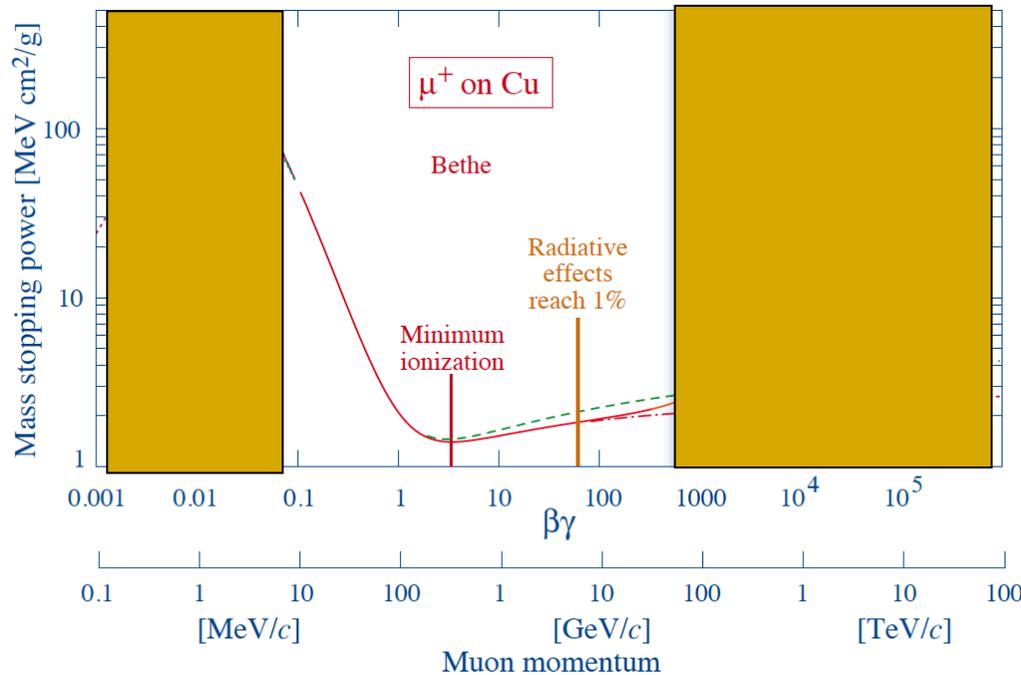
- C/Z est une correction de couche : à basse énergie, les particules incidentes ont moins de chance d'interagir avec les e- des couches profondes
- δ traduit un **effet de densité** : à très haute énergie, la polarisation du milieu écrante le champ E_T pour les atomes les plus lointains



PDG

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

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



PDG

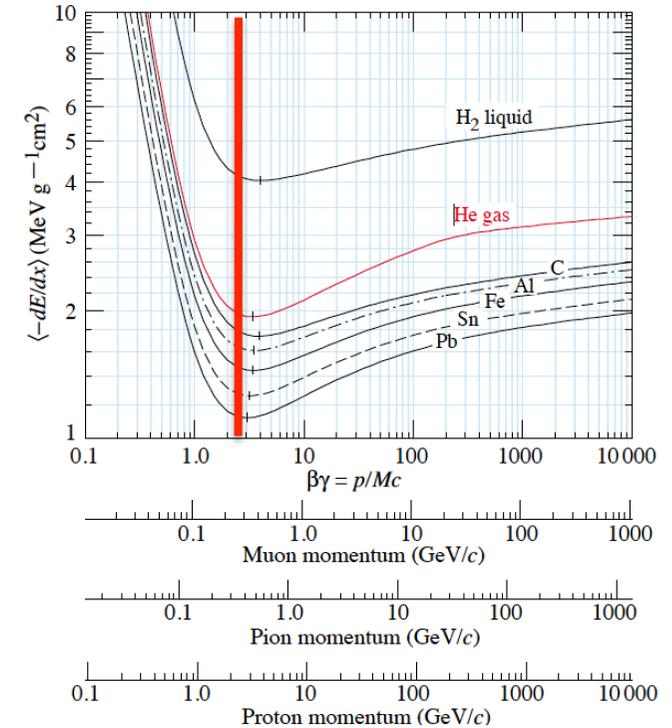
Energie perdue par des muons dans du cuivre en fonction de $\beta\gamma$

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

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

MIP

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



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

Parcours

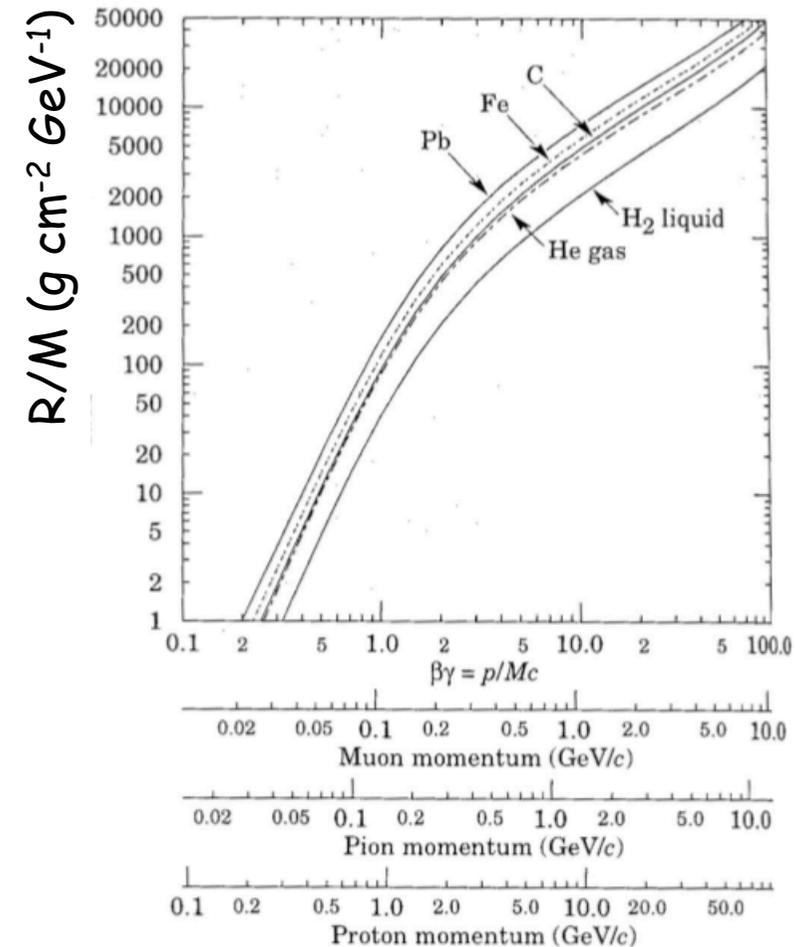
PDG

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

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

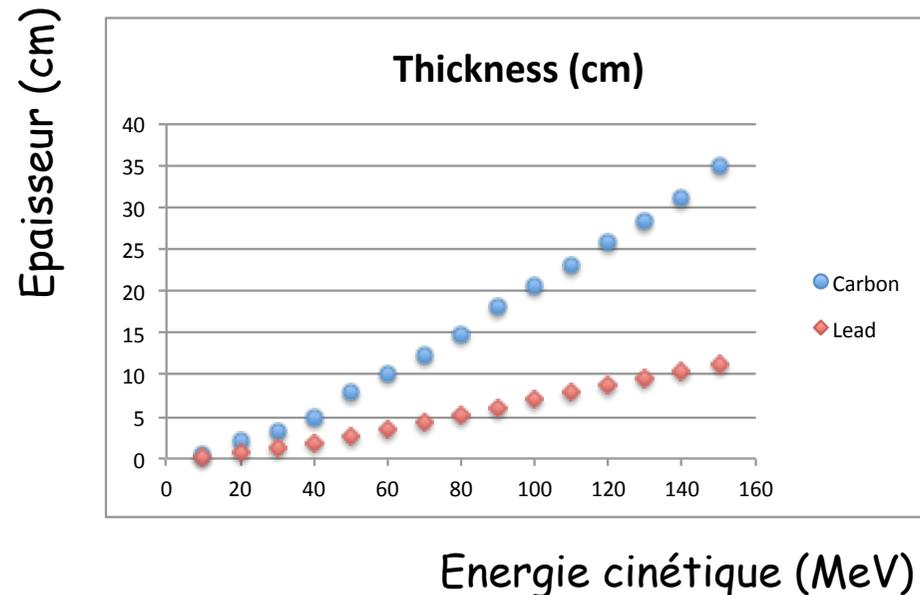
- On pourrait montrer que R/M est une fonction universelle de $\beta\gamma$

Parcours des particules lourdes de charge $\pm e$



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

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

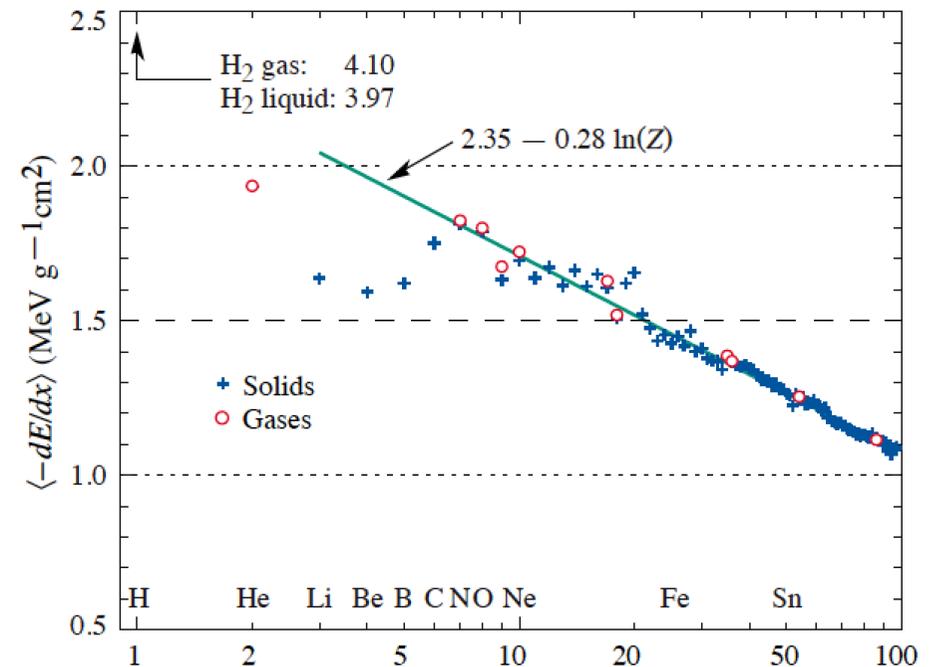


Le détail de ces calculs sera donné demain : en session nocturne, après le repas, ou sur la pause de l'après-midi

- **Pouvoir d'arrêt** ou (**Stopping power**) (dE/dx au minimum d'ionisation) dépend du Z de la cible
 - On n'attend pas de variation linéaire avec Z car dE/dx dépend également d'autres variables

- **MIP : 1-2 MeVg⁻¹cm² pour tous les matériaux, avec quelques exceptions (≈ 4 MeVg⁻¹cm² for H₂)**

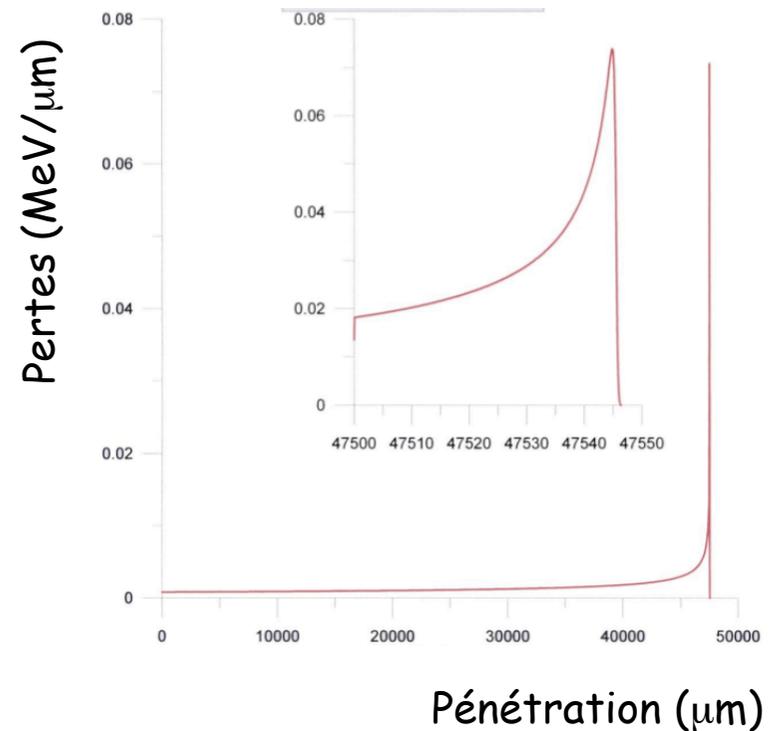
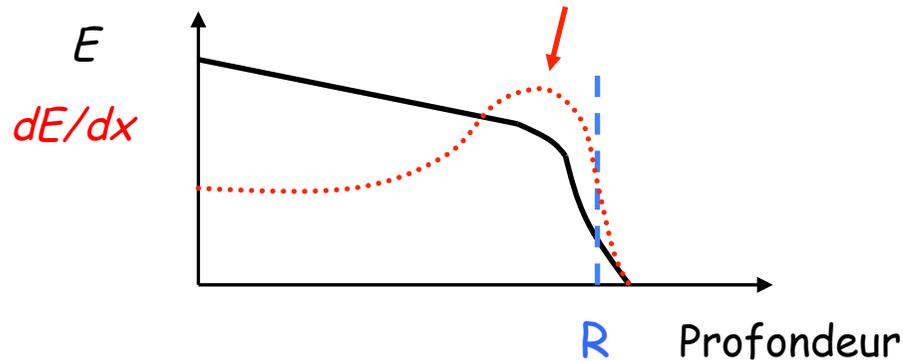
PDG



MIP en fonction de Z
(la ligne est un fit pour $Z > 6$)

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

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

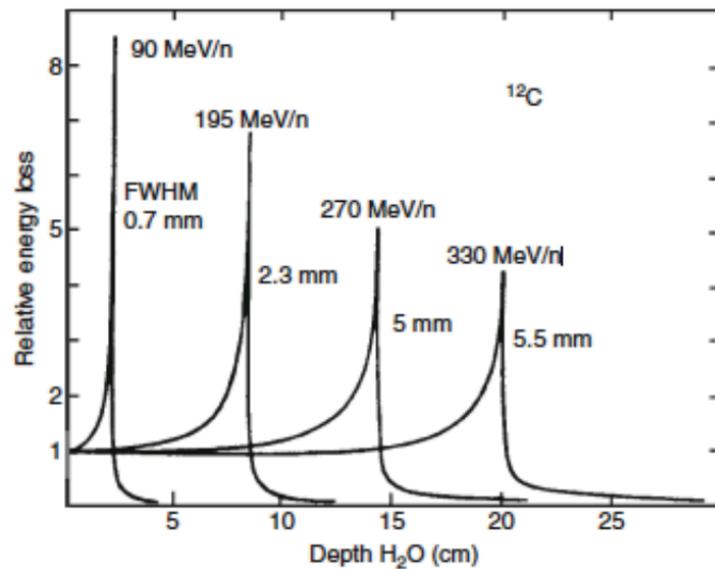


Courbe de Bragg de protons de 70 MeV dans de l'eau

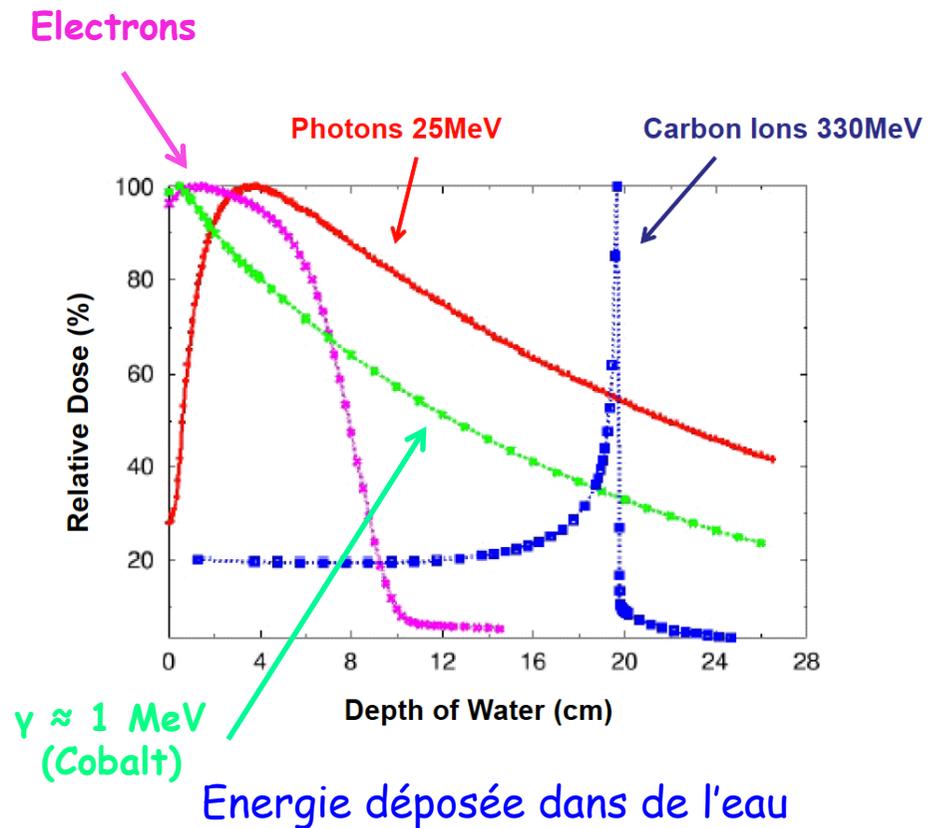
Exemple : Application en médecine nucléaire

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

D. Bortoletto

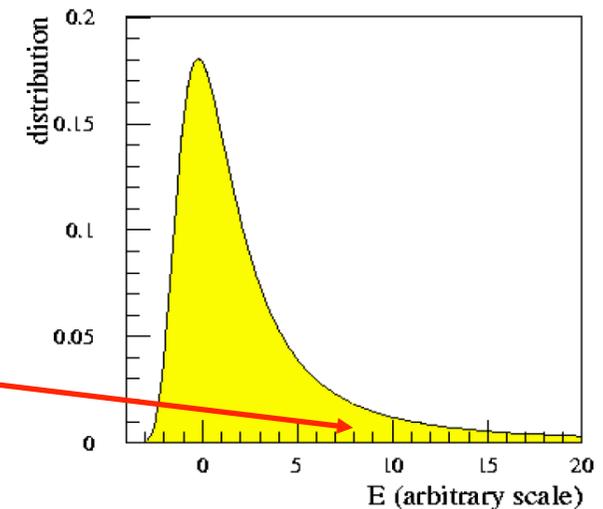


Pic de Bragg dans de l'eau pour des ions carbone



Forme des distributions de dE/dx

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



1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

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

III. Particules neutres

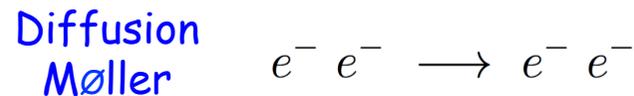
- La formule de Bethe-Bloch doit être modifiée car la particule incidente est « la même » que l'électron atomique. Après calculs, on obtient :

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

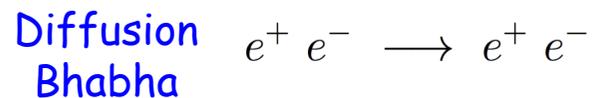
- où T est l'énergie cinétique de la particule incidente (en unité de $m_e c^2$) et $f(T)$ une fonction (différente pour l'électron et le positron)
- Remarque : il est « évident » d'après la Mécanique Quantique que les cas des électrons et des positrons incidents doivent être différents (problème des particules identiques)

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

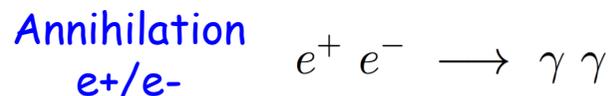
- La diffusion Møller (grands transferts d'énergie aux e^- atomiques par des e^-)



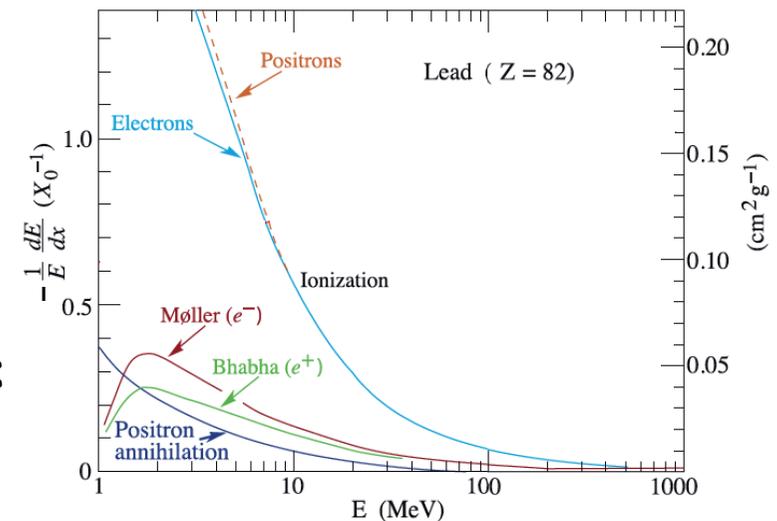
- La diffusion e^-/e^+ est donnée par :



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



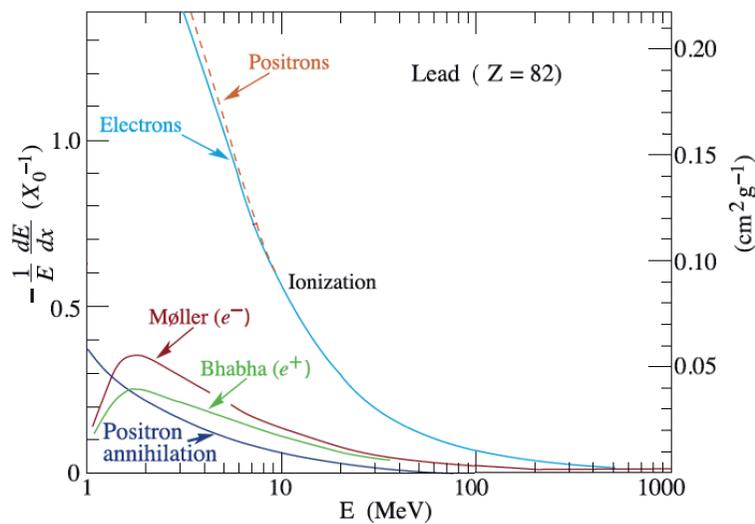
PDG



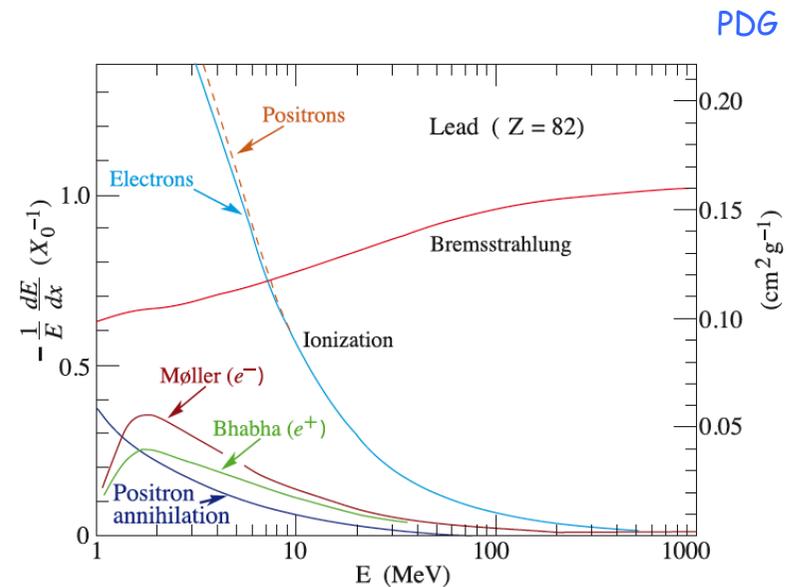
dE/dx pour des électrons et des positrons dans du plomb

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

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



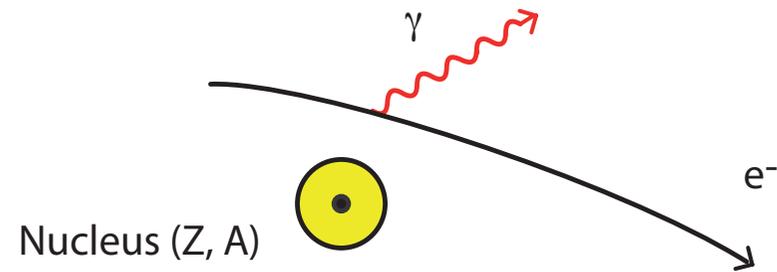
La version modifiée du transparent précédent



La véritable courbe du PDG

Un nouveau mécanisme

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



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

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

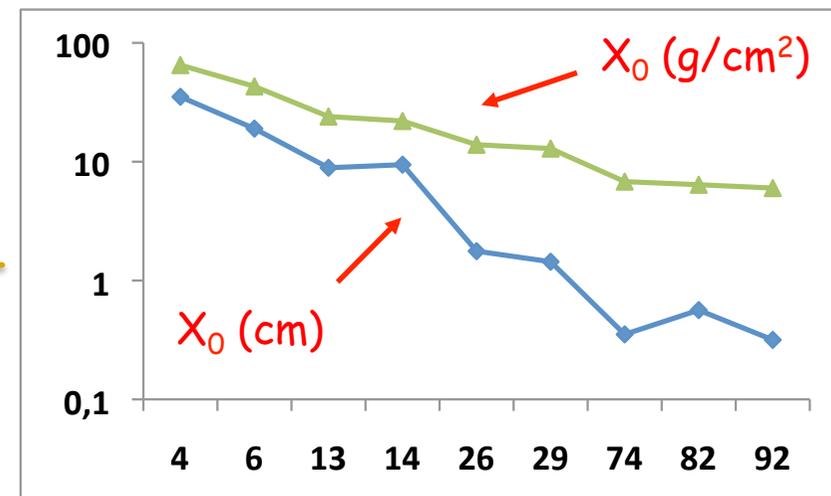
$$X_{0[\text{g}/\text{cm}^2]} = \rho_{[\text{g}/\text{cm}^3]} X_{0[\text{cm}]}$$

Quelques valeurs de X_0

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

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

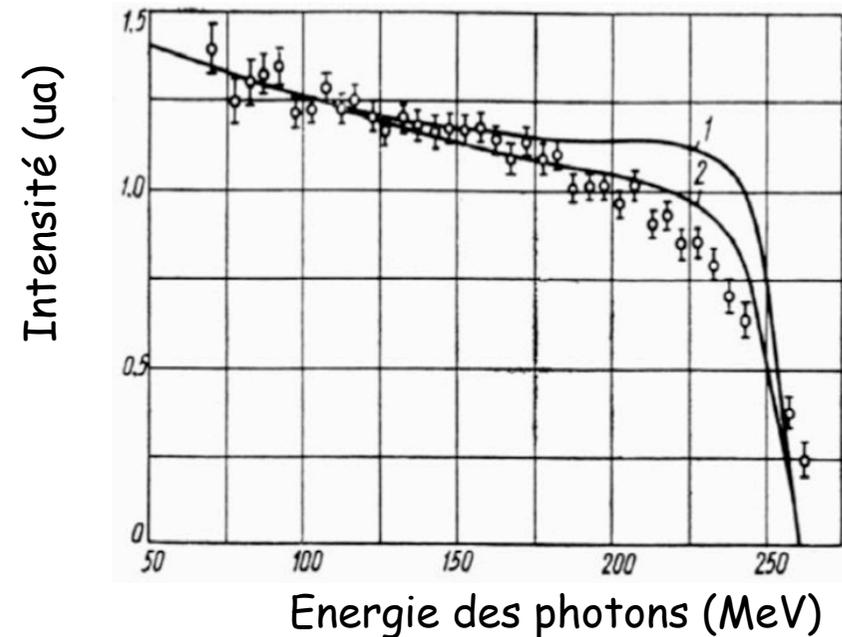
Gaz



X_0 versus Z pour
les solides

Un exemple

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



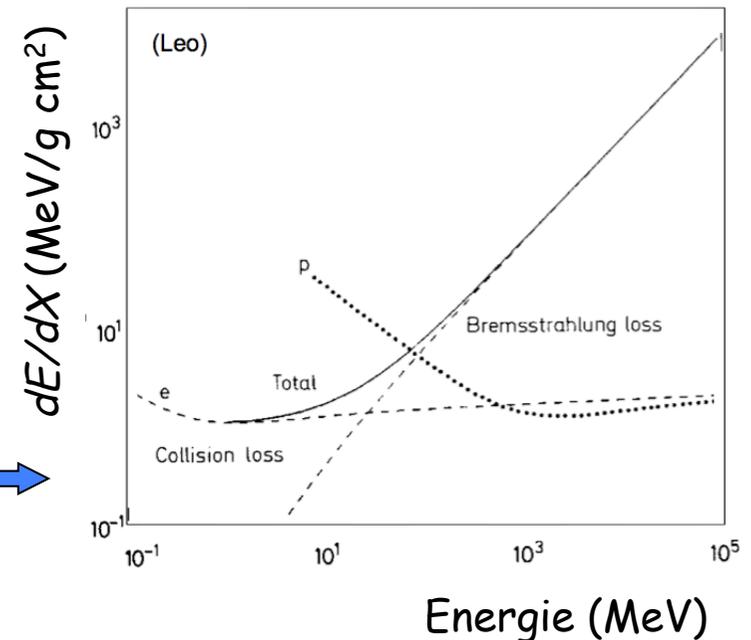
- Une part non négligeable de l'énergie (jusqu'à $\approx 100\%$) peut être emportée par les photons issus du rayonnement de freinage
 - \Rightarrow grande fluctuation de la longueur du parcours (effet quantique)

Pertes totales

- On a finalement :

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

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



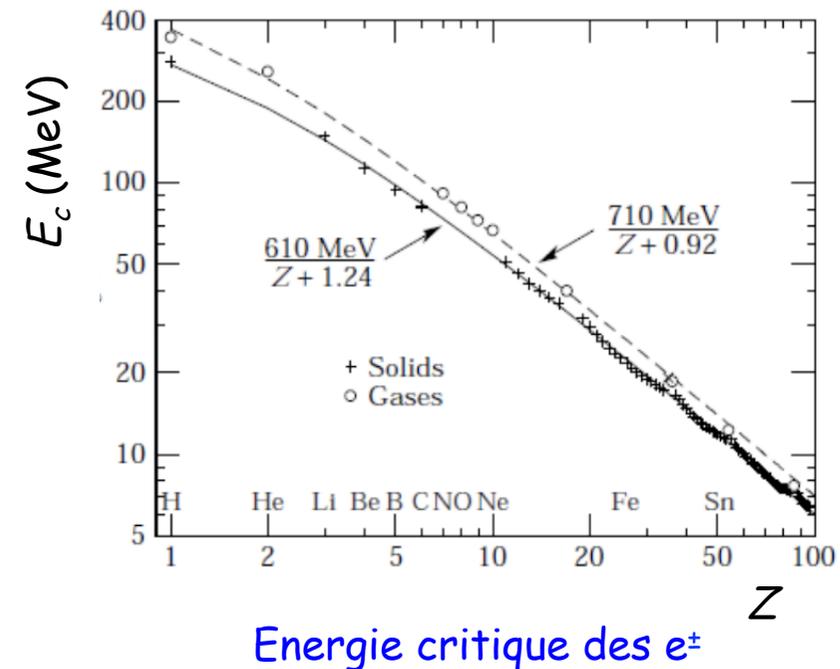
- On parle parfois de **collision** (au lieu d'ionisation) et de **rayonnement** (au lieu de bremsstrahlung)

Energie critique

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

PDG

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

Energie critique des e^\pm

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

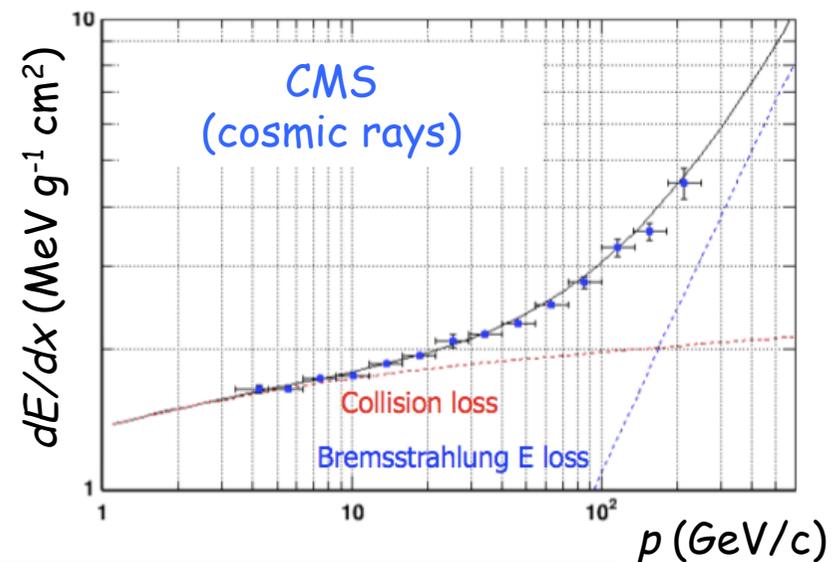
II. Particules chargées

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

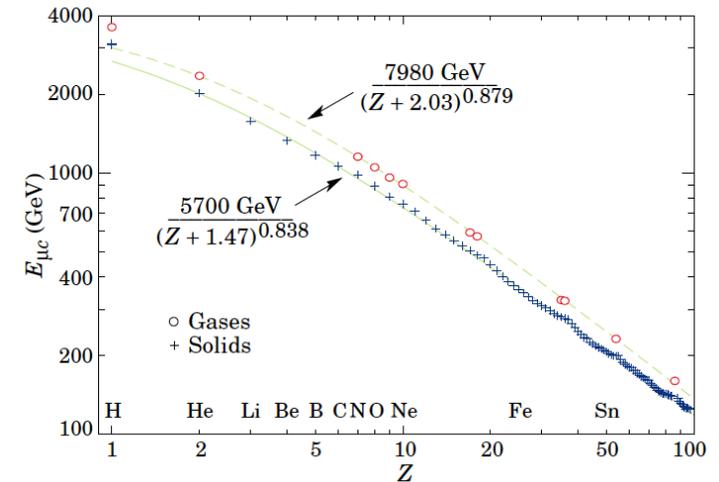
III. Particules neutres

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

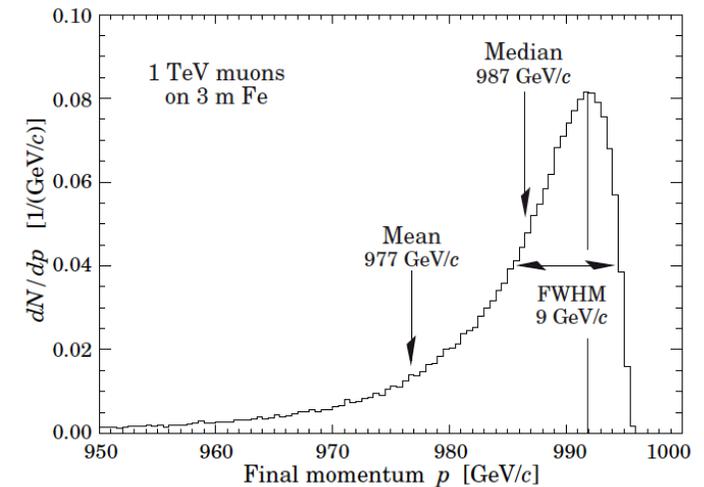
- Pour du fer ($Z = 26$) :
 - $E_c (e^-) : 22,4 \text{ MeV}$
 - $E_c (\mu) \approx 100\text{-}200 \text{ GeV}$



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



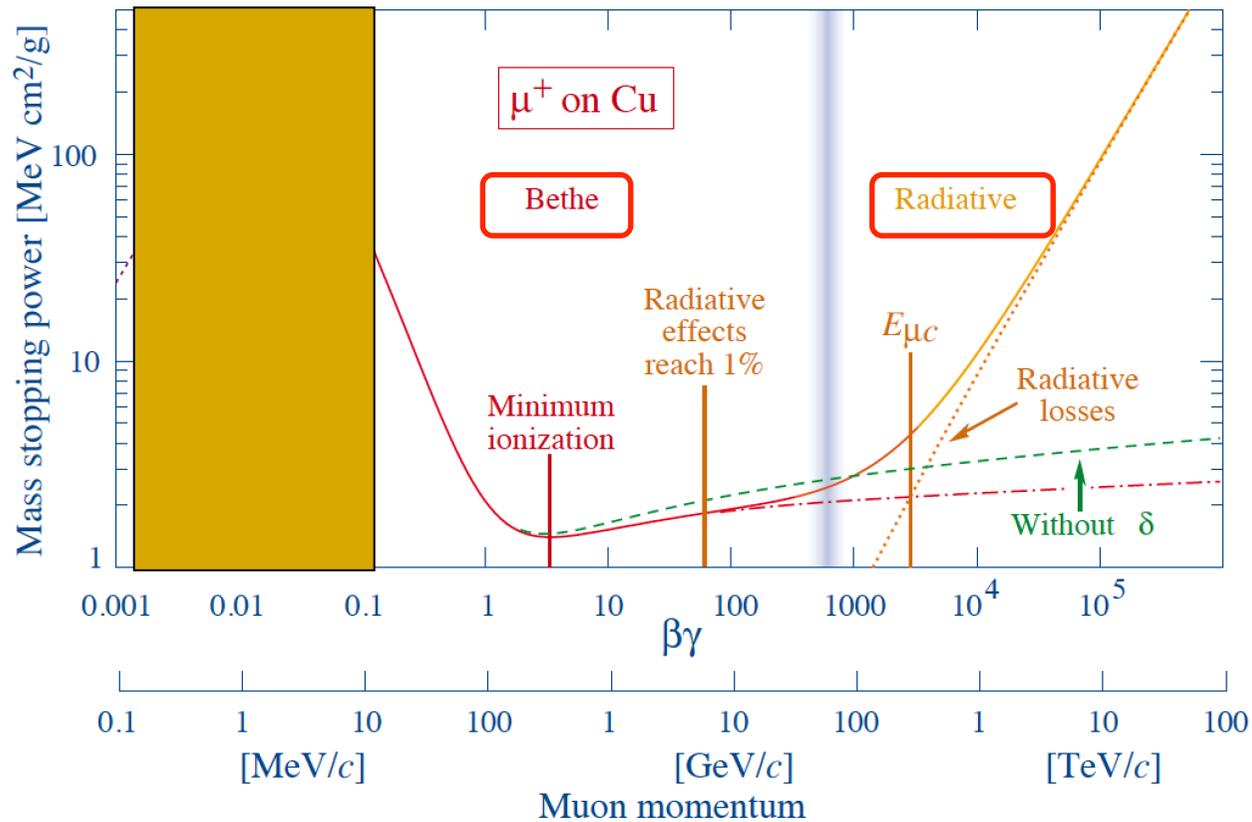
Energie critique des muons



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

On comprend maintenant toute la courbe dE/dx

Energie déposée par des muons dans du cuivre



PDG

- 7 ordres de grandeur !

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

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

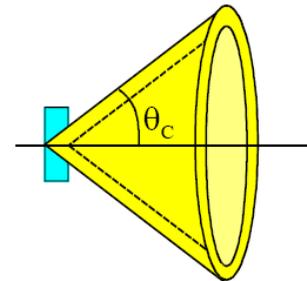
III. Particules neutres

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

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

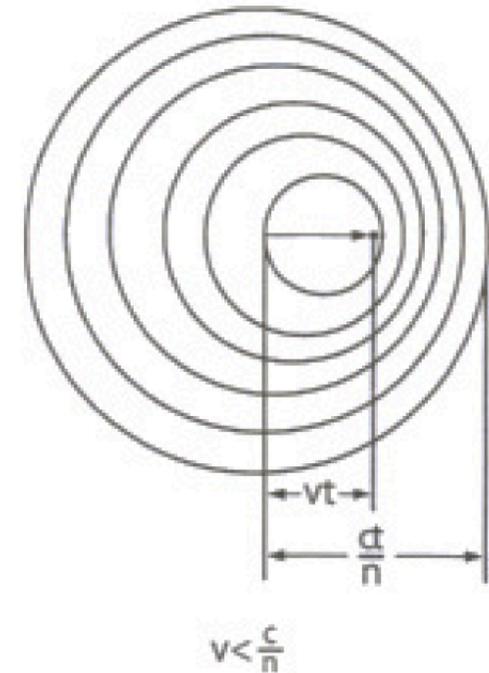
- L'émission a lieu sur un cône d'angle au sommet θ_c tel que :

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



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

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

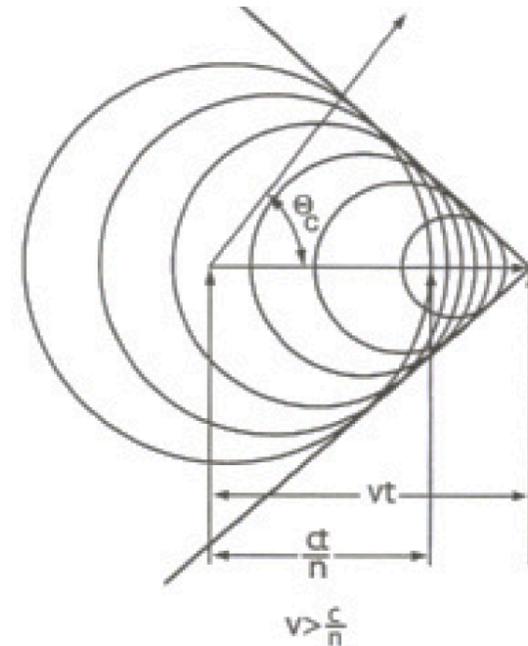


Lignes de champ d'une particule ayant une vitesse $v < c/n$

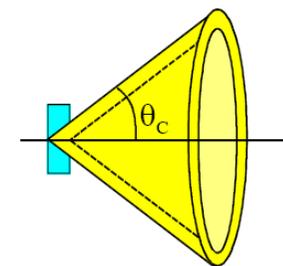
- Si une particule se déplace à $v > c/n$, le signal EM se propagera plus lentement que la particule
- Les perturbations élémentaires sont s'additionner dans un unique front d'onde (leurs phases ne sont plus aléatoires) se déplaçant à l'angle θ_c

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

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



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



- Valeurs typiques des indices des gaz : $n \approx 1.5$, donc la vitesse de la lumière y est $c/n \approx 66\%$ de c

- Energie seuil :
$$E_{Th} = m c^2 \left(\sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}} - 1 \right)$$

- Dans l'eau ($n \approx 1.33$), $E_{th} = 264$ keV pour e^\pm et 486 MeV pour p

- L'intensité du rayonnement peut être calculé à l'aide des équations de Maxwell :

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

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

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

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

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

III. Particules neutres

- Un « **rayonnement de transition** » est émis lorsqu'une particule chargée traverse un milieu présentant une discontinuité de l'indice de réfraction (ex : vide - diélectrique)
- Quelques calculs complexes d'électromagnétisme montrent que :
 - L'énergie émise à chaque transition est

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

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

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

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

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

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

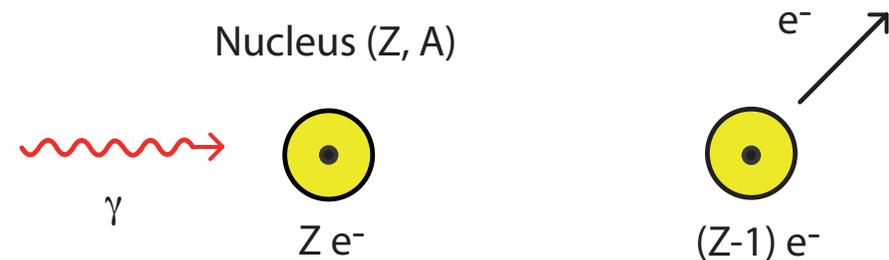
II. Particules chargées

III. Particules neutres

1) Photons

2) Neutrinos

Effet photoélectrique



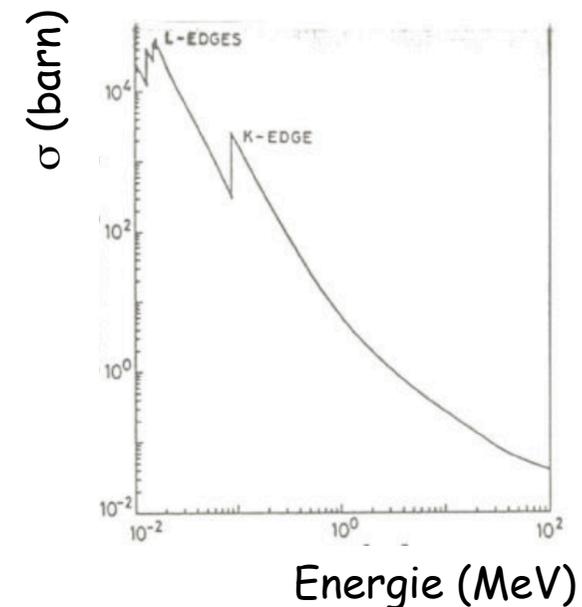
- Mécanisme : $\gamma + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^+ + e^-$
 - Concerne principalement les e^- de la couche K

- Section efficace

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

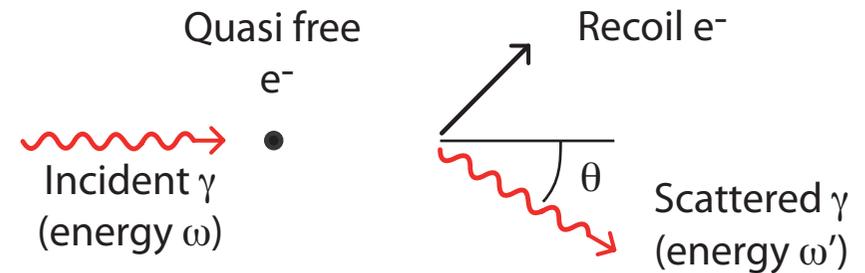
Section efficace
Thomson

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



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

Diffusion Compton



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

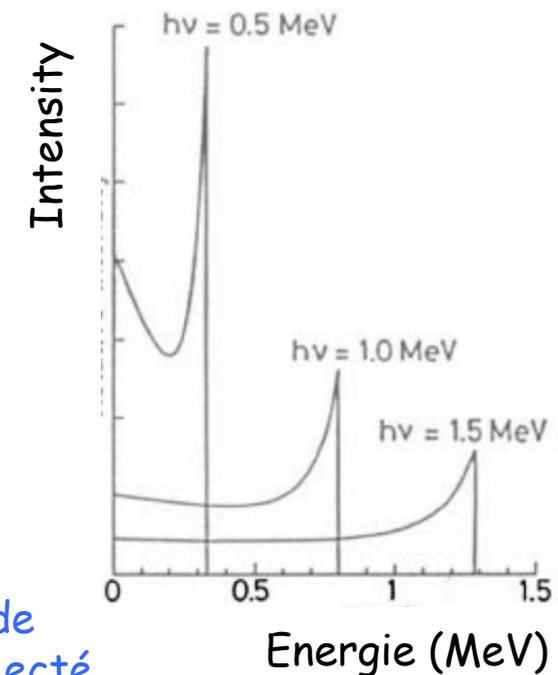
- Energie :

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

- Section efficace :

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

- Décroît quand l'énergie du photon augmente

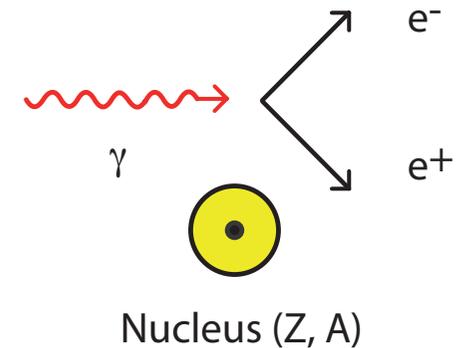


Energie de l'électron éjecté

Création de paires

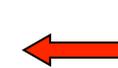
- Mécanisme : $\gamma + \text{noyau} \rightarrow e^- + e^+ + \text{noyau}$
- Se produit dans le champ coulombien
- d'un noyau uniquement si

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



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

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

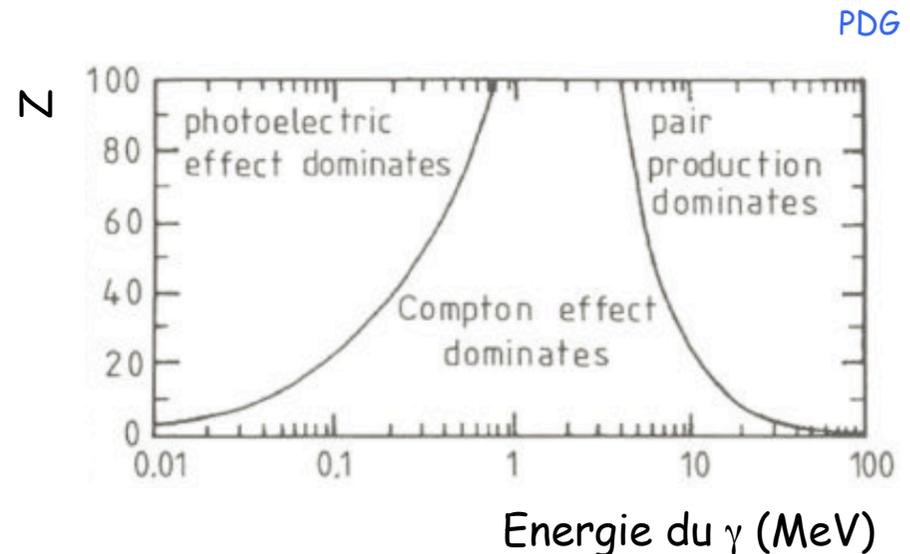


Indépendant de l'énergie !!

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

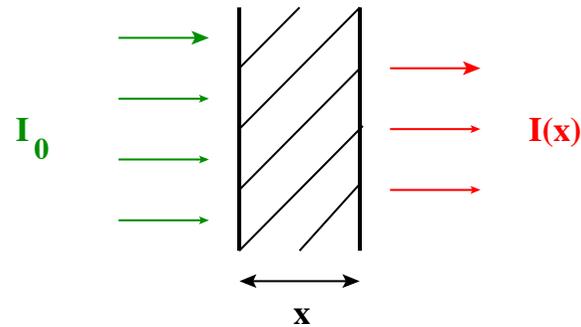
Interaction des photons avec la matière

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



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

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



- On définit l'atténuation μ par :

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

Effet total

- Finalement, on écrira :

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

↖ Epaisseur
(g/cm²)

avec :

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

↖ Coefficient d'atténuation
(cm²/g)

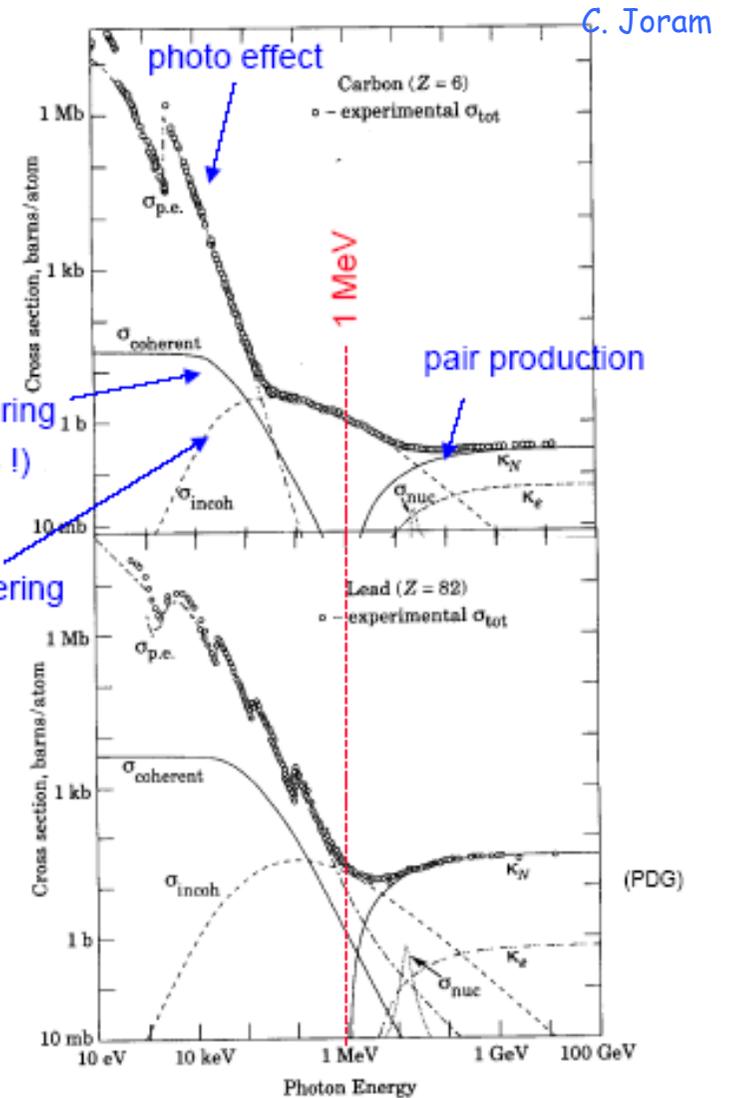
$$\mu_i = \frac{N_A}{A} \sigma_i$$

Carbone
(Z = 6)

Rayleigh scattering
(no energy loss !)

Compton scattering

Plomb
(Z = 82)



Section efficace en fonction de l'énergie du photon incident

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

1^{re} partie : Interaction particule-matière

I. Généralités

II. Particules chargées

III. Particules neutres

1) Photons

2) Neutrinos

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

- Pour les détecter, il faut les faire interagir :

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

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

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

1) Interaction électromagnétique

□ Particules massives chargées

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

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

□ Photon

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

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

2) Interaction forte

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

3) Interaction faible

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

2^e partie : Détection des particules

I. Particules chargées

- 1) Généralités
- 2) Détecteurs à ionisation
- 3) Détecteurs à scintillation
- 4) Détecteurs à semi-conducteurs
- 5) Techniques « exotiques »

II. Photons

- On va utiliser dans ce chapitre les concepts développés dans la première partie
 - Tous les détecteurs présentés ici ont un point commun : l'énergie déposée est faible par rapport à l'énergie de la particule incidente

- Bref historique :
 - Préhistoire : chambre à brouillard et compteur Geiger
 - Histoire : chambres à bulles et émulsions photographiques
 - Histoire contemporaine :
 - Détecteurs à ionisation
 - Détecteurs à scintillation
 - Détecteurs à semiconducteur

2^e partie : Détection des particules

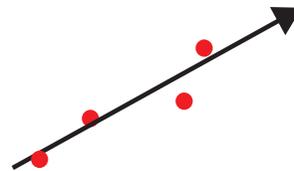
I. Particules chargées

- 1) Généralités
- 2) Détecteurs à ionisation
- 3) Détecteurs à scintillation
- 4) Détecteurs à semi-conducteurs
- 5) Techniques « exotiques »

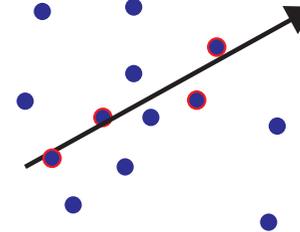
II. Photons

- Ils détectent le passage d'une particule chargée en mesurant la charge totale (électrons + ions) produite par l'ionisation du milieu
- Le milieu peut être un gaz, un liquide ou un solide
- Si on ne fait rien, il est très probable que l'électron d'ionisation se recombine avec son ion originel
 - Pour récupérer les électrons avant la recombinaison, il faut appliquer un champ E

Ionisation primaire



Ionisation totale



- Les particules chargées ionisent le gaz. Chaque **électron primaire** peu parfois ioniser lui-même d'autres atomes : \Rightarrow **l'ionisation totale est plus grande**

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

où :

- ΔE : Energie totale déposée par ionisation
- W_i : Energie moyenne nécessaire pour créer une paire électron/ion (typiquement 30 eV pour un gaz)

Table 34.5: Properties of noble and molecular gases at normal temperature and pressure (NTP: 20° C, one atm). E_X , E_I : first excitation, ionization energy; W_I : average energy per ion pair; $dE/dx|_{\min}$, N_P , N_T : differential energy loss, primary and total number of electron-ion pairs per cm, for unit charge minimum ionizing particles.

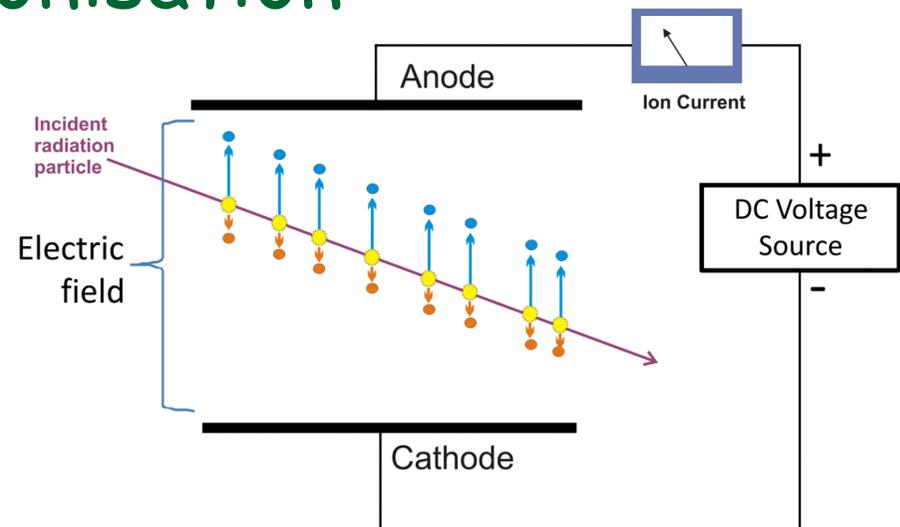
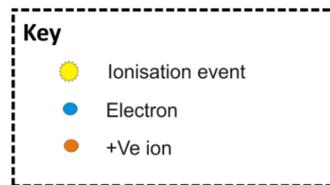
Gas	Density, mg cm ⁻³	E_x eV	E_I eV	W_I eV	$dE/dx _{\min}$ keV cm ⁻¹	N_P cm ⁻¹	N_T cm ⁻¹
He	0.179	19.8	24.6	41.3	0.32	3.5	8
Ne	0.839	16.7	21.6	37	1.45	13	40
Ar	1.66	11.6	15.7	26	2.53	25	97
Xe	5.495	8.4	12.1	22	6.87	41	312
CH ₄	0.667	8.8	12.6	30	1.61	28	54
C ₂ H ₆	1.26	8.2	11.5	26	2.91	48	112
iC ₄ H ₁₀	2.49	6.5	10.6	26	5.67	90	220
CO ₂	1.84	7.0	13.8	34	3.35	35	100
CF ₄	3.78	10.0	16.0	54	6.38	63	120

≈ 30 eV

- **Amplification nécessaire** car ≈ 100 e-/ion paires/cm est une très faible charge !

Le détecteur gazeux le plus simple : la chambre à ionisation

- 2 plaques distantes de d



Wiki

- Valeurs typiques : $d = 5 \text{ cm}$ et $E = 500 \text{ V/cm}$
 - Electrons et ions dérivent dans un champ E : $v^+ = 7,5 \text{ mm/ms}$ et $v^- = 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$
 - Signaux très faibles et requièrent soit une très bonne électronique, soit une forte amplification, soit les deux
 - Le choix du gaz a une influence sur le signal

Ceci peu être étendu à tous les détecteurs à ionisation

- Une des premières chambres à ionisation :

Chambre à ionisation de Pierre
Curie en 1895



Champ électrique vs forme de la chambre

- Trois types de géométries:

- Plaques parallèles

$$E = \frac{\Phi}{d}$$

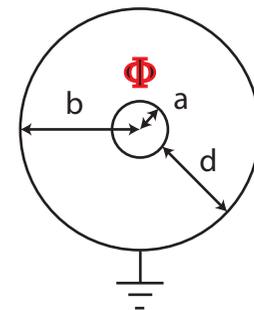
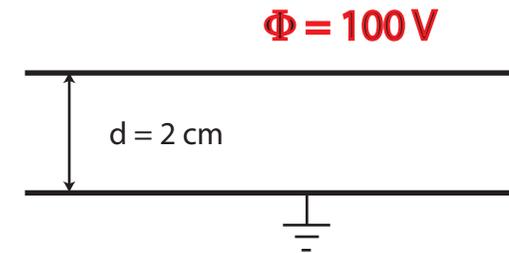
- Géométrie cylindrique

$$E(r) = \frac{\Phi}{r \ln(b/a)}$$

- Géométrie sphérique

$$E(r) = \frac{\Phi a b}{r^2 (b - a)}$$

- Pour augmenter le champ, il est nécessaire d'aller vers des géométries cylindriques (la géométrie sphérique est peu pratique)



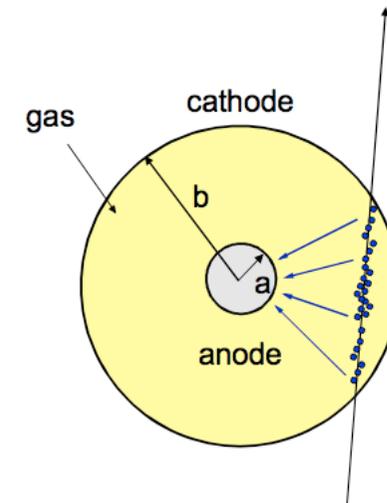
$a = 1 \text{ cm}$
 $b = 3 \text{ cm}$
 $d = 2 \text{ cm}$
 $\Phi = 100 \text{ V}$

Le plus simple des compteurs proportionnels : un fil

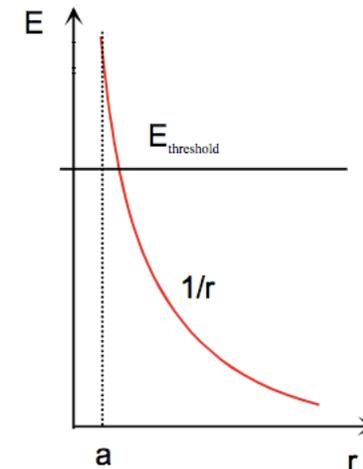
- Les électrons dérivent vers le fil d'anode. Le champ E est en $1/r$. Au delà d'un certain seuil, les électrons ionisent le gaz : **avalanche** !
 - Gain typique : $10^4 - 10^5$
 - L'échelle de temps de l'amplification est de l'ordre de quelques ns
 - Mesure dans une direction uniquement

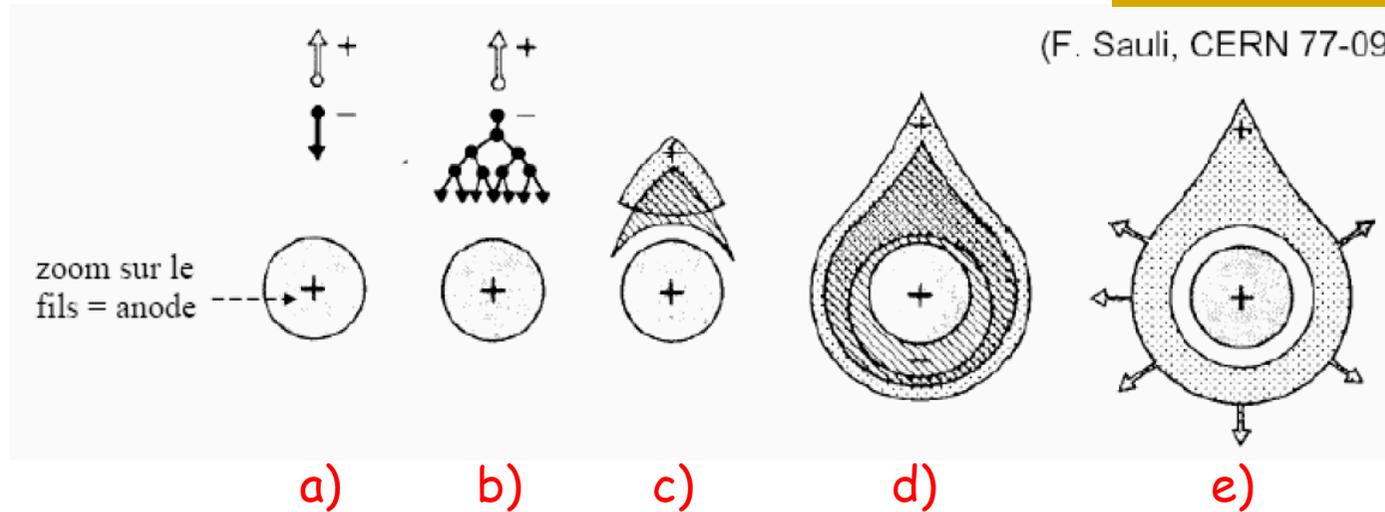
- **Le signal est proportionnel à l'ionisation initiale** : on mesure dE/dx

- De l'ordre d'une centaine de paires e^- /ion



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

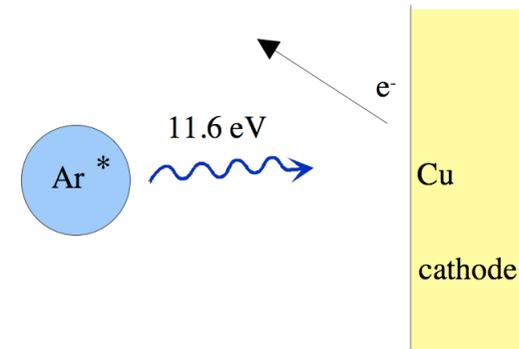




- Dynamique non triviale :
 - a) L'électron unique dérive vers l'anode
 - b) Début de l'avalanche
 - c) Comme les électrons et les ions sont créés au même endroit, l'avalanche s'arrête lorsque le champ E est diminué par le champ des ions
 - d) Le nuage d'électrons dérive rapidement vers l'anode (50 mm/ms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

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, ...

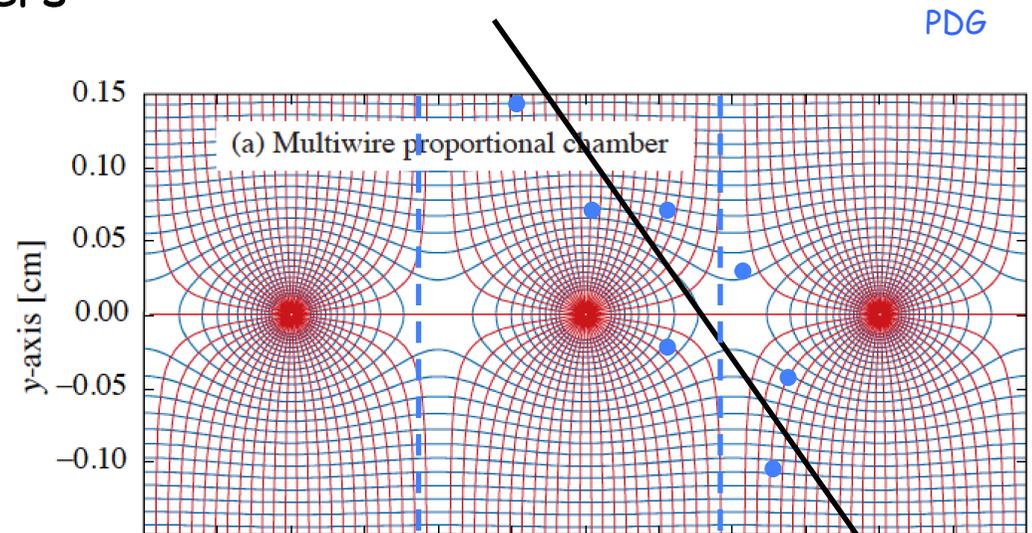
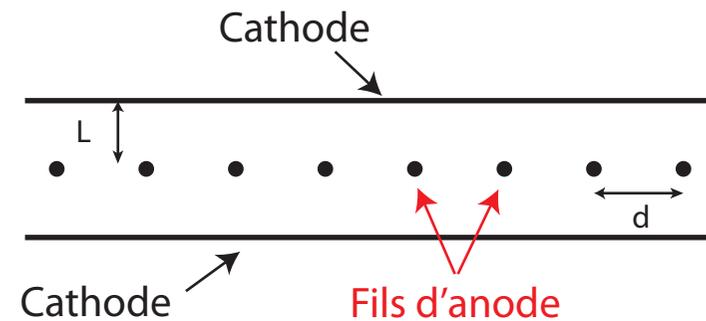
- Exemple typique : 70% Ar, 29,6% C_4H_{10} et 0,4% Fréon

Les MWPC

- Extension du principe par Charpak et al (1968)
 - On obtient les **MWPC** ≡ **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



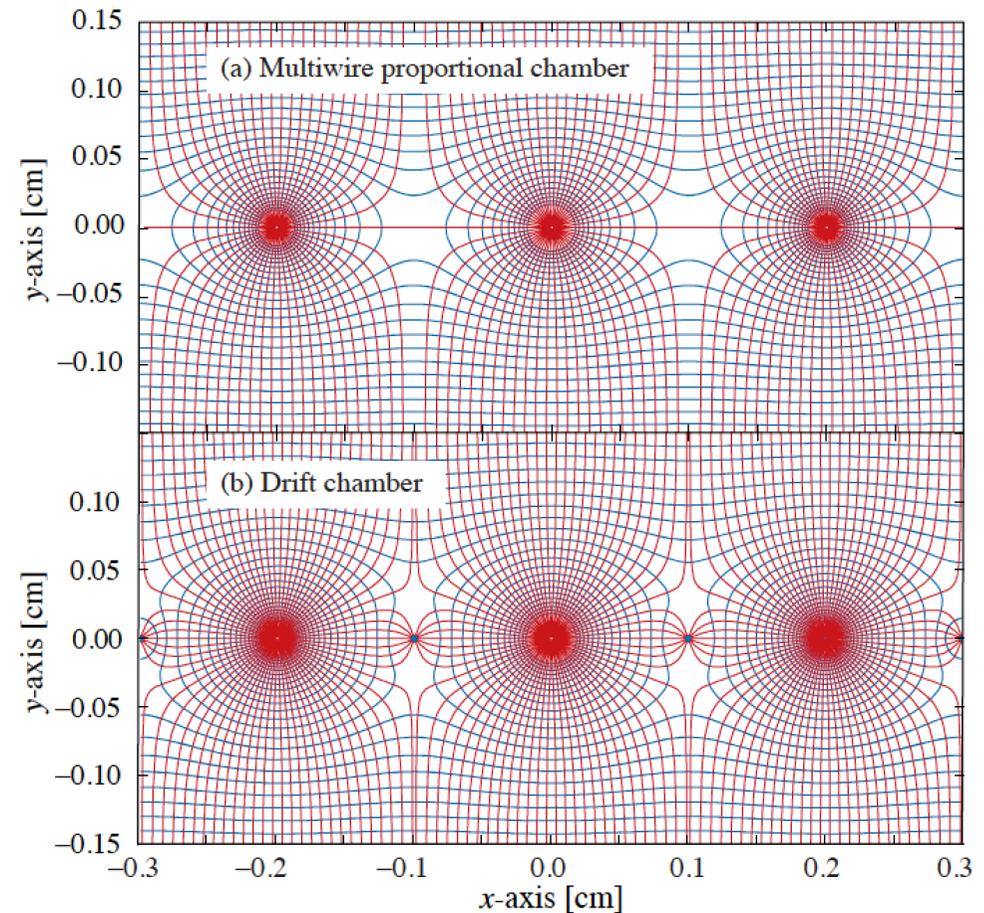
Lignes de champ autour des fils d'anode

Des MWPC aux chambres à dérivation

PDG

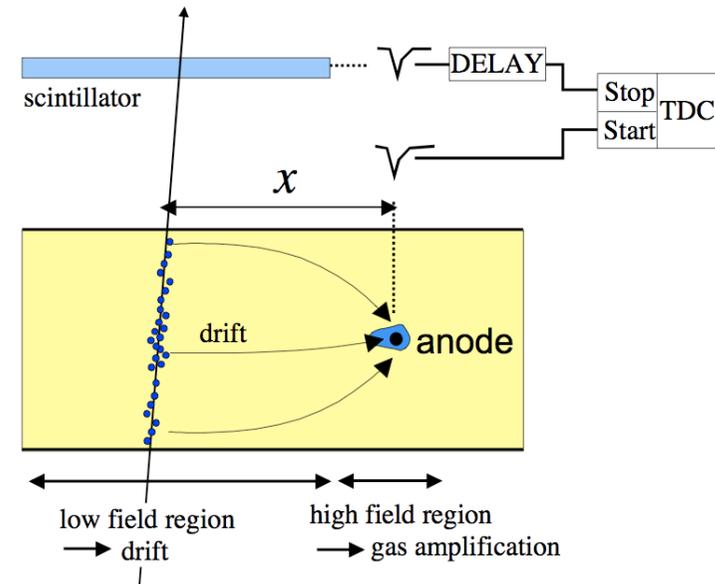
- La chambre reste inutilisable pendant le temps de dérivation des ions !
- Améliorer la collection des charges par addition d'un fil au bon potentiel

Lignes de champ autour des fils d'une MWPC et d'une chambre à dérivation



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**

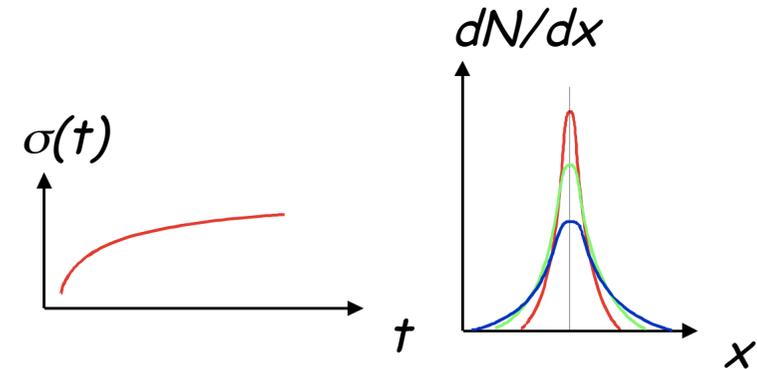


- La mesure du temps permet d'accéder à la coordonnée x :
$$x = \int v_D(t) dt$$
- Inconvénients : on doit contrôler la dérivation des électrons
 - Processus de diffusion
 - Comment évaluer la vitesse ?
 - Détecteur relativement lent
 - Temps de dérivation typiques : $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ (e^-), $500 \mu\text{m}/\mu\text{s}$ (ions)

Diffusion et dérive

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dx} = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \\ \sigma(t) = \sqrt{2Dt} \end{array} \right.$$

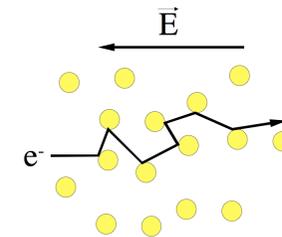


- Plus la chambre sera grande, plus la diffusion va étaler la trace

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

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

F_v : force de frottement visqueux



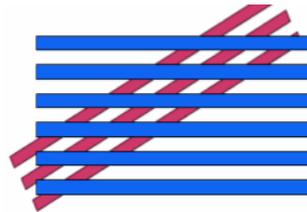
- En présence de **champs E et B** , la vitesse de dérive s'écrit :

$$\mathbf{v} = \frac{e}{m_e} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\mathbf{E} + \frac{\omega \tau}{B} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) + \frac{\omega^2 \tau^2}{B^2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \right)$$

- Cas particulier : E et B parallèles
 - La diffusion longitudinale est inchangée, mais dans la direction transverse, les e^- spiralent sur un cercle de rayon v_T/ω
 - Le coefficient de diffusion transverse devient :

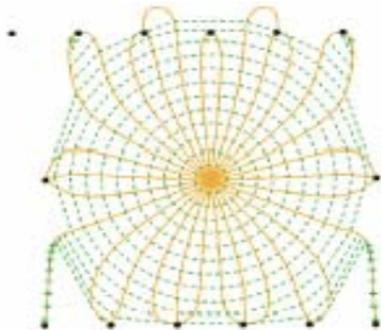
$$D_T(B) = \frac{D_T(0)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{Inférieur à } D_T(0) !!$$

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

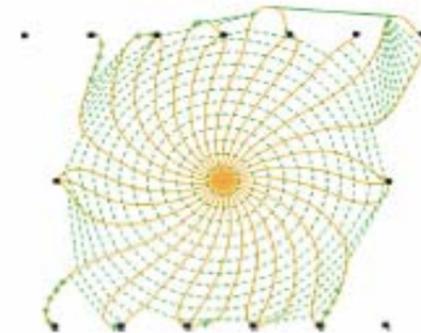


- La présence du champ B modifie la dérive des e^-

Sans
champ B



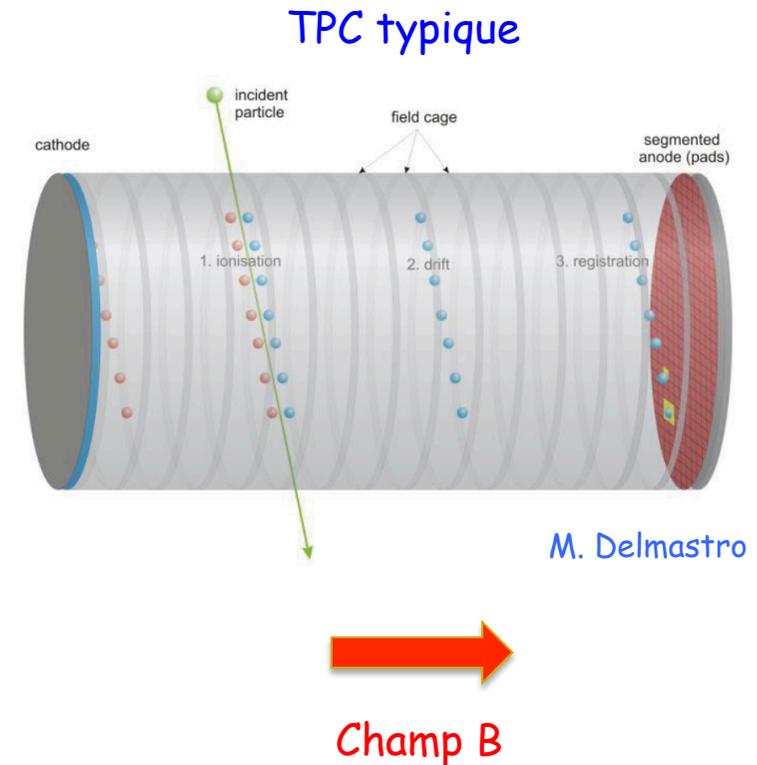
Les trajectoires
des électrons
sont modifiées
par le champ $B//E$
→ Calibration



Avec
champ B

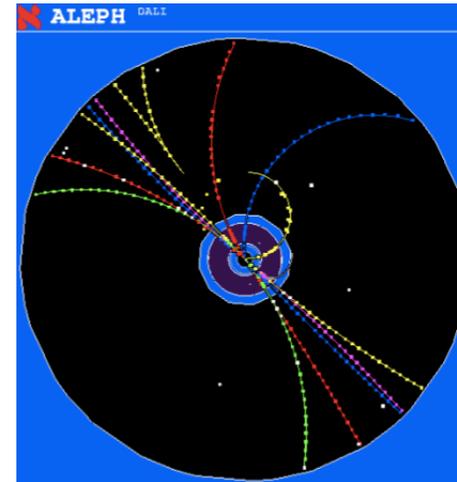
Une extension des chambres à dérives : les TPC

- **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 dérive
- Permet également une mesure de dE/dx
- Calibration pour la connaissance précise de E dans tout le volume

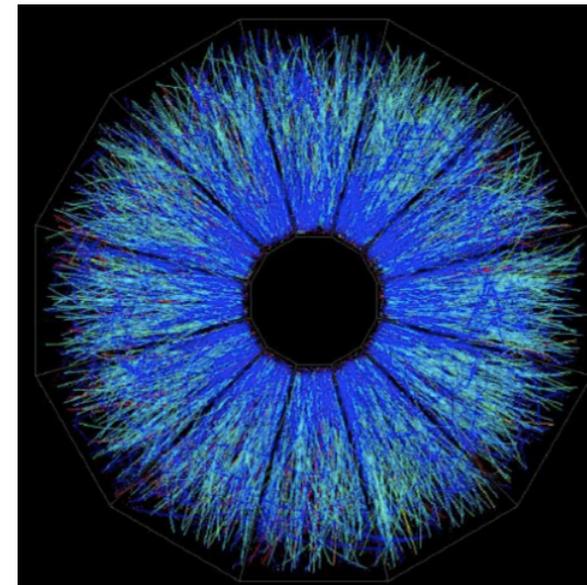
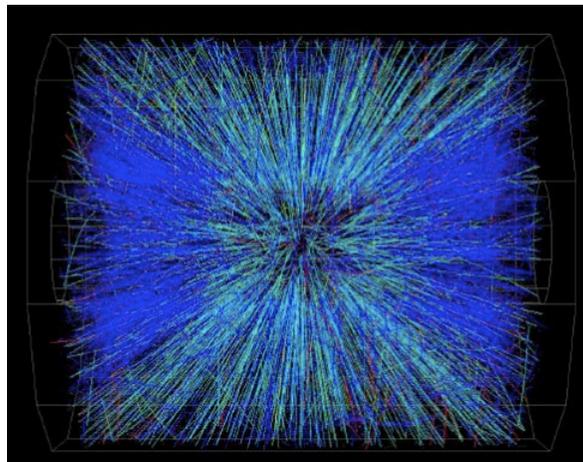


Les TPC d'ALEPH et STAR

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



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



La TPC d'ALICE

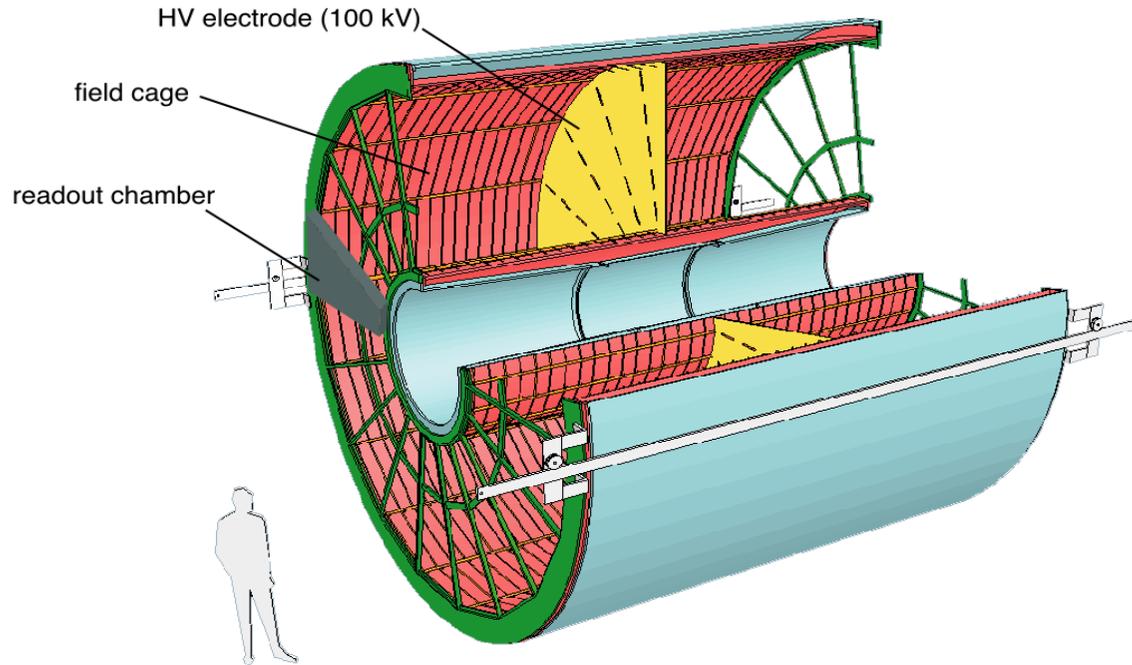
Emprunté à M. Lopez-Noriega

Main tracking detector for charged particles of the ALICE Central Barrel

Largest TPC ever built

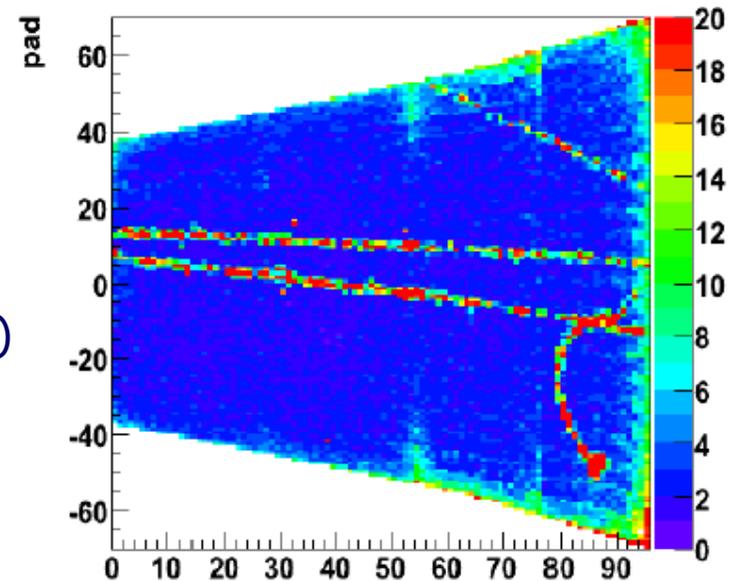
length = 5.1 m
 diameter = 5.6 m
 volume = 88 m³

inner radius = 0.9 m
 outer radius = 2.5 m



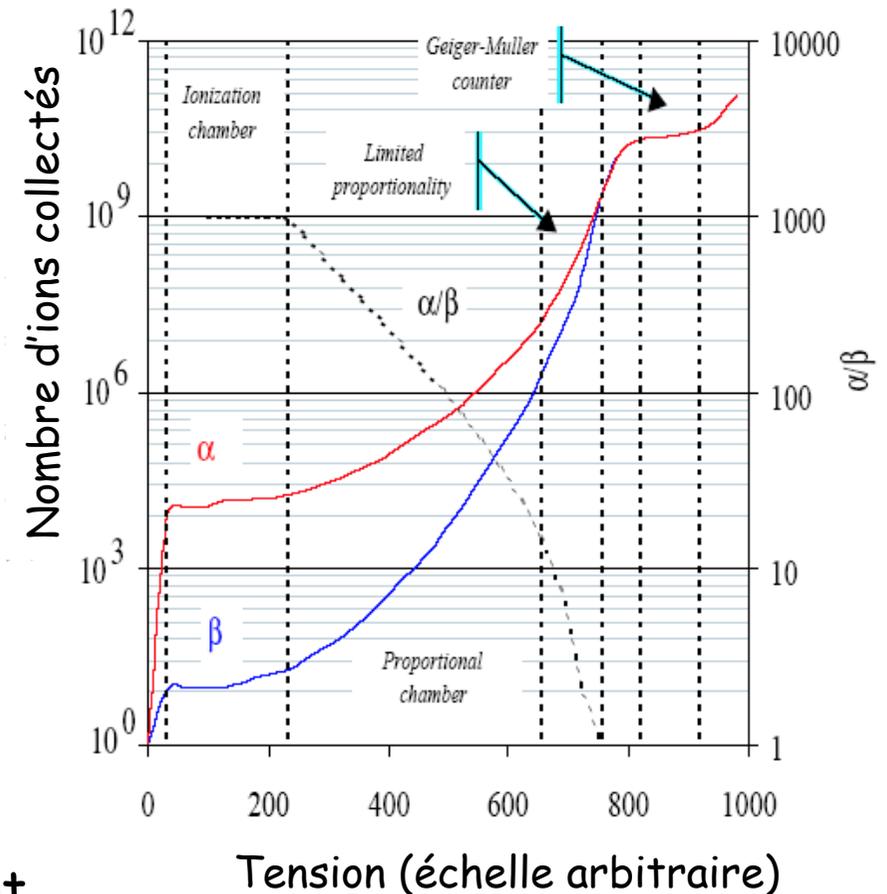
Optimized for large track densities (up to $dN/dy = 8000$)

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



Résumé sur les détecteurs à ionisation

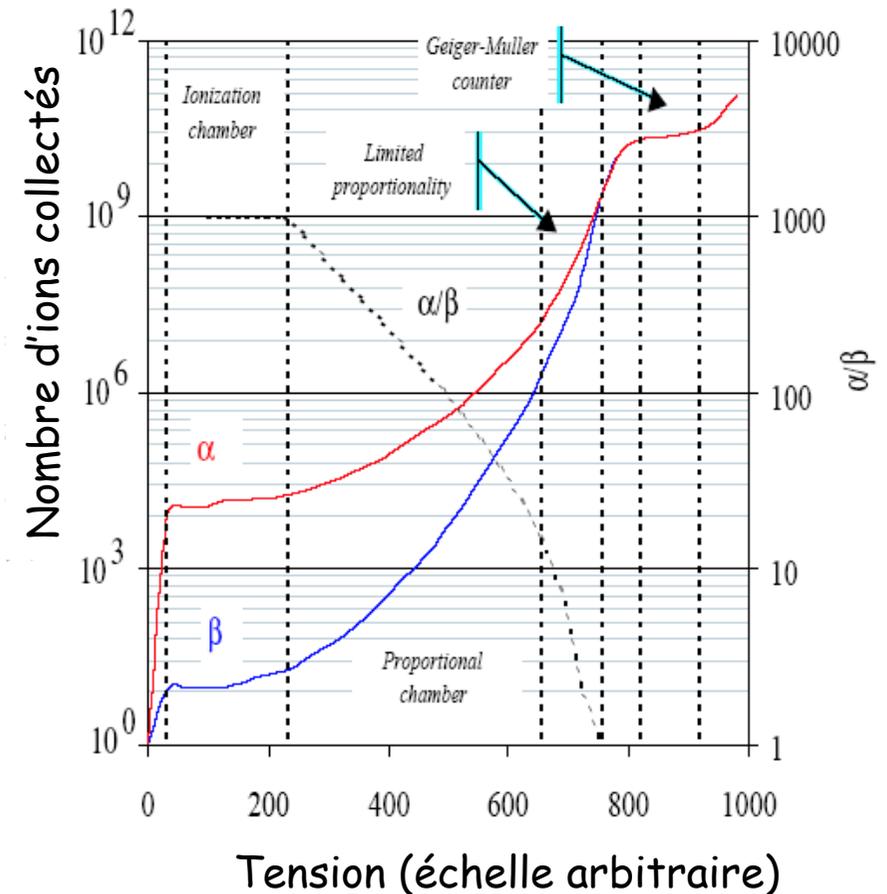
- Il existe plusieurs types de détecteurs liés à divers modes de fonctionnement :
 - Recombinaison (inutile)
 - **Chambres à ionisation** :
 - Toute la charge initiale est recueillie sans amplification
 - Gain ≈ 1
 - **Compteurs proportionnels**
 - Le champ E est suffisamment fort pour induire des avalanches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



Nombre d'ions collectés pour des α et des électrons

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

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

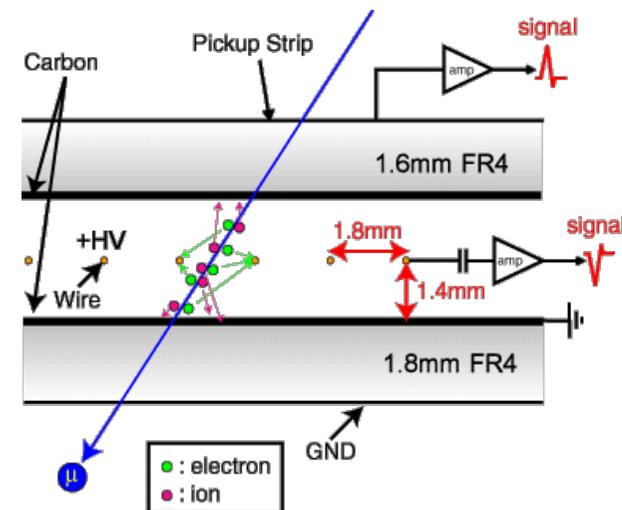


Nombre d'ions collectés pour des α et des électrons

Un exemple en mode saturé : les TGC

- **TGC** ≡ **T**hin **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)

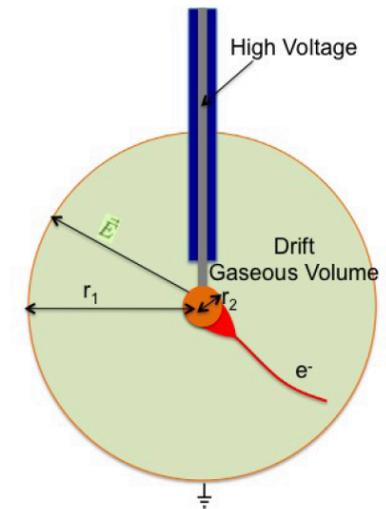
Utilisé par exemple pour les muons trigger de ATLAS



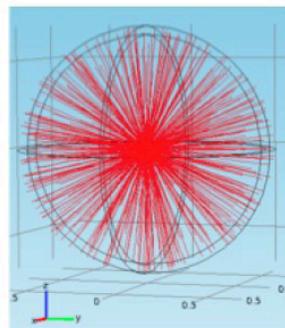
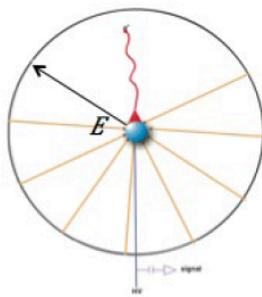
Cas d'une géométrie sphérique : SEDINE

- **SPC** \equiv **S**pherical **P**roportional **C**ounter
- Large volume de dérive
- Une seule voie de lecture
- Seuil en énergie très bas (indépendant du volume) à cause d'une très basse capacité
- Optimisé pour la recherche d'événements rares à bas seuil (recherche de WIMPS)

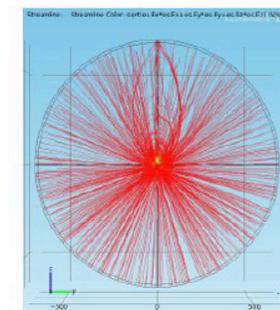
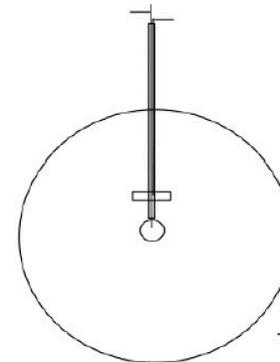
A. Dastgheibi Fard



Principe de SEDINE,
au LSM



Situation idéale



Avec disque correcteur

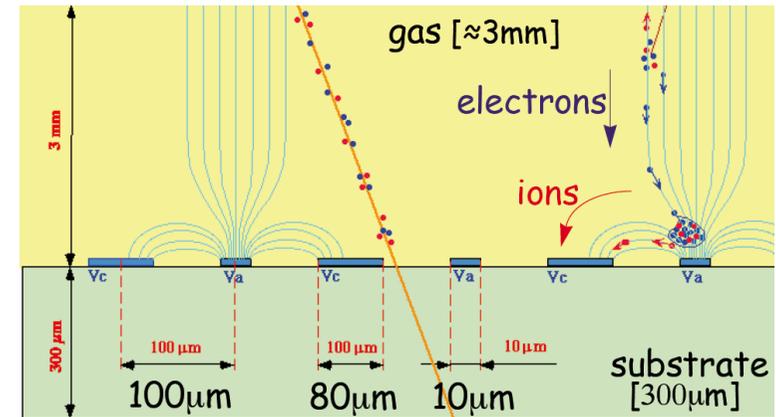
Les évolutions

- Les détecteurs basés sur des structures à fils sont limités par des processus de diffusion et des effets de charge d'espace à des résolutions de 50 à 100 μm
- Les techniques modernes de microélectronique ont permis de franchir un cap en diminuant considérablement la taille des cellules.
- En utilisant des granularités de l'ordre de la centaine de μm (un ordre de grandeur plus élevé qu'une distance typique entre fils), ces nouveaux détecteurs offrent a priori des capacités de flux très élevées ($> 10^6 \text{ Hz/mm}^2$) et une excellente résolution spatiale ($\approx 30 \mu\text{m}$)

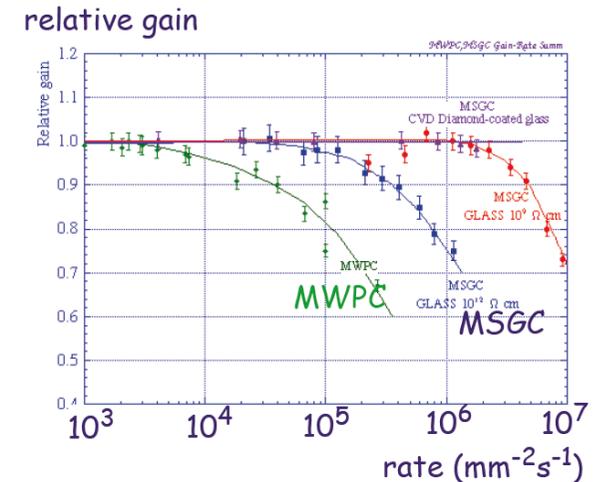
Extension récente : MSGC

C. Niebuhr

- **MSGC** ≡ **M**icro **S**trip **G**as **C**hamber
- Segmentation fine ($\approx 3\text{-}5\text{ mm}$)
 - Pas de fils fragiles !
 - Substrat en verre (pas de silicium) : **insensible aux radiations** et forte rigidité mécanique
 - Basé sur les technologies de la microélectronique : **bonne résolution spatiale**
 - Faible distance de dérive des ions : fort taux de comptage possible



MSGC typique

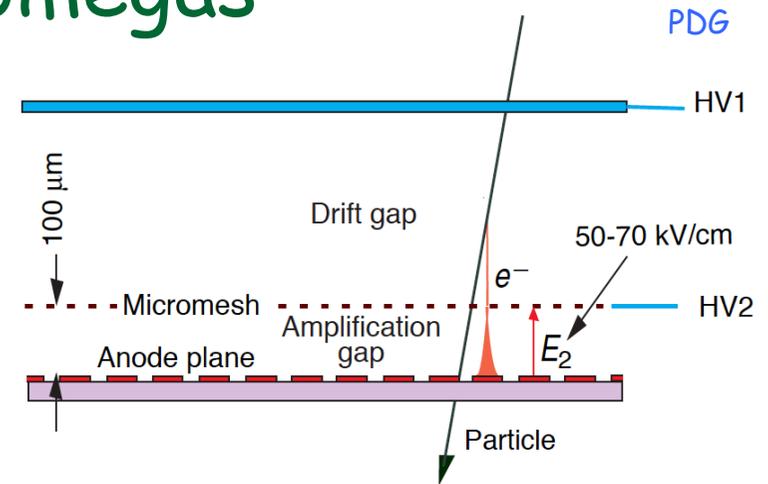


Taux de comptage pour des MWPC et des MSGC

Extension récente : Micromegas

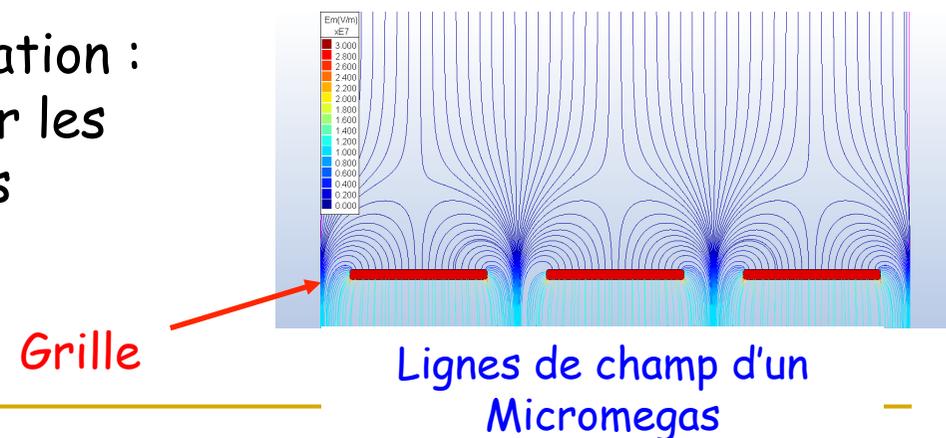
- **Micromegas** ≡ **MICRO MESH**
GASeous Detector

- Principe :
 - Une grille pour découpler la région de dérive des e^- de la zone d'amplification et pour récupérer les ions
 - Faible zone pour l'amplification : pas de pads pour récupérer les ions pouvant provoquer des décharges vers les anodes



Micromegas typique

E. Ferrer-Ribas



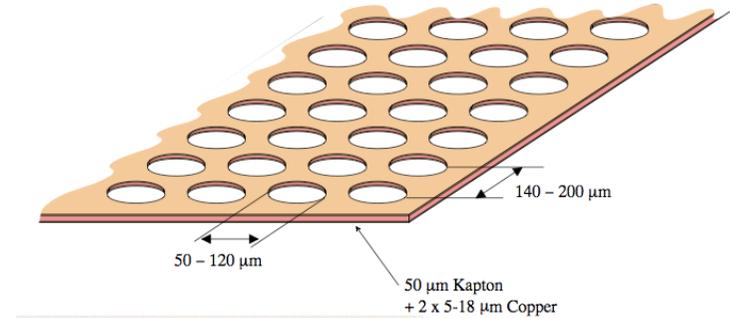
Grille

Lignes de champ d'un
Micromegas

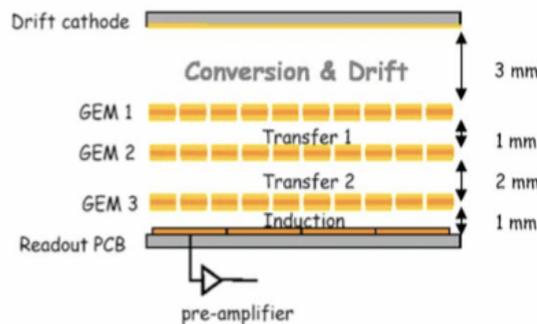
Extension récente : GEM

- **GEM** ≡ **G**as **E**lectron **M**ultiplier (1988)
 - Feuille Cu-Kapton-Cu percée régulièrement de trous de 30-50 μm
 - 200 à 400 V entre les 2 faces
 - 100 à 1000 e^- produits par un e^- unique à l'entrée d'un trou
 - Grandes surfaces possibles
 - Possibilité d'un système en « mille-feuille »

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



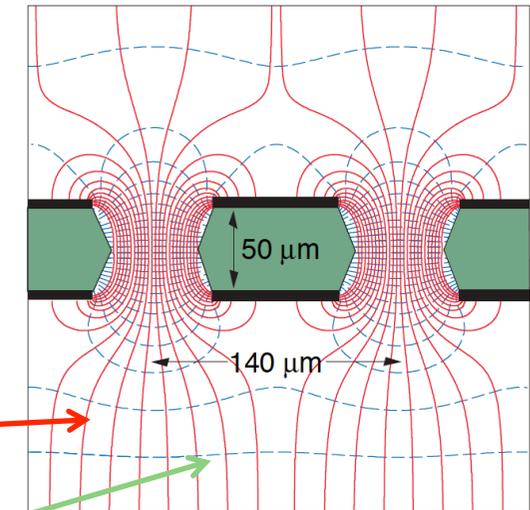
Détecteur à muons de LHCb



PDG

Field lines

Equipotential



Lignes de champ pour un GEM

2^e partie : Détection des particules

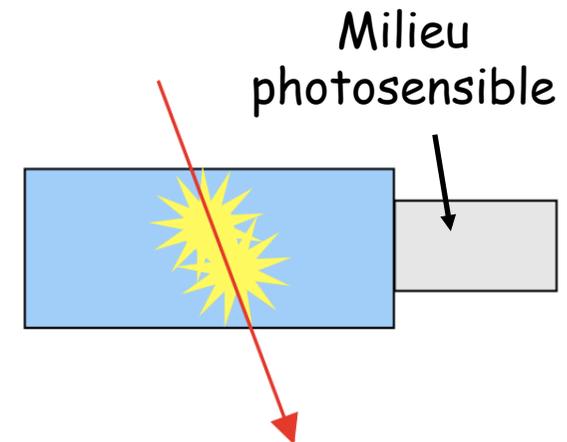
I. Particules chargées

- 1) Généralités
- 2) Détecteurs à ionisation
- 3) Détecteurs à scintillation
- 4) Détecteurs à semi-conducteurs
- 5) Techniques « exotiques »

II. Photons

Détecteurs à scintillation

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

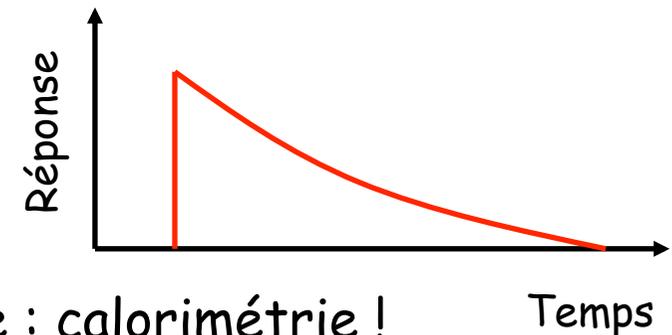


- Rappels :
 - L'émission d'un photon par un atome est due à un retour vers un état plus fondamental d'un électron sur un état excité de l'atome
 - On parle d'**incandescence** quand le mode d'excitation du noyau est le chauffage, et de **luminescence** dans les autres cas
 - Quand l'émission du γ suit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

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



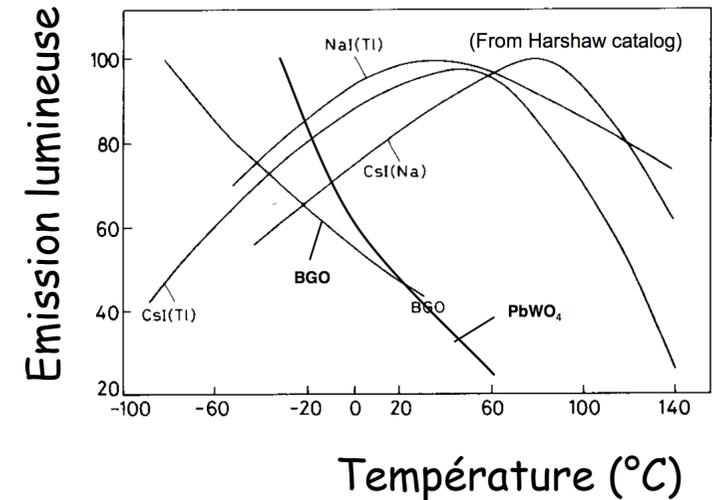
- Réponse linéaire sauf à très basse énergie : calorimétrie !
- Les photons doivent traverser le milieu pour atteindre la zone photosensible. Le nombre de photons transmis est :

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

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

Scintillateurs inorganiques

- Principalement des **cristaux** : (NaI, BaF₂, BGO, PbWO₄, ..)
 - Souvent plusieurs constantes de temps (de 1-2 ns à 100 ms) et plusieurs longueurs d'onde (typiquement 200-500 nm)
 - Très forte dépendance avec la température
 - 10³-10⁴ photons/MeV, sauf pour PbWO₄ (≈ 100)

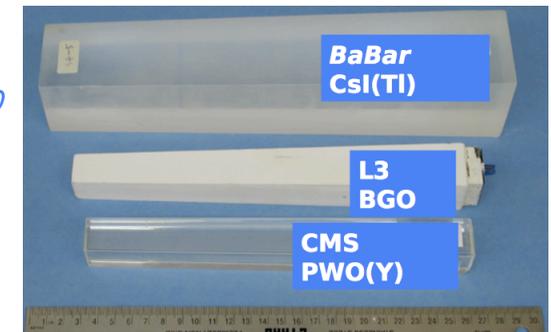


- Le mécanisme de la fluorescence est dû aux états intermédiaires des impuretés du milieu

BaBar : CsI(Tl) : 16 X₀

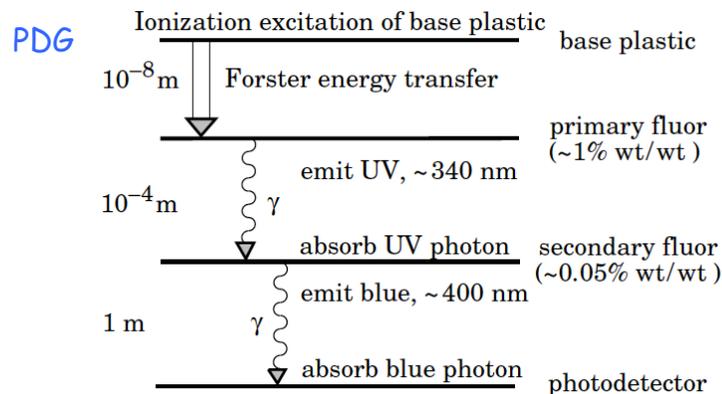
L3 : BGO : 22 X₀

CMS : PWO(Y) : 25 X₀



Scintillateurs organiques

- Principalement plastique (parfois liquide)
 - 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 (de 300 à 500 nm)

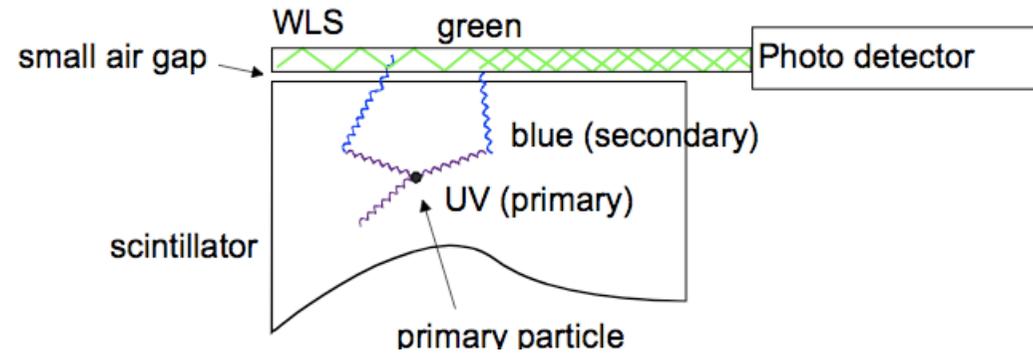


	solvent	secondary fluor	tertiary fluor
Liquid scintillators	Benzene Toluene Xylene	p-terphenyl DPO PBD	POPOP BBO BPO
Plastic scintillators	Polyvinylbenzene Polyvinyltoluene Polystyrene	p-terphenyl DPO PBD	POPOP TBP BBO DPS

Principe du WLS dans un scintillateur

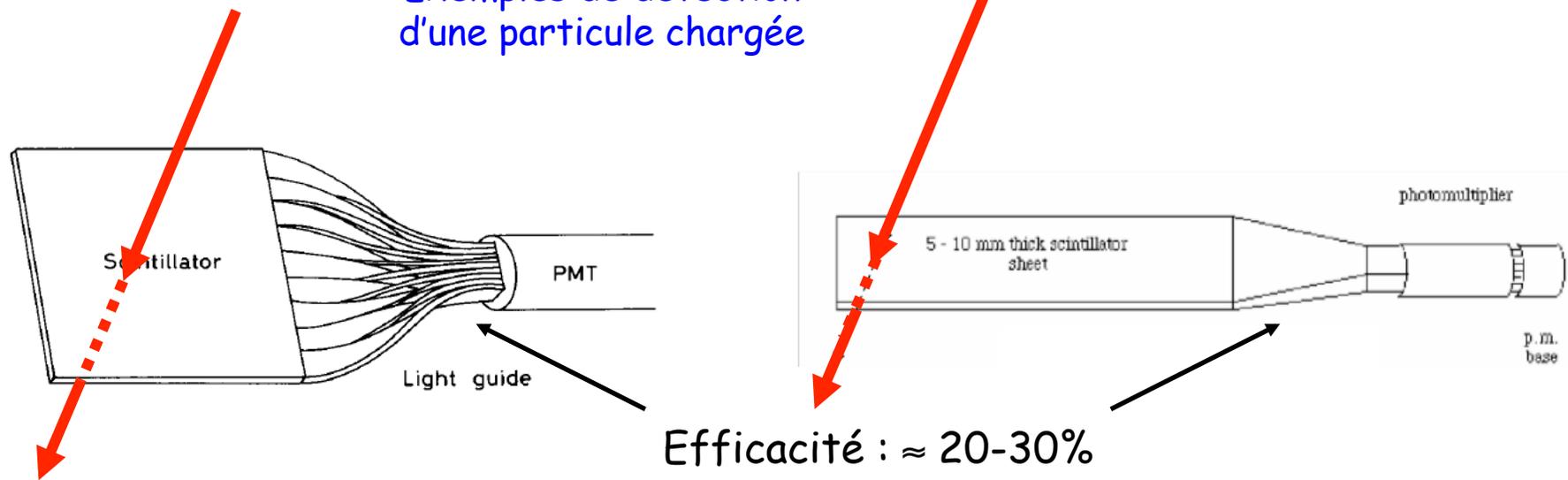
Quelques composés principaux et leurs dopants

- Schématiquement :



- Typiquement 10^4 photons/MeV (≈ 300 eV pour créer un photon UV)

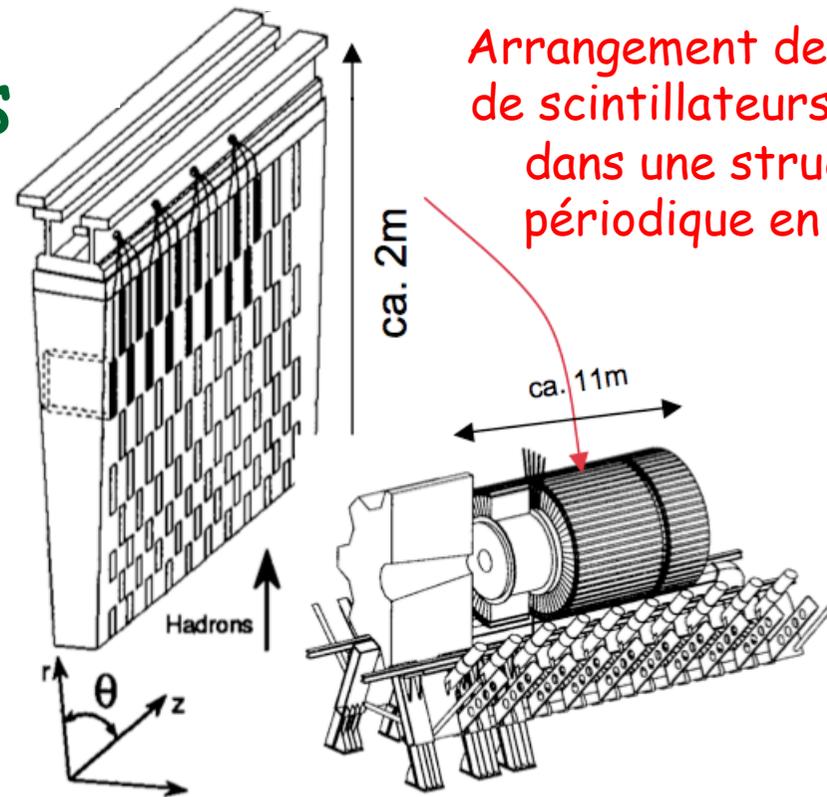
Exemples de détection d'une particule chargée



Application : fibres scintillantes

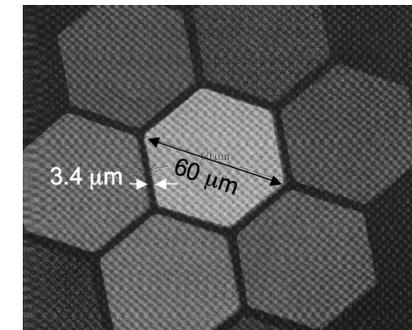
- Calorimétrie :

Exemple du calorimètre
hadronique de ATLAS



- Tracking :

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



2^e partie : Détection des particules

I. Particules chargées

- 1) Généralités
- 2) Détecteurs à ionisation
- 3) Détecteurs à scintillation
- 4) Détecteurs à semi-conducteurs
- 5) Techniques « exotiques »

II. Photons

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 lesquelles des effets de charge d'espace limitent la résolution
 - **Temps de montée** \approx quelques ns

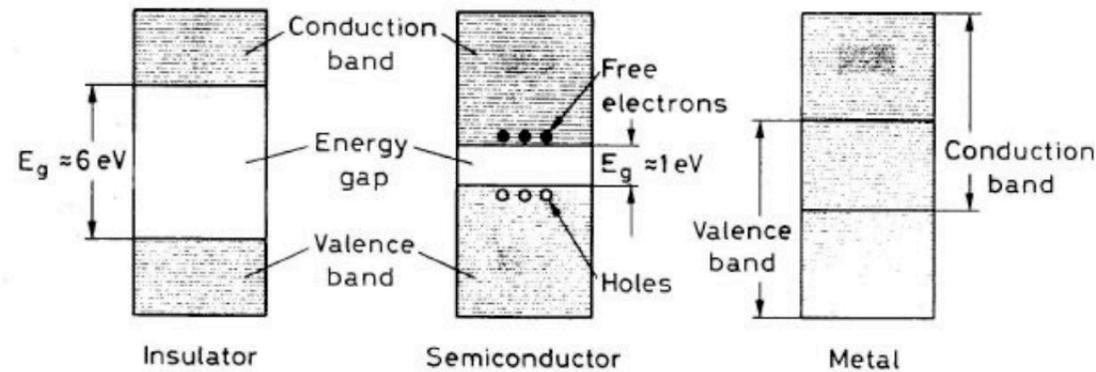
- Inconvénients :
 - Coût, fragilité, sensibilité aux radiations

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

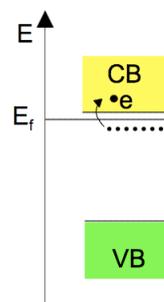
Les semi-conducteurs

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

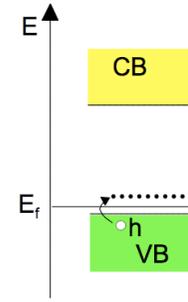


- Produits par **dopage**

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



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



C. Joram

- L'énergie déposée par dE/dx crée des paires e^- /ions
- Les électrons dérivent d'un côté, et les trous de l'autre

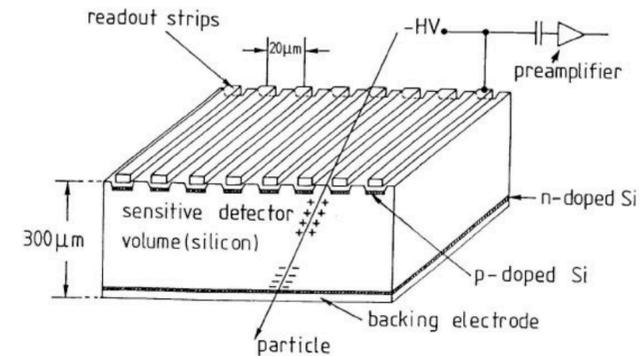


Schéma de principe d'un détecteur microstrip à simple face

Système de lecture d'un détecteur microstrip à simple face

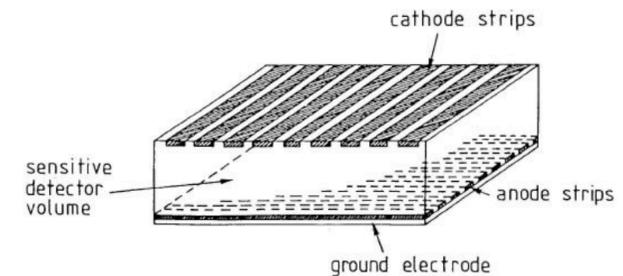
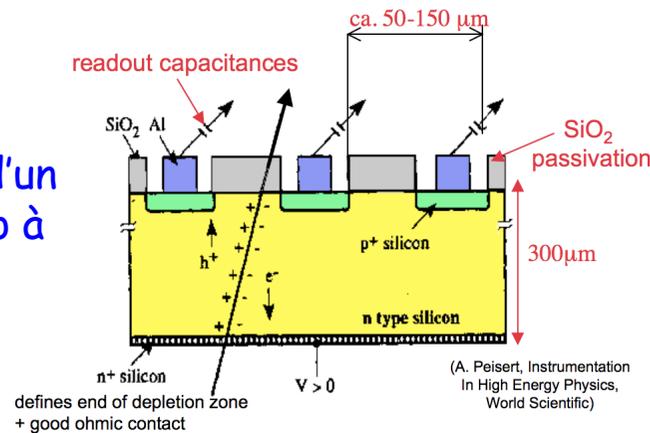
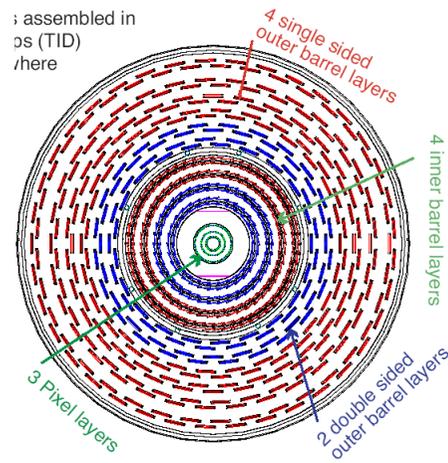
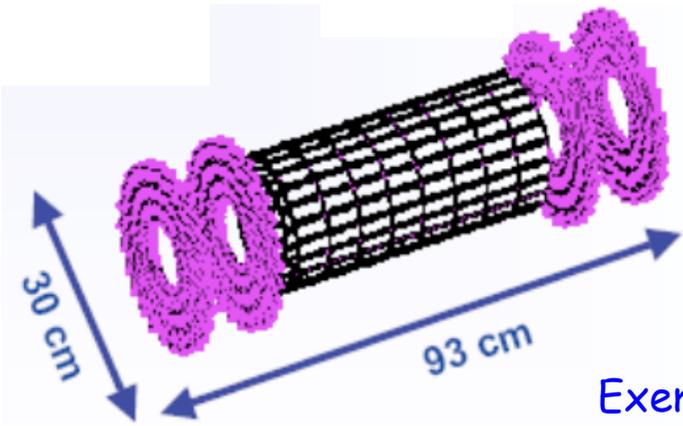
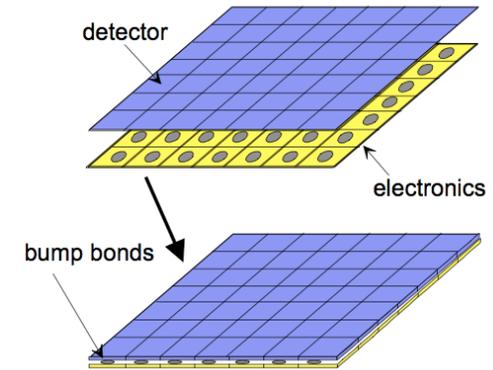


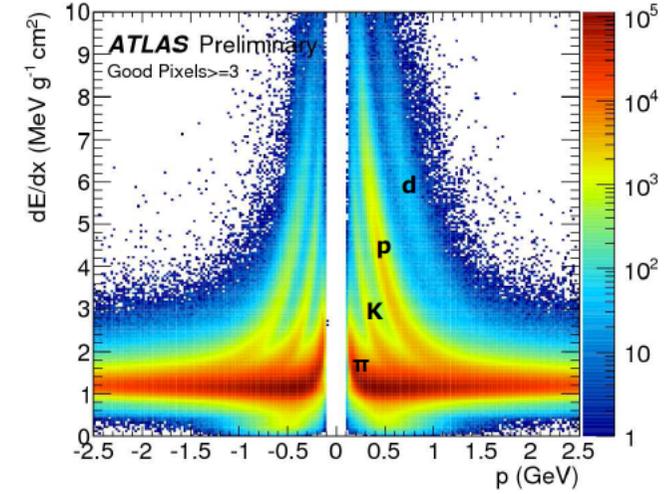
Schéma de principe d'un détecteur microstrip à double face

Détecteur pixel

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



Exemple du tracker de CMS



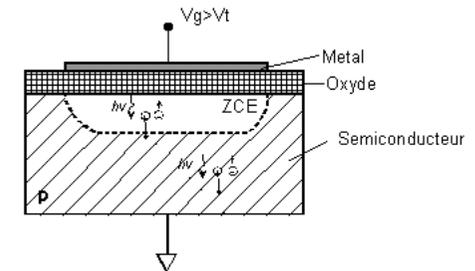
dE/dx dans le détecteur pixel d'ATLAS

Capteurs CCD

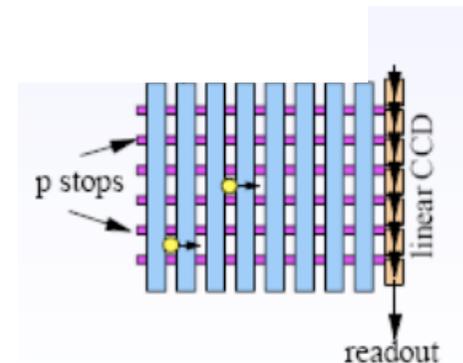
- **CCD** \equiv **C**harge **C**ouple **D**evice : photodétecteur à transfert de charges
 - Détection des photons (paires e^- -trou)
 - Accumulation des charges dans des capacités MOS (Metal Oxyde Semiconductor)
 - On transfère ensuite les charges accumulées dans une cellule vers sa voisine

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

- Bon marché car commercial (et linéaire !)



Cellule individuelle CCD

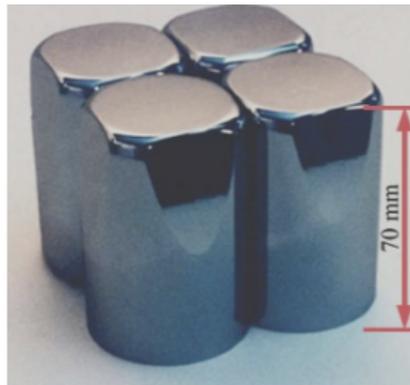


Détecteur CCD

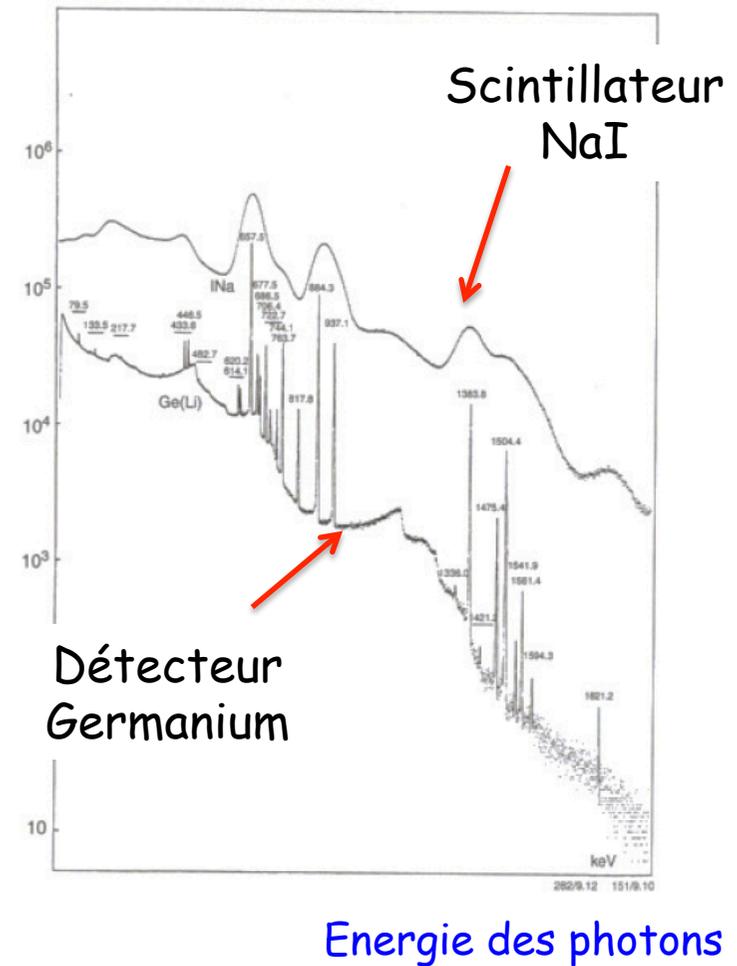
Détecteur au germanium

- Photons uniquement
- Excellente résolution
- Peut être très compact

Euroball



- Mais très cher



2^e partie : Détection des particules

I. Particules chargées

- 1) Généralités
- 2) Détecteurs à ionisation
- 3) Détecteurs à scintillation
- 4) Détecteurs à semi-conducteurs
- 5) Techniques « exotiques »

II. Photons

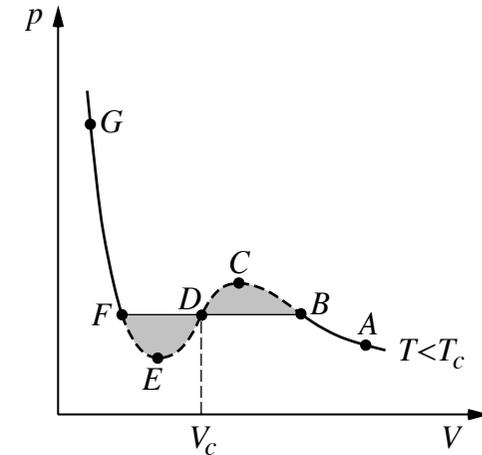
- D'autres méthodes, principalement basées sur la photographie, ont été utilisées auparavant :
 - Chambres à brouillard
 - Chambres à bulles
 - Emulsions

- La plupart d'entre elles ne sont plus utilisées de nos jours

Visualisation de traces dans une chambre à brouillard

- Rappels de thermodynamique des états métastable :
 - AB et GF sont sur des **états stables**. Les transitions BC et FE sont des retards aux transitions de phase (**états métastables**)
 - BC correspond à de la vapeur sursaturée : la vapeur existe seule à une pression $>$ à la pression d'équilibre liquide-vapeur.
 - Cette vapeur est instable et une très faible perturbation fait apparaître des gouttes de liquide dans le gaz

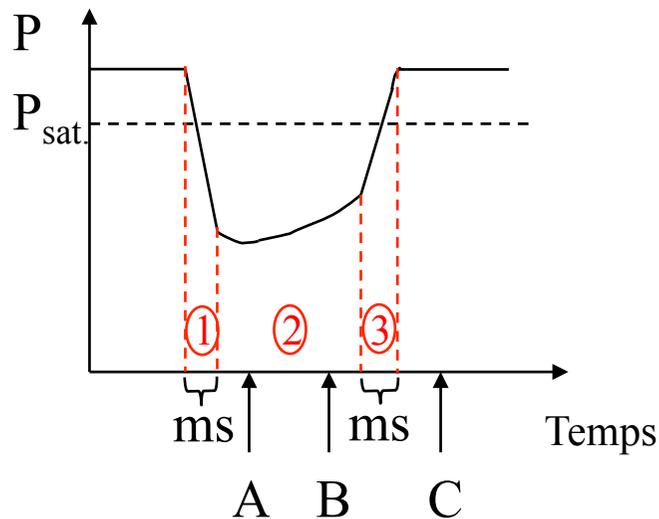
- **C'est le principe des chambres à brouillard où des particules chargées provoquent la formation de gouttelettes de liquide le long de leurs traces. Il n'y a plus qu'à prendre ensuite une photo !**



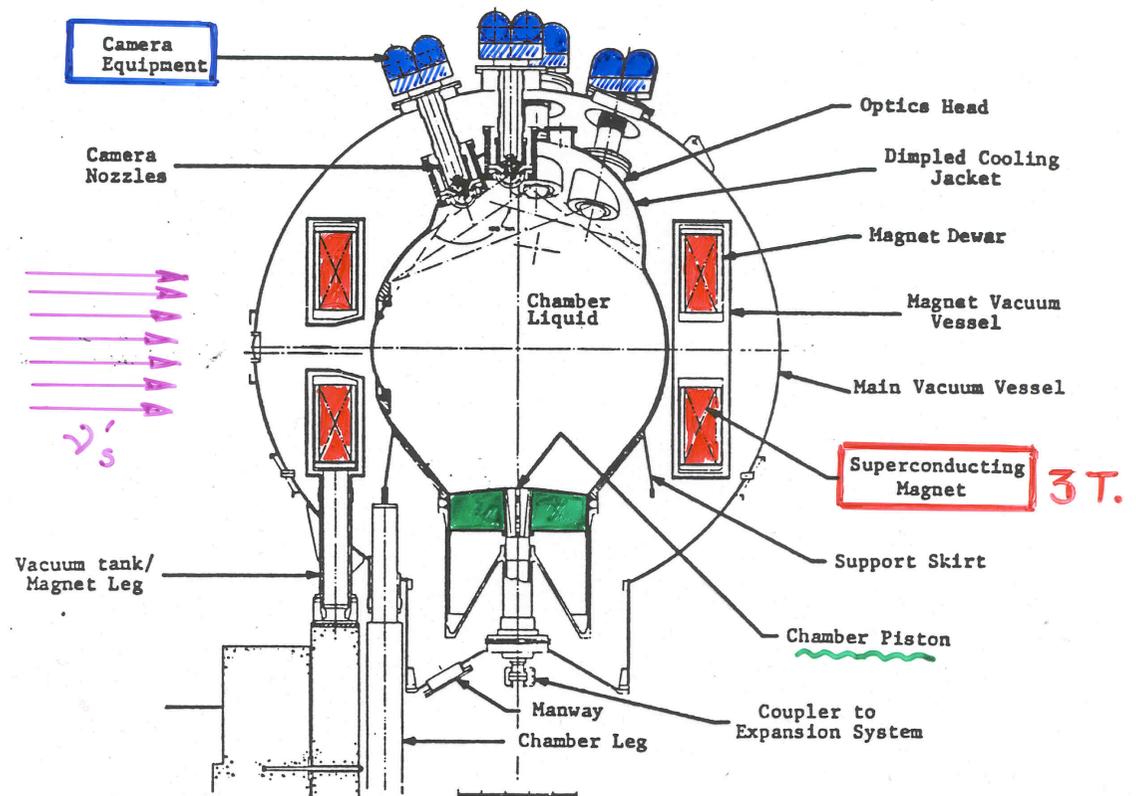
Construction de Maxwell du diagramme $p=f(V)$ d'un fluide

La chambre de 15' de Fermilab

- Fréquence de quelques dizaines de Hertz



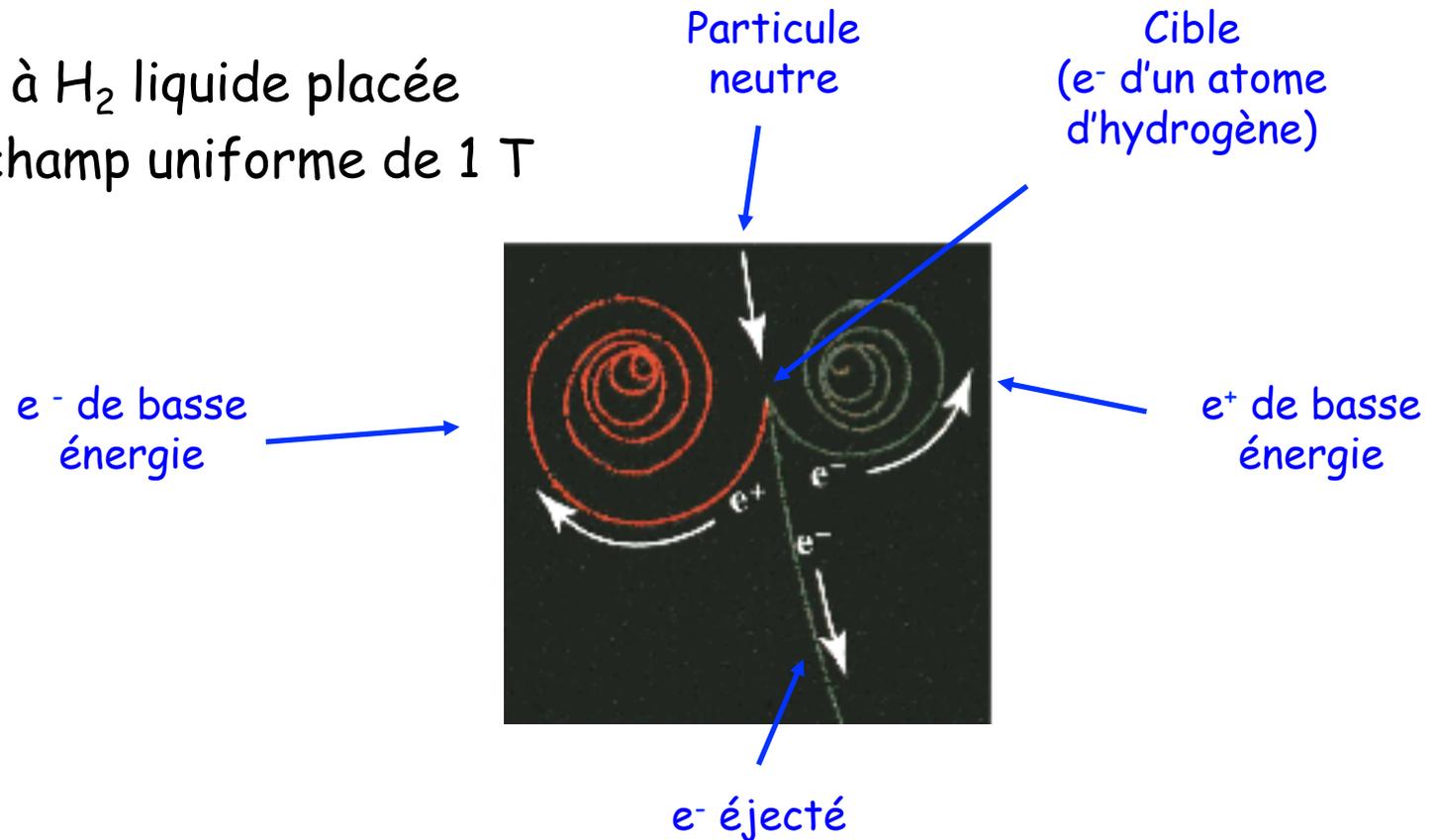
- ① Décompression
- ② Période de sensibilité
A : arrivée du faisceau
B : flash
- ③ Recompression
C : avancement du film



La chambre de 15' de Fermilab (26 m³)

Un exemple pédagogique ...

- Chambre à H_2 liquide placée dans un champ uniforme de 1 T



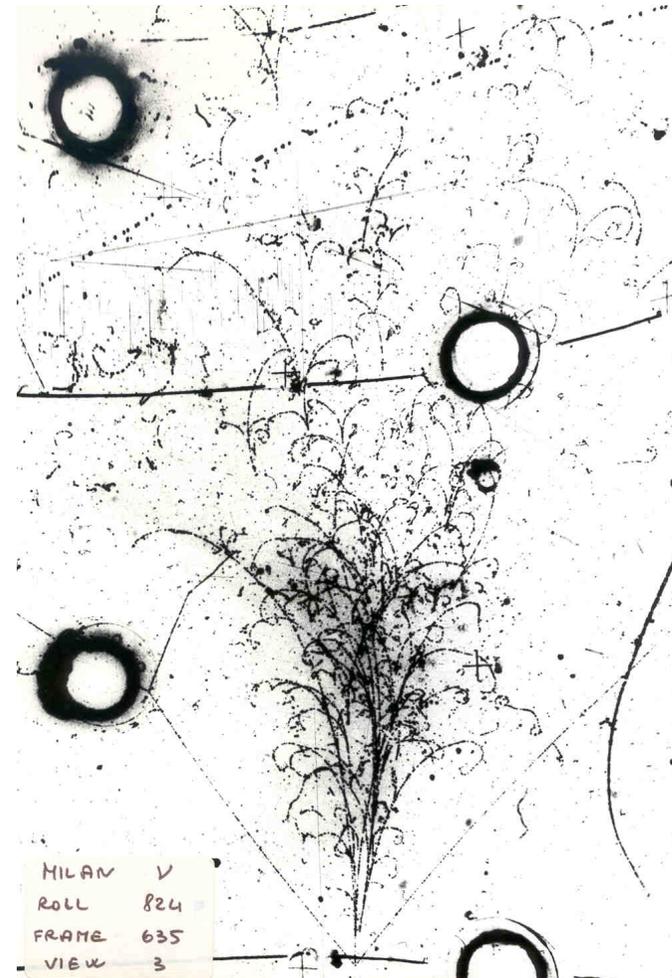
- Traces observées jusqu'au seuil de détection (mesurable) : le rayon de courbure des traces diminue

La réalité : la chambre de 15' de Fermilab

Pas forcément simple à interpréter



Un exemple de Fermilab

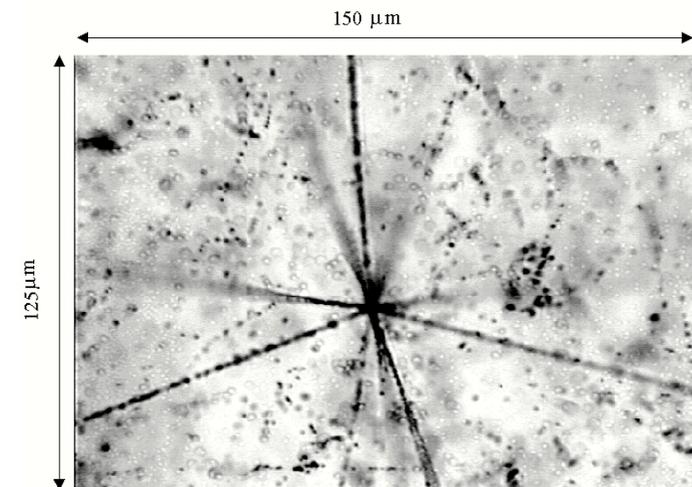


CHORUS (1/2)

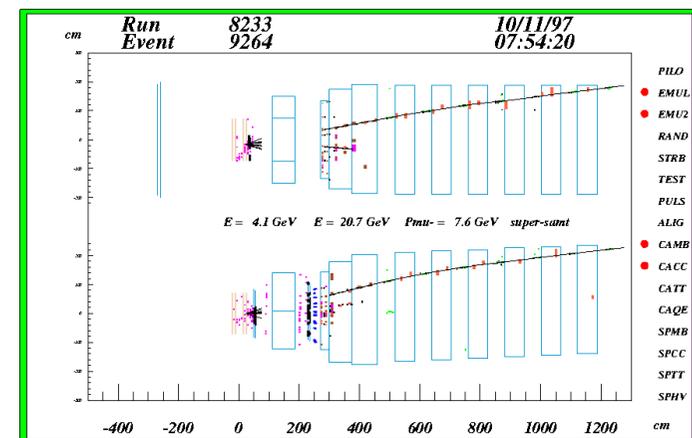
- **CHORUS** ≡ **C**ERN **H**ybrid **O**scillation **R**esearch apparatus **US** (1994 - 1997) : recherche des oscillations $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$
- Utilise des émulsions très particulières (gélatine + AgBr + I + ...) qui sont exposées pendant environ un an au faisceau de neutrinos. Les émulsions sont sensibles :
 - Au faisceau de neutrinos et aux particules chargées générées par l'interaction des neutrinos
 - Au faisceau de π utilisé pour la calibration
 - Aux muons cosmiques (impossible à supprimer par le trigger)
 - A la radioactivité ambiante (idem)
- L'ensemble est ensuite développé

CHORUS (2/2)

- Chaque image (il y en a 10^{13} !) est étudiée au microscope (x 50)
- Les différences de brillance sont liées à la focalisation du microscope qui n'est que de quelques microns. On peut ainsi déterminer la profondeur à laquelle a eu lieu l'interaction
- Toutes les traces sont ensuite assemblées pour reconstituer les événements globaux



Une image de CHORUS



Un événement

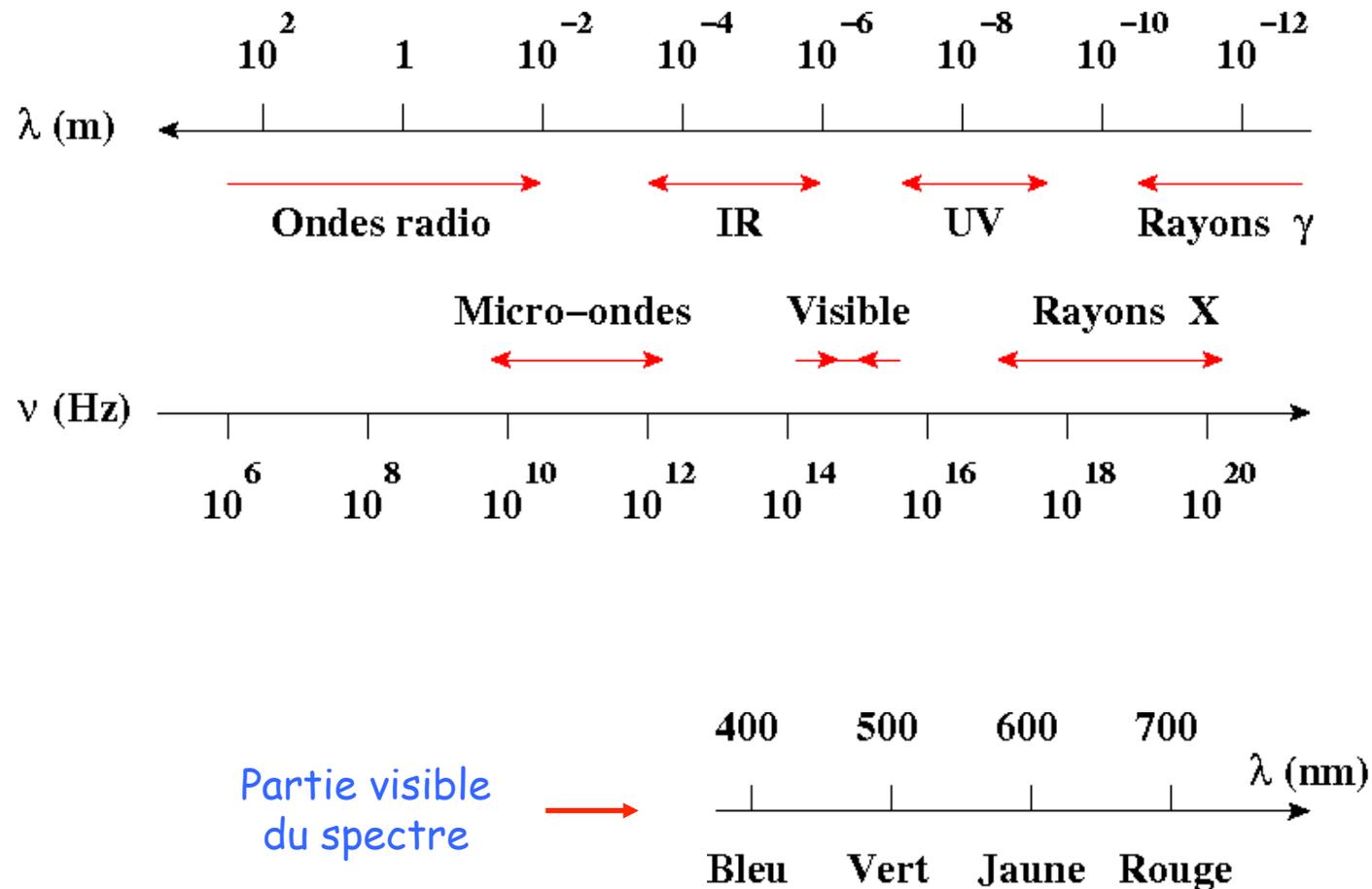
2^e partie : Détection des particules

I. Particules chargées

II. Photons

- 1) Généralités
- 2) A travers la détection d'une particule chargée
- 3) Par effet thermique

Rappel : spectre complet et sa partie visible



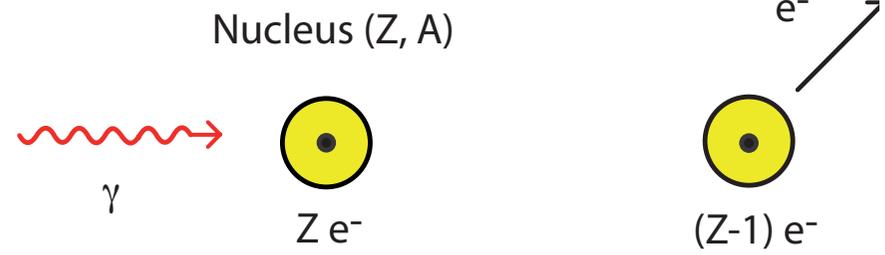
- On peut imaginer plusieurs méthodes pour détecter des photons :
 - Initier l'apparition d'une particule chargée qui serait détectable
 - En utilisant l'**effet photoélectrique**
 - En utilisant le mécanisme de la **création de paires** : on verra cela dans le chapitre sur la calorimétrie
 - Mesurer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

2^e partie : Détection des particules

I. Particules chargées

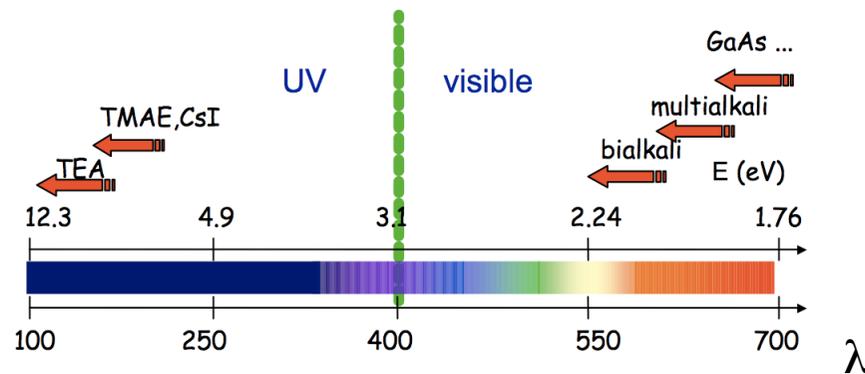
II. Photons

- 1) Généralités
- 2) A travers la détection d'une particule chargée
- 3) Par effet thermique



- On utilise l'**effet photoélectrique** pour amener les photons à induire des **photoélectrons**
 - Mécanisme : $\gamma + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^+ + e^-$
 - Photoélectron = électron issu d'un processus initié par un photon

Seuils des principaux matériaux photosensibles

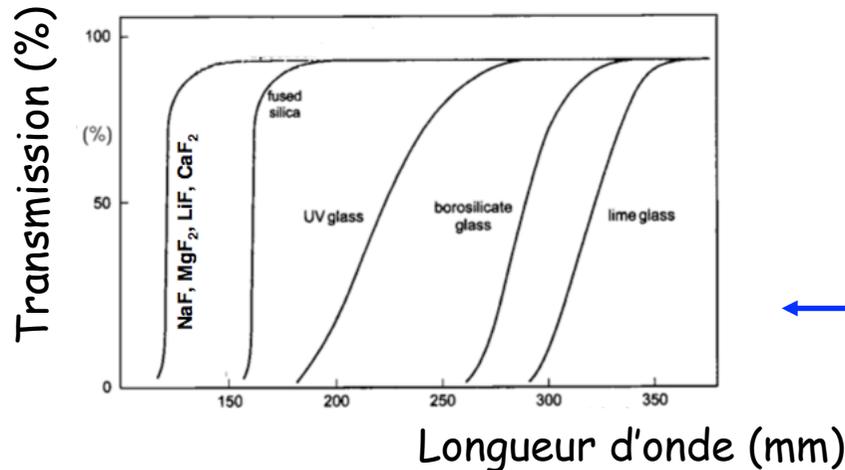
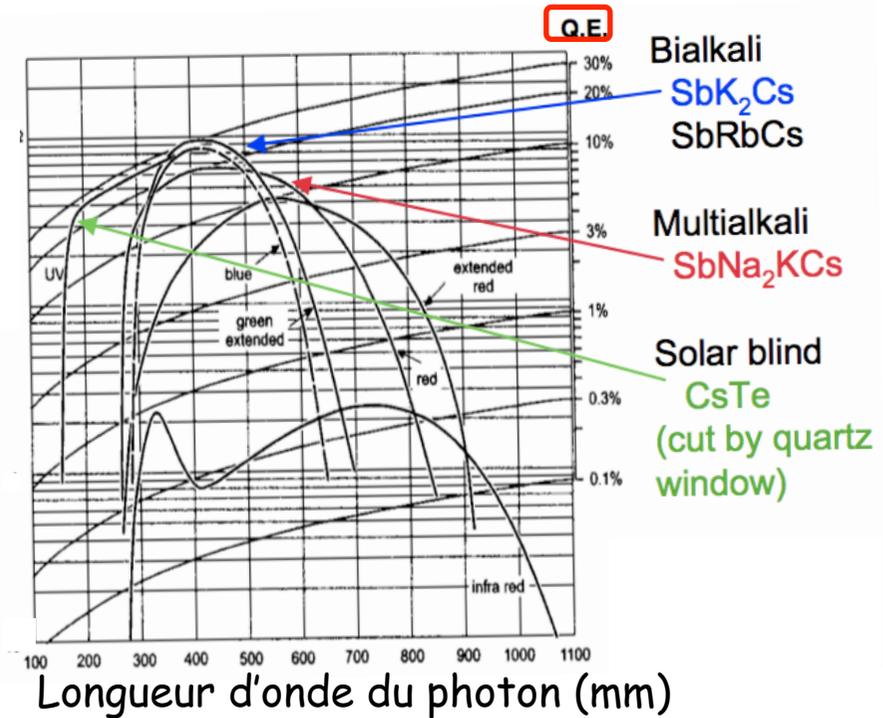


- On privilégie souvent les matériaux à forte **efficacité quantique** (Q.E.) :

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

Efficacités quantiques

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



Facteur de transmission de certains verres

Tube photomultiplicateur

- **PMT** ≡ **P**hoto **M**ultiplier **T**ube
 - **Photoémission** sur la photocathode (couche mince d'un métal alcalin)
 - **Emission secondaire** sur les autres dynodes (souvent en CuBe) portées à des potentiels croissants
 - 2 à 5 e⁻ par e⁻ incident

- Gain élevé
 - Valeurs typiques : 10 dynodes de gain
⇒ gain total = $4^{10} \approx 10^6$ et même parfois 10^7
 - **Détection d'un photon unique (efficacité ≈ 10%) !**

- Inconvénients : grande taille et sensibilité au champ magnétique

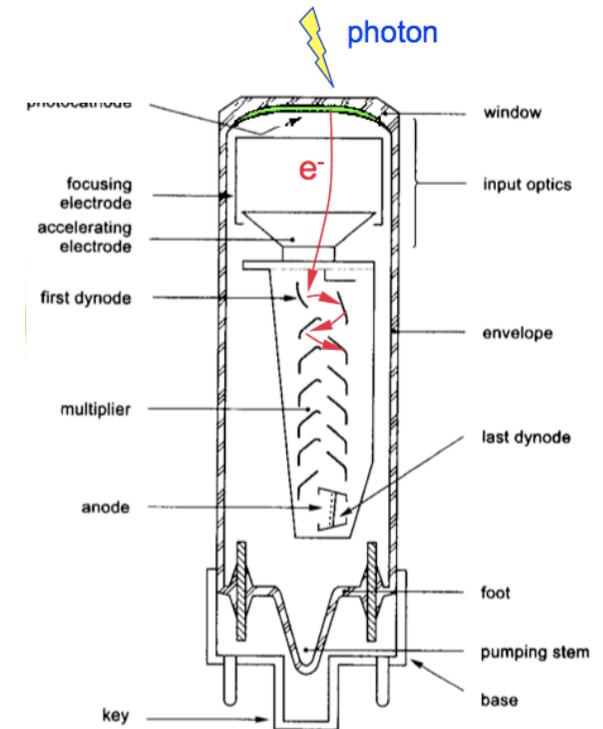
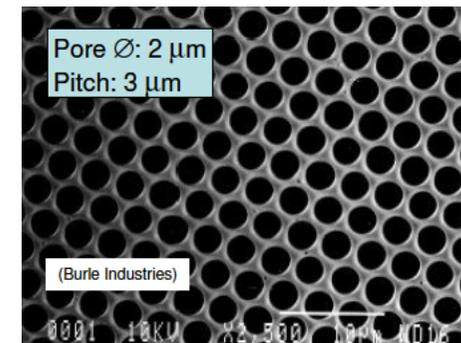
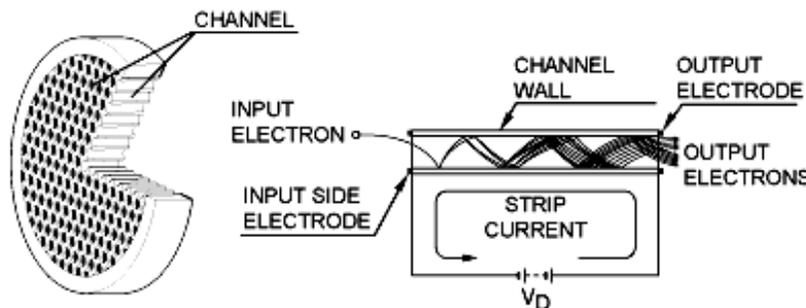


Schéma de principe d'un PMT à 13 dynodes

Galettes de microcanaux

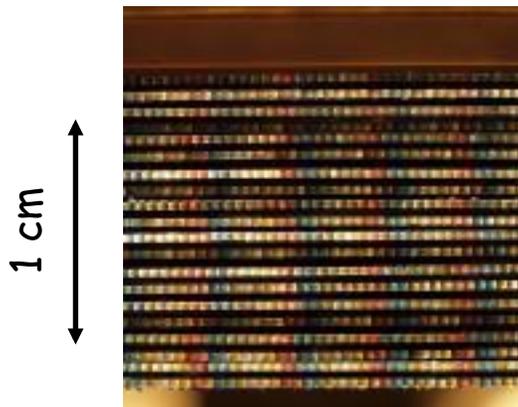
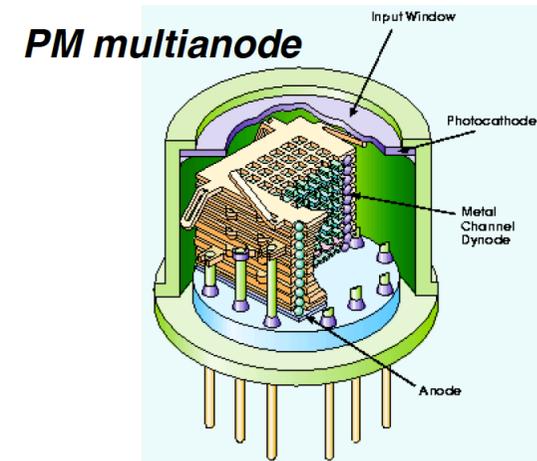
- **MCP** ≡ **M**icro **C**hannel **P**late
 - Alternative au PM pour détecter le photoélectron
 - Diamètre des canaux $\approx 2\text{-}10\ \mu\text{m}$
 - 0,5 mm d'épaisseur
 - Gain de quelques 10^3 par MCP
 - Gain de 10^7 en associant 2 MCP en série
 - Dispersion du temps de transit : 50 ps
 - Peu sensible à un champ magnétique



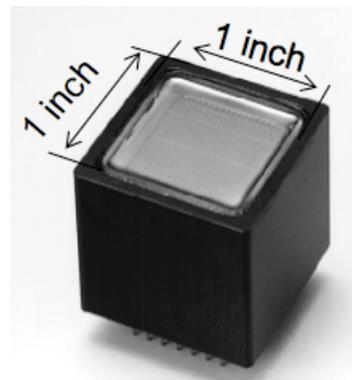
- Applications : vision nocturne, détection d'une charge unique

Tube multi-anode

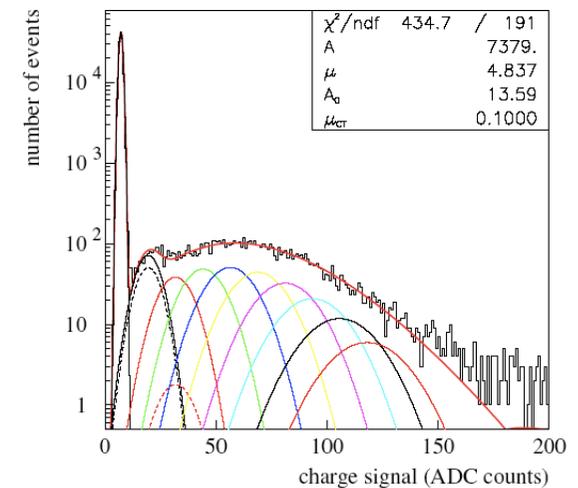
- **MAPMT** \equiv **M**ulti **A**node **P**hoto **M**ultiplier **T**ube
- Exemple : Pots Romains de ATLAS
 - Fibres scintillantes carrées de 0,5 mm



Extrémité des fibres



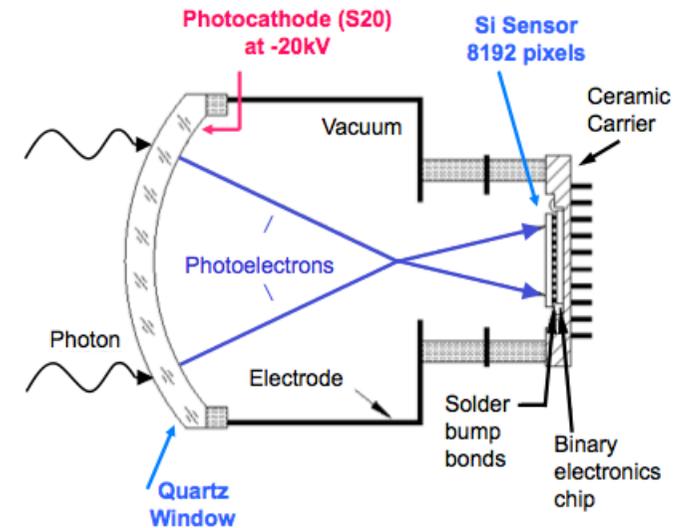
- Hamamatsu R7600
- 8x8 canaux
- $Q.E._{max} = 40\%$
- $Gain \approx 10^6$ à 900 V



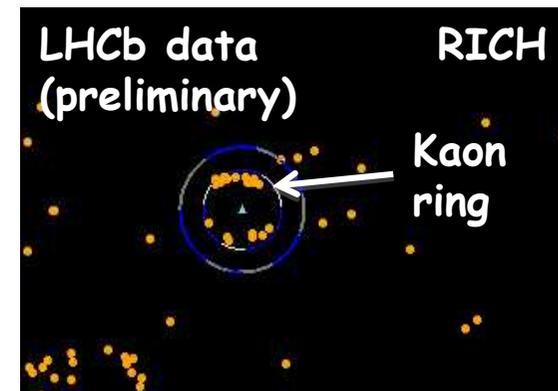
Spectre de photoélectrons à 950 V

Extension : HPD

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

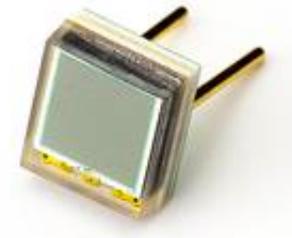


Focalisation croisée grâce à des électrodes pour LHCb



C. Joram

SiPM ou MPPC



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

2^e partie : Détection des particules

I. Particules chargées

II. Photons

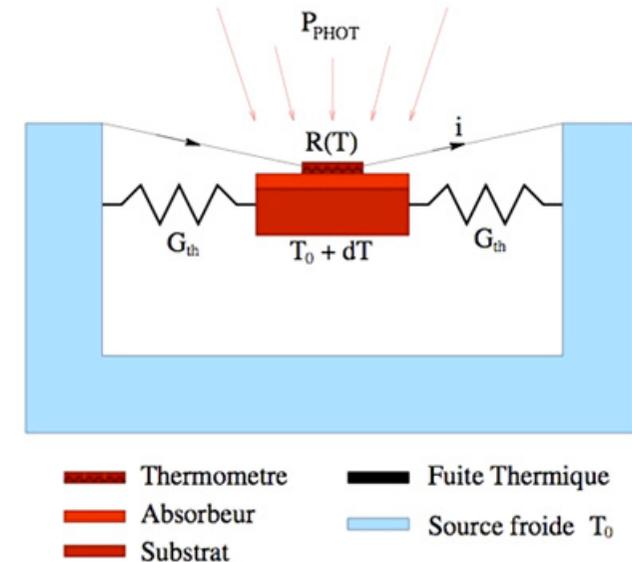
- 1) Généralités
- 2) A travers la détection d'une particule chargée
- 3) Par effet thermique

Bolomètres

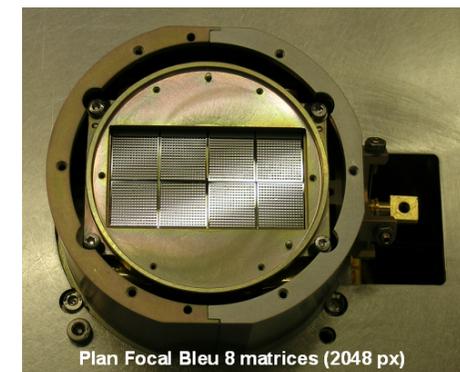
- Principe : convertir l'énergie du rayonnement incident en chaleur
 - La puissance incidente est absorbée par un matériau adéquat
 - On mesure l'élévation de température
- Les **bolomètres** peuvent couvrir l'intégralité du spectre EM mais sont spécialisés sur un domaine de longueur d'onde particulier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

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

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



Bolomètres de Herschel



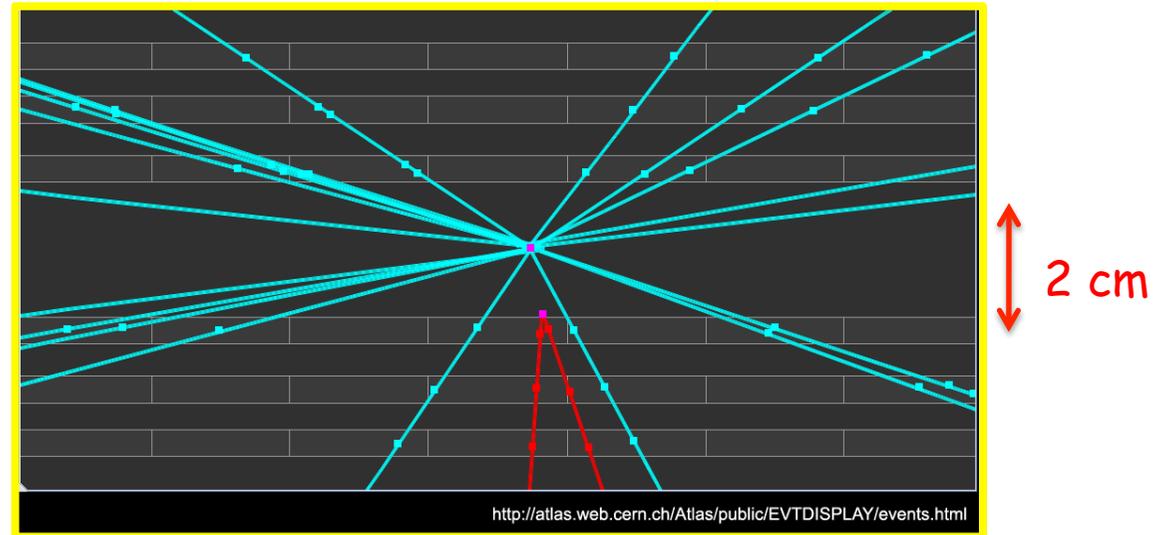
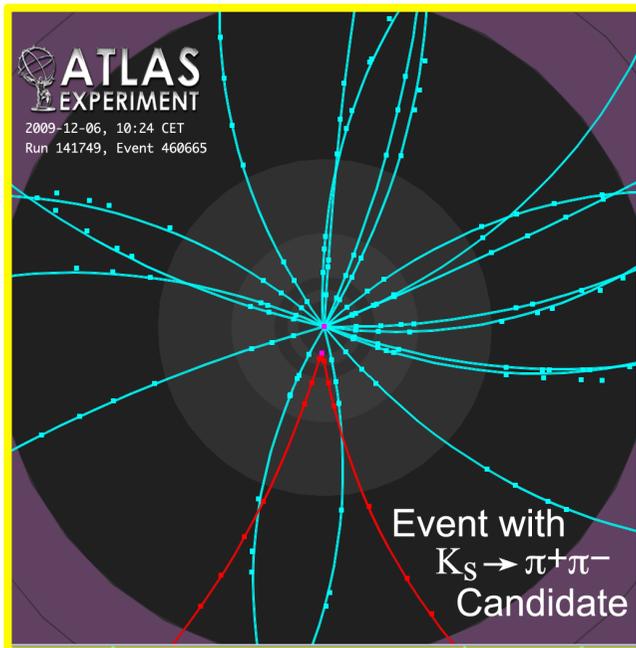
Conclusion sur la 2^e partie

- La détection des photons est basée la plupart du temps sur l'effet photoélectrique qui va éjecter un photoélectron
- Le but ensuite est de détecter cet électron unique
- A plus haute énergie, lorsque la création de paires sera l'effet dominant, on verra plus tard que les photons induiront des gerbes électromagnétiques

3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

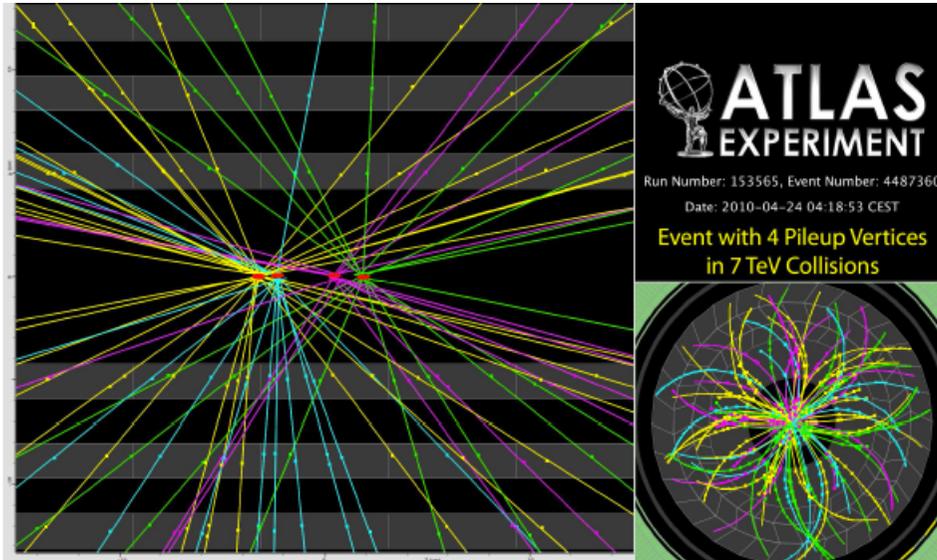
- I. Reconstruction des traces
- II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement
- III. Mesure de l'énergie
- IV. Identification des particules

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

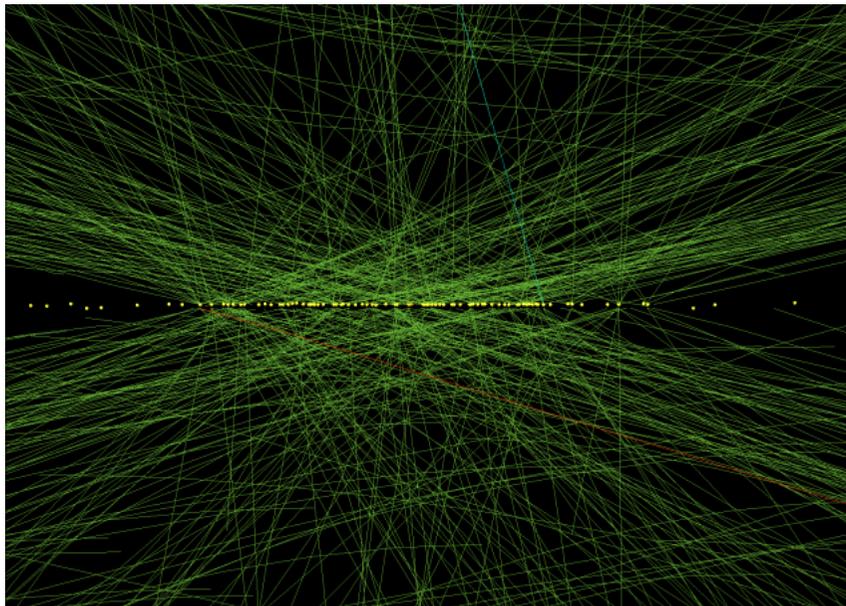


⇒ Une bonne extrapolation est nécessaire pour reconstruire les vertex secondaires

On utilise les détecteurs vu hier pour reconstruire dans l'espace la trajectoire des particules (chargées)



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



Un croisement de paquets
auprès de CMS avec 78
événements reconstruits

3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

- I. Reconstruction des traces
- II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement
- III. Mesure de l'énergie
- IV. Identification des particules

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

- Pour une particule non relativiste :

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

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

- Pour une particule relativiste :

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

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

Mesure de l'impulsion dans un champ B

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

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

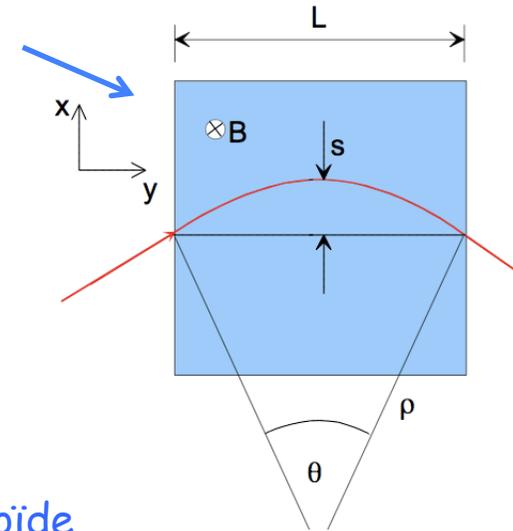
- Le sens de la courbure donne la charge

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

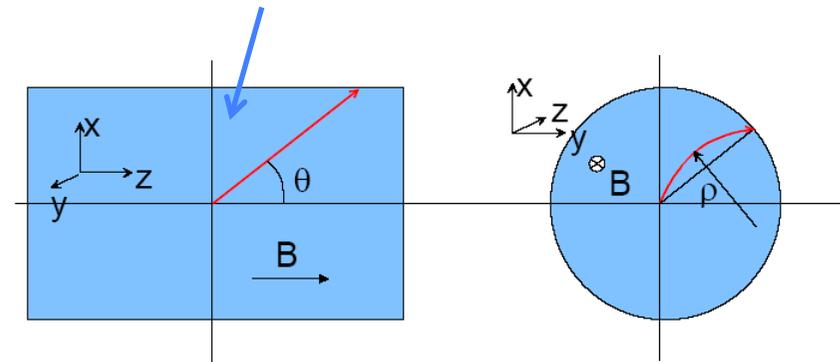
$$\left. \frac{\sigma(p)}{p} \right|_{Exp} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sigma(x) p}{B L^2}$$

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

Dipôle



Solénoïde



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

3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

I. Reconstruction des traces

II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement

III. **Mesure de l'énergie**

1) **Généralités**

2) Calorimétrie électromagnétique

3) Calorimétrie hadronique

4) Deux types de calorimètres

5) Exemple du calorimètre à Argon Liquide d'ATLAS

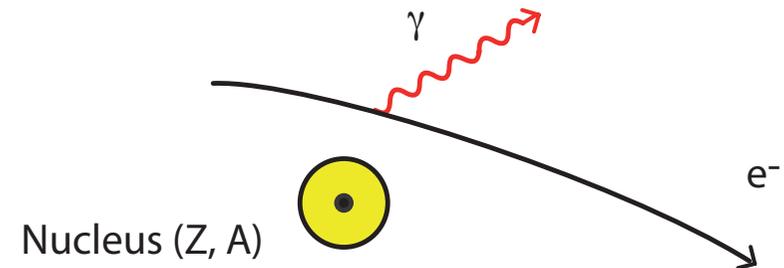
IV. Identification des particules

Rappels

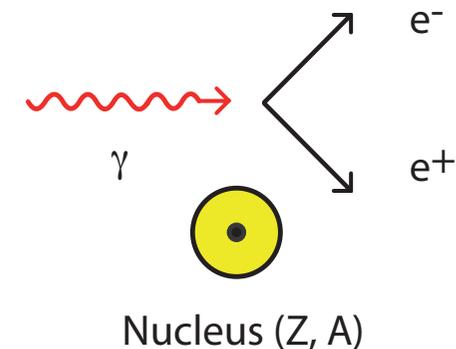
- Un électron/positron est courbé par le champ des noyaux : c'est le **rayonnement de freinage** (ou **bremsstrahlung**) qui domine à haute énergie
 - Définit la longueur de radiation X_0 (g/cm²) :
 - L'**énergie critique** est l'énergie à laquelle :

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

- Conversion d'un photon : le mécanisme dominant à haute énergie est la **production de paires**
- En moyenne, un γ de haute énergie se convertira en une paire e^+e^- après $1 X_0$



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



Qu'est-ce qu'un « calorimètre » ?

- « calor, caloris » : chaleur en latin
- Thermodynamique : 1 calorie (or 4,185 J) est l'énergie nécessaire pour augmenter la température d'un gramme d'eau de 15 à 16 °C
 - $1 \text{ GeV} = 10^9 \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 3,8 \cdot 10^{-9} \text{ cal}$
 - L'augmentation de température du milieu est négligeable et non mesurable
- En Physique des Hautes Energies, un **calorimètre** est un appareil pour détecter et mesurer les propriétés des particules par leur **absorption complète** dans la matière par absorption de la particule incidente à travers une suite de collisions inélastiques qui vont dégrader son énergie

3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

I. Reconstruction des traces

II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement

III. **Mesure de l'énergie**

1) Généralités

2) **Calorimétrie électromagnétique**

3) Calorimétrie hadronique

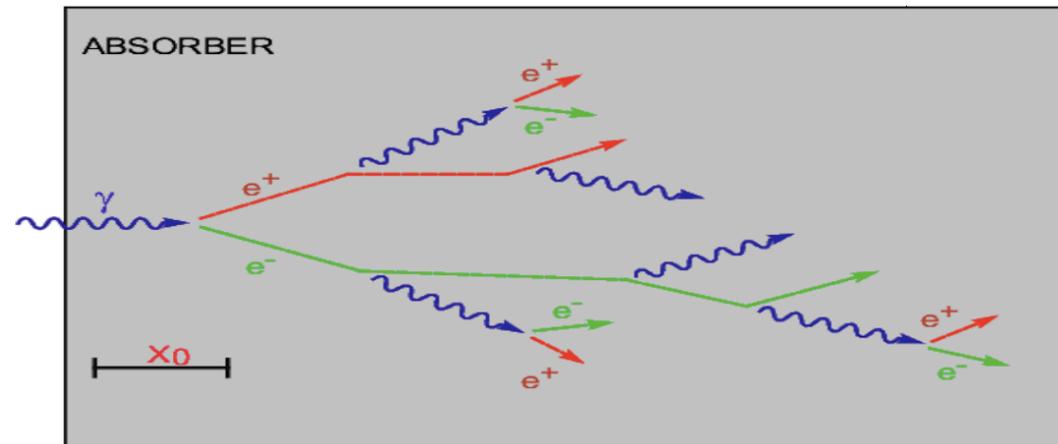
4) Deux types de calorimètres

5) Exemple du calorimètre à Argon Liquide d'ATLAS

IV. Identification des particules

- Concerne les e^\pm et les γ

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



- Création d'une **gerbe électromagnétique**
 - Excitation ou ionisation
 - L'énergie est (partiellement) convertie en un signal proportionnel à l'énergie de la particule incidente
- On appellera **absorbeur** le milieu qui déclenche la gerbe

Développement des gerbes

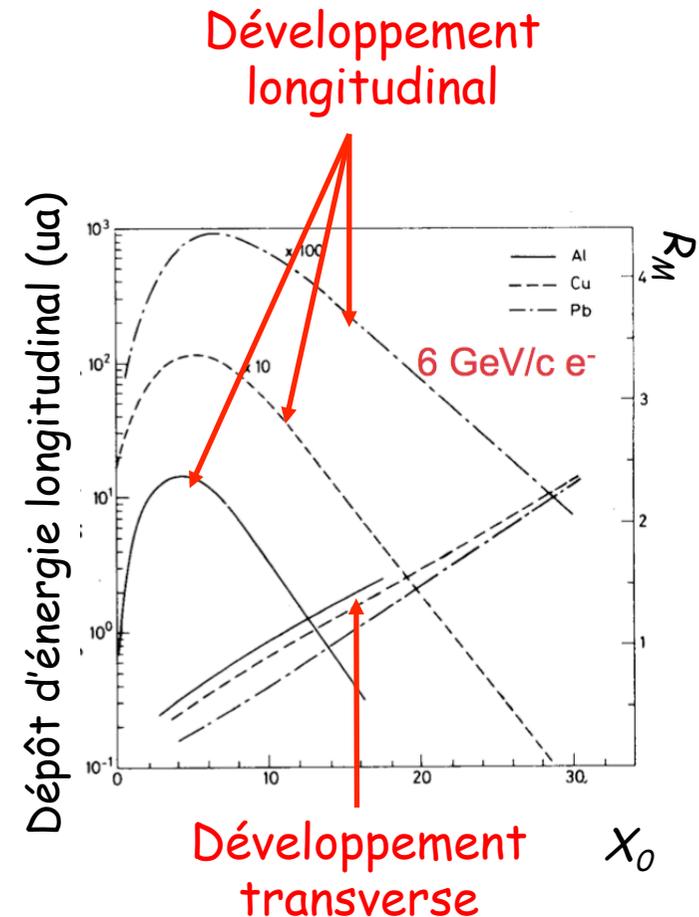
- Forme longitudinale : $\frac{dE}{dt} \propto t^\alpha \exp(-t)$
 - Le maximum se trouve à : $t_{max} = \frac{\ln(E/E_c)}{\ln(2)}$
 - 95% de la gerbe est contenue dans $t_{95} \approx t_{max} + 0,08 \times Z + 9,6$

□ La dimension longitudinale d'une gerbe croît comme $\ln(E)$

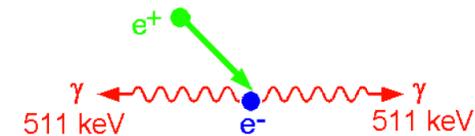
- Développement transverse
 - 95% de la gerbe est contenue dans un cône de rayon $2 R_m$ (rayon de Molière) :
 - R_m s'exprime en g/cm^2 comme X_0

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

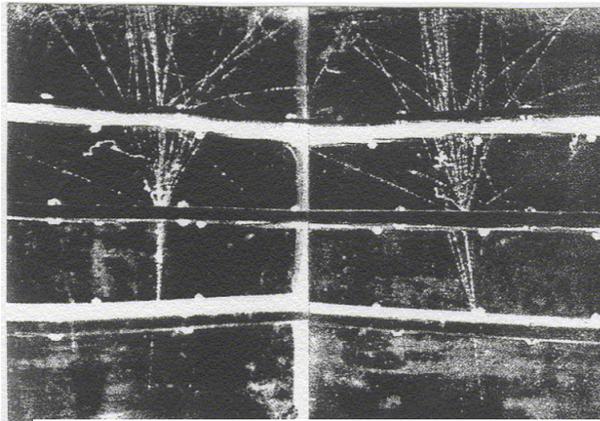
Gert Molière
(1909-1964),
physicien allemand



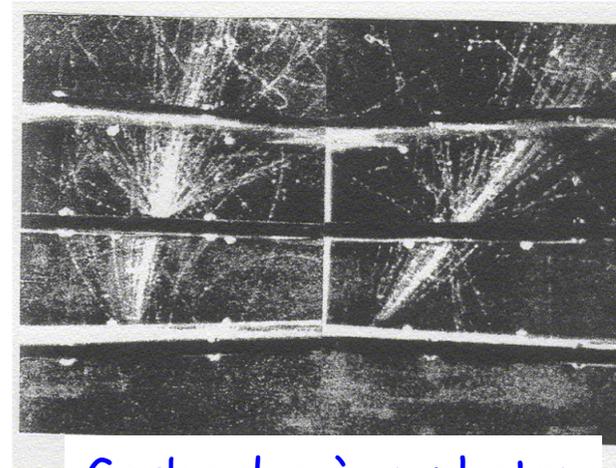
- Au delà du maximum de la gerbe, les mécanismes dominants sont l'ionisation, l'effet Compton et l'effet photoélectrique
 - Les électrons finissent par s'attacher autour d'un noyau
 - Les positrons finissent par s'annihiler avec un électron libre ou peu lié



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



Gerbe due à un électron



Gerbe due à un photon

L. Fussel
(1939)

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

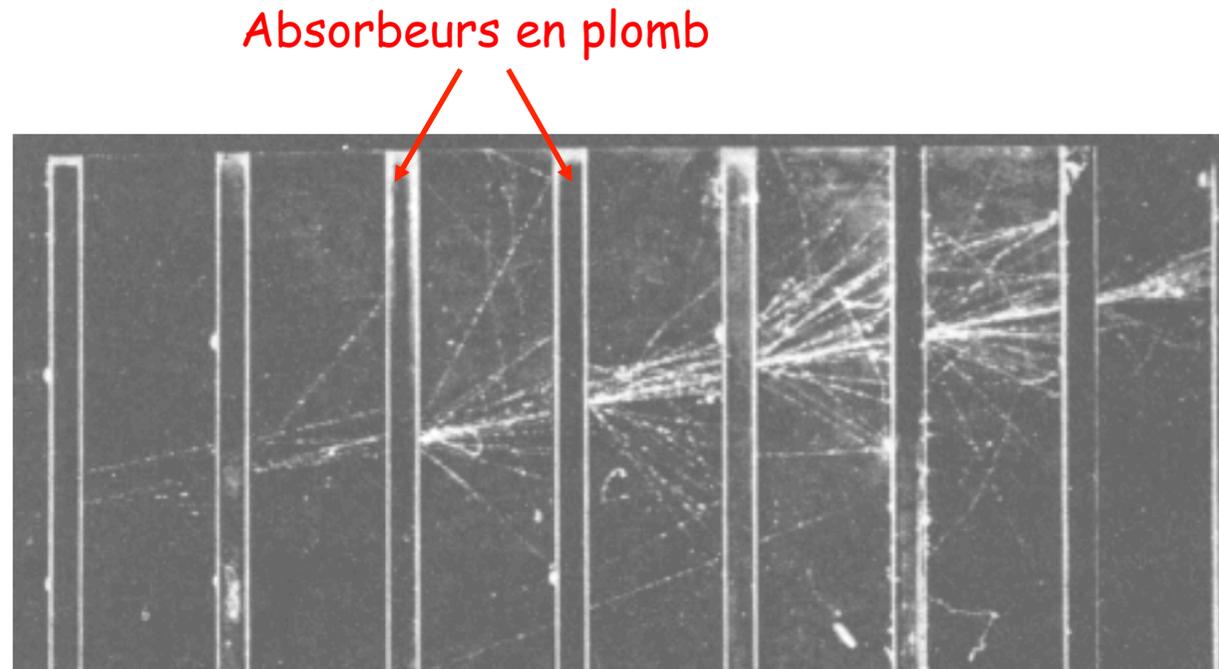
ATLAS

CMS

Tout est
tabulé !

Exemple réel

Gerbe
électromagnétique
créée par un électron
dans une chambre à
brouillard



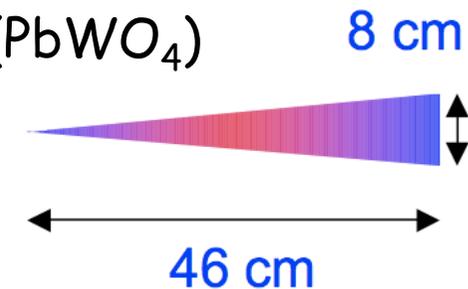
- Electron de 100 GeV dans un « verre au plomb » (PbWO_4)

- $E_c = 11,8 \text{ MeV}$

- $t_{95} \approx 23$

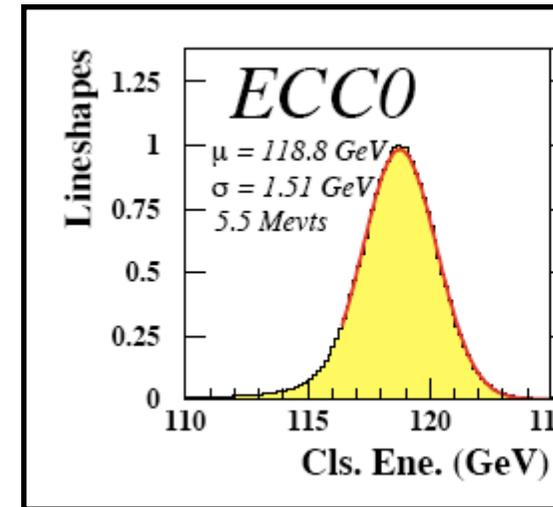
- $t_{max} \approx 13$

- $X_0 \approx 2 \text{ cm} - R_m \approx 3,6 \text{ cm}$

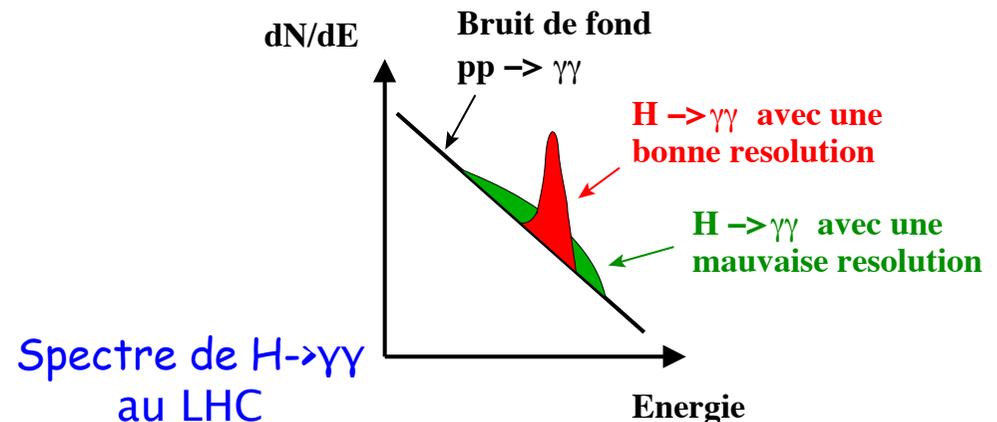


Remarque sur les résolutions

- Pour connaître la résolution en énergie d'un détecteur, on envoie sur le détecteur des particules d'énergie connues dont on essaye de recouvrir l'énergie
- Les distributions sont typiquement gaussiennes et sont caractérisées par leur largeur $\sigma(E)$
- On a besoin de la meilleure résolution possible



Exemple du calorimètre EndCap de ATLAS



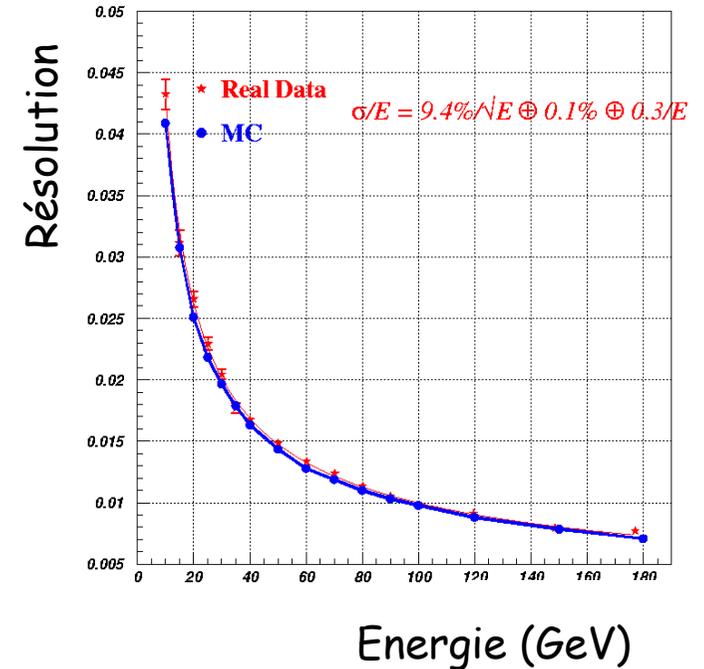
- On a typiquement pour la résolution en énergie :

2 façons d'écrire la même chose

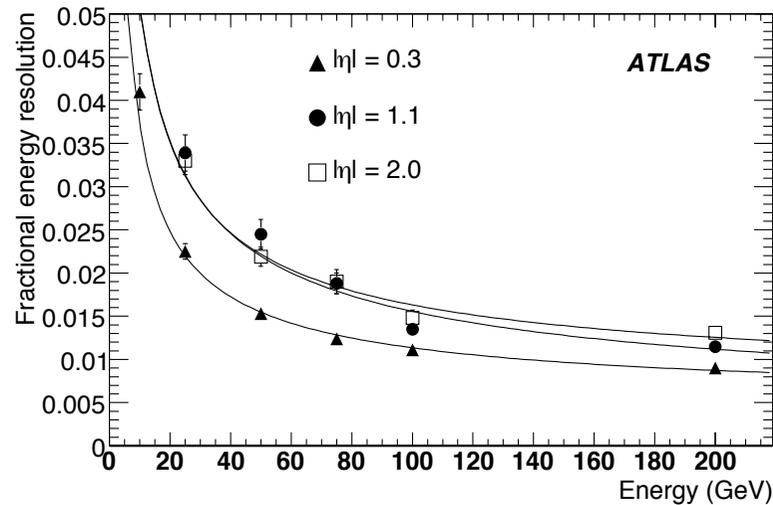
$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E} \oplus b$$

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{c}{E}\right)^2 + b^2$$

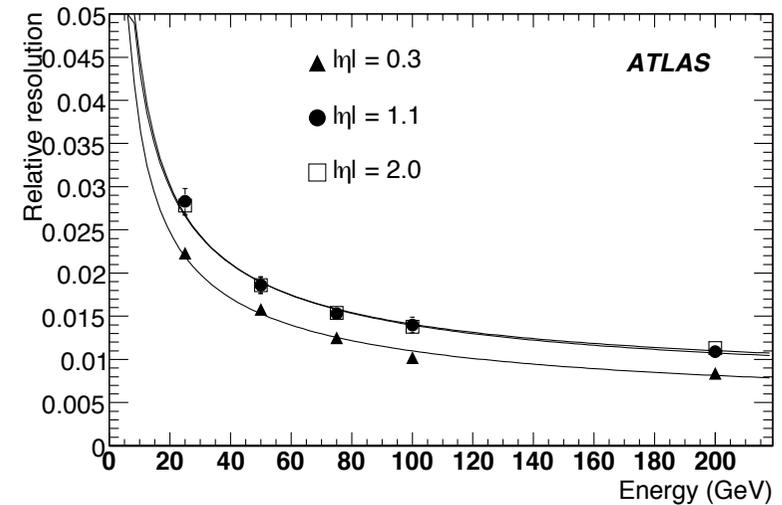
- 3 termes caractéristiques
 - a : terme d'échantillonnage
 - b : terme constant (Inhomogénéités - non linéarités - mauvaise calibration)
 - c : terme de bruit (Bruit électronique - empilement - radioactivité)



Résolution en énergie du calorimètre EM d'ATLAS



Résolution en énergie
des électrons

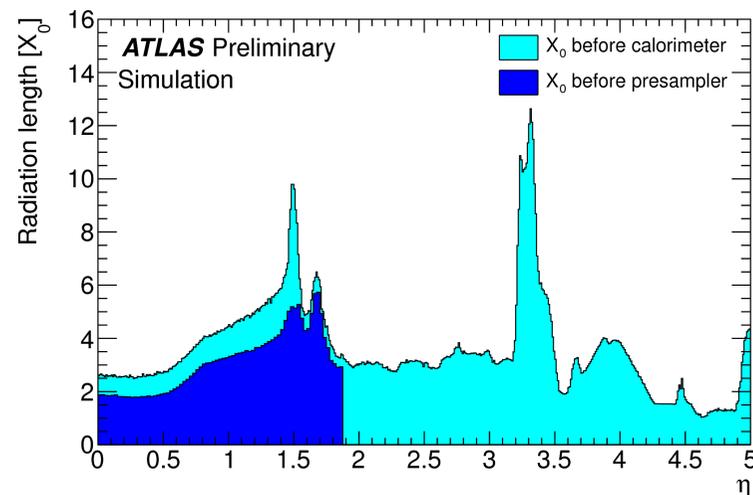


Résolution en énergie
des photons

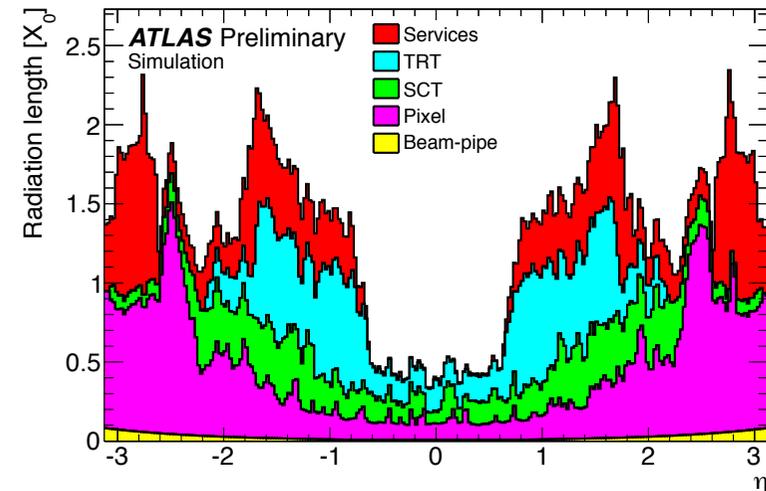
- Les résolutions spatiales et angulaires ont la même dépendance avec l'énergie de la particule incidente

Un léger problème ...

- Lorsqu'on construit un détecteur, il faut penser à la matière "morte" avant le calorimètre



Matière « morte » devant le calorimètre EM d'ATLAS



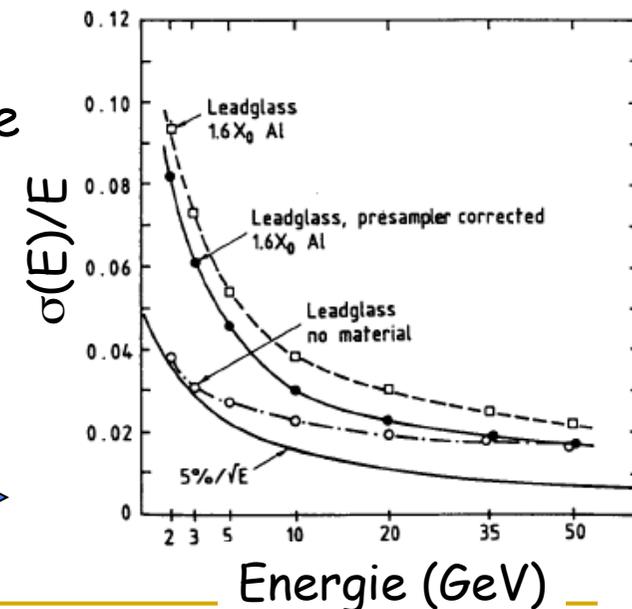
- Il ne sert à rien de faire un superbe calorimètre s'il y a trop de matière devant

Sa solution : le 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



3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

I. Reconstruction des traces

II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement

III. **Mesure de l'énergie**

1) Généralités

2) Calorimétrie électromagnétique

3) **Calorimétrie hadronique**

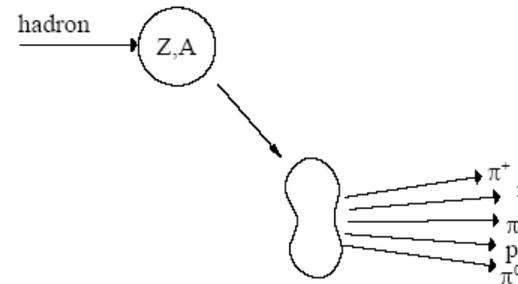
4) Deux types de calorimètres

5) Exemple du calorimètre à Argon Liquide d'ATLAS

IV. Identification des particules

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 hadronique

- π^\pm , p , K^\pm , n , ν , μ ,

- Composante électromagnétique

- Photons, π^0

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

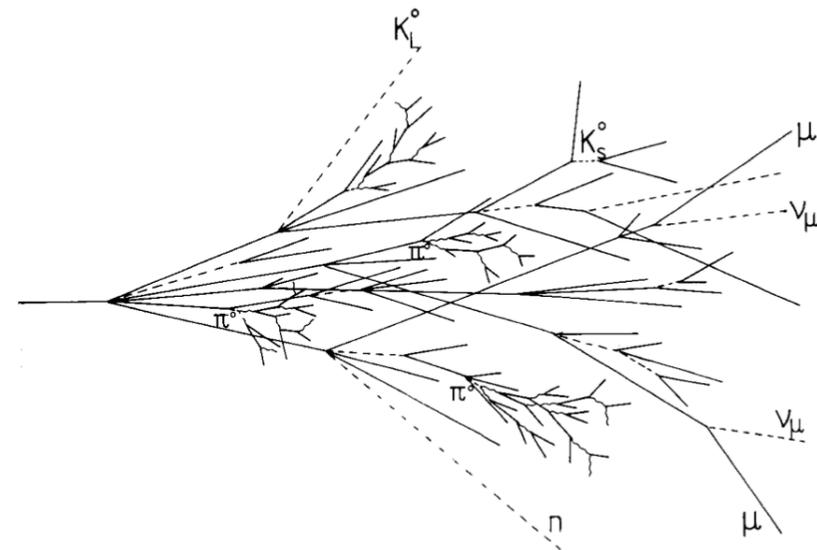
soit $\approx 18 \pi^0$ à 100 GeV

- 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 que pour un calorimètre électromagnétique**

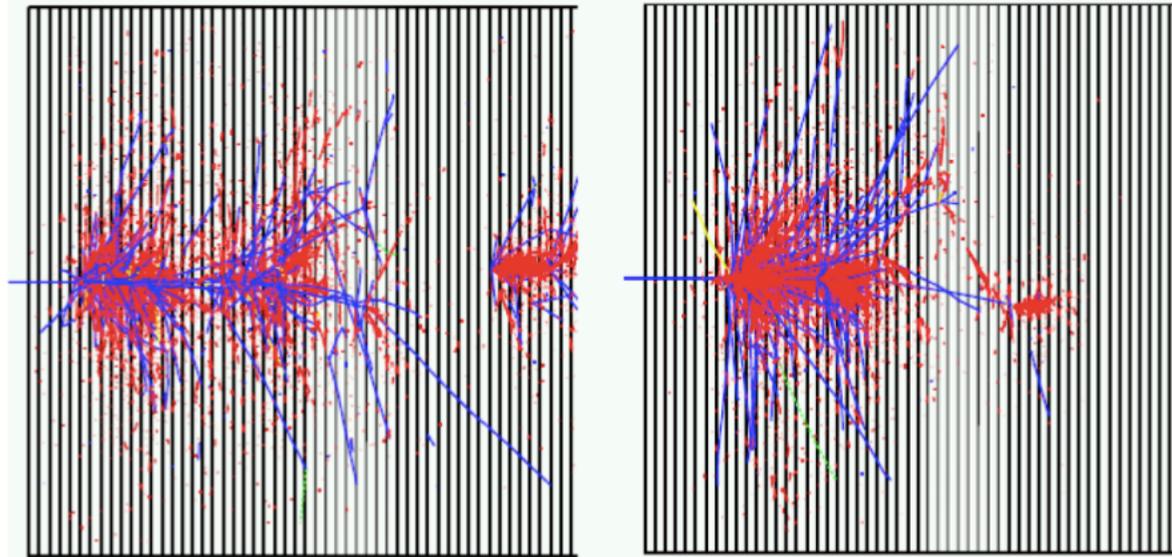
Gerbe hadronique



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

Développement des gerbes

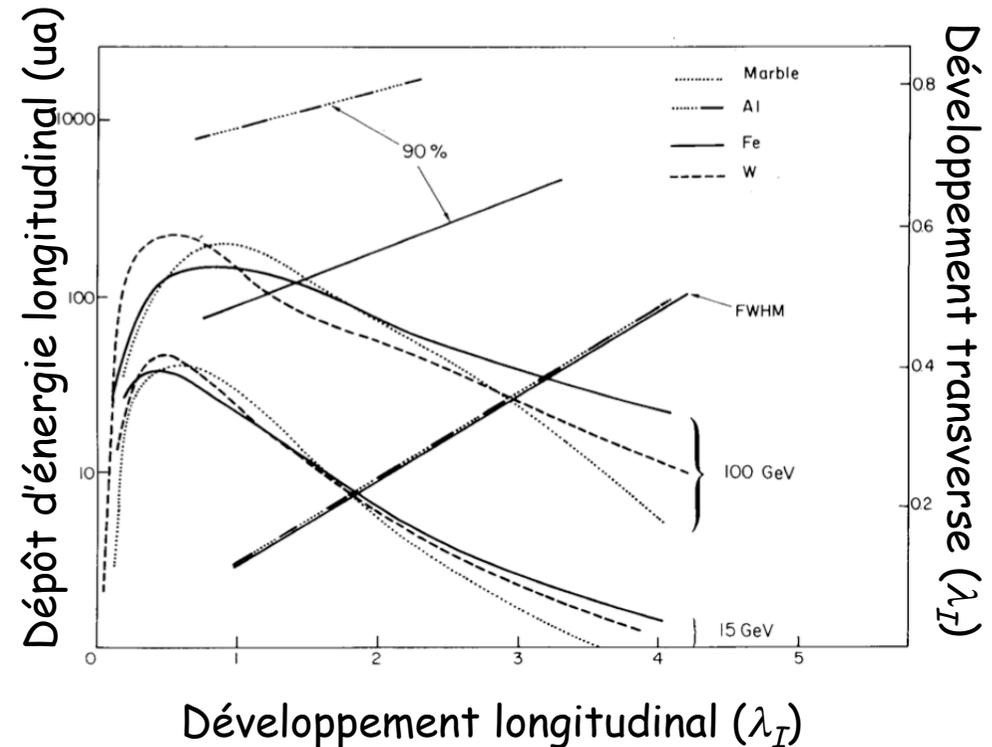
- Développement longitudinal :

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

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

- Développement transverse :

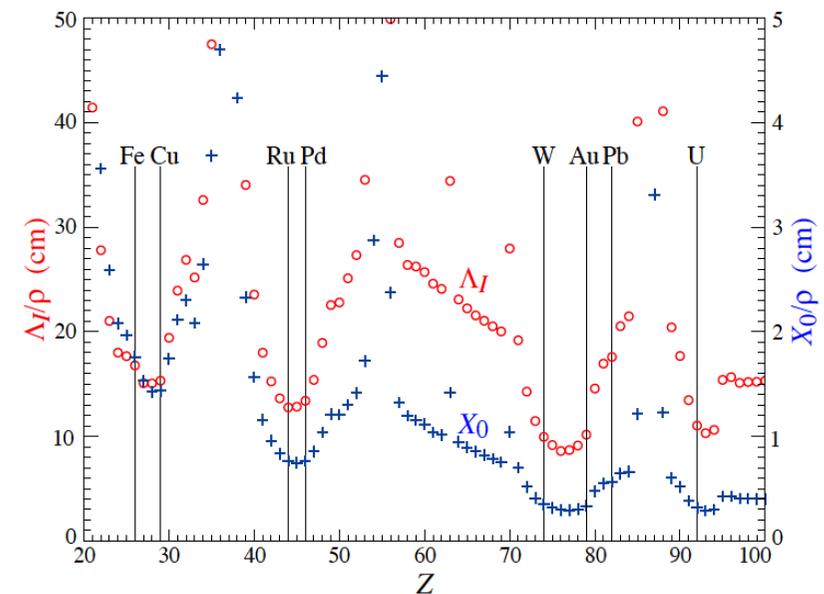
- 95% de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon λ_I (17 cm pour Fe)



- 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 EM

PDG



λ_I/p et X_0/p en fonction de Z

3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

I. Reconstruction des traces

II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement

III. **Mesure de l'énergie**

1) Généralités

2) Calorimétrie électromagnétique

3) Calorimétrie hadronique

4) **Deux types de calorimètres**

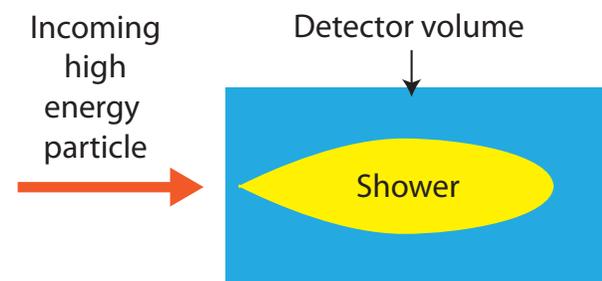
5) Exemple du calorimètre à Argon Liquide d'ATLAS

IV. Identification des particules

Deux types de calorimètres

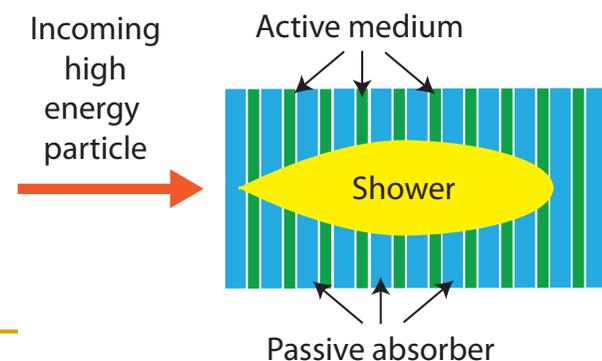
- Les **calorimètres homogènes** pour lesquels l'absorbeur est également le milieu de détection

- Bonne résolution en énergie
- Résolution spatiale moyenne
- Pas de segmentation en profondeur
- Uniquement calorimétrie EM



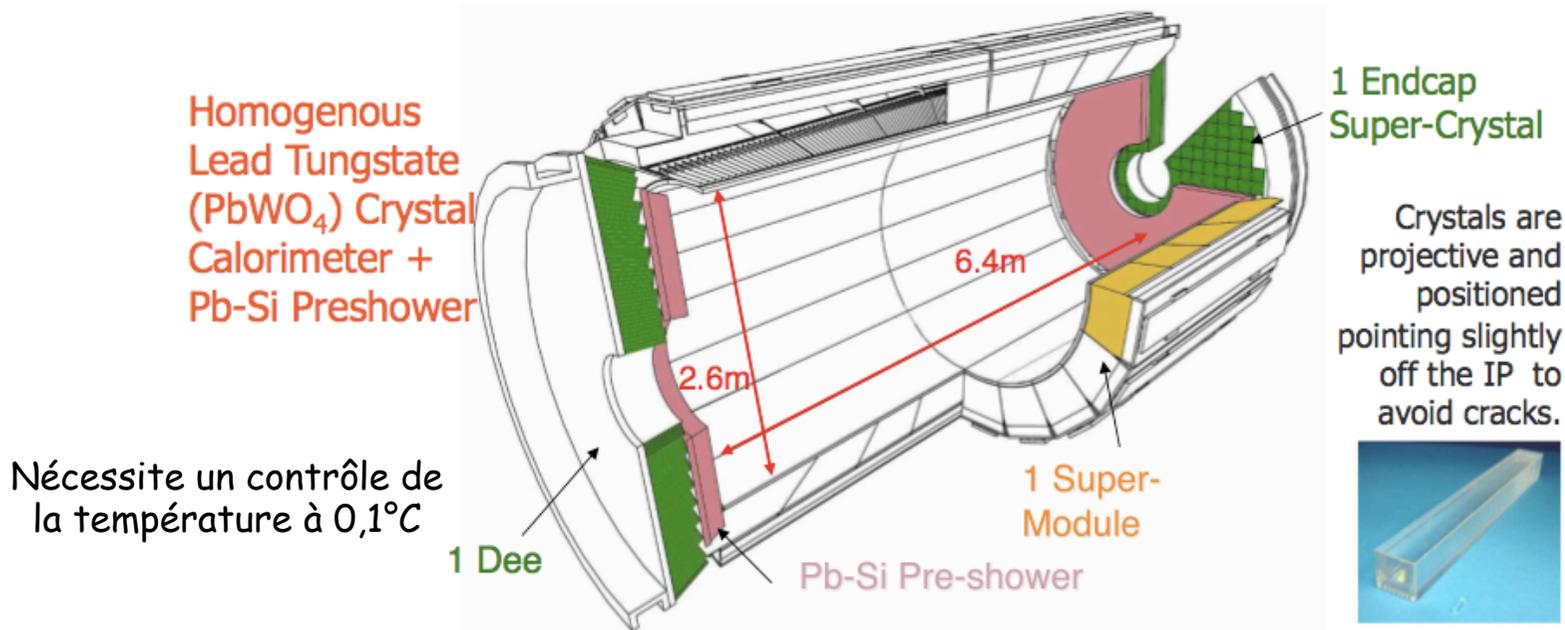
- Les **calorimètres à échantillonnage** (« **sampling calorimeters** ») pour lesquels l'absorbeur est différent du milieu de détection

- Résolution en énergie moyenne
- Bonne résolution spatiale
- Segmentation en profondeur possible
- Calorimétrie EM et hadronique



Calorimètres homogènes

Calorimètre électromagnétique de CMS

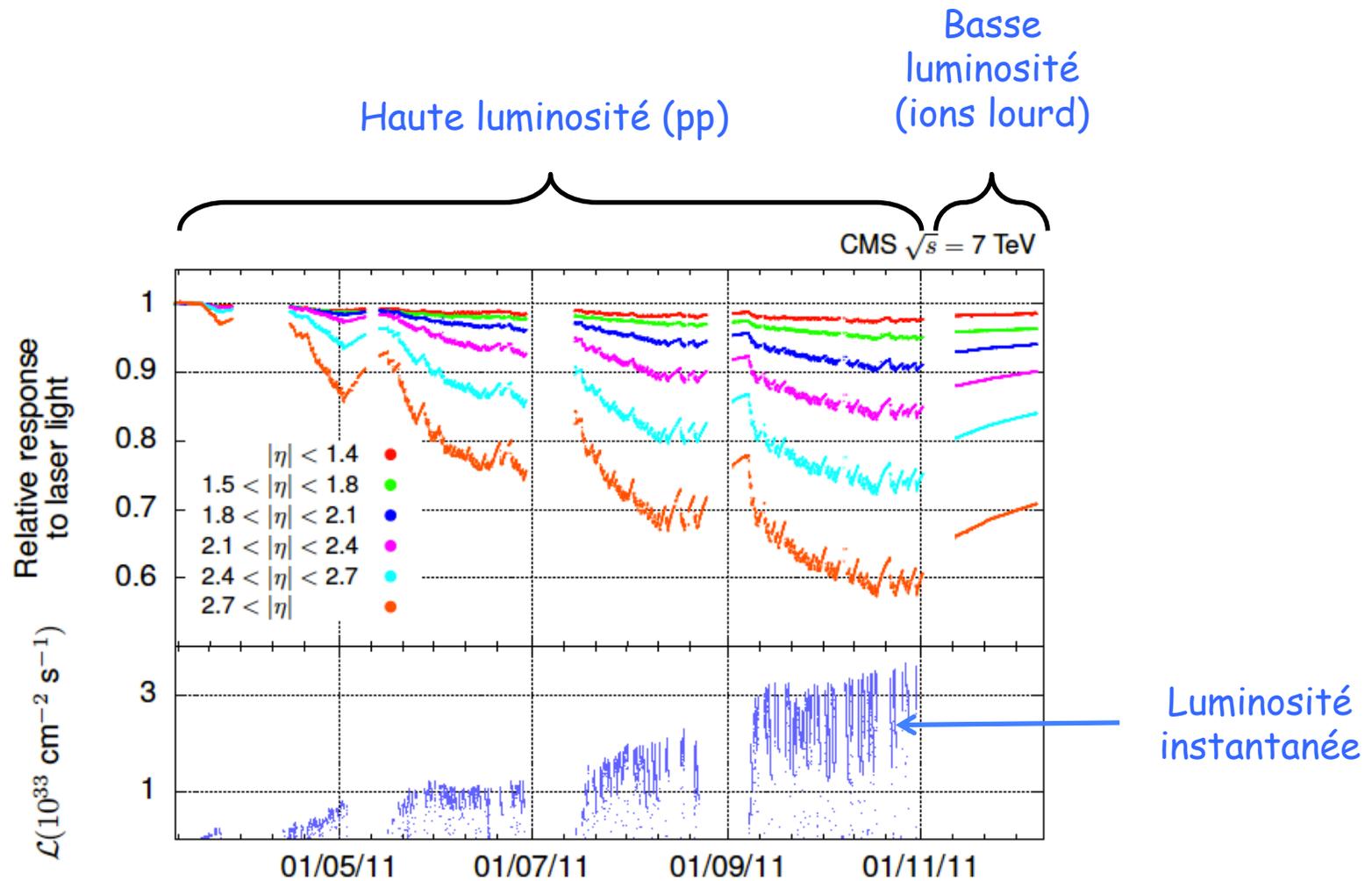


Nécessite un contrôle de la température à 0,1°C

<p>Barrel (EB):</p> <ul style="list-style-type: none"> • 61200 crystals • 36 Supermodules (SM), each 1700 crystals • $\eta < 1.48$ 	<p>Endcap (EE):</p> <ul style="list-style-type: none"> • 14648 crystals • 4 Dees, SuperCrystals of 5x5 xtals • $1.48 < \eta < 3.0$ 	<p>Preshower (ES):</p> <ul style="list-style-type: none"> • Pb-Si • 4 Dees • 4300 Si strips • $1.65 < \eta < 2.6$
--	---	---

M. Nessi

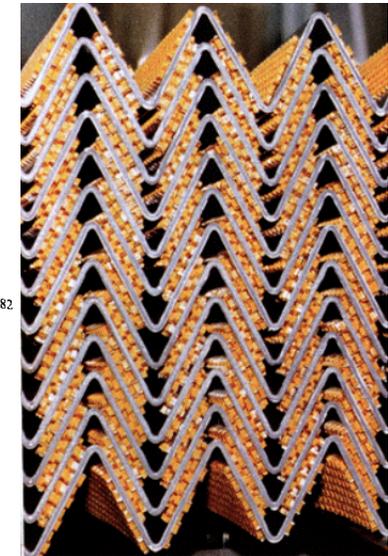
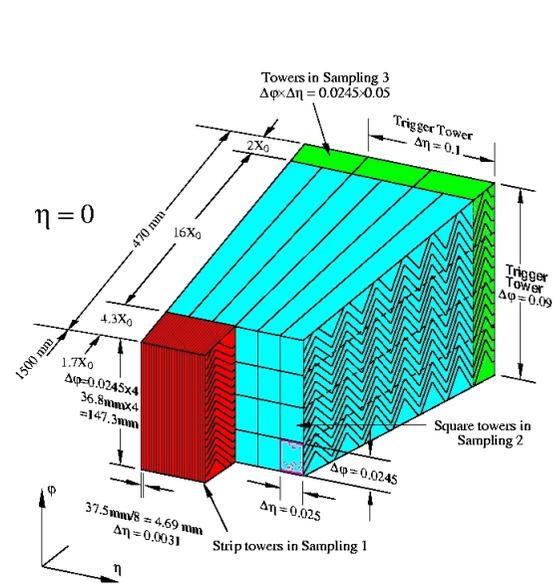
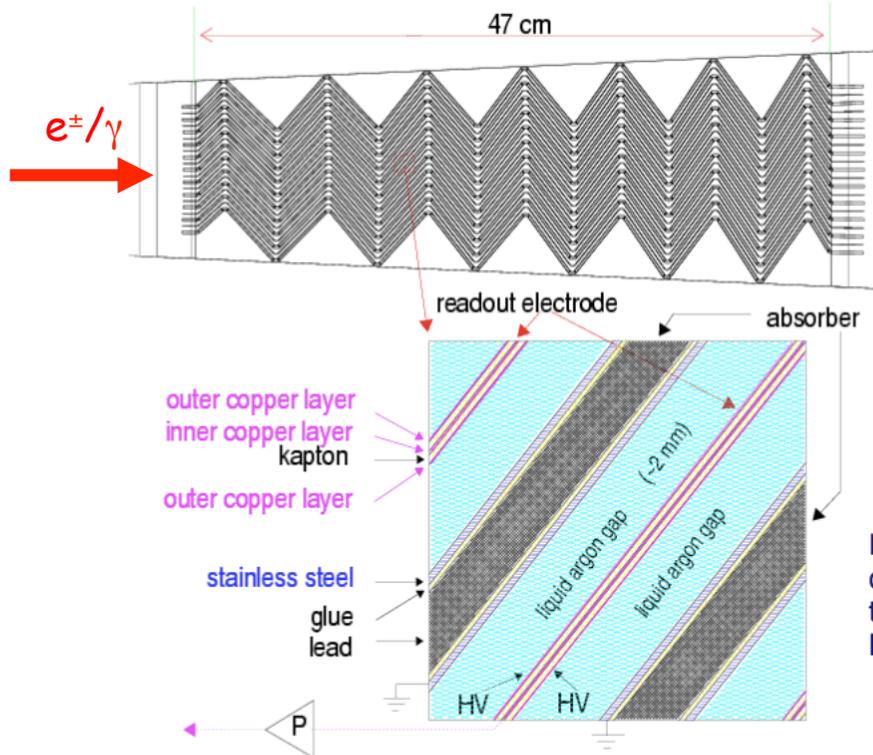
$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3,37\%}{\sqrt{E_{[GeV]}}} \oplus 0,25\% \oplus \frac{0,108}{E_{[GeV]}}$$



Réponse du calorimètre EM de CMS en 2011, normalisée au début de l'année

Calorimètres à échantillonnage

Calorimètre électromagnétique d'ATLAS



D
d
t
l
a

- 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

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

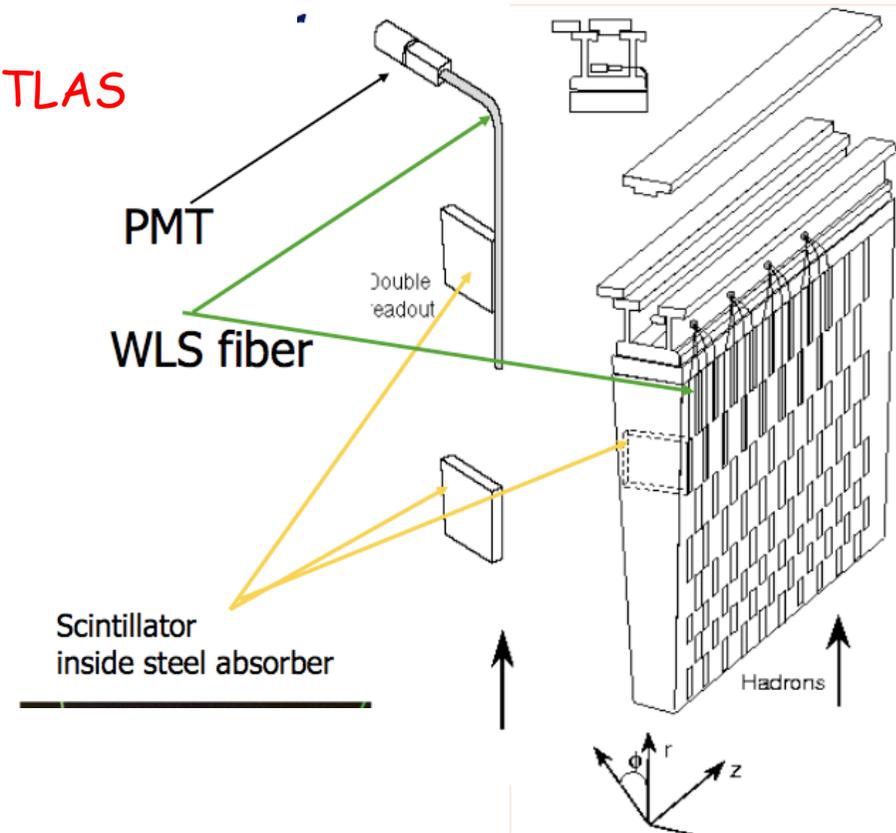
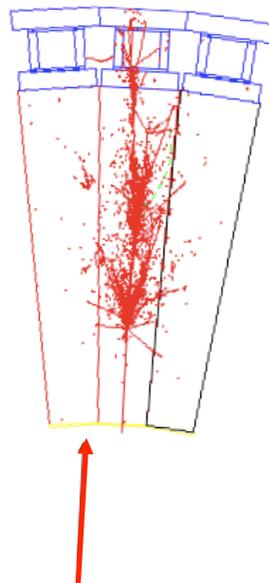
Calorimètres hadroniques

CMS



Absorbeurs en cuivre (1500 t) + scintillateurs

ATLAS



Résolution en énergie :

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

Absorbeurs acier + plaques scintillantes

3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

I. Reconstruction des traces

II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement

III. **Mesure de l'énergie**

1) Généralités

2) Calorimétrie électromagnétique

3) Calorimétrie hadronique

4) Deux types de calorimètres

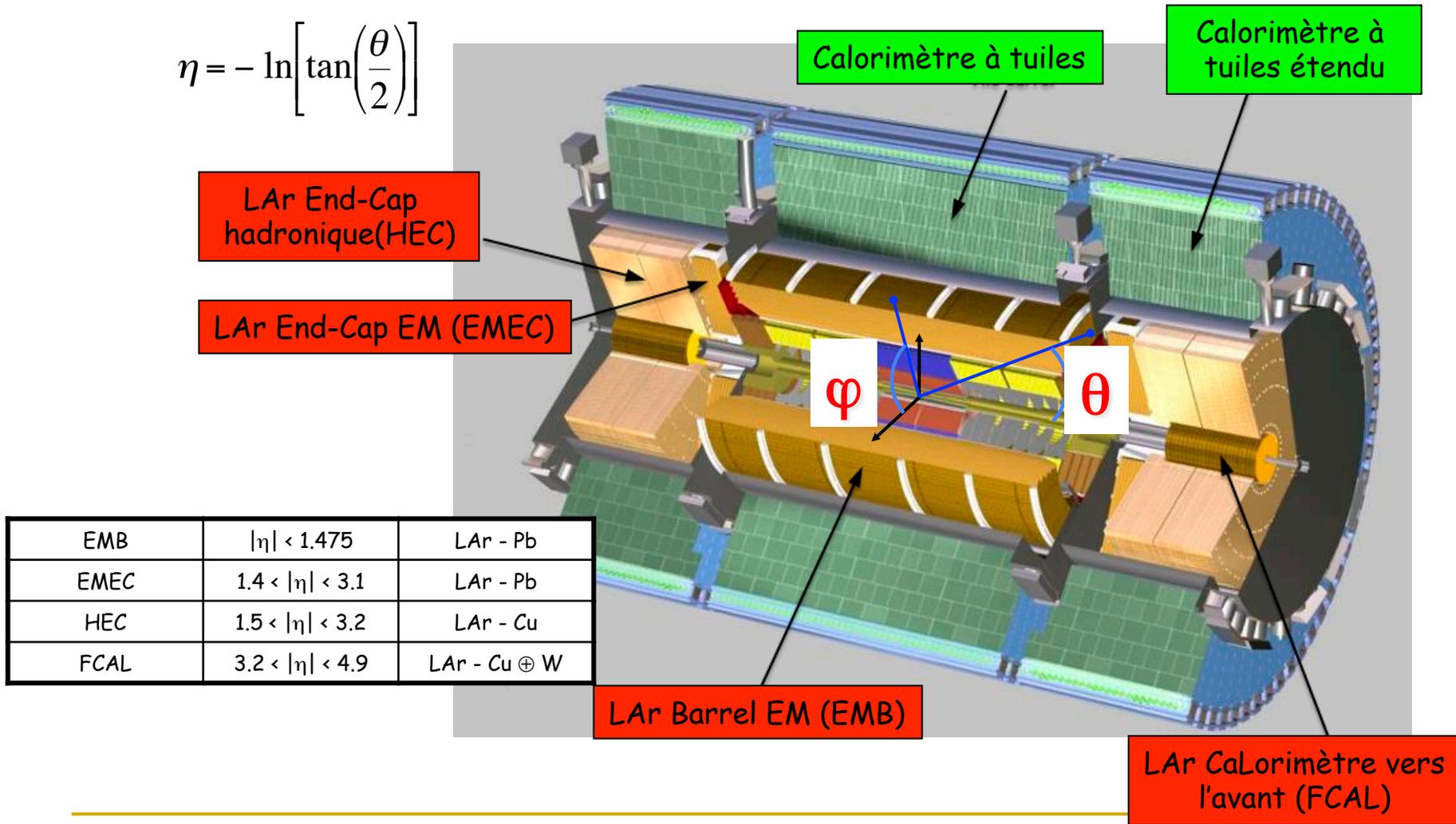
5) **Exemple du calorimètre à Argon Liquide d'ATLAS**

IV. Identification des particules

Exemple du calorimètre LAr d'ATLAS

TileCal et Extended TileCal servent au retour de flux du solénoïde

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



Prérequis

- Aucune bulle !
- Température du bain d'argon : 88.4 K
- Uniformité meilleure que 0.3 K
- Stabilité meilleure que 0.1 K
- Opération continue pendant 10 ou 15 ans
- Pureté meilleure que 2 ppm d'équivalent O_2

Propriétés communes à tous les cryostats

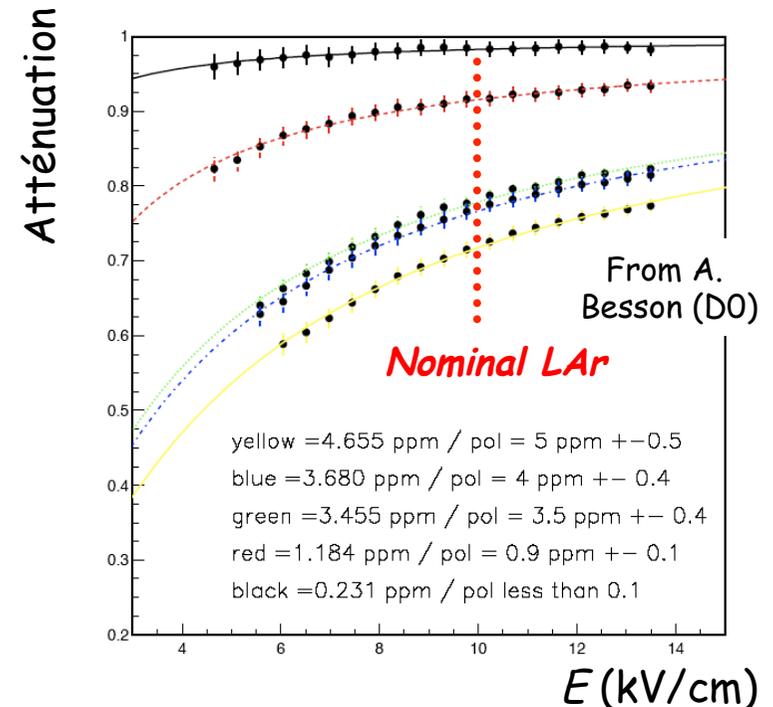
- Deux enceintes concentriques (chaude et froide)
 - L'enceinte chaude repose sur des pieds en fibre de verre-epoxy (isolation thermique et électrique)
 - Les 3 cryostats ont été testés à froid avec les détecteurs en surface au CERN avant d'être descendus dans le puit
- ⇒ 9 cycles thermiques jusqu'à maintenant

Cryostat Barrel (ou tonneau)

- 43 m³ de LAr
- 128000 canaux d'électronique
- Vide d'isolation partagé avec le solénoïde

Cryostat End-Cap (ou bouchon)

- 17 m³ de LAr
- 5000 canaux d'électronique
- Déplacé de 12 m pendant une ouverture d'ATLAS



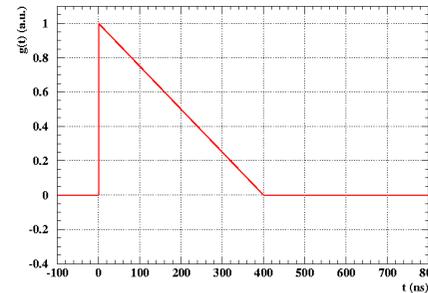
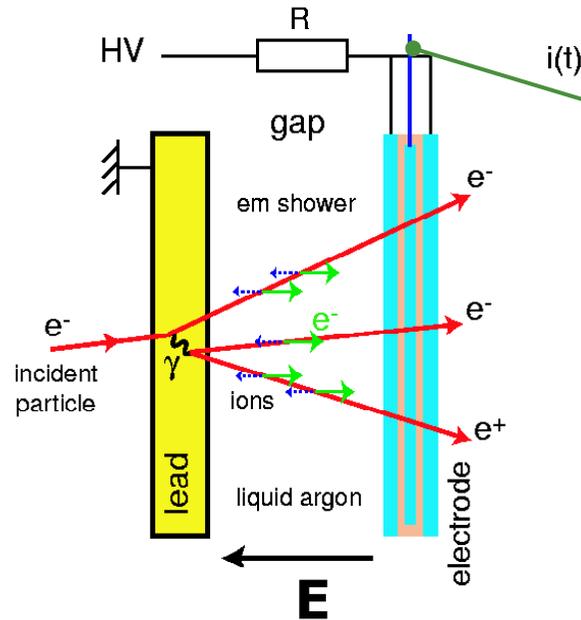
Cryostat End-Cap



Cryostat Barrel



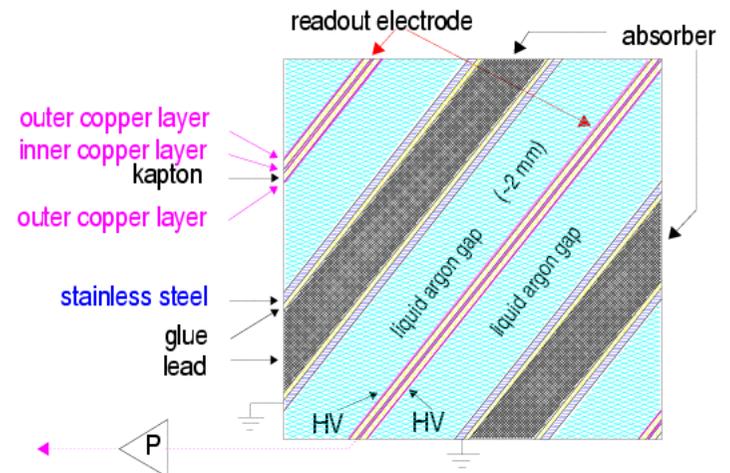
Exemple du calorimètre LAr d'ATLAS



$t_{\text{dérive}} = 450 \text{ ns}$ 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)



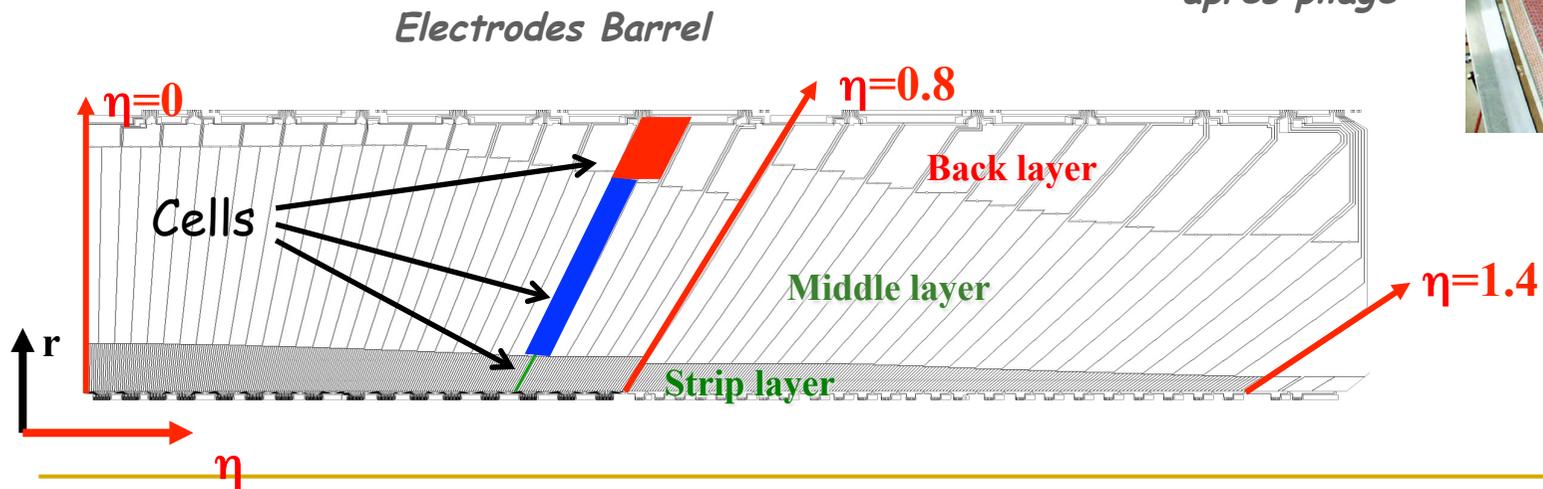
Principales propriétés

- 4 types d'électrode : 2 pour EMB et 2 pour EMEC
- les électrodes font $275 \mu\text{m}$:
 - ✓ 3 couches de Cu
 - ✓ 2 couches d'isolant (polyimide)
- les deux couches externes sont à la HT
- Le signal est lu sur l'électrode centrale
- 2 ou 3 compartiments en profondeur
- Epaisseur du gap d'argon
 - ✓ EMB : 2.1 mm de chaque côté de l'électrode (450 ns de temps de dérive pour 2000 V)
 - ✓ EMEC : de 0.9 à 3.1 mm de chaque côté de l'électrode

Electrode Barrel avant pliage



Electrode Barrel après pliage



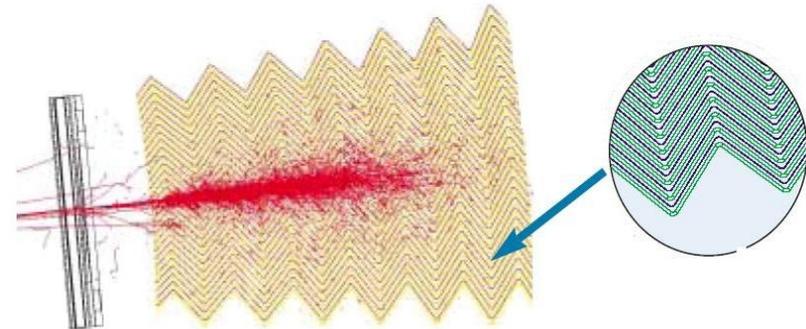
Propriétés principales

- Absorbéurs en plomb (+ mince couche d'acier)
- Bonne hermiticité (pas de crack en azimut)
- 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

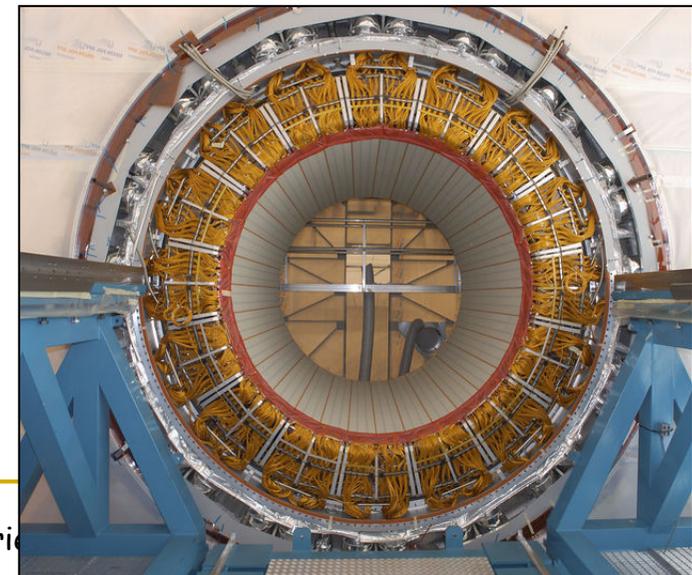
Développement de la gerbe dans l'accordéon



EMB durant l'assemblage



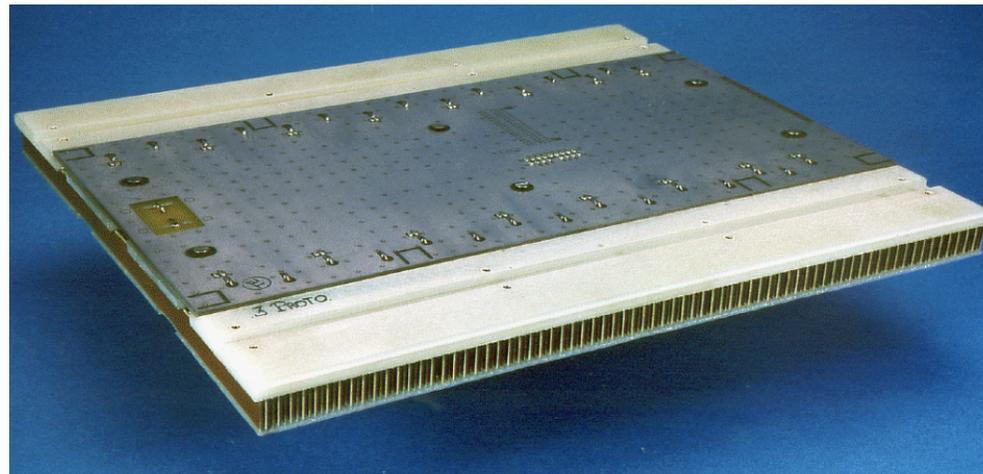
Une roue complète du EMB



Prééchantillonneur

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

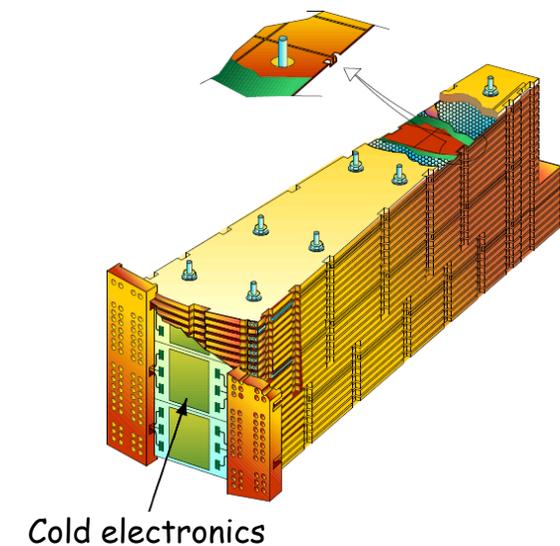
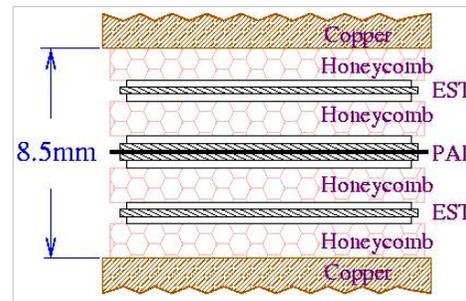
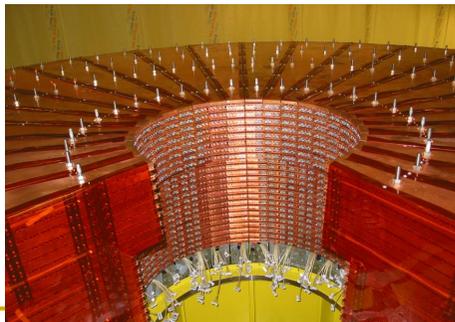
Prééchantillonneur EMB



Calorimètre hadronique End-Cap (HEC)

Propriétés principales

- Insensible aux radiations
- Absorbateurs en Cu (25/50 mm d'épaisseur) à géométrie parallèle plane
- 2 x 2 roues (avant et arrière) de diamètre $\phi = 2$ m
- 2 x (2 x 32) modules
- $10 \lambda_I$
- 24/16 gaps pour les roues avant/arrière
- 4 compartiments longitudinaux
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ (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

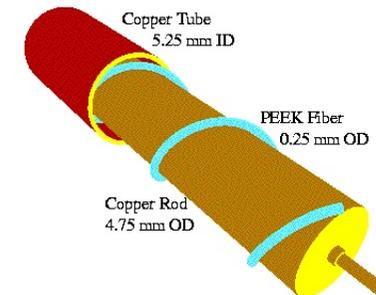


Calorimètre hadronique vers l'avant (FCAL)

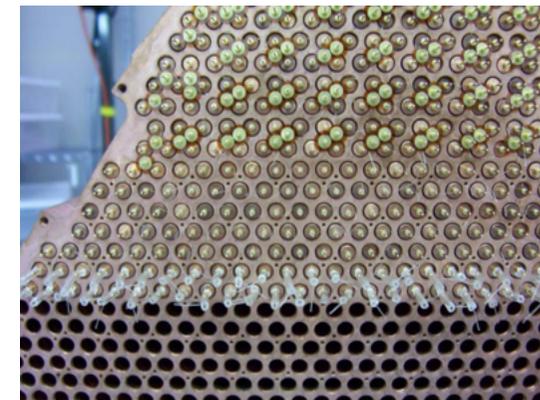
Propriétés principales

- $2.5 < |\eta| < 4.9$
- 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 ($28 X_0$, $2.6 \lambda_I$)
 - ✓ Matrice W pour les roues hadroniques ($3.7 \lambda_I$ chacune)
- $10 \lambda_I$ 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



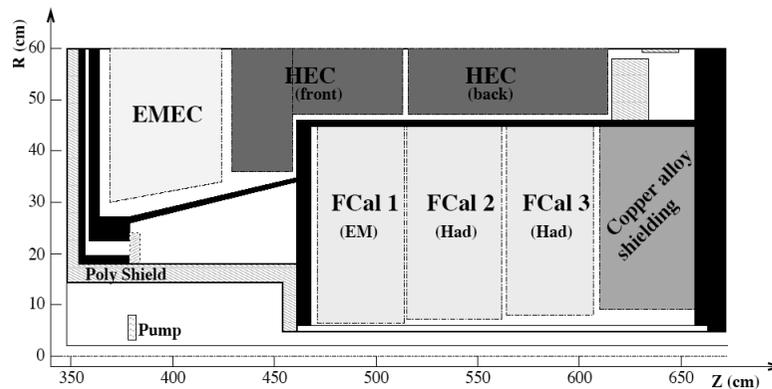
Matrice du FCAL pendant l'assemblage des électrodes



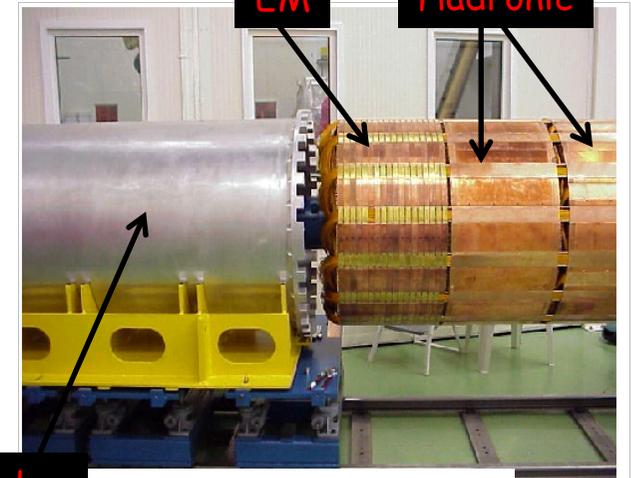
Exemple du calorimètre LAr d'ATLAS

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

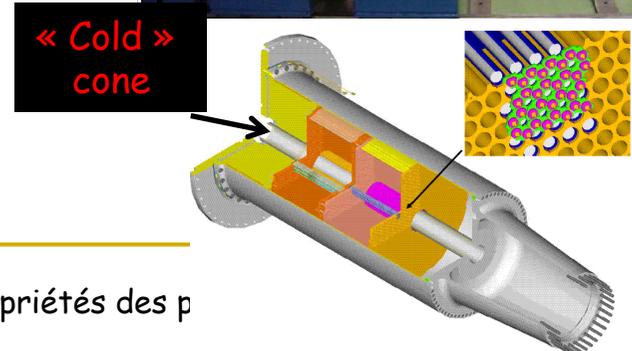
Paramètres du FCAL construit



Pendant l'assemblage



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



3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

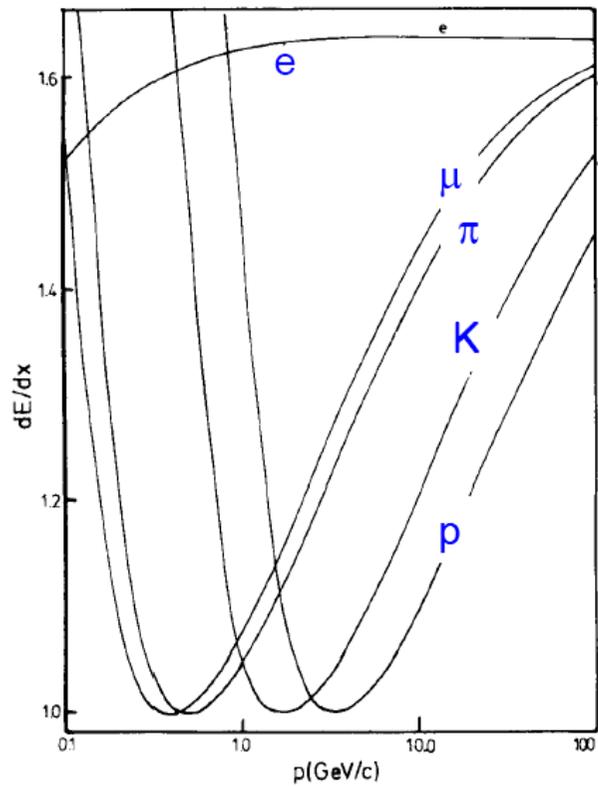
- I. Reconstruction des traces
- II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement
- III. Mesure de l'énergie

- IV. Identification des particules
 - 1) Mesure de l'ionisation
 - 2) Mesure du temps de vol
 - 3) Effet Cherenkov
 - 4) Rayonnement de transition
 - 5) Toute mesure discriminante

- On a vu que :

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

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

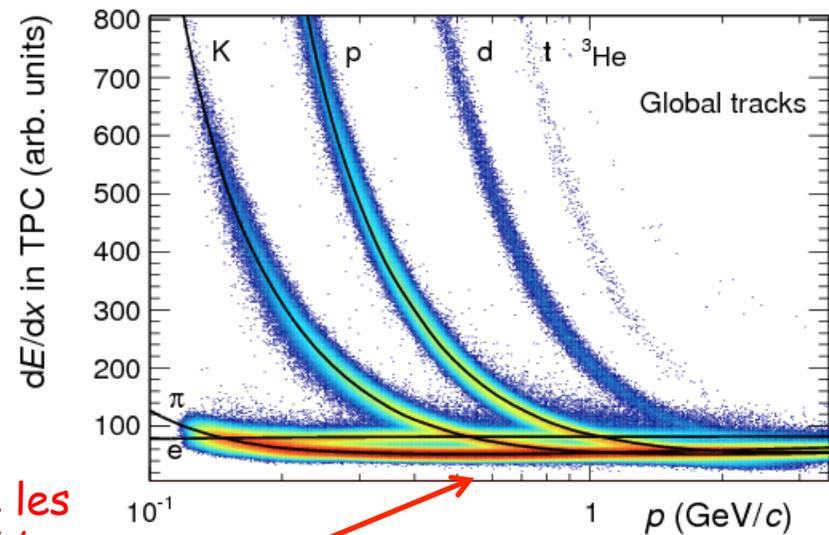


π/K separation (2σ) requires a dE/dx resolution of $< 5\%$

Average energy loss for e, μ , π , K, p in 80/20 Ar/CH₄ (NTP)
(J.N. Marx, Physics today, Oct 78)

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

Theorie



TPC de ALICE

Pratique

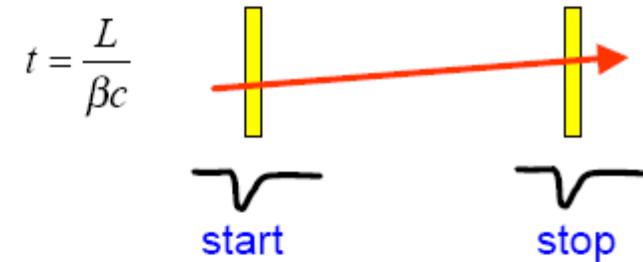
3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

- I. Reconstruction des traces
- II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement
- III. Mesure de l'énergie

- IV. Identification des particules
 - 1) Mesure de l'ionisation
 - 2) Mesure du temps de vol
 - 3) Effet Cherenkov
 - 4) Rayonnement de transition
 - 5) Toute mesure discriminante

- On a cette fois :

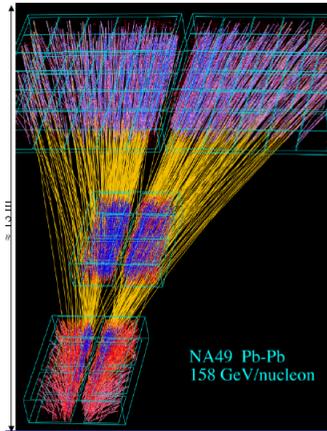
$$\left. \begin{array}{l} p = M \gamma \beta c \\ t = \frac{L}{\beta c} \end{array} \right\} \Rightarrow M = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1} \quad \text{et} \quad \frac{dM}{M} = \frac{dp}{p} + \gamma^2 \left(\frac{dt}{t} + \frac{dL}{L} \right)$$



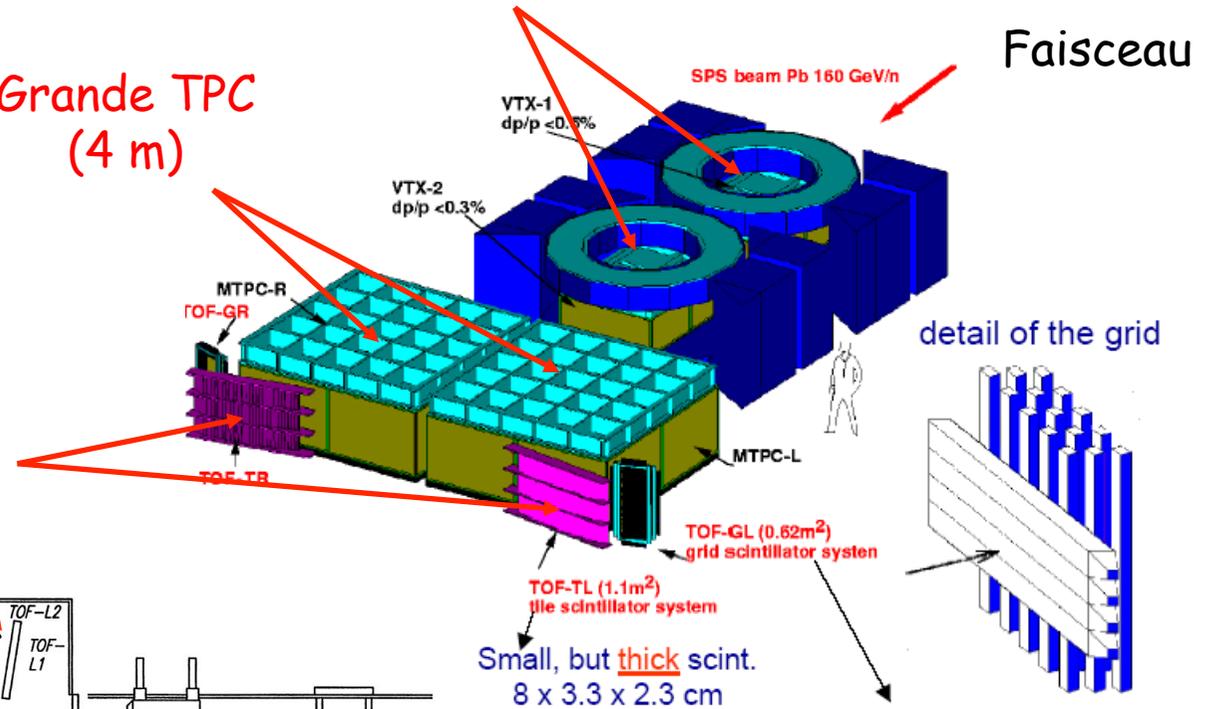
- Cette mesure n'est valable que pour des particules qui ne sont pas « trop proches » de c

Exemple : NA49 (1/2)

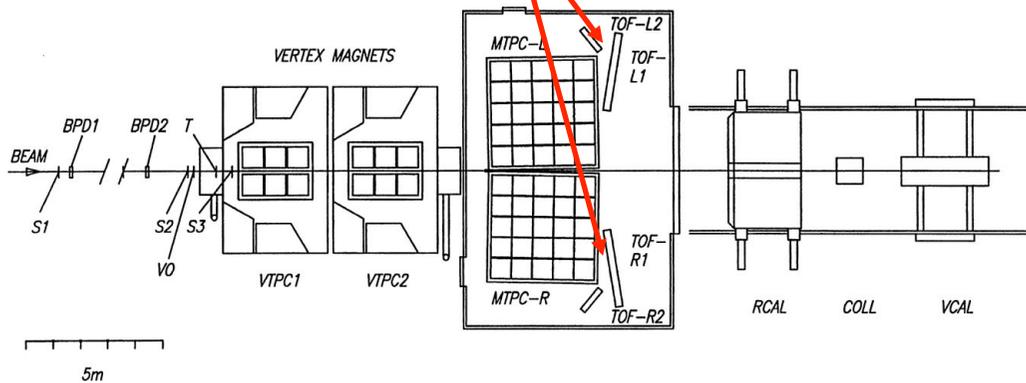
Aimant supraconducteur (1,5 T - 1 m d'ouverture verticale et 2 m de rayon) contenant une TPC pour mesurer les vertex d'interaction



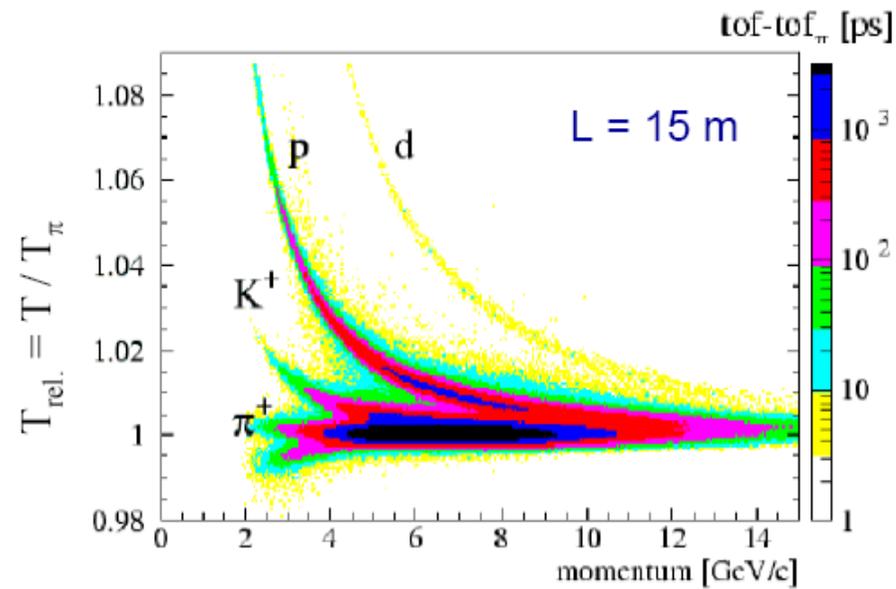
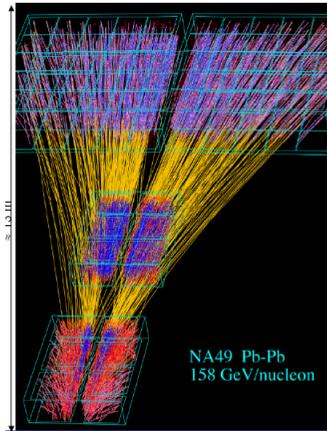
Grande TPC
(4 m)



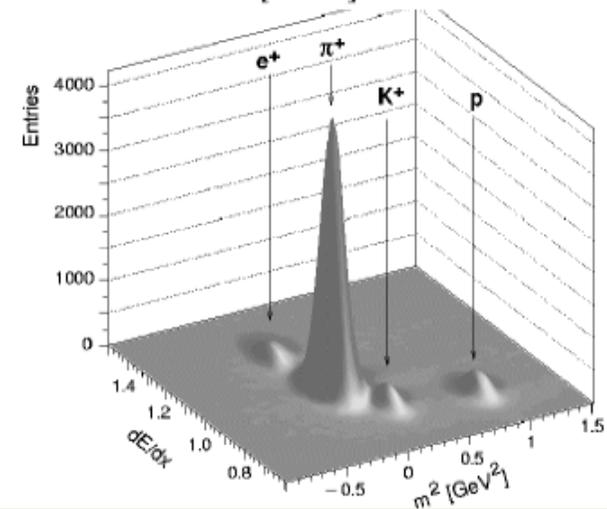
Détecteur de temps de vol



Exemple : NA49 (2/2)



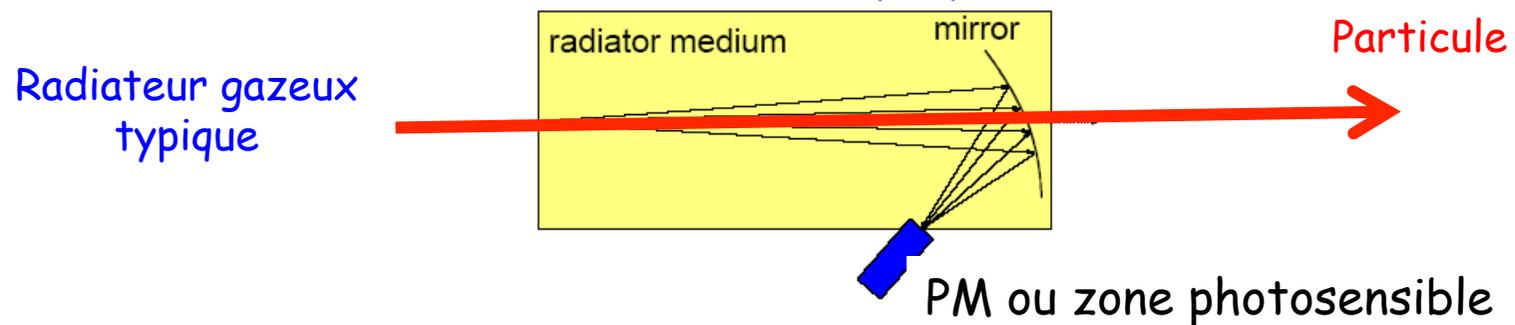
NA49 combined
particle ID: TOF +
dE/dx (TPC)



3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

- I. Reconstruction des traces
- II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement
- III. Mesure de l'énergie

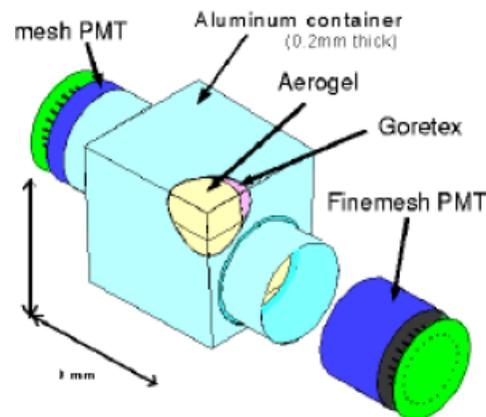
- IV. Identification des particules
 - 1) Mesure de l'ionisation
 - 2) Mesure du temps de vol
 - 3) Effet Cherenkov
 - 4) Rayonnement de transition
 - 5) Toute mesure discriminante



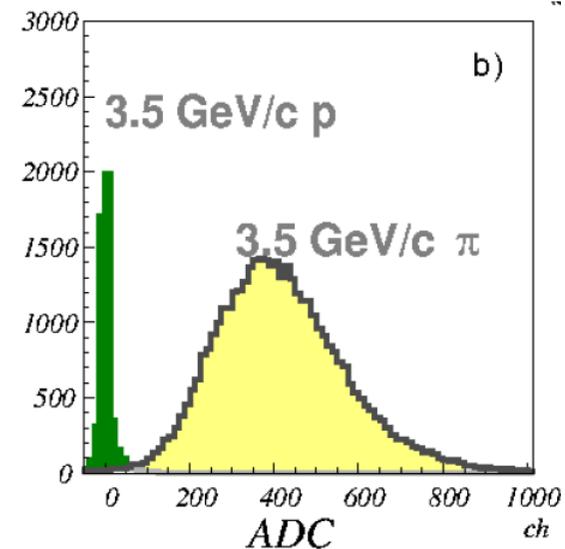
- Un détecteur basé sur l'effet Cherenkov peut mesurer :
 - Le nombre de photons émis (détecteur à seuil)
 - L'angle d'ouverture du cône (détecteur RICH)

Détecteur à seuil

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



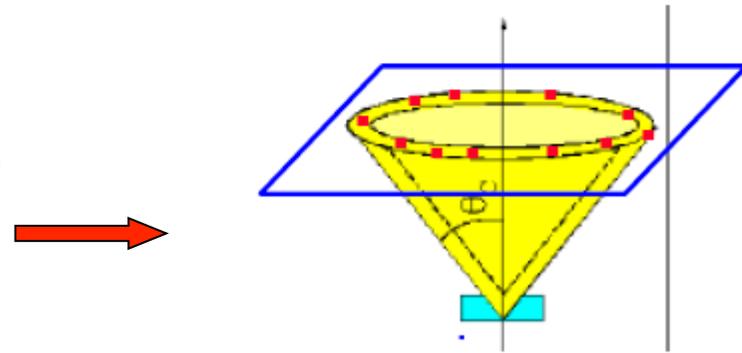
Les π^\pm donnent un signal, les p n'en laissent pas



Détecteur RICH

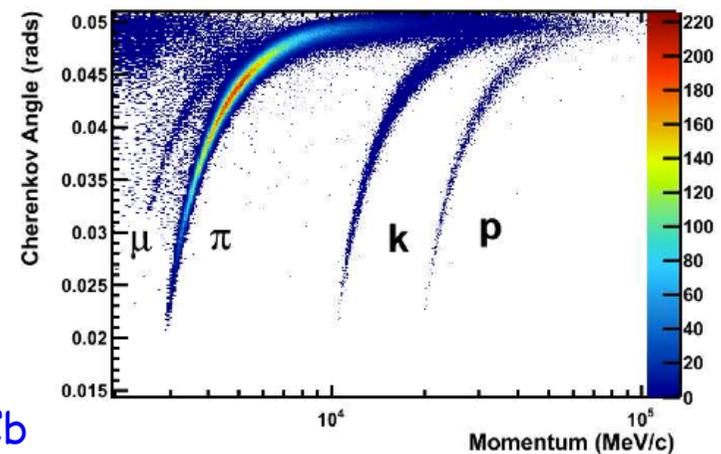
- Les **RICH** (**R**ing **I**maging **C**herenkov) déterminent θ_c en interceptant le cône de lumière avec un plan photosensible :

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



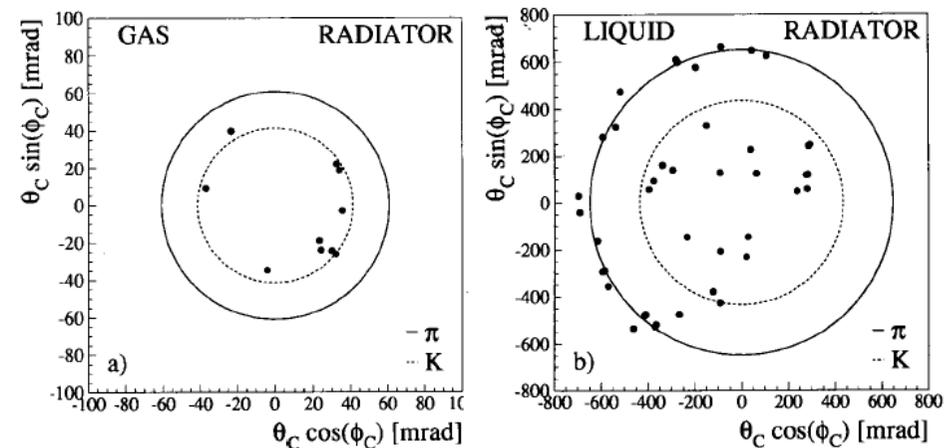
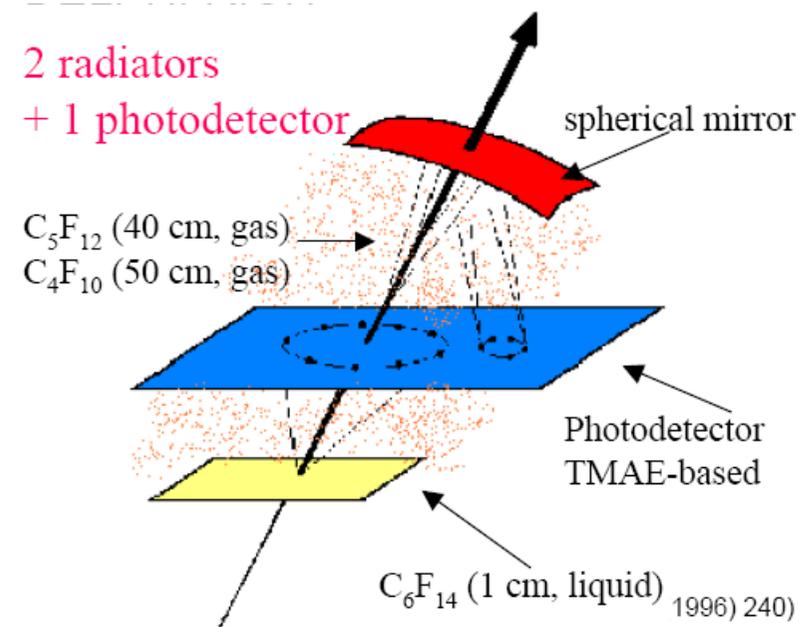
- Un des inconvénients est qu'il faut une grande surface de détection pour les photons
- Un autre est la chasse aux impuretés !

Angle Cerenkov du radiateur C_4F_{10} de LHCb



Exemple : Le RICH de DELPHI

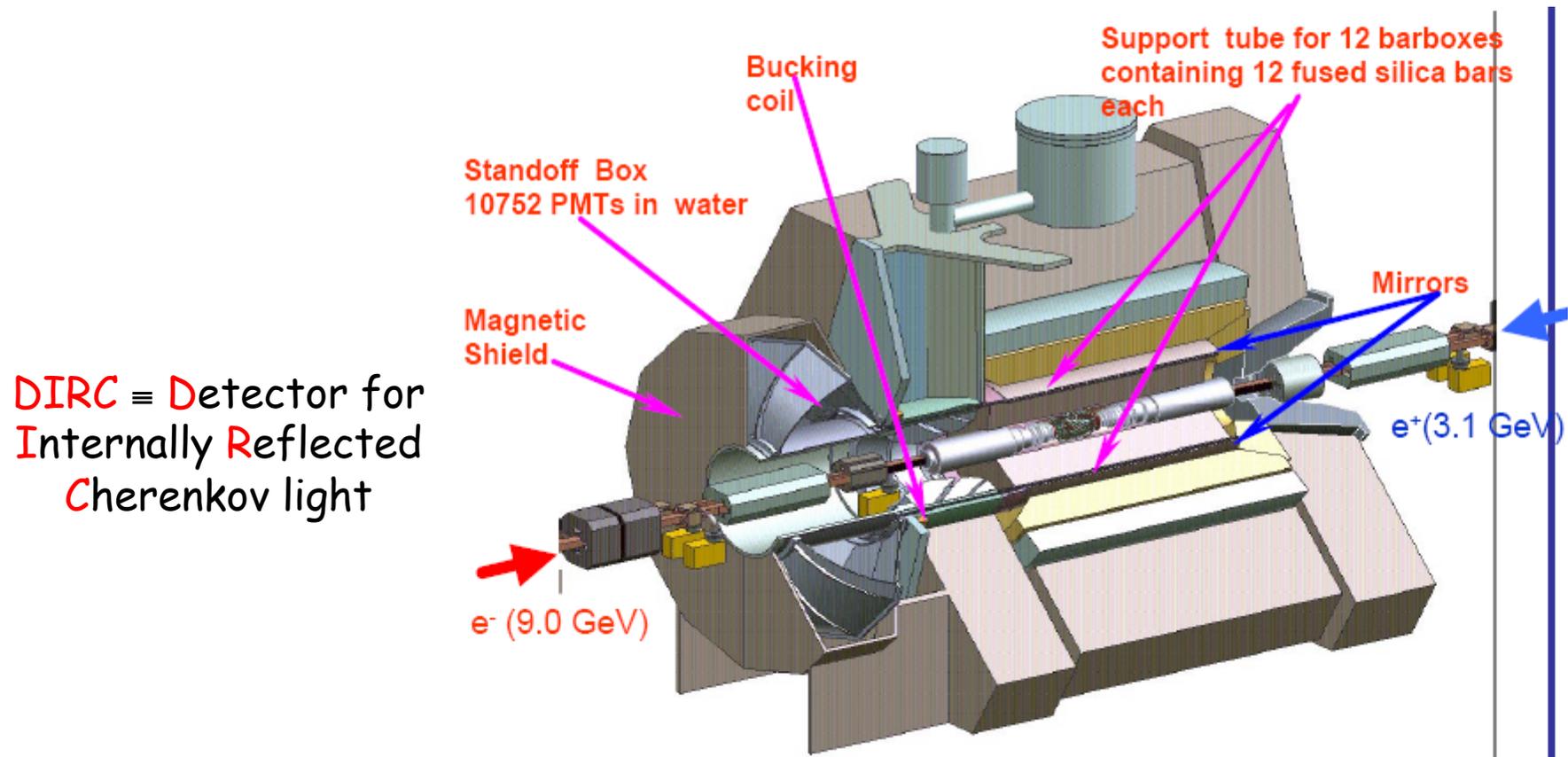
- Ce détecteur comprenait deux radiateurs et un photodétecteur
- Permettait la séparation $\pi/K/p$ entre 0,7 et 45 GeV/c
⇒ Enorme gamme dynamique !!
- Signal très propre



Exemple : Le DIRC de BaBar (1/2)



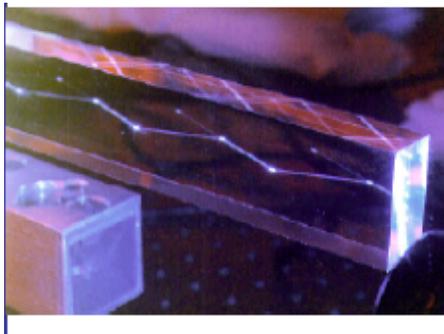
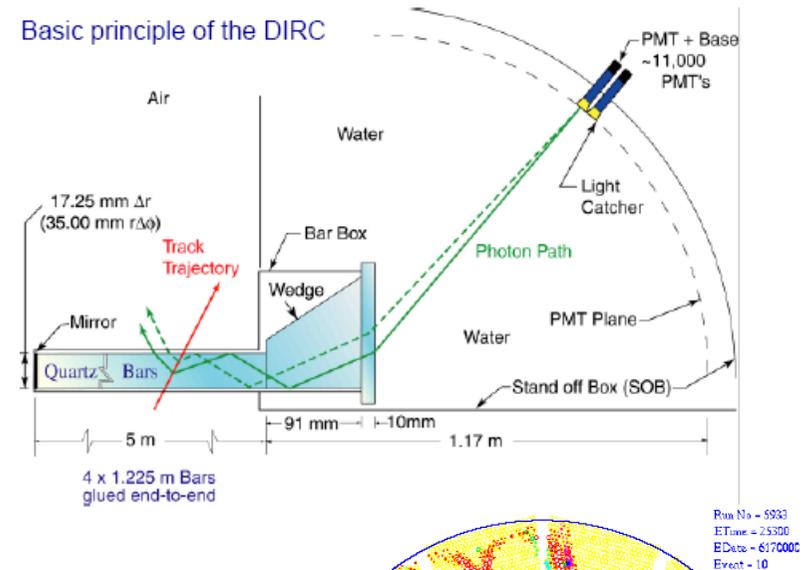
« Usine à B » asymétrique



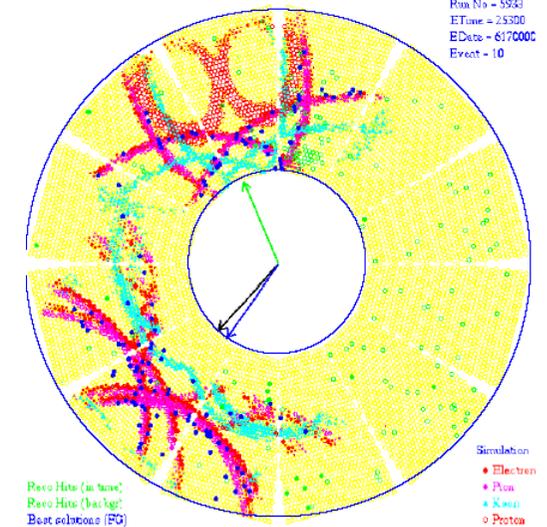
Exemple : Le DIRC de BaBar (2/2)



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



Plus complexe à interpréter que DELPHI !!

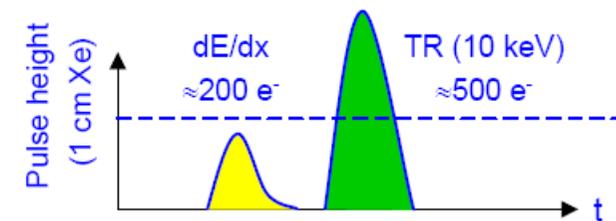
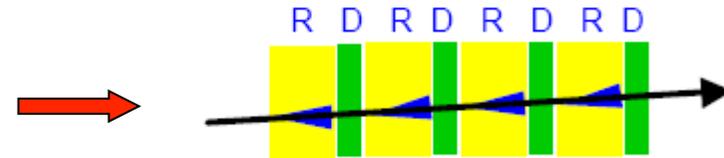


3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

- I. Reconstruction des traces
- II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement
- III. Mesure de l'énergie

- IV. Identification des particules
 - 1) Mesure de l'ionisation
 - 2) Mesure du temps de vol
 - 3) Effet Cherenkov
 - 4) Rayonnement de transition
 - 5) Toute mesure discriminante

- Sandwich de radiateurs et de détecteurs alternés
- Les radiateurs sont souvent des feuilles de CH_2 (faible Z car la réabsorption est $\propto Z^5$) de faible épaisseur
- 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

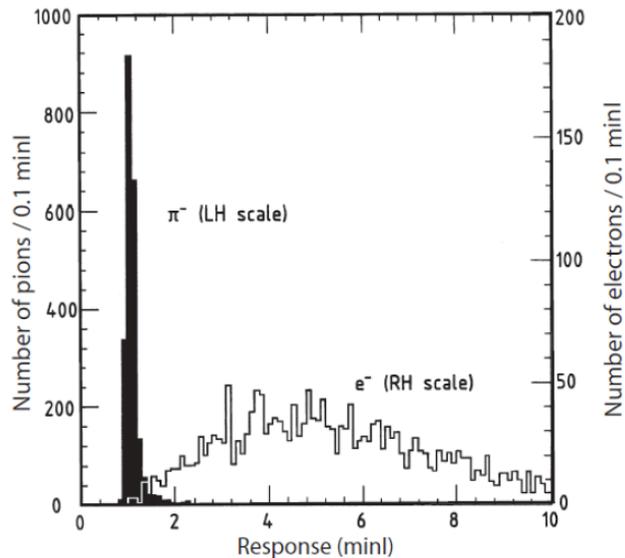


3^e partie : Mesure de quelques propriétés des particules

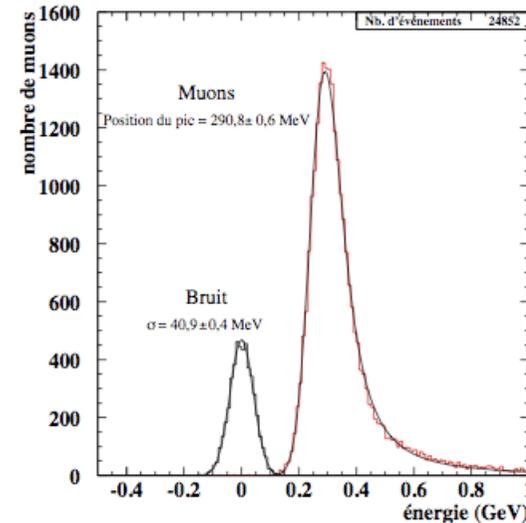
- I. Reconstruction des traces
- II. Mesure de la charge et de la quantité de mouvement
- III. Mesure de l'énergie

- IV. **Identification des particules**
 - 1) Mesure de l'ionisation
 - 2) Mesure du temps de vol
 - 3) Effet Cherenkov
 - 4) Rayonnement de transition
 - 5) **Toute mesure discriminante**

- Toute mesure qui donne une réponse différente pour deux types de particules peut être utilisée pour leur identification



Signal d'électrons et de π dans un scintillateur situé après 1 cm de Pb



Signal déposé dans le calorimètre EM d'ATLAS par des muons

Conclusion sur la 3^e partie (1/2)

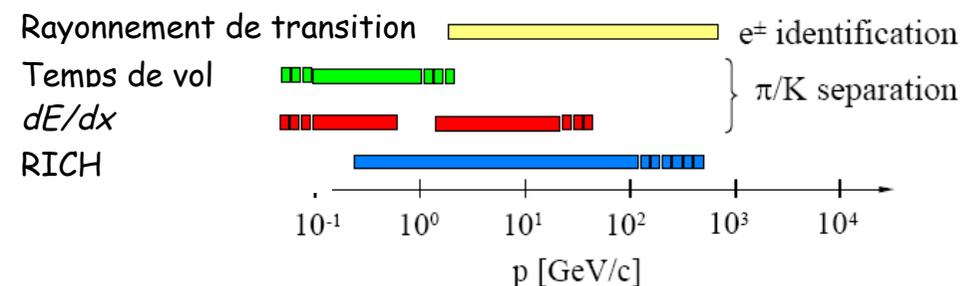
- La reconstruction des traces des particules chargées se fait dans des détecteurs qui prennent peu d'énergie à la particule incidente
 - Elle permet une mesure de l'impulsion

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

Conclusion sur la 3^e partie (2/2)

- Les calorimètres sont des 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

- Il existe de nombreuses méthodes différentes pour identifier les particules



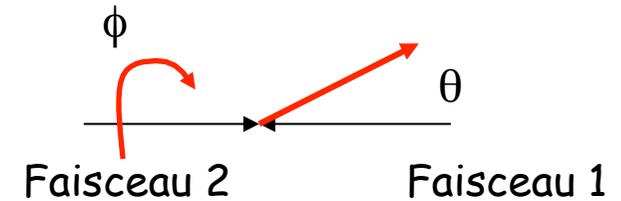
- Plus l'environnement est « hostile », plus on cherchera la redondance des informations

4^e partie : Exemples de détecteurs intégrés

- I. **Détecteurs sur collisionneurs**
 - 1) **Comment construire un détecteur global ?**
 - 2) **Le cas des détecteurs du LHC**

- II. **Détecteurs de neutrinos**
- III. **Autres types de détecteurs**

Que mesure-t-on ?



- Événement par événement, on utilise l'énergie transverse et l'impulsion transverse :

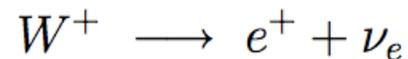
$$E_T = \sum E_i \sin(\theta_i) \quad P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$$

$$P_x = \sum E_i \sin(\theta_i) \cos(\phi_i) \quad P_y = \sum E_i \sin(\theta_i) \sin(\phi_i)$$

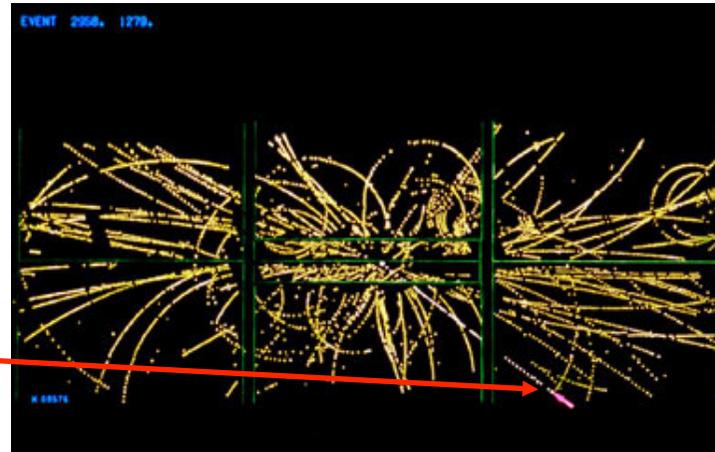
- Ces quantités sont contraintes par les conditions initiales ($E_T = 0$ et $P_T = 0$)
- On est également intéressé par l'énergie transverse manquante (ou l'impulsion transverse manquante P_T)
- NB : une façon très efficace de créer de l'énergie transverse est une mauvaise calibration ..

Exemple historique : 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 ...

- Ce qui compte pour un physicien est la probabilité d'interaction σ ou **section efficace** :

Taux d'événements dans le détecteur $\longrightarrow \frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L} A \epsilon$

A: **Acceptance**
 ϵ : **Efficacité**

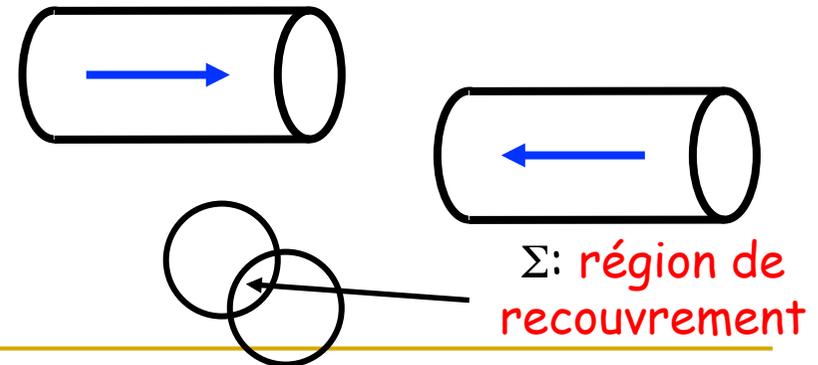
\longleftarrow **Luminosité instantanée**

- Les sections efficaces se mesurent en barn (1 barn = 10^{-28} m^2 = 10^{-24} cm^2)

- La luminosité est un facteur de qualité de la collision

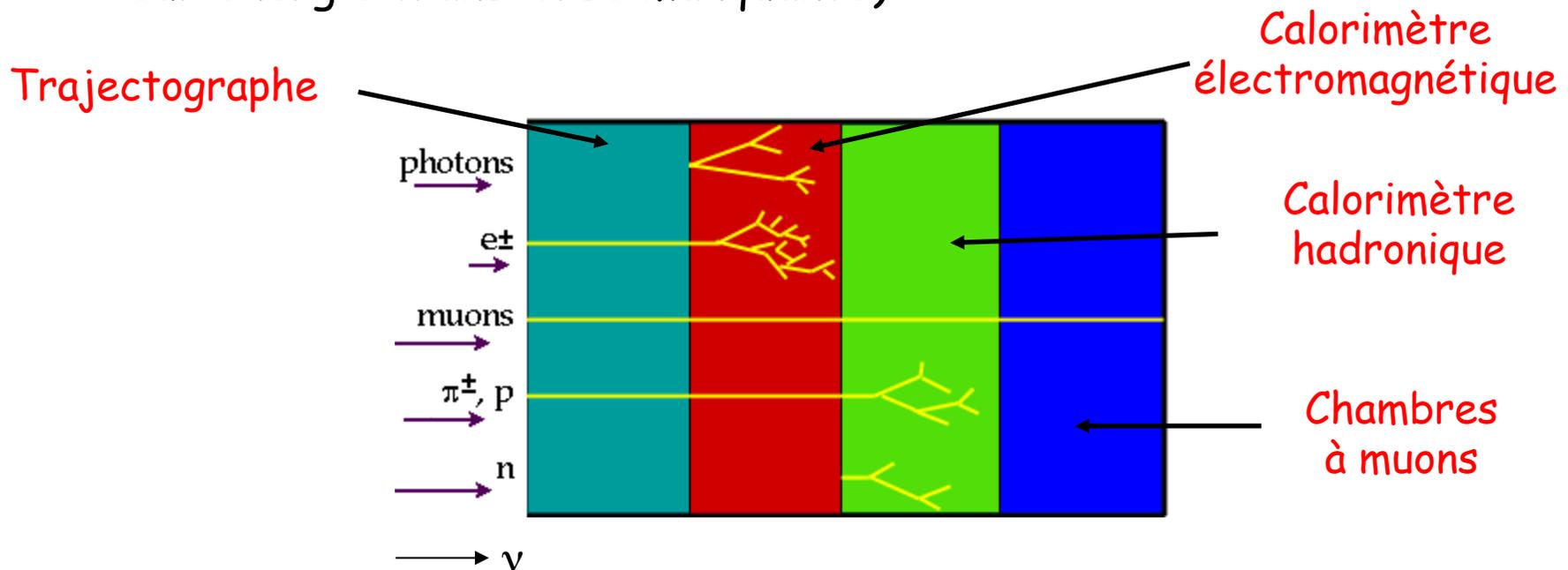
$$\mathcal{L} = f \frac{N_1 N_2}{\Sigma}$$

f: **Fréquence**
 N_1, N_2 : **Nombre de particules par paquet**



Rappels

- 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)



Comment faire un détecteur sur un collisionneur ?

- On a vu précédemment 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, ...)

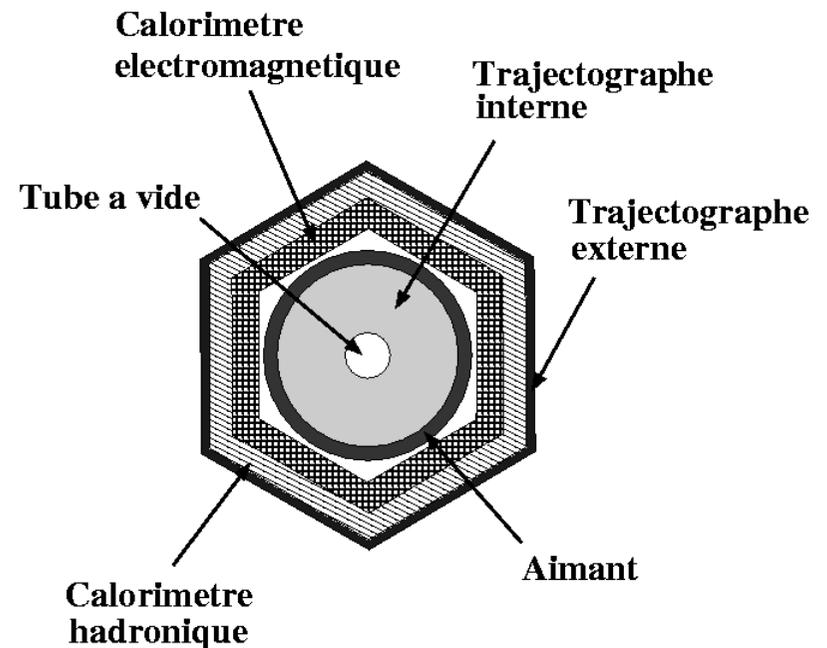
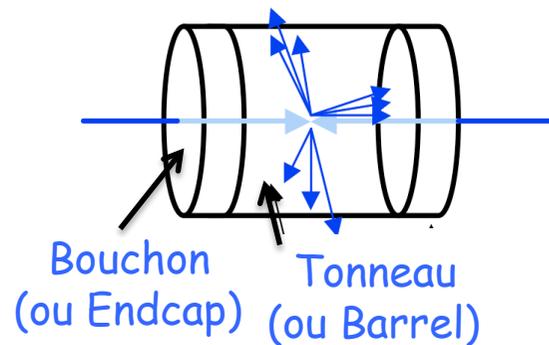


Schéma type de détecteur
sur collisionneur (vue
transverse)

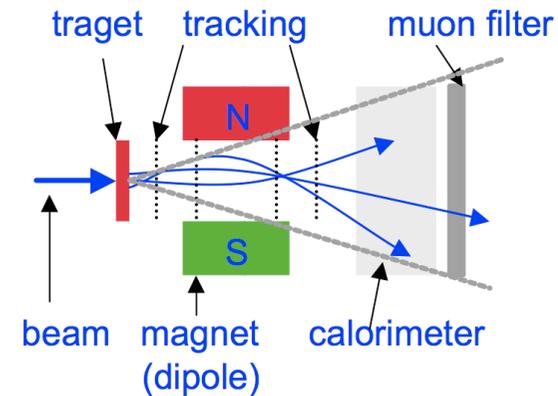
Les deux types de détecteurs

- Détecteur sur collisionneur
(4π multi purpose detector)



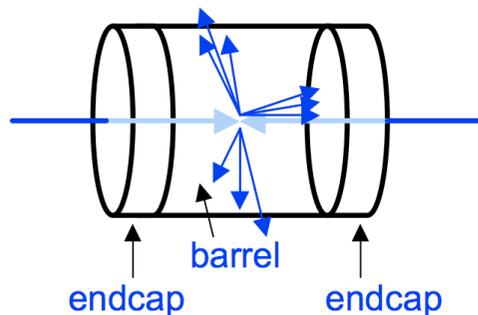
- Couverture maximale de l'acceptance
- Difficultés d'accès (maintenance)
- Exemples :
 - Expériences LEP, LHC, Tevatron, H1, Babar, ...

- Détecteur sur cible fixe
(spectromètre magnétique)



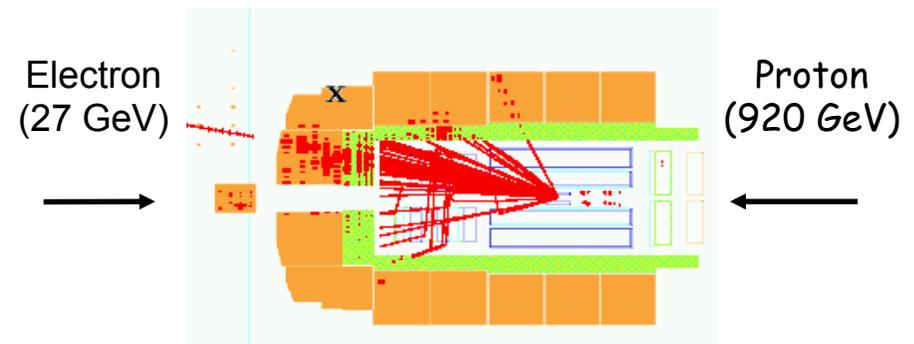
- Couverture partielle de l'angle solide
- Accès beaucoup plus simple
- Exemples :
 - LHCb, NA49

- **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

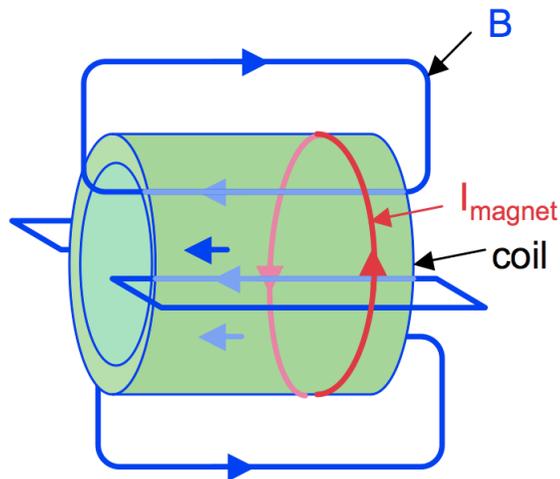
- **Détecteurs asymétriques** : le référentiel du centre de masse est en mouvement dans le laboratoire



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

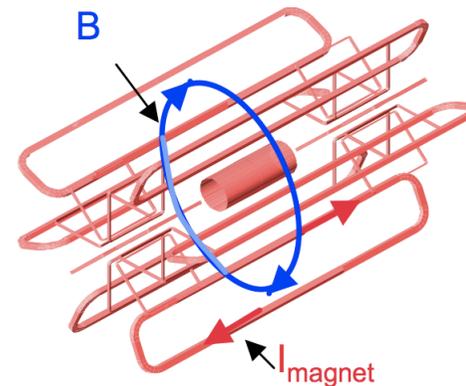
Les diverses configurations de systèmes magnétiques sur collisionneur

- **Champ solénoïdal**



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

- Combinaison d'un **champ solénoïdal** et d'un **champ toroïdal**

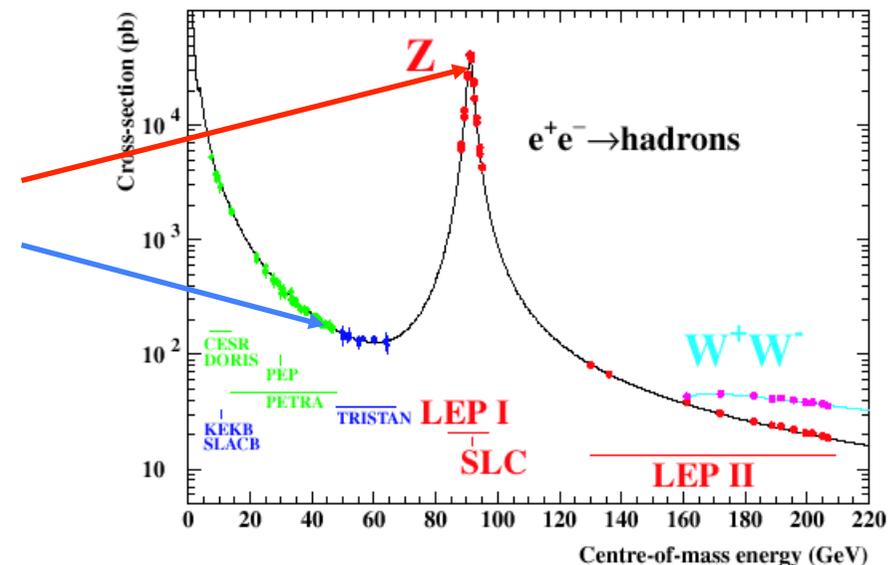
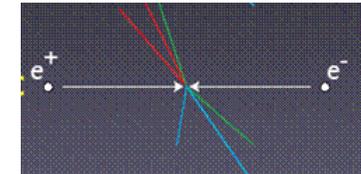


- Le champ peut être plus faible à l'intérieur car un champ extérieur courbe les muons
- Exemple :
 - D0 (SC - 2 T \oplus 2 T)
 - ATLAS (SC - 2 T \oplus 0,6 T)

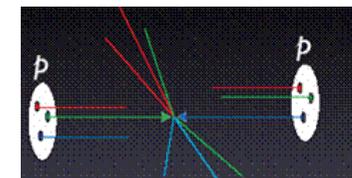
NC : Normal Conducting - SC : Super Conducting

Collisionneurs lepton vs hadrons

- Leptons (e^- , e^+ , μ^\pm ?) : particules élémentaires
 - Energie du centre de masse bien définie
 - Etat final « propre »
 - Très petite gamme dynamique
 - LEP I/SLC ajusté sur le Z
 - TRISTAN décalé wrt le Z
 - **Adapté pour les mesures de précision** à l'énergie nominale



- Hadrons: particules composites
 - Energie du centre de masse inconnue
 - Très grande gamme dynamique
 - **Machines de découverte**

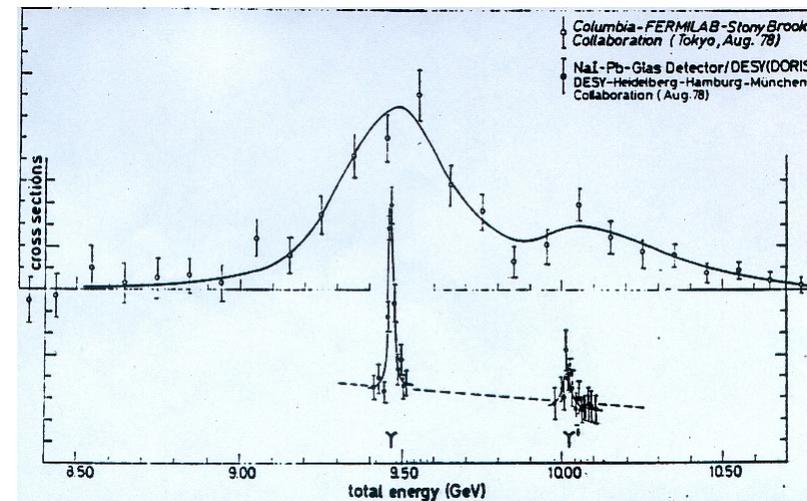


- Collisionneurs :
 - Leptons : la résolution vient de la précision de la mesure de l'énergie du faisceau
 - Hadrons : la résolution vient de la précision du détecteur

Exemple de la découverte de la particule Υ

Hadrons

Leptons



- Le type de détecteur va évidemment dépendre de la précision requise

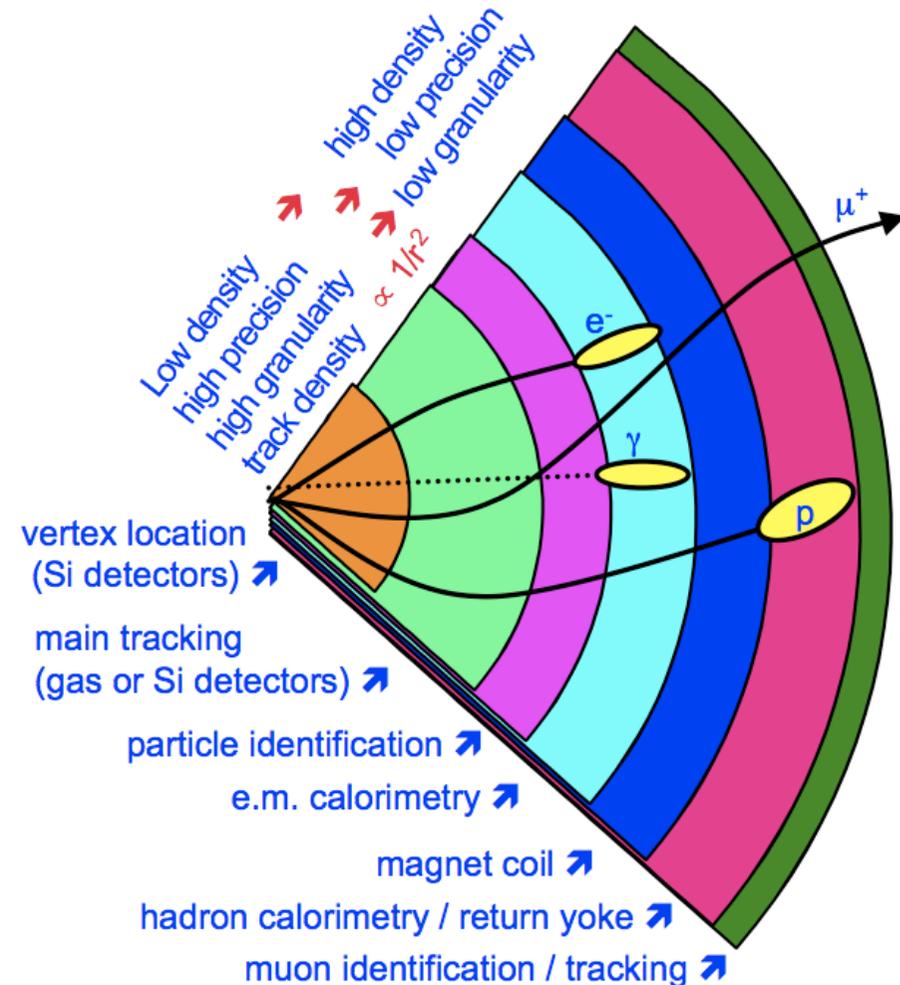
4^e partie : Exemples de détecteurs intégrés

- I. **Détecteurs sur collisionneurs**
 - 1) Comment construire un détecteur global ?
 - 2) **Le cas des détecteurs du LHC**

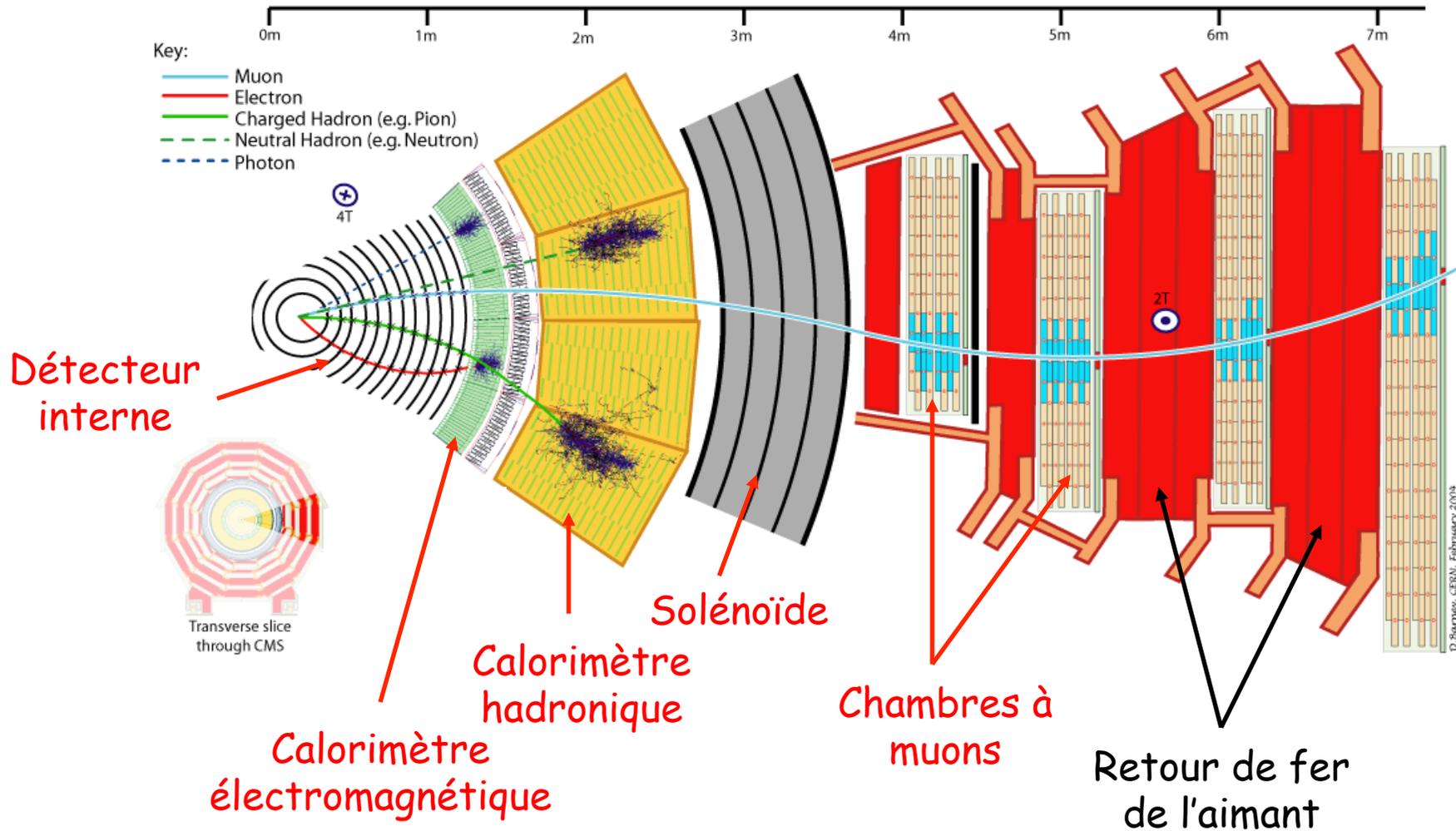
- II. Détecteurs de neutrinos
- III. Autres types de détecteurs

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



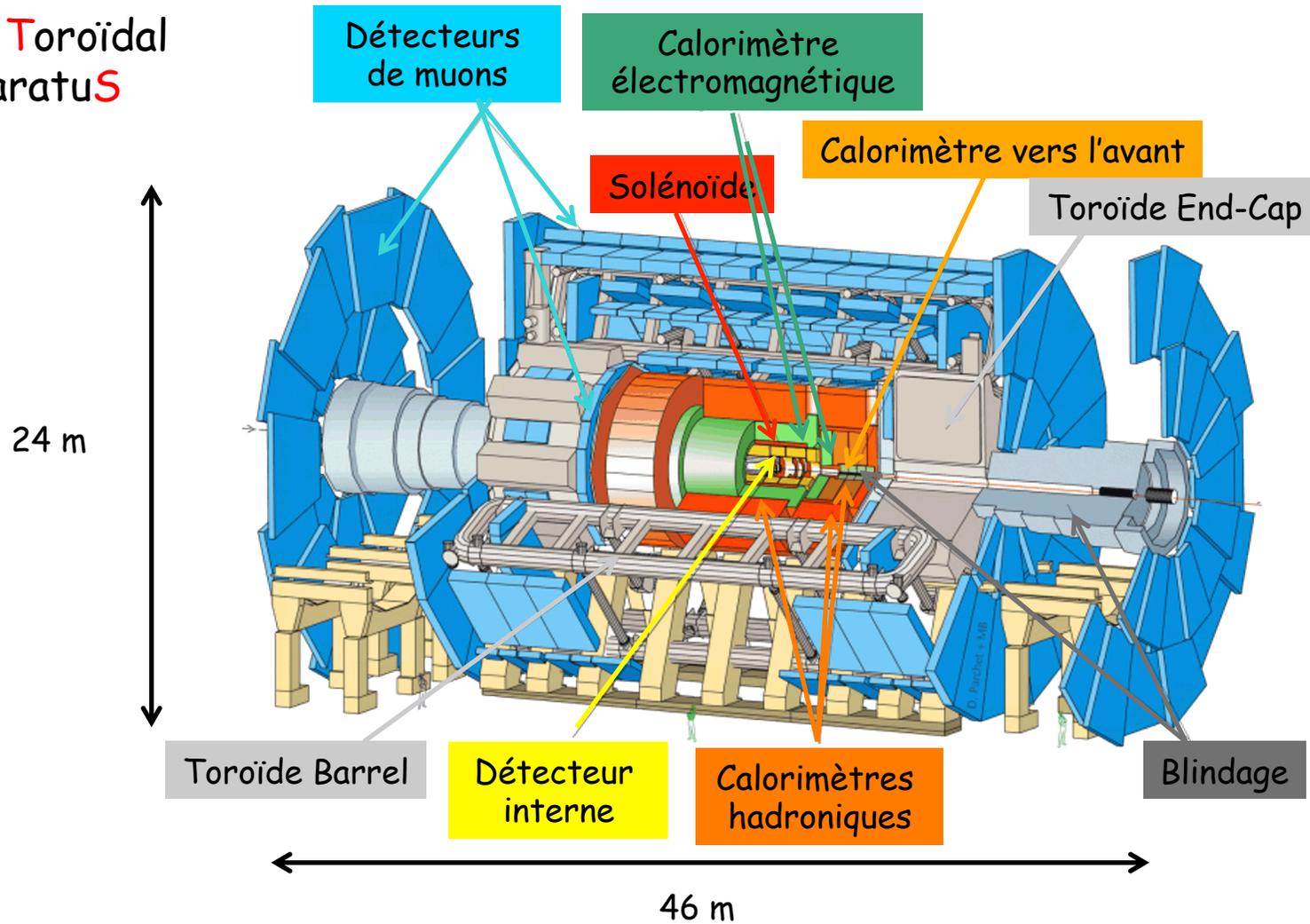
Une série d'évènements dans CMS



ATLAS

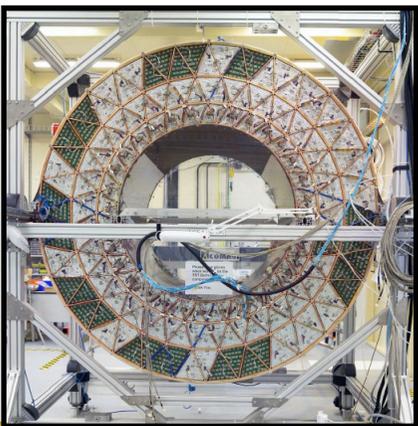
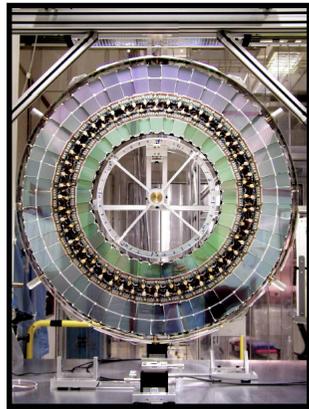
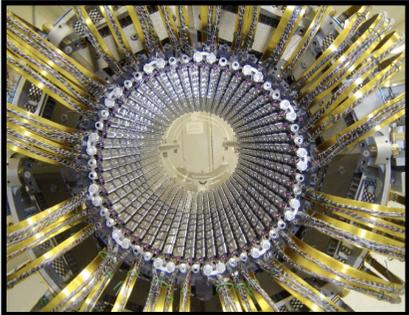
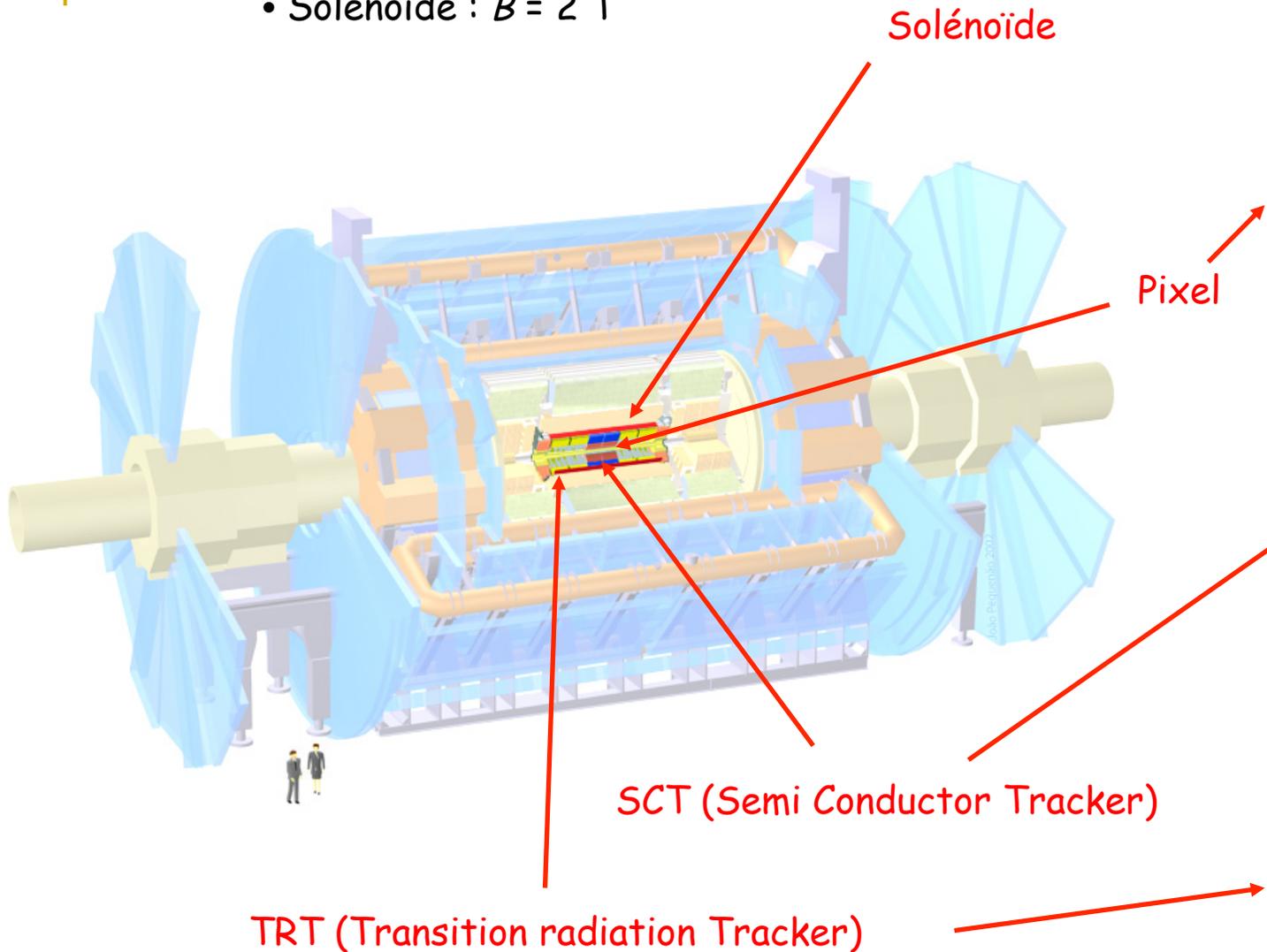
- Détecteur : $L \times l = 44 \text{ m} \times 22 \text{ m} - 7000 \text{ t}$
- Caverne : $L \times l \times h = 53 \text{ m} \times 30 \text{ m} \times 35 \text{ m}$

ATLAS = A Toroidal
LHC Apparatus

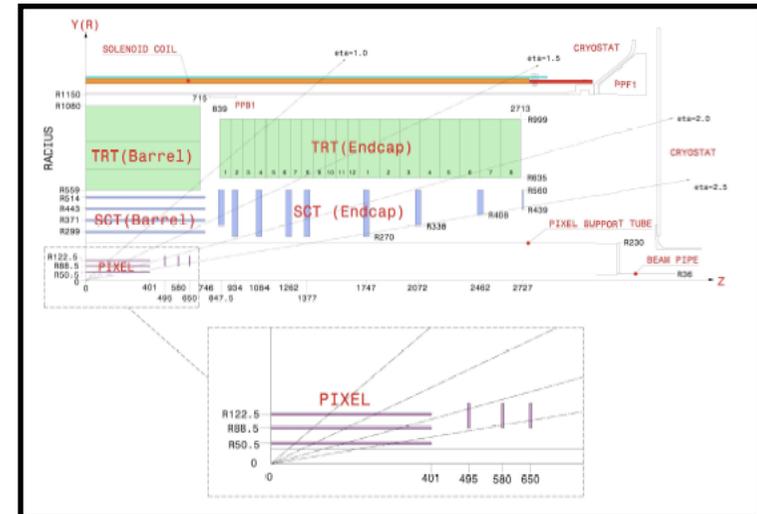
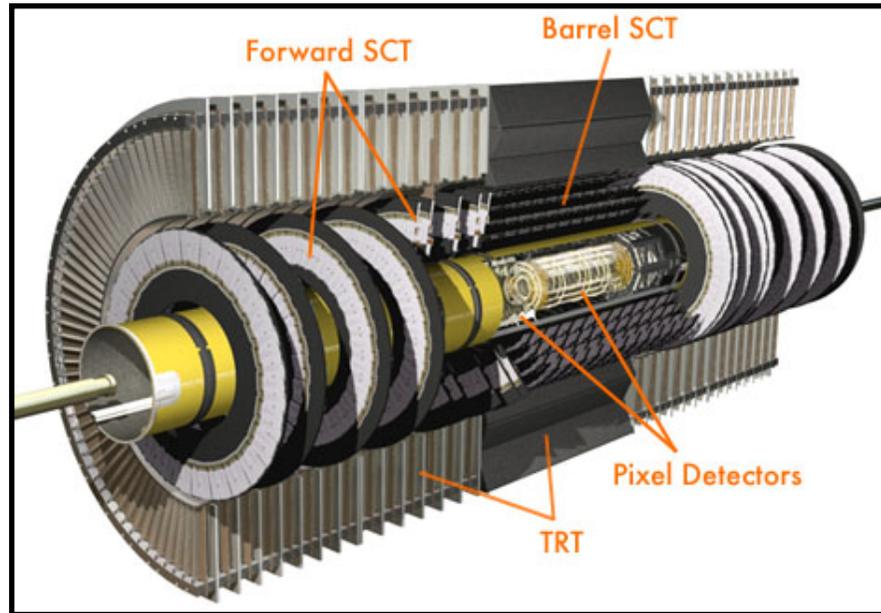


Exemple d'ATLAS : détecteur interne

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

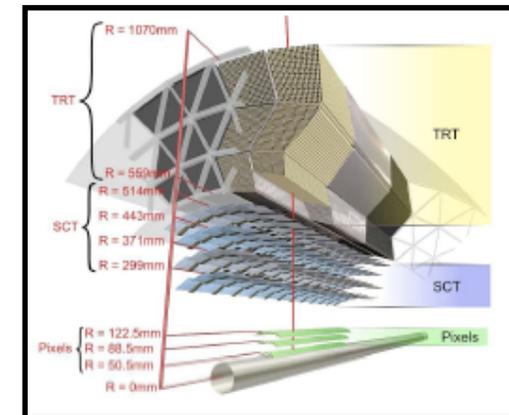


Exemple d'ATLAS : détecteur interne

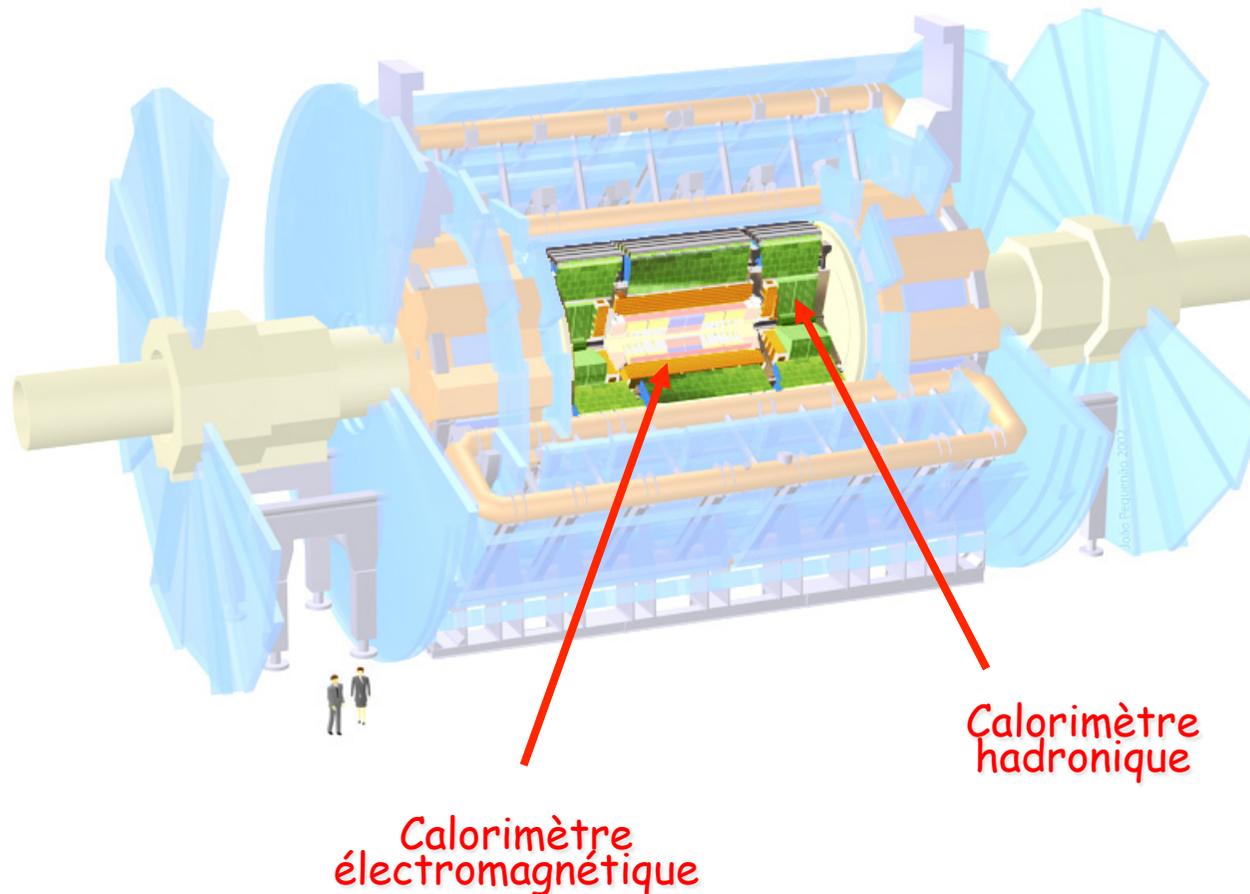


- Pixels
- Silicon Tracker (SCT)
- Transition Radiation Tracker (TRT)

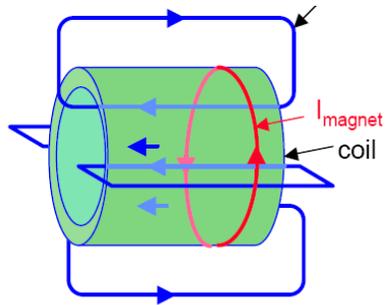
7 10^7 canaux
 6 10^6 canaux
 4 10^5 canaux



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

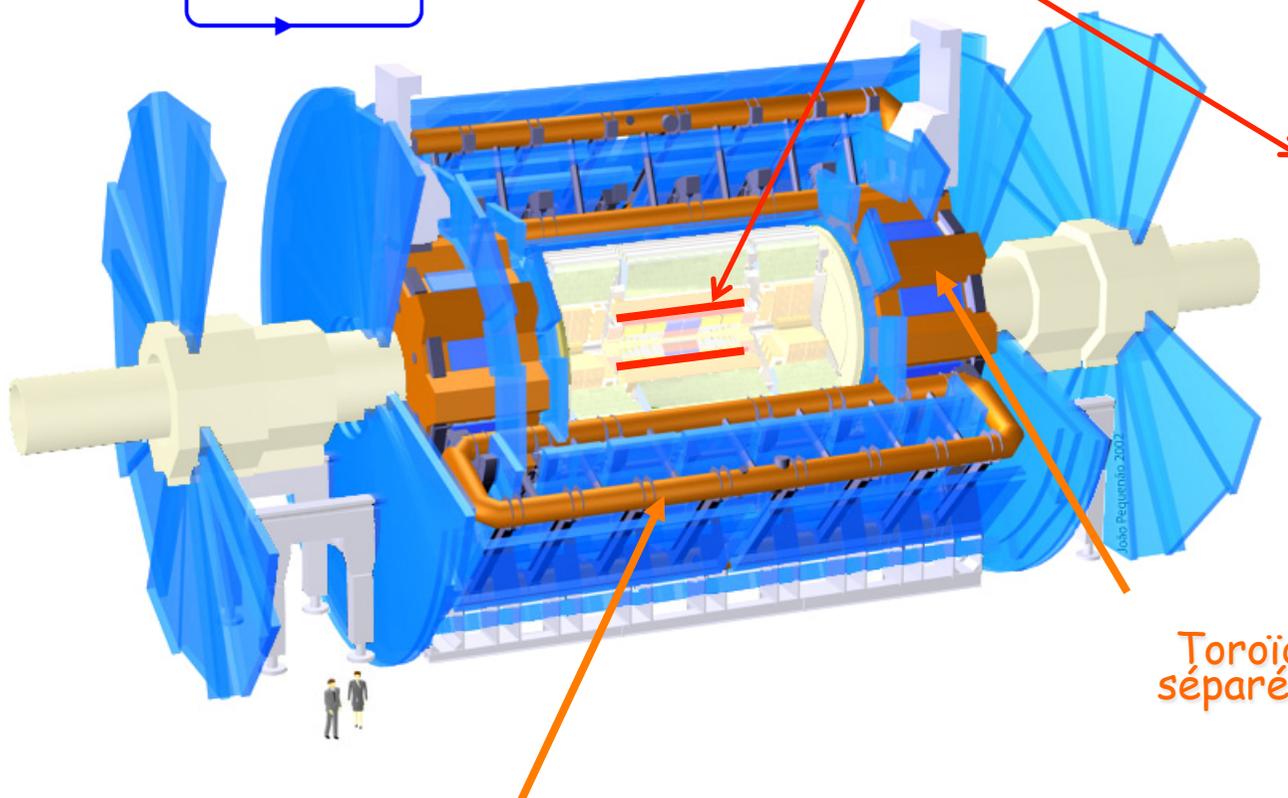


Plusieurs calorimètres à échantillonnage sont disposés autour de l'axe du faisceau



Solénoïde

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



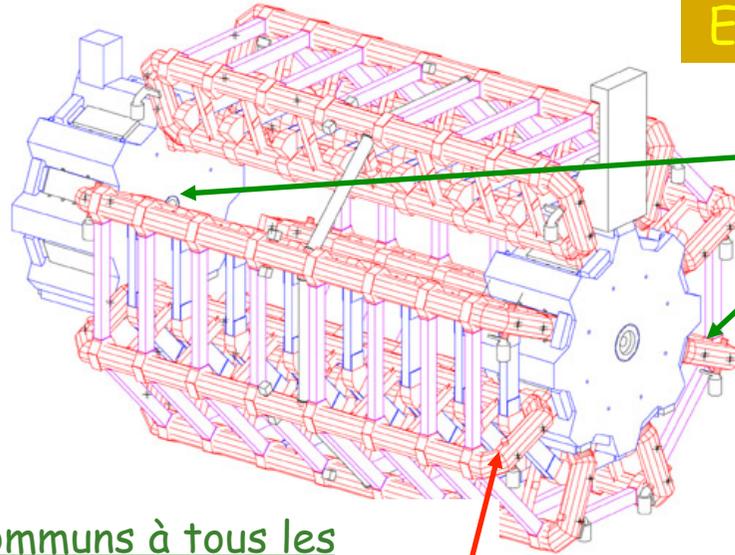
Toroïde End-Cap (2 x 8 bobines séparées dans un même cryostat)

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

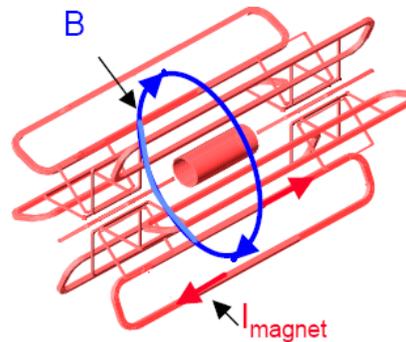
Paramètres communs à tous les toroïdes

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



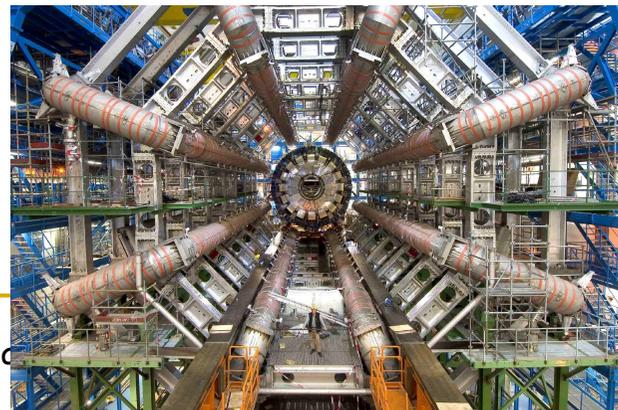
Paramètres du toroïde Barrel

Longueur : 25.3 m

Diamètre externe : 20.1 m

8 bobines

Energie stockée : 1.08 GJ

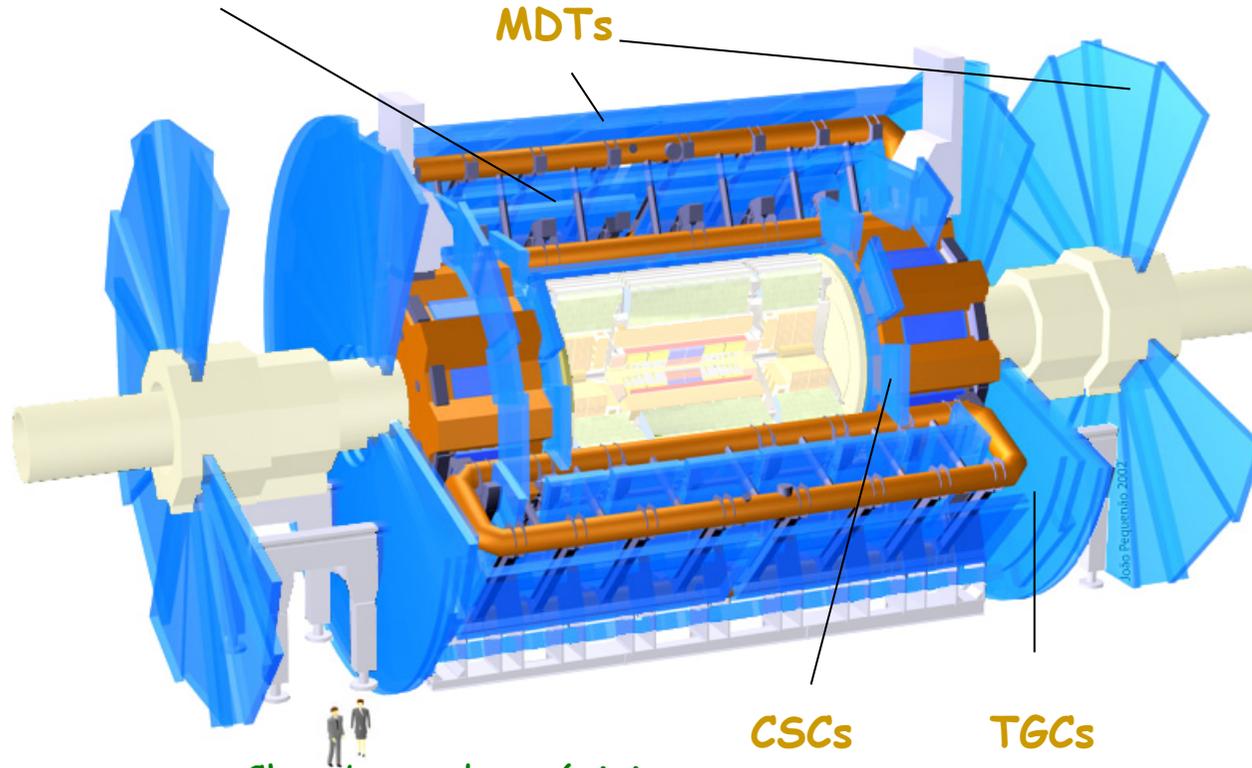


Chambres de déclenchement

- 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

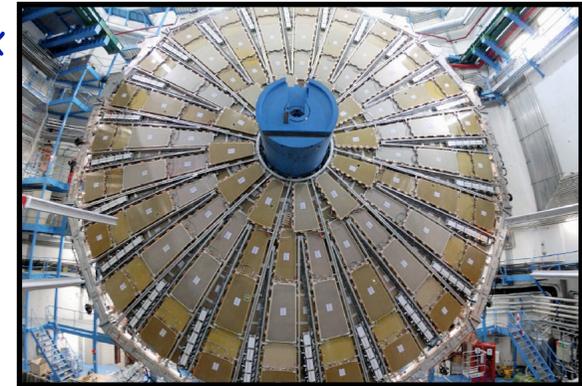


CSCs

TGCs

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

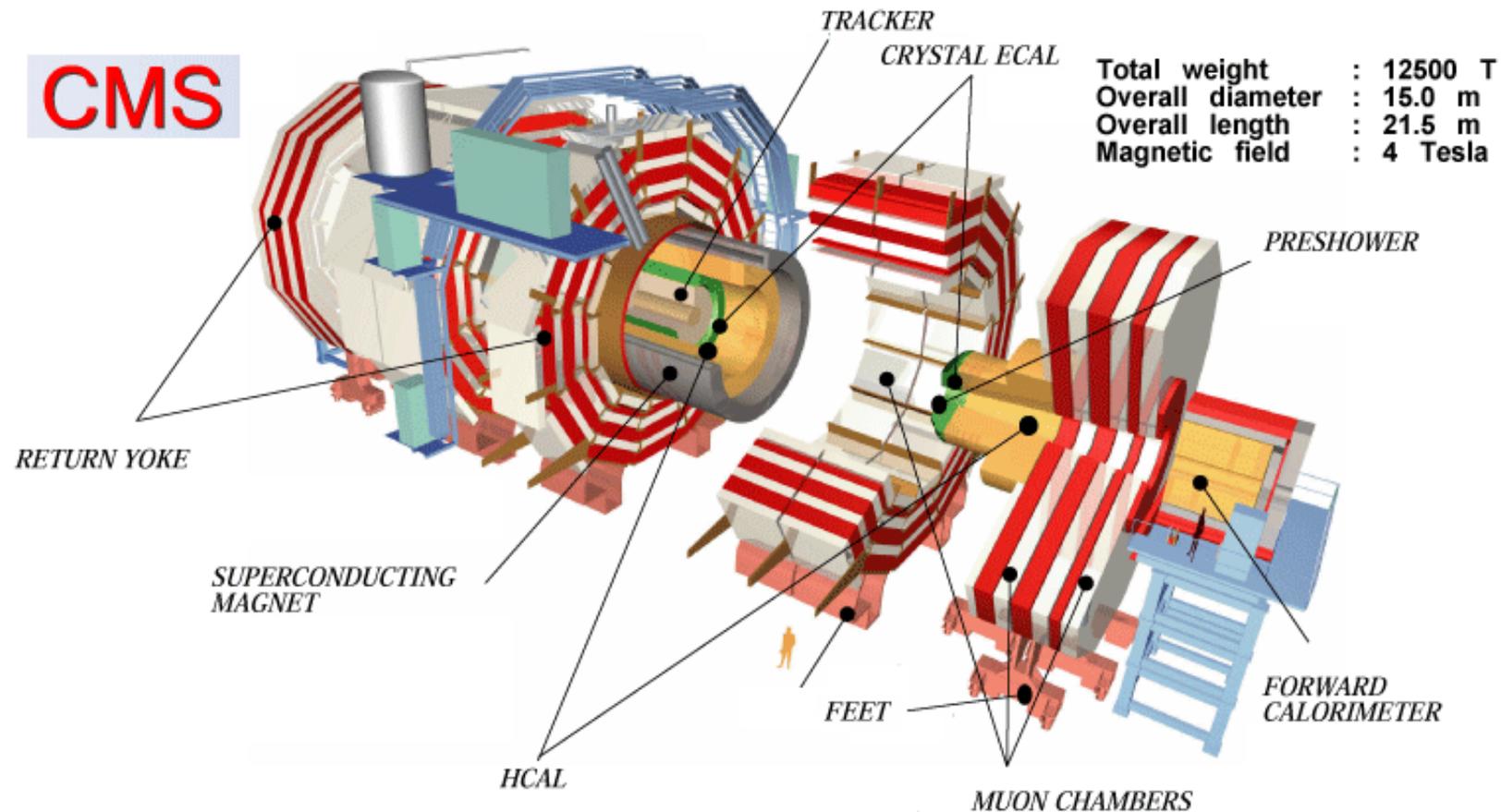


Grande roue TGC

CMS

CMS ≡ Compact
Muon Solenoid

« Compact » car $L \times l = 22 \text{ m} \times 15 \text{ m}$
wrt ATLAS ($44 \text{ m} \times 22 \text{ m}$) - 14500 t

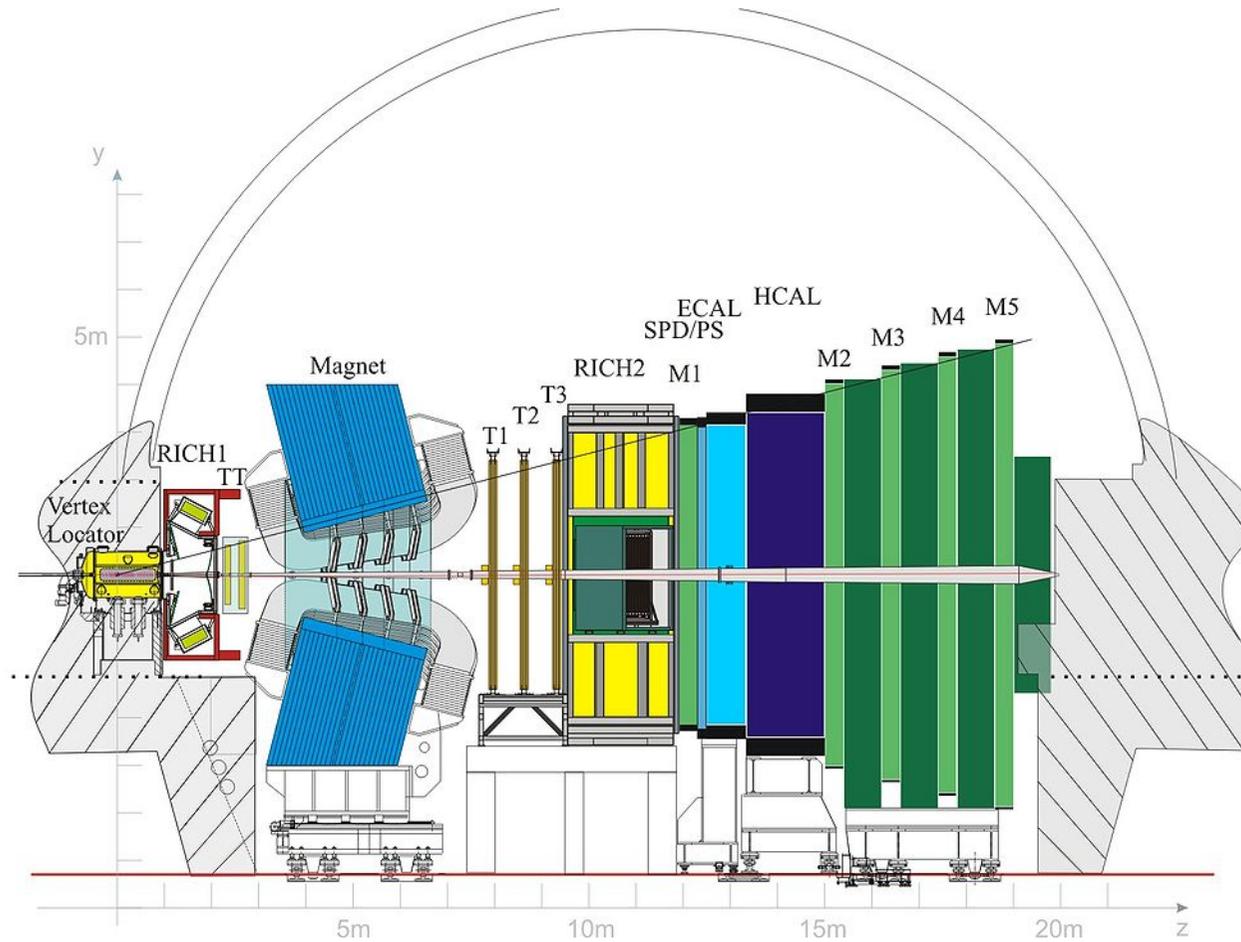


ATLAS**CMS**

Détecteur Interne	Silicium (pixels+strips) et rayonnement de transition (TRT)	Silicium (pixels+strips)
Calorimètre électromagnétique	Calorimètre à échantillonnage (Pb + LAr)	Calorimètre homogène (PbWO ₄)
Calorimètre hadronique	Calorimètres à échantillonnage (fer + tuiles scintillantes dans la partie centrale, Cu et W + LAr vers l'avant)	Calorimètres à échantillonnage (acier et Cu + tuiles scintillantes)
Détecteur à muons	Chambres à muons à l'extérieur du calorimètre hadronique	Chambres à muons dans le retour de flux du solénoïde
Système magnétique	Solénoïde de 2 T, toroïde à air d'environ 2 T	Solénoïde de 4 T

LHCb

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



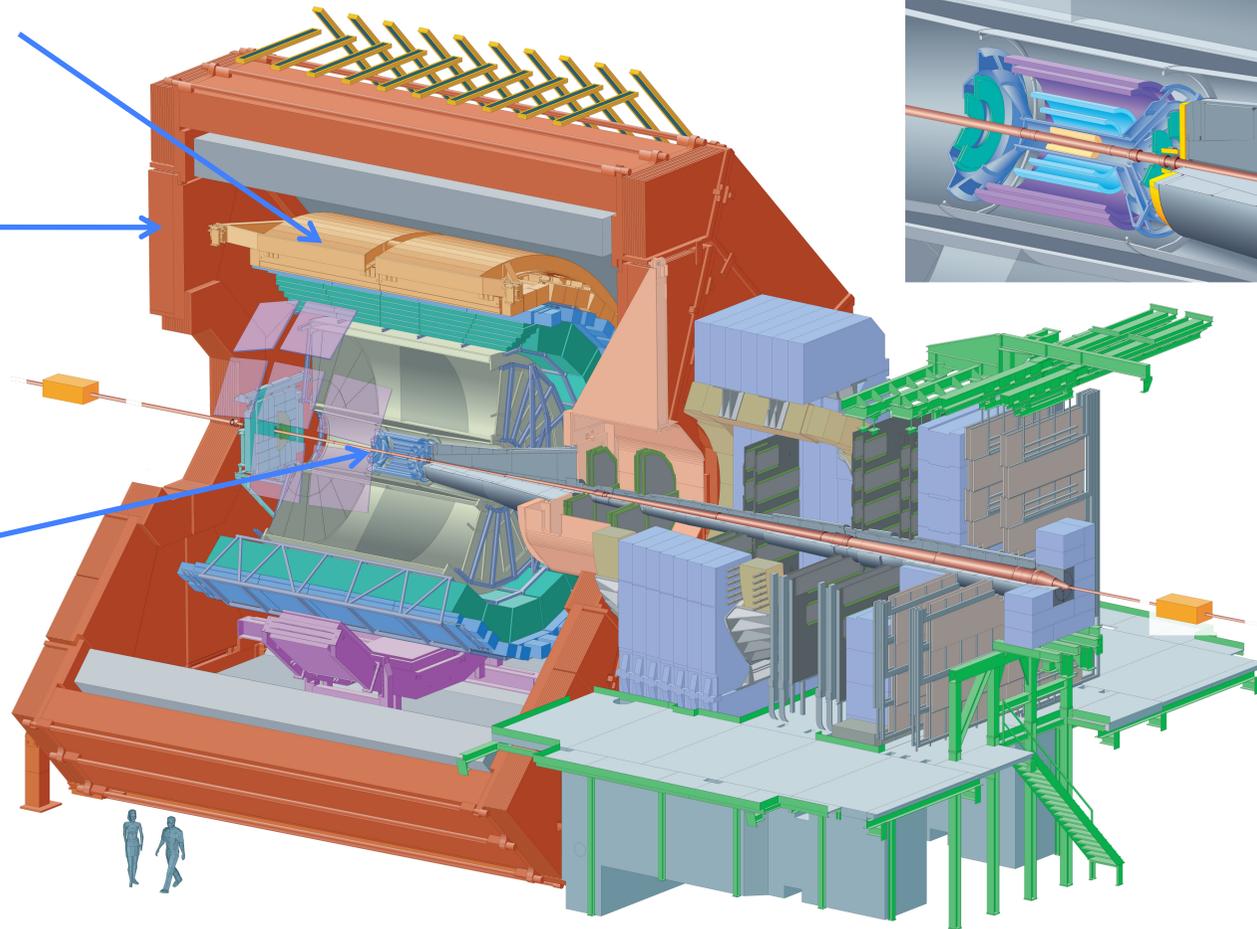
ALICE

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

Identification des
particules

Aimant

Détecteur
interne

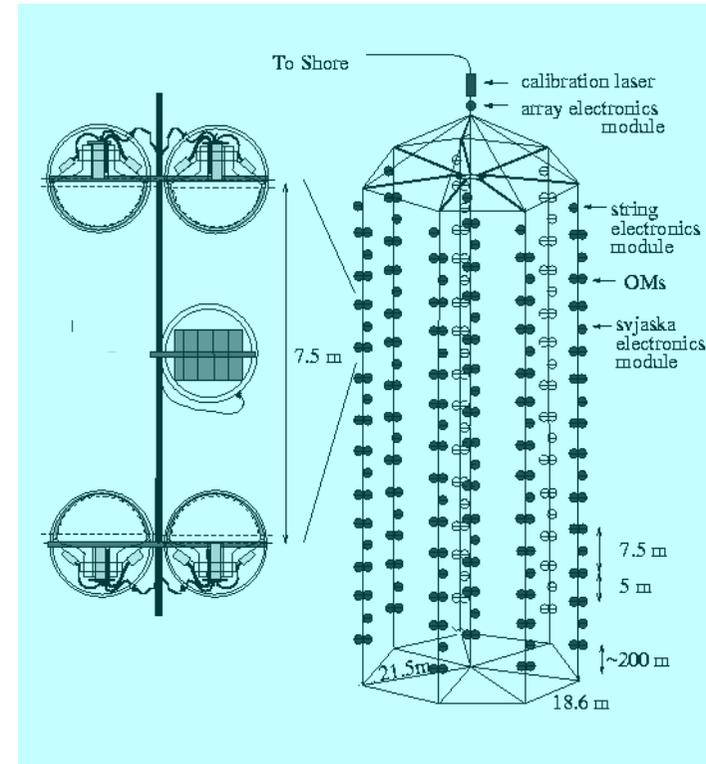
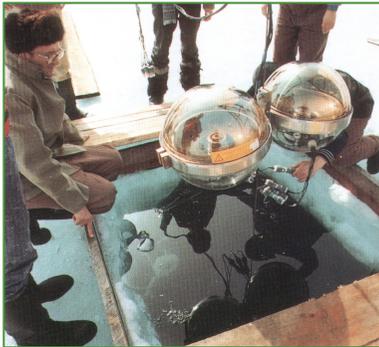


4^e partie : Exemples de détecteurs intégrés

- I. Détecteurs sur collisionneurs
- II. **Détecteurs de neutrinos**
- III. Autres types de détecteurs

- Pour détecter les neutrinos (d'origine cosmique ou d'un accélérateur), de grands volumes de détection sont nécessaires à cause du faible taux d'interaction
- Points communs entre ces détecteurs : centaines (milliers) de PM pour enregistrer la lumière créée par des particules chargées issues de l'interaction d'un neutrino
- 3 types of collisions:
 - Neutrinos d'origine cosmique
 - Neutrinos issus de l'interaction d'un faisceau de protons et d'une cible
 - Neutrinos issus de la décroissance radioactive d'une source

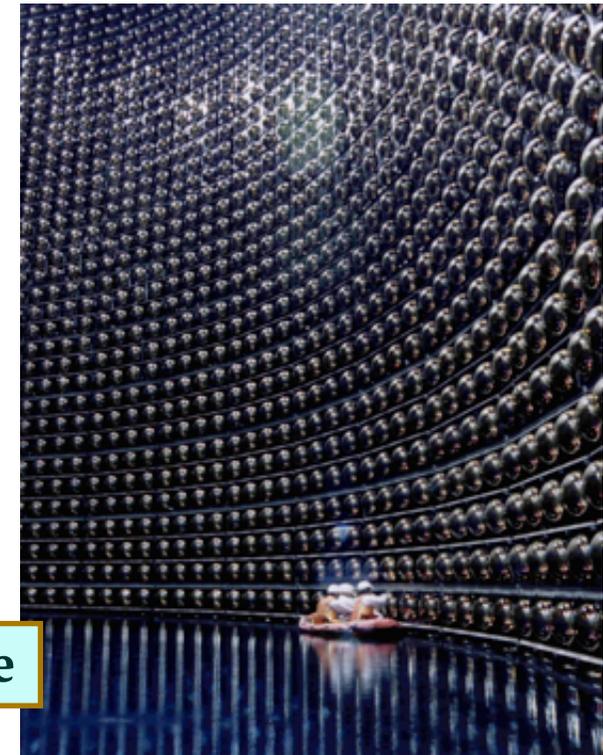
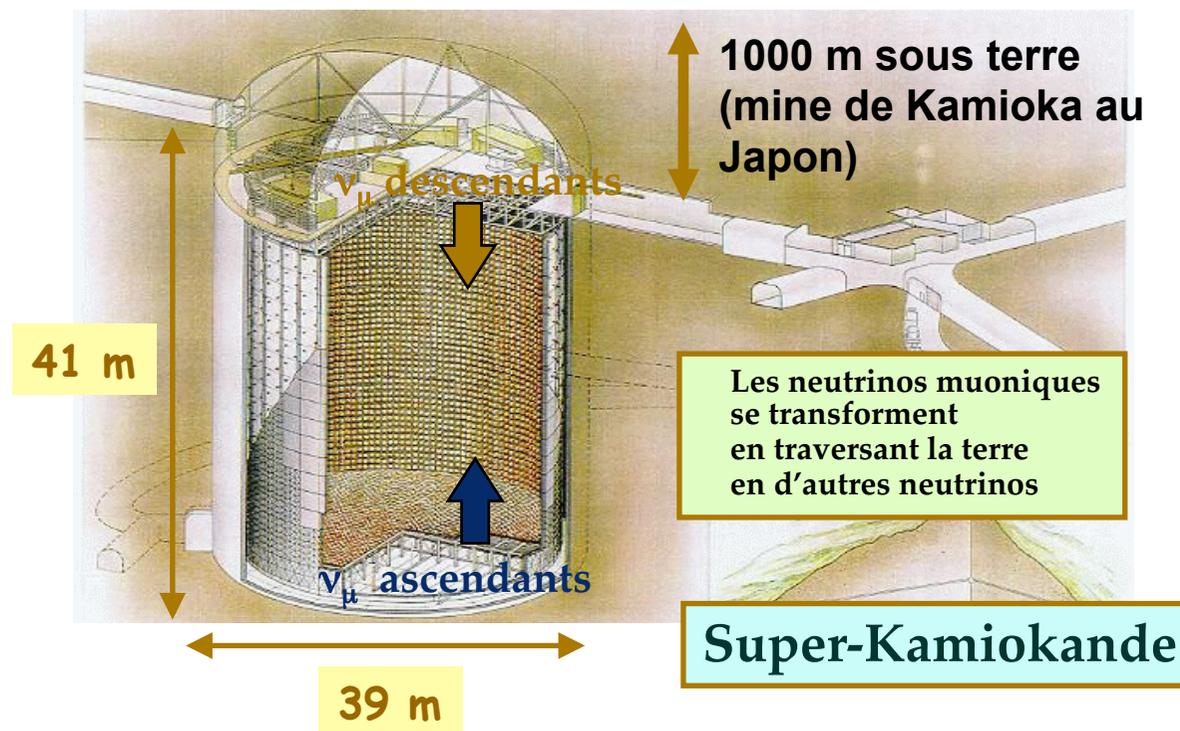
Mesure de neutrinos dans le lac Baïkal



- 1^{ère} expérience à laisser ses détecteurs un an en fonctionnement (depuis 1993). Installation pendant l'hiver, sur la glace
- 8 lignes de 200 m - Volume utile : 70 t d'eau

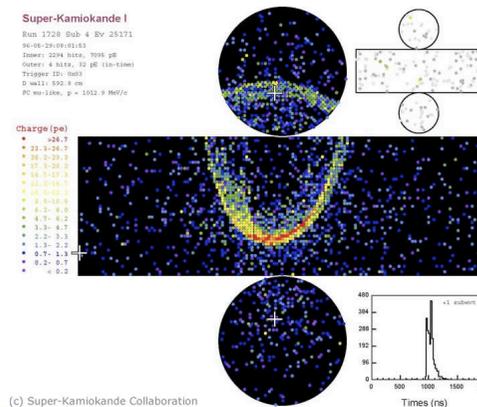
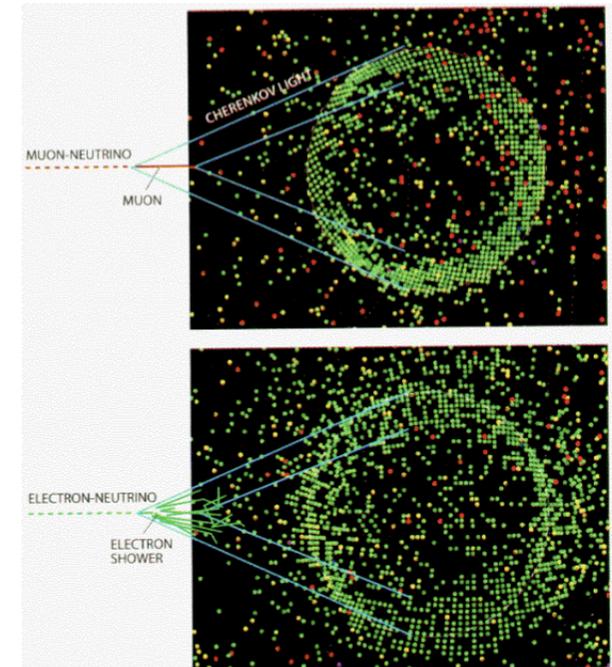
SuperKamiokande

- Détecteur de neutrinos
 - Neutrinos solaires et neutrinos initiés par un accélérateur
 - Volume utile : 50 000 t d'eau



M. Nessi

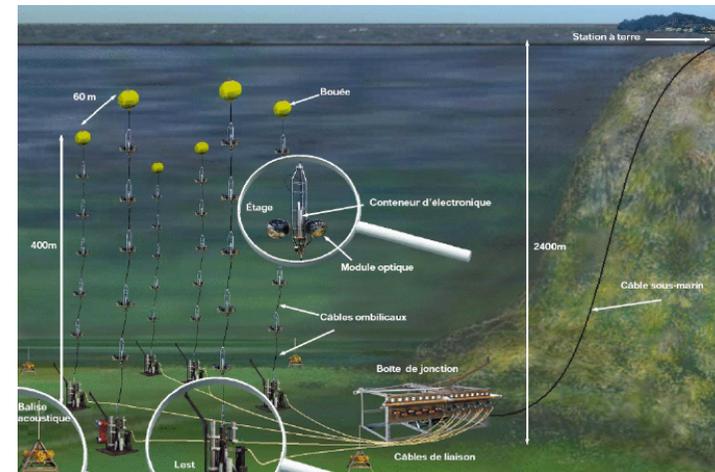
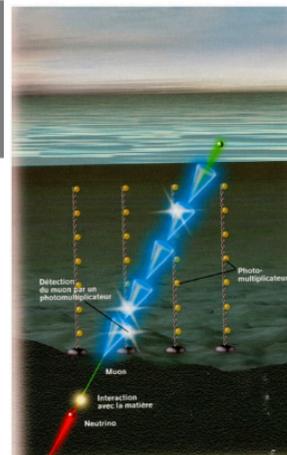
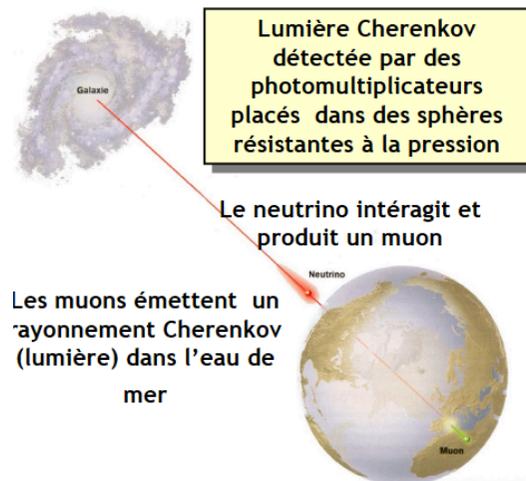
- Le neutrino va interagir avec le noyau d'oxygène
- Le lepton (e^- ou μ) dépend du type de neutrino incident
 - On mesure ses propriétés par son émission Cherenkov
 - 11000 photomultiplicateurs



ANTARES

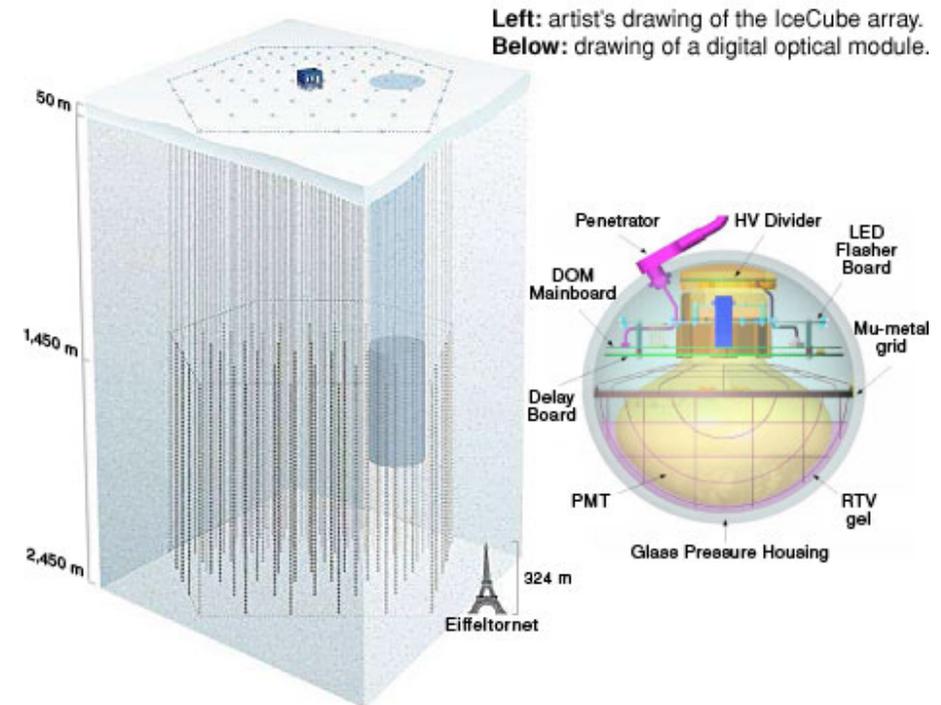
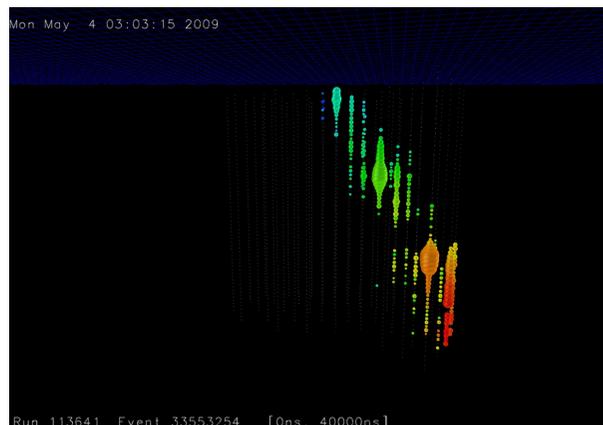
C. Racca, IReS

- **ANTARES** ≡ **A**stronomy with a **N**eutrino **T**elescope and **A**byss environmental **RE**search au large de La Seyne sur Mer
- 12 lignes de 350 m à 2500 m sous le niveau de la mer (200 x 200 m²) - Volume utile : 35 10⁶ t d'eau



IceCube

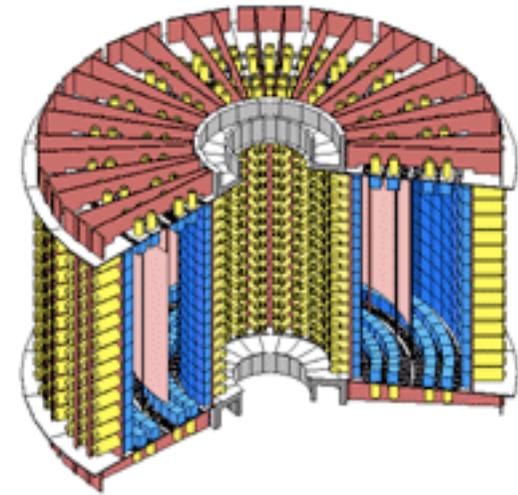
- En Antarctique, depuis 2010, 5000 PM sur 86 lignes entre 1450 and 2450 m sous la surface - Volume utile : $420 \cdot 10^6$ t d'eau



Left: artist's drawing of the IceCube array.
Below: drawing of a digital optical module.

NEMO

- Neutrino Experiment with Molybdène
- Recherche une nouvelle forme de radioactivité : l'émission spontanée de 2 électrons par un noyau (double- β)
- Feuilles minces de Mo entourées de 6000 scintillateurs et 2000 compteurs Geiger pour mesurer les propriétés des électrons
- Seul détecteur à avoir un système de tracking des électrons si précis

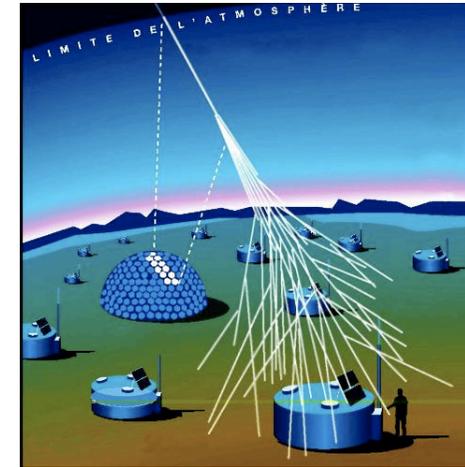


4^e partie : Exemples de détecteurs intégrés

- I. Détecteurs sur collisionneurs
- II. Détecteurs de neutrinos
- III. **Autres types de détecteurs**

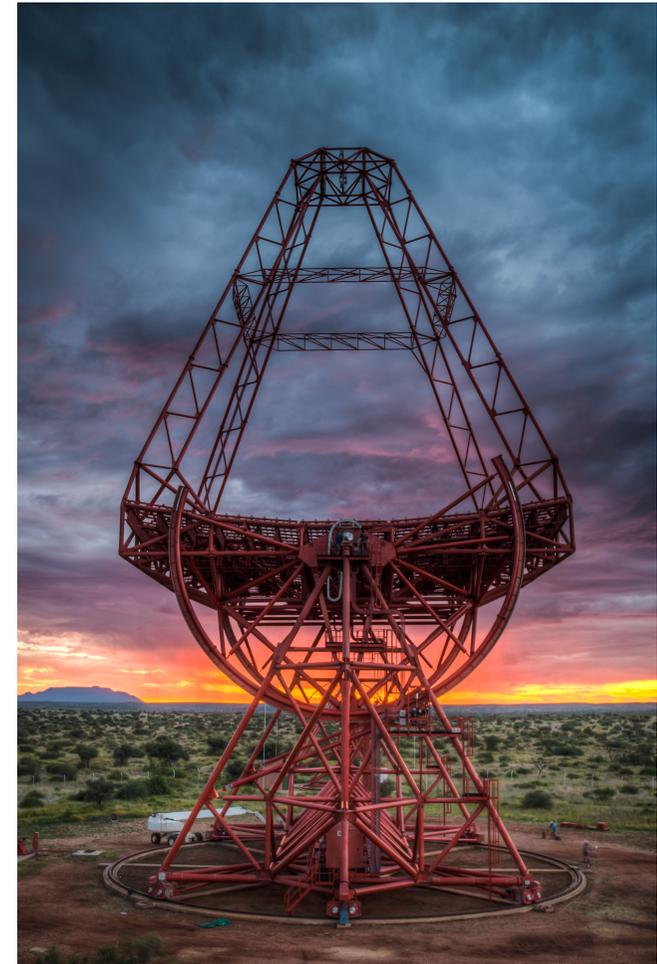
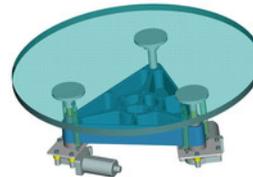
Observatoire Pierre Auger

- Détection et étude des rayons cosmiques dont les énergies sont voisines de 10^{19} eV (coupure GZK)
- 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)



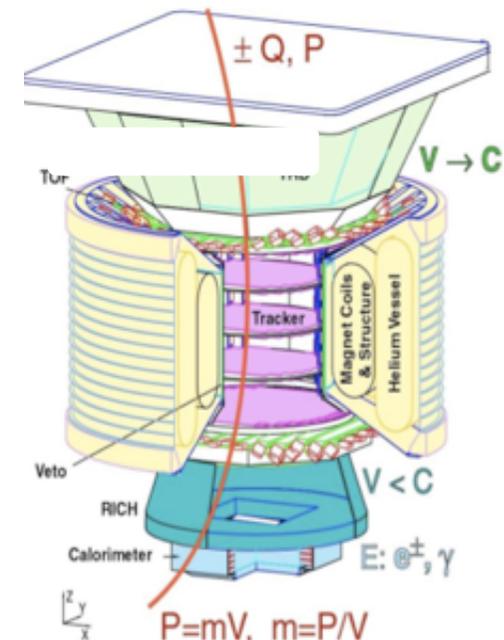
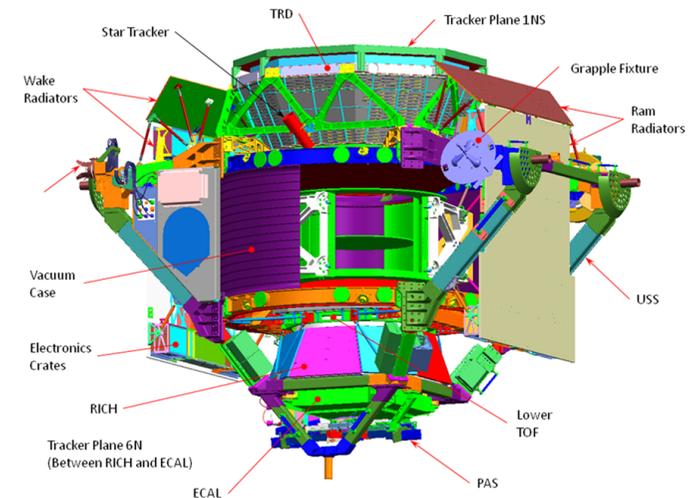
HESS

- **HESS** \equiv **H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem (et Victor Hess - Nobel en 1936 pour les rayons cosmiques)
- Télescope Cherenkov pour l'étude des rayons γ cosmiques (de la dizaine de GeV à la dizaine de TeV) en Namibie
- Le miroir de 12 m est segmenté en 382 miroirs de 60 cm



AMS

- Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)
- Mesure du flux de cosmiques chargés en dehors de l'atmosphère
- Combine des détecteurs de toute sorte dans l'ISS (TOF, tracker, RICH, calorimètre EM, TRT)
- Lancement au printemps 2011 et prise de données depuis



Conclusion sur la 4^e partie

- Tous les détecteurs globaux sont basés sur le même principe : toutes les mesures et identifications doivent être faites avant la calorimétrie, à l'exception de l'identification des muons qui se fait parfois au delà
- Les calorimètre sont des 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

Conclusion générale

- La plupart du temps, on mesure dE/dx
 - Simplicité de certains détecteurs
 - Complexité et ingéniosité d'autres
- Dans tous les cas, les détecteurs 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..



Merci !