

Cargèse – mars 2009

Ecole « techniques de base du détecteur »

Pascal Vincent

Université Pierre et Marie Curie

LPNHE, Paris

Introduction

Les systèmes expérimentaux

Les interactions des particules chargées

Les interactions des particules neutres

Les détecteur de particules

Visite d'une expérience



Types de détecteurs

On peut les classer suivant :

- ❖ L'interaction
- ❖ Le milieu détecteur
- ❖ La fonction attendue pour la physique (mesure de grandeurs physiques)

Suivant la fonction

La position :

- Les scintillateurs
- Compteurs proportionnels
- Chambres à dérive
- Les dét. à radiation de transition
- Chambre a décharges
- Les émulsions nucléaires
- Les semi-conducteurs

Energie et impulsion :

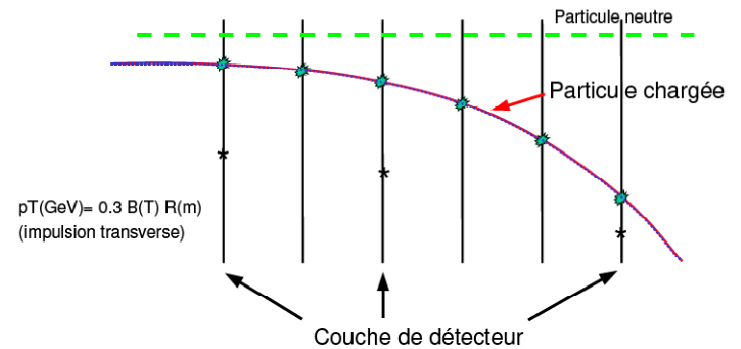
- Les scintillateurs photomultiplicateurs
- Les semi-conducteurs bolomètres
- Détecteurs Cherenkov
- Calorimètres et spectromètres (champs magnétiques)

Identification :

- Imageurs Cherenkov
- Les chambres d'ionisation
- Systèmes

Comptage :

- Les Geiger Muller
- Compteurs Cherenkov
- Les scintillateurs photomultiplicateurs



Détecteurs de grandes tailles

MESURE DE LA POSITION

Chambre d'ionisation

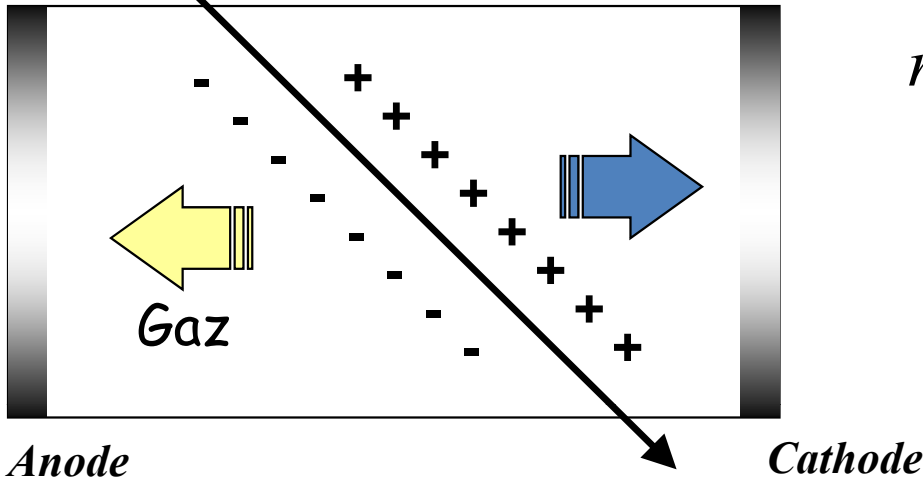
Ionisation d'un milieu gazeux :

$$\Delta E = \int_x^{x+dx} -\frac{dE}{dx} dx$$

Sur une distance de détecteur dx une particule chargée perdra une énergie ΔE .

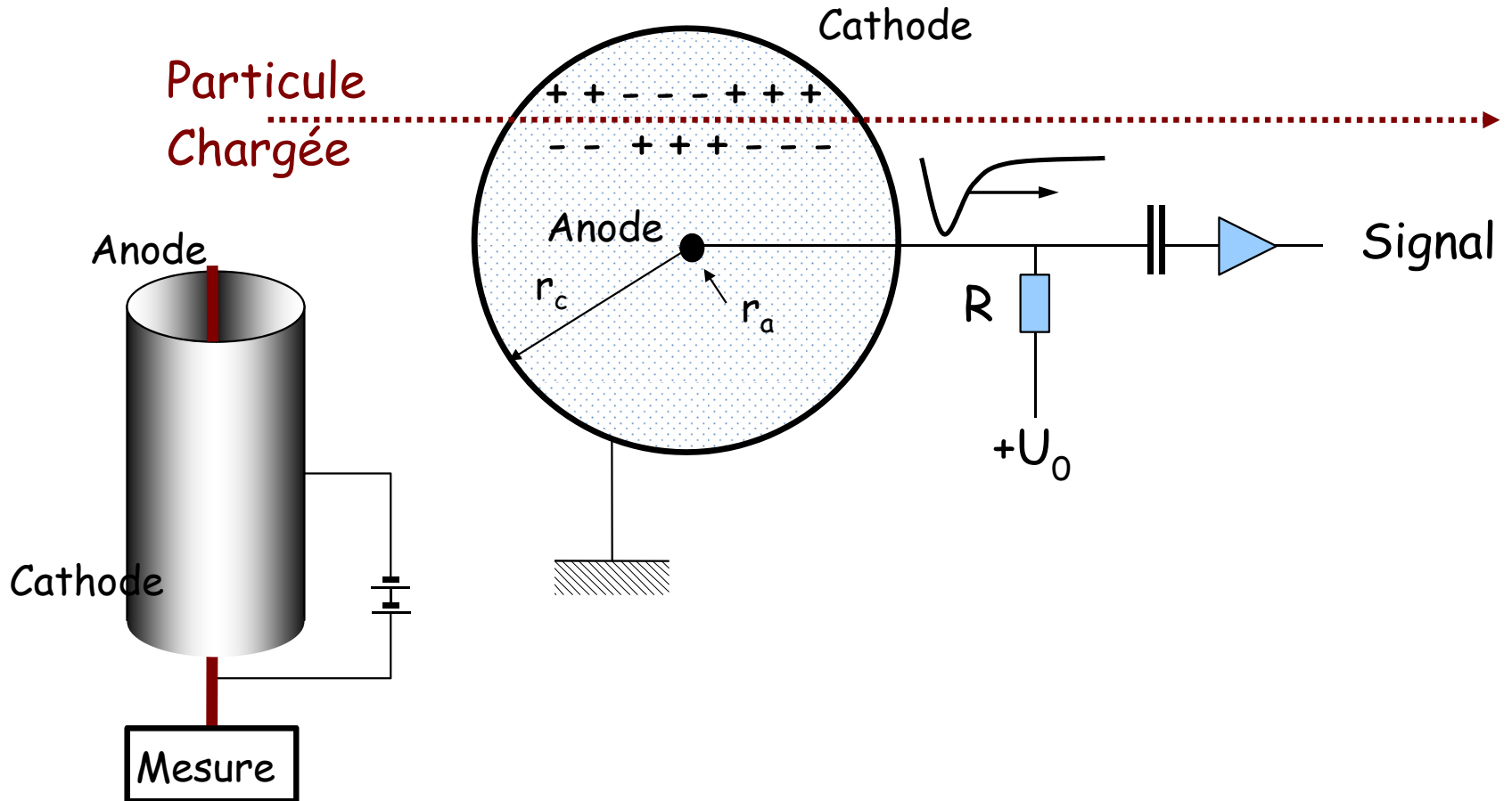
☛ cette particule ionise le milieu et le nombre moyen de charges positives et négatives créées dépend du potentiel d'ionisation W caractéristique du milieu :

$$n_o = \frac{\Delta E}{W} \Rightarrow Q = -en_o$$



Gaz	W (eV)
Air	35,0
Argon	26,6
BF ₃	33,8

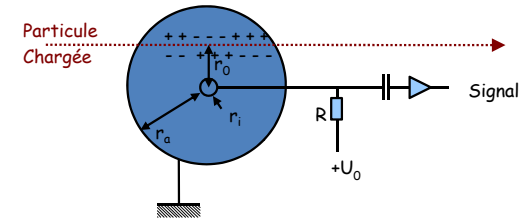
Mesure de la position dans une chambre proportionnelle



Mesure de la position dans une chambre proportionnelle

Contrairement aux chambres d'ionisations, le champ électrique dans la chambre n'est pas constant.

$$\vec{E}(r) = U_0 \cdot \frac{1}{\ln(r_a/r_c)} \cdot \frac{1}{r} \propto \frac{1}{r}$$



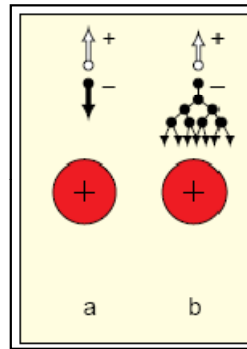
Aux voisinages de l'anode le champ diverge. La particule est fortement accélérée. Elle gagne de l'énergie.

$$m\vec{a} = \vec{F} = q\vec{E} \Rightarrow F(r) \propto \frac{1}{r} / r \searrow$$

Mesure de la position dans une chambre proportionnelle

$$Q = -e \cdot n_0 \cdot A$$

$$\propto E$$

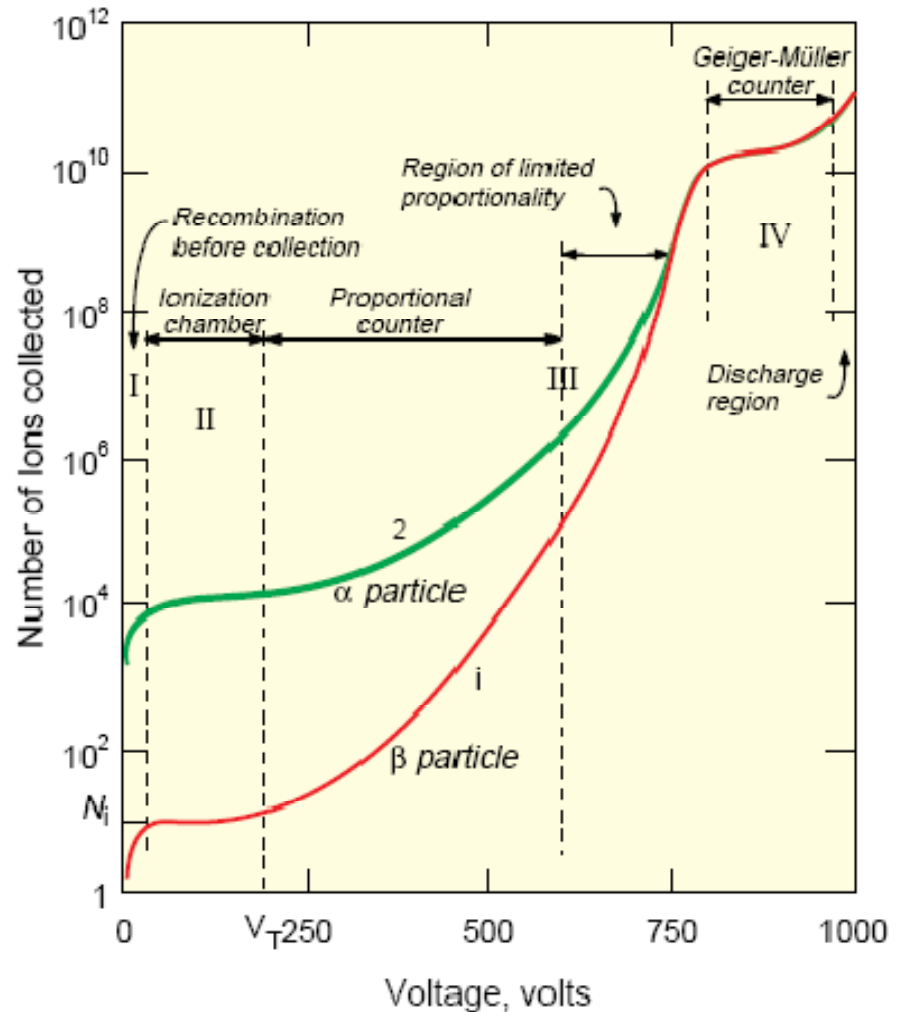


Le facteur A est le facteur de multiplication de la chambre. Une formule empirique est donnée par la relation :

$$\ln A = \frac{V}{\ln(r_a/r_i)} \frac{\ln 2}{\Delta V} \left(\ln \left[\frac{V}{pr_i \ln(r_a/r_i)} \right] - \ln K \right) \Rightarrow A \propto e^V$$

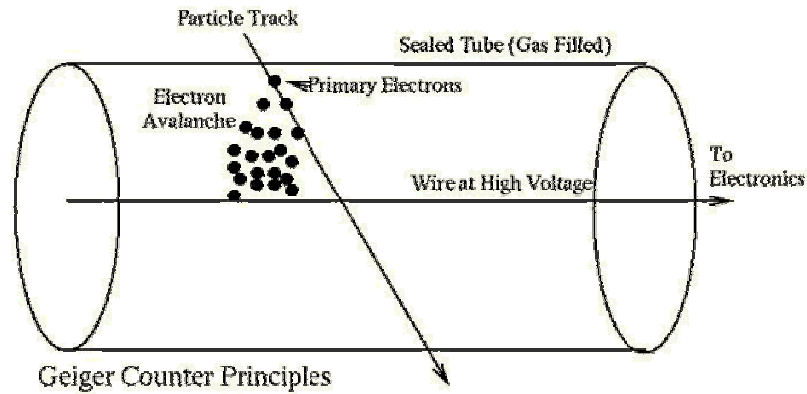
Détecteurs à gaz

Les différents modes de fonctionnement d'une chambre à gaz en fonction de la tension appliquée



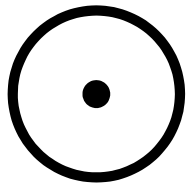
Mode d'avalanche

Lorsque la tension augmente l'avalanche se développe dans tout le volume de la chambre : **mode Geiger-Muller**



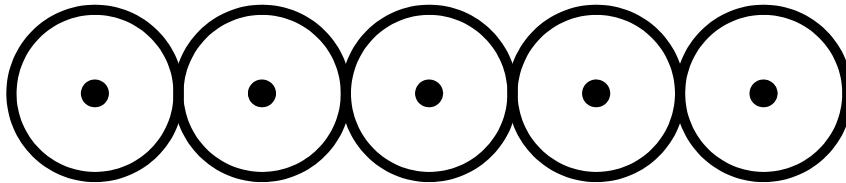
La charge collectée ne dépend plus de l'énergie de la particule incidente. Le mode Geiger-Muller permet un comptage des particules.

Evolution des chambres

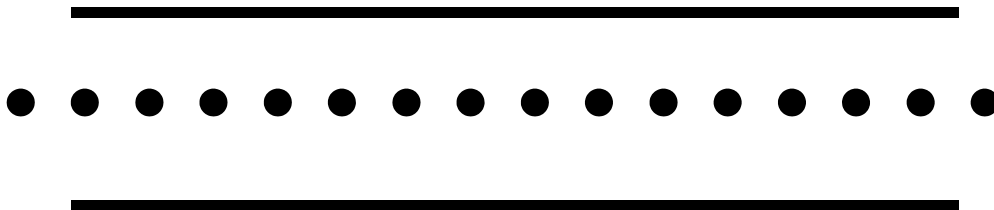


Compteur
proportionnel

1 points dans l'espace

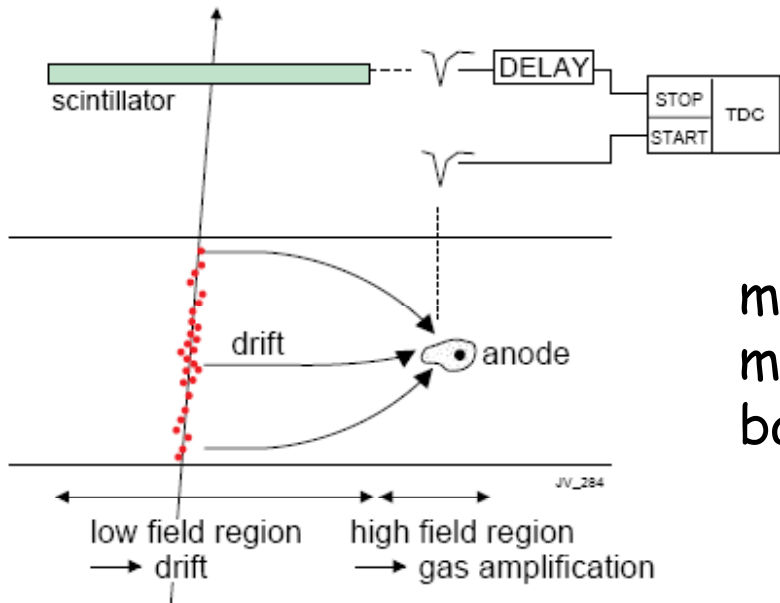
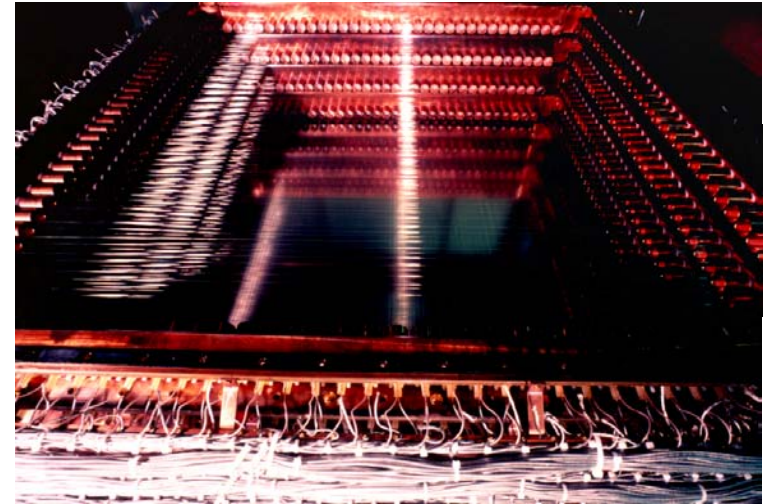
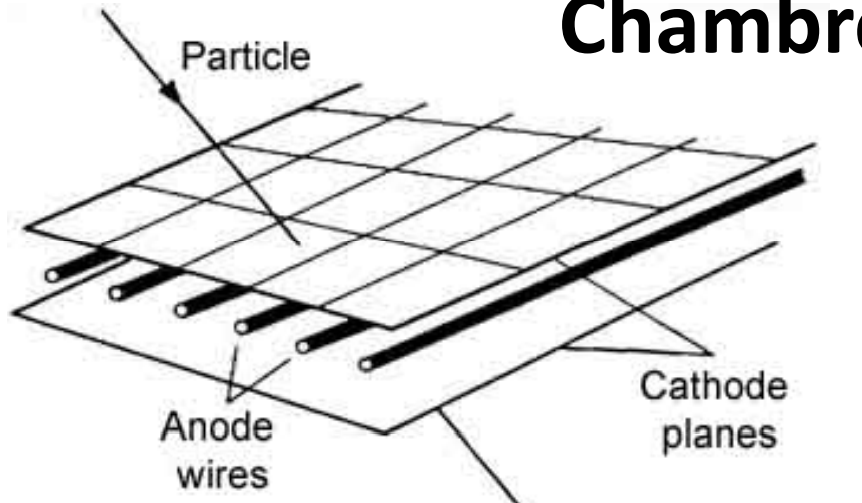


« n » points

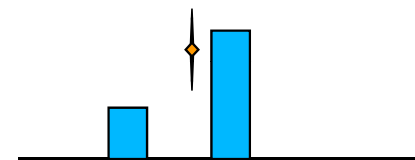


Chambre multi-fils proportionnel : MWPC

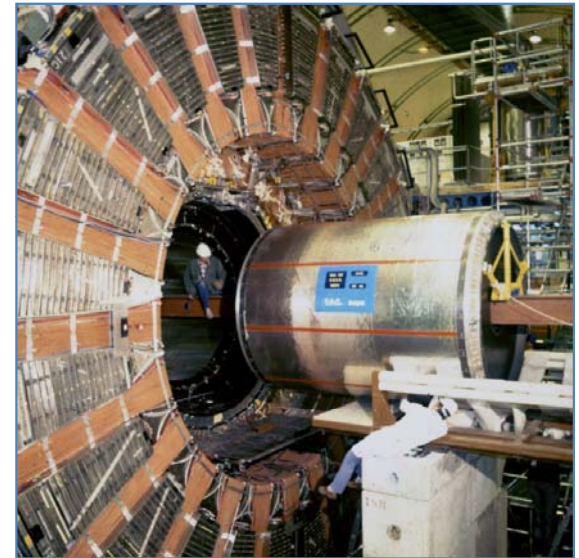
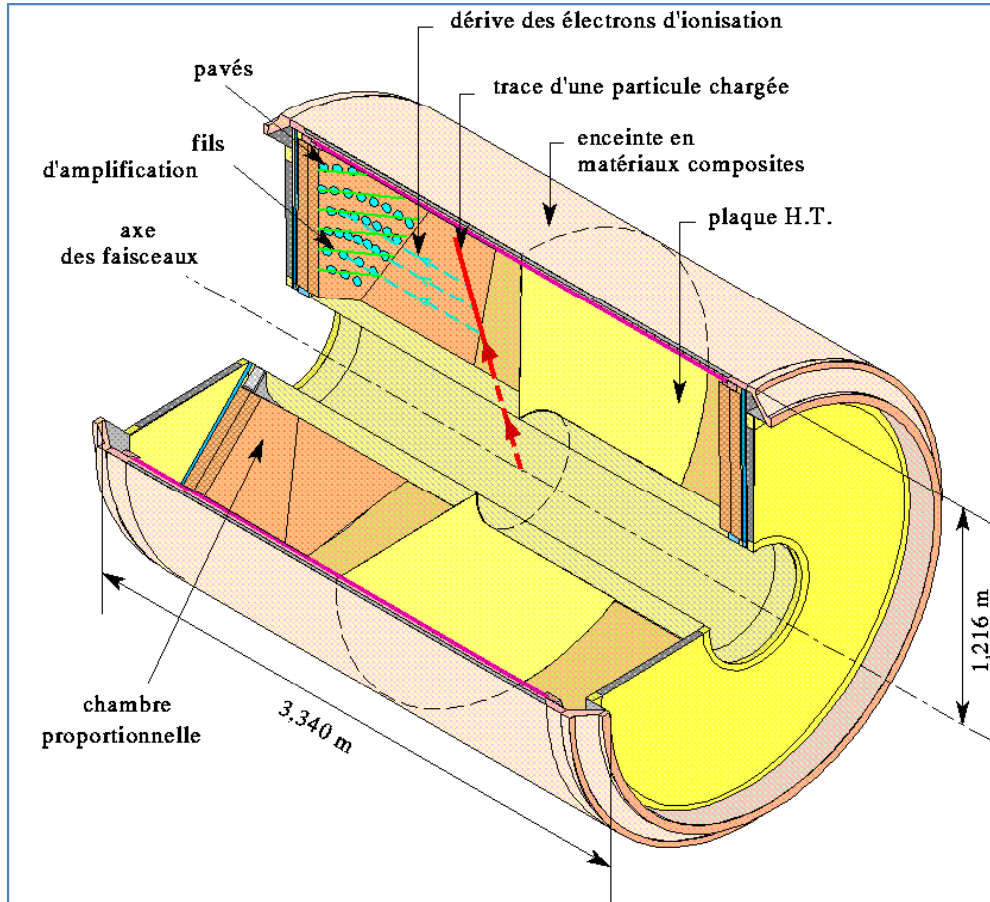
Chambre multi-fils



meilleure résolution spatiale :
méthode de reconstruction
barycentrique.



La chambre à projection temporelle



Chambre à projection temporelle de l'expérience DELPHI du CERN

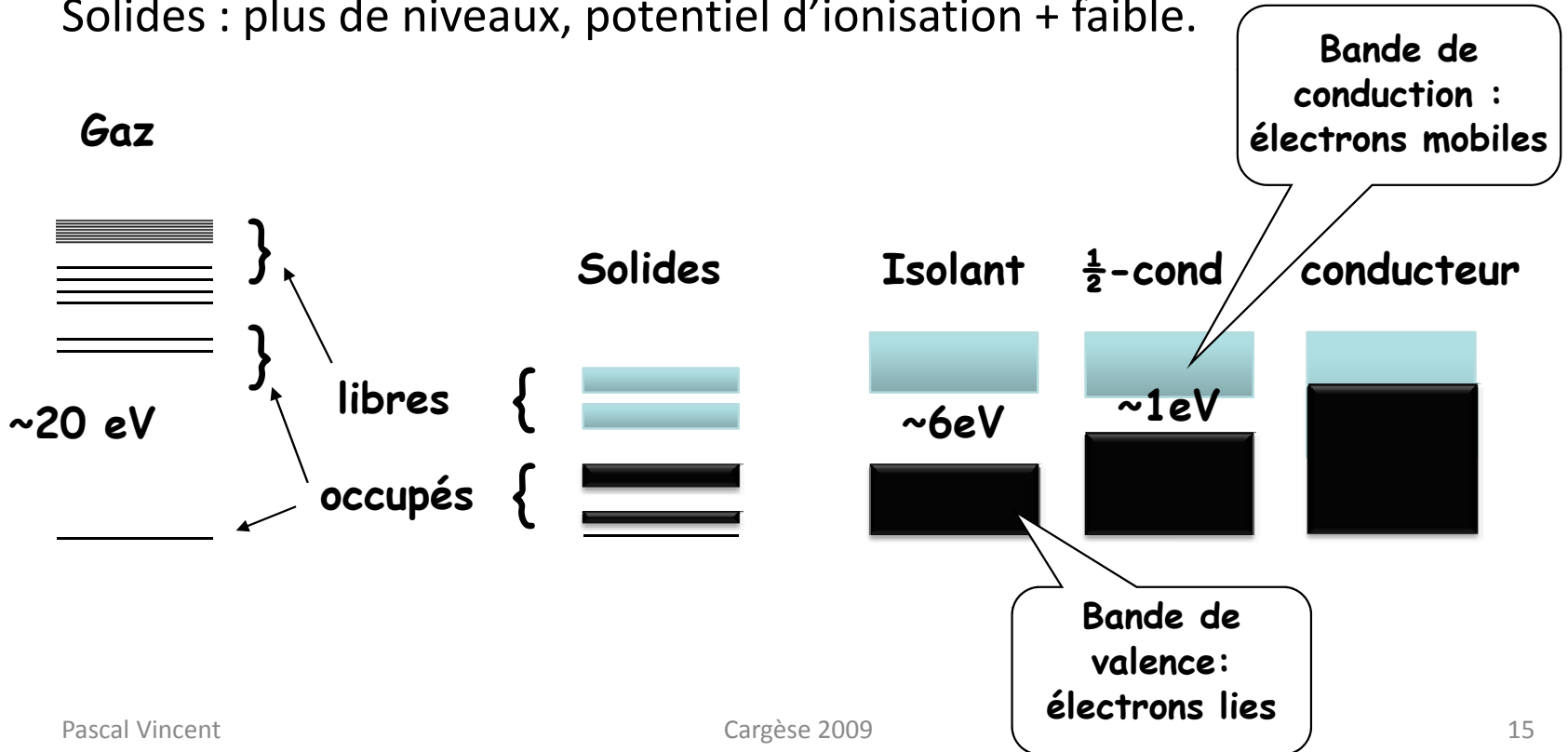
Pour une plus grande efficacité

DÉTECTEURS SOLIDES

Des gaz aux solides

Gaz rares : ionisation assurée mais potentiel important.

Solides : plus de niveaux, potentiel d'ionisation + faible.

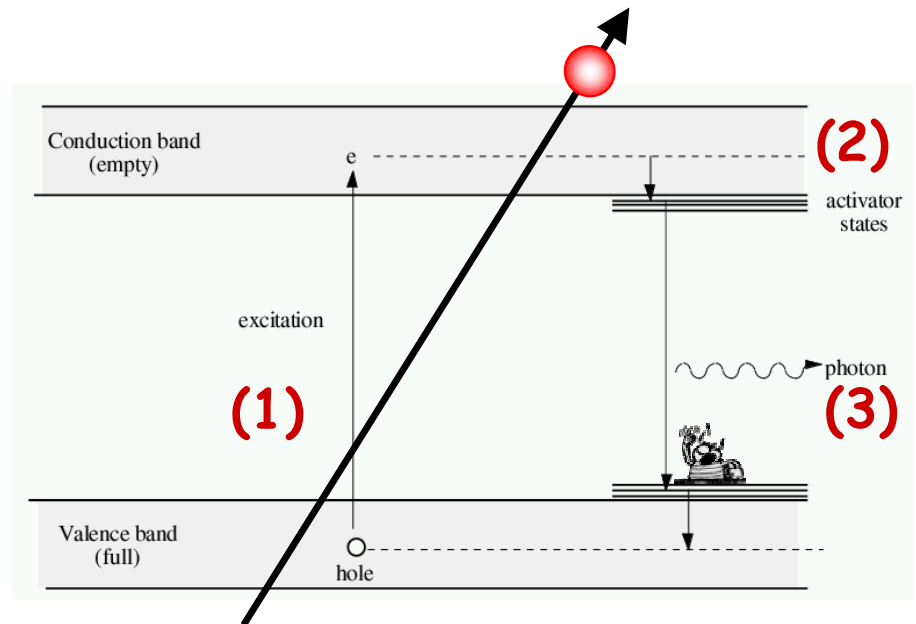


Les isolants

L'énergie est transférée au milieu pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction (1).

La transition inverse entraîne l'émission d'un photon d'énergie équivalente à celle qui a été déposée : milieu opaque (pièges à photons).

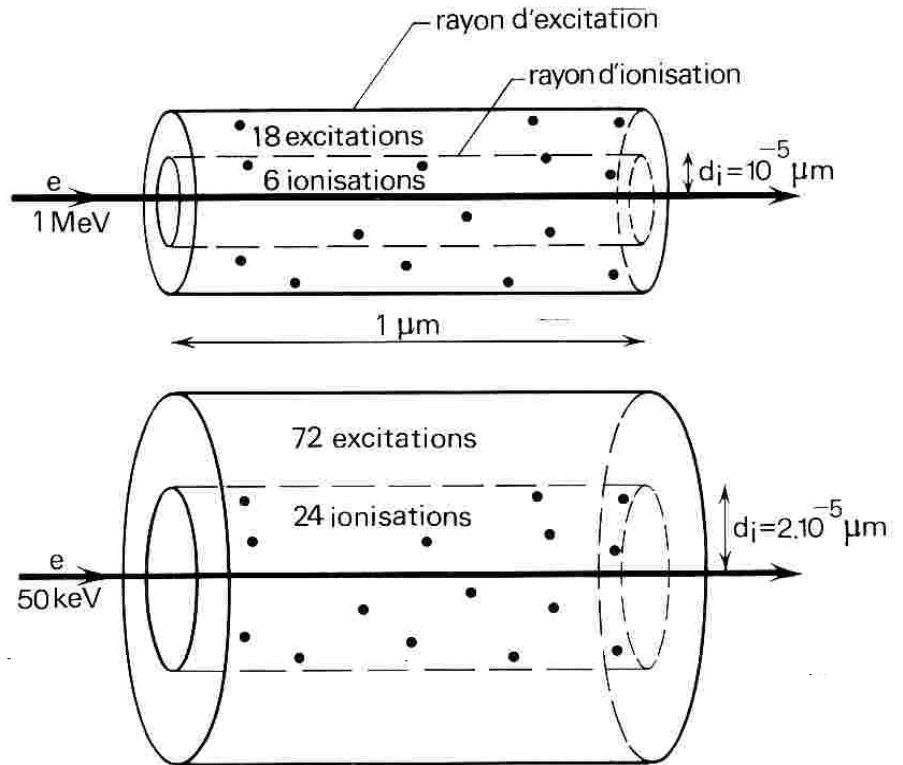
L'introduction d'impuretés (dopage) change les valeurs des transitions possibles (2) et permet de rendre le milieu transparent à ces photons (3) : Scintillation.

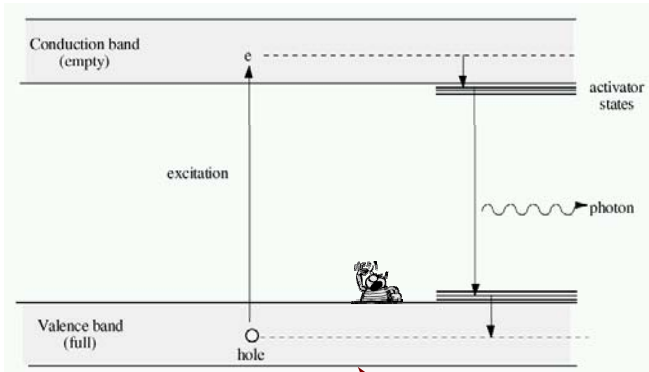


Répartition entre ionisations et excitations

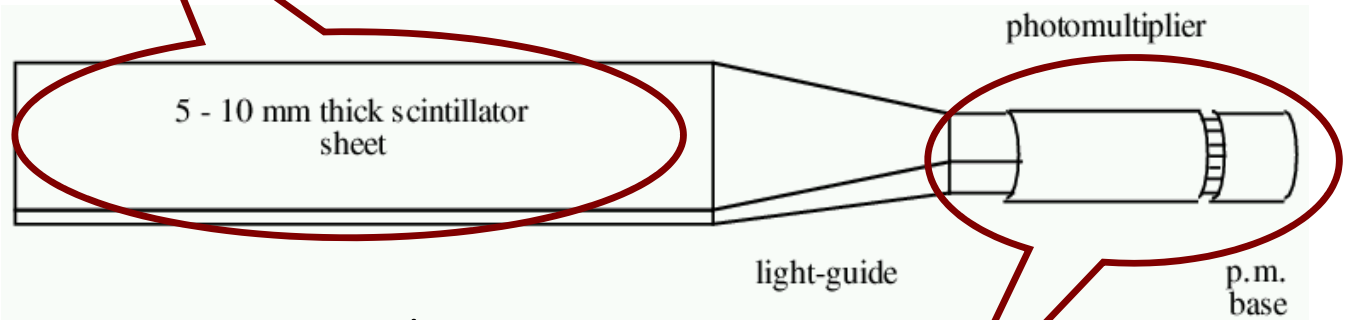
Distribution des ionisations et excitations dans l'eau pour 1 électron de 1 MeV et 50 keV

A 50 keV la vitesse est plus faible, l'interaction est plus forte (cf courbe du dE/dx) => il y a plus d'ionisations

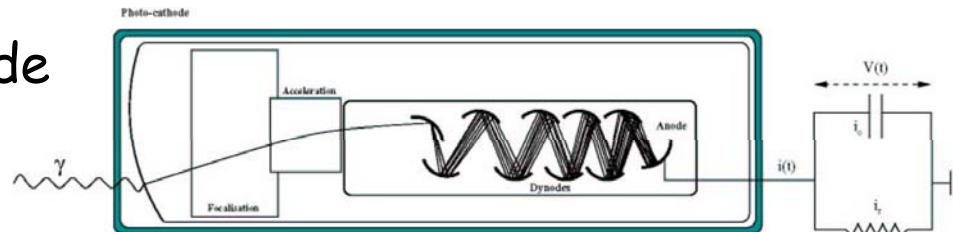




Les photons de scintillations peuvent est amènes a une photomultiplicateur par un guide de lumière.

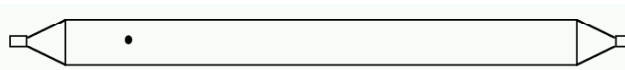


Le photon est converti sur la photocathode (effet photo-électrique). Accélère en direction de la première dynode → avalanche





Mesure de la position du lieu de passage de la trace

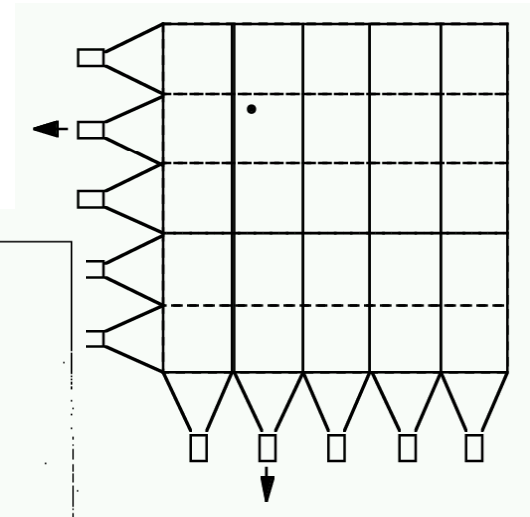


1D

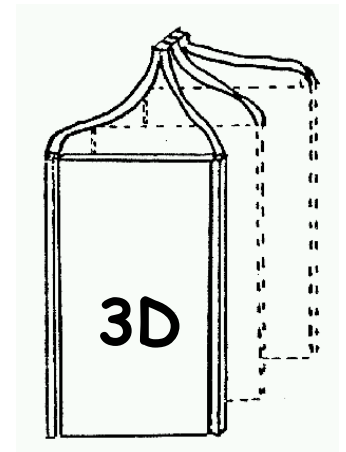
2 PM + 1 Scintillateur.

Différence de temps d'arrive des signaux →

Très mauvaise résolution spatiale mais bonne résolution temporelle (~0.5 ns) → Trigger.



2D



3D

Semi-conducteurs dopés

Dopage N

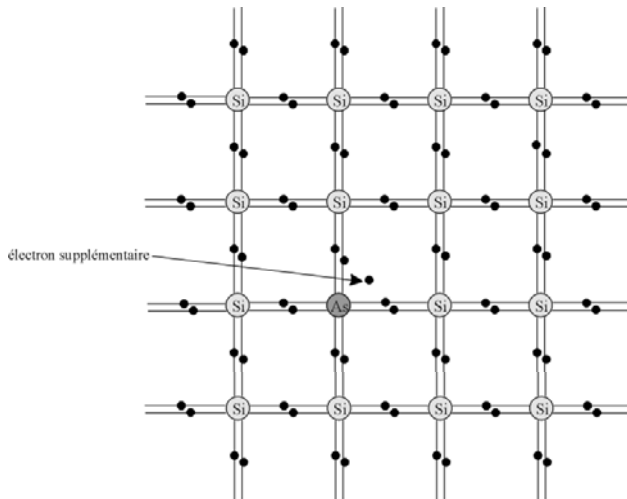
SiAs

Porteurs majoritaires : électrons (donneurs)

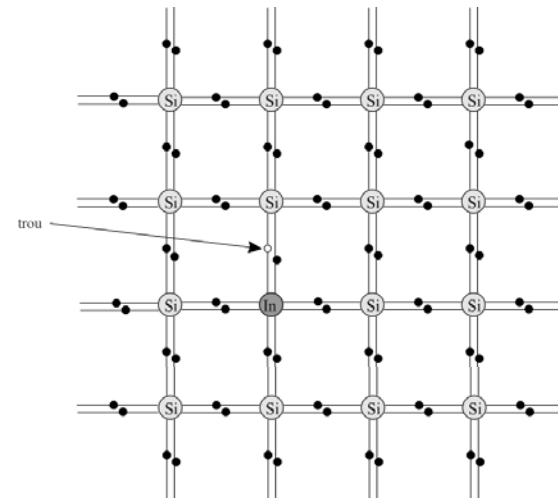
Dopage P

SiIn

Porteurs majoritaires : trou (accepteurs)

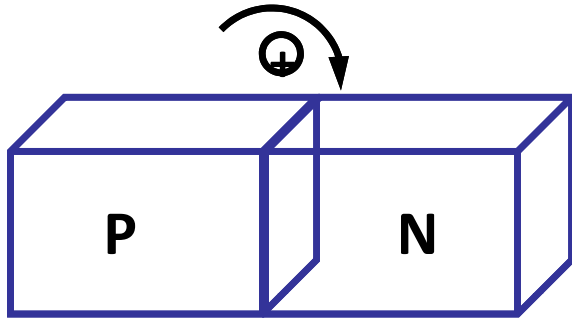


$$N_d - N_a \gg 0$$



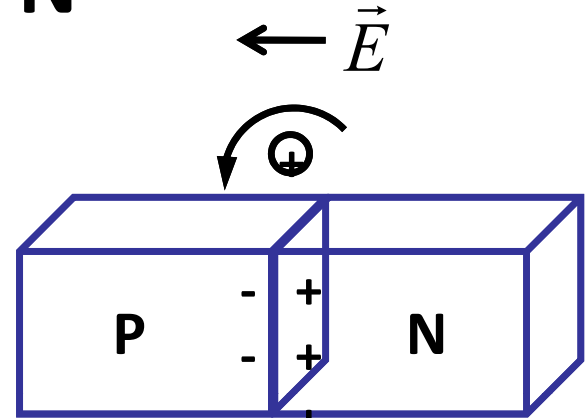
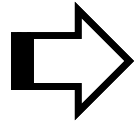
$$N_d - N_a \ll 0$$

Jonction P-N



$$\vec{I}_1$$

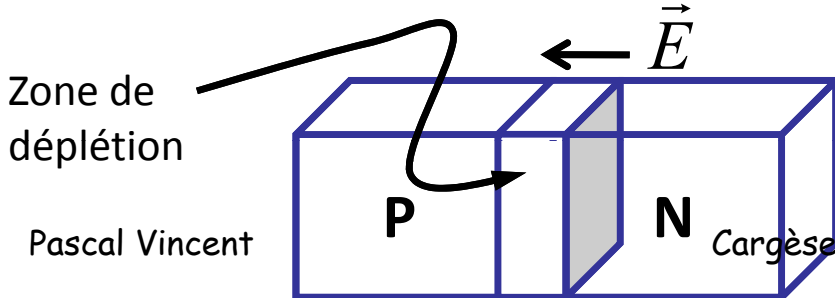
Diffusion des porteurs majoritaires



$$\vec{I}_2$$

dérive des porteurs minoritaires

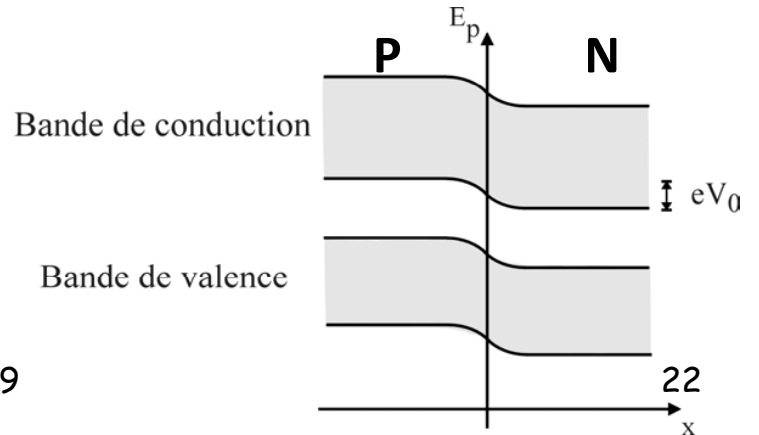
A l'équilibre :



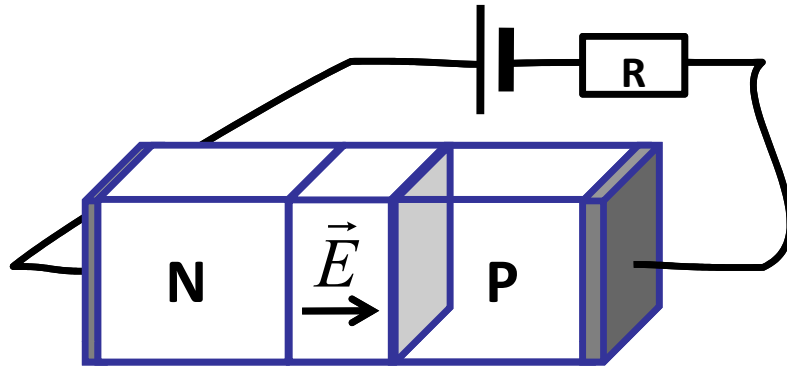
Zone de déplétion

Pascal Vincent

Cargèse 2009

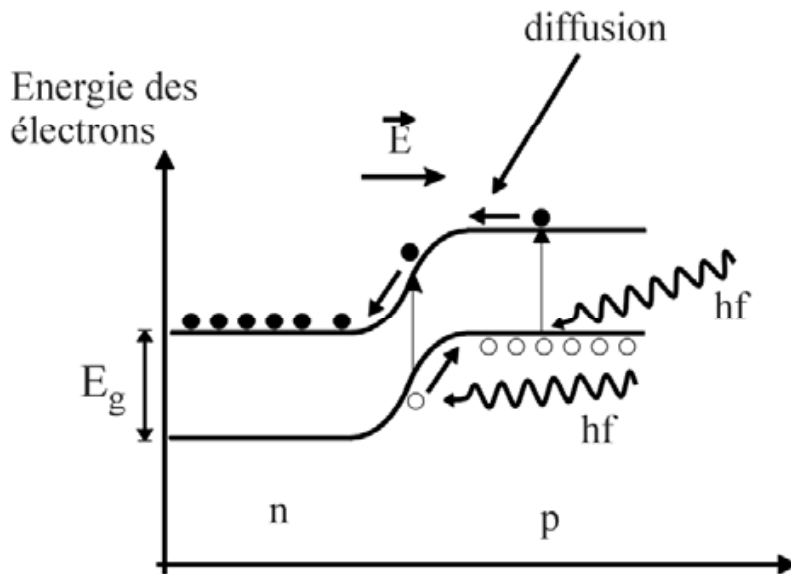


Jonction P-N en polarisation inverse



Polarisée en inverse (sens bloquant), la zone de déplétion croit sous l'apport de charges négatives sur la zone P.

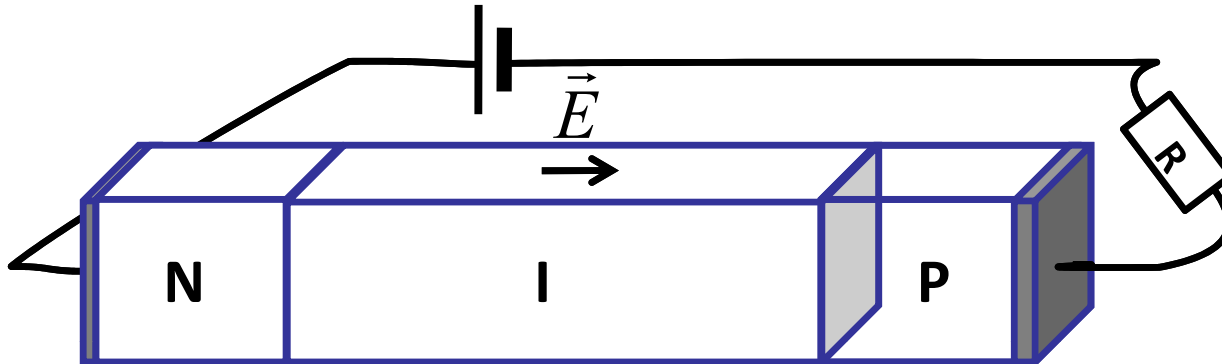
Un photon arrivant dans la zone deplétée crée une paire électron-trou qui est directement **accélééré** sous l'effet du champ E.



Un photon arrivant dans les zone P ou N produira une paire électron-trou. Puis, l'électron et le trou **diffusent** dans le semi-conducteur.

Le temps de réponse est de l'ordre de la microseconde.

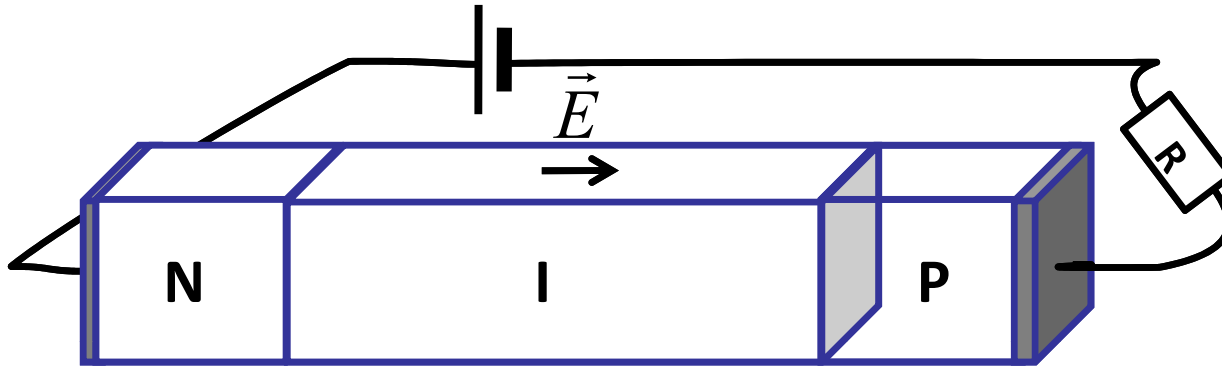
Diode PIN



Un semi-conducteur intrinsèque (non dopé), est pris en sandwich entre deux semi-conducteur de type N et P. La concentration de charges libres dans le semi-conducteur intrinsèque est très faible, ce qui lui procure une résistivité élevée. Le champ électrique pourra donc être grand dans cette région de résistivité élevée, et faible dans les parties n et p, de résistivité plus faible.

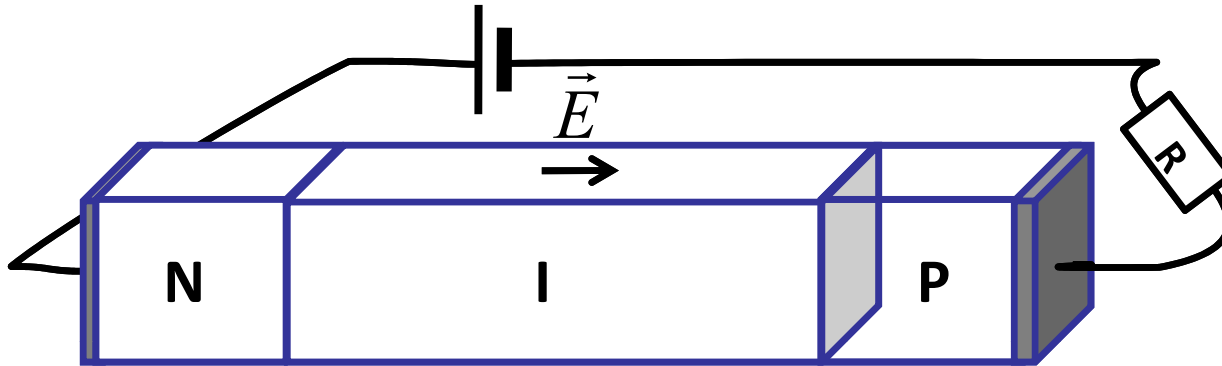
La zone de champ électrique non nul a été élargie par rapport aux zones conductrices, ce qui **augmente la probabilité d'absorption** et donc de création de paires électron-trou dans cette région

Diode PIN



- ❖ Le temps de réponse est de l'ordre de la nanoseconde.
- ❖ Comme la vitesse de dérive des charges est proportionnelle au champ électrique, le temps de réponse dépend de la tension appliquée à la diode. Des tensions plus élevées donnent des temps de réponse plus courts.
- ❖ Les charges + et - sont immédiatement séparées, ce qui diminue la probabilité de recombinaison et augmente l'efficacité du détecteur.

Diode PIN



Cas d'une diode en Si. La zone deplétée est de $15 \mu\text{m}$. La mobilité des charges :

$$\mu_+ = 350 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$$

$$\mu_- = 1500 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$$

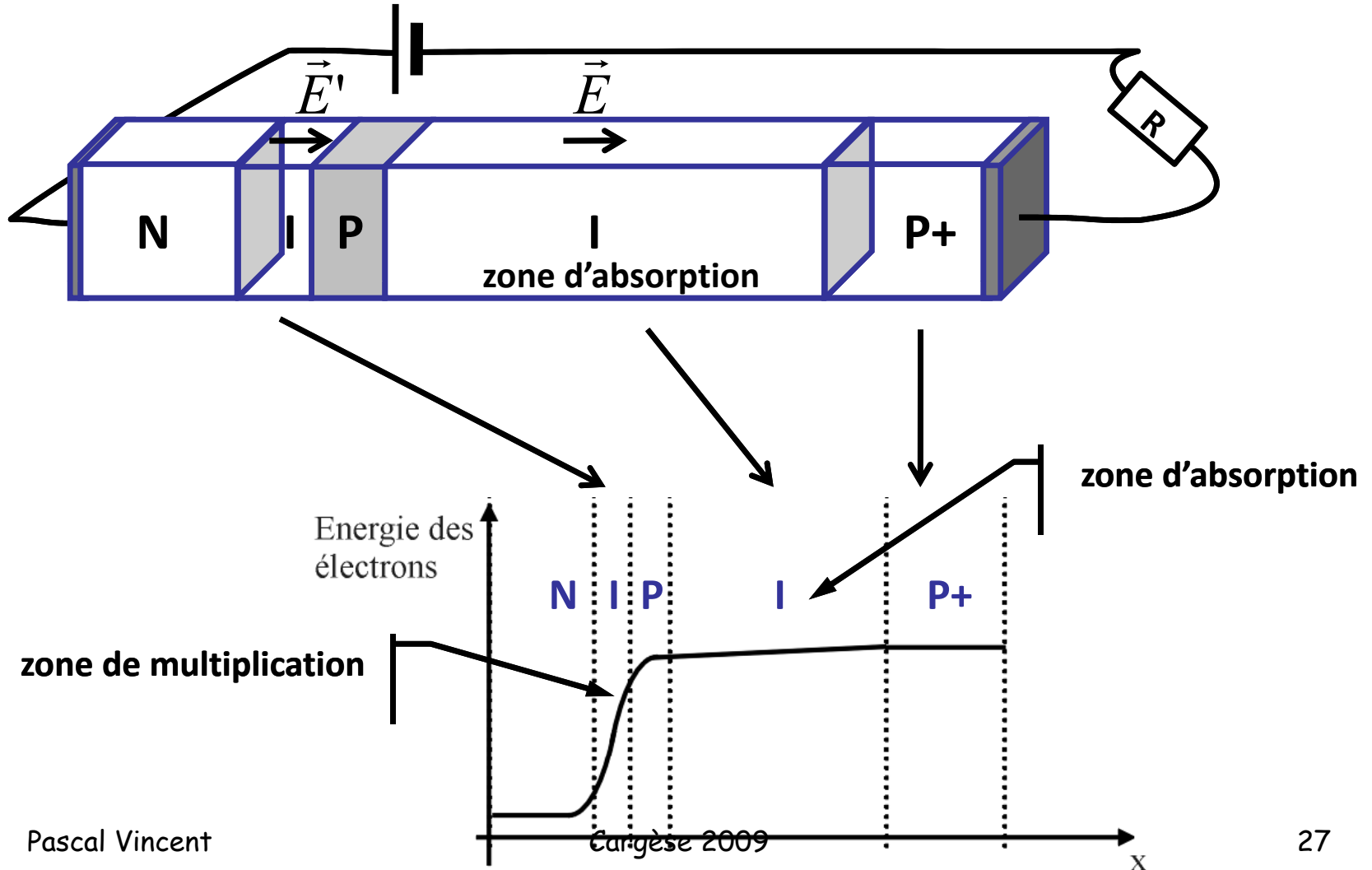
Comme la mobilité des trous est inférieure à celle des électrons, c'est elle qui limitera le temps de réponse. La vitesse de dérive des trous est donnée par

$$v_d = \mu_+ E = \mu_+ \frac{V}{d} = 350 \frac{10}{15 \cdot 10^{-4}} = 2,3 \cdot 10^6 \text{ cm} / \text{s}$$

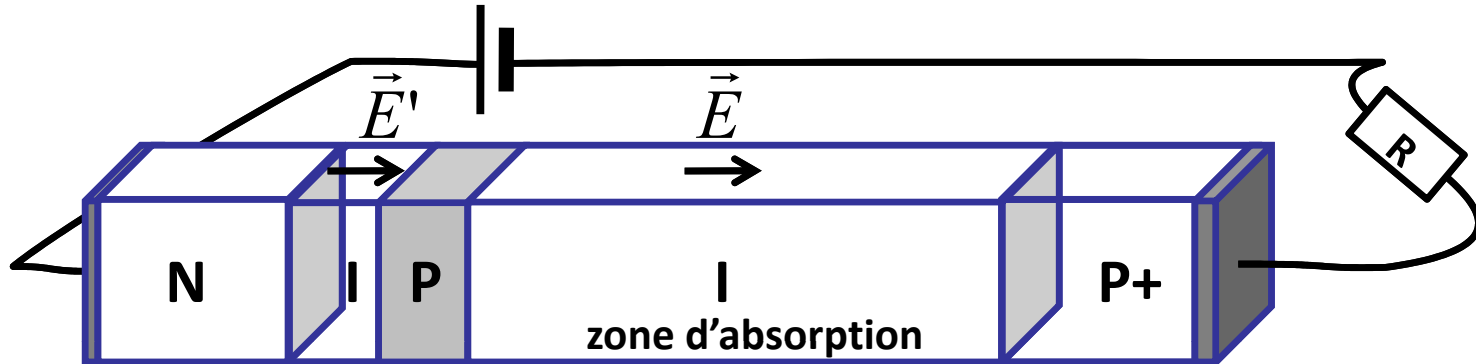
Le temps de réponse vaut alors

$$\tau = \frac{d}{v_d} = \frac{15 \cdot 10^{-4}}{2,3 \cdot 10^6} = 0,6 \text{ ns}$$

Photodiodes à avalanche (APD)



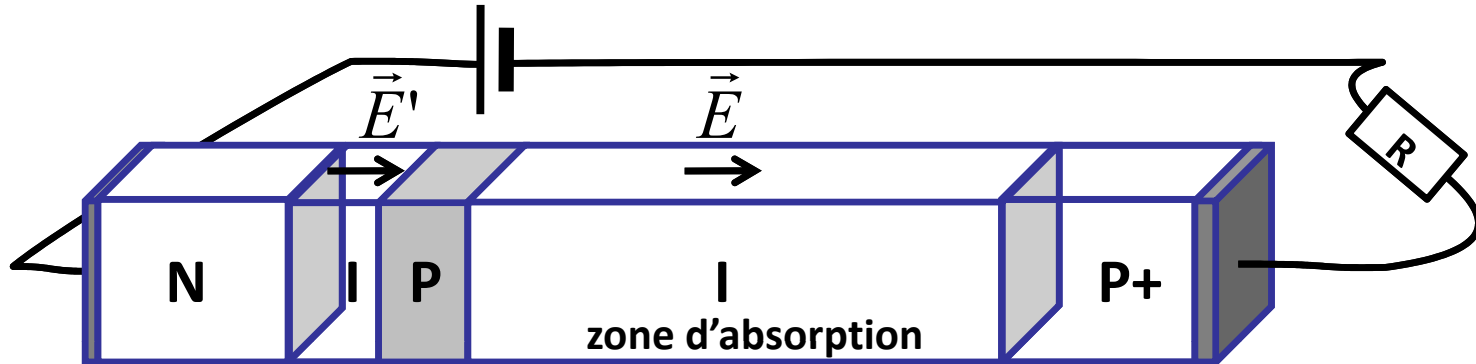
Photodiodes à avalanche (APD)



L'absorption a lieu principalement dans la zone I épaisse.

Les trous générés se déplacent vers la zone P+ où ils sont collectés et contribuent au courant inverse. Les électrons se déplacent dans le sens contraire au champ électrique. Quand ils atteignent la zone P, ils sont accélérés vers la zone I étroite où le champ est intense. La multiplication par avalanche se produit alors dans la zone étroite, et les charges sont séparées sous l'action du champ électrique. Comme la région de multiplication est étroite, une tension faible suffit pour produire le champ nécessaire à la multiplication.

Photodiodes à avalanche (APD)

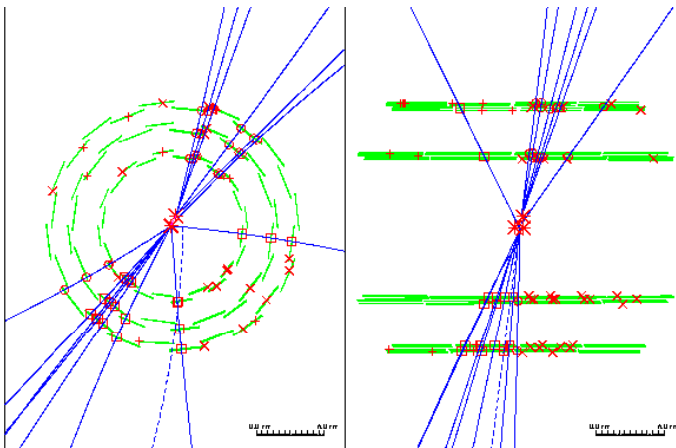
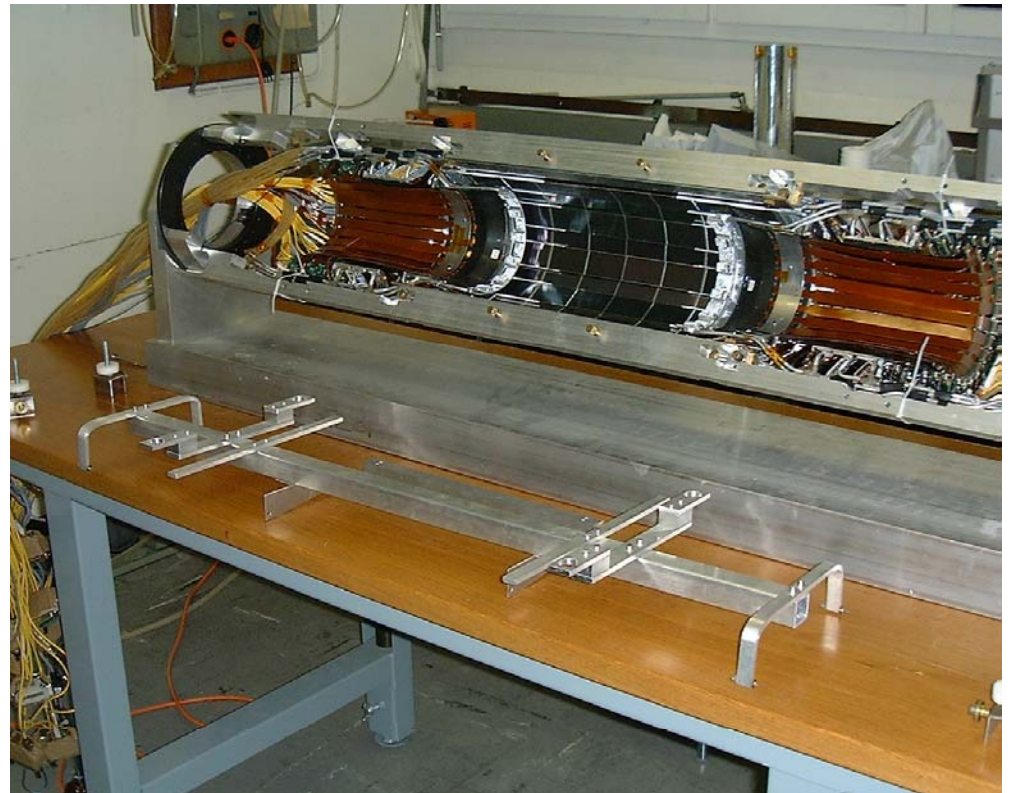
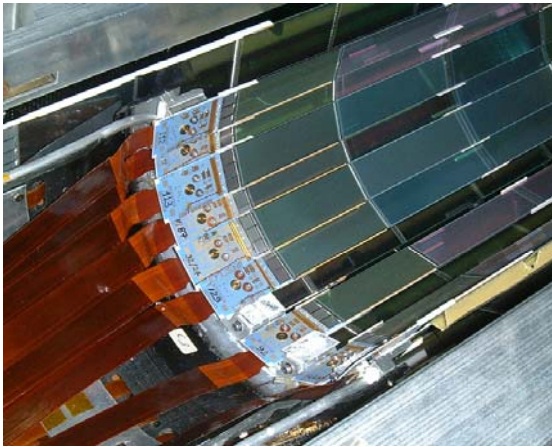
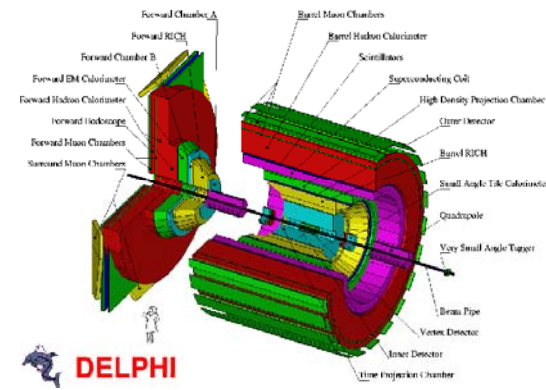


Les photodiodes à avalanche offrent une **très bonne sensibilité**, 20 à 100 fois plus qu'une diode PIN.

Elles sont **linéaires** pour des puissances optiques entre une fraction de nWatt et quelques μW . Pour des puissances supérieures, une diode à avalanche n'est pas nécessaire: une simple diode PIN ou pn suffit.

Leur bande passante est élevée, avec un **temps de montée** de l'ordre de quelques 100 ps.

Micro vertex



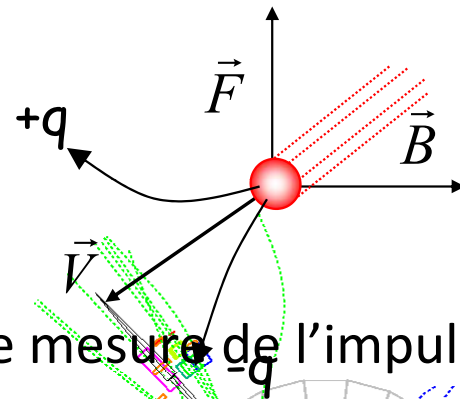
Pascal Vincent

DÉTERMINATION DE LA CHARGE ET DE L'IMPULSION

Détermination de la charge et l'impulsion

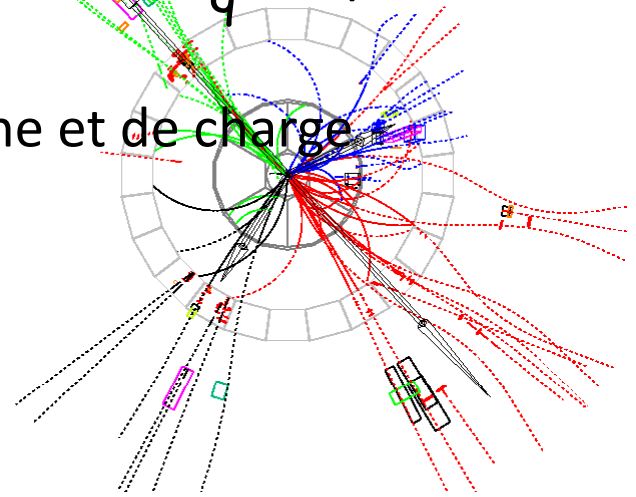
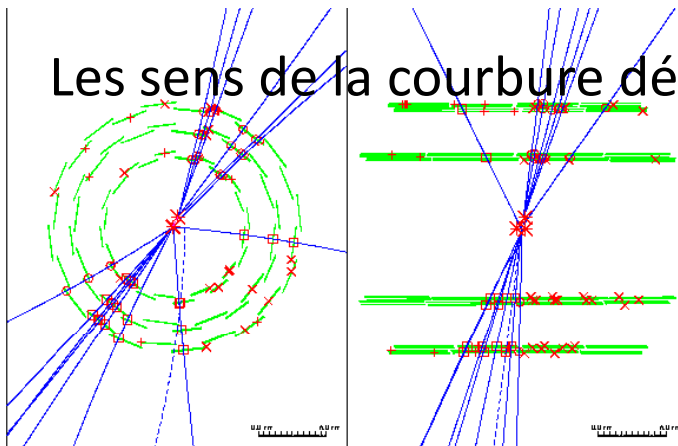
Trajectoire de la particule dans un champ magnétique :

$$R = \frac{mv}{qB} = \frac{P}{qB}$$



La courbure de la trajectoire donne une mesure de l'impulsion

Les sens de la courbure détermine le signe et de charge



Il faut stopper complètement les particules

MESURE DE L'ÉNERGIE

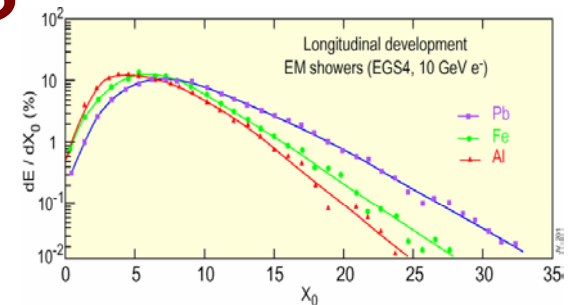
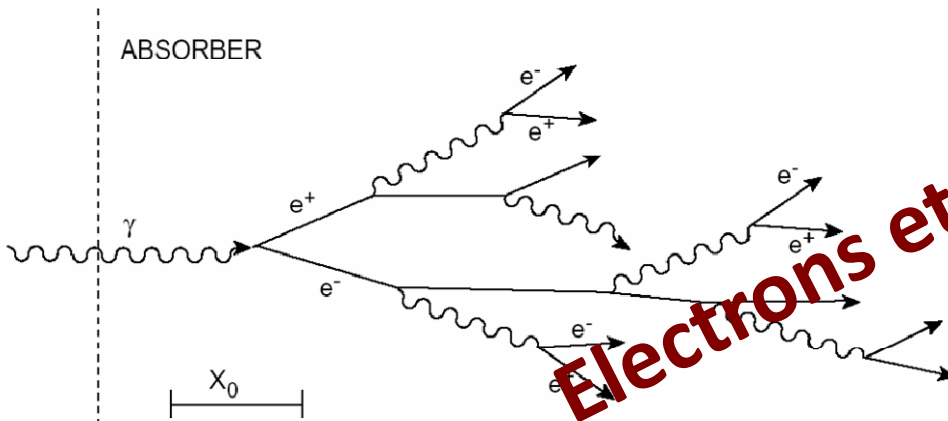


Gerbes électromagnétiques

À haute énergie (GeV), les électrons perdent leurs énergies presque exclusivement par **rayonnement de freinage** et les photons perdent les leurs par **production de paire**. Le seuil correspond à l'énergie critique définie par :

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} \sim 1$$

La combinaison de ces deux effets résulte en la formation d'une **gerbe électromagnétique** quand un électron ou un photon entre dans un milieu dense.



Interactions hadroniques

Un hadron perd son énergie par **interaction nucléaire** avec les noyaux du milieu. La probabilité (section efficace) de ces processus est faible mais l'énergie perdue est forte. Les processus de perte d'énergie des hadrons dans la matière sont :

- ❖ La fragmentation du noyau cible.
- ❖ La perte d'énergie des produits de l'interaction par ionisation
- ❖ La production et la désintégration de π^0 en deux photons (induisant une composante électromagnétique à la gerbe).
- ❖ La production de neutrinos

Les **processus sont complexes** et la recherche de solution analytique n'est pas envisageable. On utilise des **simulations Monte Carlo** basées sur des relations empiriques pour reproduire les distributions longitudinales et transverses du développement de la gerbe.

Interactions hadroniques

Le développement longitudinal est caractérisé par la **longueur d'interaction nucléaire** :

$$\lambda = \frac{A}{\sigma_{\text{abs}} \rho}$$

Où la section efficace d'absorption (σ_{abs}) est proportionnelle à :

$$\sigma_{\text{abs}} = \sigma_0 A^{2/3} \Rightarrow \lambda = \frac{A^{1/3}}{\sigma_0 \rho}$$

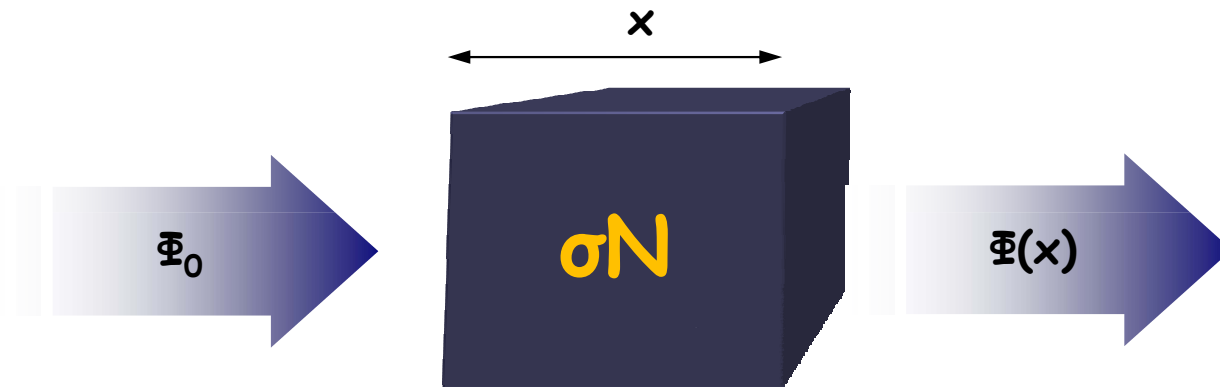
La section efficace, σ_0 , dépend de la particule incidente.

$$\lambda_{\text{lead}}^{\text{proton}} = 18 \text{ cm} \Rightarrow \lambda_{\text{Alum}}^{\text{proton}} = 39 \text{ cm}$$

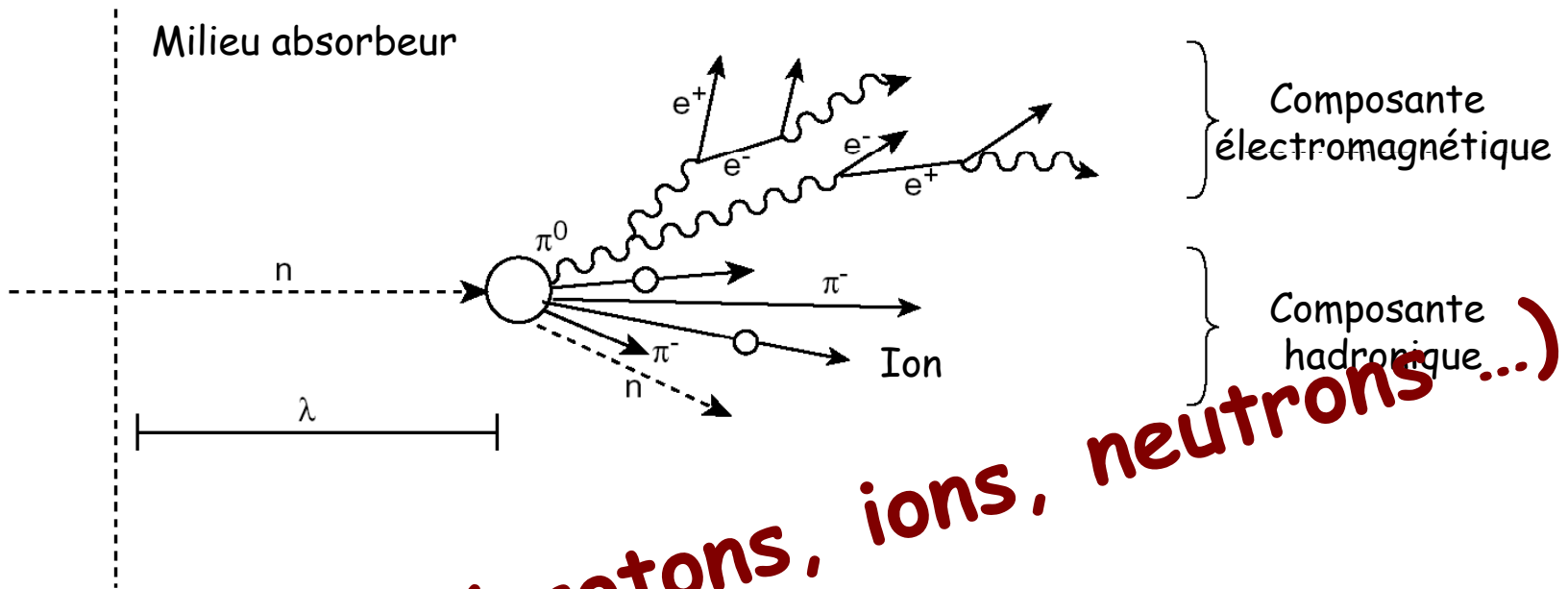
Interactions hadroniques

La loi d'atténuation des hadrons traversant une cible d'épaisseur x de densité ρ et de nombre de masse A s'écrit :

$$N(x) = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda_I}}$$

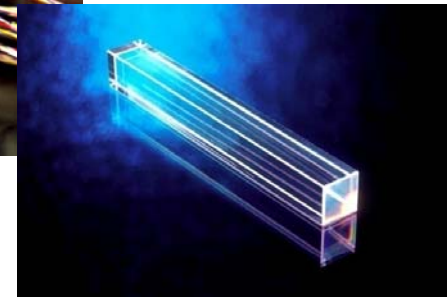
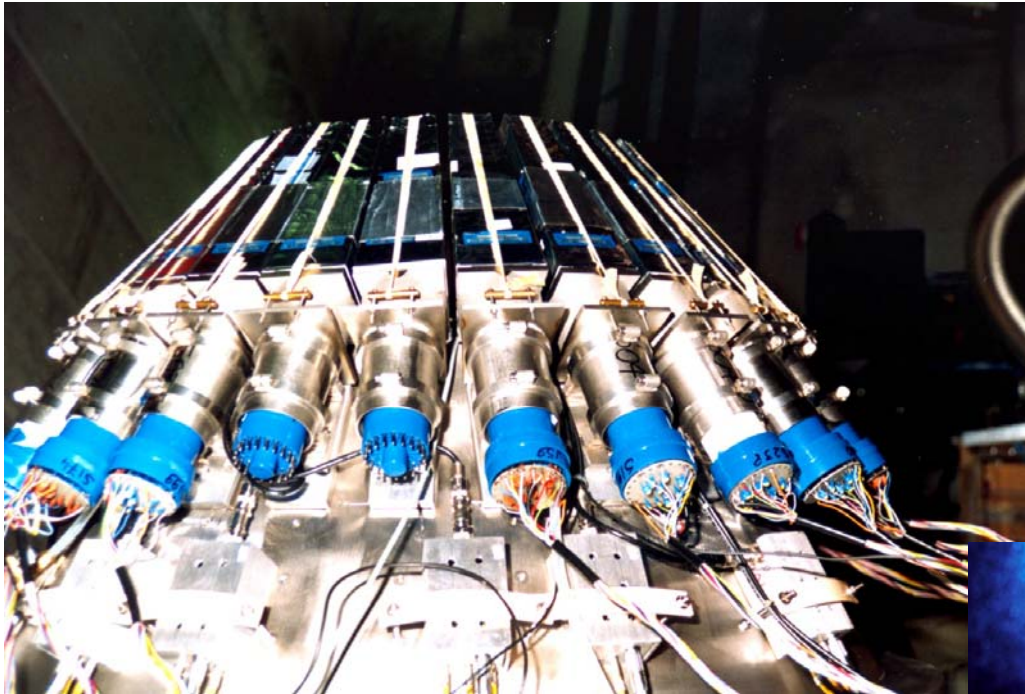


Gerbes hadroniques

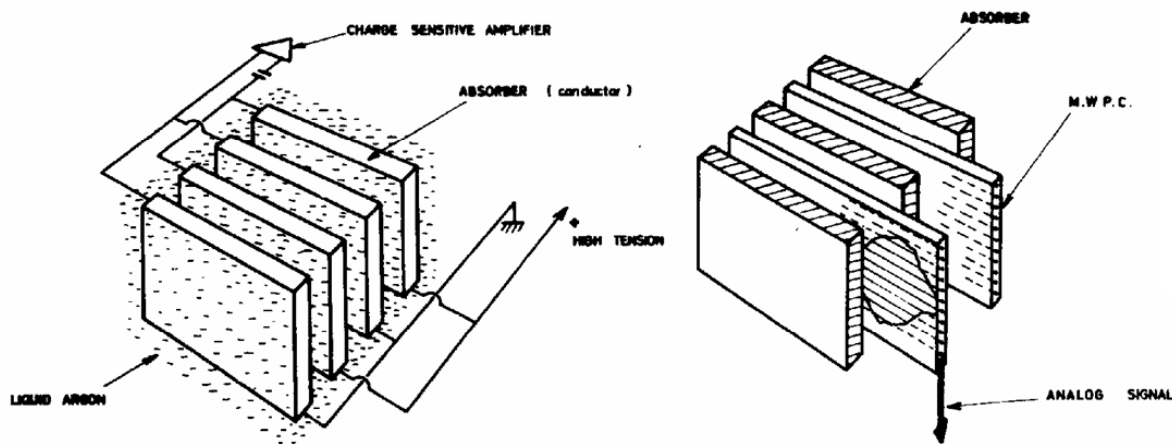
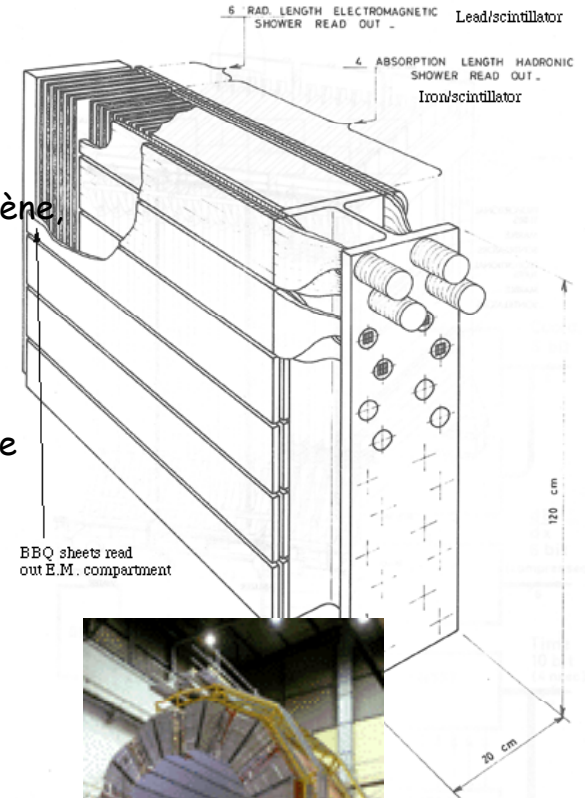
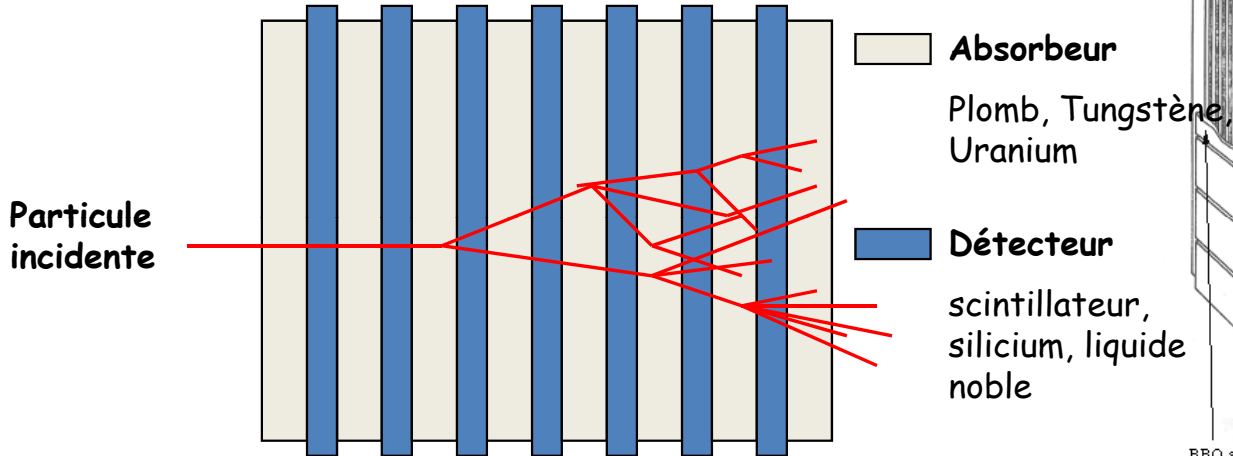


Hadrons (protons, ions, neutrons...)

Détecteurs homogènes



Détecteurs à échantillonnage



Pascal Vincent

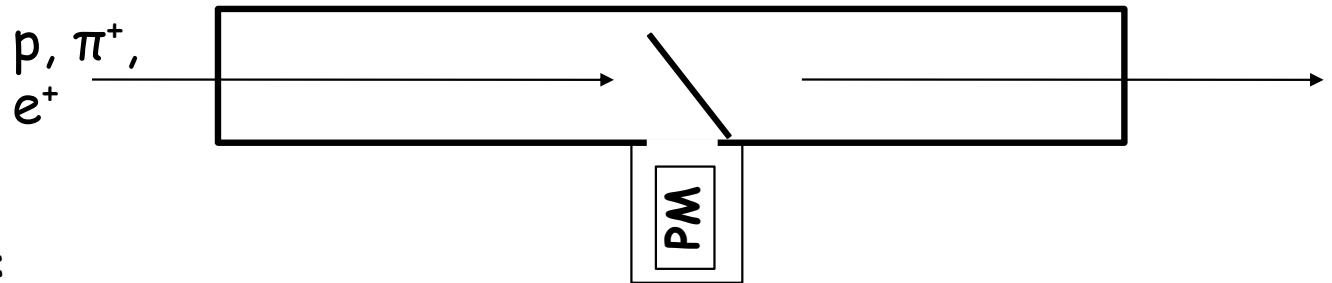
Cargèse 2009

IDENTIFICATION DES PARTICULES

Compteur Cherenkov à seuil

- Il donne un signal seulement pour les particules dont $\beta > \beta_{th}$
- Il sont utilisés, par exemple, pour identifier un certain type de particule dans un faisceau mixte
- Dans le cas d'un milieu gazeux, l'indice de refraction et donc le seuil peut être ajuster par control de la pression :

$$n = n_0 \cdot (P/P_0)$$

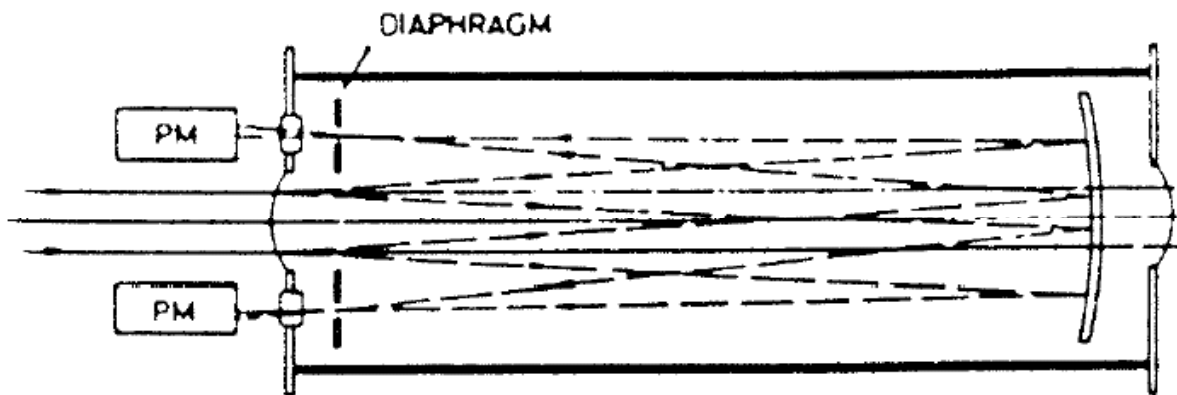


exemples :

milieu	indice	ρ	$p(938)$	$\pi(139)$	$e(0.511)$
eau	1.33	1.52	1.4 GeV	211 MeV	776 keV
hélium	$1+4.3 \cdot 10^{-5}$	0.123	115 GeV	17. GeV	62.8 MeV

Compteur Cherenkov différentiel

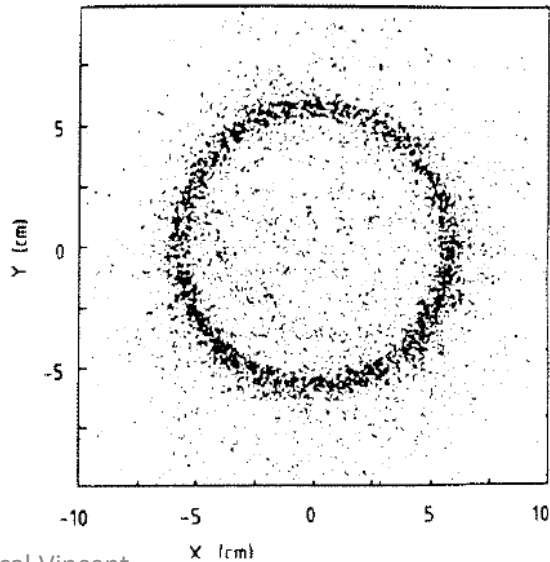
L'utilisation d'un miroir permet de sélectionner un intervalle en β (ce qui correspond, pour une impulsion donnée à un intervalle de masse).



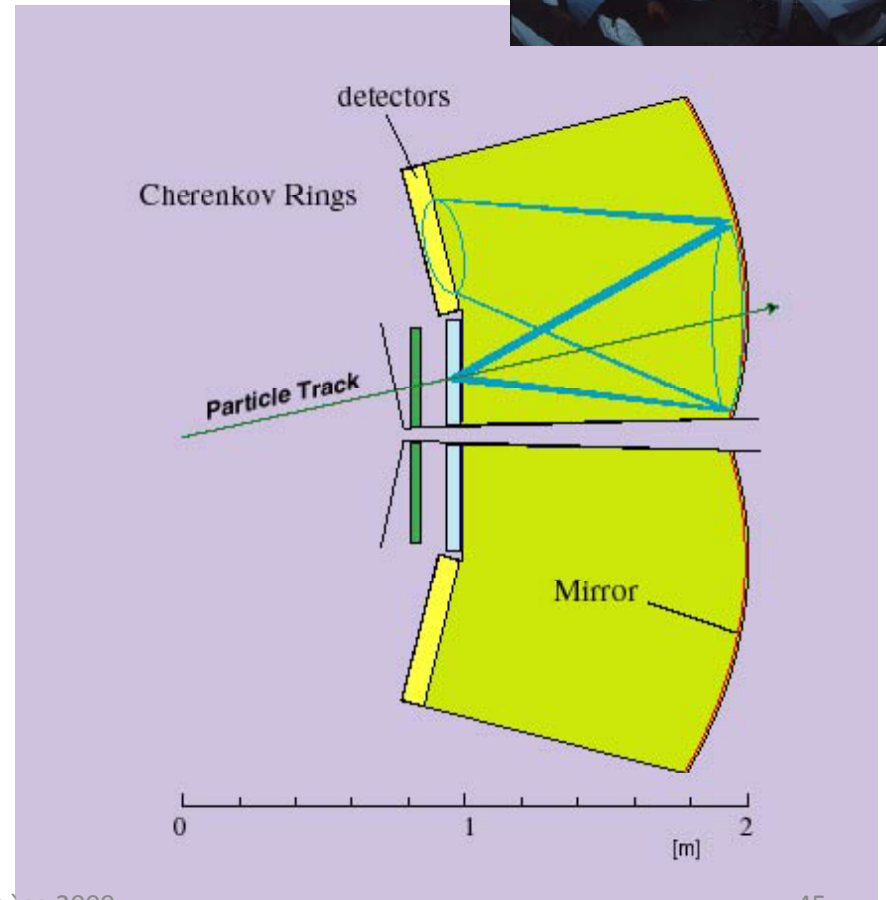
L'angle d'émission de la lumière Cherenkov augmente avec l'énergie du faisceau.

Imageur Cherenkov

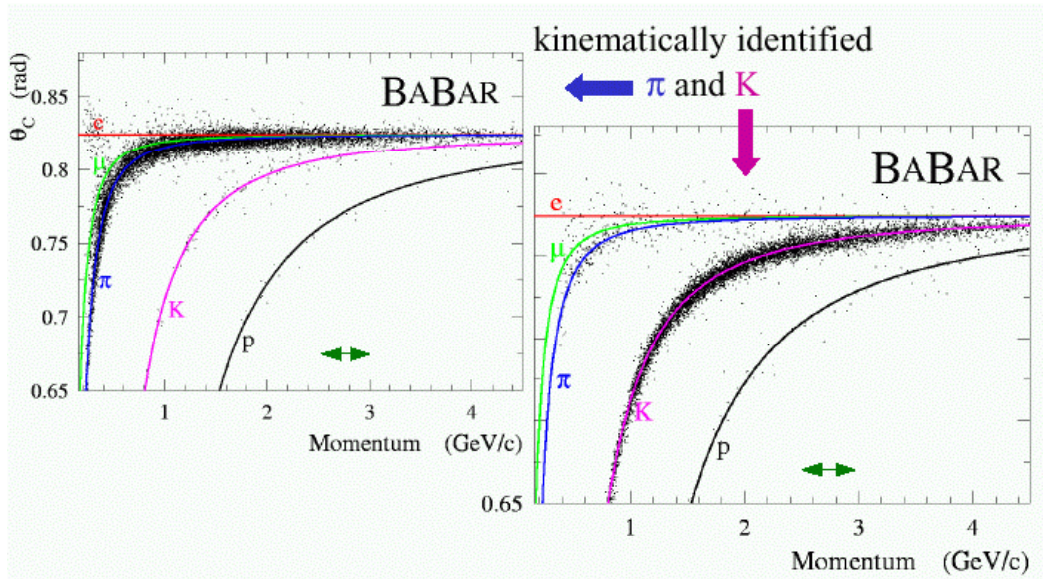
L'utilisation d'un miroir sphérique focalise le sphérique de lumière sur une surface détectrice pour constituer un cercle. Le rayon de ce cercle correspond au demi angle Cherenkov.



Pascal Vincent

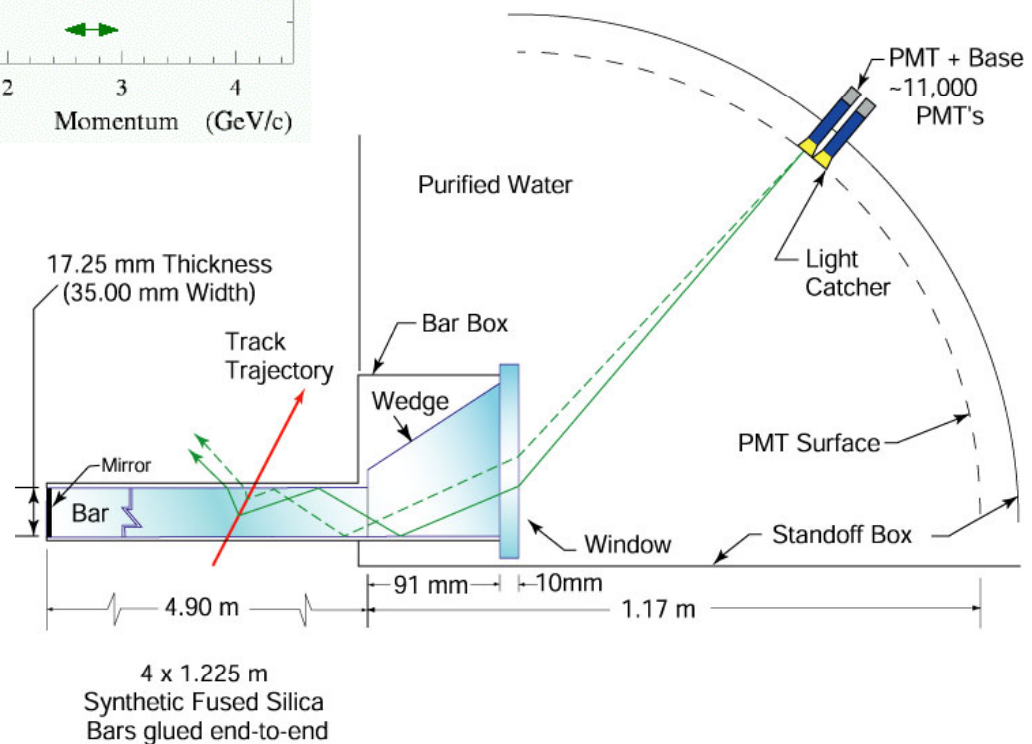


Cargèse 2009

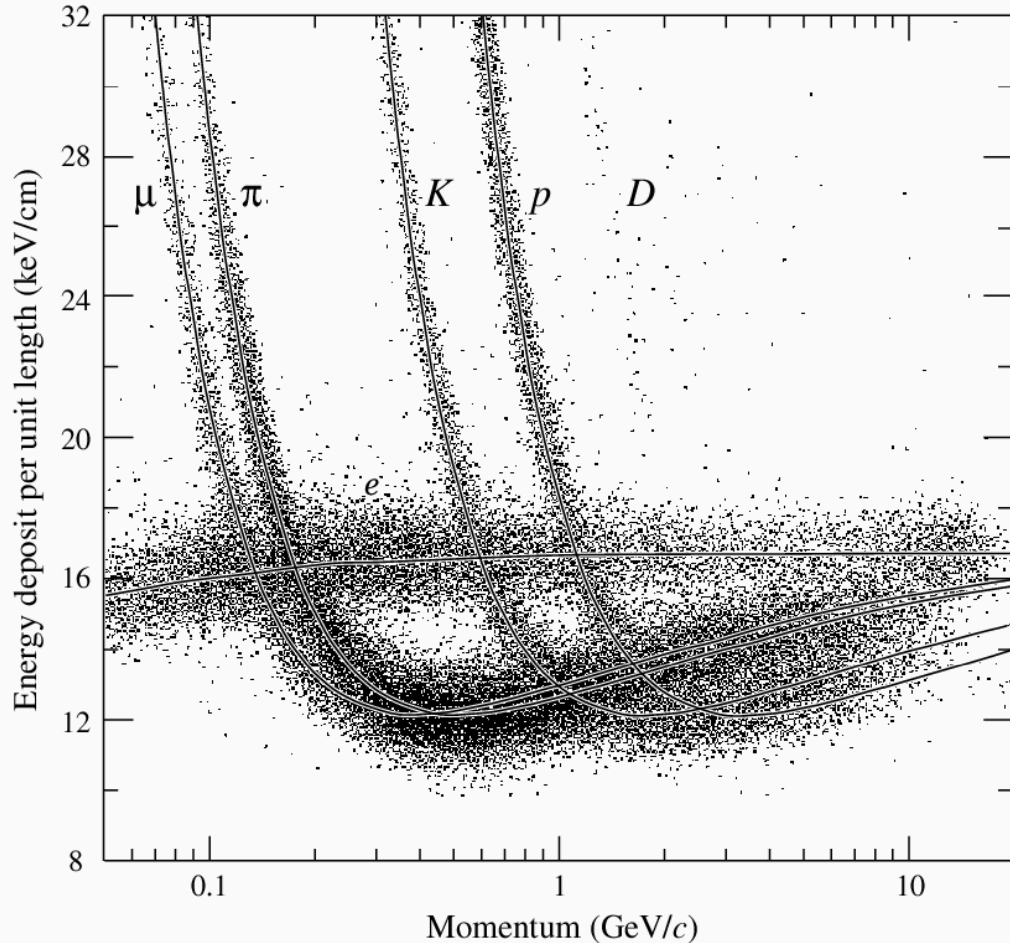
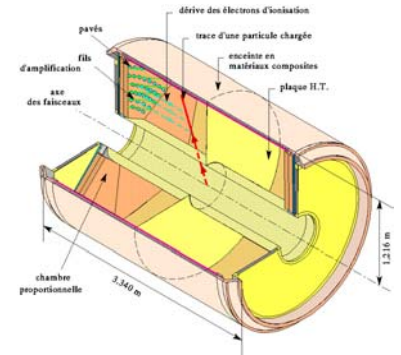


Les photons émis sont piégés dans la barre par réflexion.

Un prisme joue le rôle du miroir



Mesure du dE/dx



Mesure moyenne sur les 192 fils de la TPC →
Erreur statistique

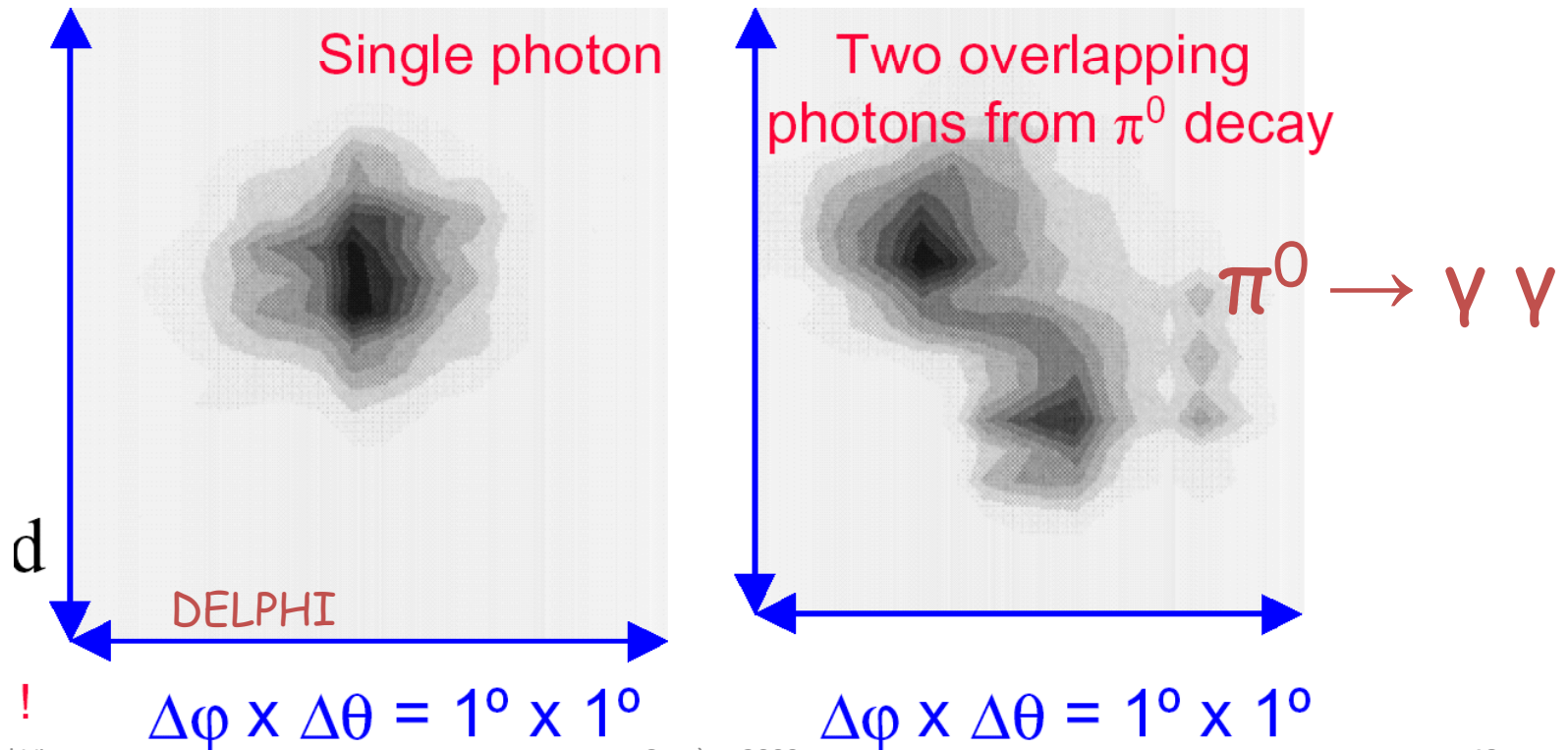
Le gain doit est très bien
détermine → Erreur
systématique.

La séparation n'est jamais
totale

Les calorimètres

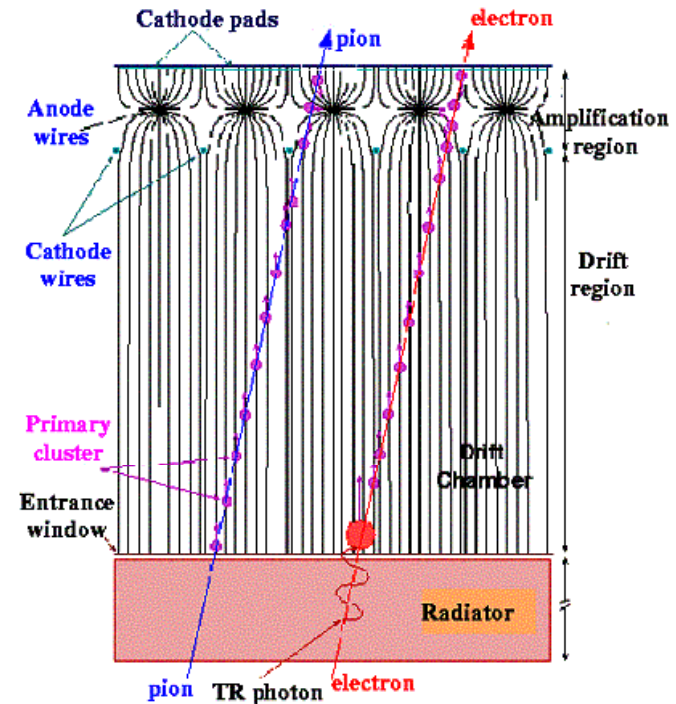
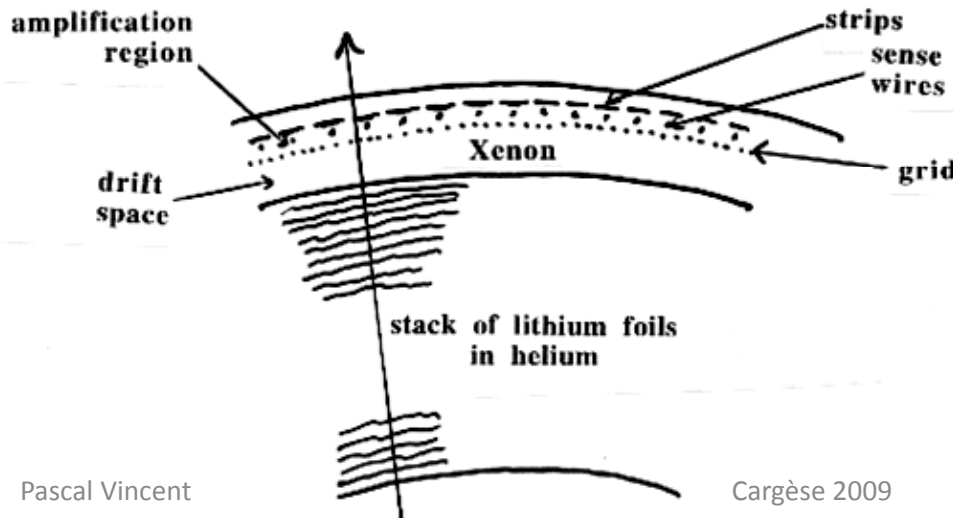
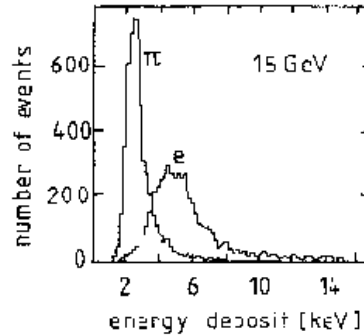
Avec une bonne granularité il est possible de distinguer les deux photons issus de la désintégration de π^0 .

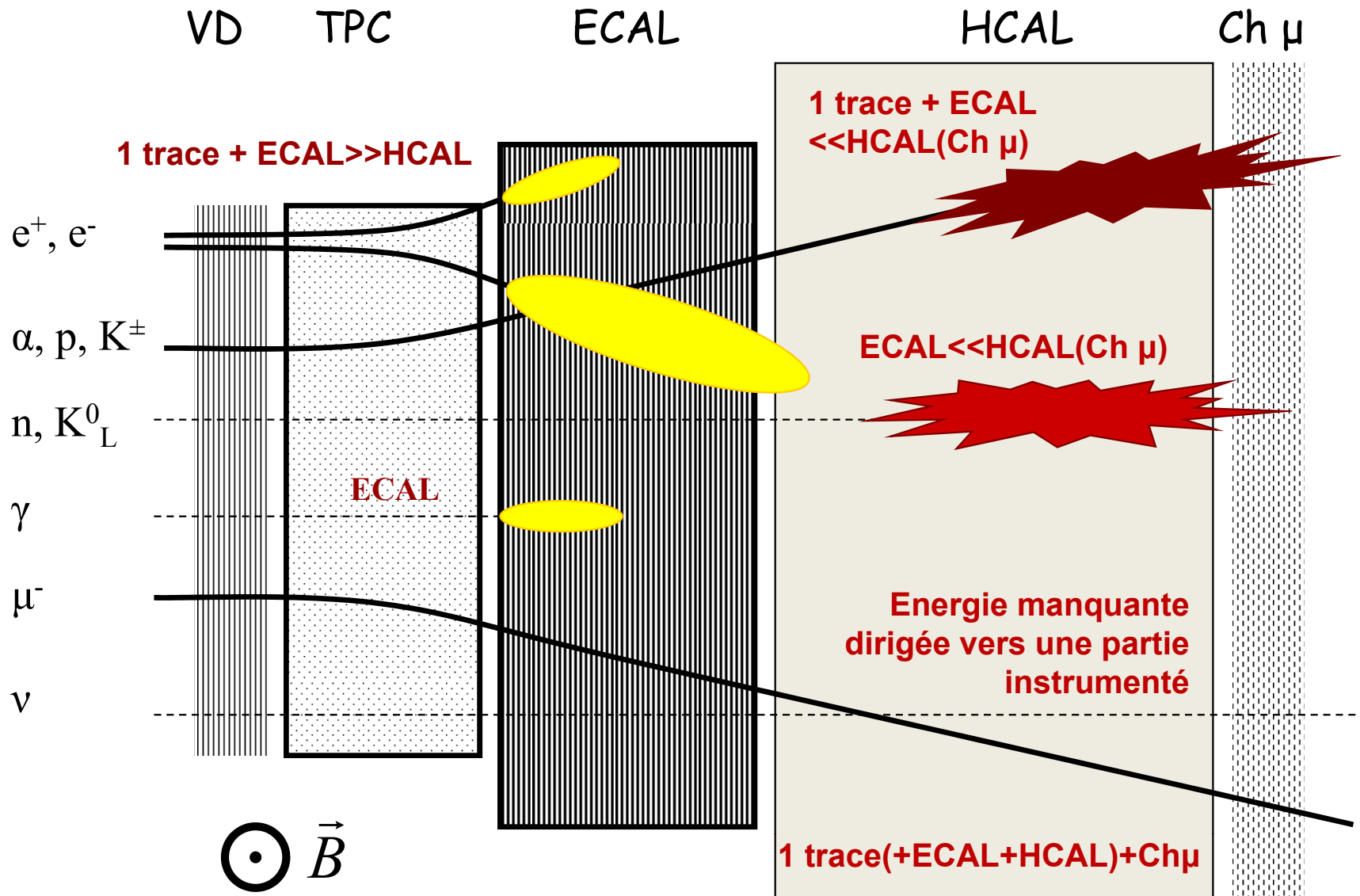
(A. Algeri et al. CERN-PPE/95-04)



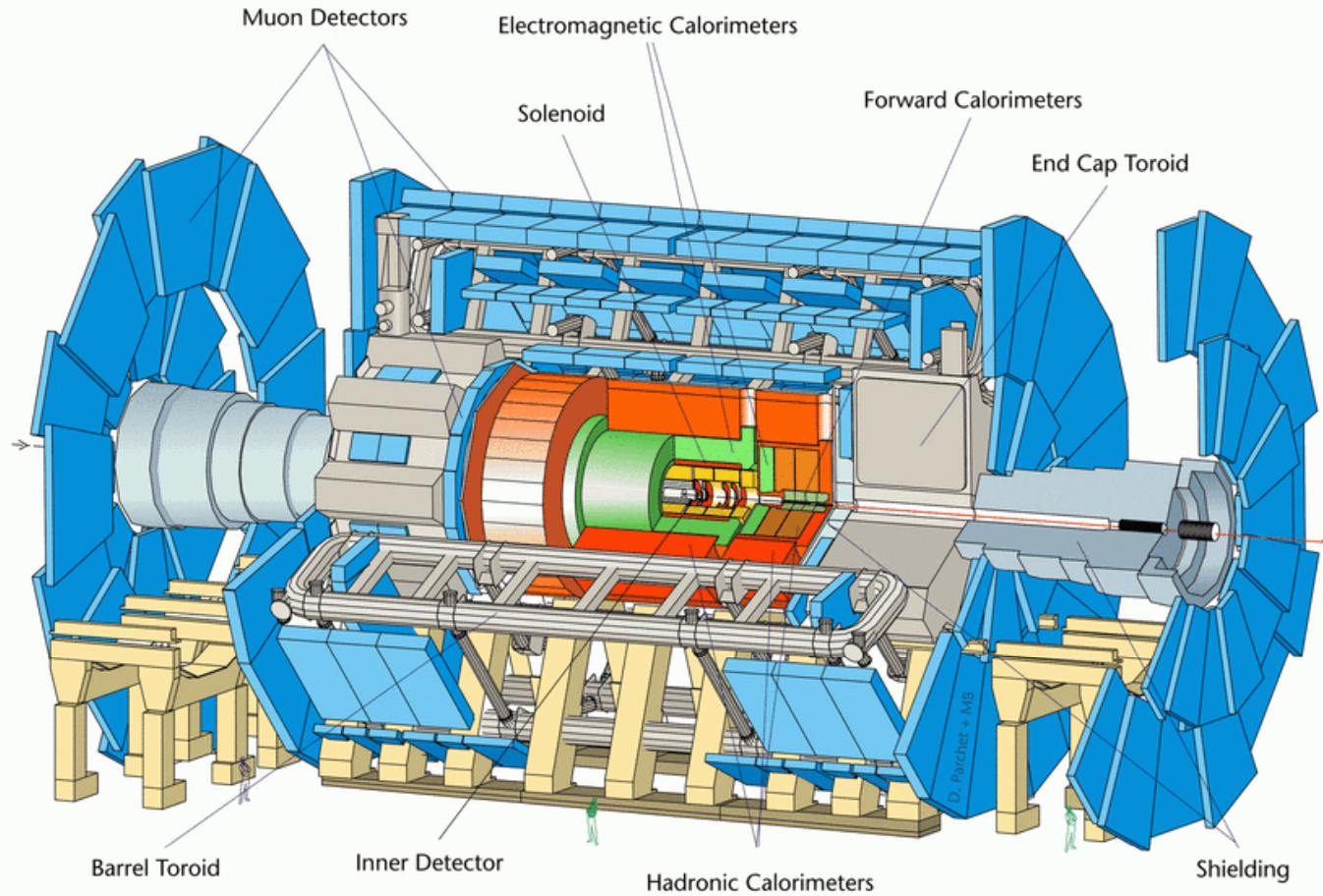
Le rayonnement de transition

Identification des electrons :

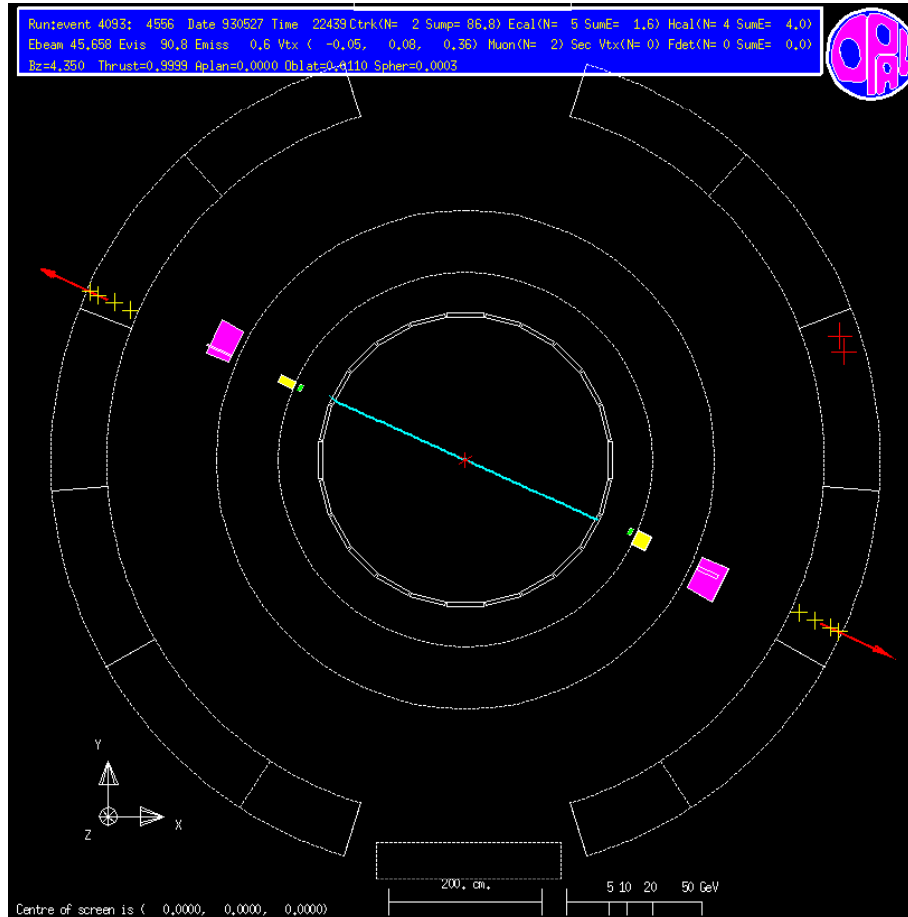
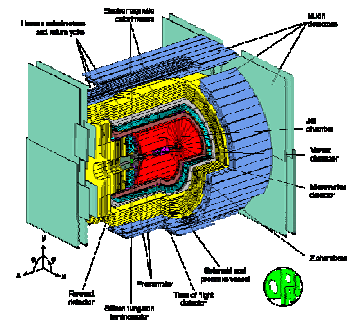




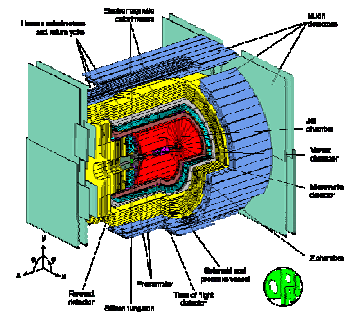
Détecteur 4π



Les particules instables

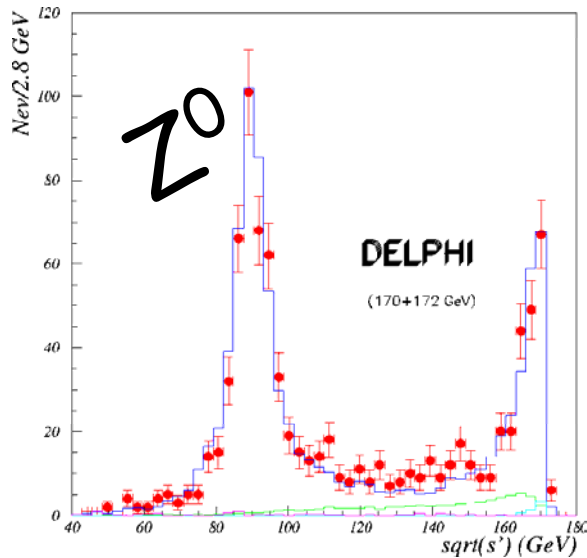


Les particules instables

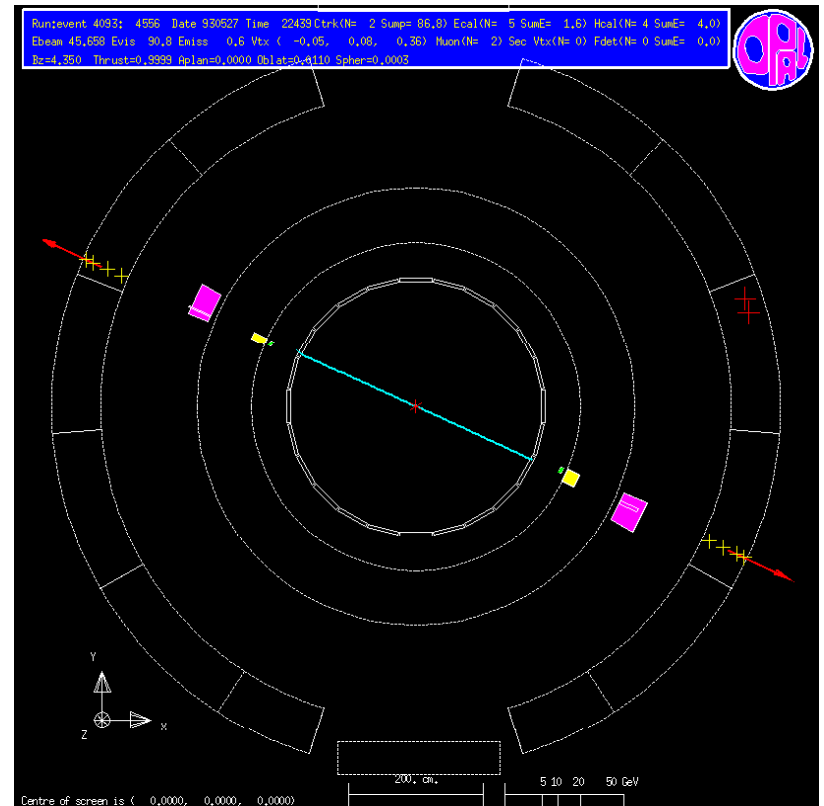


$$E_{CM}^i = E_{CM}^f$$

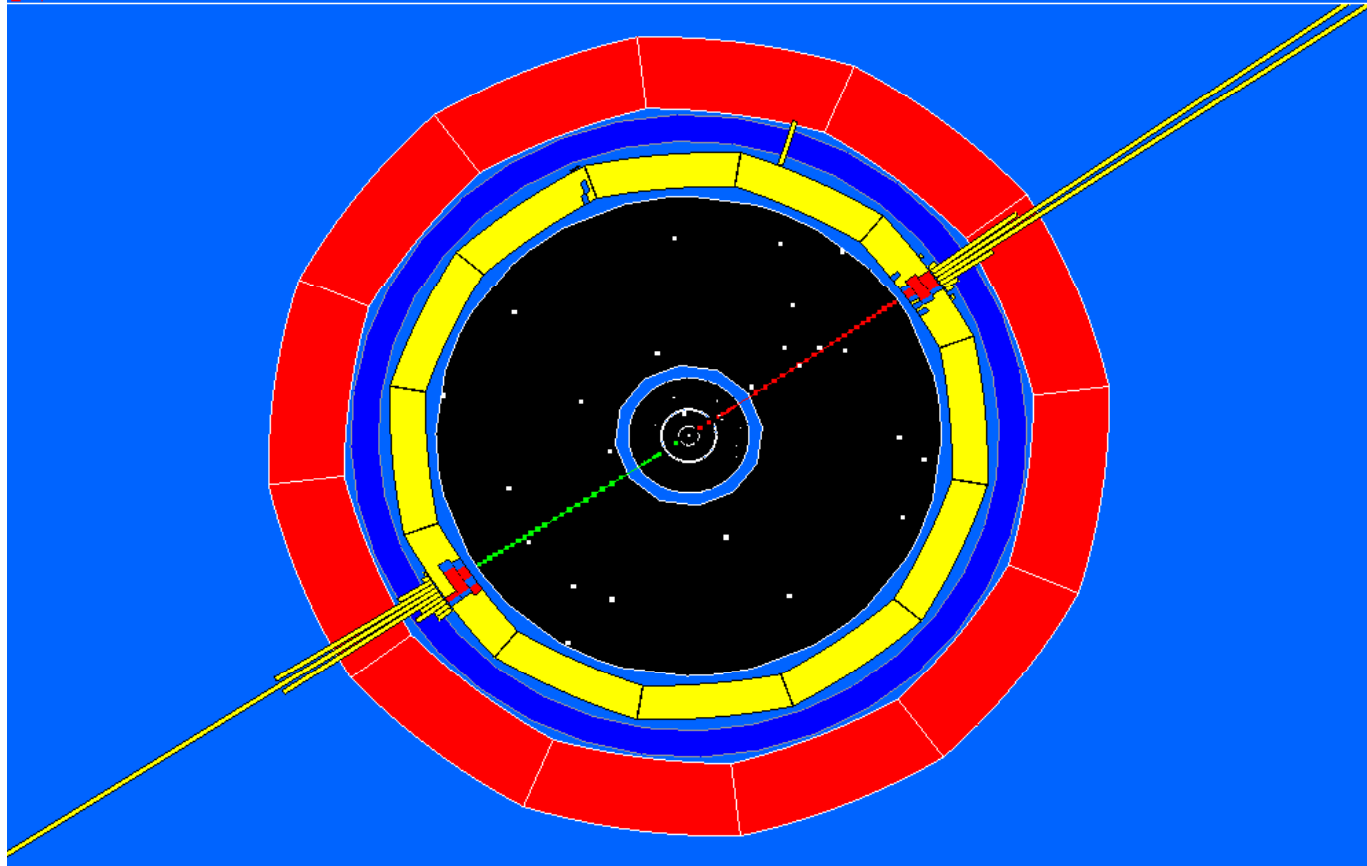
$$-m_\gamma^2 = (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 - (E_1 + E_2)^2$$



$$\mu^+ \leftarrow Z^0 \rightarrow \mu^-$$



$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^-$$



$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow qq \rightarrow \text{hadrons}$

