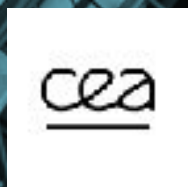


Profs au CANNIL



Interaction Rayonnement-Matière DéTECTEURS en Physique Nucléaire

Emmanuel Vient LPC Caen - IN2P3/CNRS - Université Caen Normandie



1^{ère} Partie

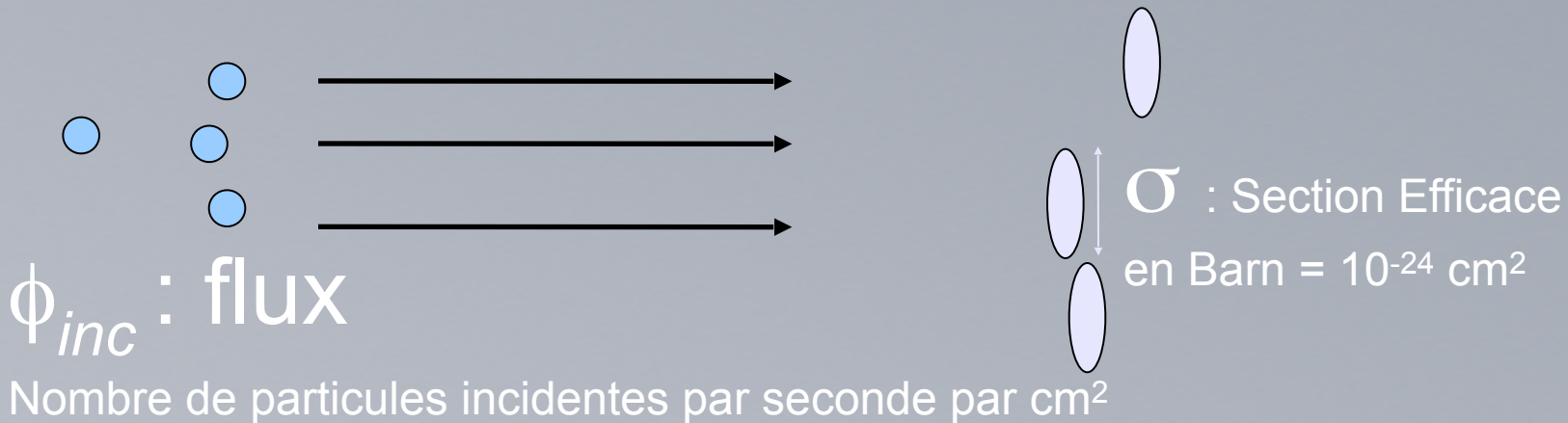
Interaction Rayonnement-Matière

Sommaire

1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces
2. Rappels rapides sur l'interaction rayonnement-matière
3. Interactions des rayonnements chargées
 - a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »
 - b. Modes d'interaction des électrons et positrons
4. Interactions des rayonnements neutres
 - a. Interactions des photons avec la matière
 - b. Interactions des neutrons avec la matière

1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

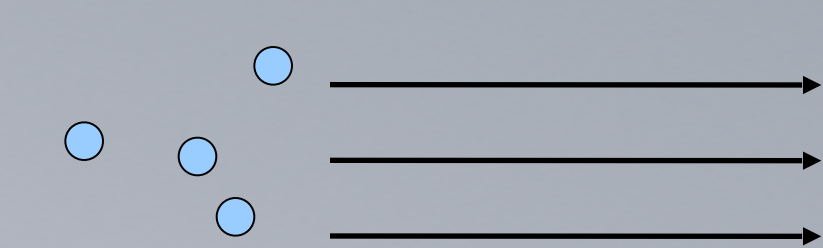
Dans le monde microscopique, nous allons avoir un faisceau monocinétique de particules ayant des trajectoires parallèles qui vont aller éventuellement se fracasser sur des cibles réparties dans l'espace sur leur chemin



La section efficace est la surface fictive présentée par une cible élémentaire au faisceau de projectiles incidents

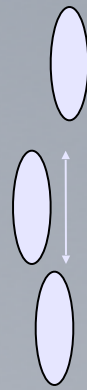


1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces



ϕ_{inc} : flux

Nombre de particules par seconde par cm²



σ : Section Efficace
en Barn = 10⁻²⁴ cm²

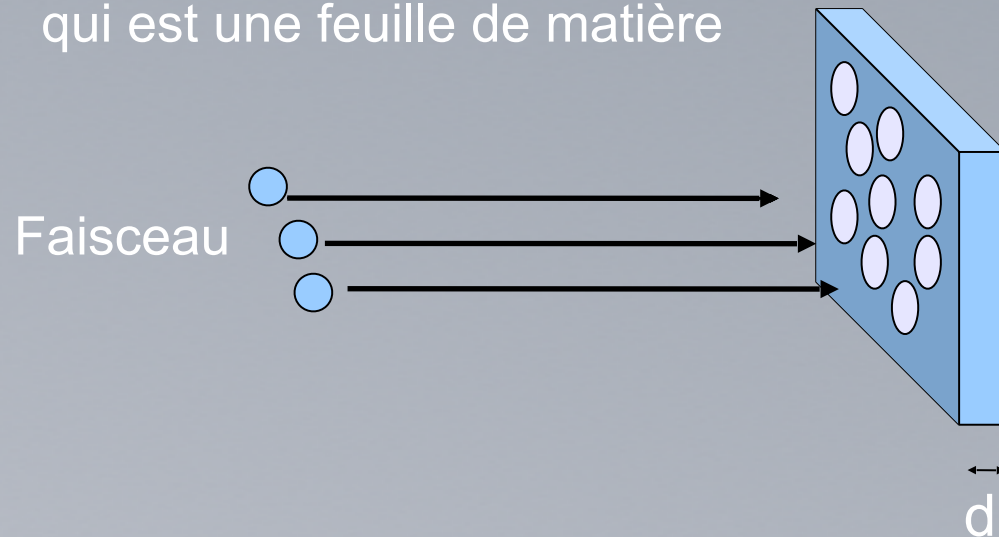
Le nombre N_{int} d'interactions par seconde du faisceau avec une cible élémentaire est donc :

$$N_{int} = \phi_{inc} \times \sigma_{int}$$

Section efficace équivalente à une probabilité d'interaction

1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

A l'échelle macroscopique, le faisceau est envoyé sur une cible qui est une feuille de matière



La cible macroscopique: Container de surface S contenant des cibles élémentaires

La densité volumique de cibles élémentaires N^c dans le container est donc

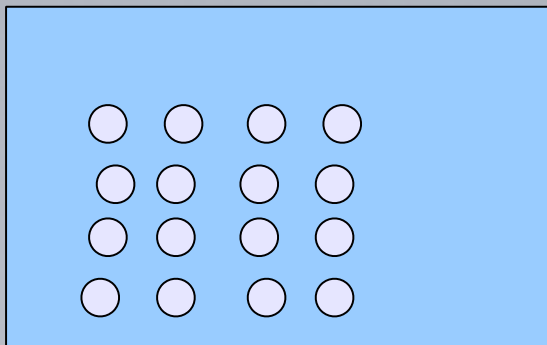
$$N^c = \frac{N}{S \times d}$$

Avec N nombre de cibles élémentaires dans le container

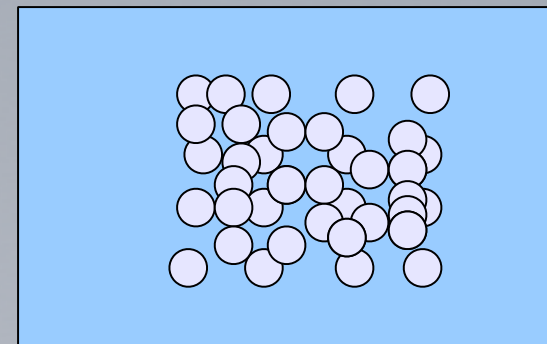
1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

On peut la calculer aussi à partir de la masse volumique ρ (en g/cm³)

$$N^c = \frac{\rho}{A \times luma} = \frac{\rho N_A}{A}$$



Cible Mince



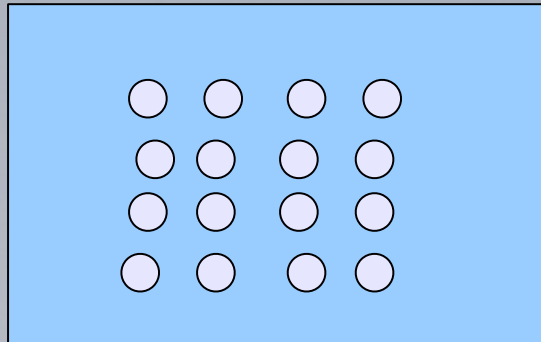
Cible Epaisse

1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

Cas d'une cible mince :

P_I : Probabilité d'interaction par atome incident dans la cible mince macroscopique

$$P_I = \frac{\text{Surface d'interaction}}{\text{Surface Totale}} = \frac{N \times \sigma}{S} = \frac{N \times \sigma \times d}{S \times d} = N^c \times \sigma \times d$$



1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

S'il y a N_0 projectiles qui arrive uniformément sur la cible par seconde alors

N_I (Nombre d'interactions dans la cible mince macroscopique par seconde)
est telle que :

$$N_I = N_0 \times P_I = N_0 \times N^c \times \sigma \times d$$

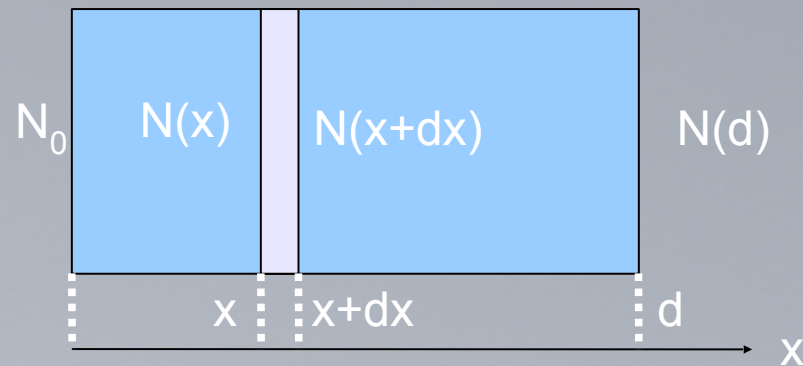
On en déduit que φ le nombre d'interactions /unité de surface/unité de temps
est telle que

$$\varphi = \frac{N_I}{S} = \frac{N_0 \times P_I}{S} = \phi_0 \times P_I = \phi_0 \times N^c \times \sigma \times d$$

Avec Φ_0 flux de projectiles incidents

1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

Cas d'une cible épaisse : Empilement de cibles minces d'épaisseur dx



On a pour l'épaisseur comprise entre x et $x+dx$, un nombre d'interactions par seconde dN_I telle que :

$$\begin{aligned} dN_I &= N(x) \times dP_I = N(x) \times N^c \times \sigma \times dx \\ &= -(N(x+dx) - N(x)) = -dN(x) \end{aligned}$$

1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

On en déduit par intégration l'évolution du faisceau après avoir traversé l'épaisseur x :

$$N(x) = N_0 e^{-N^C \times \sigma \times x}$$

Donc pour l'épaisseur d :

$$N(d) = N_0 e^{-N^C \times \sigma \times d}$$

Il est alors aisé de calculer le nombre d'interactions par seconde dans cette cible d'épaisseur d :

$$N_I = N_0 - N(d) = N_0 (1 - e^{-N^C \times \sigma \times d})$$

1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

On retrouve le cas de la cible mince si $N^c \sigma d \ll 1$ donc si $d \ll 1/N^c \sigma = \lambda$

Cette dernière grandeur est **le libre parcours moyen** : c'est à dire

la distance moyenne parcourue par un projectile sans interaction dans la cible

Si $d \ll \lambda$: Cible mince

Si $d > \lambda$: Cible épaisse

La probabilité que le projectile n'ait pas interagi après avoir traversé une épaisseur x de matière est

$$P_{NI}(x) = \frac{N(x)}{N_0} = e^{-N^c \sigma x}$$

1. Probabilité d'interaction & Sections efficaces

La probabilité que le projectile interagisse dans une épaisseur x de matière est

$$P_I(x) = \frac{N_I(x)}{N_0} = 1 - e^{-N^C \times \sigma \times x}$$

Expérimentalement, **pour mesurer la section efficace**, il suffit de prendre une cible mince d'épaisseur x et étudier l'atténuation du faisceau, en effet on sait que

$$N_I = N_0 - N(x) = N_0 \times N^C \times \sigma \times x \Rightarrow \sigma = \frac{N_0 - N(x)}{N_0} \times \frac{1}{N^C x}$$

D'où

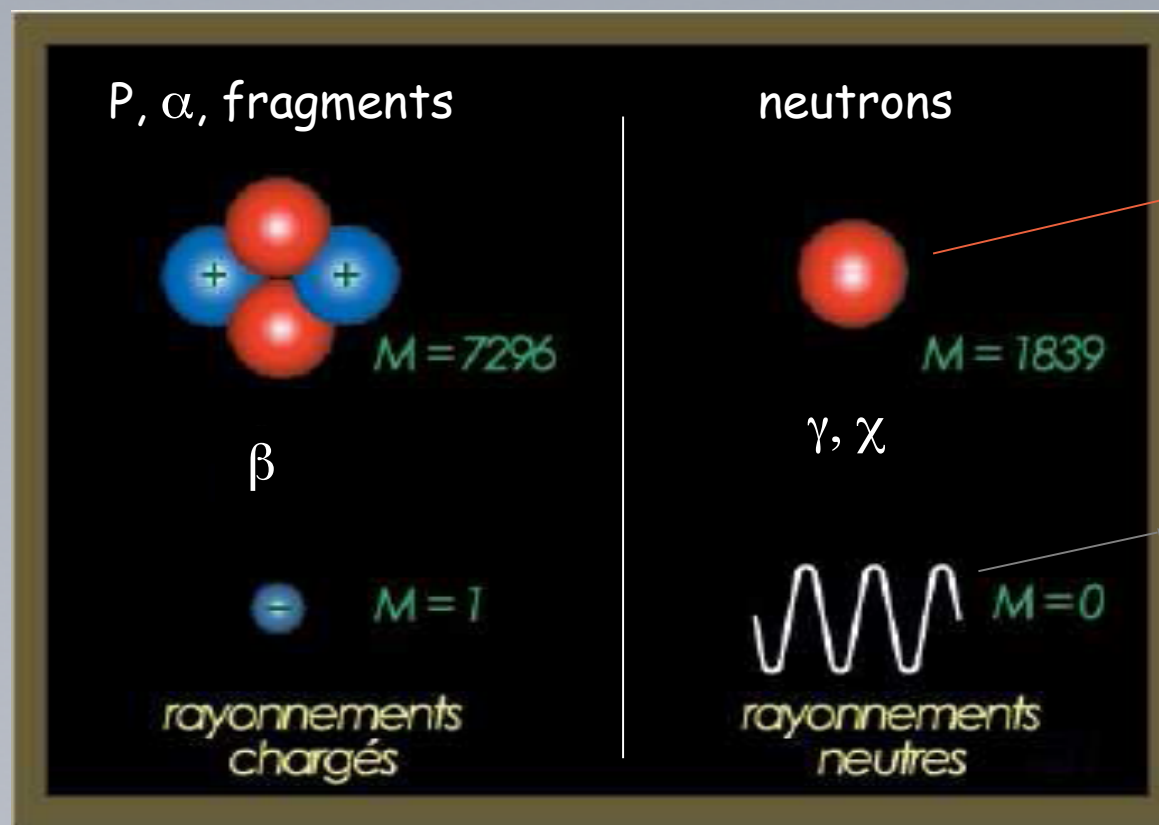
$$\sigma = \frac{\Delta I}{I_0} \times \frac{1}{N^C x}$$

I_0 est l'intensité initiale de faisceau proportionnelle à N_0 et ΔI la variation d'intensité du faisceau après avoir traversé l'épaisseur x proportionnelle à $(N_0 - N(x))$

2. Rappels rapides sur l'interaction rayonnement-matière

Profs au GANIL

Principaux rayonnements observables au GANIL



2. Rappels rapides sur l'interaction rayonnement-matière

Profs au **GANIL**

Particules chargées

Interaction coulombienne
continue avec la matière
(mais pas seulement !)
Grande probabilité d'interaction

Particules neutres

Interactions « catastrophiques »
Modification radicale ou disparition
Probabilité d'interaction plus faible

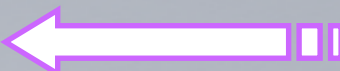
Mise en mouvement

Ions (particules
« lourdes »)

Électrons

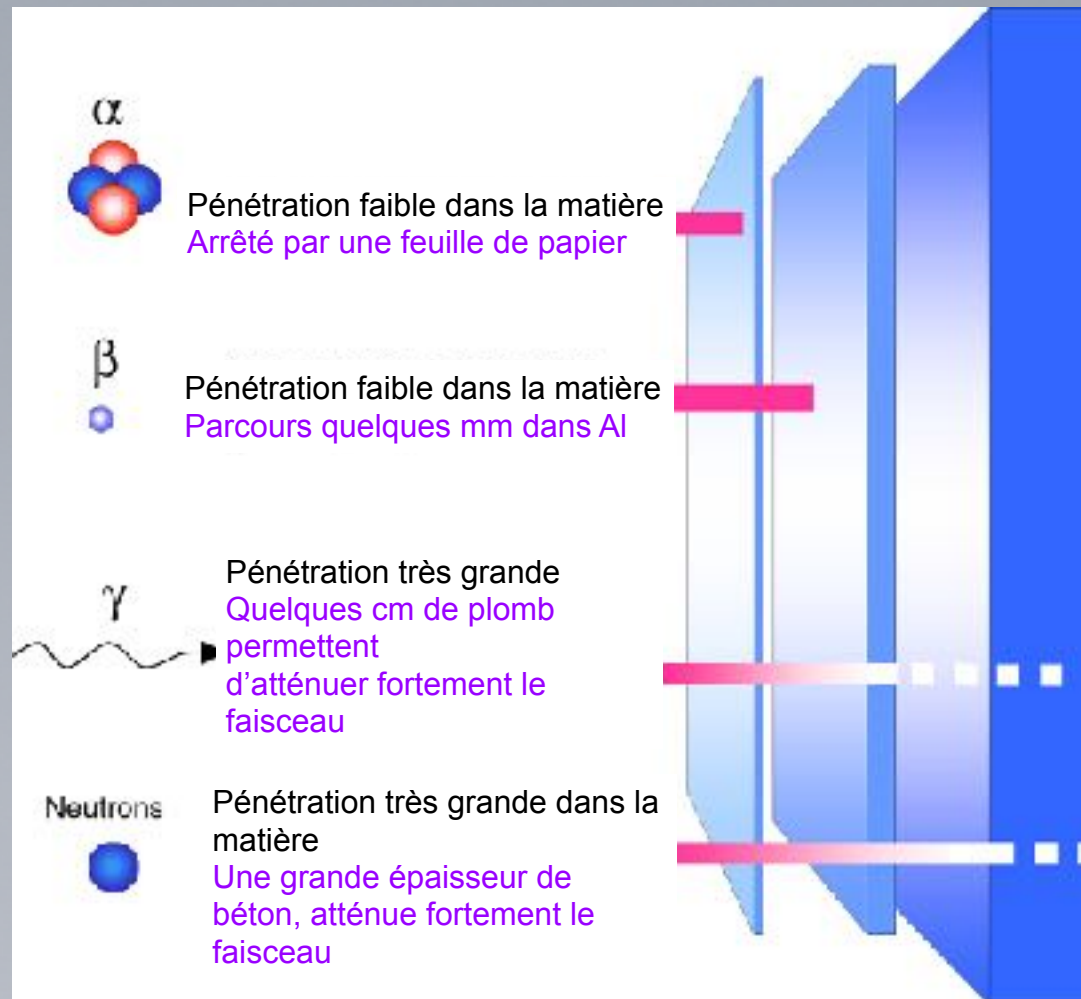
Neutrons

Photons



2. Rappels rapides sur l'interaction rayonnement-matière

Profs au **GANIL**



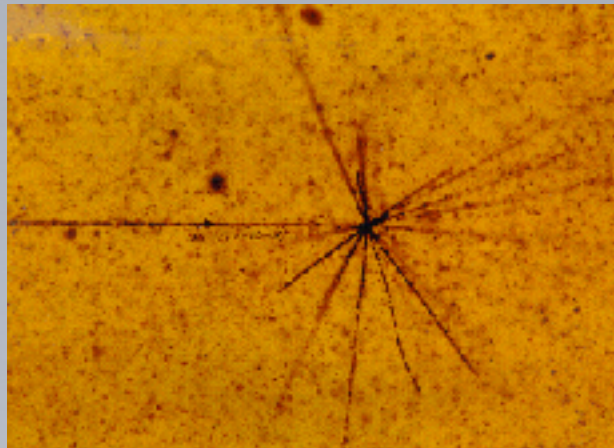
3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

Interaction Coulombienne avec les électrons du milieu

Ions, particules lourdes

Interaction avec les
noyaux du milieu



3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

On verra que **le passage d'une particule chargée dans la matière a deux effets principaux qui sont la perte d'énergie par la particule et une déflexion éventuelle de sa trajectoire.**

Les processus qui gouvernent le freinage des particules dans la matière sont complexes.

Ils peuvent être simplifiés en considérant quatre processus de base en jeu :

- ◆ Collisions élastiques avec les électrons atomiques de la matière ($E_c < 100\text{eV}$).
- ◆ Collisions inélastiques avec les électrons atomiques de la matière.
- ◆ Collisions élastiques avec les noyaux de la matière.
- ◆ Collisions inélastiques avec les noyaux de la matière.

Le processus de collisions inélastiques avec les électrons atomiques est le processus dominant comme une comparaison de sections efficaces géométriques approchées peut le montrer :

$$\frac{\text{Surface}_{\text{Atome}}}{\text{Surface}_{\text{Noyau}}} = \frac{\pi R_{\text{Atome}}^2}{\pi R_{\text{Noyau}}^2} \approx \frac{\pi (10^{-10})^2}{\pi (10^{-14})^2} \approx 10^8$$

3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

Interaction avec les électrons du milieu

Excitation et ionisation des atomes du milieu traversé

pour les lons, particules lourdes

Perte d'énergie par collision faible

mais Il y a un nombre très élevé de collisions

L'énergie totale est donc rapidement perdue

Un proton de 10 MeV perd toute son énergie dans 250 μm de cuivre

Un alpha de 10 MeV perd toute son énergie dans 27 μm de cuivre

Trajectoire :



majoritairement
quasi-rectiligne

3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

Le nombre d'interactions est régi par la statistique, mais il est très grand :

⇒ les fluctuations relatives sont très petites

♦ En pratique, on observe une diminution « continue » de l'énergie jusqu'à l'énergie thermique des atomes du milieu

On définit la notion de **pouvoir d'arrêt linéaire**, c'est à dire **la perte d'énergie moyenne par unité de longueur** sur le parcours de la particule :

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

3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

Formule de Bethe-Bloch, particules lourdes

Après un calcul relativiste ...

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} N Z \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right] \times \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2$$

Pouvoir d'arrêt linéique

Signe - : diminution de l'énergie

z et β : nombre de charge et vitesse du projectile

m_e : masse de l'électron

Z : numéro atomique du matériau

N : nombre d'atomes du matériau par unité de volume

I : potentiel moyen d'ionisation et d'excitation

$\beta = v/c$, $\gamma^2 = 1 / (1 - \beta^2)$ pour le projectile

3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

Influence de l'énergie E du projectile

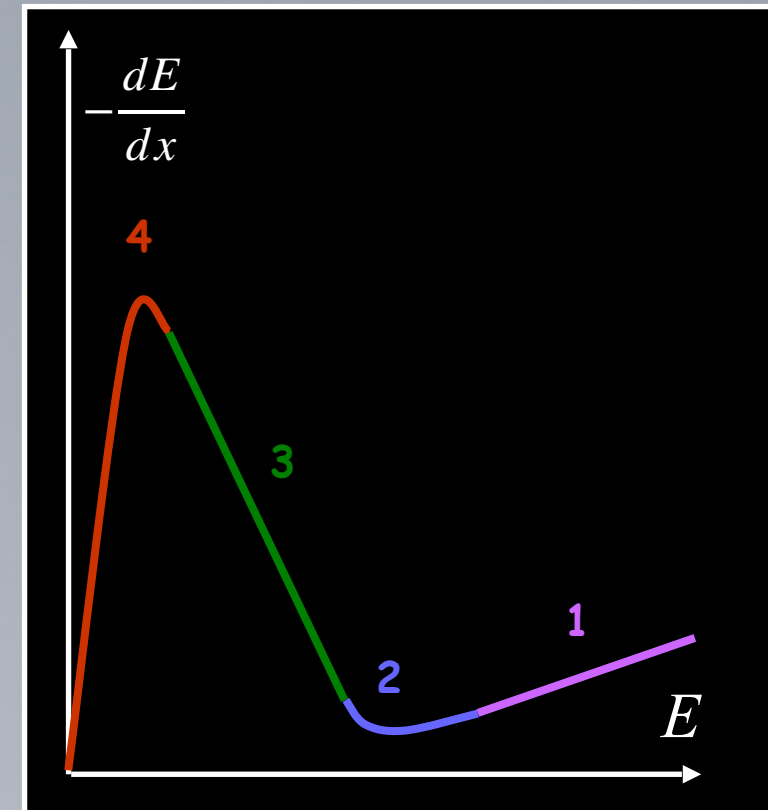
1) Aux énergies relativistes,
le Bremsstrahlung.... est dominant :
fonction ↗ de E

2) $\beta\gamma \sim 3$: Minimum d'ionisation
(même dE/dx pour tout type de particule)

3) À basse vitesse, $-dE/dx \sim 1/v^2$

4) À très basse vitesse ($v \sim 0$) :
« rhabillage de l'ion incident »
la formule de Bethe n'est plus valable.

$$\frac{1}{\rho_m} \frac{dE}{dx} = K \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C_K}{Z} \right]$$



3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

Influence du milieu ralentisseur

$$-\frac{dE}{dx} = K' \frac{\rho Z}{A} F(\text{projectile})$$

ERRATUM !

Avec :

$$N = \frac{\rho N_A}{A}$$

ρ : densité du milieu en g/cm³
 N_A : nombre d'Avogadro

Dépendance linéaire avec :

- la densité du matériau ρ
- le numéro atomique Z du matériau

Plus la densité électronique est grande
 plus la particule chargée perd rapidement
 son énergie cinétique

3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

Influence de la nature du projectile

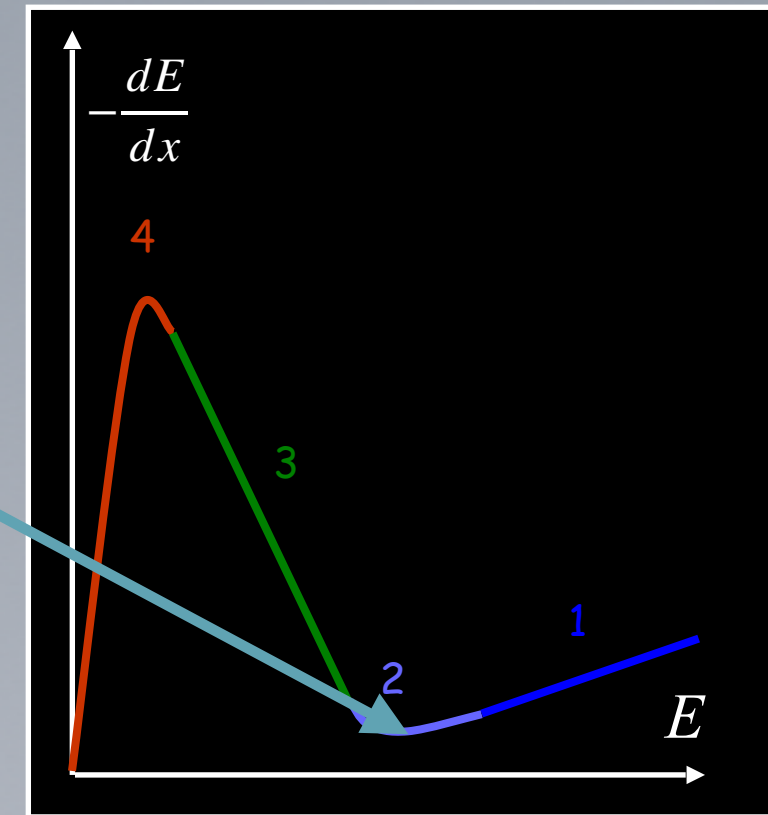
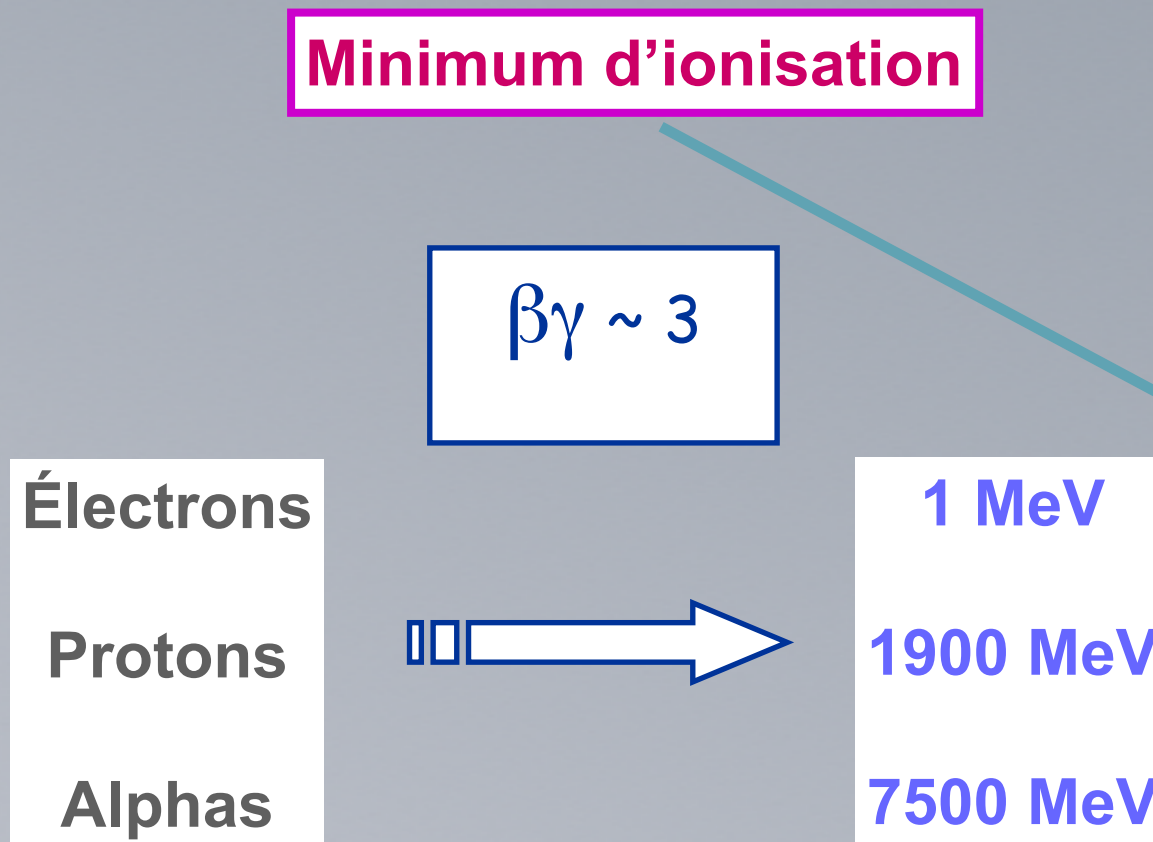
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} N Z F'(E)$$

Pas de dépendance en masse de l'ion incident

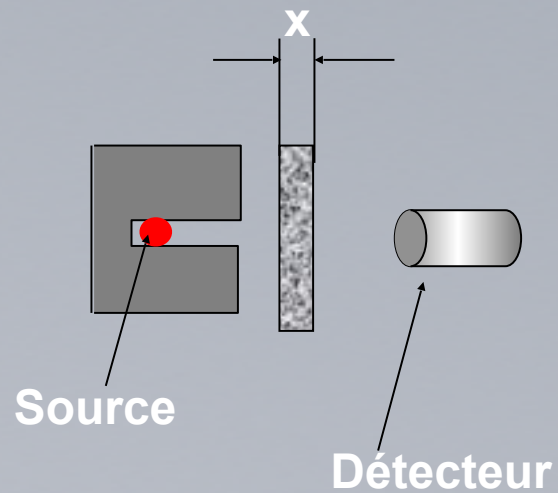
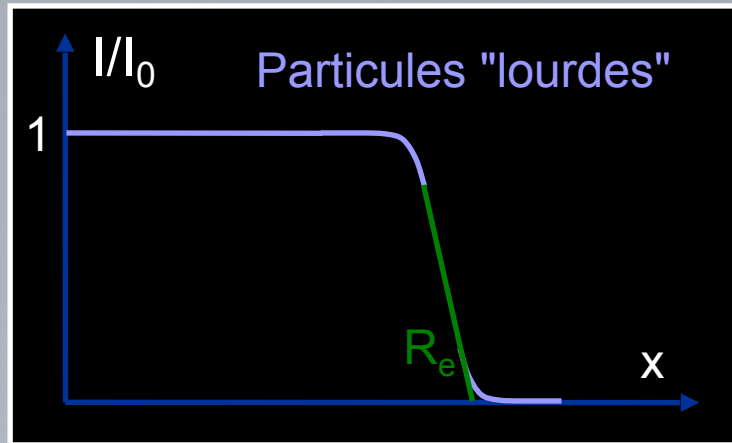
Augmentation en z^2 : des alphas perdent leur énergie sur une plus courte distance que des protons de même énergie

3. Interactions des rayonnements chargées

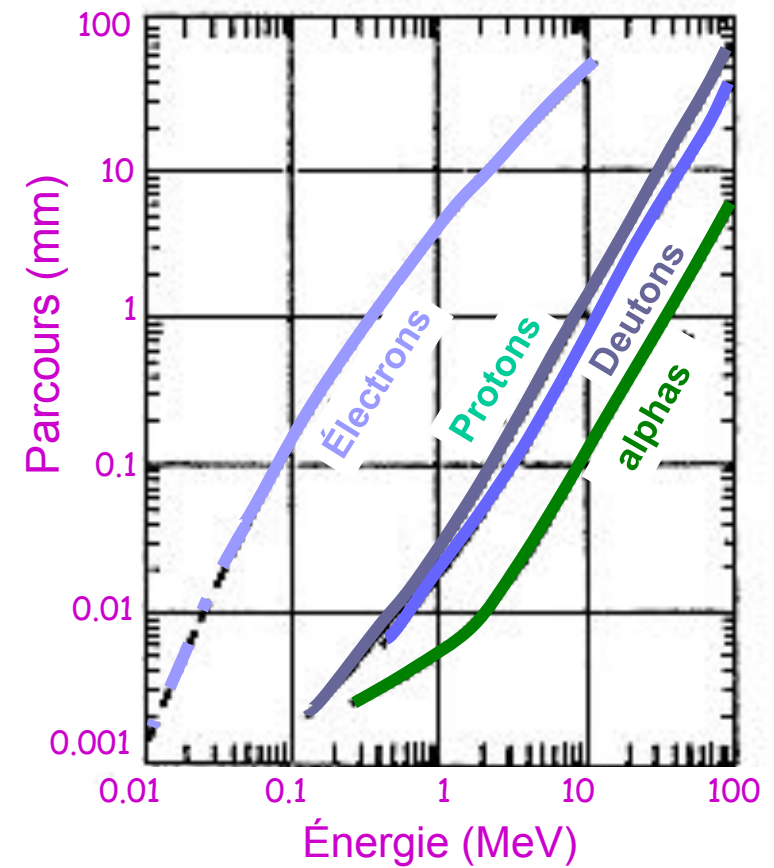
a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »



Particules chargées « lourdes »



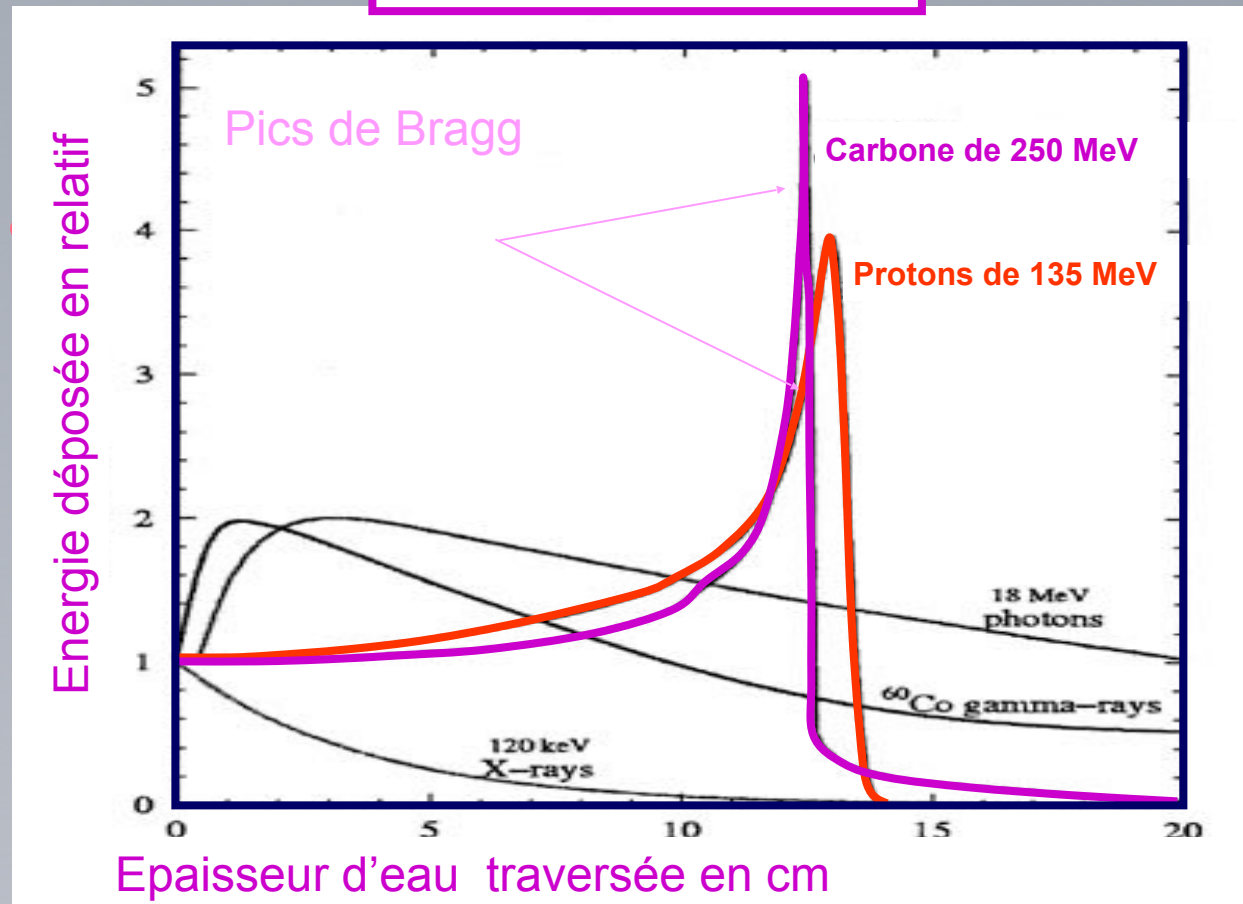
Dans un plastique scintillant



3. Interactions des rayonnements chargées

a. Modes d'interaction des particules chargées « lourdes »

Courbe de Bragg



3. Interactions des rayonnements chargés

b. Modes d'interaction des électrons et des positrons

Collision

Interaction Coulombienne avec les électrons du milieu

Interaction avec les noyaux du milieu (Probabilité très faible et perte d'énergie négligeable)

Freinage

Bremsstrahlung
(rayonnement de freinage)

Particularité des positrons en fin de course

Annihilation des e^+

3. Interactions des rayonnements chargés

b. Modes d'interaction des électrons et des positrons

Interaction avec les électrons du milieu

Excitation et ionisation des atomes du milieu

Perte d'énergie par collision
pouvant être importante

Trajectoire :



Notion de longueur de trajectoire des Électrons

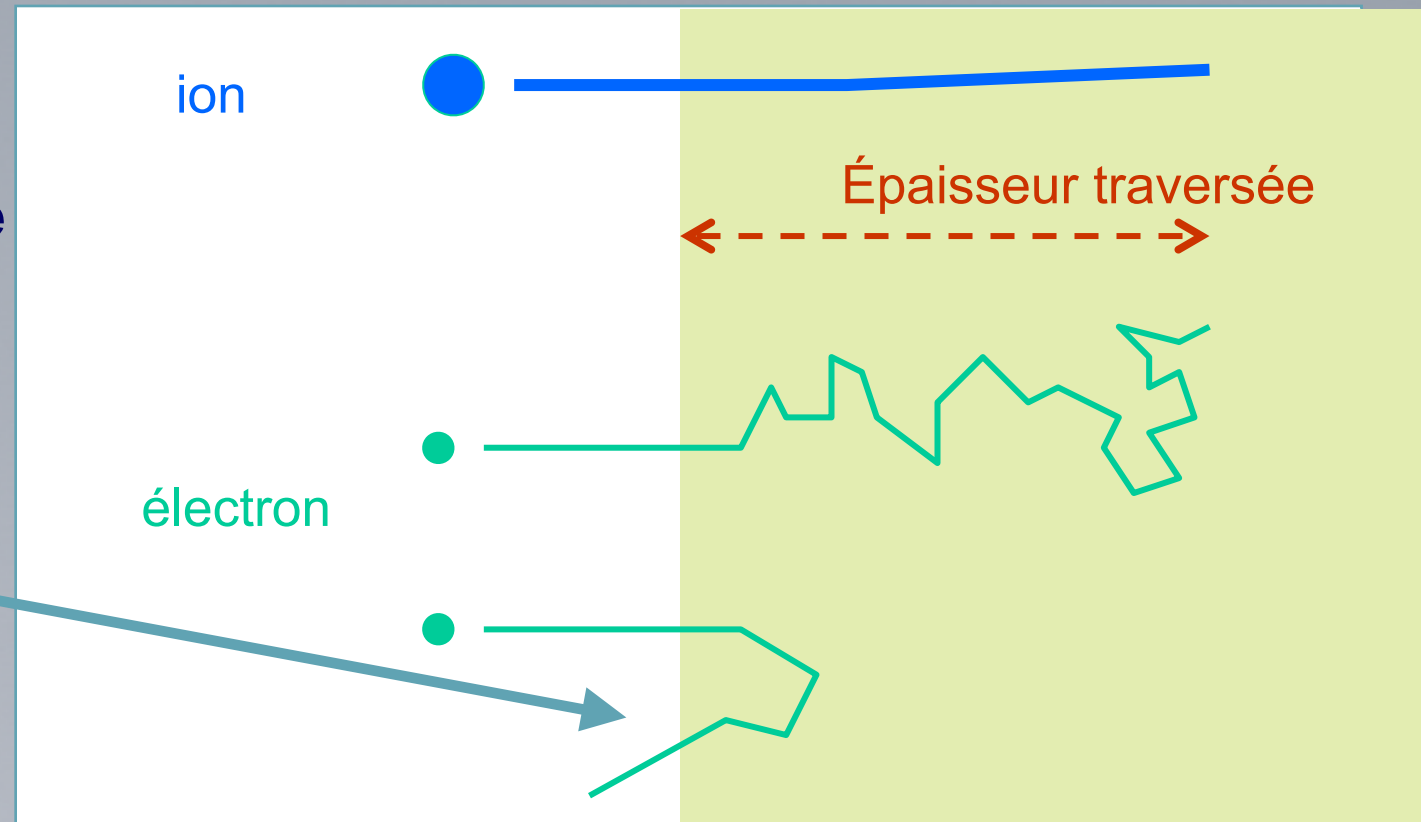
3. Interactions des rayonnements chargés

b. Modes d'interaction des électrons et des positrons

- Collisions sur les électrons du milieu (même masse)

→ grand transfert d'énergie possible

→ grand changement de direction (rétrodiffusion possible)

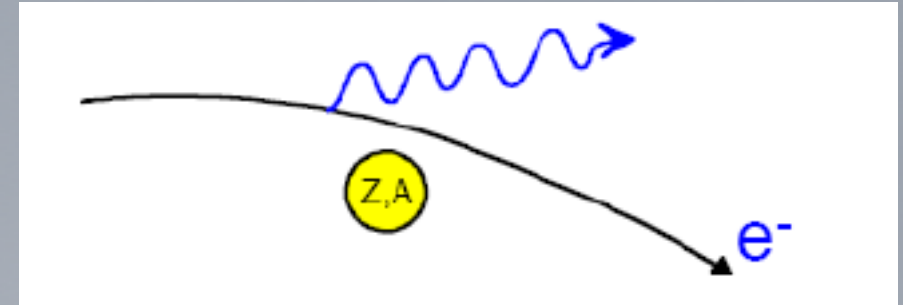


3. Interactions des rayonnements chargées

b. Modes d'interaction des électrons et des positrons

Un nouveau mécanisme dû à une grande décélération

Une particule chargée (légère) va rayonner un photon réel dans le champ Coulombien d'un noyau qui le fait décélérer



→ Rayonnement de freinage: « **Bremsstrahlung** »

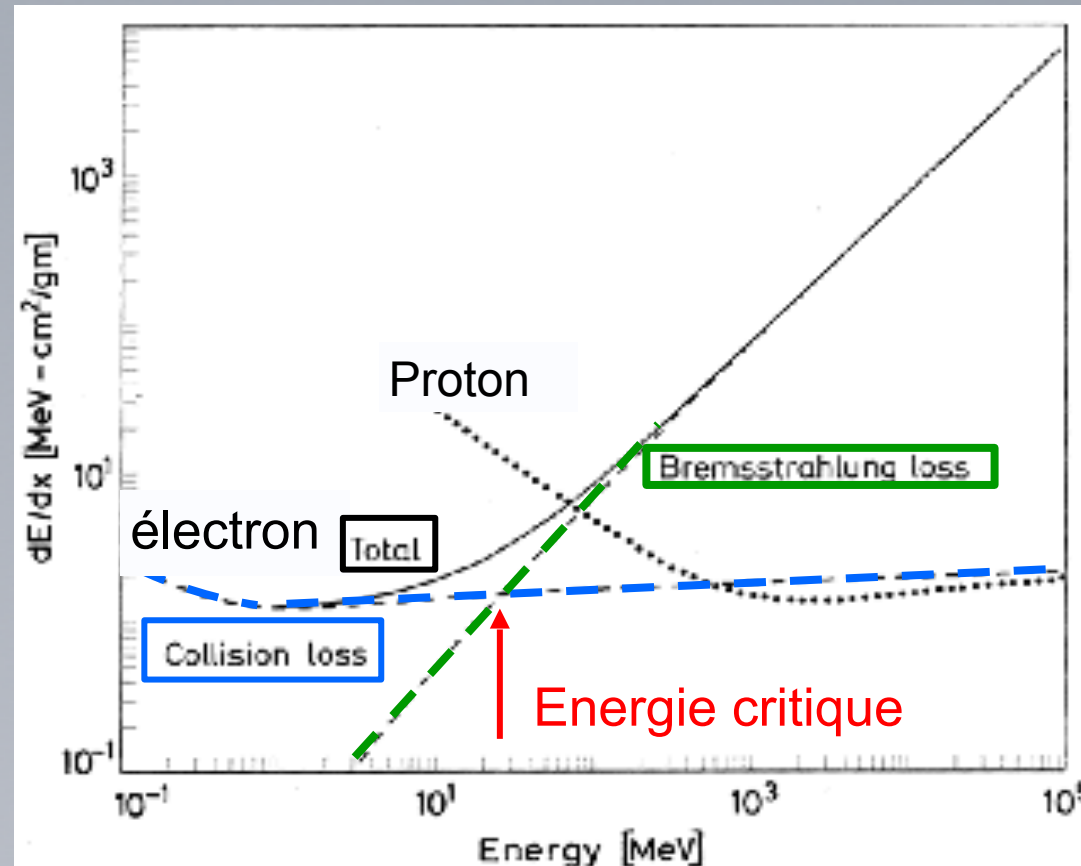
La perte d'énergie aura deux origines: ionisation et radiation

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{totale}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ionisation}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{radiation}}$$

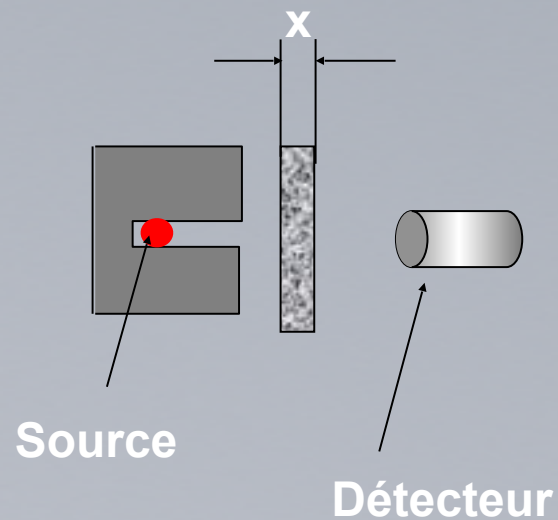
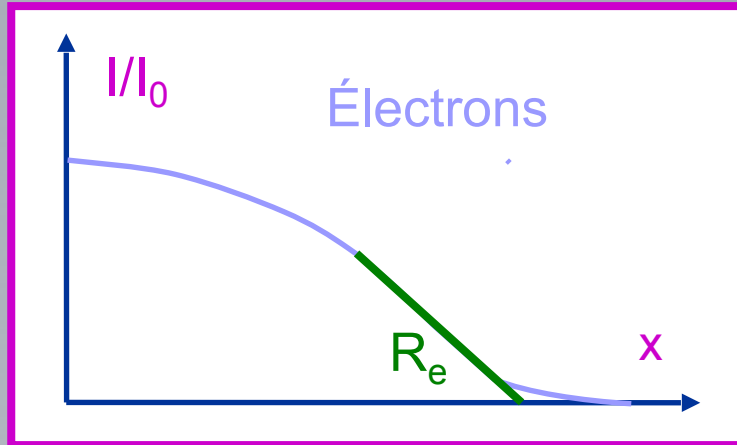
3. Interactions des rayonnements chargés

b. Modes d'interaction des électrons et des positrons

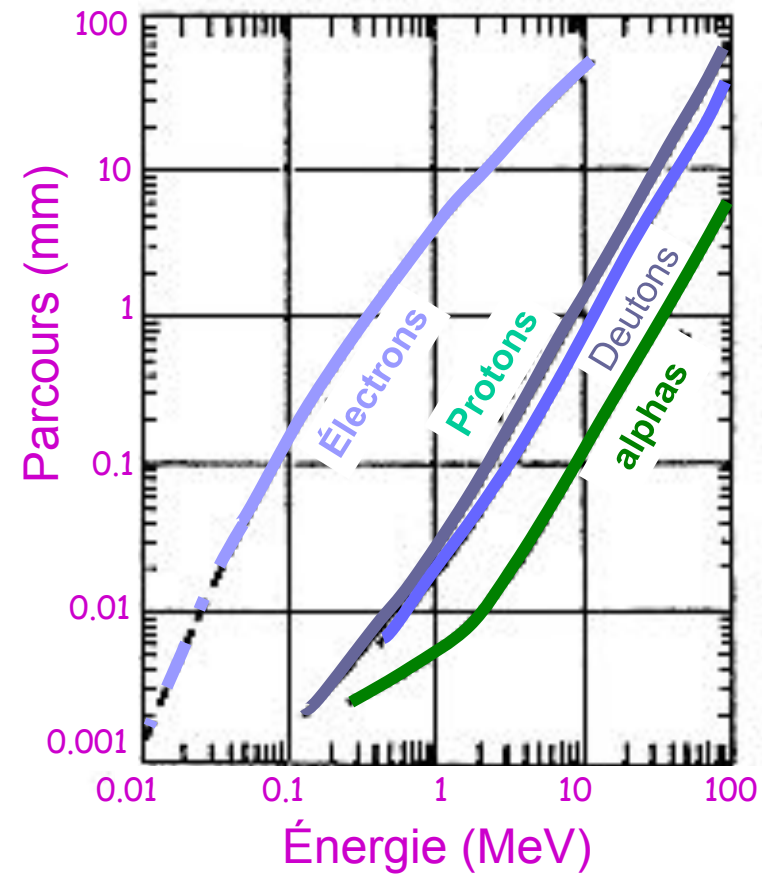
Perte d'énergie des électrons dans le cuivre ($Z_m = 29$)



Notion de parcours des Électrons



Dans un plastique scintillant



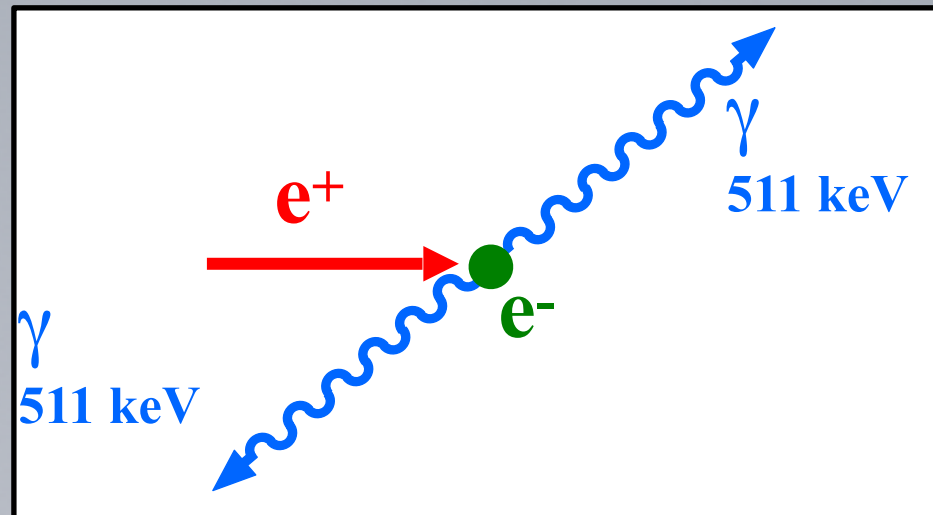
3. Interactions des rayonnements chargés

b. Modes d'interaction des électrons et des positrons

Annihilation des positrons

Ralentissement similaire à celui des électrons

En fin de parcours : annihilation avec les e^- du milieu



4. Interactions des rayonnements neutres

a. Interaction des photons avec la matière

Interaction des photons avec la matière

Interactions "catastrophiques" :

Modification radicale de la trajectoire
et de l'énergie

Ou Disparition complète

Probabilité non nulle de traverser toute épaisseur de
matière sans interagir ...

Pas de notion de parcours, de ralentissement ...

Libre parcours moyen, Atténuation, Efficacité de détection

4. Interactions des rayonnements neutres

a. Interaction des photons avec la matière

Interaction des photons avec la matière

3 modes importants pour la détection

Mise en mouvement de particules chargées : e^- et e^+

Effet photoélectrique

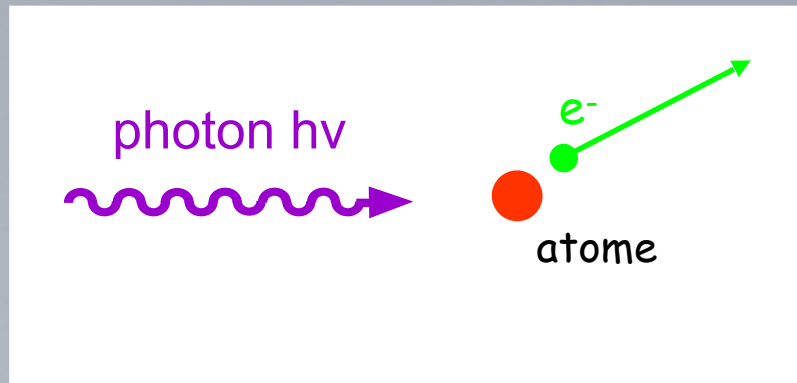
Effet Compton

Création de paire $e^+ - e^-$

4. Interactions des rayonnements neutres

a. Interaction des photons avec la matière

Effet photoélectrique



Absorption d'un photon par un atome
Émission d'un e^-
(le recul du noyau est négligé)

$$E_{e^-} = h\nu - E_\ell$$

Énergie du photon
incident

Énergie de liaison
de l' e^- dans l'atome
~ keV

Réarrangement de l'atome :

Émission d'un X ou d'un
électron Auger

Effet photoélectrique

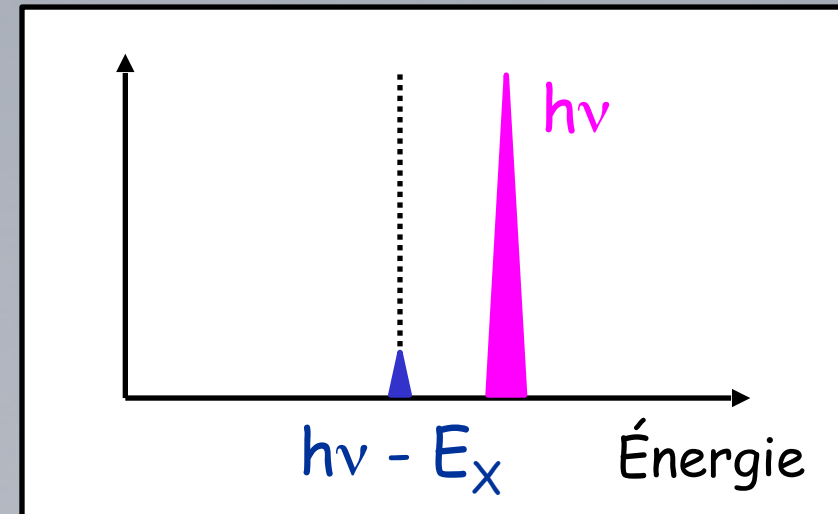
Probabilité d'interaction photoélectrique :

$$\sigma_{\text{ph}} \propto Z^5 (h\nu)^{-7/2}$$

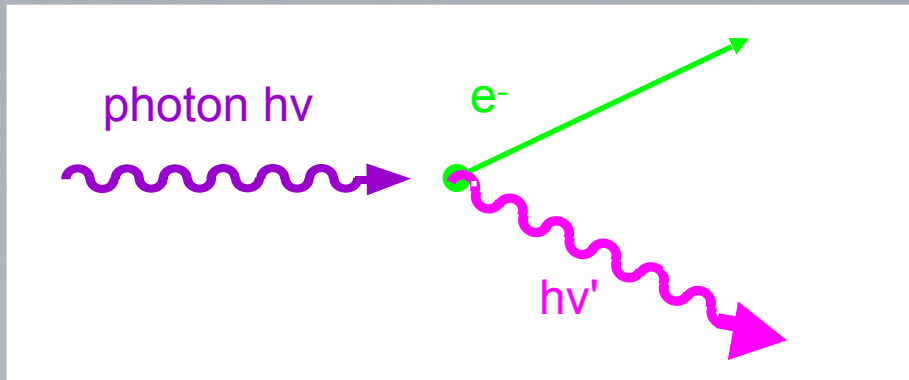
Détection / Protection :

Matériaux de Z élevé

Mesure de l'énergie des photons incidents



Effet Compton



Diffusion du photon sur un e^- quasi libre

Conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$h\nu'$ et E_{e^-}

Probabilité d'interaction :

Augmente linéairement avec Z ,
focalisation vers l'avant pour $h\nu$ élevée
(500 keV)

Effet Compton

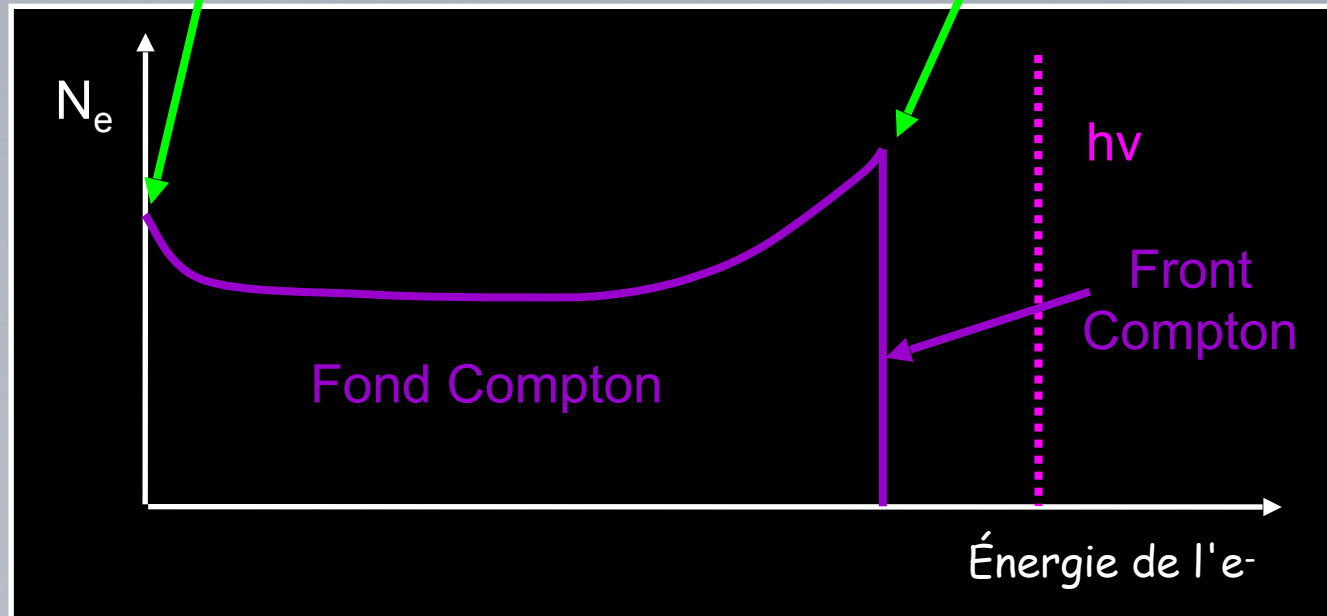
Deux cas extrêmes :

$$\theta = 0$$

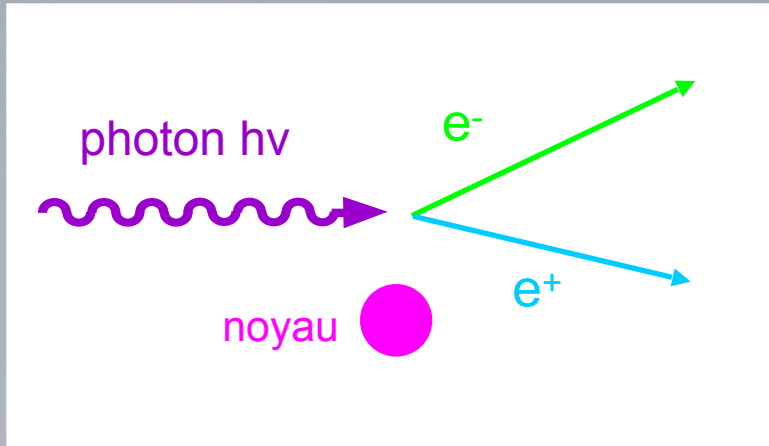
$$h\nu' \approx h\nu$$

$$\theta = \pi$$

$$E_{e^-} = h\nu \left(\frac{2 h\nu / m_e c^2}{1 + 2 h\nu / m_e c^2} \right)$$



Création de paire $e^+ - e^-$



Dans le champ coulombien d'un noyau

$$h\nu \geq 2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$$

$$E_{e^+} = E_{e^-} = \frac{1}{2} (h\nu - 1,022 \text{ MeV})$$

Probabilité de création de paire :

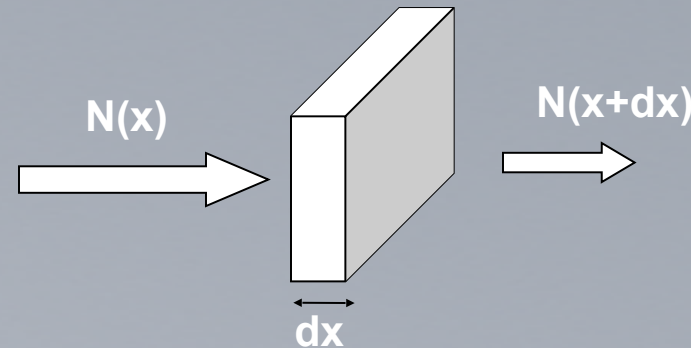
$$\propto Z^2$$

Augmente avec $h\nu$



Annihilation de l' e^+ en fin de parcours

Interaction des photons avec la matière



$$dN = N(x+dx) - N(x), \text{ on a } dN = -N_I = -N(x)N^C\sigma_{\text{totale}} dx = -\mu_L N(x) dx$$

μ_L dépend de l'énergie du photon et des caractéristiques du matériau.

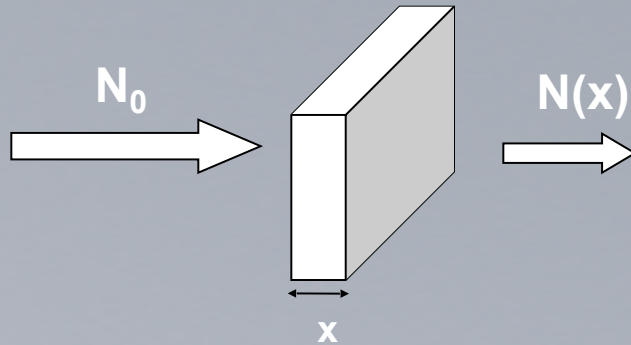
μ_L est le *coefficient d'atténuation linéaire* c.a.d la probabilité pour un photon d'interagir par unité de longueur de matériau traversé.

En fait

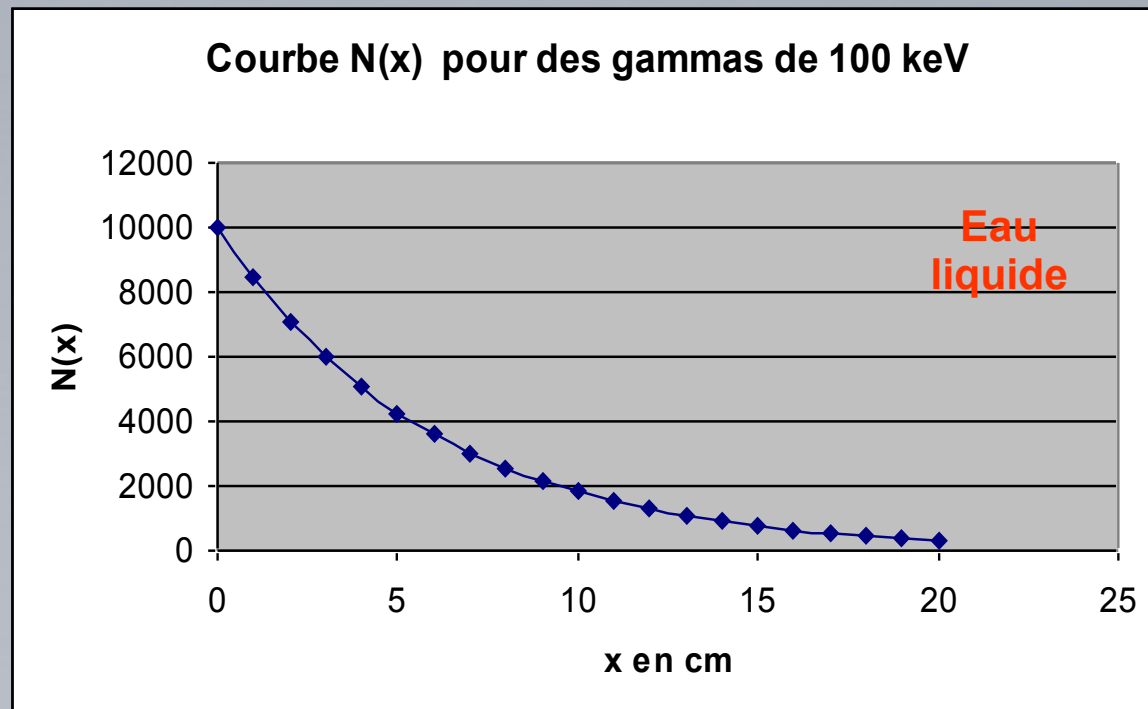
$$\mu_L = N^C \times \sigma_{\text{totale}} = N^C \times \sigma(h\nu) \times Z = \frac{\rho N_A Z}{A} \times \sigma(h\nu)$$

Pour la lumière visible, ce coefficient est appelée **coefficient d'absorption**

Interaction des photons avec la matière



$$N(x) = N_0 \times e^{-\mu_L x}$$



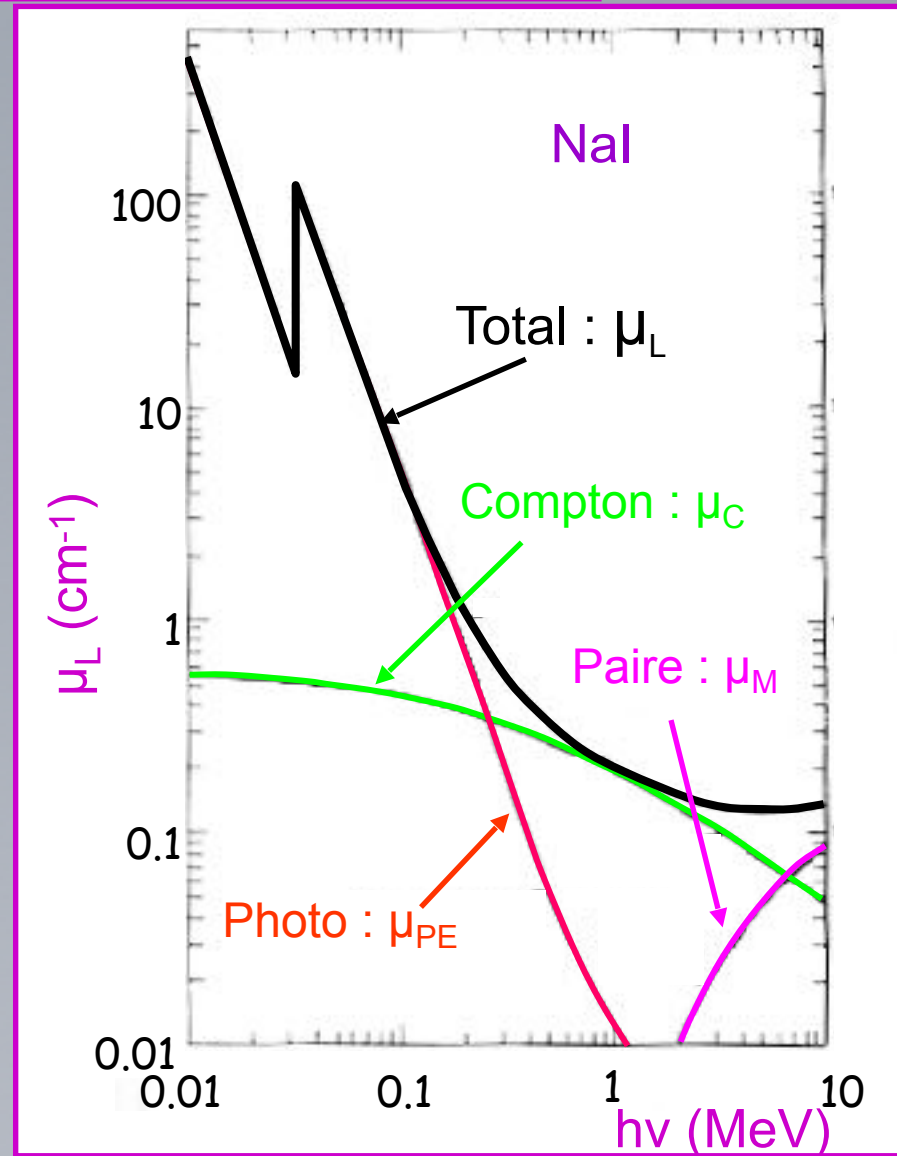
Interaction des photons avec la matière

Coefficient d'atténuation linéaire

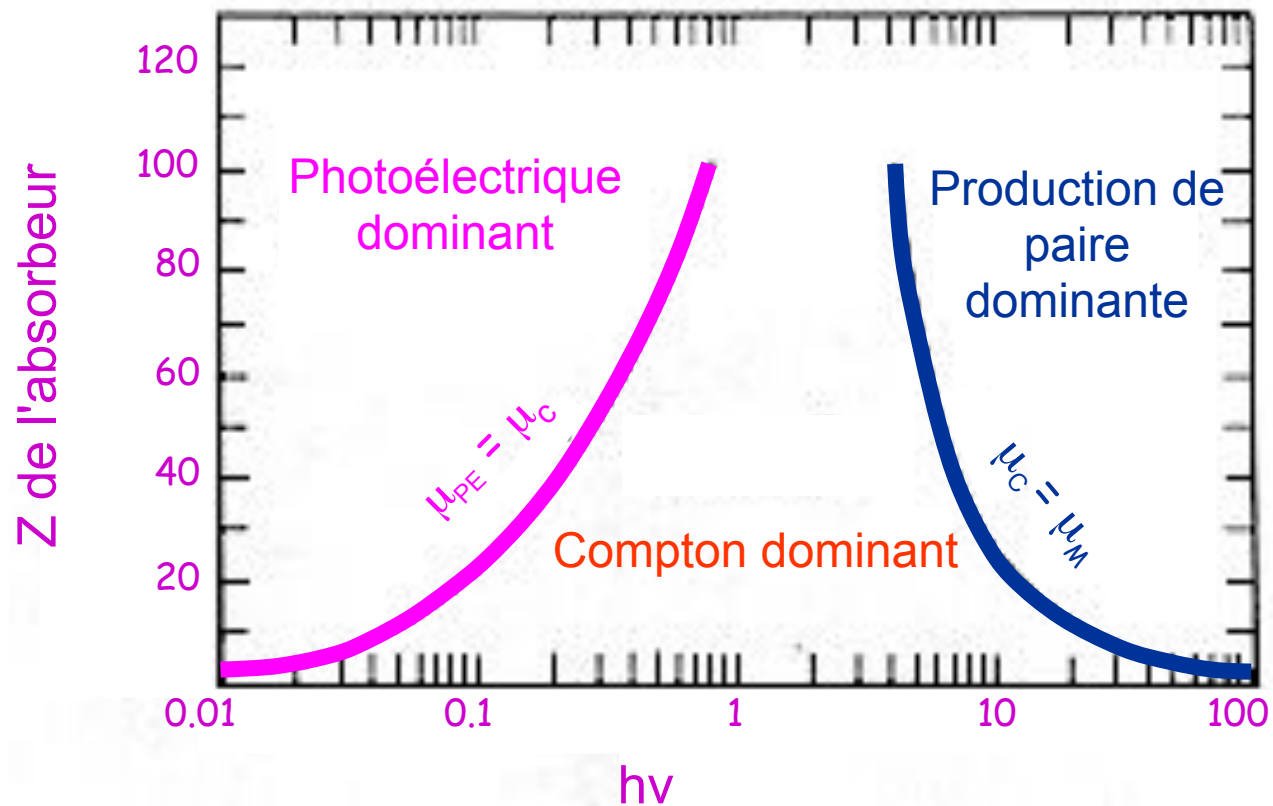
$$\mu_L \text{ (m}^{-1}\text{)} = \mu_{\text{PE}} + \mu_C + \mu_M$$

Coefficient d'atténuation massique

$$\mu_L / \rho \text{ (m}^2\text{/kg)} = \frac{\mu_L \text{ (m}^{-1}\text{)}}{\rho \text{ (kg / m}^3\text{)}}$$



Interaction des photons avec la matière



4. Interactions des rayonnements neutres

b. Interaction des neutrons avec la matière

Interaction des neutrons avec la matière

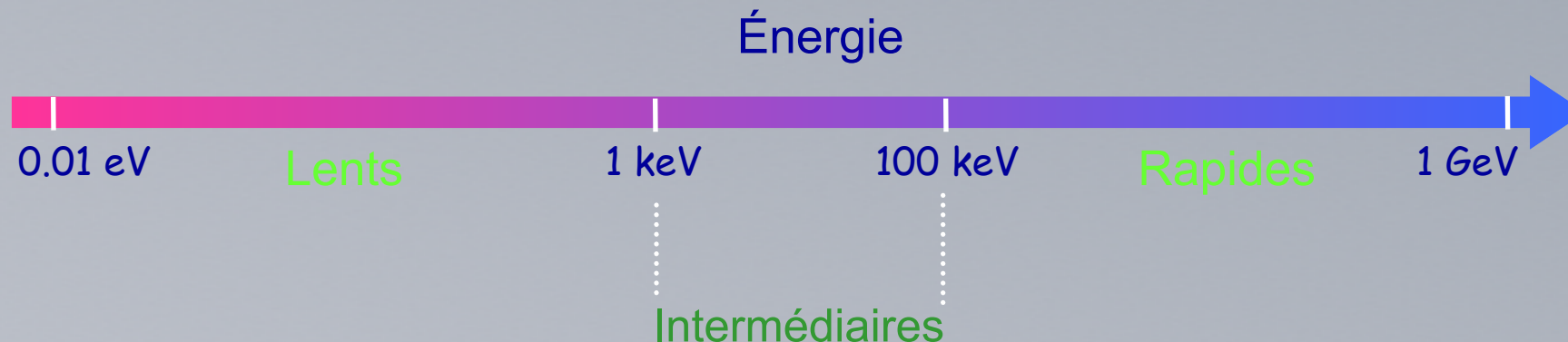
Pas d'interaction Coulombienne
Réactions avec les noyaux du milieu

neutron + matériau convertisseur



particule chargée

photon



Interaction des neutrons lents avec la matière

- Diffusion élastique sur noyau
- Absorption du neutron avec une grande section efficace

	Réactions	Bilan énergétique	Section efficace pour des neutrons thermiques
$^{10}\text{B} + n$	$\xrightarrow{\text{jaune}} \text{}^7\text{Li} + \alpha$	2.792 MeV	$\sigma = 3837 \text{ barns}$
	$\xrightarrow{\text{jaune}} \text{}^7\text{Li}^* + \alpha$	2.310 MeV	
$^3\text{He} + n$	$\xrightarrow{\text{cyan}} \text{}^3\text{H} + p$	0.764 MeV	$\sigma = 5330 \text{ barns}$
$^{235}\text{U} + n$	$\xrightarrow{\text{vert}} \text{F1} + \text{F2}$	200 MeV	$\sigma = 585 \text{ barns}$

- Capture radiative par un noyau suivi d'émission de γ

4. Interactions des rayonnements neutres

b. Interaction des neutrons avec la matière

Interaction des neutrons rapides avec la matière

Réactions de diffusion élastique et inélastique sur des noyaux légers

Plus le noyau est léger, plus le transfert d'énergie est efficace



Scintillateurs organiques, riches en H : NE213

Absorption des neutrons dans la matière

Les flux de neutrons sont atténués par la matière suivant la loi:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{x}{L_t}\right)$$

I_0 flux de neutrons, x est l'épaisseur de l'absorbant

L_t est appelé **libre parcours moyen** dans la matière;

avec :

$$\sigma_t = \frac{A}{\rho \cdot N_A \cdot L_t} \quad \text{donc} \quad L_t = \frac{A}{\rho \cdot N_A \cdot \sigma_t}$$

σ_t est la **section efficace totale de réaction**, ρ la masse volumique(en g/cm³)

N_A nombre d 'Avogadro, A est le nombre de masse de l'absorbant en uma (g).



2ème Partie

Détecteurs en Physique Nucléaire

Sommaire

Quelle particule détecte-on au GANIL ?

Qu'est ce qu'on entend par détecter en Physique Nucléaire ?

Que fait-on des informations obtenues avec ces détecteurs ?

Principe de base de la détection

Les détecteurs couramment utilisés pour détecter les particules chargées

- Les détecteurs gazeux

- Les détecteurs basés sur les semi-conducteurs

Les détecteurs plus couramment utilisés pour détecter les gammas et X

- Les détecteurs basés sur les semi-conducteurs

- Les détecteurs scintillateurs

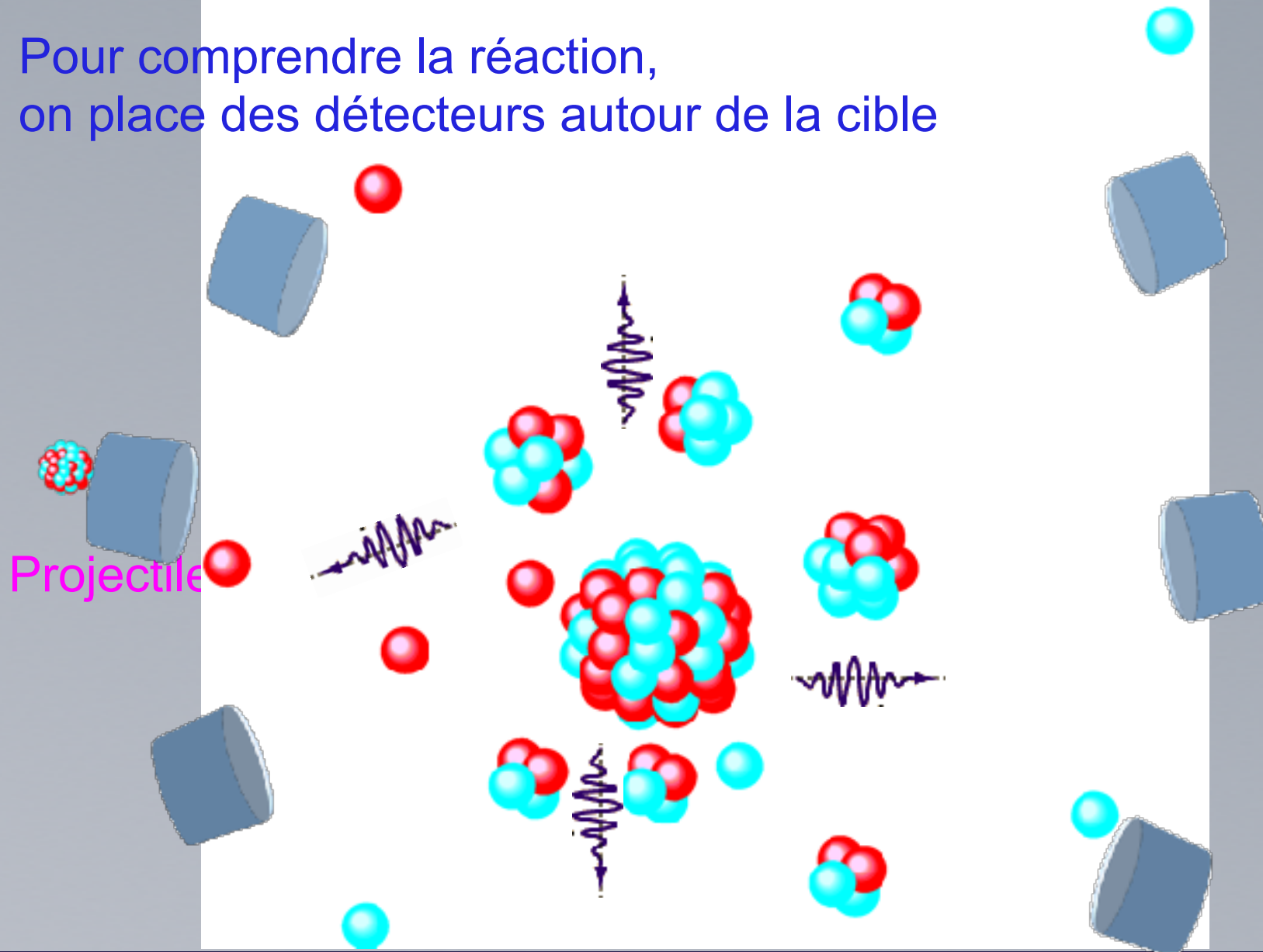
Les détecteurs plus couramment utilisés pour détecter les neutrons

- Les détecteurs pour neutrons lents

- Les détecteurs pour neutrons rapides

Bibliographie

Pour comprendre la réaction,
on place des détecteurs autour de la cible



Quelle particule détecte-on au GANIL ?

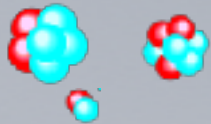
❖ des noyaux d'atomes



- ions lourds chargés ou fragments de fission

❖ des particules émises par le noyau

- - des électrons, des positrons
- des ions légers : protons, deutons, tritons,



alphas..etc



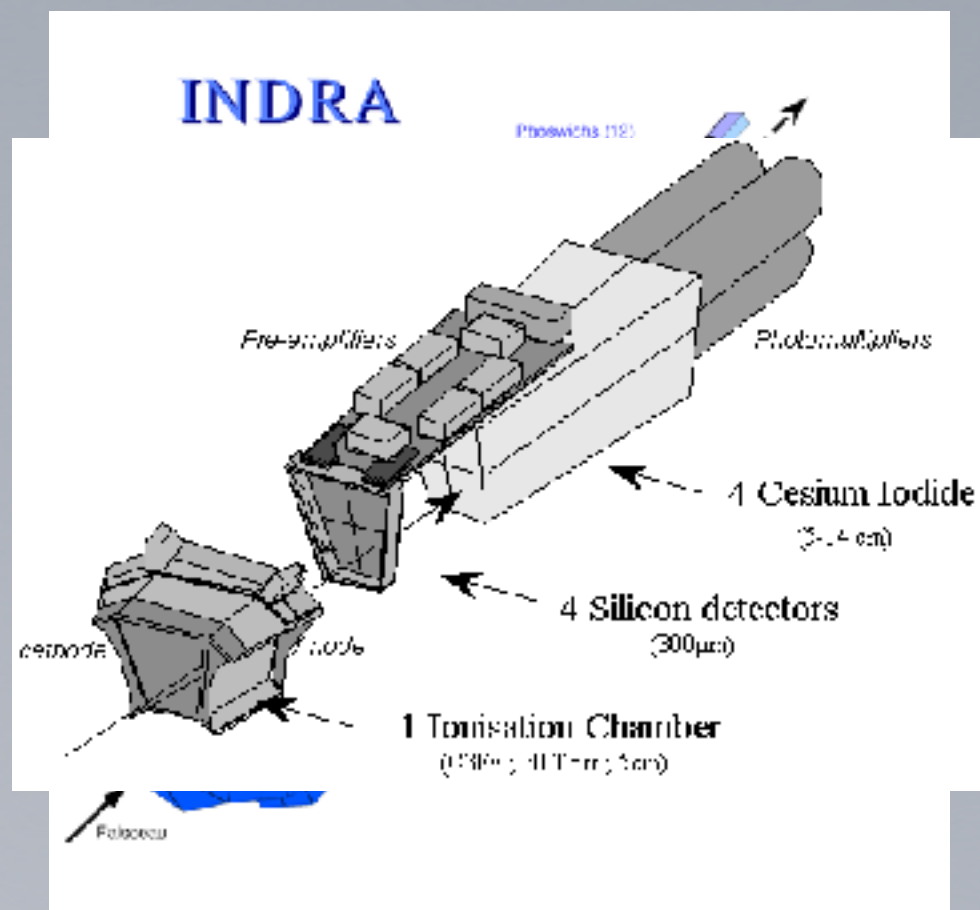
- des photons : X ou gammas



- des neutrons

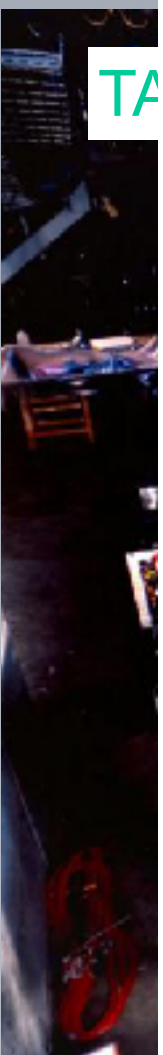


- des particules plus exotiques, neutres ou chargées: pions, kaons, neutrinos..etc



INDRA

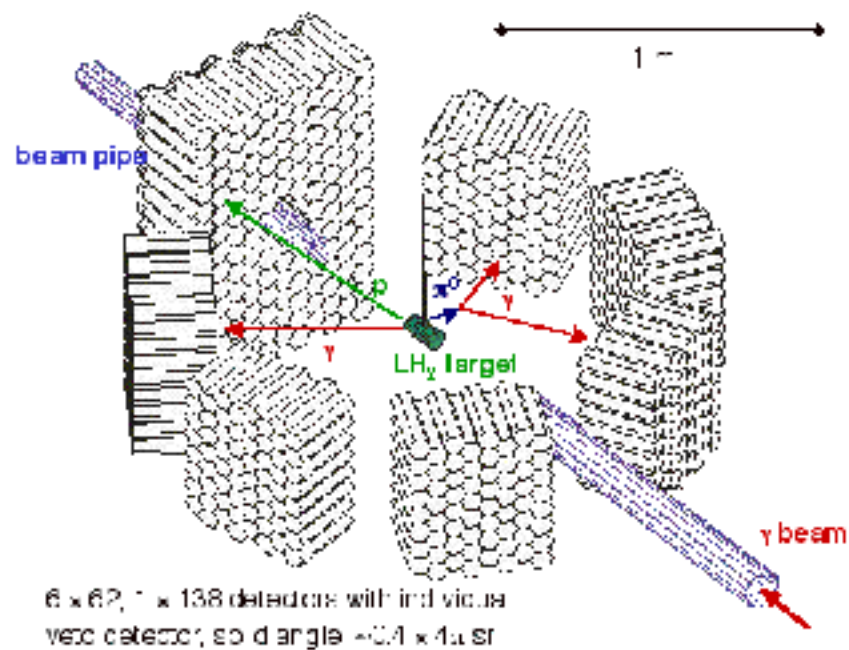




TA

TAPS setup at MAMI in Mainz

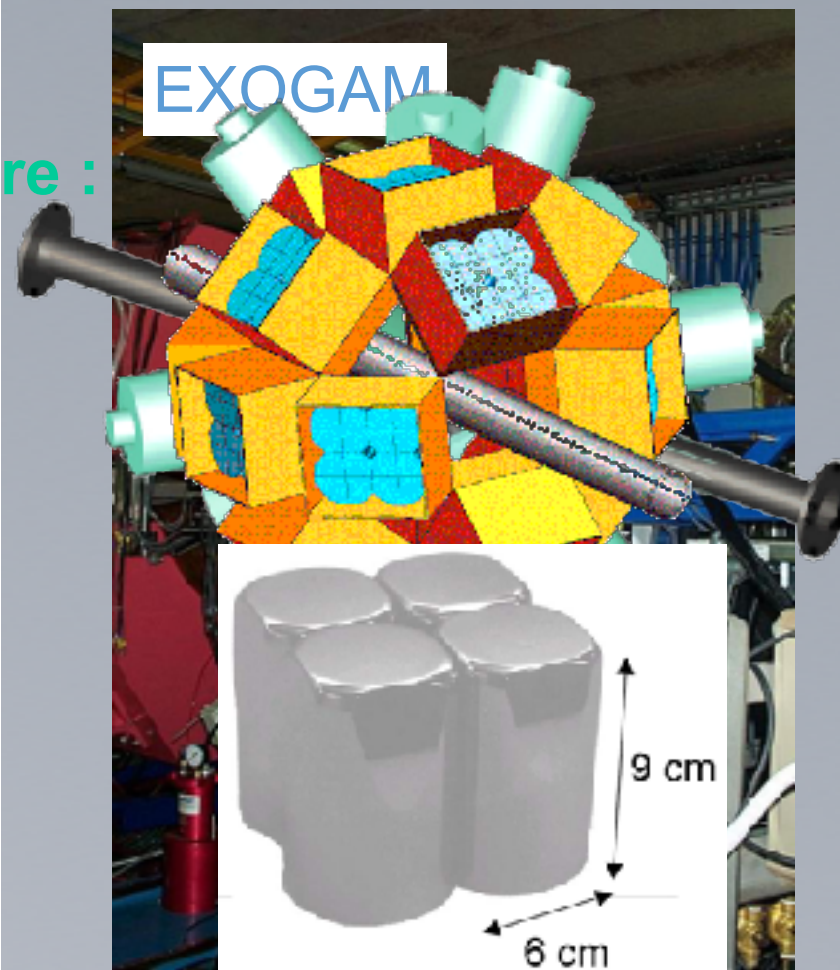
TAPS: BaF_2 PHOTON SPECTROMETER



Mainz 600 kV

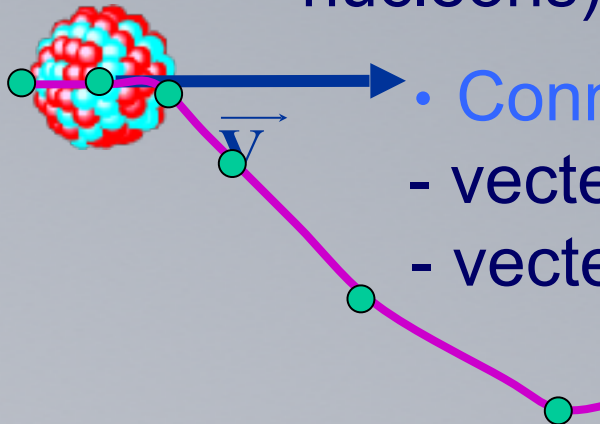
TAPS / A2

EXOGAM
re :



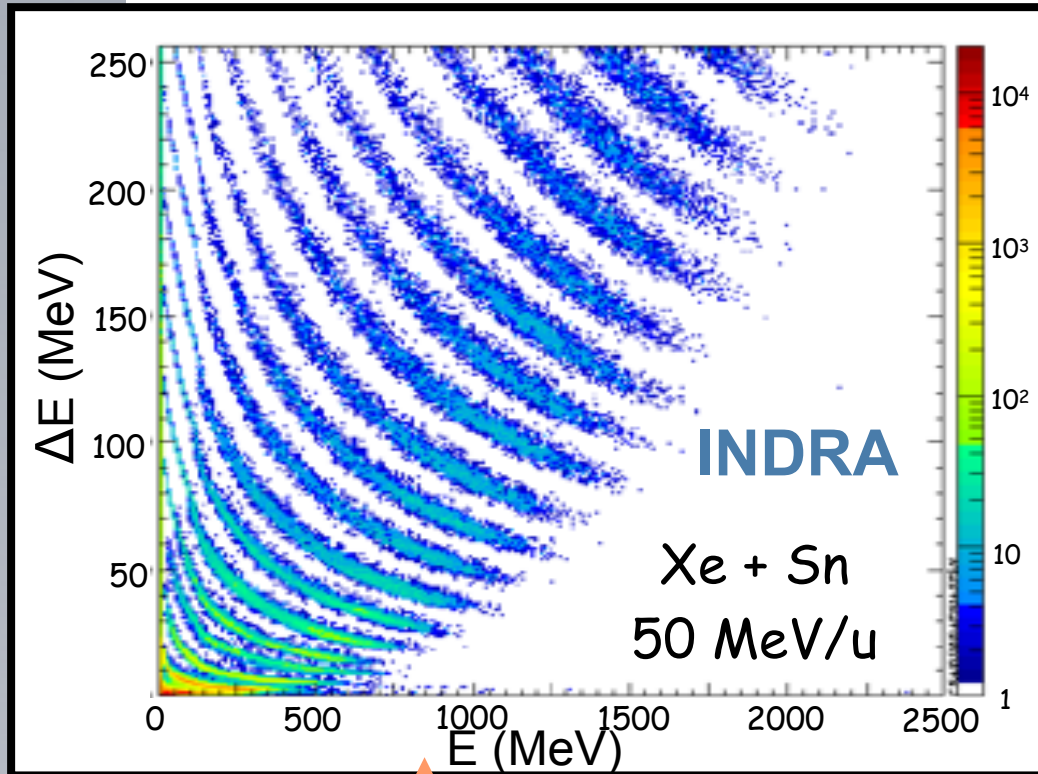
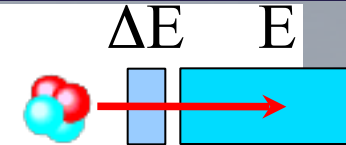
Qu'est ce qu'on entend par détecter en Physique Nucléaire?

- Identifier une particule
 - connaître sa nature (photon, noyau ou autre)
 - connaître sa charge (nombre de protons)
 - connaître son nombre de masse (nombre de nucléons) ou sa masse

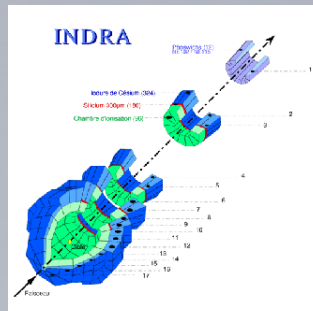


- Connaître sa dynamique
 - vecteur vitesse
 - vecteur quantité de mouvement
 - énergie cinétique
- Connaître ses positions successives dans l'espace au cours du temps

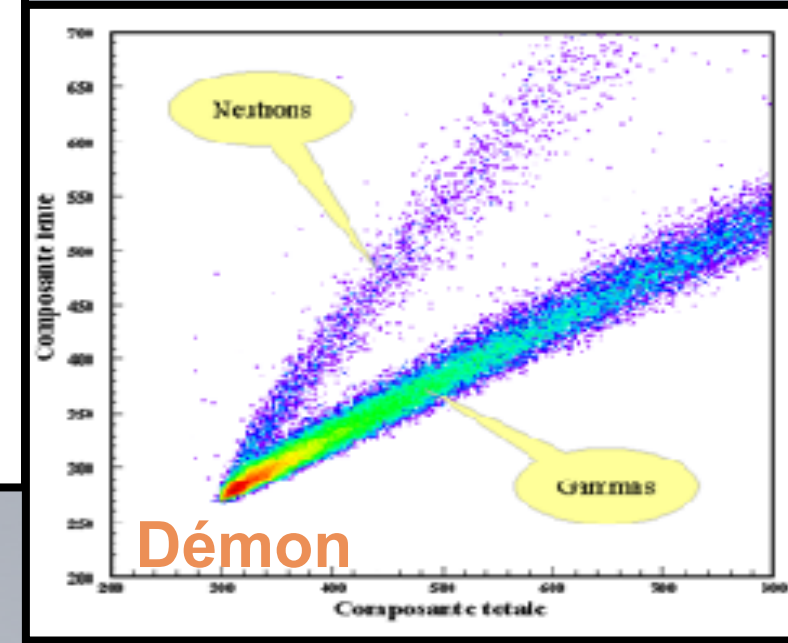
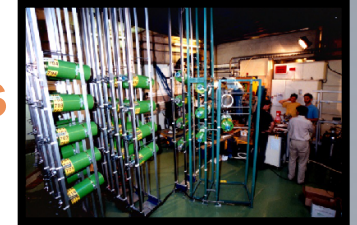
- Identification en charge avec un ΔE -E



Pour les
particules
chargées



Pour les neutrons



- Identification des neutrons

- Identification en charge et en masse de particules avec un champ magnétique et mesure de temps de vol

$$m \frac{v^2}{\rho} = QvB$$

Spectromètre
de masse

LISE

S3

VAMOS



Que fait-on des informations obtenus avec ces détecteurs ?

- Comptages de particules
- Mesures de dépôt d'énergie moyen



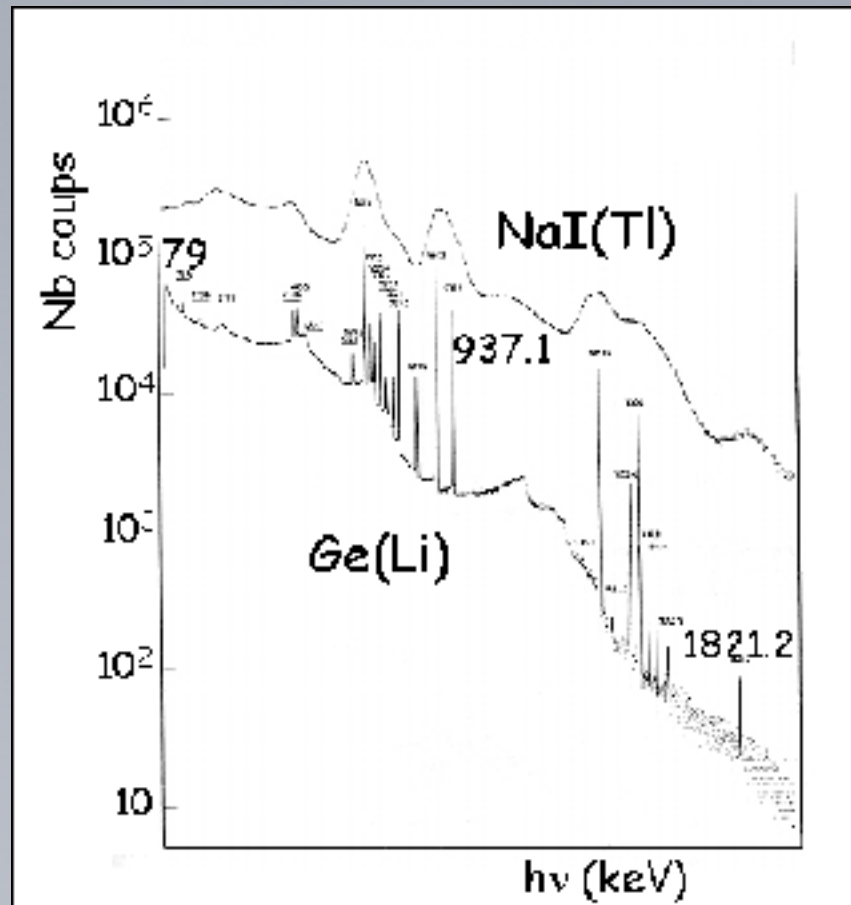
Mesures de Radioactivité

Débitmètres

Dosimétries



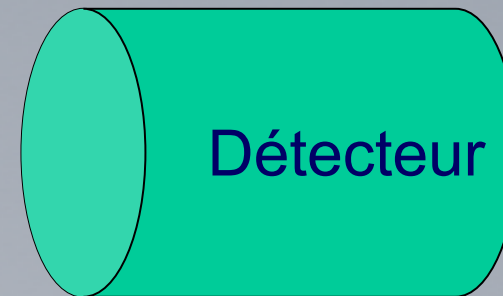
Que fait-on des informations obtenus avec ces détecteurs ?



- Comptage en fonction de leur nature et de leur énergie: spectrométrie α , β , γ , X..etc

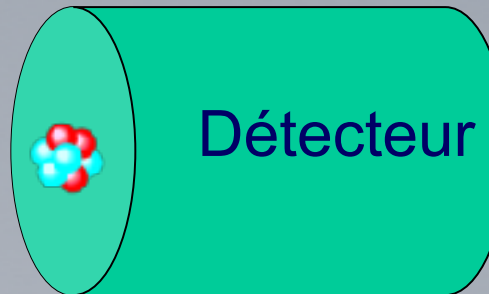
Les rayonnements sont les « empreintes digitales » du noyau émetteur

Principe de base de la détection



On place sur la trajectoire d'une particule
de la **matière** que l'on va appeler **détecteur**

Principe de base de la détection



Lorsque la particule rentre en contact avec la matière qui sert de détecteur :

On dit qu'il y a *interaction rayonnement-matière*

Principe de base de la détection



Au cours de l'interaction, la particule va
déposer l'ensemble ou une partie de son énergie

C'est cette **énergie déposée** qui va permettre la détection

Principe de base de la détection



La connaissance des processus d'interaction des particules est indispensable pour la conception de détecteurs et l'interprétation des mesures

L'interaction rayonnement – matière

Les grandes familles de détecteurs

Les particules chargées

Modes d'interactions
(particules « lourdes » / e^+ et e^-)
Détecteurs gazeux et à base de semi-conducteurs

Les photons

Effets Compton, photoélectrique
Création de paire
Détecteurs germanium et à scintillation

Les neutrons

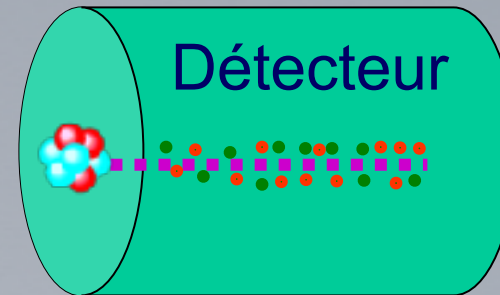
Modération, capture, fission induite
Diffusions élastique, inélastique
Détecteurs gazeux et à scintillation

Principe de base de la détection

L'énergie
déposée



Création de paires de
particules chargées



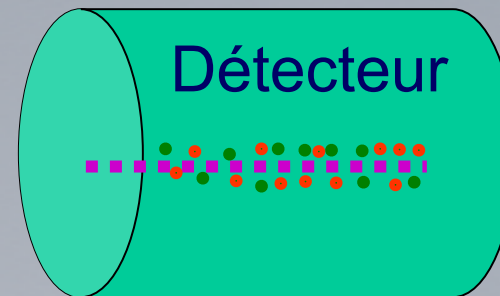
L'énergie déposée par la particule incidente sert à **exciter** (lumière) ou **ioniser** (charges électriques) le milieu tout au long du parcours de la particule dans la matière

Principe de base de la détection

L'énergie
déposée



Création de paires de
particules chargées



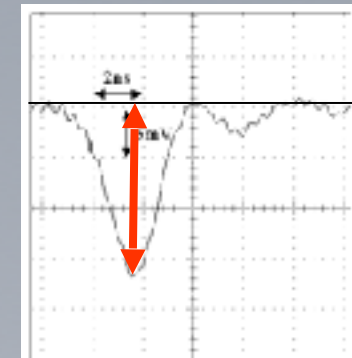
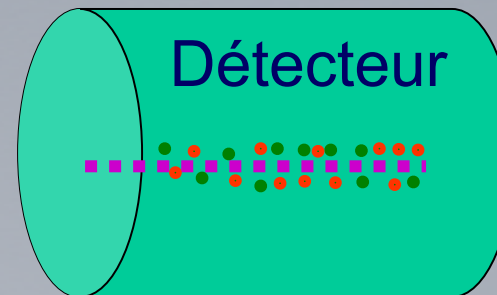
Le nombre de paires de particules chargées est
proportionnel à l'énergie déposée

Principe de base de la détection

Le mouvement des charges dans la zone de détection sous l'influence du champ électrique



L'apparition d'un signal électrique



L'amplitude du signal électrique est proportionnelle à l'énergie déposée

Les détecteurs couramment utilisés pour détecter les particules chargées

Leur fonctionnement repose en général sur la **collection des paires électrons-ions⁺ ou électrons-trous⁺** créées par le passage de la particule incidente.

Les détecteurs gazeux

Les détecteurs basés sur les semi-conducteurs

Principe et régimes de fonctionnement

Détecteurs gazeux : énergie nécessaire à l'ionisation

Nombre de paires
e-ions créées

$$n_{\text{paires}} = \frac{\Delta E}{W}$$

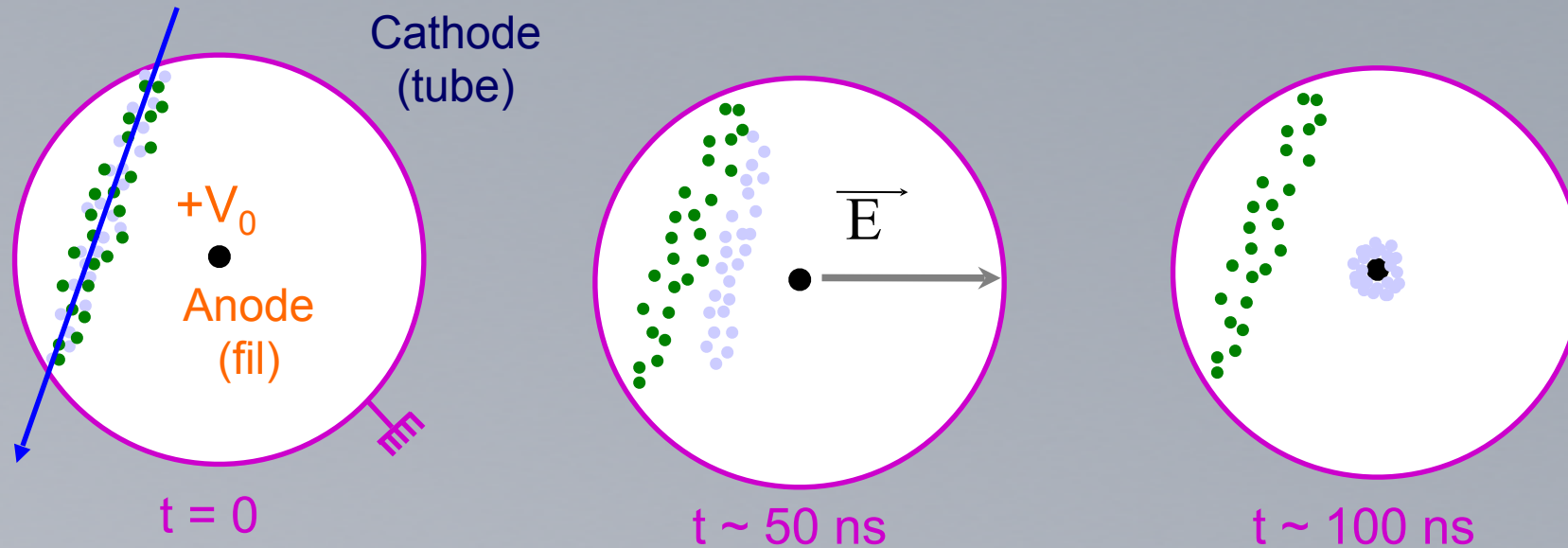
Perte d'énergie de la
particule

Énergie effective à fournir pour
produire une paire (tient compte de
tous les processus possibles)

Gaz	W
Ar	26.4 eV
He	41.3 eV
Air	33.8 eV
CH ₄	27.3 eV

Détecteurs gazeux : principe

Le compteur cylindrique

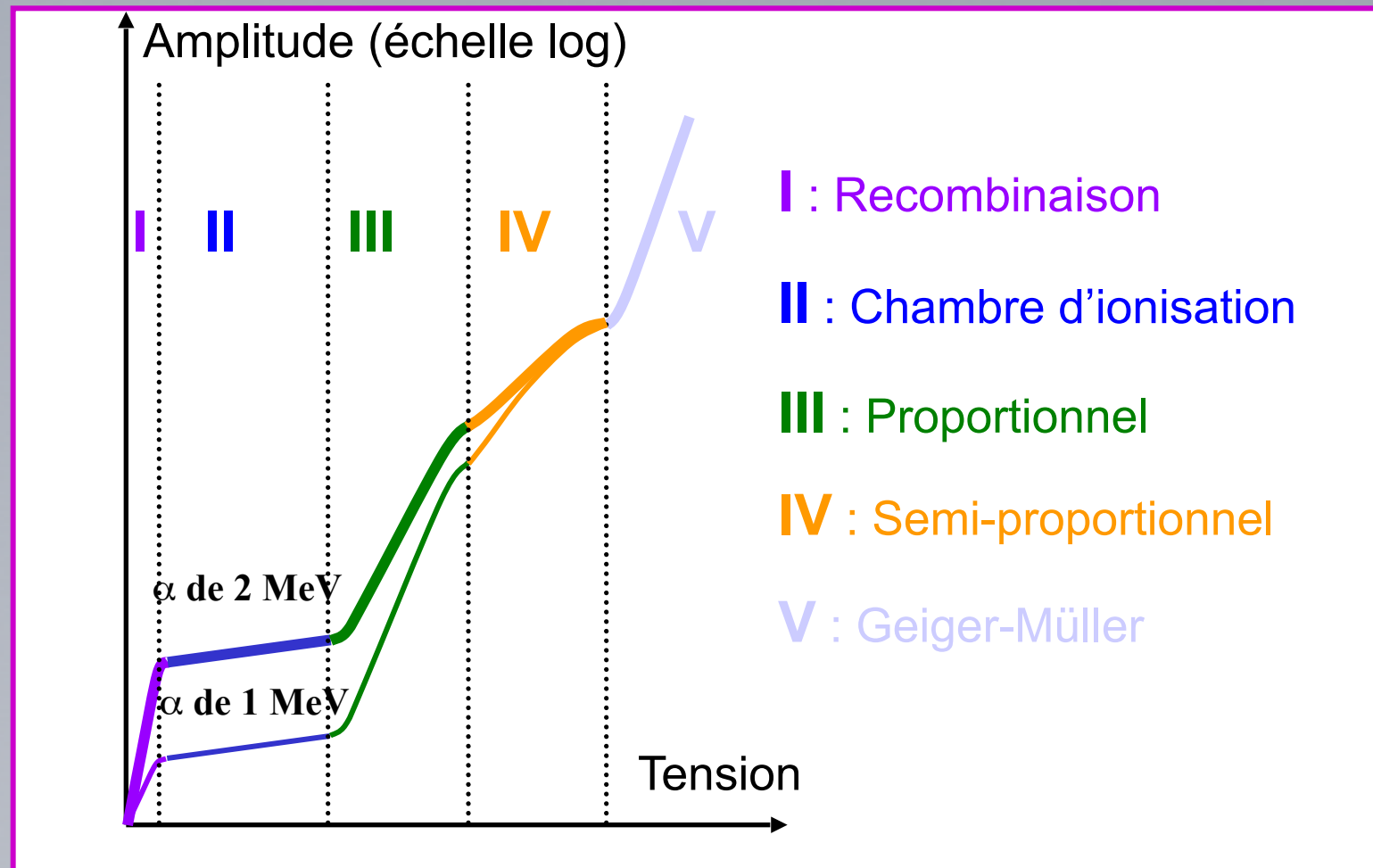


$$E_r(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}$$

b : rayon de la cathode
 a : rayon du fil anode
 r : distance / au centre du compteur

E très fort et grande variation de V près de l'anode

Détecteurs gazeux : régimes de fonctionnement



Détecteur gazeux : les différentes possibilités

Mesure d'énergie :

Chambre d'ionisation

Compteur Proportionnel

Mesure de position :

Chambre à dérivation (MWDC)

Chambre à fils (MWPC)

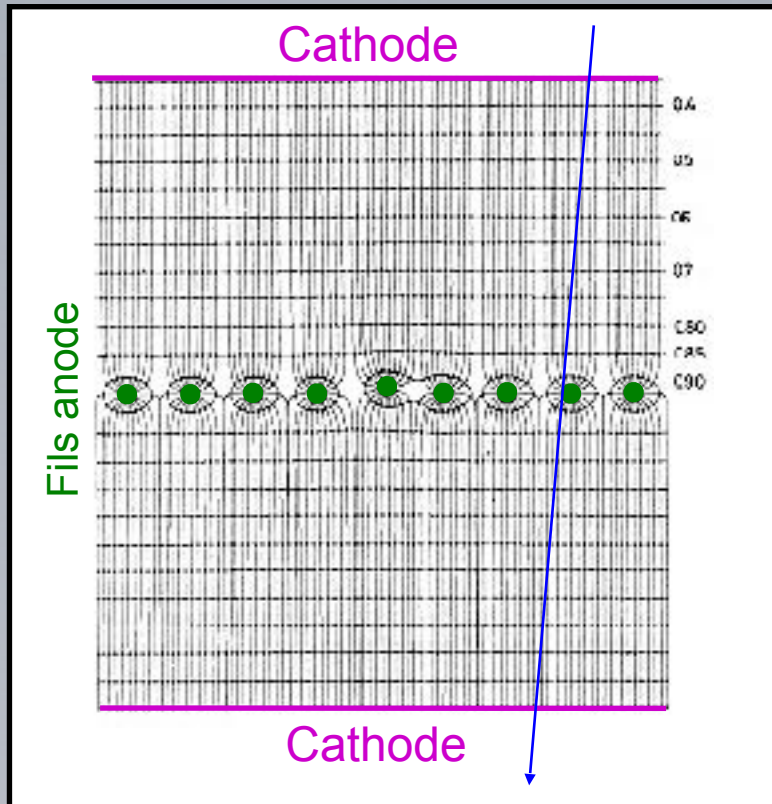
Plaques parallèles (PPAC)

Mesure de temps de passage :

Compteur proportionnel, MWPC, Plaques parallèles (PPAC)

Détecteurs gazeux : chambre à fils

Mesure de position et de temps de passage :



Chambre de Charpak

**Juxtaposition de
compteurs proportionnels**

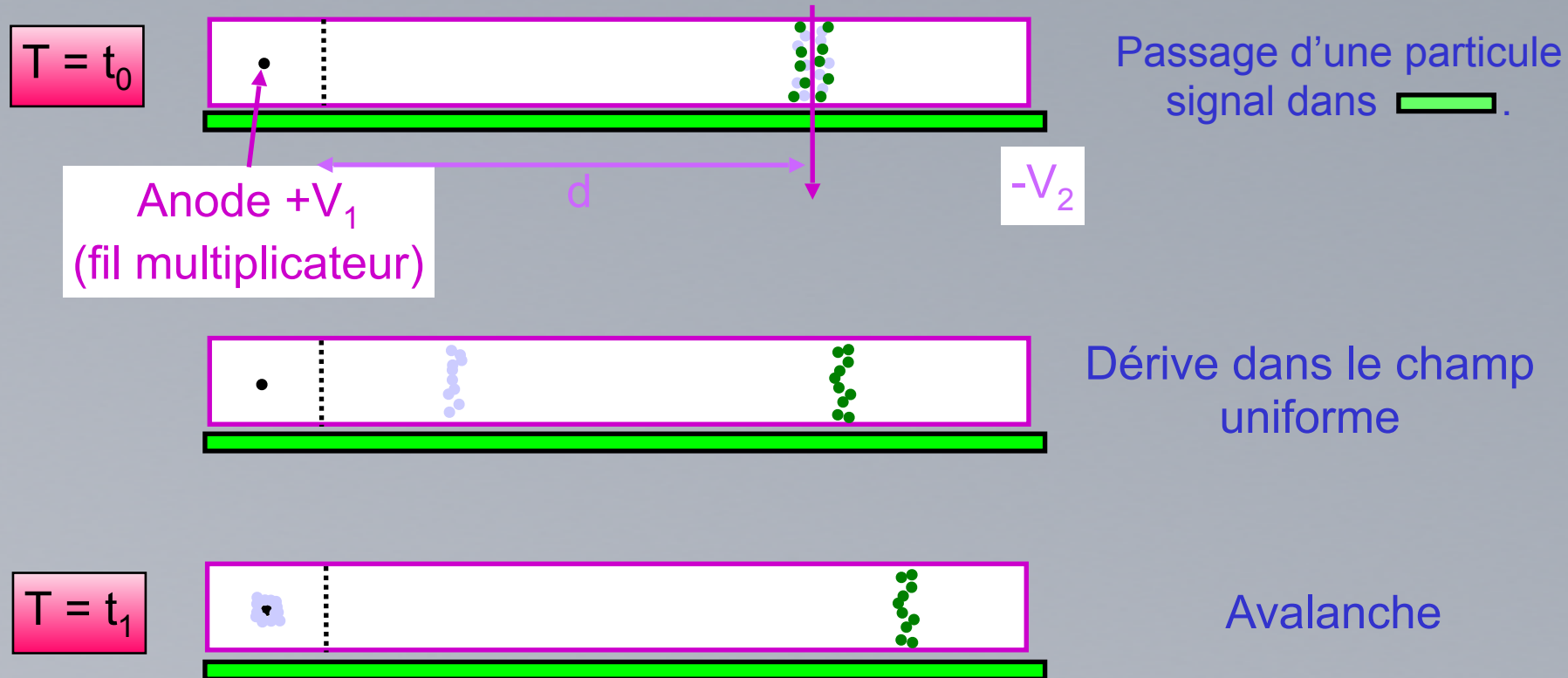
Dérive des électrons vers le fil le
plus proche de la trajectoire

Avalanche autour du fil

Localisation à 50 μm avec moins de
temps mort qu'une chambre à
dérive

Détecteurs gazeux : chambre à dérivation

Mesure de position :

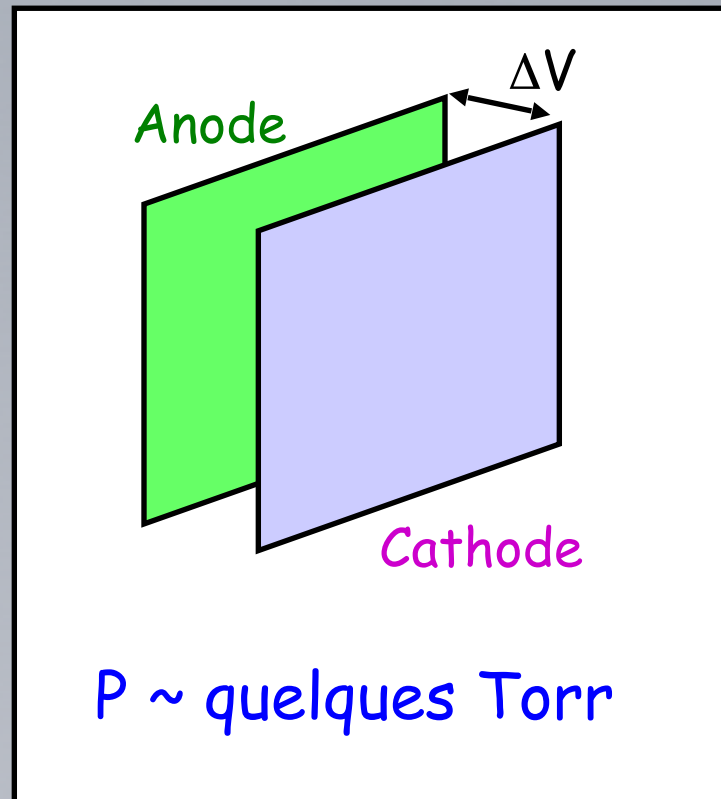


$$d = V_d \times (t_1 - t_0)$$

V_d : vitesse de dérivation, constante dans certaines conditions de tension et pression

Détecteurs gazeux : plaques parallèles

Mesure de position et de temps de passage :



Faible pression : moins de chocs avec les atomes du gaz (qui ont tendance à ralentir les charges)



Les électrons peuvent atteindre des énergies élevées (ionisation dominante / autres processus)

AVALANCHE !

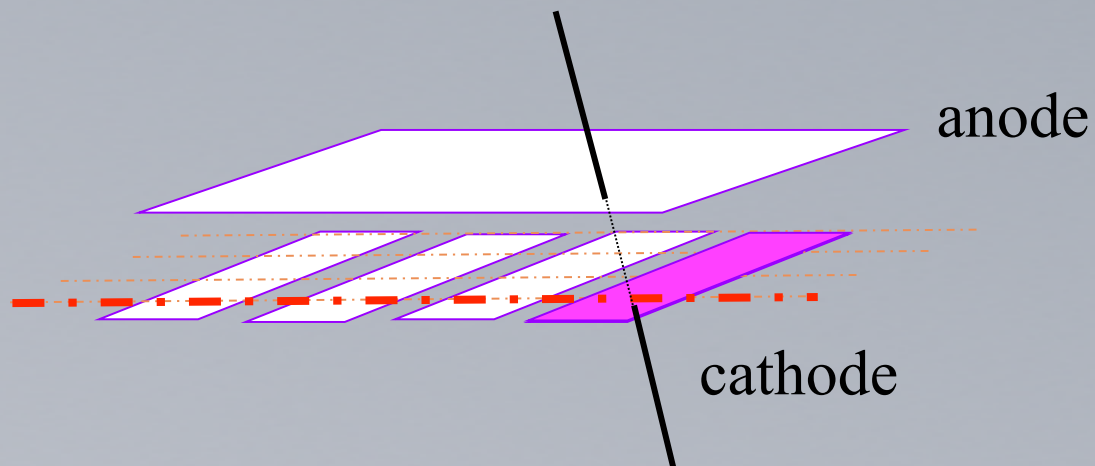
Détecteur gazeux très rapide

Le principe de base de la localisation pour ce type de détecteur passe par une segmentation des cathodes.

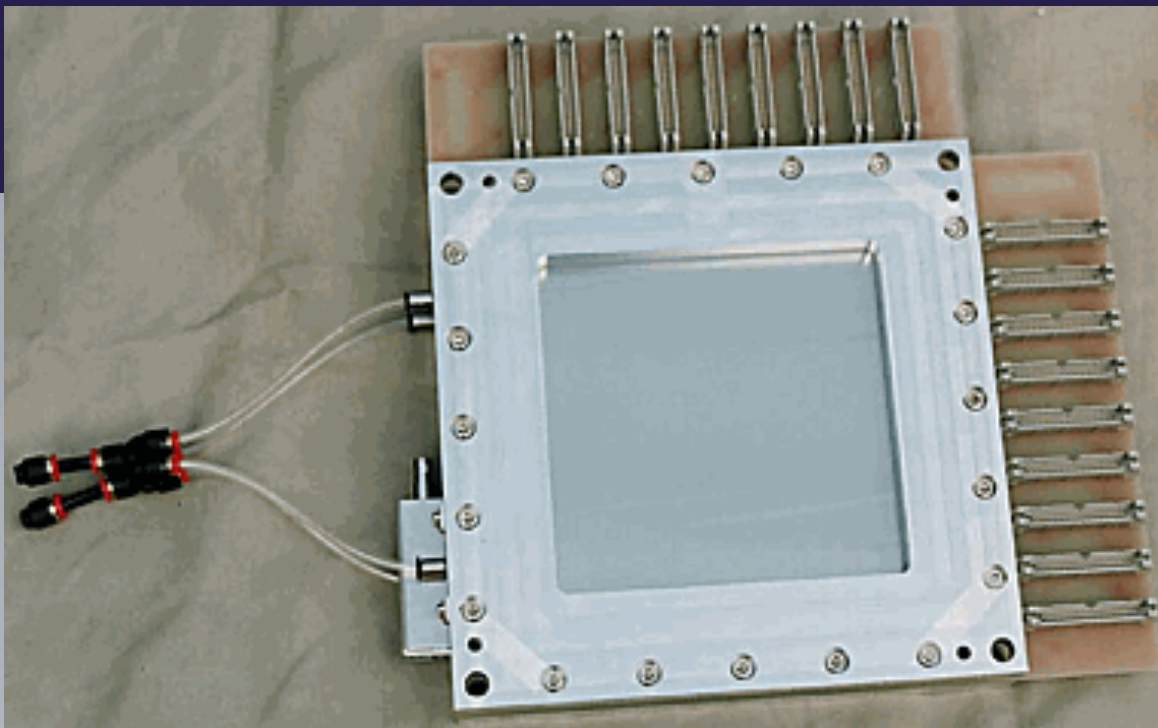
Une des électrodes est une feuille de mylar aluminisée.

L'autre est constituée de bandes aluminisées.

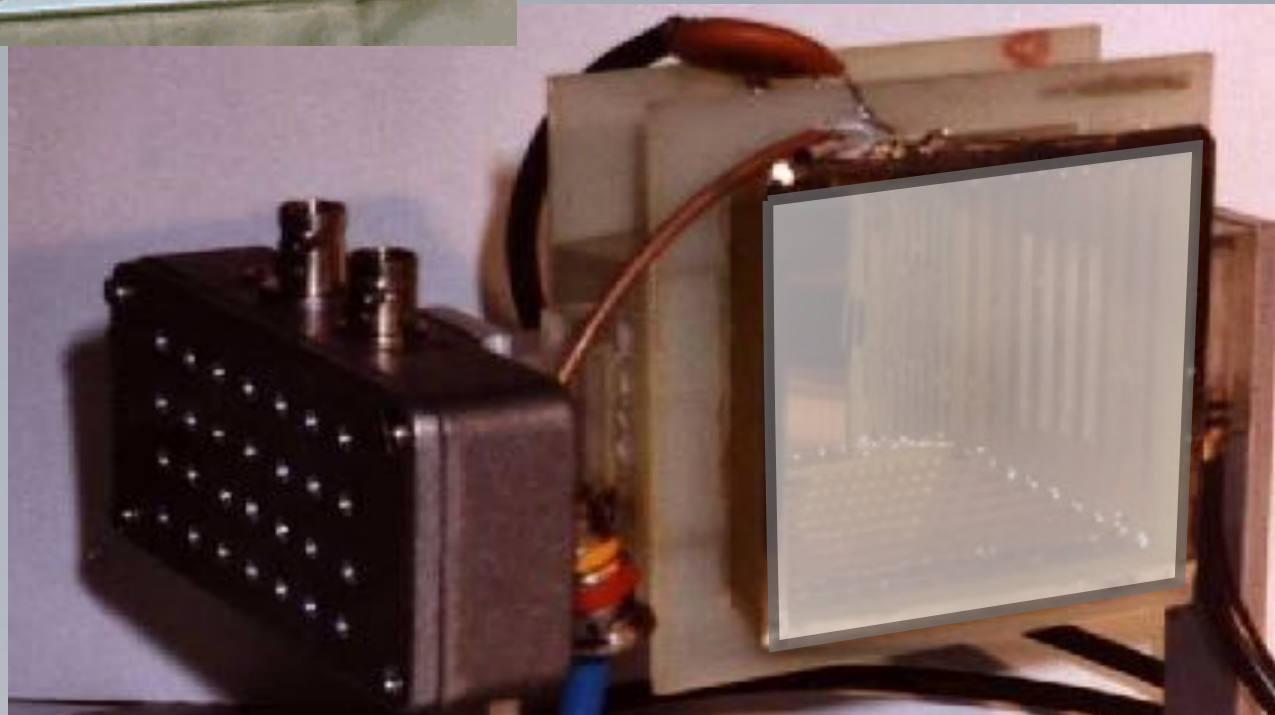
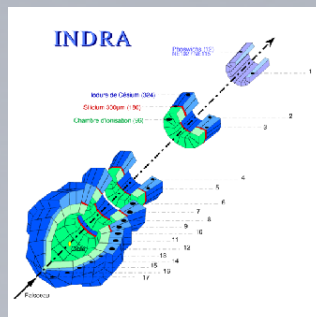
Entre ces deux plans, un 3^{ème} plan de fil est tissé dans une direction perpendiculaire à celles des bandes et est porté à un potentiel intermédiaire.



Exemple
de Chambre à fils



Chambre
d'ionisation
d'INDRA





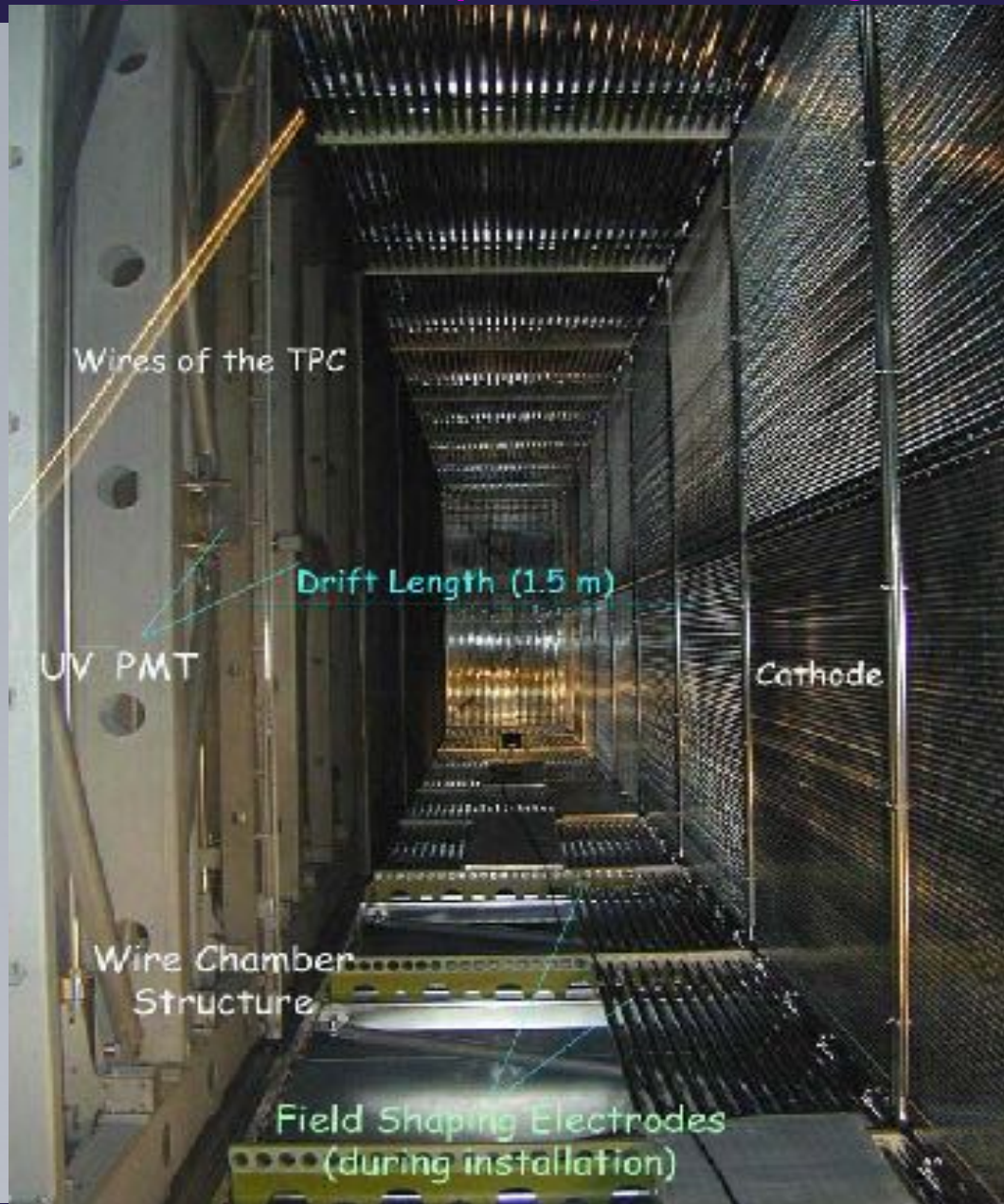
Exemple de Chambre à fils

Application à la détection X des Chambre à fils

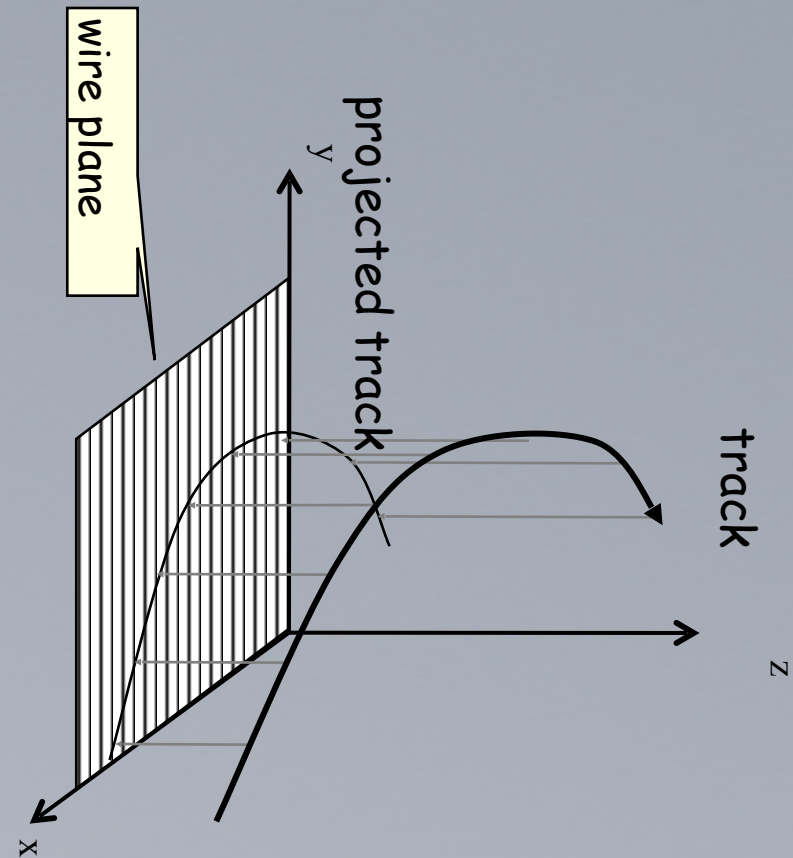


Exemple de TPC (Temporal Projection Chamber)

Profs au **CANIL**



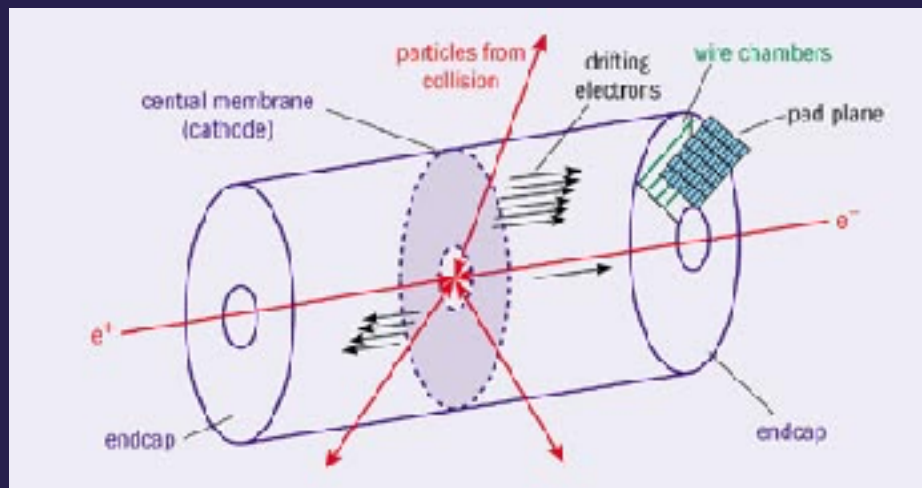
$$\text{TPC} = \text{MWPC} + \text{MWDC}$$



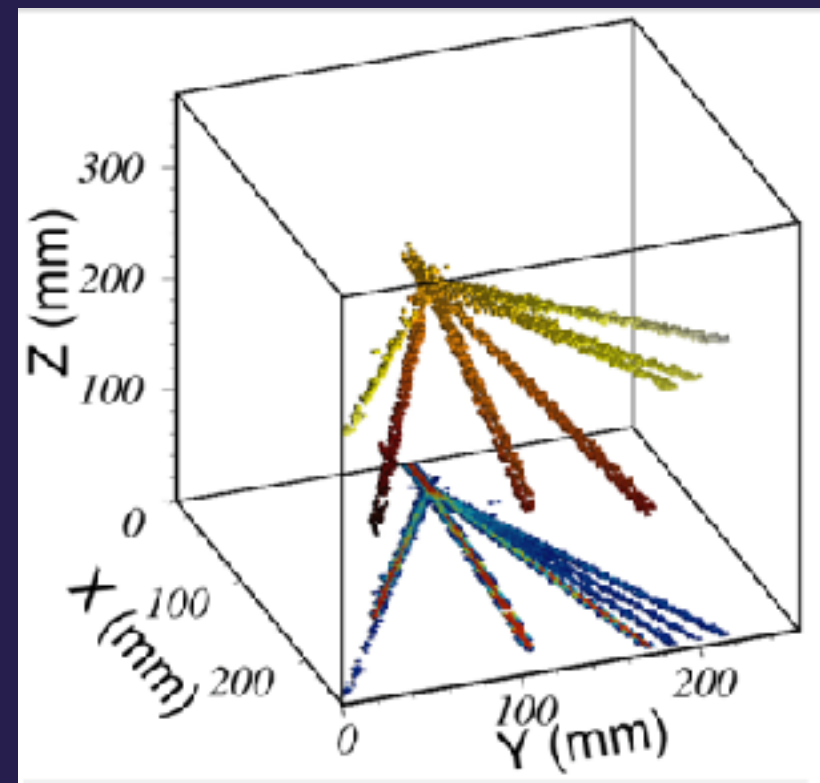
Trajectographie

Exemple de Temporal Projection Chamber

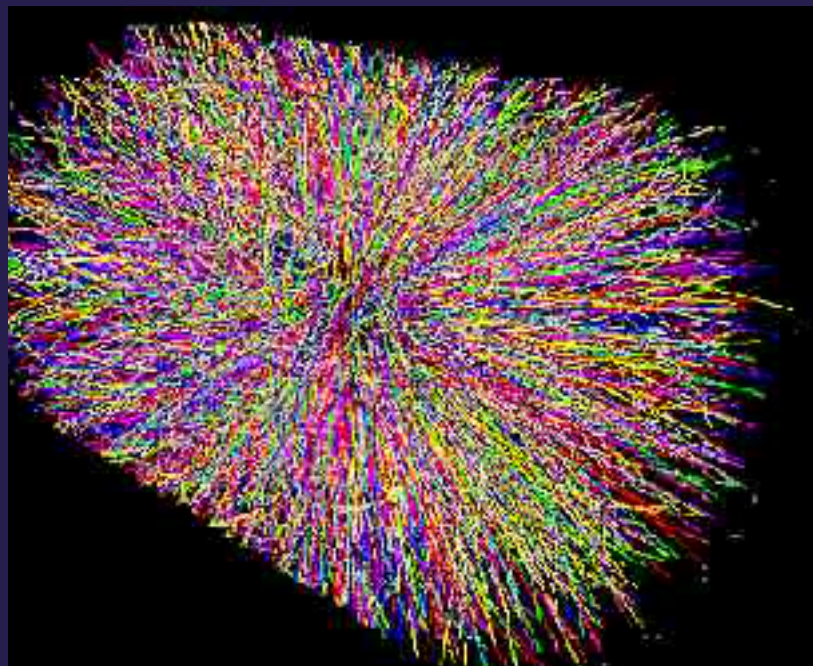
Profs au **GANIL**



TPC



**STAR
à RHIC**



ACTAR au GANIL

Les détecteurs couramment utilisés pour détecter les particules chargées

Détecteurs basés sur les semi-conducteurs

Plusieurs avantages / au milieu gazeux :

Densité plus élevée :

$$\rho_{\text{air}} = 0.00129 \text{ g/cm}^3 \quad \rho_{\text{Si}} = 2.32 \text{ g/cm}^3$$

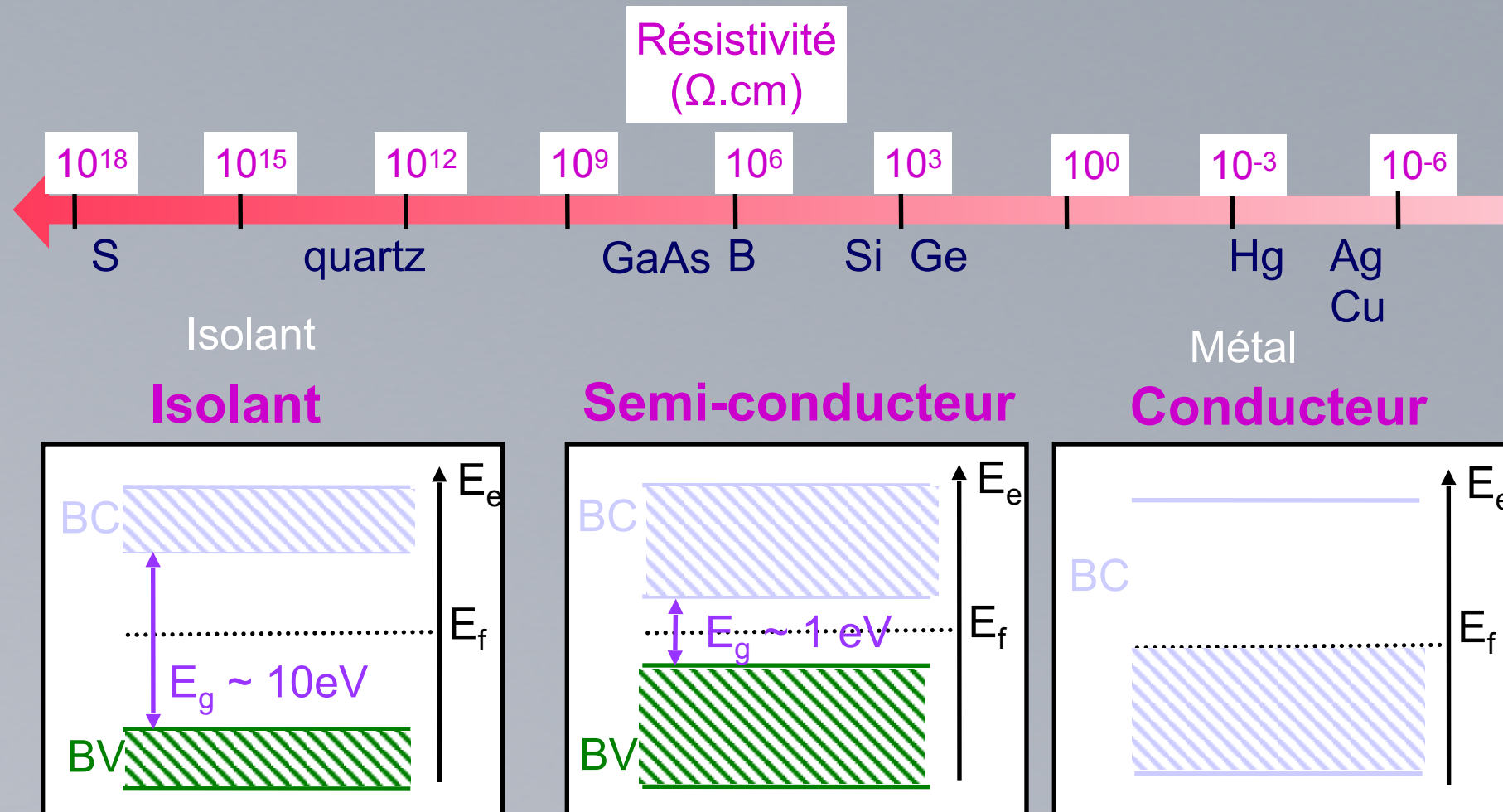
T = 20°C, Pression Atmosphérique

Énergie de création de paire plus faible :

$$W_{\text{air}} = 33.8 \text{ eV}$$

$$W_{\text{Si}} = 3.6 \text{ eV}$$

Détecteurs semi-conducteurs



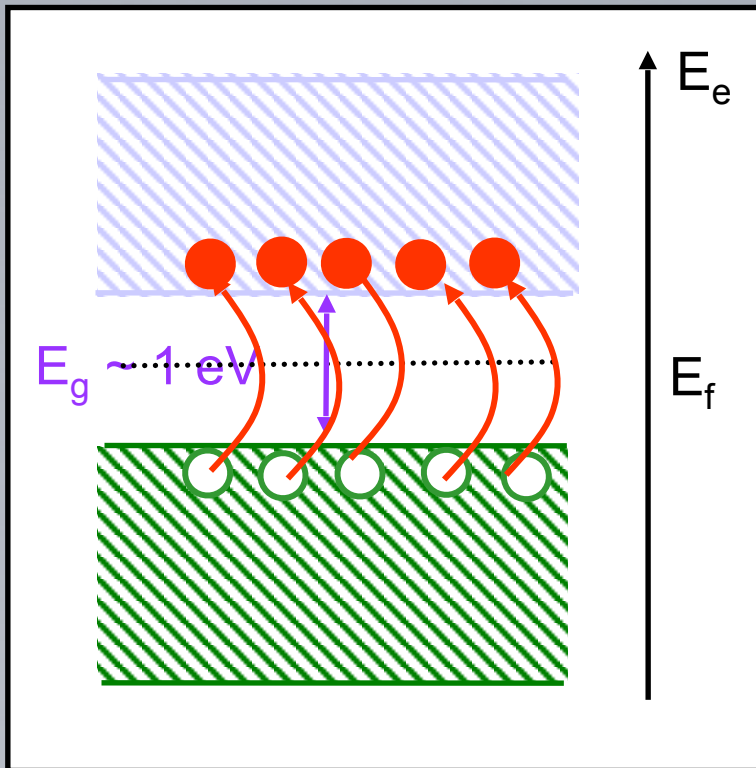
Détecteurs semi-conducteurs

Agitation thermique $\Rightarrow$ n e^- passent dans la BC, laissant p états vacants dans la BV : p **trous**

$$n = p$$

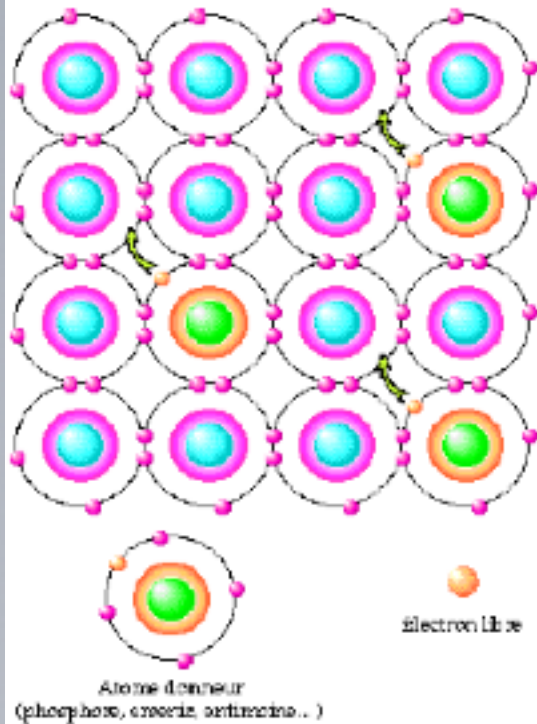
Champ électrique : mise en mouvement des e^- de la BC, des t^+ dans la BV

Les trous se comportent comme une charge +, avec une mobilité comparable à e^-

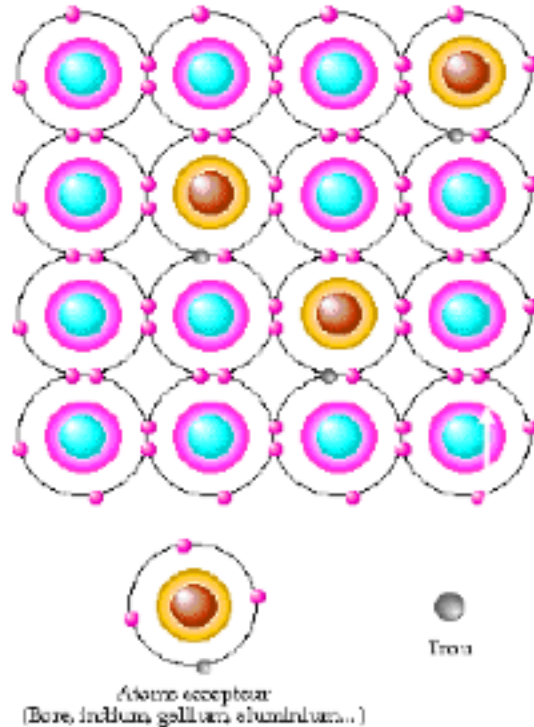


Dopage d'un semi-conducteur

*Semi conducteur
de type N*



*Semi conducteur
de type P*



Dopage

10^{13} à 10^{16}

pour

10^{22} at / cm^3

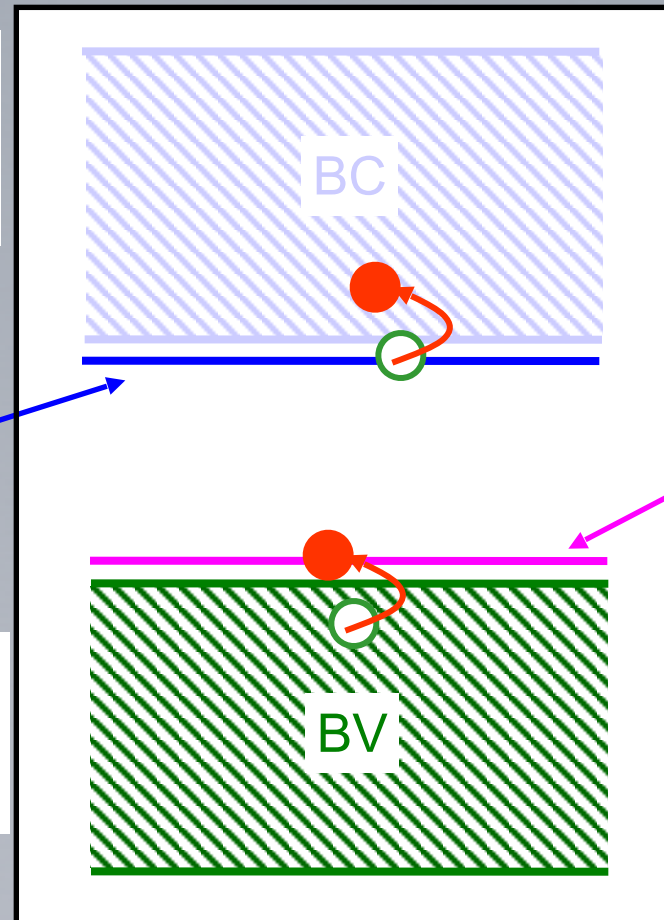
On forme des semi-conducteurs extrinsèques par dopage

Détecteurs semi-conducteurs : dopants

Dopage de type n :
atomes pentavalents
P, As

Niveau donneur
dans la BI

P dans Si : 0.045 eV
pour qu'un e⁻ passe
dans la BC



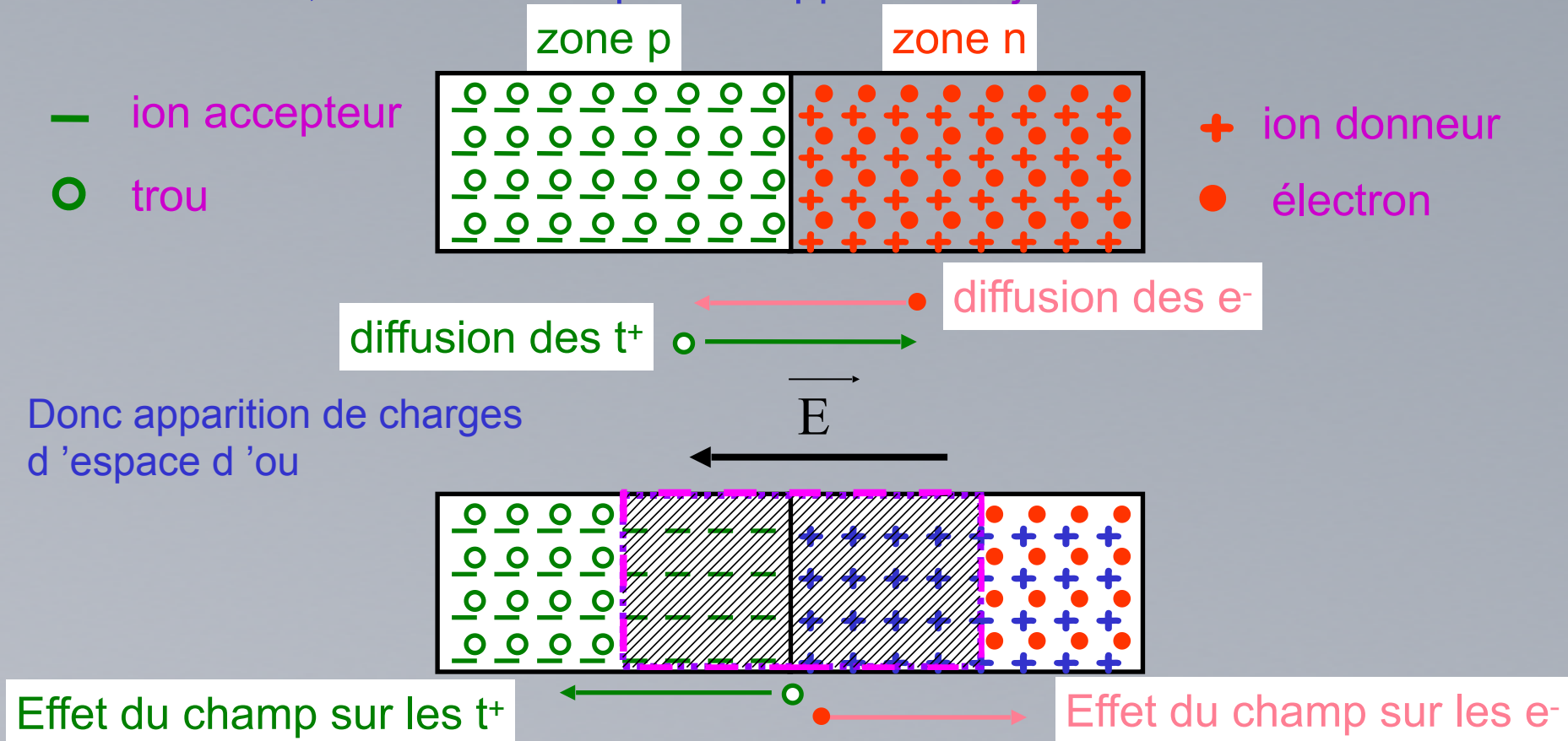
Dopage de type p :
atomes trivalents
B, In

Niveau accepteur
dans la BI

B dans Si : 0.045 eV
pour qu'apparaisse un
trou dans la BV

Détecteurs semi-conducteurs : jonction p⁺-n

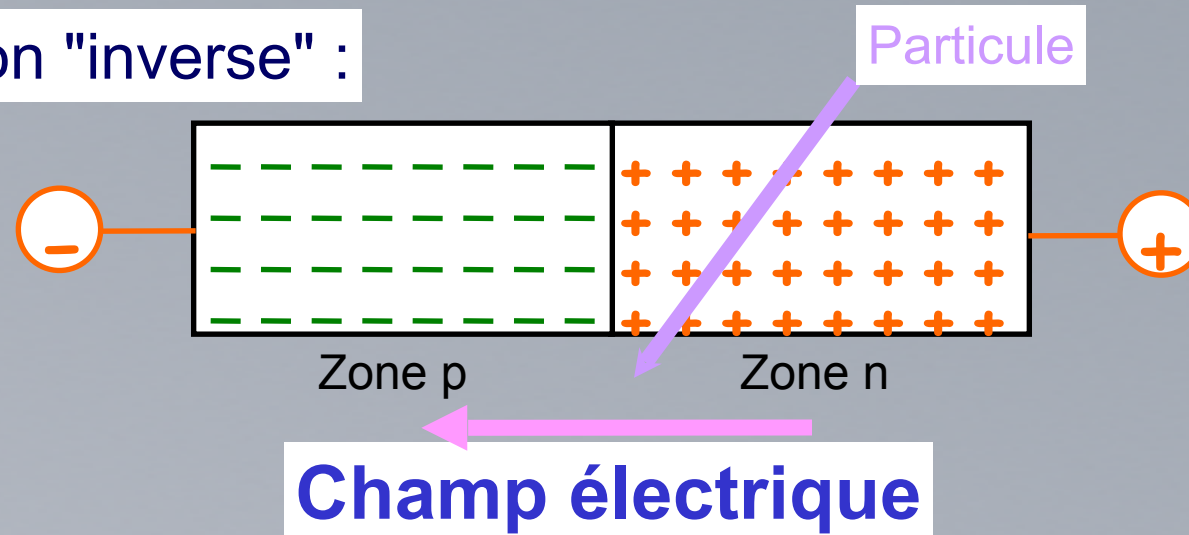
Si l'on accole deux semi-conducteurs extrinsèques de dopages différents, on réalise ce que l'on appelle une jonction PN.



À l'équilibre : zone dépourvue de porteurs libres (déplétée) : haute résistivité

Détecteurs semi-conducteurs : jonction p⁺-n

Polarisation "inverse" :



L'effet s'ajoute au potentiel contact :

$$X \text{ taille de la zone} = \sqrt{V_{ext} / N_D}$$

Champ nécessaire à la collection des charges créées par une particule ionisante

Apparition d'un courant inverse lié aux porteurs minoritaires

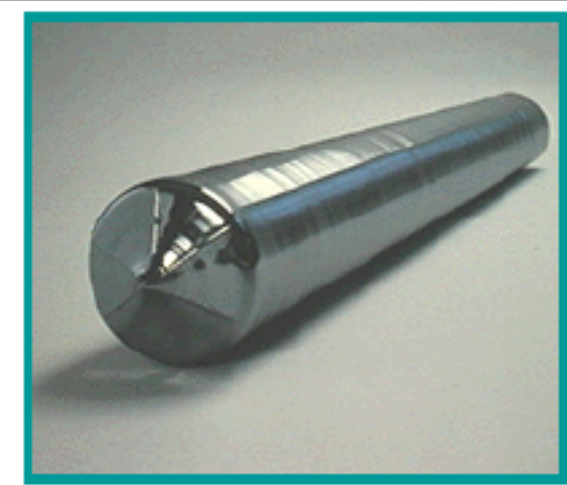
Détecteurs semi-conducteurs

Jonction passive et implanté (technologie PLANAR)

Barrière de surface

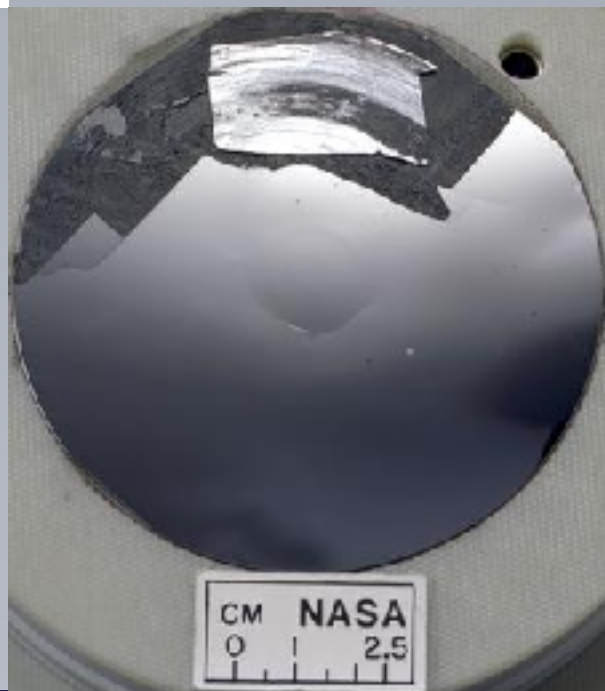
Détecteurs compensés : Si(Li) et Ge(Li)

Détecteurs Ge de Haute Pureté refroidis à 77 K



Lingots :
Monocristal de Silicium

Wafer :
Tranche de Silicium



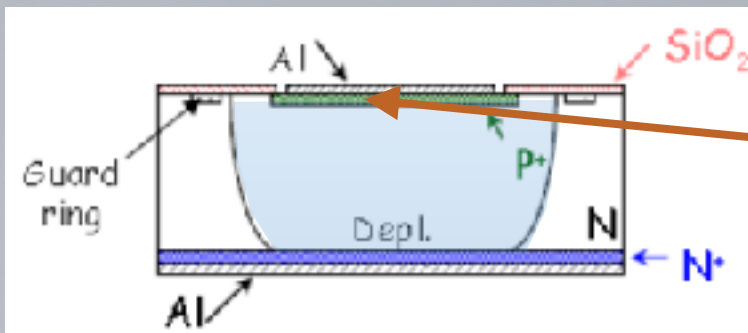
Exemples de détecteurs Silicium



Siliciums compensés
au lithium

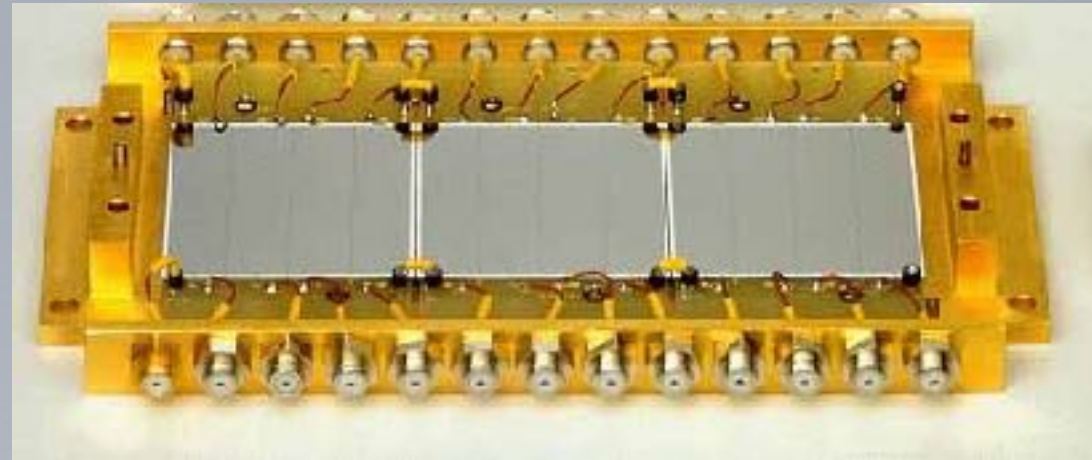


Exemple de
matrices
Silicium et
détecteurs
Silicium



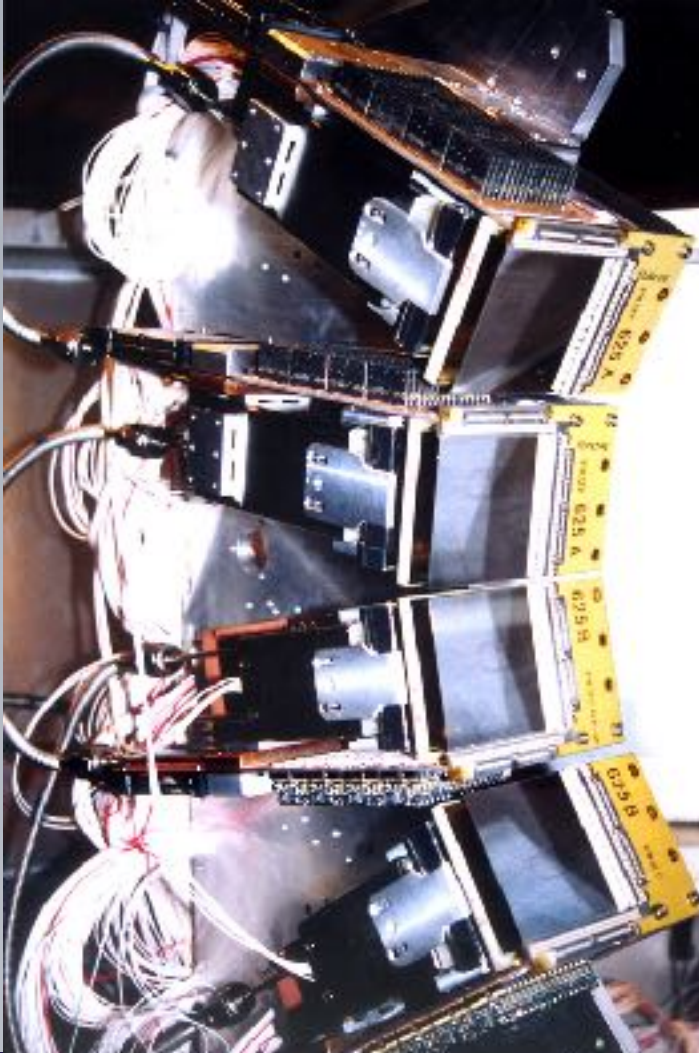
Siliciums planaires
implanté passive

Exemples de détecteurs Silicium



Siliciums à pistes

Exemple d'utilisation de semi-conducteurs



MUST : MUr à STrips

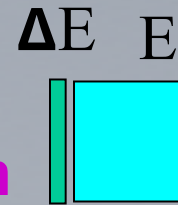
Localisation x et y

Mesure du temps de passage

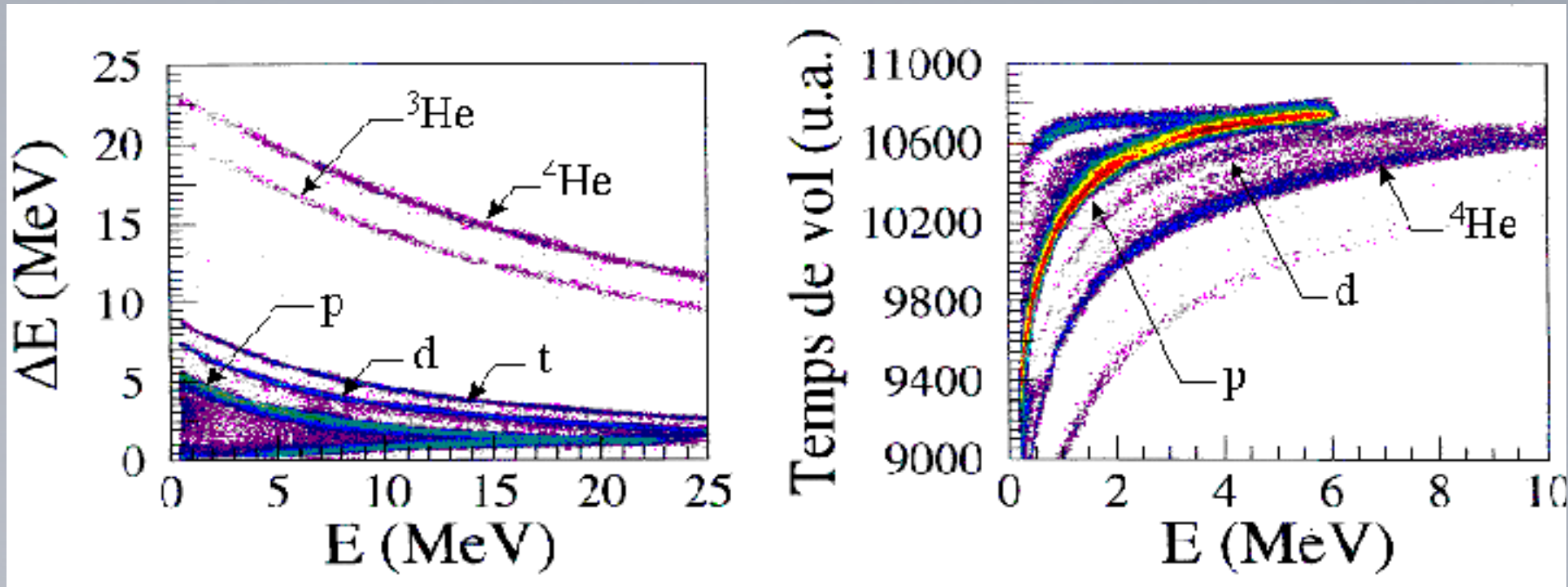
Mesure de l'énergie

Exemple d'utilisation de semi-conducteurs

Télescope constitué de deux détecteurs Silicium



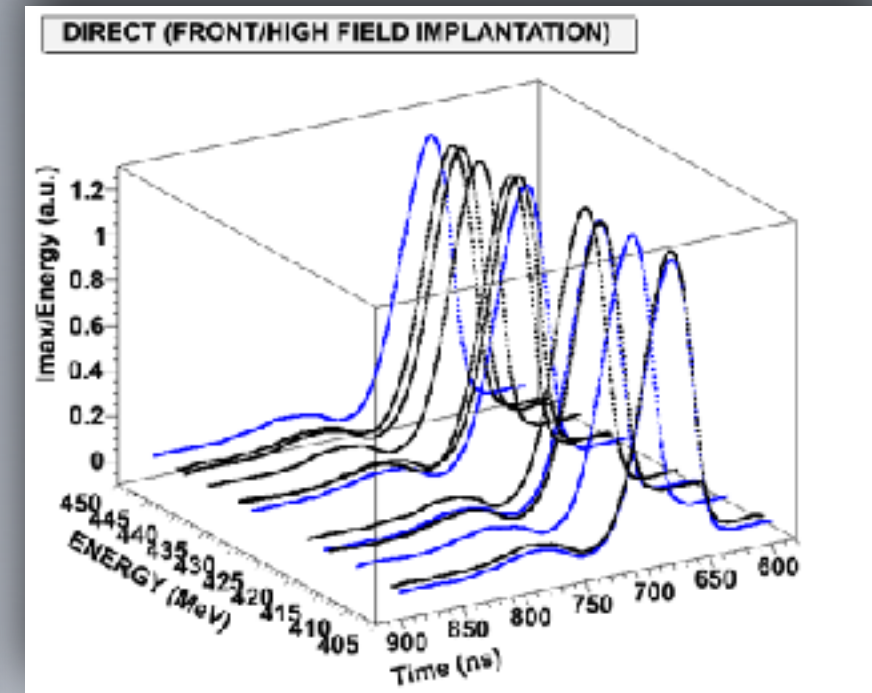
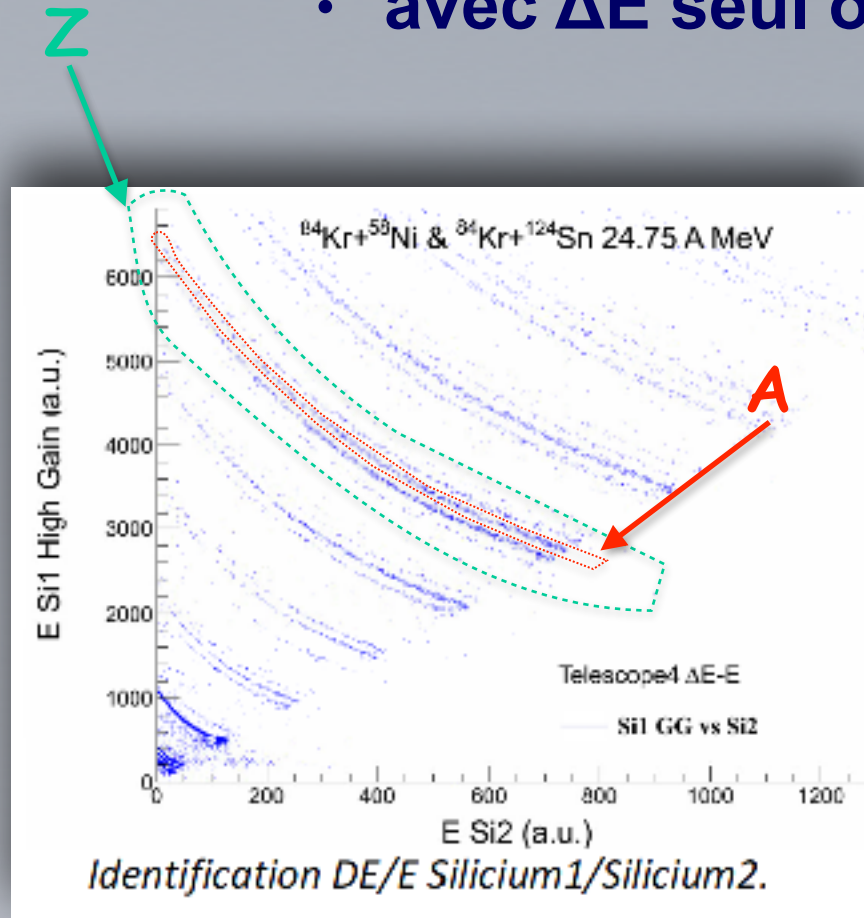
$$E \times \Delta E \propto AZ^2$$



Avec de l'électronique numérique en plus

- Identification en charge et en masse
- avec ΔE seul ou $\Delta E-E$

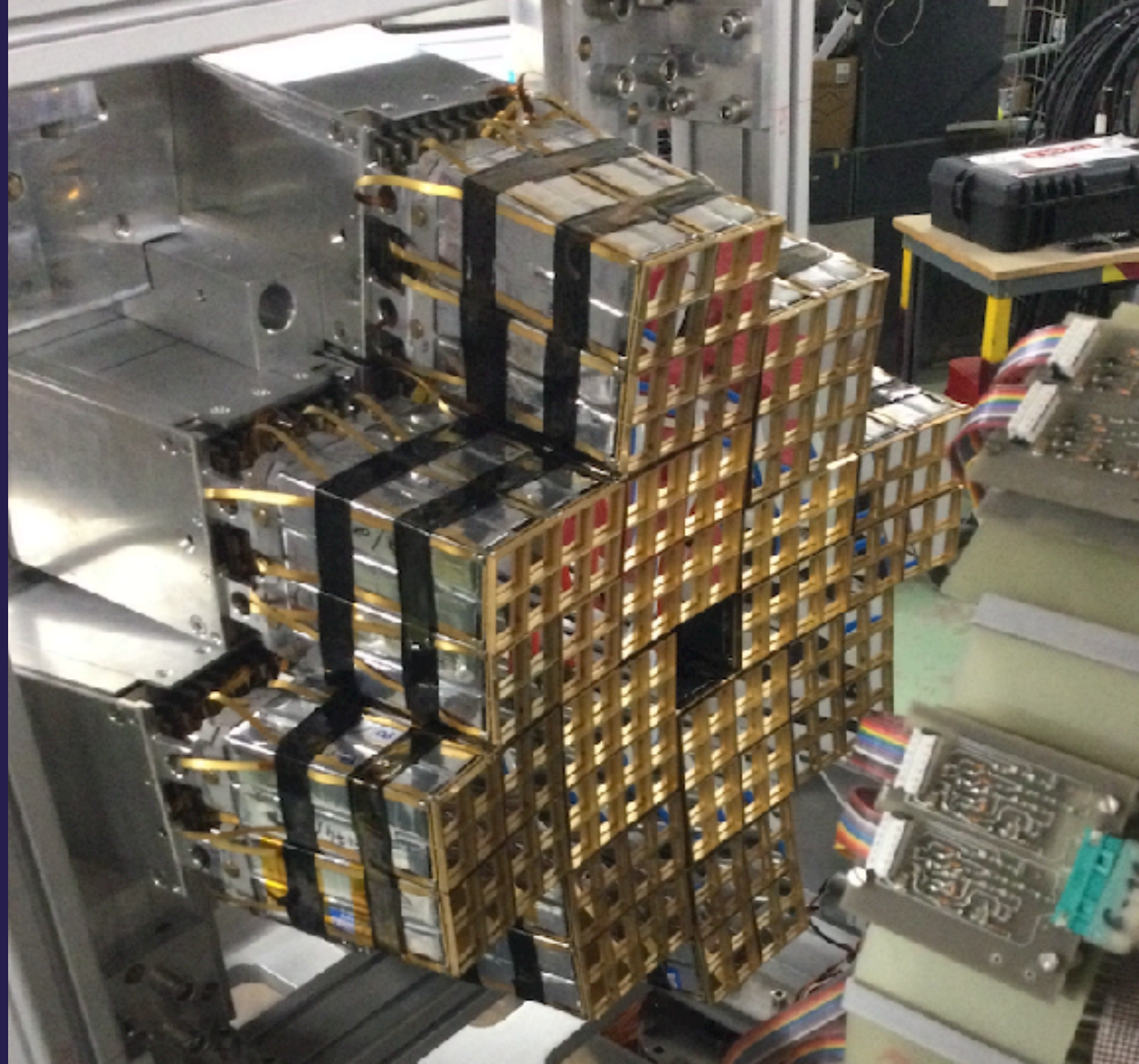
FAZIA



Electronique numérique

Profs au **CANiL**

FAZIA



Détecteurs de particules chargées

Semi-conducteurs

Prix élevé : qq kEuros

Petits volumes

Résolution en énergie excellente : $< 1\%$

Sensibilité aux rayonnements :
qq 10^8 noyaux / cm^2

Localisation : qq $10 \mu\text{m}$

Rapidité

Amplitudes élevées

Détection de particules énergétiques

Gazeux

Prix + faible

Grandes surfaces : plusieurs m^2

Résolution en énergie bonne : $\sim \%$

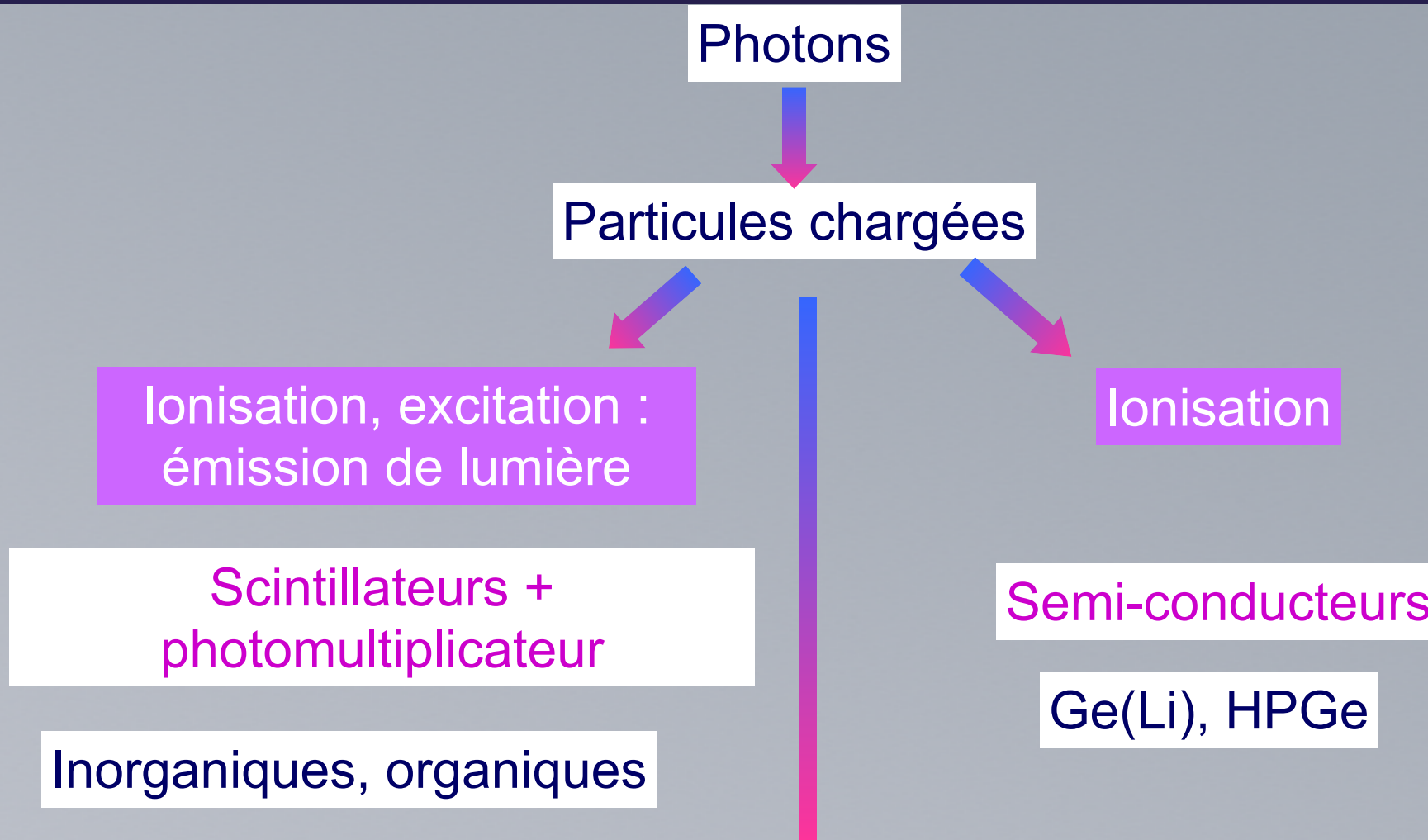
Pas de sensibilité aux rayonnements

Localisation : qq $10 \mu\text{m}$

Rapidité

Amplitudes plus faibles

Les détecteurs couramment utilisés pour détecter les gammas et X



Les détecteurs couramment utilisés pour détecter les gammas et X

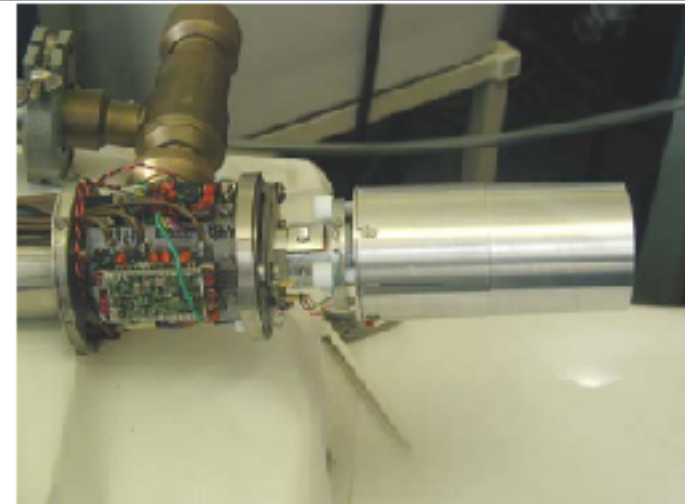
Les détecteurs basés sur les semi-conducteurs

Reposent en général sur la mise en mouvement d'un électron puis sur la **collection des électrons-trous⁺** créés par le passage de cet électron

Les détecteurs scintillateurs

Reposent en général sur la mise en mouvement d'un électron puis sur la **collection des photons visibles ou UV** créées par le passage de cet électron dans le scintillateur puis les **photons visibles ou UV** sont convertis en **électrons⁻**.

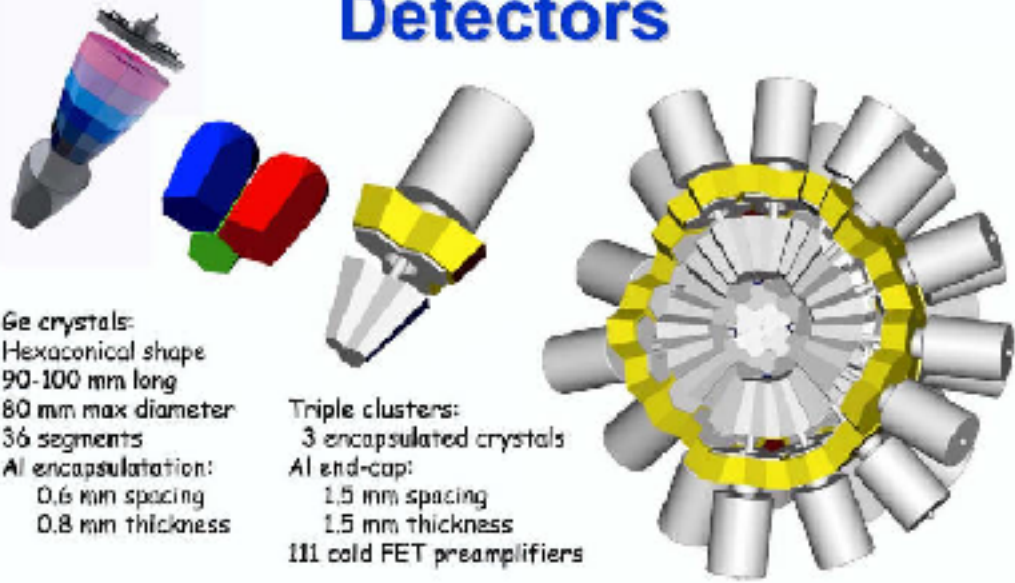
Exemple de détecteurs Germanium



**Fonctionne à la température
de l'azote liquide (77,36 K)**

Détecteur : 50 mm de long et 50 mm de diamètre

Detectors



Ge crystals:
Hexaconical shape
90-100 mm long
80 mm max diameter
36 segments
Al encapsulation:
0.6 mm spacing
0.8 mm thickness

Triple clusters:
3 encapsulated crystals
Al end-cap:
1.5 mm spacing
1.5 mm thickness
111 cold FET preamplifiers

Distance between faces of crystals:
in same cluster ~3 mm
in adjacent clusters ~9 mm

Total weight of the 60 clusters of the
AGATA-180 configuration ~2.5 tons
Mounted on a self-supporting structure

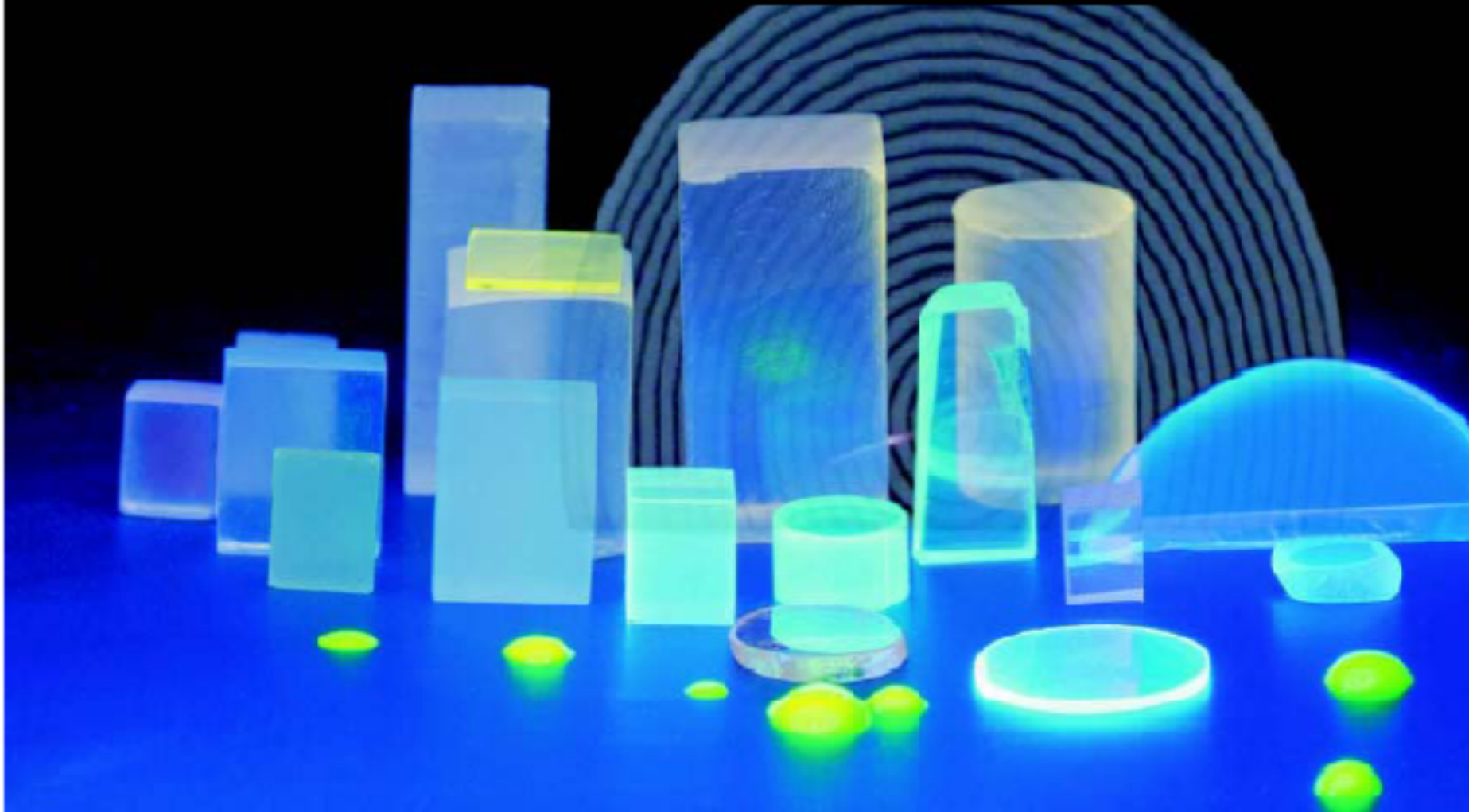
Profs au **GANIL**

MultidéTECTEURS de gammas

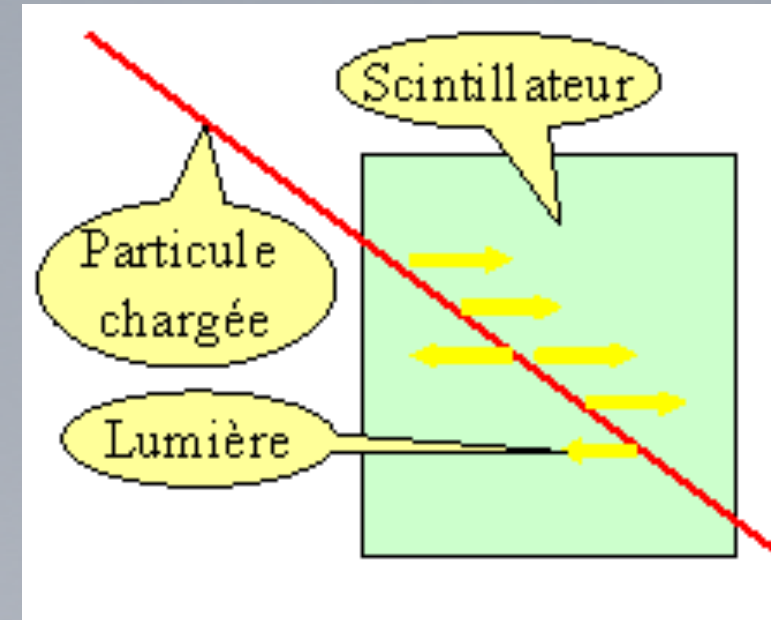
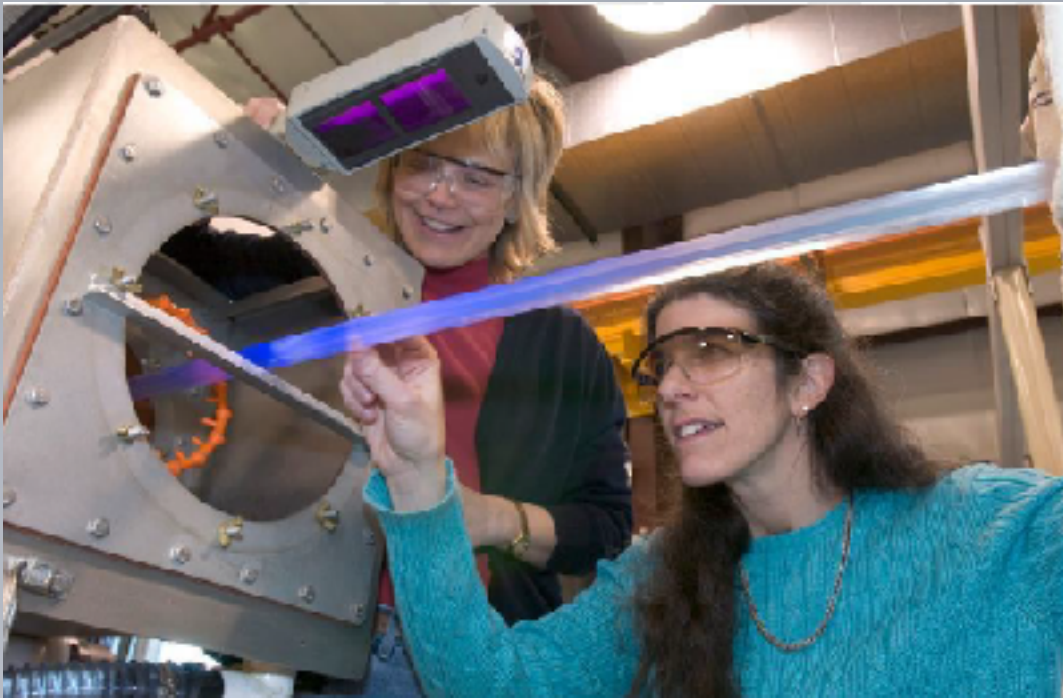
AGATA



Les scintillateurs



Un **scintillateur** est une **substance qui émet de la lumière** (en général dans le visible) à la suite d'un stimulus énergétique (exemple interaction avec un rayonnement ionisant) avec une intensité lumineuse qui évolue au cours du temps.



La détection des particules chargées par un scintillateur donne lieu à l'émission de **lumière visible ou UV**

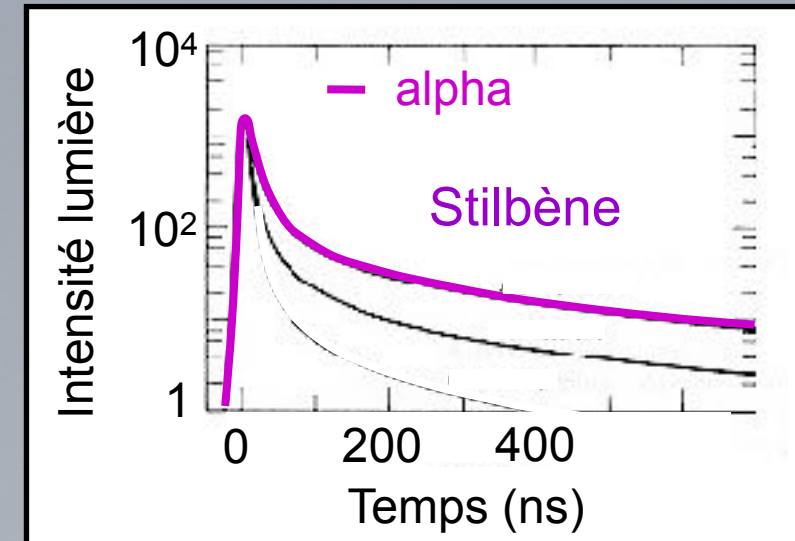
Les scintillateurs

Lorsqu'une particule ionisante les traverse, ils émettent de la lumière en suivant une loi de décroissance exponentielle :

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}$$

Propriétés requises

- Linéarité de la conversion $dE/dx \rightarrow$ lumière
- Transparence à la lumière émise
- Constante de décroissance τ "courte"
 - $n \sim n_{\text{verre}}$ pour couplage au tube photomultiplicateur



Les scintillateurs

Scintillateurs organiques

- linéaires en énergie

Rendement de scintillation(luminosité)
- élevé

+ rapides

Z bas

densité voisine de 1

Scintillateurs inorganiques

+ linéaires en énergie

Rendement de scintillation
+ élevé

+ lents

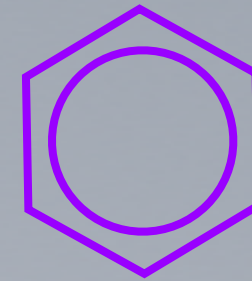
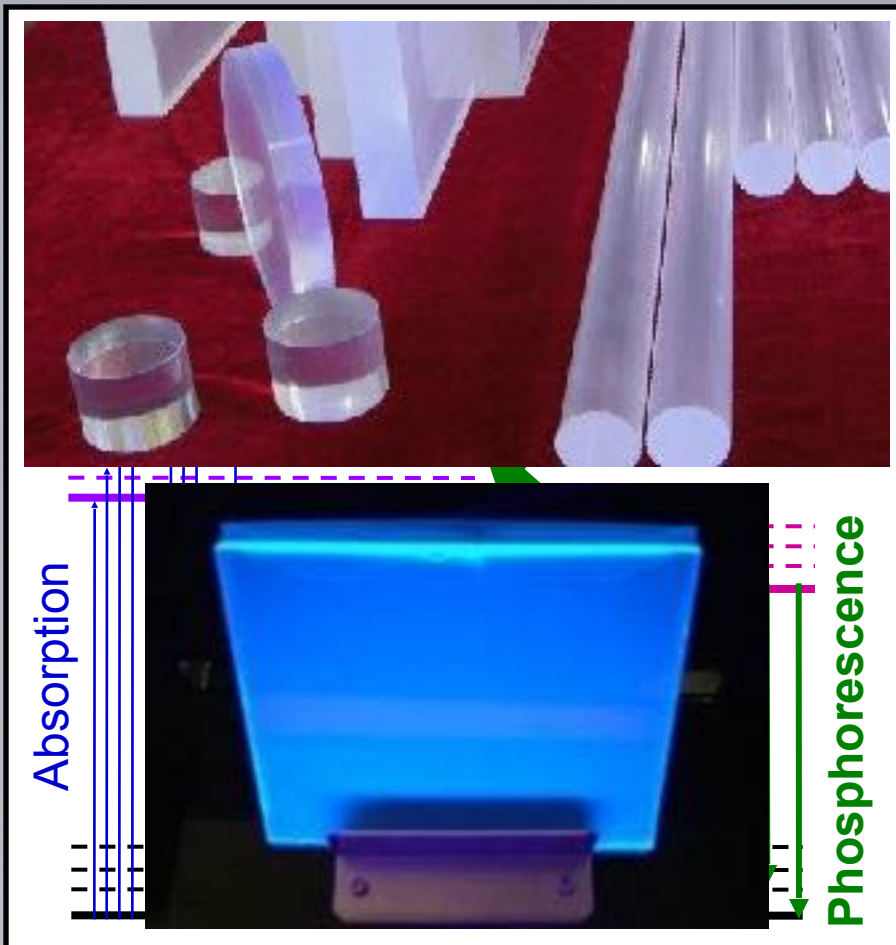
Z élevé

densité voisine de 4 à 5

Les scintillateurs organiques

Formés à partir du cycle benzénique :

anthracène, stilbène



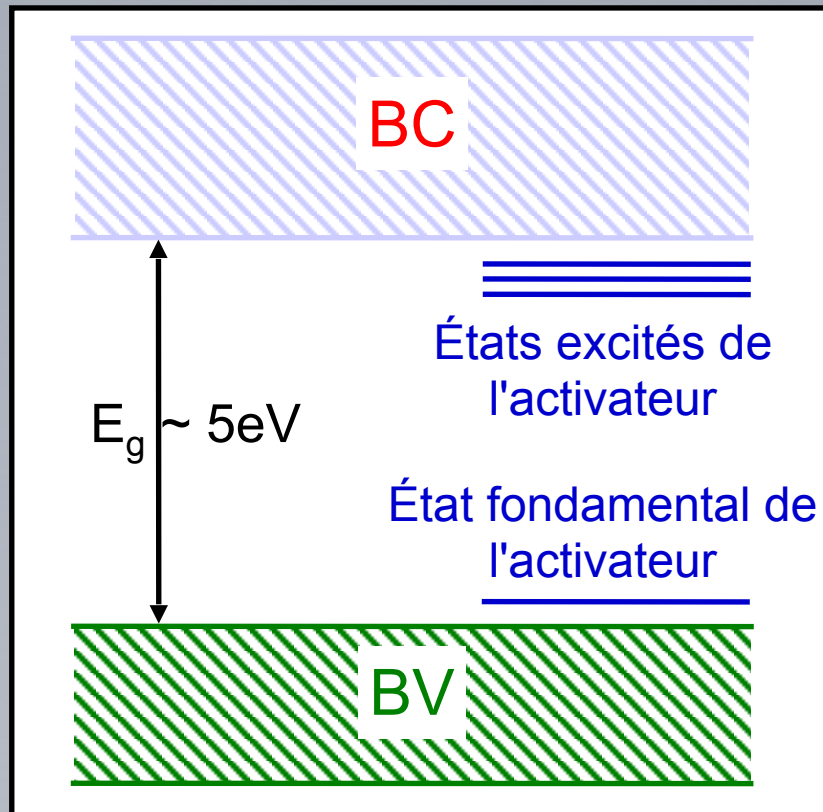
Cycle benzénique

Propriété intrinsèque de la molécule, indépendante de son état, solide ou liquide

Cristaux, liquides, plastiques

Fluorescence (rapide)
Phosphorescence (lente)

Les scintillateurs inorganiques



Cristal

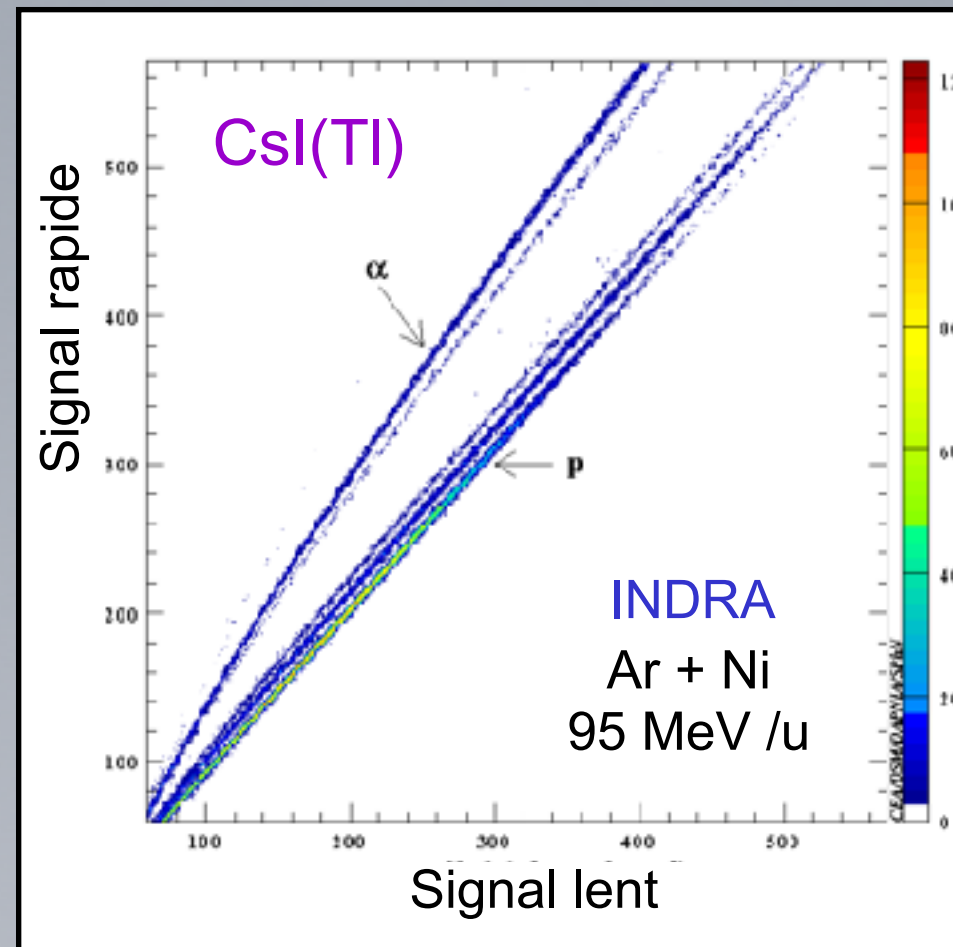
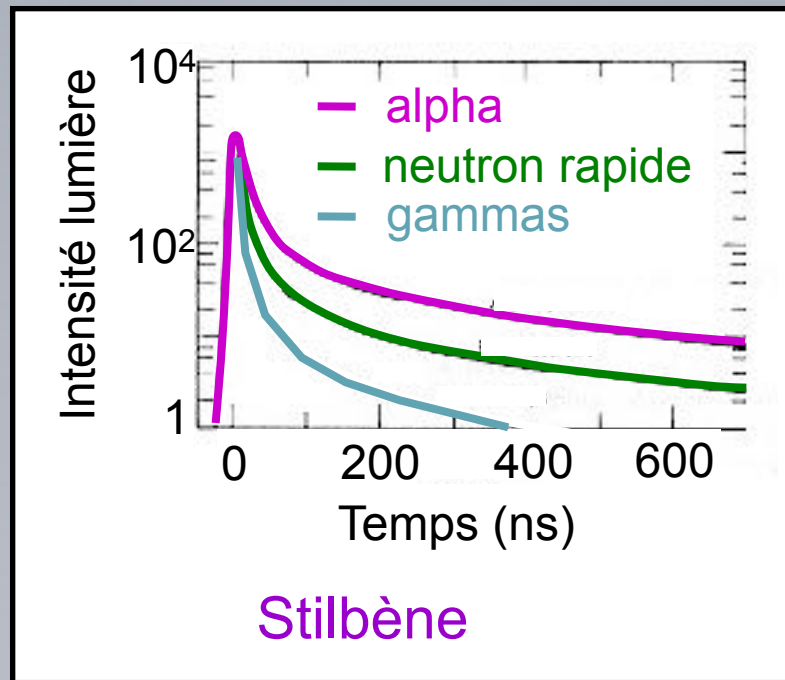
Avec activateur :
NaI(Tl), CsI(Tl)

Création de niveaux d'énergie
dans la bande interdite

Sans activateur : BaF_2 , $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO)

Propriété intrinsèque de fluorescence du cristal

Les scintillateurs : discrimination de forme



Convertisseur lumière électricité

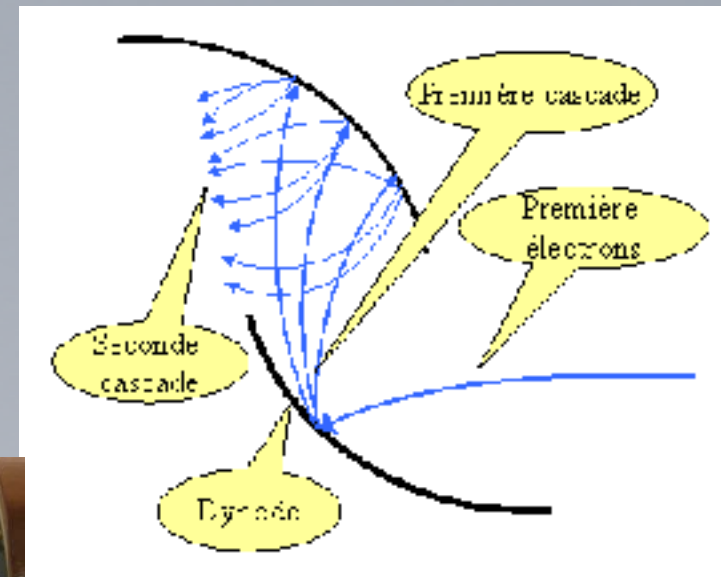
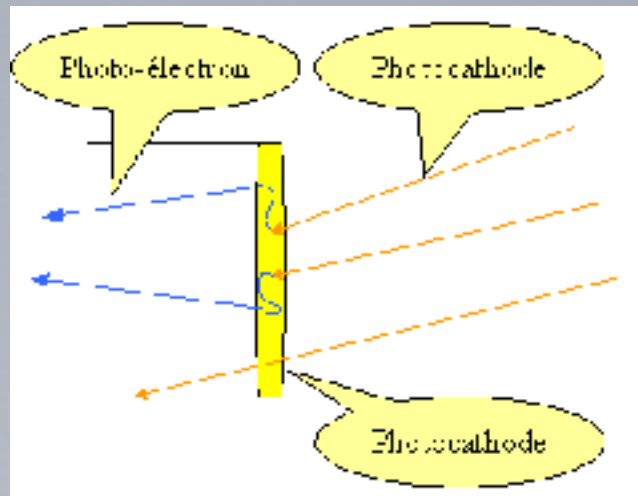


Exemple du
tube photomultiplicateur

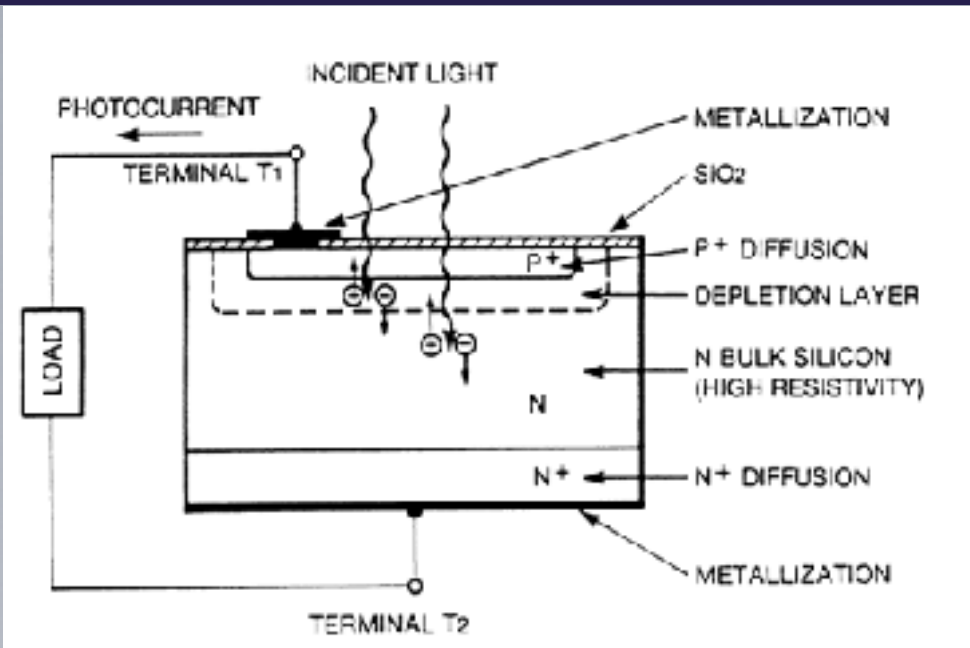
On utilise un œil électronique pour convertir un signal
lumineux en signal électrique

Principe de fonctionnement du tube photomultiplicateur

C'est un convertisseur énergie lumineuse $\Rightarrow$ énergie électrique



Convertisseur lumière électricité

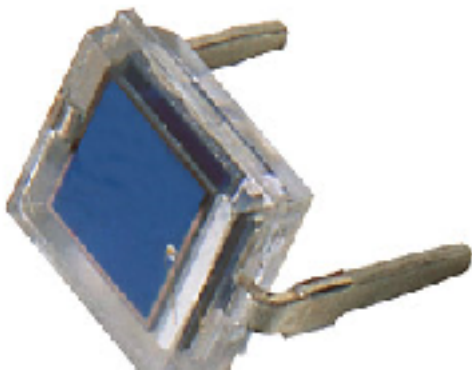


Les progrès des photodiodes à semi-conducteurs les font parfois préférer dans certaines applications en raison de leur plus faible encombrement (2 mm d'épaisseur) ou prix.

Elles consomment peu. Elles peuvent fonctionner avec un champ magnétique contrairement au PM.

Il s'agit en général de jonction PiN réalisé à partir de Silicium de haute résistivité

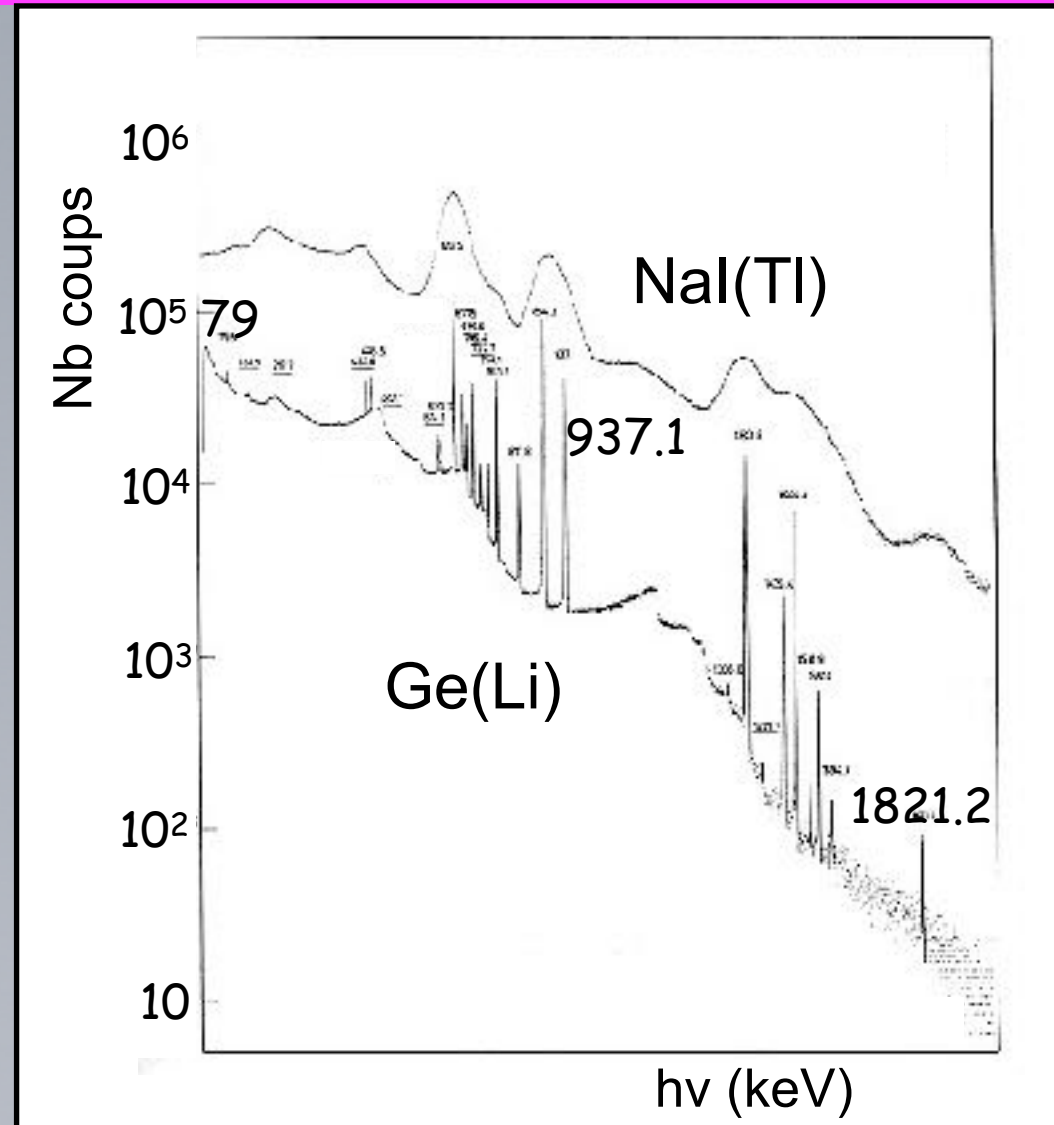
Exemple de la photodiode



Pas de gain: $G = 1$

Efficacité quantique proche de 80% dans le visible

Détection des photons : NaI(Tl) et Ge(Li)



Détecteurs pour les photons

Semi-conducteurs

Résolution en énergie
excellente

Coût élevé
Volume limité
Cryogénie

Scintillateurs inorganiques

Grande efficacité
Grands volumes

Résolution en énergie
"médiocre"
Dérive du PM avec la
température

Les détecteurs couramment utilisés pour détecter les neutrons

Les détecteurs gazeux

Reposent en général sur la mise en mouvement de particules chargées par le neutron puis sur la collection des paires électrons-ions⁺ créées par le passage des particules chargées

Les détecteurs scintillateurs organiques liquides

Reposent en général sur la mise en mouvement de protons ou de particules par le neutron puis sur la collection des photons visibles ou UV créées par le passage de ces particules chargées mise en mouvement dans le scintillateur puis ces photons visibles ou UV sont convertis en électrons⁻.

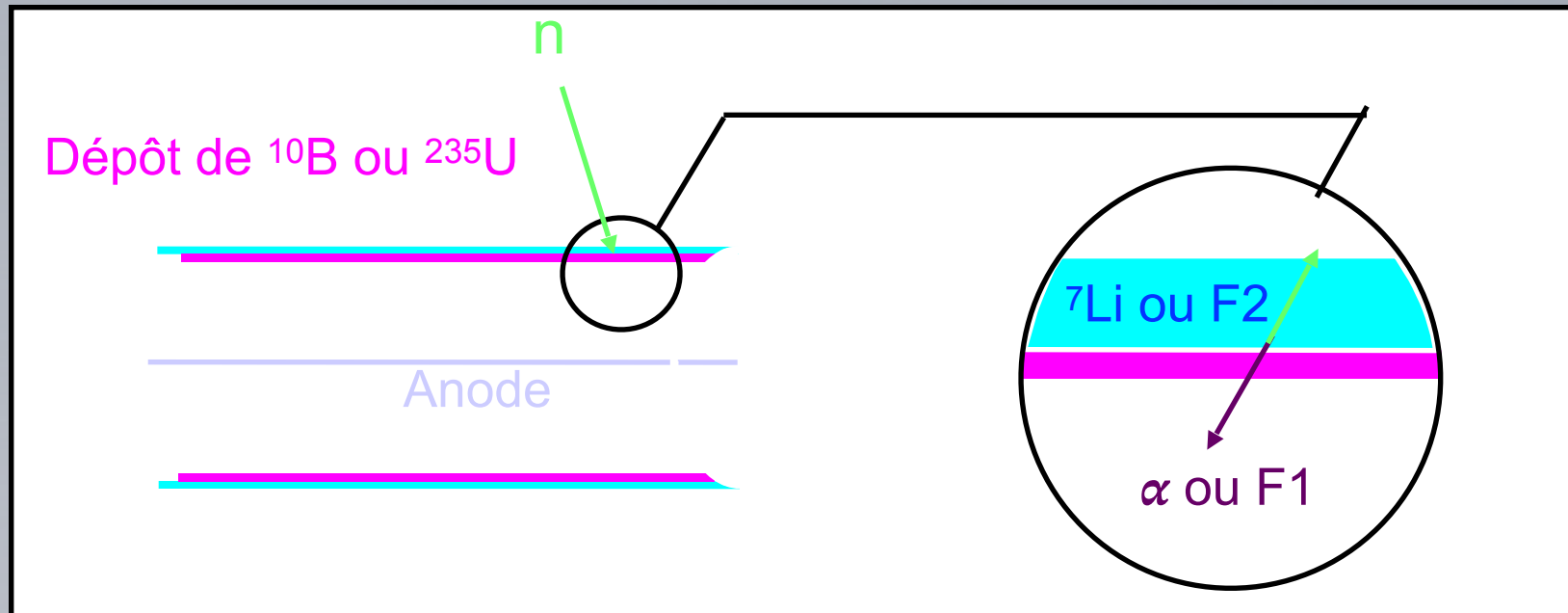
Détecteurs pour les neutrons lents

Compteurs proportionnels

- utilisant comme gaz du BF_3 ou ^3He
- avec un dépôt de ^{10}B

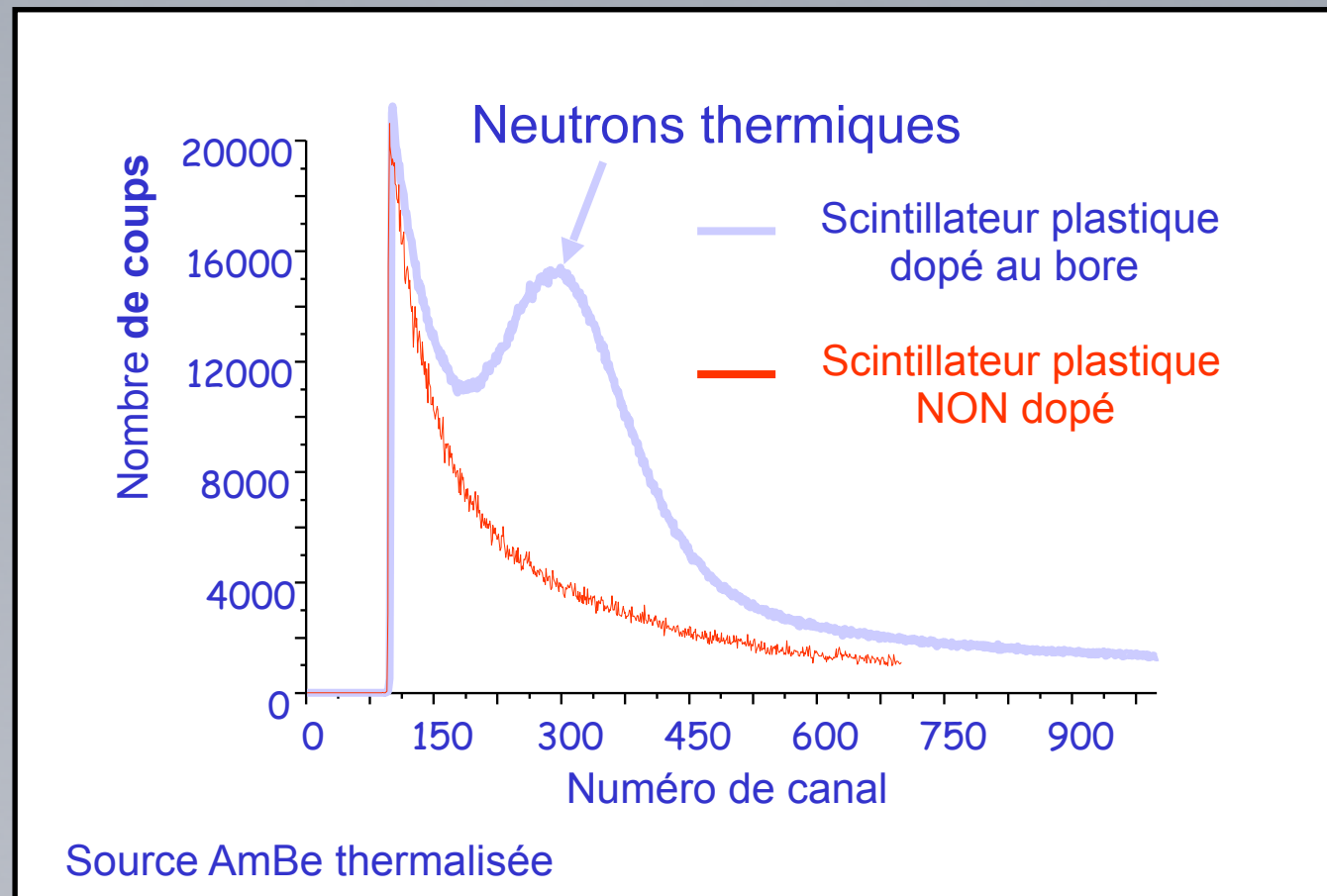
Chambres d'ionisation

- avec un dépôt de ^{10}B
- avec un dépôt de ^{235}U
(= chambre à fission)



Détecteurs pour les neutrons lents

Scintillateurs organiques ou inorganiques dopés au ^{10}B



Exemple de détecteur de neutrons rapides

DEMON : DEtecteur MOdulaire à Neutrons



96 modules de NE213
(scintillateur liquide)

- distribution angulaire

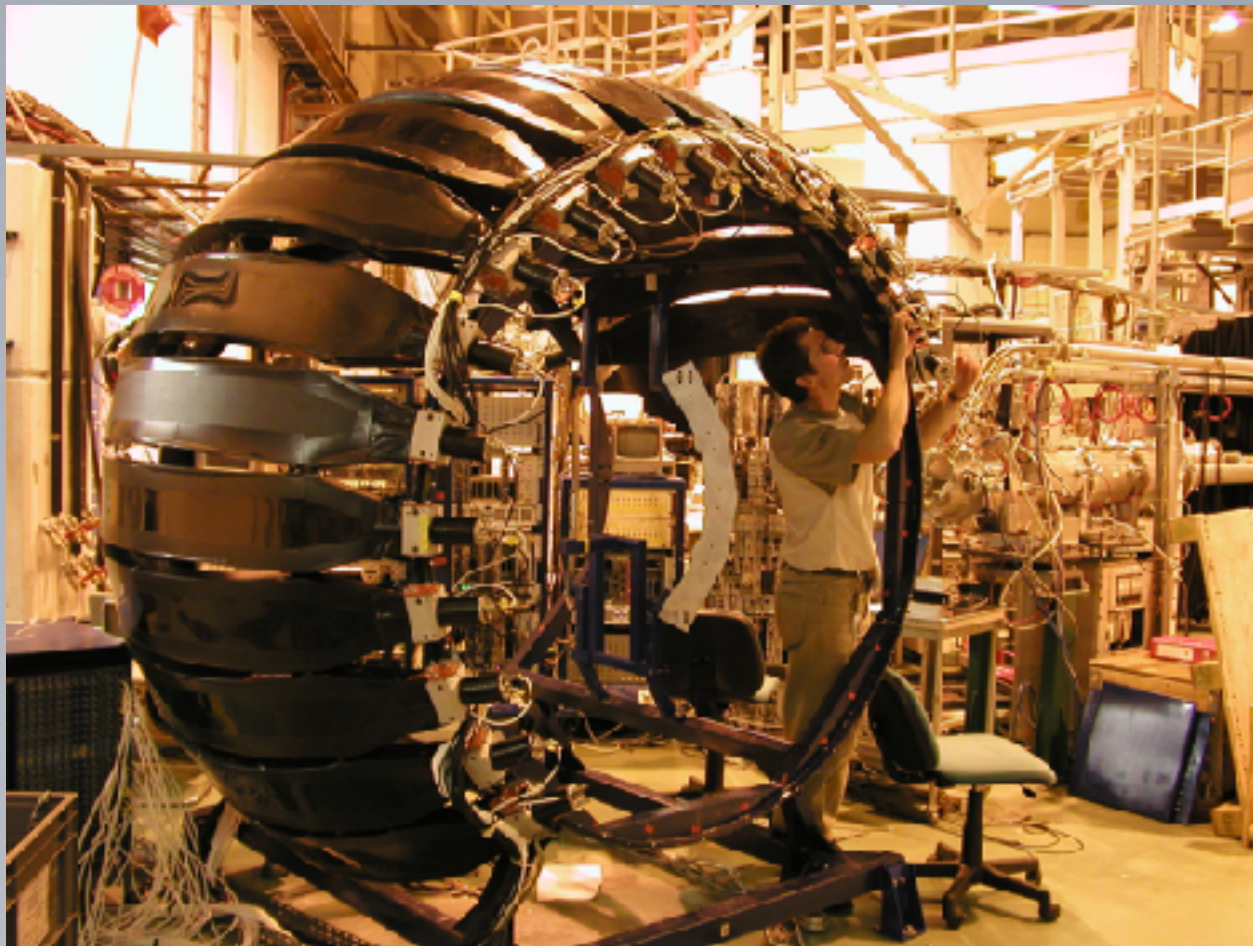
- spectre en énergie

- multiplicité moyenne

des neutrons émis

Exemple de détecteur de neutrons rapides

Tonnerre



Bibliographie

- Paulin, R. Détection des rayonnements, Enseignement aux utilisateurs de radioisotopes, Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires, Saclay (1985).
- Blanc, D. L'Electronique nucléaire, Presses Universitaires de France, Paris (1971).
- Blanc, D. Les rayonnements ionisants, Masson, Paris (1997).
- G. F. Knoll, Radiation Detection et Measurement, John Wiley (1989) (Première édition 1979, dernière édition 2000)
- W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, (1994) (Première édition 1987)
- C. F.N. Tsoulfanidis, Measurements and Detection of Radiation, Taylor & Francis, (1995) (Première édition 1983)
- K. Kleinknecht, Detectors for particle radiation, Cambridge University Press, 1998 (Première édition :en allemand 1985, en anglais 1986)
- C.Grupen, Particle Detectors, Cambridge University Press, 1996
- C. F. G. Delaney and E. C. Finch, Radiation Detectors, Oxford University Press, 1992
- R. C. Fernow, Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press, 1986
- Ecole internationale Joliot-Curie 1988, 1994, 2001, 2008

<https://ejc.in2p3.fr/school-since-1982/>

Profs au GANiL

Merci pour votre attention

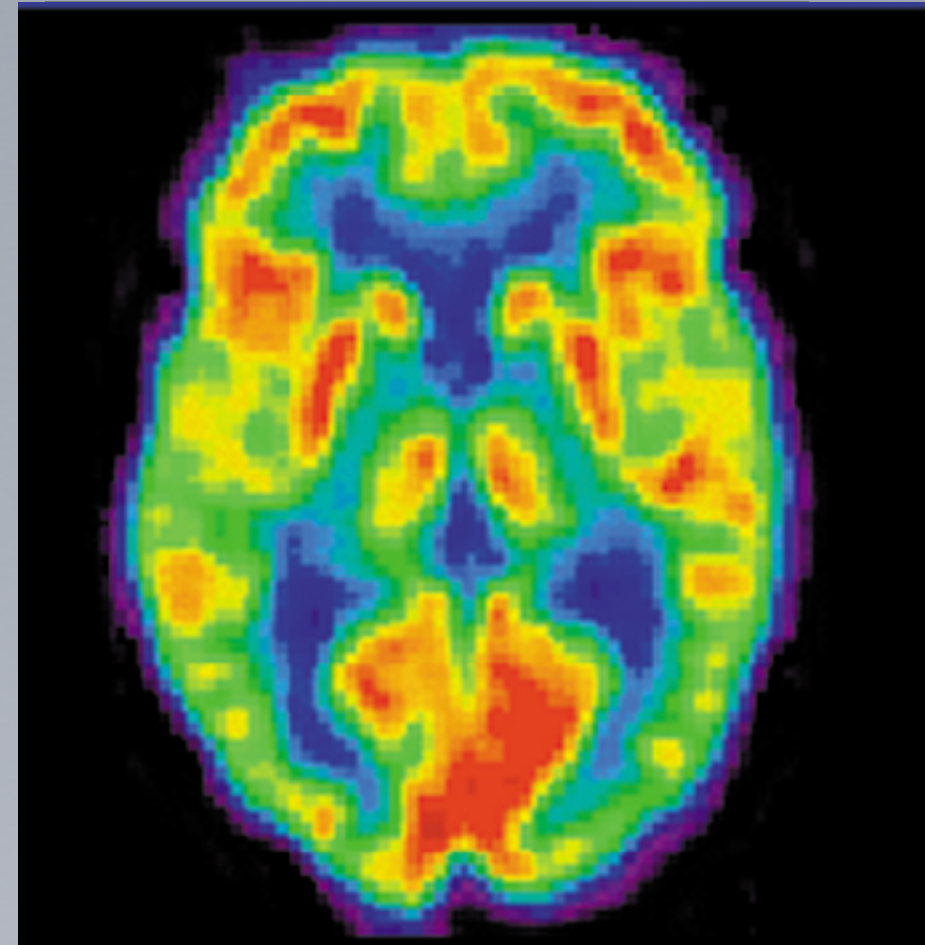


Ce cours a été fait partie à partir des transparents faits par madame **Stéphanie Ottini-Hustache (CEA)** dans le cadre de l'école internationale Joliot Curie 2001 de Physique Nucléaire et Physique des Particules organisée par l'IN2P3, le CEA et le FNRS.

Ces détecteurs sont aussi utilisés en astrophysique et en médecine nucléaire.

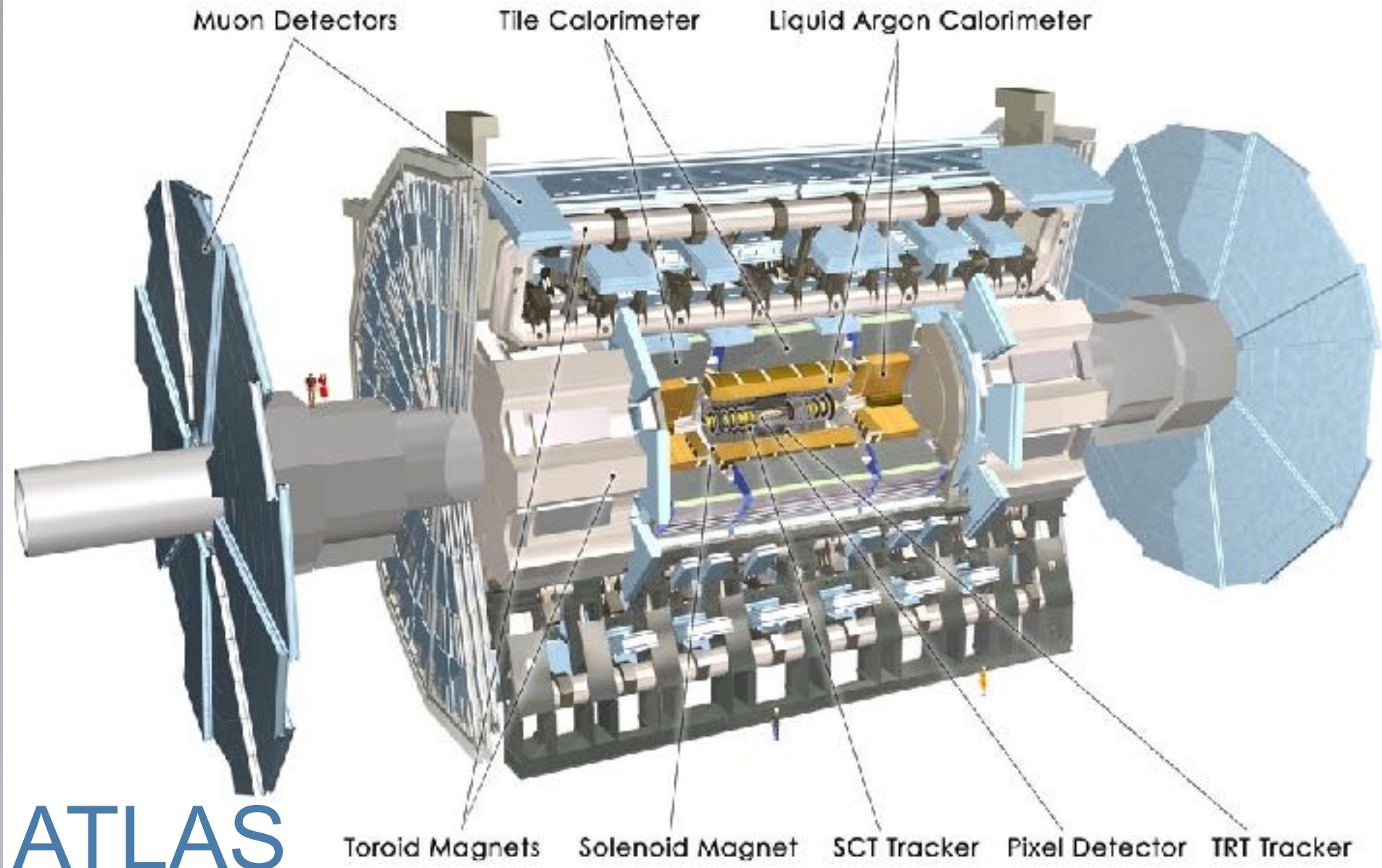


Projet Auger

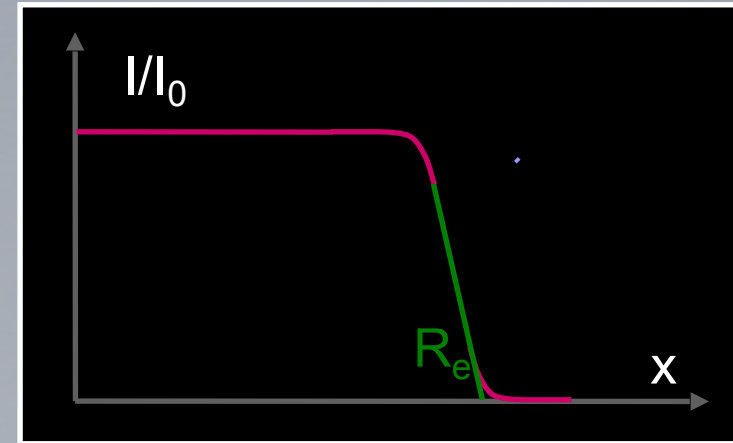
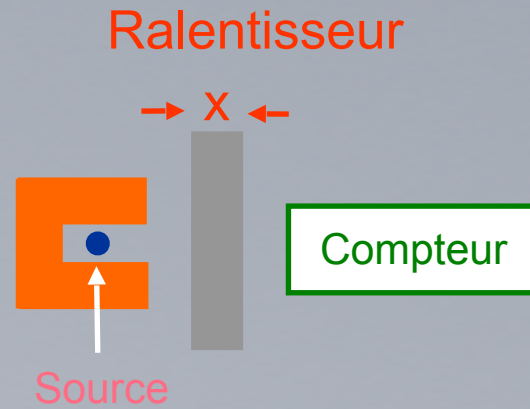


Tomographe à Positons

Il existe aussi
en physique
des particules
mais ils sont
géants



Notion de parcours



Valable pour un projectile donné, de vitesse donnée,
dans un matériau donné

