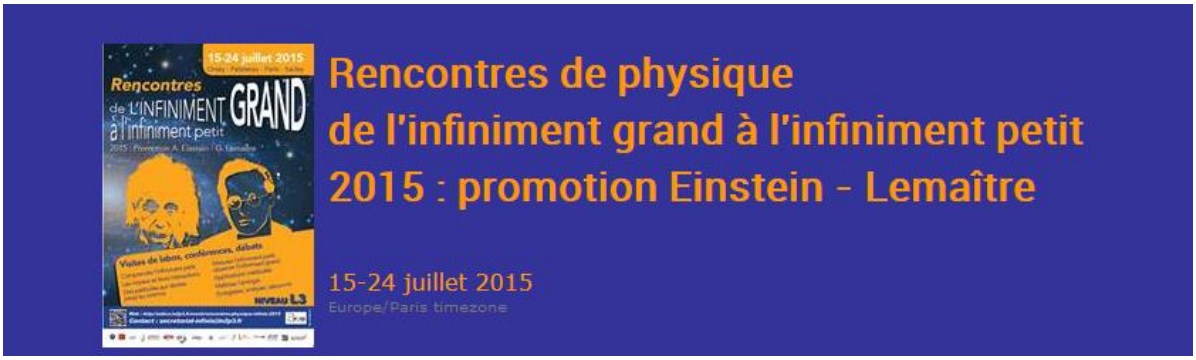


Notes du cours :

Mesurer l'infiniment petit, observer l'infiniment grand

par Stefano Matthias PANEBIANCO – CEA, Irfu/Service de Physique Nucléaire

stefano.panebianco@cea.fr

Préambule

Ces pages sont le fruit de la mise en forme de notes manuscrites utilisées lors du cours de détection des Rencontres de physique pour des étudiants de niveau L3. Ces notes, aussi bien que leur mise en forme, ont été réalisées en un temps relativement court et sans y porter l'attention et le soin formel qui s'imposent lors d'un cours universitaire. Par conséquent, elles peuvent comporter des raccourcis, des imprécisions (voir des erreurs) dont l'auteur n'a qu'une conscience partielle. Elles doivent donc être utilisées avec discernement dans la mesure où elles ne sauraient remplacer la présentation orale qui leur est rattachée et qui est conforme aux qualités et aux limites de l'enseignant qui les propose. En un mot, ces notes constituent davantage une aide pour structurer le cours qu'un outil d'étude ou d'approfondissement (pour cela, quelques références sont proposées à la fin du document). Néanmoins, toute suggestion ou correction permettant de les améliorer seront plus que bienvenues.

COURS 1

Introduction

- Le but de ce cours : montrer comment la mesure des particules produites lors des interactions élémentaires constitue la passerelle entre le monde microscopique et le monde macroscopique. Ceci peut se faire grâce à des instruments extrêmement complexes (dont la taille est directement proportionnelle à l'échelle d'énergie de l'interaction étudiée). Au lieu de montrer des belles photos de ces détecteurs (pour cela il y a les visites !), je vais me concentrer sur la physique à la base de cette procédure de mesure. C'est une manière de prouver que la physique des détecteurs est une branche extrêmement riche de la physique des deux infinis qui, face à l'image très répandue de l'expérimentateur comme bricoleur et/ou ingénieur, met en jeux une quantité impressionnante de concepts physiques très fondamentaux.
- Introduction du physicien comme « artisan », aussi bien expérimentateur que théoricien
- Particularité de la physique des 2 infinis : le physicien est amené à concevoir et réaliser ses propres instruments dans le cadre de collaborations (souvent très larges) au niveau international.
- Nécessité de mettre en œuvre une très large palette de compétences (physique atomique, matière condensée, thermo, ingénierie, cryomagnétisme, techniques du vide, simulation numérique,…)
- Le but du jeu : étudier la manière dont une interaction ayant lieu au niveau « microscopique » (et donc soumise aux lois de la MQ et de la TQC) provoque des effets mesurables à l'échelle « macroscopique » (que l'on peut décrire, en première approximation, par la mécanique et l'électromagnétisme classiques) :

Échelle de l'interaction ↔ échelle de la mesure

Mesure = interaction avec la matière (EM = signal électrique, Thermo = variation de température, transition de phase,…)

- Schéma de principe : Faisceau (=sonde= « lumière » dont la longueur d'onde, et donc l'énergie, définit la taille typique de la structure que l'on souhaite résoudre) + cible/faisceau (lieu de l'interaction dont on veut étudier les propriétés) = état final (production de particules pouvant interagir avec la matière : leptons, hadrons, photons et, le cas échéant, de celles qui n'interagissent pas/peu par l'énergie/masse manquante)

- **La compréhension de l'interaction microscopique nécessite la caractérisation complète de l'état initial (faisceau(x) et/ ou cible) et de l'état final.**
- Présentation du plan du cours (interaction rayonnement-matière -> formation d'un signal analogique -> électronique de conversion numérique)

Déterminer la carte d'identité d'une particule

- Les observables physiques pertinentes ne sont pas si nombreuses :
  - Quadrivecteur impulsion-énergie
  - Masse et charge (qu'on regroupe souvent sous le nom de PID pour Particle IDentification)
  - Spin/parité (éventuellement…)

Mesure de l'impulsion

- Technique de **spectrométrie magnétique** (ou du Brho) : déviation des particules chargées dans un champ magnétique *B.* Trajectoire hélicoïdale (dont la projection dans le plan transverse est un cercle de rayon ρ) :

$$qvB = mv^2/\rho \rightarrow p_\perp = p\cos\vartheta = qB\rho$$

  La détermination de l'impulsion demande de reconstruire la trajectoire de la particule (pour calculer le ρ et la charge q). Cette technique ne s'applique qu'aux particules chargées. Pour les particules neutres (photons, neutrons) la mesure de l'impulsion se fait par TOF. La résolution en impulsion (pour un champ donné), est directement liée à la précision dans la détermination du rayon de courbure, et donc de la trajectoire de la particule. Elle sera donc déterminée par la résolution spatiale des détecteurs utilisés dans le trajectographe.

- Technique de **temps de vol** (TOF pour Time Of Flight) : mesurer la différence de temps τ entre un détecteur *start* et un détecteur *stop* placés à une distance *L*

$$L = v\tau = \beta c\tau = \beta c\gamma\tau_0 = p\tau_0/m$$

  C'est donc essentiellement une mesure de vitesse et permet d'accéder à l'impulsion si l'on connait par ailleurs la masse de la particule. Dans ce cas le TOF est couplé à un système de PID. Inversement, lorsque le TOF est couplé à une mesure de l'impulsion (dans un spectromètre magnétique par exemple) il constitue un système de PID. La résolution en vitesse (impulsion) est directement proportionnelle à la résolution en temps de la mesure et inversement proportionnelle à la base de vol *L*.

- **Reconstruction des trajectoires** (trajectographie) : interaction EM des particules chargées qui implique **perte d'énergie** qui est convertie en « création » de charges électriques mises en mouvement (courant -> impulsion électrique -> signal analogique).
  La perte d'énergie doit être faible par rapport à l'énergie initiale (mesure non destructive) et représente une perturbation à la quadri-impulsion de la particule (**diffusion multiple** prise en compte, avec éventuellement la provenance d'un vertex d'interaction, lors de l'ajustement (fit contraint) de la trajectoire. Dans ce cadre, la diffusion multiple dégrade la résolution en impulsion que l'on peut atteindre (nécessité de limiter la quantité de matière traversée).

Mesure de l'énergie

- Si la masse est connue, la mesure de l'impulsion suffit pour déterminer l'énergie.
- Si la masse n'est pas connue : calorimétrie
- **Calorimétrie** : dépôt de toute l'énergie d'une particule dans la matière (mesure destructive). En fonction du type de particule (lepton/photon ou hadron) l'énergie est déposée par des mécanismes différents (calorimétrie **électromagnétique** pour les leptons/photons et calorimétrie **hadronique** pour les hadrons qui interagissent par interaction forte). Dans les deux cas, si l'énergie de la particule est suffisante, le dépôt d'énergie peut se faire par la production de paires (d'électrons/positrons et quarks/antiquarks légers) donnant lieu à des **gerbes**.
- La résolution en énergie dépend, au premier ordre, de la statistique des porteurs de charge. Elle sera donc fonction de l'énergie de la particule, du matériau « convertisseurs » (et de son *dE/dx*) et du système de collection des charges.

Mesure de la masse et de la charge (PID)

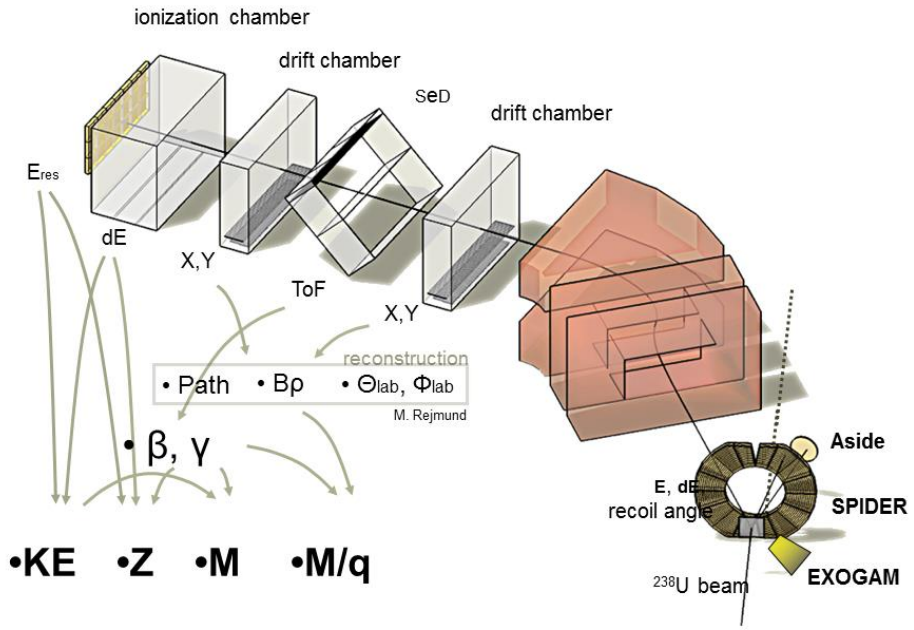
- Détermination de la **masse** :
  - Mesure combinée de la vitesse (TOF ou Tcherenkov) et de l'impulsion (Brho).
  - Mesure combinée de l'impulsion (Brho) et de la perte d'énergie (dE/dx) car elle dépend de la masse.
- Pour les **neutrons** : leur PID consiste à les différentier des photons. La PID est réalisée grâce à l'étude des réactions secondaires induites par ces deux particules. Ces réactions dépendent de la manière d'interagir des neutrons (interaction forte) et des photons (interaction EM). C'est la technique de discrimination de forme (PSD pour Pulse Shape Discrimination).

- Pour les **neutrinos** : la présence de neutrinos dans l'état final est détectée très souvent par la technique de l'énergie/masse manquante. La mise en évidence de la production de neutrinos peut se faire aussi en réaction directe (beta inverse) mais la section efficace est extrêmement petite (sujet traité dans le cours sur les neutrinos)
- Détermination de la **charge**:
    - Direction de la courbure dans un spectromètre magnétique
    - Mesure de la perte d'énergie dE/dx qui dépend de la charge

Mesure du spin et de la parité

- Mesure très complexe qui ne sera pas traitée dans ce cours.
- Le spin peut se mesurer de manière directe dans un polarimètre (dont le fonctionnement est globalement lié au comportement du spin de la particule sous l'effet d'un champ magnétique).
- Le spin/parité d'une particule dans une réaction peut se déduire de manière indirecte de sa distribution angulaire car le spin (et la parité) brisent des symétries de rotation induisant des « règles de sélection » et générant des anisotropies.

En conclusion, la détermination de la carte d'identité d'une particule est le fruit de l'association de plusieurs techniques de détection qui convertissent en signaux électriques les pertes d'énergie des particules dans les différentes épaisseurs de matière qu'elles traversent.



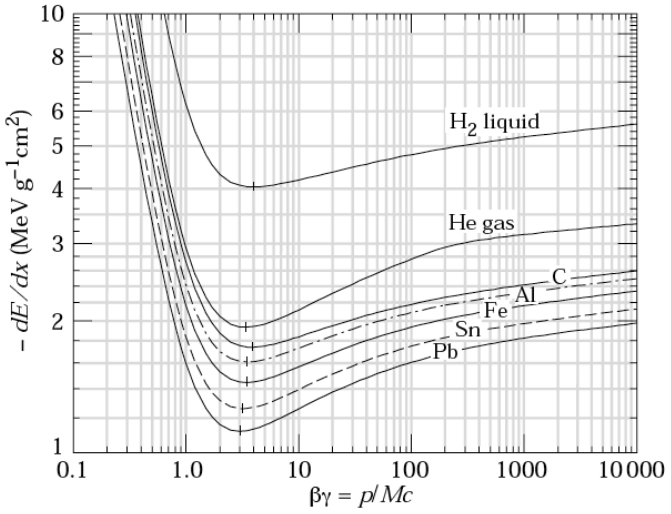
Il est donc essentiel d'étudier quels sont les mécanismes (macro-microscopiques) qui amènent une particule à céder de l'énergie au milieu qu'elle traverse.

L'interaction entre une particule et la matière dépend de la nature de cette particule :

- Particules chargées (interaction EM classique -> transition micro à haute énergie)
- Particules neutres (interaction purement micro)
    - Photons (EM quantique)
    - Neutrons (interaction forte)
    - Neutrinos (interaction faible)

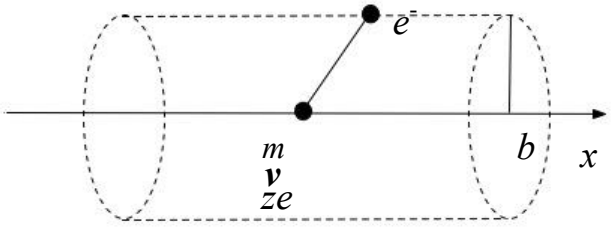
Interaction des particules chargées

- Interaction EM avec les atomes :
    a) Collisions inélastiques avec les électrons
    b) Collisions élastiques avec les noyaux
    c) Réactions nucléaires
    d) Radiation Tcherenkov
    e) Radiation de freinage
    f) Radiation de transition
    g) …
- La probabilité de ces processus augmente de (f) à (a). Egalement, la prise en compte de la structure quantique de la matière se rend nécessaire déjà à partir du processus (b) et est fonction de l'énergie de la particule (haute énergie -> petite longueur d'onde -> « transition » macro-micro quantique)



- Energie perdue par unité de parcours (le signe moins dans *–dE/dx* indique que c'est une énergie cédée). Comment interpréter cette courbe ?

- L'énergie perdue dépend de la vitesse (énergie) de la particule et du matériau qu'elle traverse. La forme de la courbe est conservée lorsqu'on change de matériau mais elle est translatée (elle doit donc dépendre de quelque manière de sa densité). Pour un matériau donné, on voit une forte diminution, un minimum et une remontée assez douce avec le début d'un plateau.
- Au premier ordre, la forme de cette distribution peut se dériver de manière totalement classique (on verra comment la transition macro-micro va s'opérer)
- Considérons une particule de masse *m*, charge *ze* et vitesse ***v*** qui se propage dans un matériau. Elle interagira avec un électron d'un atome (voir schéma). On considère cet électron libre et au repos, $m>>m_e$, et le champ électrique vu par cet électron comme constant.



- L'impulsion transférée à l'électron sera :

$$\Delta\bar{p} = \int \bar{F}dt = e\int E_\perp dt = e\int E_\perp \frac{dx}{v} = \frac{e}{v}\int E_\perp dx$$

- Pour calculer cette intégrale on utilise le théorème de Gauss :

$$div\bar{E} = \int \bar{E}\cdot d\bar{A} = q/\varepsilon_0 \rightarrow \int E_\perp 2\pi b dx = \frac{ze}{\varepsilon_0} \rightarrow \int E_\perp dx = \frac{2ze}{4\pi\varepsilon_0 b}$$

- L'énergie transférée est donc :

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2}$$

- L'énergie perdue par unité de parcours (que l'on appelle aussi STP pour STopping Power) sera donc (avec $dV=2\pi b db dx$ et N_e le nombre d'électrons) :

$$-dE(b) = \Delta E(b) N_e dV = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \frac{db}{b} dx \rightarrow -\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \int \frac{db}{b}$$

- On peut déjà voir que :
  - Le STP est directement proportionnel à N_e, c'est-à-dire à la charge *Z* et la densité ρ du matériau (puisque $N_e=N_A Z\rho/A$)

- Au premier ordre, la dépendance du STP est en $1/v^2$, ce qui explique le comportement à basse énergie jusqu'au minimum
- On peut soupçonner que l'intégrale donnera lieu à un terme logarithmique qui expliquera la remontée douce à plus haute énergie
- Puisque le STP est inversement proportionnel à la masse de l'électron, on comprend déjà pourquoi les collisions avec les noyaux amènent à une perte d'énergie négligeable

- Si on calcule explicitement on trouve :

$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{ZN_A\rho}{A} \ln\frac{b_{\max}}{b_{\min}} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\rho\frac{1}{\beta^2}\ln\frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

avec la définition du rayon classique de l'électron :

$$r_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{m_e c^2}$$

- Le calcul des bornes d'intégration se fait en considérant les hypothèses classiques de cette approche :
  - Borne inférieure : c'est la valeur pour laquelle le transfert d'énergie est maximal, ce qui arrive dans les collisions frontales :

$$\Delta E_{\max} = \frac{1}{2}m_e(2v)^2 = 2m_e v^2 \xrightarrow{\text{Relativ.}} \Delta E_{\max} = 2\gamma^2 m_e v^2 = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b_{\min}^2} \Rightarrow b_{\min} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)\frac{ze^2}{\gamma m_e v^2}$$

  - Borne supérieure : pour que l'hypothèse que les électrons sont libres soit satisfaite, il faut que le temps de l'interaction soit $<<\tau=1/\nu$, où ν est la fréquence orbitale des électrons dans les atomes (c'est ce qu'on appelle l'invariance adiabatique) :

$$t = \frac{b}{\gamma v} << \frac{1}{\nu} \rightarrow b_{\max} = \frac{\gamma v}{\nu}$$

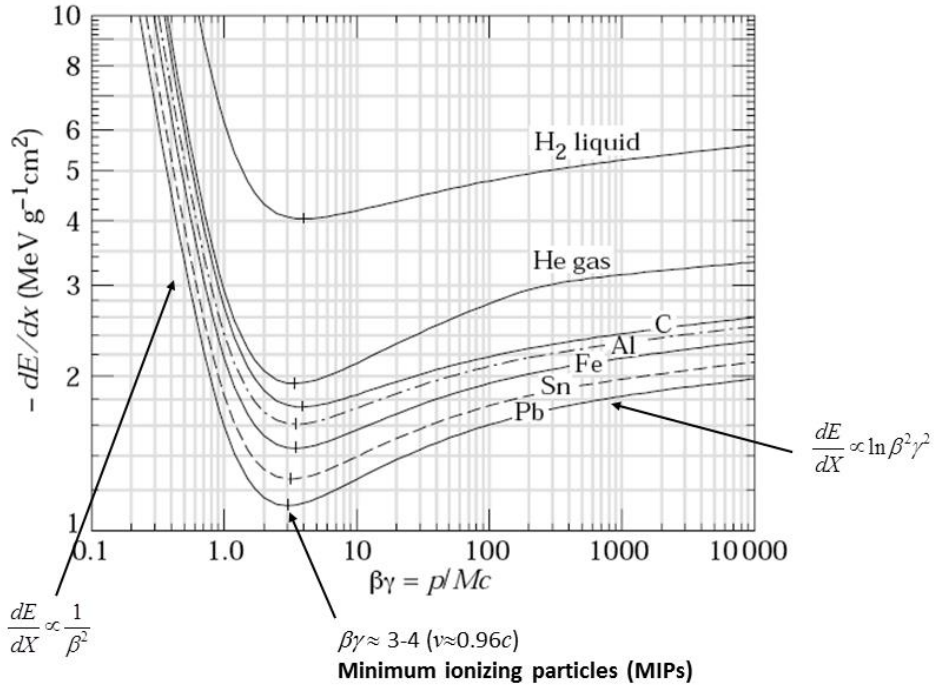
- Cela donne la **formule classique de Bohr** :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\rho\frac{1}{\beta^2}\ln\frac{4\pi\varepsilon_0\gamma^2 m_e v^3}{ze^2\upsilon}$$

- Cette équation n'est valable que pour les particules massives (alphas et ions lourds). Elle permet néanmoins de décrire au premier ordre les deux régimes du STP (descente quadratique et remontée logarithmique) en fonction du matériau.
- Pour surmonter la contrainte principale de cette approche (la masse de la particule très grande face à la masse de l'électron), il est nécessaire de procéder à un calcul

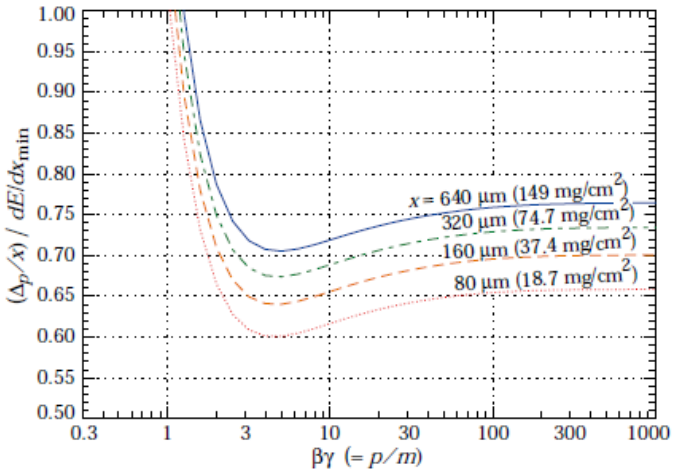
totalement quantique (ce qui va bien au-delà de ce cours). Cela donne **l'équation de Bethe-Bloch** :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\rho\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z}\right]$$

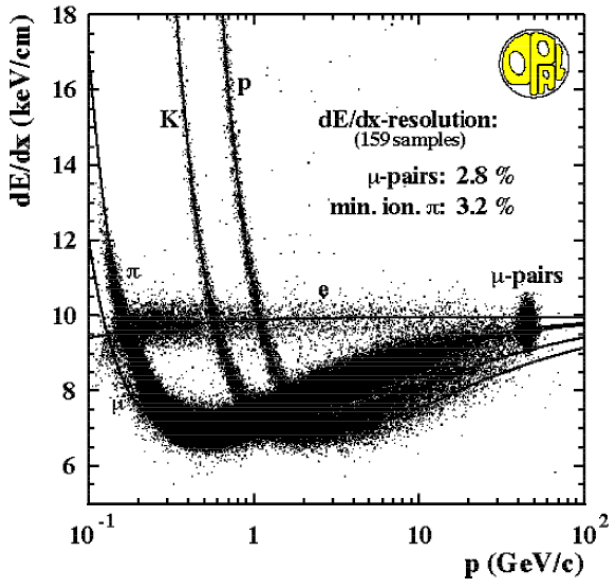


On voit que le traitement quantique n'apporte que des corrections au terme logarithmique et ne rajoute que des facteurs correctifs à haute énergie. C'est bien la démonstration que l'approche macro est une bonne approximation à basse énergie.

- Voyons donc tous ces termes :
  - La constante $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ vaut 0.31 MeVg^{-1}cm^2
  - Le STP est proportionnel au carré de la charge de la particule mais ne dépend pas de sa masse !
  - La dépendance du matériau est linéaire en fonction de la densité d'électrons disponibles $\rho Z/A$



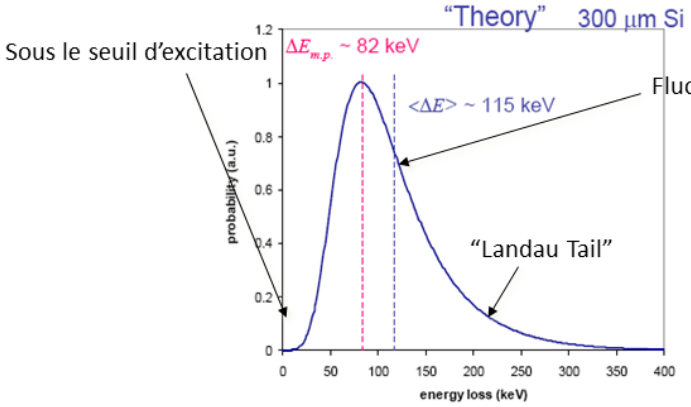
- La dépendance en β comporte deux régimes : une **descente en $1/\beta^2$** (qu'on appelle terme cinématique) et une **remontée en $\ln\beta^2\gamma^2$** (qu'on appelle montée relativiste)
- Le minimum du STP est donc, au premier ordre, constant pour toutes les particules et les matériaux et correspond à un $\beta\gamma$ de l'ordre de 3-4, ce qui implique v≈0.96c. Une particule avec un tel $\beta\gamma$ est dite au minimum d'ionisation ou **MIP** (Minimum Ionizing Particle)
- En conséquence de la dépendance en $1/\beta^2=m^2/p^2$, une mesure de STP, associée à une mesure d'impulsion, permet d'accéder à la PID d'une particule. La qualité de la PID se dégrade à haute énergie à cause de la monté relativiste et du plateau de Fermi (décrit de suite)



- La montée relativiste dépend de 2 paramètres :
  - le T_{max} qui est le maximum d'énergie transférable à un électron lors d'une collision et qui, pour une particule lourde s'exprime comme $T_{\max} = 2\gamma^2 m_e c^2 \beta^2$. Ce terme on l'a déjà trouvé dans la formule de Bohr (pour trouver b_{min})
  - Le potentiel excitation moyen $I = h\nu \approx I_0 Z^{0.9}$ qui est déterminé empiriquement est qui rappelle le terme trouvé pour calculer b_{max}
- Le terme $\delta/2$ est un facteur de correction qui prend en compte ce qu'on appelle **l'effet de densité**. Cet effet est dû à la polarisation des atomes du milieu générée par le champ électrique de la particule. Les atomes les plus distants du passage de la particule sont écrantés et contribuent moins à la perte d'énergie. C'est la raison pour laquelle ce terme a pour effet de réduire la montée relativiste, ce qui amène à la formation d'un plateau (plateau de Fermi). Cet effet est par conséquent plus important à haute énergie et dépendant du matériau (via sa densité d'atomes)

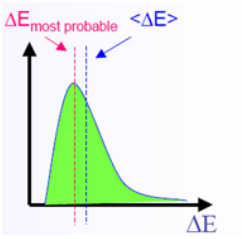
- Le terme C/Z est lié aux effets de couches atomiques (en particulier à leur fermeture). C'est une petite correction qui est souvent négligée.

- L'équation de Bethe-Bloch fournit une perte d'énergie moyenne et ne dit rien sur les fluctuations autour de cette valeur. Ces fluctuations, bien qu'étant le plus souvent négligeables, sont non gaussienne puisque les collisions avec un petit transfert d'énergie sont plus probables, ce qui réduit l'énergie la plus probable. La forme de la distribution en énergie comporte donc une partie presque gaussienne suivie par une queue qu'on appelle ***Landau tail***. L'importance de la queue Landau est fonction de l'épaisseur de matière traversée. Pour une petite épaisseur on n'aura que quelques collisions, dont certaines à haute énergie (éjection d'électrons δ) avec une large dispersion et une queue de Landau assez prononcée. En revanche, si l'épaisseur traversée est importante le nombre de collisions augmente et le théorème de la limite centrale s'applique, ce qui implique que la distribution tendra à devenir de plus en plus gaussienne.

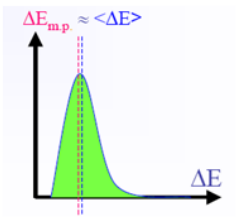


$$P(E)dE = k\frac{X}{E^2}dE$$

$$k = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}$$

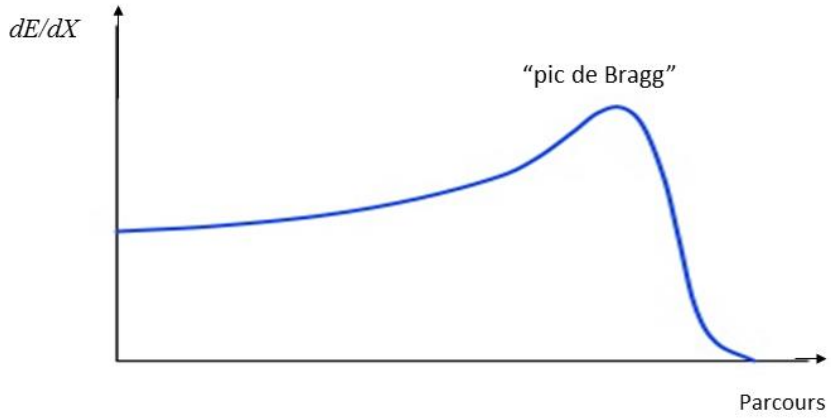


Matériau fin



Matériau épais

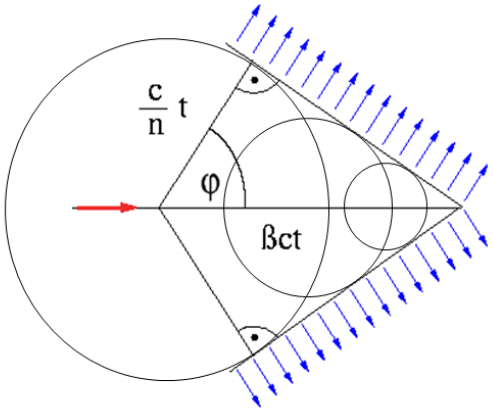
- Puisque $dE/dx \approx 1/\beta^2$ le taux de perte augmente lorsque la particule est ralentie. Ceci conduit au fait que le parcours d'une particule (de masse lourde) dans la matière comporte un pic en fin de parcours qu'on appelle **pic de Bragg**. La longueur du parcours est appelée ***range***. Cette propriété est extrêmement utilisée dans les applications de proton-thérapie (voir le cours « Soigner avec les particules »)



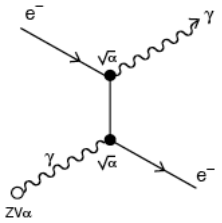
- La perte d'énergie d'une particule chargée massive amène essentiellement à deux phénomènes :
    - **Ionisation** (collisions les plus énergétiques) avec éjection d'un électron et formation d'un ion positif
    - **Excitation** (collisions les moins énergétiques) suivie de la désexcitation par émission de photons de basse énergie (dans le domaine des X ou VUV)

Ceci dit, d'autres mécanismes sont possibles :

- **<u>Emission Tcherenkov</u>**
    - Emission cohérente de lumière par une particule se propageant à une vitesse *v* supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu *c/n* où *n* est l'indice de réfraction. Le passage de la particule polarise les atomes qui se désexcitent et reviennent à leur état fondamentale en émettant des photons (généralement dans le proche UV ou dans le bleu) de manière cohérente comme une onde de choc de type supersonique.
    - Il s'agit donc d'une émission à seuil car *v > c/n*
    - Le cône de lumière est caractérisé par son ouverture θ : $cos\theta = 1/\beta n$
    - La mesure de l'angle Tcherenkov est donc une mesure de vitesse qui, si associée à une mesure d'impulsion, permet de réaliser la PID.
    - La perte d'énergie associée à ce processus est petite, ce qui rend la mesure peu invasive



- **Perte d'énergie des électrons**
  - Le STP des électrons, à cause de leur masse, ne suis l'équation de Bethe-Bloch qu'à basse énergie (jusqu'à quelques MeV).
  - Un deuxième terme est donc nécessaire pour rendre compte des pertes d'énergie par **Bremsstrahlung** (radiation de freinage). Il s'agit de l'émission de photons due à l'interaction avec le champ électrique généré par les noyaux atomiques



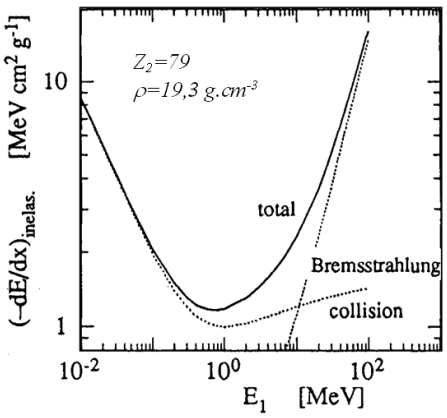
  - Cette contribution ne peut se calculer qu'à partir de QED et donne lieu à :

$$-\frac{dE}{dx} = -\frac{dE}{dx}\bigg|_{ion} - \frac{dE}{dx}\bigg|_{rad} = -\frac{dE}{dx}\bigg|_{ion} - 4\alpha N_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E \ln\frac{183}{Z^{1/3}}$$

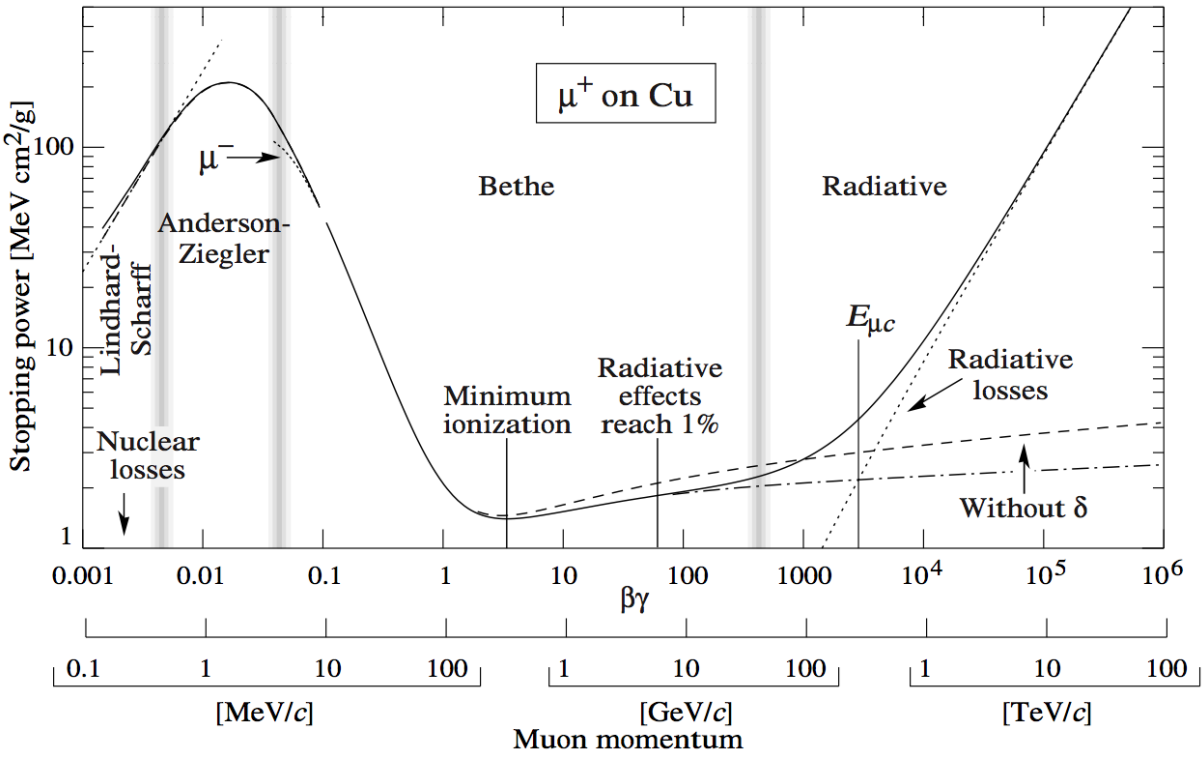
  - On y retrouve un facteur α (constante de structure fine, provenant des deux vertex EM en sqrt(α) et une **dépendance linéaire en E**
  - Puisque la perte d'énergie est : $-\frac{dE}{dx}\bigg|_{rad} = \frac{E}{X_0} \rightarrow E = E_0 e^{-x/X_0}$ on peut définir X_0 (la **longueur de radiation**) comme la distance moyenne dans laquelle un électron de haute énergie perd *1/e* de son énergie par radiation
  - La perte d'énergie par radiation devient dominante au-delà de la dizaine de MeV. Puisqu'elle est proportionnelle au carré du rayon classique (qui est inversement proportionnel à la masse), elle n'affecte sensiblement que les électrons et les positrons, du moins jusqu'au TeV
  - On définit **énergie critique** celle pour laquelle la perte d'énergie par ionisation est égale à celle par radiation

$$\frac{dE}{dX}\bigg|_{tot} = \frac{dE}{dX}\bigg|_{rad} + \frac{dE}{dX}\bigg|_{ion}$$

$$-\frac{dE}{dX}\bigg|_{rad} = 4\alpha N_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} E \ln\frac{183}{Z^{1/3}}$$



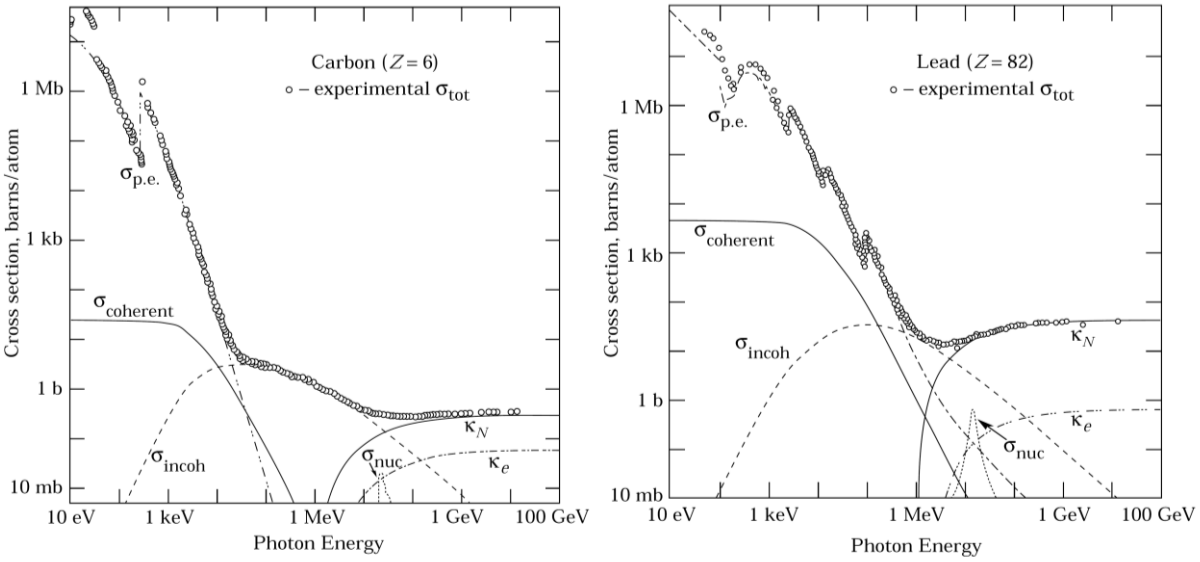
- On peut maintenant apprécier tout le spectre du STP pour un muon dans du cuivre. On voit en particulier :
    - A très basse énergie les pertes se font essentiellement par collision avec les noyaux (ce sont les « objets » de la taille adaptée à la longueur d'onde de la particule!)
    - On retrouve le comportement décrit par Bethe-Bloch et l'importance de la correction de densité
    - Les pertes d'énergie par radiation commencent au-delà de 100 GeV pour devenir totalement dominantes au-delà du TeV. Toute particule chargé qui a dépassé son énergie critique va perdre toute son énergie essentiellement en radiant des photons (attention au cas particulier des réactions de spallation)



Interaction des photons

- Les photons sont neutres et interagissent par interaction EM par les processus suivants :
    - Effet photoélectrique
    - Diffusion Compton
    - Production de paires e^+e^-
    - Réactions photonucléaires

- Ces interactions sont toutes purement quantiques et aucune description classique n'est possible
- Ils ont un pouvoir de pénétration dans la matière plus important que les particules chargées car ces interactions sont moins probables que la diffusion avec les électrons
- On décrit leur interaction en termes **d'atténuation** au lieu de perte d'énergie (un faisceau de N_0 photons est transmis avec une atténuation μ):
  $N(x) = N(x+dx) + N(x)\mu dx$
- Cela implique une loi d'atténuation exponentielle :
  $$N(x+dx) - N(x) = dN(x) = -N(x)\mu dx \rightarrow \frac{dN(x)}{dx} = -\mu N(x) \rightarrow N(x) = N_0 e^{-\mu x}$$
- On appelle $\lambda_m = 1/\mu$ le libre parcours moyen et $x_{1/2} = \ln(2)/\mu$ la demi-épaisseur.
- Le facteur d'atténuation μ est une probabilité par unité de parcours et a les dimensions de l'inverse d'une longueur. Il est fonction de l'énergie du photon et du matériau traversé
- On peut écrire : $\mu = \frac{N}{V}\sigma_{\text{int}}(E_\gamma)$ pour expliciter le fait que le facteur d'atténuation n'est rien d'autre (à une densité près) que la **section efficace d'interaction** du photon avec la matière. Cette section efficace a les dimensions de l'inverse d'une surface



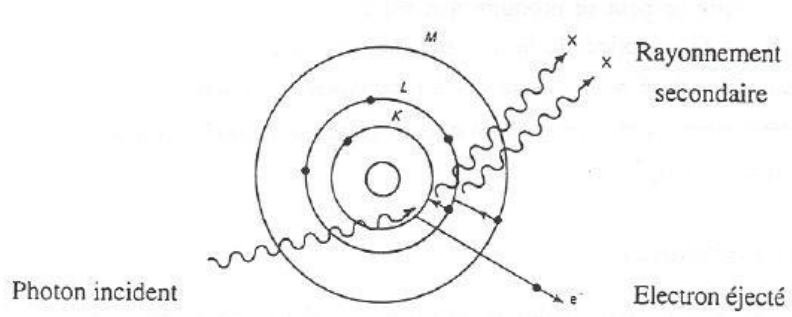
- On peut voir que cette section efficace possède qualitativement le même comportement que l'équation de Bethe-Bloch (descente-minimum/a-remontée douce). Bien que les interactions ne soient pas du tout les mêmes, cette ressemblance est due tout simplement au fait que la longueur d'onde du photon (comme pour une particule) va être sensible à des « structure » microscopiques de la matière qui ont des échelles différentes. Ceci dit, on voit que la section efficace d'interaction du photon est bien plus structurée que la courbe lisse de Bethe-Bloch. Ceci signifie que les photons sont en mesure de sonder des effets microscopiques

très diversifiées alors que les particules chargées ne font que diffuser aves les électrons du milieu

- Pour comprendre toutes ces différentes structures il faut donc s'intéresser aux différents processus en jeu

L'effet photoélectrique

- Absorption totale d'un photon avec émission d'un électron (atome ionisé), préférentiellement des couches profondes (K,L,M,…). Par exemple, à 100 KeV, la probabilité d'émettre un électron de la couche K est 5 fois plus grande que pour les autres couches
- Ceci peut paraitre surprenant. Cependant il faut noter que les photons de faible énergie (visibles) n'arrachent que les électrons les moins liés et les plus externes des atomes. Cette capacité diminue très vite, jusqu'au moment où l'énergie des photons dépasse le seuil de l'énergie de liaison de la première couche interne de l'atome : le photon devient capable d'arracher les électrons de cette couche. Au passage de ce seuil, la probabilité d'arracher les électrons de la nouvelle couche s'ajoute à celle des couches précédentes. La probabilité de l'effet photoélectrique augmente d'autant en faisant un « saut ». La probabilité d'arracher les électrons de la nouvelle couche décroît à son tour jusqu'au moment où l'énergie du photon dépasse le seuil de l'énergie de liaison des électrons de la couche suivante qui deviennent alors les principaux contributeurs. Au fur et à mesure que son énergie augmente, le photon interagit donc tour à tour avec des couches de plus en plus profondes de l'atome
- Suite à l'émission de l'électron, le cortège électronique se réarrange en émettant un rayonnement secondaire constitué de photons de fluorescence dans les X (effet Auger)

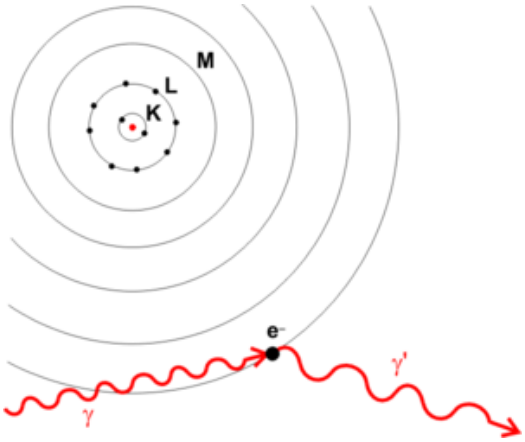


- Un traitement quantique du processus montre que :

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

L'effet Compton

- Diffusion (non-cohérente) d'un photon sur un électron quasi-libre

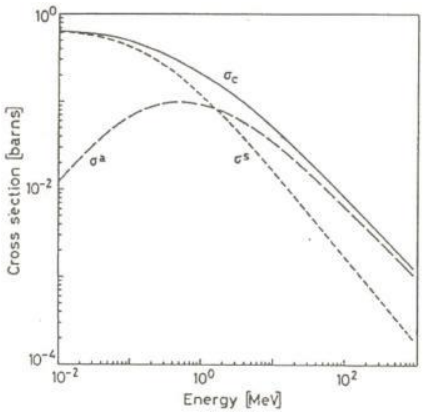


- C'est le processus dominant entre la centaine de KeV et quelques dizaines de MeV
- L'énergie du photon incident est répartie sous la forme d'énergie cinétique apportée à l'électron et d'énergie du photon diffusé (on néglige souvent l'énergie de liaison de l'électron des couches périphériques)
- L'énergie du photon diffusé en fonction de l'angle de diffusion θ et de l'énergie initiale du photon est donnée par :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1+(1-\cos\vartheta)h\nu/m_e c^2}$$

- On peut calculer en QED la section efficace (formule de Klein-Nishina). On trouve qu'on peut exprimer la section efficace totale comme la somme d'un terme de diffusion et d'un terme absorption :

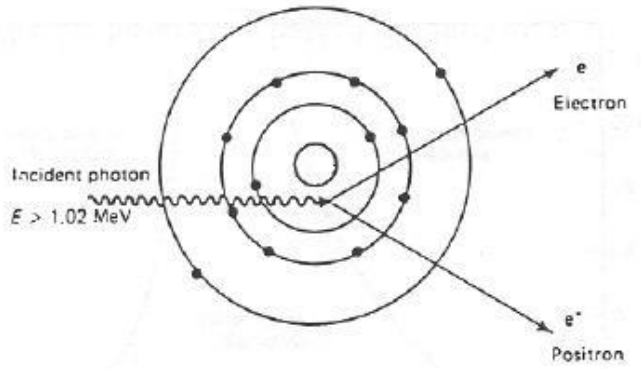
$$\sigma_{Compt}(E_\gamma) = \sigma_{diff} + \sigma_{abs} \approx Z\frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma}$$



- On dit que le photon « compte » les électrons dans l'atome à cause de la linéarité en *Z*
- Si la longueur d'onde du photon est du même ordre que le rayon de l'atome on produit de la diffusion Compton cohérente de tous les électrons de l'atome (diffusion Rayleigh). Cet effet est souvent négligé et n'intervient qu'à basse énergie.

La production de paires

- Production d'une paire e^+e^- dans le champ EM généré par les atomes si $h\nu > 2 \cdot 0.511 MeV + 2\frac{m_e}{M_N}c^2$ car la conservation de l'impulsion impose un processus à 3 corps (pour qu'un photon réel produise des paires il faut que l'interaction se fasse dans le champ électrique d'un noyau ou d'un électron)



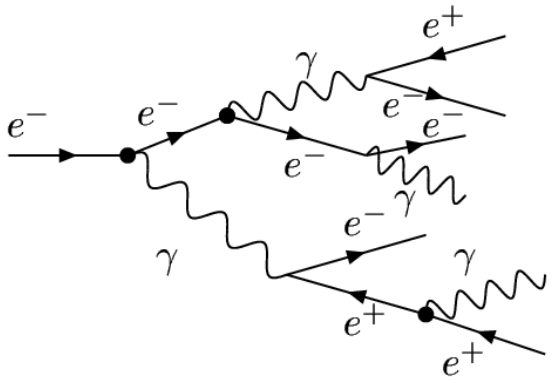
- Formellement, la section efficace de production de paires est similaire à la section efficace de Bremsstrahlung. De la même manière, il faut tenir compte (à haute énergie) de l'effet d'écrantage des électrons entourant le noyau
- A basse énergie (pas d'écrantage) la section efficace est proportionnelle à $Z^2 ln E_\gamma$:

$$\sigma_{pair} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{54} \right)$$

- A haute énergie (E_γ> 1 GeV) la dépendance en énergie disparait :

$$\sigma_{pair} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right)$$

- A haute énergie, la production de paires, suivi par la radiation de photons, amène à la formation de **gerbes électromagnétiques** constituées de photons, électrons et positrons. Le développement de la gerbe (qui est un processus statistique) se termine une fois que l'énergie des paires produites est inférieure à l'énergie critique



- La section efficace de production de paires est dominée par l'interaction avec le champ électrique des noyaux ?

Réactions photonucléaires

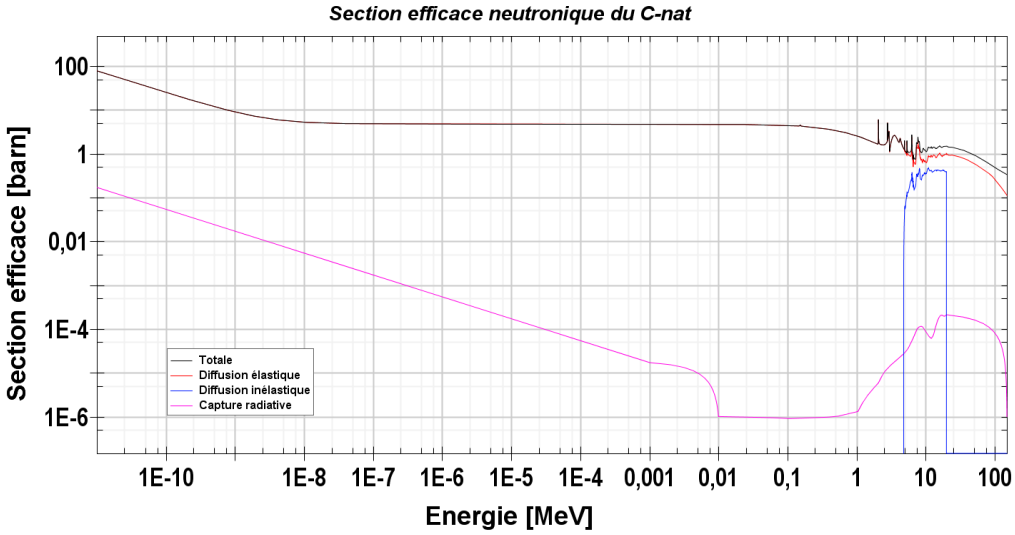
- A haute énergie (E_γ> 10 MeV), le photon peut être absorbé par un noyau et conduire à l'émission d'un neutron (γ,n) ou d'un proton (γ,p). Cela implique le changement de masse ou de nombre atomique du milieu avec la production d'isotopes radioactifs (activation)

Interaction des neutrons

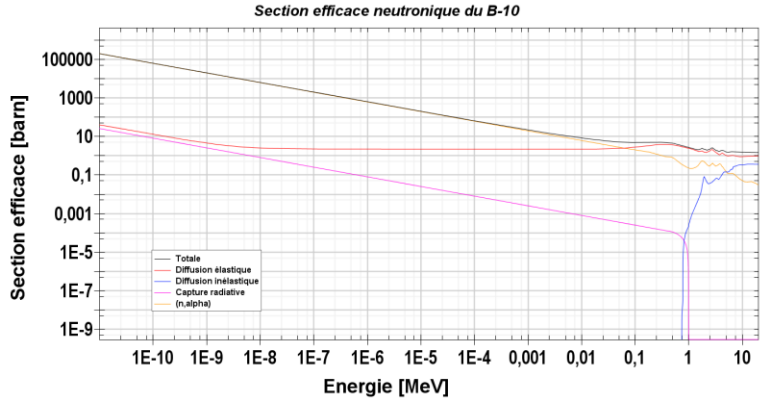
- Les photons sont neutres et n'interagissent pas par interaction EM. Ils ne sont sensibles qu'à l'interaction nucléaire. Puisque l'interaction s'opère à des échelles plus grandes que la taille du noyau, l'intensité de l'interaction est relativement faible. Ceci se traduit en une faible probabilité d'interaction.
- Comme pour les photons, on décrit l'interaction des neutrons par une loi d'atténuation, dont le coefficient est relié à la section efficace totale
- Cette section efficace s'étend sur au moins une bonne douzaine d'ordres de grandeur dans une gamme en énergie du meV au GeV
- Les neutrons (de basse énergie) peuvent être traités comme un gaz de fermions qui suit une distribution d'énergie de Maxwell-Boltzmann. Lorsque les neutrons sont en équilibre à température ambiante (300 K), leur énergie la plus probable vaut $3/2kT$=25 meV. On appelle ces neutrons « thermiques »
- Les principaux types d'interactions sont:
    - **Diffusion élastique** A(n,n')A: c'est le mécanisme principal autour du MeV et peut être résonnant (avec absorption et réémission lorsque l'énergie permet de résoudre les niveaux nucléaires discrets) ou non résonnant. La section efficace est proportionnelle au rapport m_n/m_A
    - **Diffusion inélastique** A(n,n')A*: le noyau est laissé dans un état excité et retrouve son état fondamental par l'émission de photons de basse énergie (essentiellement des X). C'est une réaction à seuil (typiquement de l'ordre du MeV) car le photon doit avoir assez d'énergie pour exciter le noyau
    - **Capture radiative** A(n,γ)$^{n-1}$A : absorption d'un neutron avec émission d'un gamma de haute énergie (quelques MeV). La section efficace a un comportement un $1/v_n$. Comme pour la diffusion élastique, l'absorption peut être résonnante lorsque l'énergie permet de résoudre les niveaux nucléaires discrets
    - **Autres réactions** : d'autres réactions d'absorption sont possibles en fonction de l'énergie, typiquement entre le l'eV et le keV (la (n,α) et la (n,d)), mais aussi avec un seuil à plusieurs MeV (la (n,p) à cause de la barrière coulombienne). Pour les noyaux les plus lourds (actinides), la réaction de fission (n,f) peut avoir lieu aussi. A plus haute énergie (au-delà de quelques

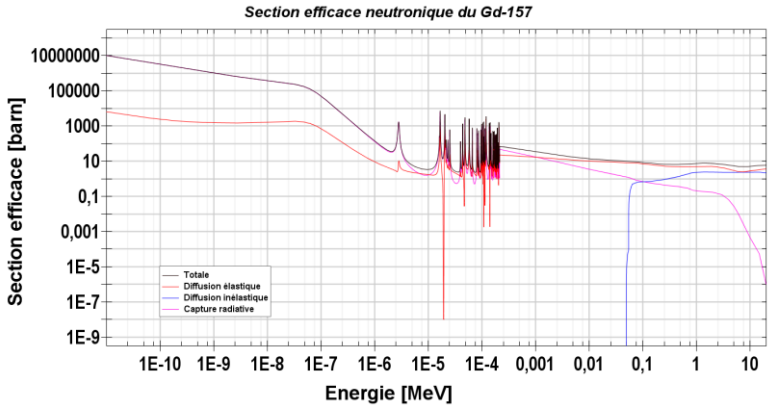
centaines de MeV) on trouve les réactions de spallation qui amènent à l'émission de neutrons à l'issue d'un processus de cascade intra-nucléaire

- En conclusion
  - les réactions de diffusion sont dominantes pour les noyaux les plus légers, comme l'hydrogène, le deutérium et le carbone. Ce sont des matériaux qu'on appelle « modérateurs » car ils « thermalisent » les neutrons de haute énergie (exemple la piscine d'un réacteur à eau)

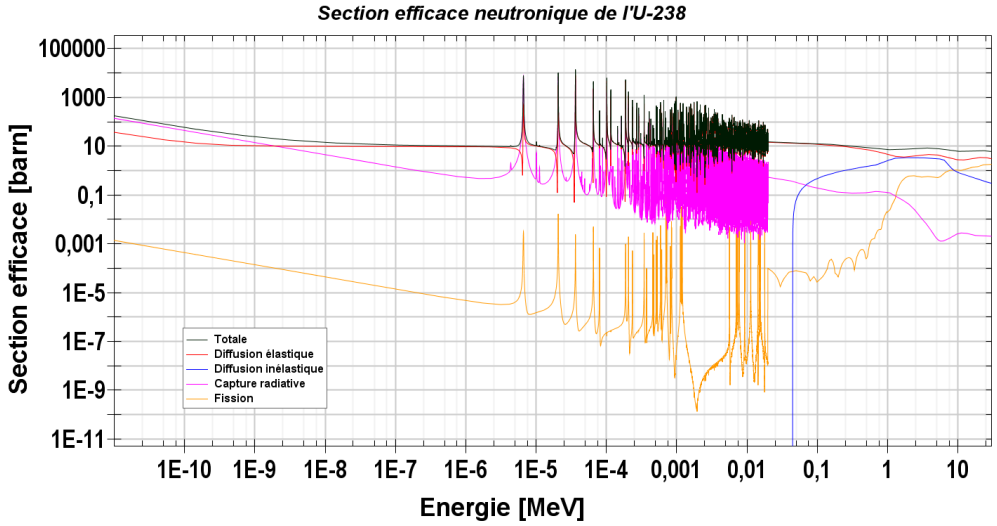


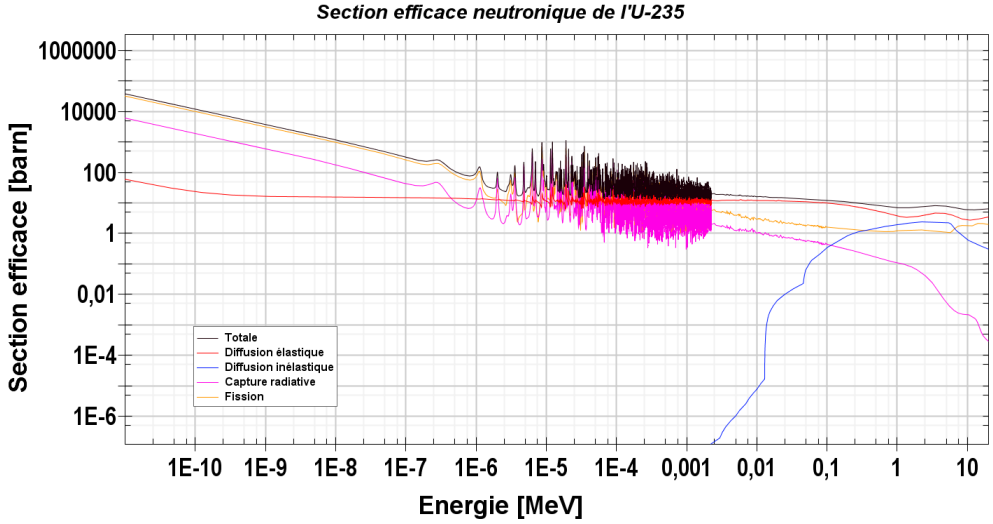
  - Certains noyaux, légers (comme le ^{10}B) ou plus lourds comme le ^{157}Gd, à cause de leur structure nucléaire, ont une grande section efficace d'absorption, soit (n,α) pour le bore, soit (n,γ) pour le gadolinium





- Dans certains noyaux lourds pairs (comme le ^{238}U) la section efficace de capture domine et on voit apparaitre une contribution due à la fission. Pour certains noyaux lourds impairs (comme le ^{235}U) la section efficace de fission devient dominante vis-à-vis de la capture





- **Attention** : les changements de pentes très abruptes ne sont pas physiques et sont le fruit des modèles utilisés pour calculer (à partir d'un ajustement des données) ces sections efficaces qu'on appelle « données évaluées » et qui sont utilisées dans des bases pour les codes de transport neutronique

COURS 2

Introduction

- Rappel du cours 1 :
  - Principe de détection : transformer l'interaction (microscopique) d'une particule avec la matière en un signal électrique (macroscopique)
  - L'interaction rayonnement-matière peut se résumer en deux classes de processus suivant l'état final :
    i. **Ionisation** : l'énergie cédée au milieu est supérieur à l'énergie de liaison des électrons les moins liés. On a donc des électrons disponibles.
    ii. **Excitation** : l'énergie cédée au milieu est inférieur à l'énergie de liaison des électrons les moins liés. La désexcitation se fait par émission de photons. On n'a donc pas de charges libres disponibles
  - Dans le cas (i) on va devoir récupérer ces électrons pour en faire un courant détectable. Dans le cas (ii) il va falloir convertir (si possible) les photons en électrons.
  - Le but de ce cours : montrer le principe de fonctionnement des détecteurs qui exploitent la classe (i). Il s'agit des **détecteurs à ionisation**.
- Ces détecteurs mesurent la charge totale des électrons et des ions produits dans l'ionisation du milieu par une particule chargée (formule de Bethe-Bloch)
- Le milieu peut être solide, liquide ou gazeux, chacun avec ses avantages et applications.
- Le nombre moyen de paires électron-ion produit lors du passage de la particule est :

$$N_I = n_I d = \frac{-dE/dx}{W} d$$

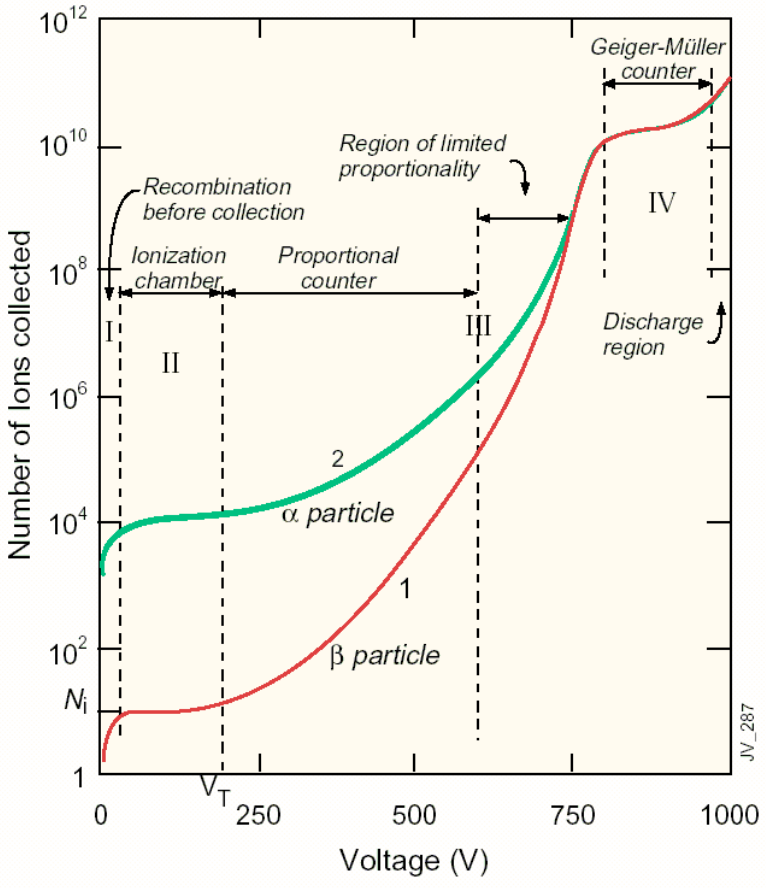
où d est l'épaisseur de détecteur et W l'énergie moyenne pour créer une paire électron-ion.

- Rappelons que la résolution en énergie et en position d'un détecteur est proportionnelle à la statistique des porteurs de charge (donc à $\sqrt{N_I}$). En plus, pour un N donné, la résolution en énergie est limitée par la proportionnalité entre l'énergie perdue et la charge collectée.
- Pour les gaz (typiquement les gaz rares) $W \approx 30$ eV alors que pour les semi-conducteurs $W \approx 4$ eV.
- Pour récupérer les électrons et les ions avant qu'ils ne se recombinent il faut la présence d'un champ électrique qui les sépare et les fait dériver vers les électrodes respectives où ils sont détectés sous forme de courant électrique.

- Attention : ce n'est pas parce qu'on récupère les électrons d'ionisation que les autres mécanismes de perte d'énergie ne sont pas présents (excitation qui conduit à la production de photons VUV, production de rayons δ).

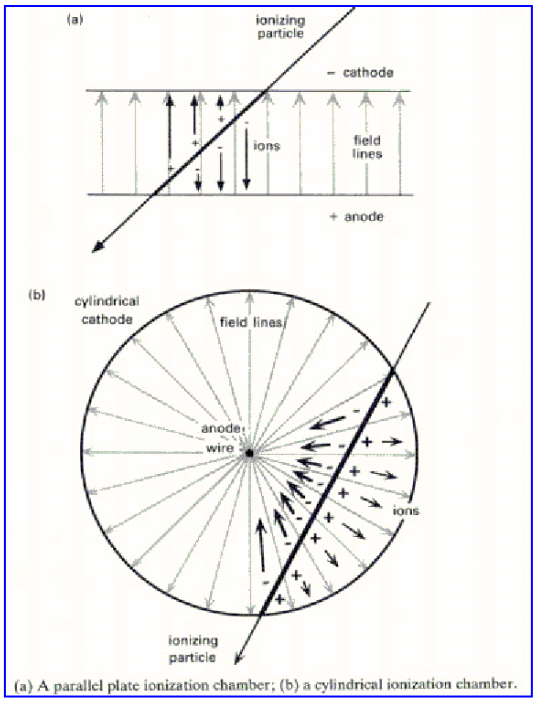
Les détecteurs gazeux

- Principe de fonctionnement : volume de gaz (typiquement un **gaz noble** car dans ces gaz monoatomiques l'ionisation est largement favorisée par rapport à l'excitation) qui est ionisé par le passage d'une particule chargée, dérive des charges sous l'effet d'un champ électrique et collection d'un courant induit.
- Le **champ électrique** a trois fonctions :
  - Eviter la recombinaison des charges
  - Générer la dérive des charges, dont le mouvement induit un signal électrique
  - Eventuellement, le champ électrique est utilisé pour assurer l'amplification des charges
- **Régimes de fonctionnement** : définis en fonction du nombre d'ions collectés en fonction du champ électrique :



- Recombinaison : lorsque le champ est nul les électrons et les ions se recombinent pour reformer des atomes neutres. En augmentant le champ, on commence à collecter des charges et à détecter un courant
- Chambre à ionisation : à partir d'une certaine valeur du champ toutes les charges produites sont collectées et le courant induit est indépendant de la tension (plateau). Ce régime est le plus adapté pour effectuer des mesures d'énergie puisque la proportionnalité entre l'énergie déposée et le nombre d'électrons est parfaitement assurée (il n'y a pas d'amplification). En revanche, il est nécessaire que le nombre de charges produites (i. e. le pouvoir ionisant de la particule) soit élevé pour que la résolution en énergie soit satisfaisante. Le cas échéant, le signal peut être amplifié après collection. Comme on le verra, les détecteurs semi-conducteurs fonctionnent dans ce régime.
- Compteur proportionnel : lorsque le champ est suffisamment intense (10^4 V/cm), les électrons et les ions sont accélérés et gagnent assez d'énergie pour ioniser à leur tour (amplification). Dans cette région, le nombre de charges collectées reste « assez » proportionnel à l'énergie de la particule même si les fluctuations dans l'amplification dégradent la résolution en énergie. En revanche, grâce au très grand nombre de charges collectées, il n'est pas nécessaire d'amplifier le signal électrique. Ce régime est particulièrement adapté à la mesure de position puisque sa résolution ne dépend que de la statistique des charges et beaucoup moins de la linéarité.
- Perte de proportionnalité : lorsque la tension augmente, la multiplication des chargés (par ionisation secondaire mais aussi par effet photoélectrique par les photons de désexcitation) s'emballe car toutes ces charges ne sont pas évacuées à mesure qu'elles sont produites (présence de charges d'espace). Par conséquent, le champ électrique est localement modifié, ce qui contribue à emballer la multiplication
- Compteur Geiger-Müller : l'amplification est hors-contrôle et une décharge se produit (comme dans un tube néon). Ce régime ne permet pas de mesurer l'énergie ou la position d'une particule (décharge délocalisée et pas du tout proportionnelle à l'énergie déposée). En revanche, on peut utiliser le courant généré (courant saturé !) pour compter les décharges et donc compter le nombre de particules qui traversent le détecteur. Cependant, il faut un temps assez long (jusqu'à la ms) pour évacuer toutes ces charges, ce qui induit un temps mort important.

- **Amplification** : les électrons primaires sont accélérés par le champ électrique et ionisent à leur tour : on appelle ce mécanisme une **avalanche**. L'avalanche a lieu là où le champ est le plus intense : par exemple, dans un compteur cylindrique le champ est radial et l'avalanche a donc lieu très près du fil.



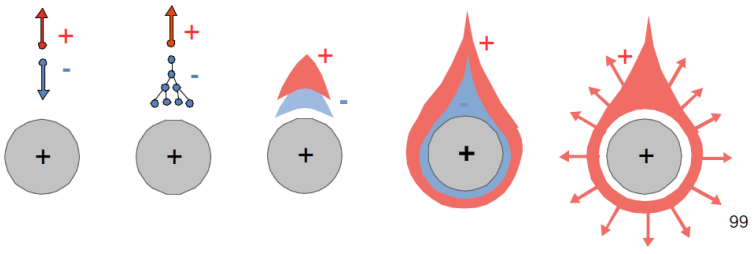
(a) A parallel plate ionization chamber; (b) a cylindrical ionization chamber.

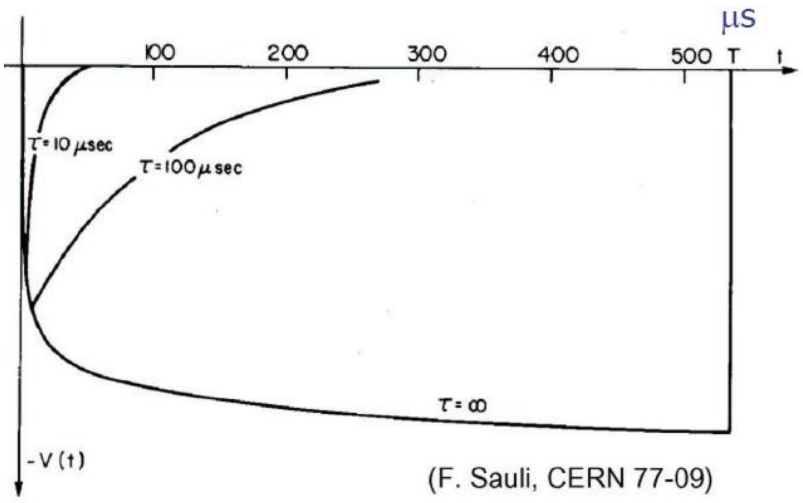
- La probabilité pour un électron d'ioniser un atome dans une distance *dr* s'écrit :

  $N_a \sigma_i dr = \alpha dr$ où N_a est le nombre d'atomes pour unité de volume, σ_i est la section efficace d'ionisation. Le facteur α est appelé coefficient de Townsend et exprime donc la probabilité d'ionisation par unité de longueur. Ce coefficient est constant pour un champ électrique donné (et le champ dépend de la position *r*).
- L'augmentation du nombre d'électrons s'écrit donc :

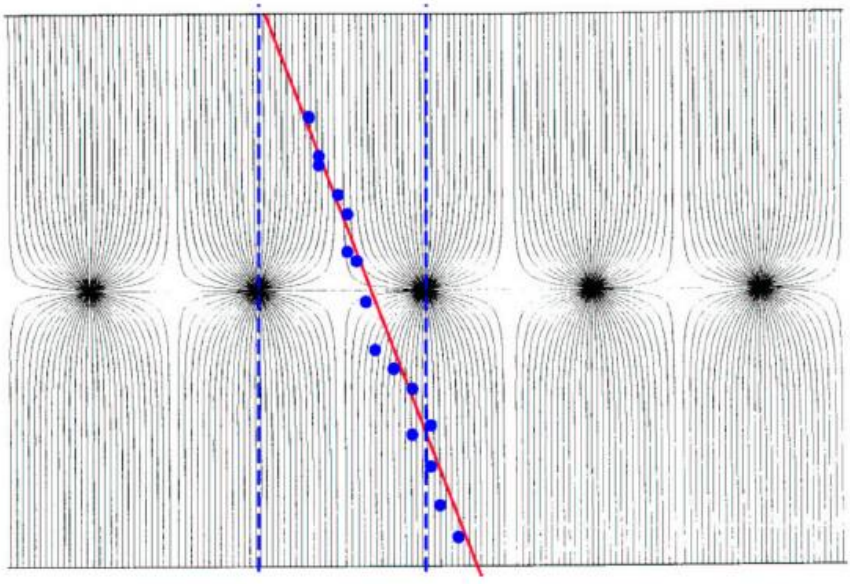
  $$dn = n\alpha(r)dr \Rightarrow n = n_{prim} e^{\int \alpha(r)dr}$$
- Le rapport $G = \frac{n}{n_{prim}} = e^{\int \alpha(r)dr}$ est appelé **gain** ou facteur d'amplification.

- **Formation du signal :** le signal sur les électrodes n'est pas proprement un signal de conduction mais c'est un **signal induit par le mouvement des charges**. Du fait de la différence de vitesse de dérive (et donc de collection) des électrons (cm/µs) et des ions (cm/ms), l'avalanche prend une forme de goutte et le développement temporel du signal induit est essentiellement déterminé par le mouvement des ions (les électrons induisent un signal très petit).

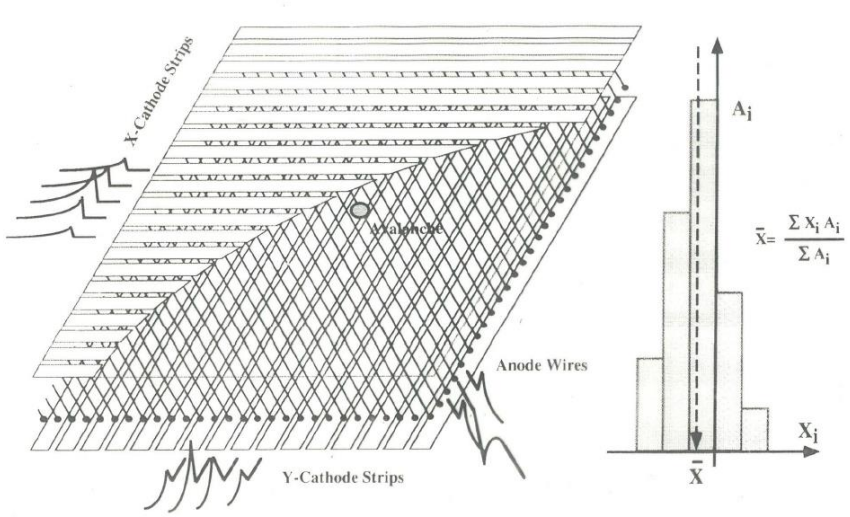




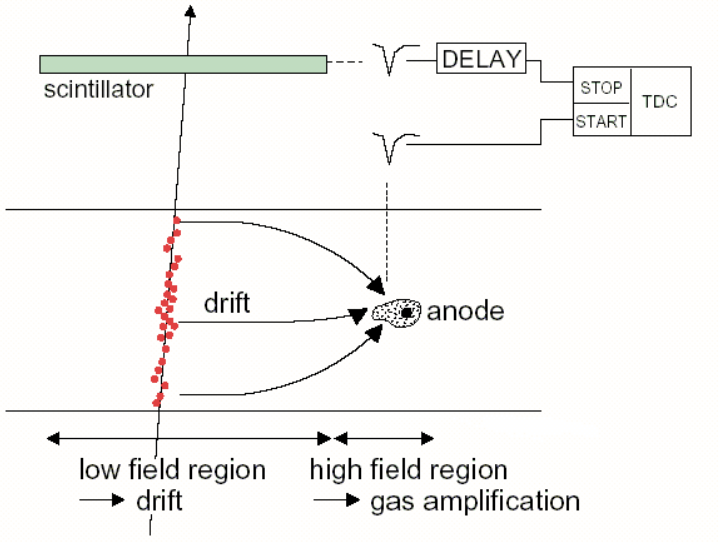
- **Choix du gaz :** gaz nobles car monoatomiques (pas d'inélastique) malgré le relativement haut *W*, bien linéaires et assez stables à haut gain. Cependant, à cause du haut *W* les photons UV émis par la désexcitation des atomes dans l'avalanche ont assez d'énergie pour éjecter des photoélectrons qui contribuent à l'avalanche. Pour absorber ces photons on mélange au gaz noble un gaz polyatomique (***quencher***) disposant de bandes vibrationnelles et rotationnelles non radiatives (éthane, méthane, isobutane, dioxyde de carbone,…) susceptibles d'être excités dans l'UV et le VUV.
- **Types de détecteurs gazeux :**
  - **Chambre à ionisation (ChIo)** : détecteur planaire avec E constant (mesure d'énergie)
  - **Compteur proportionnel (CP)** : détecteur cylindrique avec E radial (mesure de position)
  - **Chambre proportionnelle multifils (MWPC)** : on peut utiliser une succession de CP (Prix Nobel de G. Charpak) pour mesurer la position de la particule (trajectographie) en 1D.



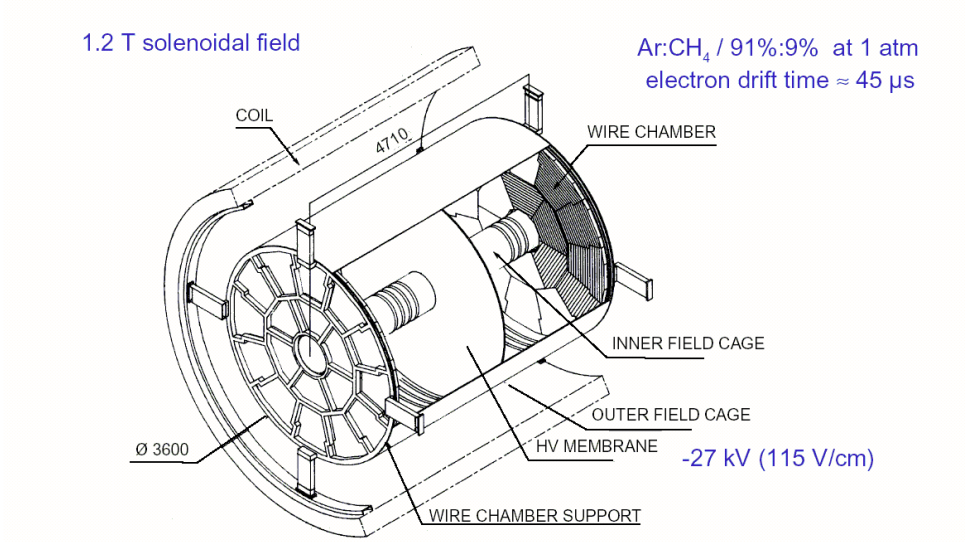
En superposant des plans de fils orientés en directions orthogonales (où d'autres angles…), on peut reconstruire la position de la particule en 2D. On remarque que dans une MWPC la charge induite sur les fils se distribue de manière presque gaussienne autour du fil le plus proche du point de passage. La position peut donc être déterminée à partir d'un calcul de barycentre de charge. Il est donc intéressant de faire en sorte que la diffusion transverse des charges pendant leur dérive vers les fils soit suffisante pour que la multiplicité des fils touchés soit autour de 4-5. Ceci assure un bon calcul de barycentre et améliore sensiblement la résolution spatiale. Au premier ordre, on peut montrer que dans ces conditions la résolution spatiale d'une MWPC est proportionnelle à l'espacement des fils (*pitch*) divisé par $\sqrt{12}$.



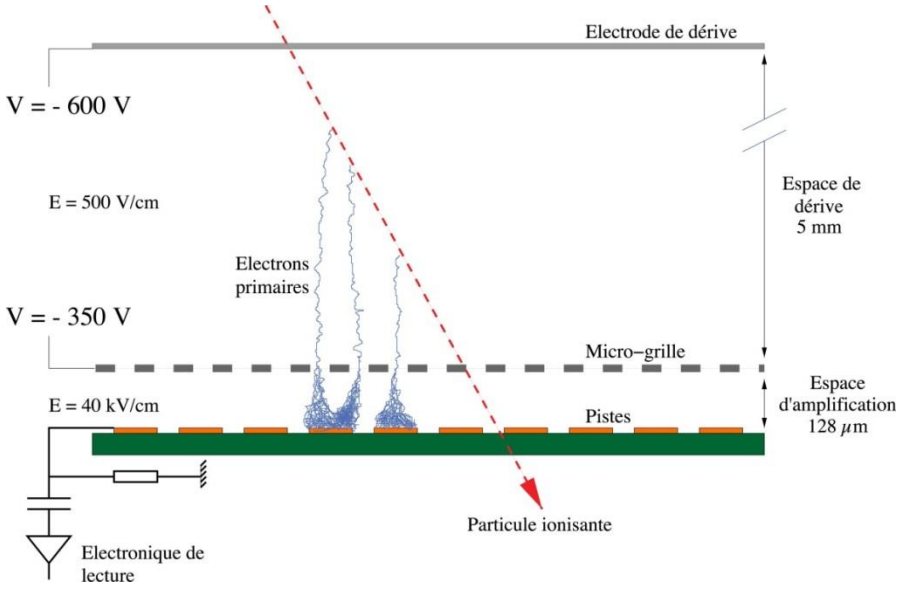
- **Chambre à dérive (DC)** : si on mesure le temps de dérive des charges on détermine aussi la distance de la particule au fil d'anode. On dispose donc d'une mesure de position en 2D avec un seul plan de fils. Cependant, il est nécessaire de disposer d'une référence temporelle extérieure. La qualité du gaz (pureté, indépendance de la vitesse de dérive) est très importante pour assurer une mesure précise.



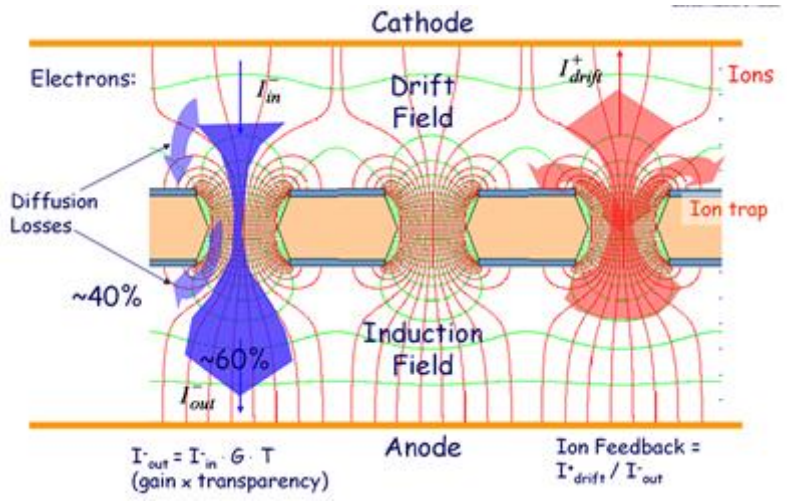
- **Chambre à projection temporelle (TPC)** : si on combine une MWPC avec lecture 2D avec une mesure de temps de dérive, on dispose d'une mesure 3D de la trace d'une particule. C'est un détecteur très souvent utilisé dans un champ magnétique pour mesure directe de Brho.



- **Limitations** : de manière générale, la collection des charges peut se faire aussi bien sur les fils d'anode que sur la cathode. Si la cathode est segmentée (en damier ou pads, pistes ou strips, pixels), la détermination du barycentre de la charge induite est plus précise. Cependant la résolution reste limitée par la segmentation. Une autre limitation des détecteurs gazeux vient du long temps de collection, ce qui en limite le fonctionnement sous un haut flux de particules. Enfin, les gains maximaux atteignables sont assez limités, ce qui limite la détection de signaux très faibles.
- **Micro Pattern Gaseous Detectors :** la R&D des 20 dernières années sur les détecteurs gazeux a été essentiellement concentrée à surmonter ces limitations en utilisant des techniques de fabrication de microélectronique. Le plan de cathode est réalisé par (photo-)lithographie, ce qui permet des segmentations extrêmement fines. Pour améliorer le temps de collection et augmenter le gain, l'amplification peut se faire en 2 étapes : deux types de détecteurs ont été développés dans ce sens
    i. Micromegas (brevet CEA) : séparer un espace de dérive (champ autour de 500 V/cm) et un espace d'amplification (champs autour de 40 kV/cm) très réduit (la centaine de µm) par une micro-grille transparente aux électrons et qui s'occupe d'évacuer les ions. Ça en fait un détecteur très adapté aux hauts flux doté d'une excellente résolution spatiale et comportant un budget matière (important pour ne pas perturber le passage des particules) extrêmement faible



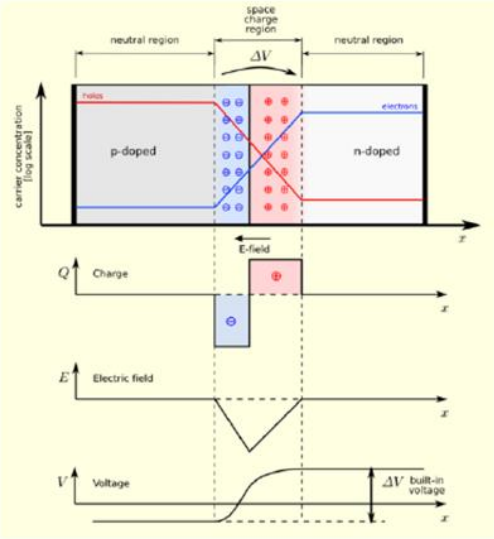
ii. <u>Gas Electron Multiplier</u> : la grille est plus épaisse et l'amplification se fait l'intérieur des trous où le champ est très intense et largement non uniforme, ce qui permet d'atteindre des gains très élevés, tous en assurant une collection rapide des ions

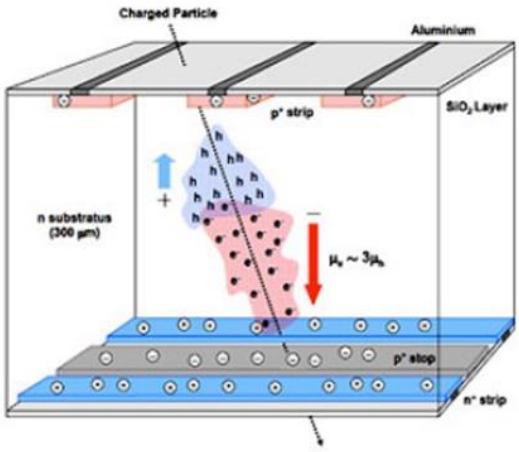


- **Résumé des détecteurs gazeux** :
  - Très adaptés comme trajectographes
  - Réalisables en grand taille
  - Peu chers
  - Stable et simples d'utilisation

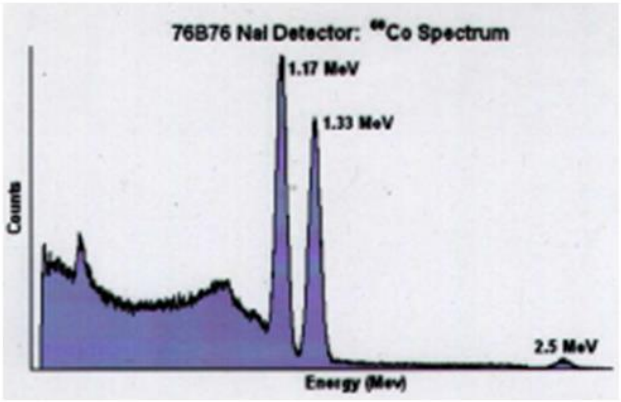
Les détecteurs semi-conducteurs

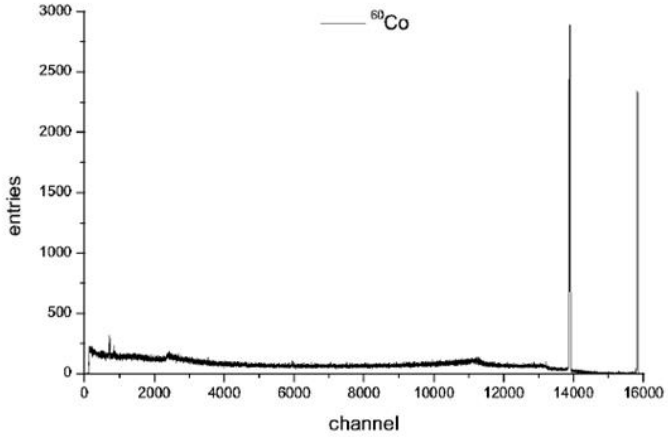
- Ce sont des détecteurs à ionisation où le passage d'une particule porte à la création de paires électron-trou quasi libres car promues en bande de conduction. On rappelle que le W pour les SC est très faible (3 eV par rapport aux 30 eV dans un gaz). La statistique des porteurs de charge va donc être très importante, ce qui fait des SC des détecteurs idéaux pour mesurer l'énergie. Comme dans un gazeux, les charges sont collectées grâce à la présence d'un champ électrique.
- La structure de base est une jonction polarisée inversement (ce qui élargi la zone de déplétion et augmente l'efficacité de détection). C'est une structure très compacte mais qui ne peut pas se faire sur des grandes surfaces. En revanche, compte tenu des espaces de dérive des charges, les SC ont une réponse en temps très rapide (mieux que la ns) et peuvent donc être utilisés au sein du système de déclenchement.
- Typiquement, les Si sont utilisés comme détecteurs de position de grande précision autour de la zone d'interaction (reconstruction du vertex). En profitant des technologies de la micro-électronique, on peut fabriquer des patterns précis sur le cristal (micro-bandes, pixels, CCD)





- Les Ge ultra purs (très faiblement dopés) sont utilisés comme calorimètres car ils disposent d'un volume déplété de plusieurs cm^2 de surface sur une profondeur jusqu'à 2 cm d'épaisseur, à comparer au Si où la zone active est de l'ordre de la centaine de μm. La statistique des charges est donc extrêmement favorable, ce qui en fait les meilleurs calorimètres, par exemple comparés à des scintillateurs (dont on parlera au prochain cours).





- Les désavantages des SC sont les suivants :
  - Fragiles à l'utilisation
  - Nécessité de refroidissement (pour le Ge mais parfois pour le Si aussi)
  - Chers
  - Dommage de radiation
  - Zone active très petite

COURS 3

Introduction

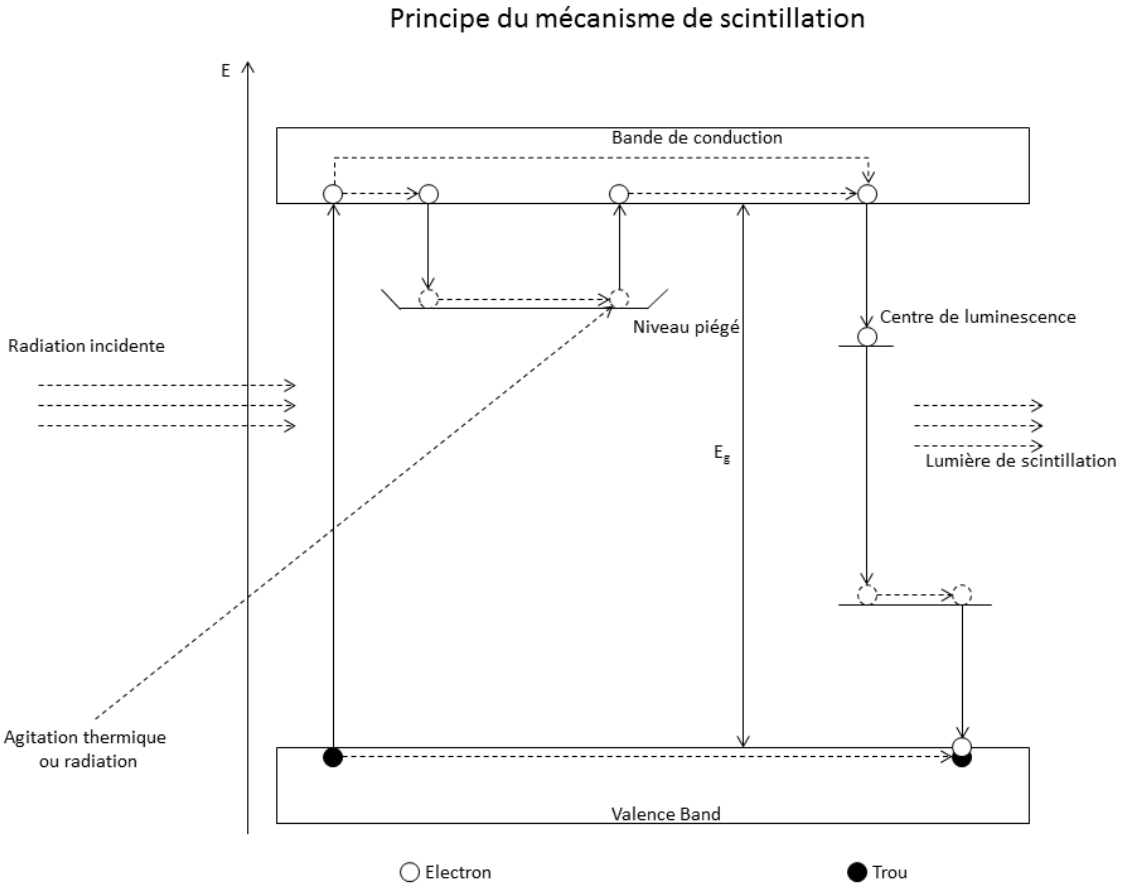
- Rappel des cours précédents :
  - Principe de détection : transformer l'interaction (microscopique) d'une particule avec la matière en un signal électrique (macroscopique)
  - L'interaction rayonnement-matière peut se résumer en deux classes de processus suivant l'état final :
    i. **Ionisation** : l'énergie cédée au milieu est supérieur à l'énergie de liaison des électrons les moins liés. On a donc des électrons disponibles.
    ii. **Excitation** : l'énergie cédée au milieu est inférieur à l'énergie de liaison des électrons les moins liés. La désexcitation se fait par émission de photons. On n'a donc pas de charges libres disponibles
  - Dans le cas (i) on va devoir récupérer ces électrons pour en faire un courant détectable. Dans le cas (ii) il va falloir convertir (si possible) les photons en électrons.
  - Le but de ce cours : montrer le principe de fonctionnement des détecteurs qui exploitent la classe (ii). Il s'agit des **détecteurs à scintillation**.
- Enfin, on verra les quelques idées générales qu'on utilise pour traiter les signaux électriques issus des détecteurs.

Les détecteurs à scintillation

- Il s'agit de matériaux isolants (organiques ou inorganiques) et transparents où le passage d'une particule porte à son absorption et puis à l'émission de photons de désexcitation (**luminescence**) qui peuvent être collectés (si le milieu est transparents dans la bande passante d'émission, autrement dit si la bande passante d'émission n'est que très peu ou pas superposée à la bande passante d'absorption !) et convertis en signal électrique par un dispositif photosensible. Si cette réémission se produit dans le temps typique d'une transition atomique (10^{-8} s) on parle de **fluorescence**. Si par contre la réémission se fait après 10^{-8} s on parle de **phosphorescence**.
- Mécanisme de la scintillation : les propriétés de luminescence d'un matériau sont très complexes à décrire car dépendent de sa structure moléculaire[1]. L'énergie cédée

[1] **Rappel** : les liaisons atomiques dans les molécules « mélangent » les niveaux atomiques discrets des atomes qui les composent portant à la formation de bandes. Dans un matériau isolant, la bande de valence est remplie par les électrons jusqu'au niveau de Fermi et est

par le passage d'une particule amène des électrons à passer de la bande de valence à la bande de conduction (avec formation d'un trou dans la bande de valence). La scintillation peut alors avoir lieu si dans le gap sont présents des niveaux d'énergie disponibles (**centres de luminescence**) pouvant être peuplés par les électrons (et les trous) lors de leur désexcitation.



L'origine et le type de ces centres dépendent du matériau et permettent une classification des scintillateurs en deux familles :

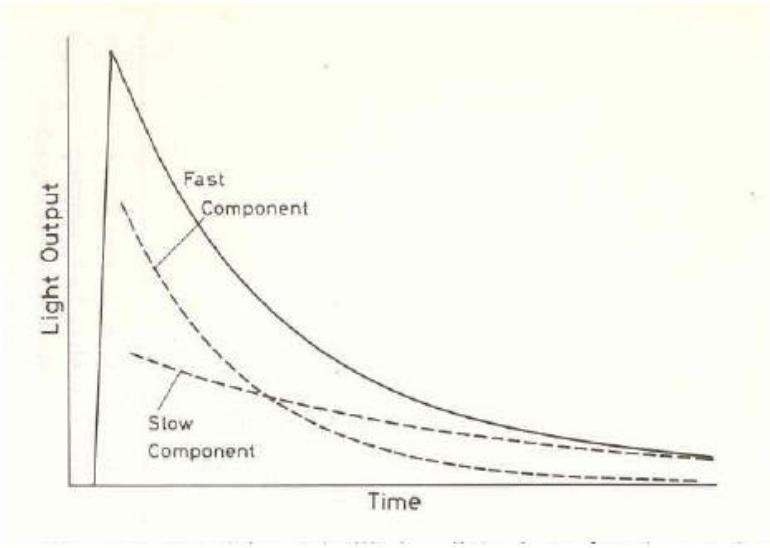
- **<u>Scintillateurs inorganiques</u>** : ce sont essentiellement des cristaux d'alcalin contenant quelques impuretés (le plus connu est le NaI dopé au Tl). Ce sont les impuretés qui placent dans le gap des niveaux atomiques intermédiaires. La désexcitation de ces niveaux porte à l'émission de photons en un temps très rapide, typiquement la ns (fluorescence). Ces impuretés amènent aussi à la formation de niveaux intermédiaires piégés (métastables), dans lesquels l'électron a besoin de plus de temps pour retomber sur un niveau plus bas, allant jusqu'à la μs (phosphorescence). On remarque aussi que les niveaux piégés peuvent également être peuplés à cause de la simple agitation

séparée par un « gap » de la bande de conduction. Dans les isolants le gap vaut plusieurs eV, de 4 à 12 environ.

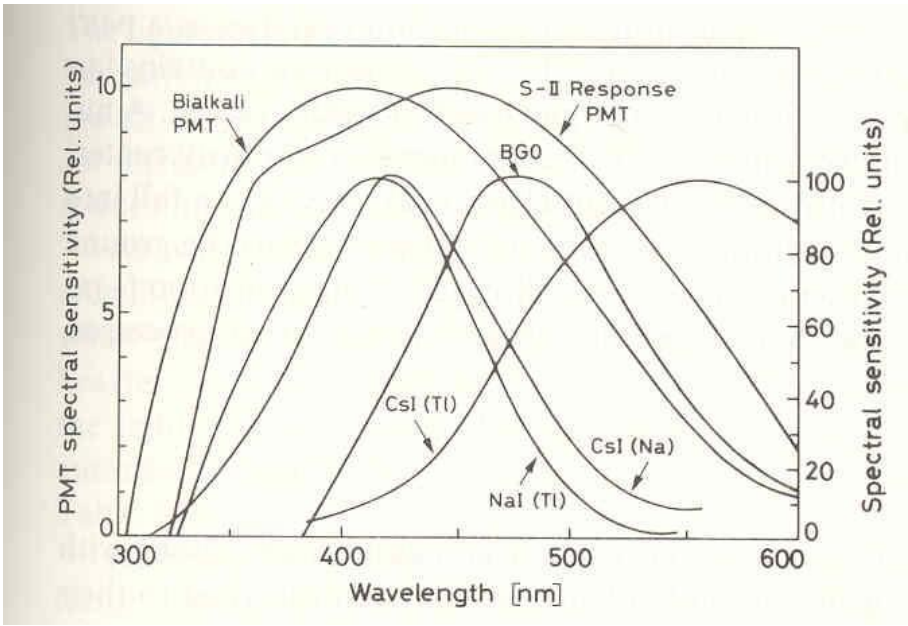
thermique dans le cristal (compétition avec les phonons).Les scintillateurs inorganiques sont généralement assez denses (4-8 g/cm^3), ce qui les rend très efficaces et le taux de production de photons de scintillation est important (dans un NaI(Tl), on produit 40000 photons par MeV déposé). Ils sont donc très adaptés pour des mesures d'énergie. En revanche, ils sont fortement hygroscopiques, ce qui oblige à les isoler de l'air ambiant.

- **Scintillateurs organiques** : il s'agit de liquides, plastiques ou même cristaux organiques complexes comportant des cycles aromatiques (typiquement des hydrocarbures). A cause de leur structure, ces molécules présentent un grand nombre de niveaux disponibles, associés à des bandes vibrationnelles et rotationnelles (forte structure collective). L'excitation et la désexcitation peuvent donc se faire par une grande quantité de configurations possibles, même en passant par des niveaux du solvant (typiquement de l'huile) dans lequel la molécule organique est dissoute. Les temps de fluorescence sont toujours de l'ordre de la ns, alors que la phosphorescence présente des temps caractéristiques de l'ordre de la ms. En revanche, le temps de montée du signal est plus rapide, ce qui les rend très adaptés aux mesures de temps. Ils sont moins efficaces car moins denses (souvent liquides) et avec un rendement de conversion moins bon.

- Propriétés de scintillateurs (*Slide 5*) :
  - **Temps de réponse** : le signal lumineux issu de la scintillation comporte deux composantes : une rapide (de l'ordre de la ns) venant de la fluorescence et une plus lente (de la μs à la ms en fonction du matériau) venant de la phosphorescence. Grace à sa rapidité, les scintillateurs sont des très bons détecteurs de temps. La proportion de photons émis par fluorescence et phosphorescence dépend du mécanisme de dépôt d'énergie et donc du type de particule incidente. Cette propriété est utilisée par exemple pour la PID entre gammas et neutrons : c'est la technique de discrimination de forme (PSD pour Pulse Shape Discrimination)

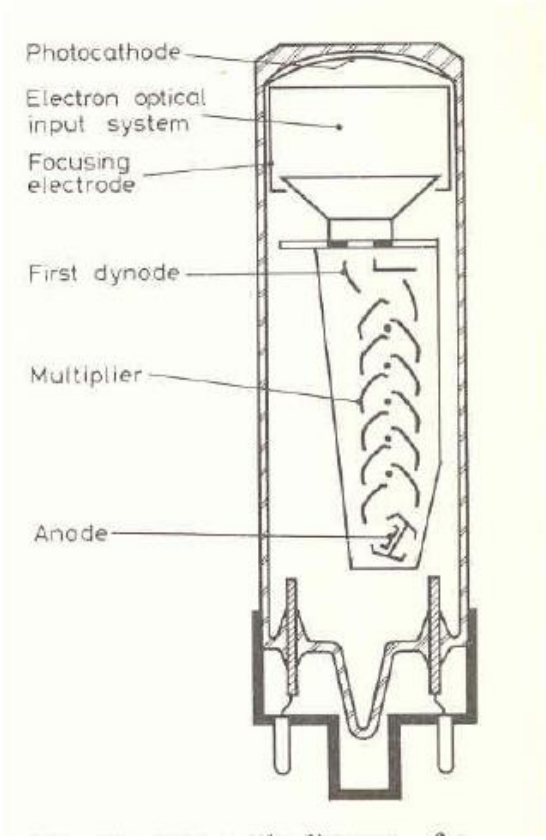


- **Taux de lumière** : il dépend du type de matériau et du mécanisme de dépôt d'énergie car il est lié à l'énergie nécessaire pour créer un photon de scintillation. Il a un impact direct sur l'efficacité et la résolution en énergie (comme d'habitude c'est la statistique des porteurs de « charge » qui détermine la résolution en énergie). D'autre part, on rappelle que l'excitation des électrons par le passage d'une particule est en compétition avec l'agitation thermique (via l'excitation par phonons), ce qui induit peut induire un bruit qui limite la résolution. Les scintillateurs sont des détecteurs très efficaces et présentent une bonne résolution en énergie (battue seulement par les Ge !)
- **Linéarité de réponse** : les scintillateurs présentent une bonne linéarité car le nombre de photons produits *dN/dE* dépend peu de l'énergie *E* de la particule incidente. Ils sont donc très adaptés pour faire de la calorimétrie.
- **Spectre des photons** : les photons de scintillations présentent un spectre caractéristique du matériau, typiquement dans le visible ou le proche UV (il s'agit des énergies typiques des transitions atomiques !). Cependant, les photons de scintillations peuvent être réabsorbés par le matériau, ce qui en réduit l'efficacité. On utilise alors un dopant (*wavelenght shifter*) qui absorbe les photons de scintillation et les réémet rapidement (moins d'une ns) dans une autre longueur d'onde. L'utilisation d'un dopant de ce type aide aussi le couplage avec le dispositif de conversion des photons en courant électrique.



- **Longueur d'atténuation** : le nombre des photons absorbés en fonction de la distance entre le point de scintillation et les éléments photosensibles suit une loi exponentielle $N(x) = N_0 e^{-x/\lambda}$ où λ est la longueur d'atténuation. Dans un scintillateur, cette longueur peut être très grande (de l'ordre du m), ce qui les rends efficace même lorsqu'ils ont des grandes dimensions.

- La **collection** des photons : on rappelle que ce dont on a besoin pour assurer un signal électrique il faut convertir les photons produits dans le scintillateur. Ceci implique que, une fois produits, il faut amener les photons du scintillateur au détecteur de photons tout en limitant les pertes par absorption ou par fuite. Ceci est réalisé en utilisant des réflecteurs sur les parois du scintillateur et des graisses optiques lors du couplage au milieu photosensible. Dans le cas où le détecteur de photons est déporté, on utilise des guides de lumière (fibres optiques), qui peuvent accessoirement servir de wavelenght shifter.
- La **détection** des photons : la conversion des photons de scintillation en signal électrique est réalisée grâce à un **photomultiplicateur** (PM).



Ses composants sont :

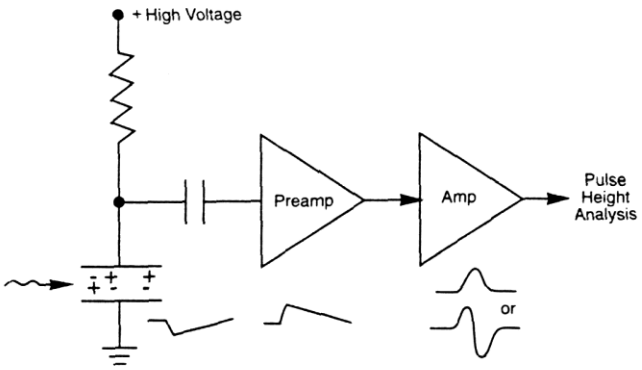
  - **Photocathode** : couche mince composée généralement d'un alliage métallique alcalin (le plus utilisé est le CsI) qui convertit les photons en électrons par effet photoélectrique. Elle est caractérisée par son efficacité quantique, définie comme le nombre de photoélectrons créés par photon incident. L'efficacité est fonction de la longueur d'onde du photon (d'où l'importance des wave shifters) et présente des valeurs autour de 0.25.
  - **Dynodes** : il s'agit d'une série d'électrodes (typiquement entre 10 et 15) se trouvant juste derrière la photocathode et formées d'un alliage particulier (souvent du CuBe). Ils sont alimentés à travers un pont diviseur qui les porte à des potentiels croissants. Les photoélectrons émis sont ainsi accélérés et focalisés sur la première dynode et arrachent 2 à 5 électrons secondaires par

photoélectron. La focalisation est fondamentale pour rendre la collection indépendante du point d'émission du photoélectron. Cette première amplification est suivie en cascade sur chaque dynode successive, produisant un gain pouvant atteindre 10^7 après 14 étages. Pour que la réponse soit linéaire le gain doit être indépendant de l'énergie du photon. Le gain est lié au facteur d'émission secondaire δ qui, à son tour, est lié à la tension V d'alimentation : $G = \delta^n = (kV)^n$ où n est le nombre de dynodes. Puisque $n = \ln(G)$, on a $\frac{dG}{G} = n\frac{dV}{V}$: ceci implique, si n=10, qu'une variation de 1% sur la tension a un impact de 10% sur le gain ! Par conséquence on comprend l'intérêt d'un pont de résistances qui assure une stabilité de l'ordre du ‰.

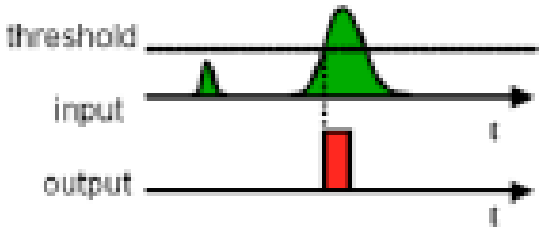
- **Anode :** c'est l'électrode sur lequel on récupère le signal amplifié et qu'on peut donc traiter.
- Les PM sont sensibles aux champs magnétiques car les trajectoires des électrons sont déviées les empêchant d'atteindre les dynodes. On utilise donc des blindages en μ-métal pour faire en sorte que les lignes de champs ne rentrent pas dans le tube du PM.

L'électronique de lecture

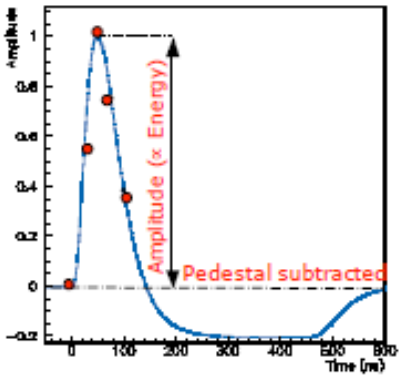
- Une fois qu'on a produit un signal électrique dans notre détecteur, ce signal doit être « traité » pour qu'il puisse être enregistré. Les étapes typiques de traitement du signal sont :
  - **Amplification** et **mise en forme** (*Slide 8*) : l'impulsion électrique générée au sein du détecteur a très souvent une amplitude très petite (plus petite que quelques mV). Il faut donc l'amplifier pour pouvoir la transporter sur des longues distances, loin du détecteur, tout un gardant un bon rapport S/B. L'amplification du signal doit être linéaire en au moins une des propriétés du signal (amplitude, intégrale, temps de montée,…). Il est très difficile de conserver une bonne linéarité sur toutes les caractéristiques : on choisit donc le type d'amplificateur en fonction de l'information dont souhaite disposer avec la plus grande précision. Pour ce faire, la plupart des amplificateurs modifient la forme du signal, parfois en transformant des impulsions unipolaires en signaux bipolaires (très utilisé pour des mesures de temps car le passage par zéro est très facile à identifier).



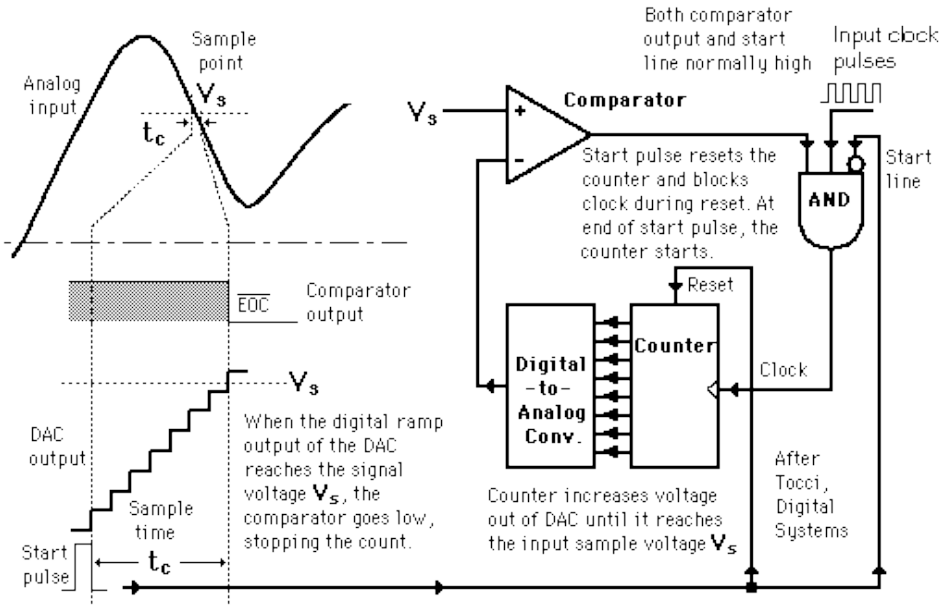
- **Discrimination** (*Slide 9*) : la formation d'un signal électrique dans le détecteur signe le passage d'une particule. Cette information peut donc être utilisée comme ingrédient du système de déclanchement de l'acquisition des données (voir après). Pour ce faire, il faut qu'un signal numérique (créneau d'amplitude fixée, correspondant au codage binaire 0/1) soit produit lorsque le signal analogique dépasse un seuil (pour éliminer les signaux de bruit), ou est compris entre un seuil bas et un seuil haut. C'est ce qu'on appelle la discrimination



- **Echantillonnage** : parfois la discrimination est loin d'être suffisante car on perd une grande partie de l'information portée par le signal (d'ailleurs, qu'est-ce qu'on peut conserver ?). Il est très utile de garder toute l'information portée par le signal amplifié. Pour ce faire on échantillonne le signal à une fréquence donnée et on stocke cet information (t,V) dans tes tableaux de mémoire au sein de circuits intégrés adaptés de type mémoire programmable (ASIC, FIFO, FPGA,…).



- **Conversion ADC** : pour que le signal analogique puisse être enregistré il faut convertir son amplitude (ou sa charge, ou ses paramètres temporels,…) en un signal numérique. C'est ce qu'on appelle « Analog to Digital Conversion »



- **Traitement « logique »** : les signaux ainsi numérisé peuvent donc être traités dans des circuits logiques pour en effectuer des opérations (comparaison, somme, différence, coïncidence ou ET logique, anti-coïncidence ou OU logique). Le traitement logique des signaux peut être effectué à plusieurs niveaux dans la chaîne d'acquisition afin de sélectionner les événements pertinents tout en rejetant les signaux associés au bruit de fond ou aux interactions qui n'intéressent pas.
- **Merging et stockage** : les données issues des différents détecteurs peuvent enfin être associées et couplées pour reconstruire chaque événement (*event building*) et le stocker sur disque ou sur bande pour le rendre disponible à l'analyse (voir cours « Enregistrer et analyses pour découvrir »).

- Tout ce que l'on vient de décrire, de la transformation dus signaux électriques issus des différents détecteurs au stockage des données sur disque, constitue une chaîne d'acquisition de données (DAQ pour *Data AcQuisition System*). Dans une expérience de physique (par exemple pour étudier les réactions induites par un faisceau sur une cible, ou un autre faisceau) le flux de particules qui traversent les différents détecteurs est très important et, parmi ces particules, seulement une partie (associées à des états finaux particuliers de la réaction) est intéressante à étudier. Pour pouvoir sélectionner ces événement on utile un système de déclanchement (trigger) qui, à partir des informations numériques provenant des détecteurs, déclenche l'acquisition de données de manière sélective pour certains événements, en fonction des leurs caractéristiques (topologie, nombre, type, énergie, etc. de particules produites,…).

Bibliographie

- W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, 2nd edition, Springer, 1994
- G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 4th edition, Wiley, 2000
- S. N. Ahmed, Physics and Engineering of Radiation Detection, Elsevier Academic Press, 2007
- C. Grupen, Particle Detectors, Cambridge University Press, 1996
- K. Kleinknecht, Detectors for Particle Radiation, 2nd edition, Cambridge University Press, 1998
- F. Sauli (editor), Instrumentation in High Energy Physics, World Scientific, 1992