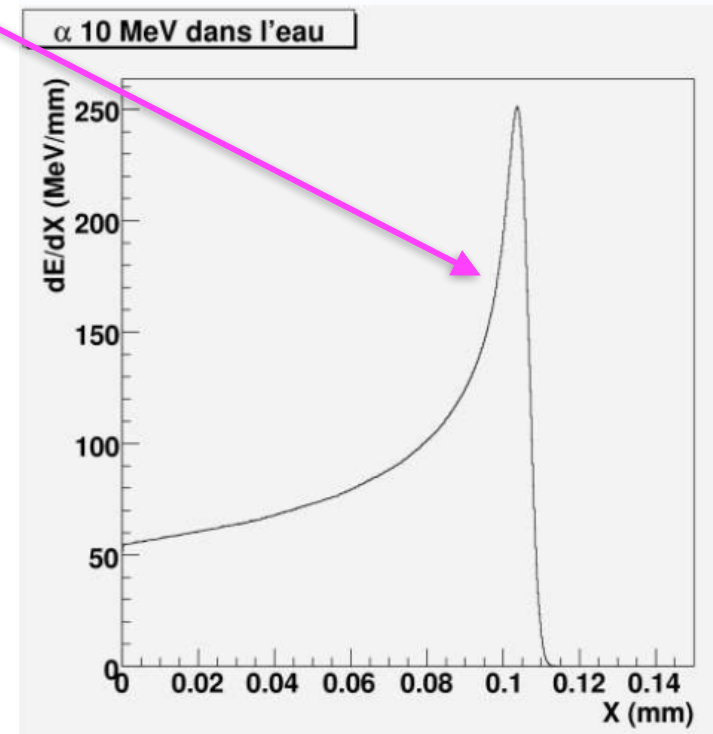
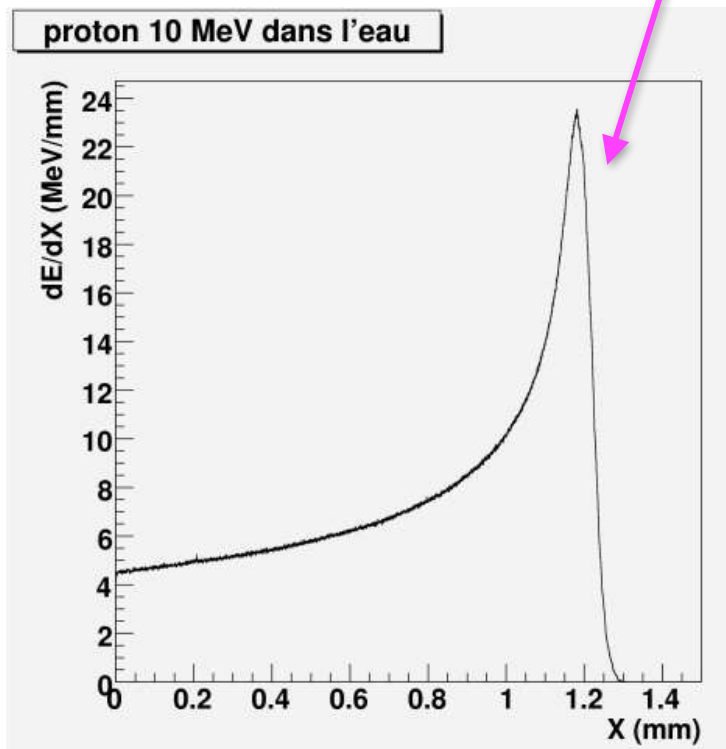
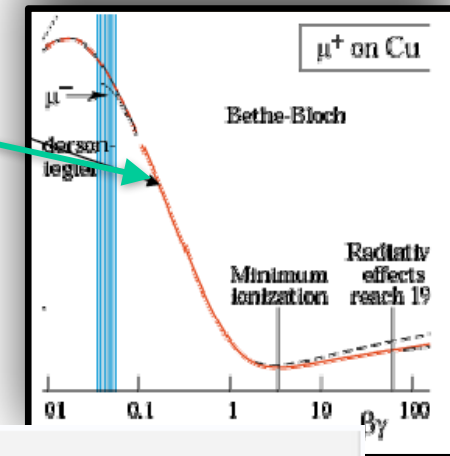


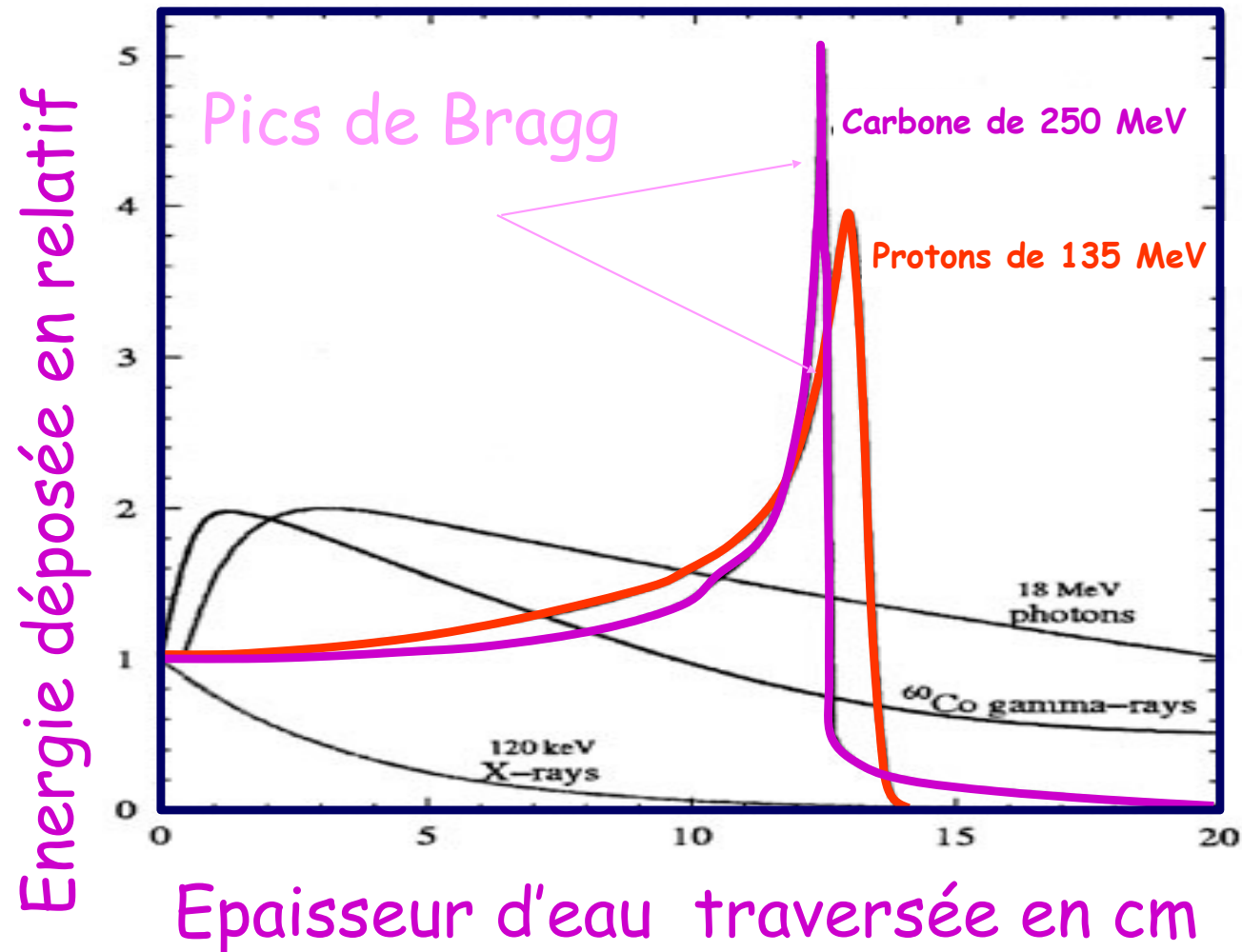
Plus l'énergie de la particule est faible, plus l'ionisation est forte.

Courbe de Bragg

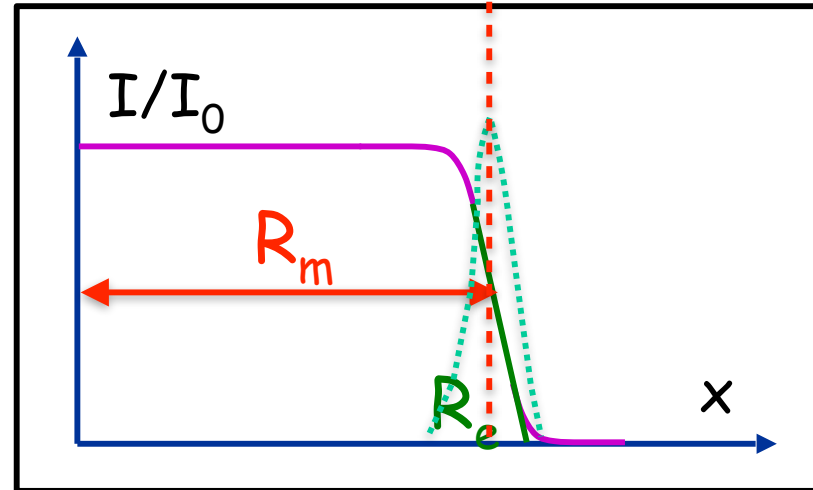
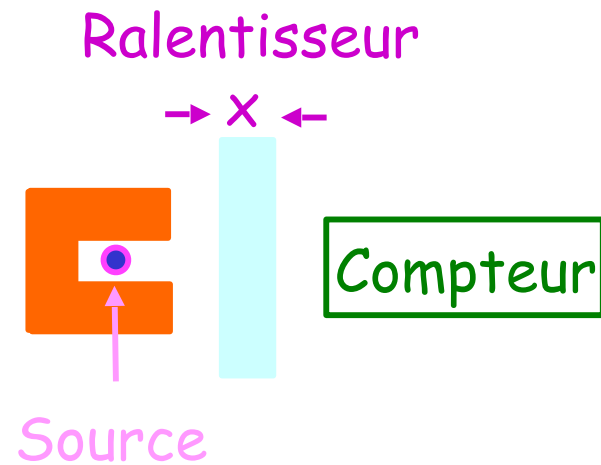
Le ralentissement va donc s'accélérer et le dépôt d'énergie croître à mesure que la particule ralentit. La particule dépose la plupart de son énergie sur la fin de son parcours : **Le pic de Bragg**



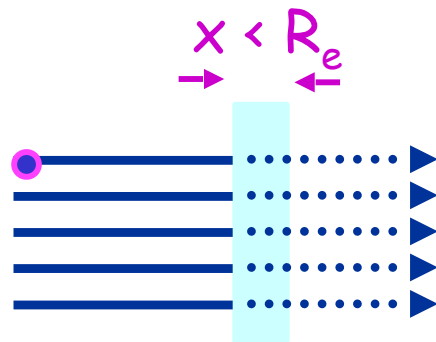
Courbe de Bragg



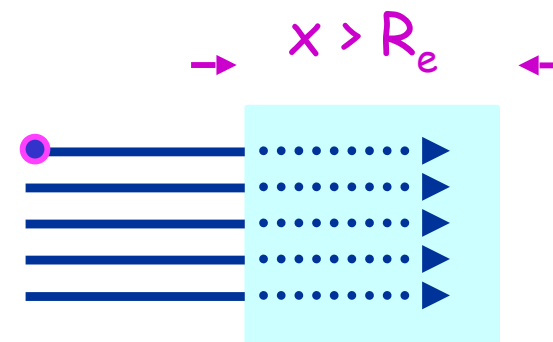
Notion de Parcours



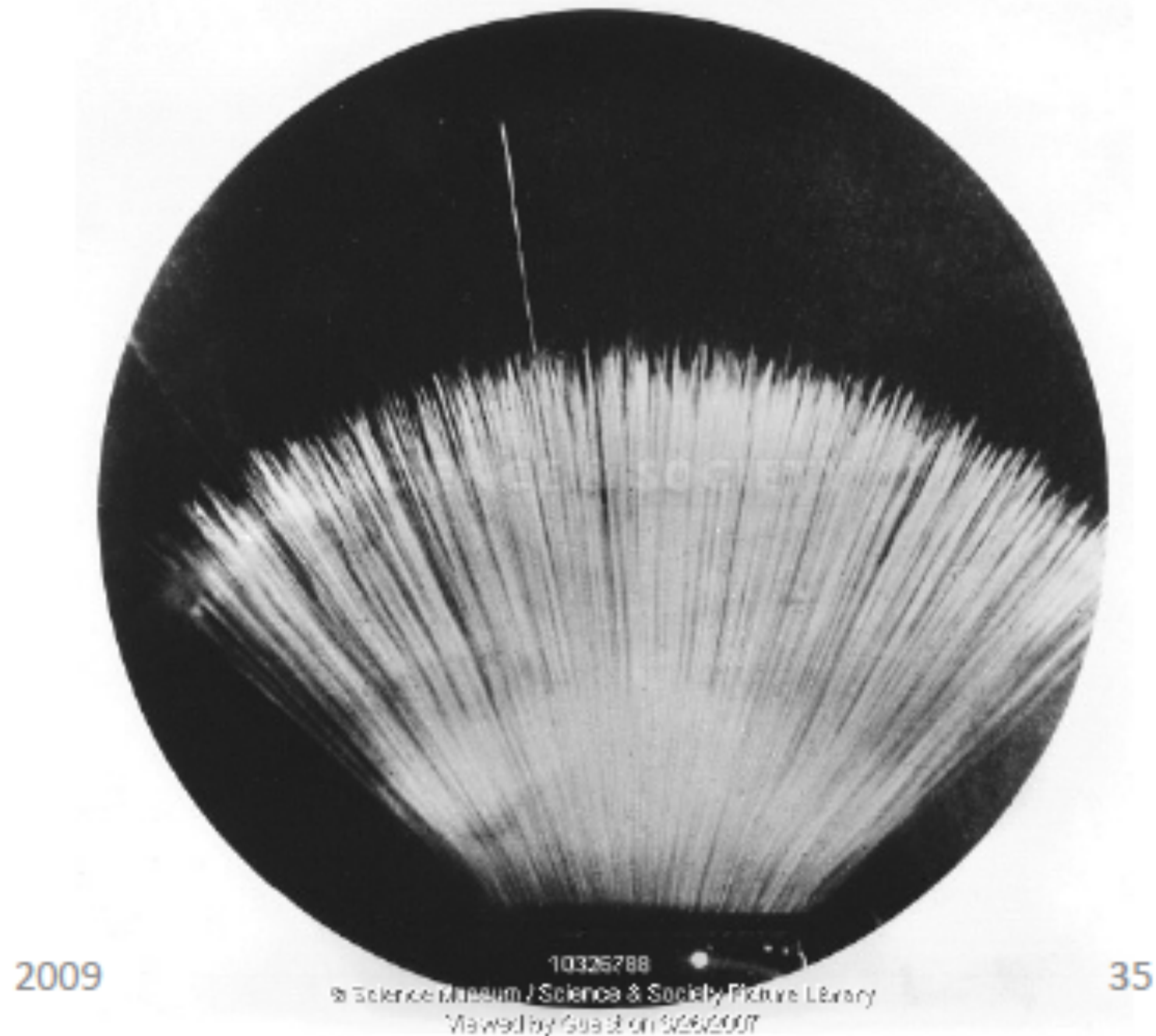
Valable pour un projectile donné, de vitesse donnée,
dans un matériau donné



Ralentissement



Arrêt



Théoriquement pour calculer la parcours,

il suffit de calculer $R(T) = \int_0^T \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$

Graphe en log-log $\Rightarrow R \propto E^b$

En effet $\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{v^2} \propto E^{-1} \Rightarrow R \propto \int E dE \propto E^2$

Unité : cm ou mg/cm²

$$R = \frac{1}{m_{ion} z^2} f(E)$$



A même énergie, un deuton a le parcours moitié d'un proton



Un α a un parcours 16 fois plus faible qu'un proton ?

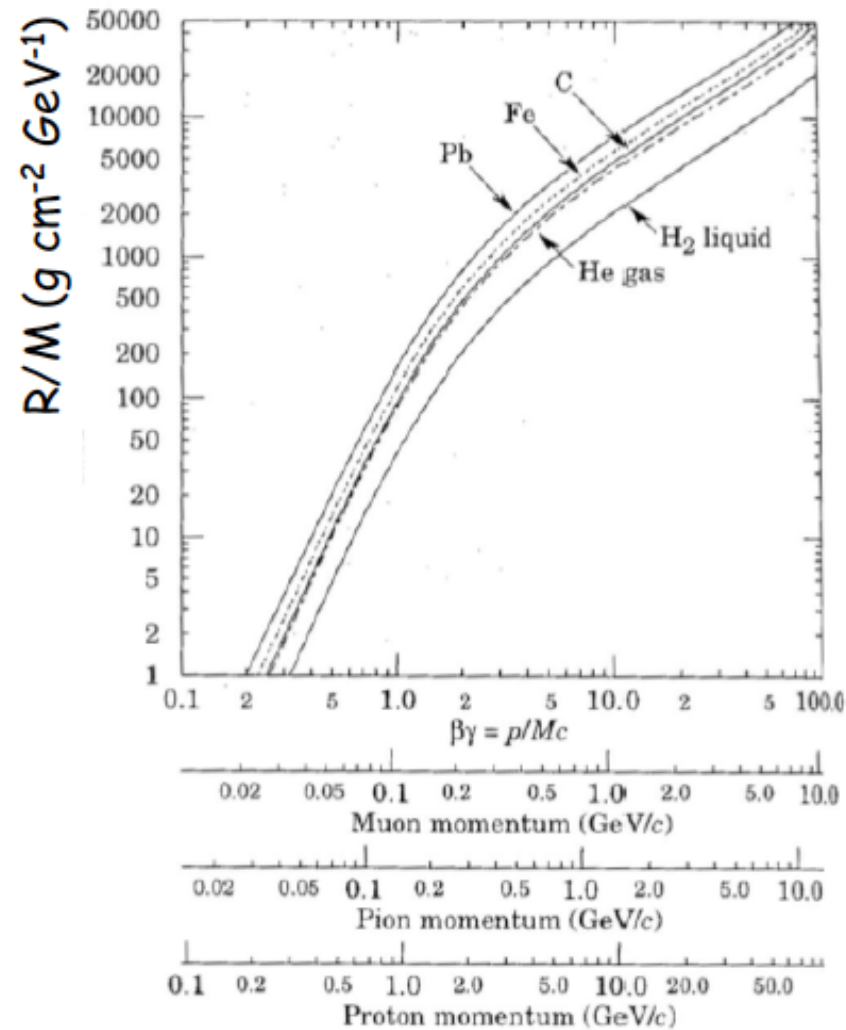
Dans Al : p de 1 MeV \rightarrow 3.967 mg/cm² $\xrightarrow{/16}$ 0.248 mg/cm²

α de 1 MeV \rightarrow 0.959 mg/cm²

$Z = Z_{eff} !!!$

Quand on sort de la partie 3 de la formule de Bethe

Parcours des
particules lourdes de
charge ± 1



Relation entre les parcours de deux particules chargées de même vitesse :

$$R_2 = R_1 \frac{A_2}{A_1} \left(\frac{Z_1}{Z_2} \right)^2$$

Cette relation montre que le parcours d'un proton est le même que celui d'un alpha de même vitesse, donc d'énergie quatre fois plus élevée.

A vitesse égale, les isotopes (par exemple : proton et deuteron) ont des parcours proportionnels à leur masse.

Parcours dans des milieux différents

Règle de Bragg-Kleeman

Connaissant le parcours R_a d'une particule dans un milieu, on peut calculer son parcours R_b dans un autre milieu à l'aide de la relation semi-empirique de Bragg-Kleeman :

$$\frac{R_b}{R_a} \simeq \frac{\rho_a \sqrt{A_b}}{\rho_b \sqrt{A_a}}$$

où ρ_a , ρ_b sont les densités des milieux concernés
 A_a , A_b leur poids atomique.

La précision sur la valeur du parcours est de l'ordre de 15%.

Utilisation des tables

Calcul de la perte d'énergie après traversée d'une épaisseur t :

Si t mince : $\Delta E = dE/dx * t$

Tables des pouvoirs d'arrêt

Si t épais :

$$E_{\text{initiale}} \text{ -----> } R_{\text{initial}}$$

$$R_{\text{final}} = R_{\text{initial}} - t$$

$$R_{\text{final}} \text{ -----> } E_{\text{finale}}$$

Tables des parcours

Temps d'arrêt

$$v_i = \sqrt{\frac{2E}{m_{ion}}} \cong 1.39 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{E}{A}}$$

$$\text{Si } \langle v \rangle = K v_i$$

$$T = \frac{R}{\langle v \rangle} = \frac{R}{1.39 \cdot 10^7 K} \sqrt{\frac{A}{E}} = 1.2 \cdot 10^{-7} R \sqrt{\frac{A}{E}} \quad \text{en seconde}$$

$$K \sim 0.6$$

R en m

E en MeV

A: nombre de masse



qq ps dans les solides et liquides
qq ns dans les gaz

Autres contributions

- Collisions noyau-noyau

négligeable au-delà de 200 keV/amu → fin de parcours...

modélisés à partir des potentiels d'interaction atomiques (SRIM, Ziegler)



Défauts d'ionisation - altération de la structure cristalline (Si)

- Rayonnement de freinage

« Toute particule chargée subissant une accélération rayonne de l'énergie sauf si elle se trouve dans un état stationnaire »

$$\sigma \propto \frac{z^2}{m_{ion}^2}$$



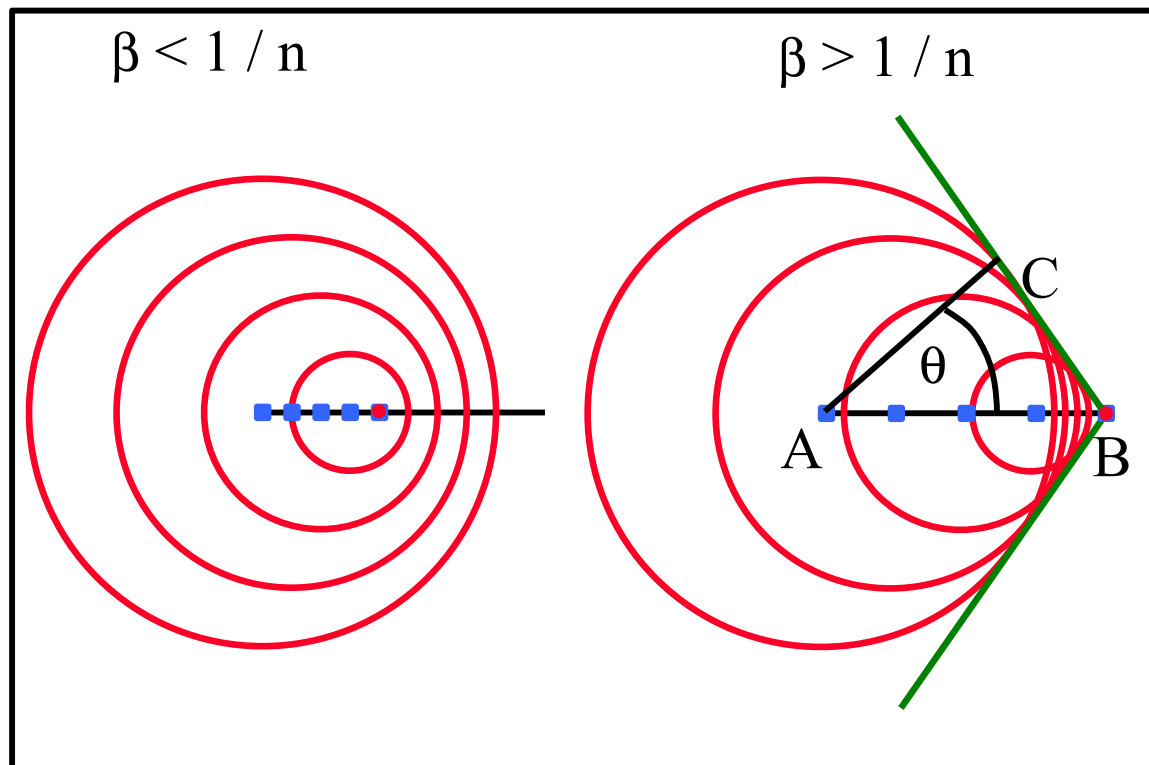
électrons

• Effet Čerenkov

$v > c/n$, n : indice de réfraction du milieu

Phénomène analogue au passage du mur du son

$$\cos \theta = \frac{AC}{AB} = \frac{(c/n)\Delta t}{\beta c \Delta t} \quad \longrightarrow \quad \boxed{\cos \theta = \frac{1}{\beta n}}$$

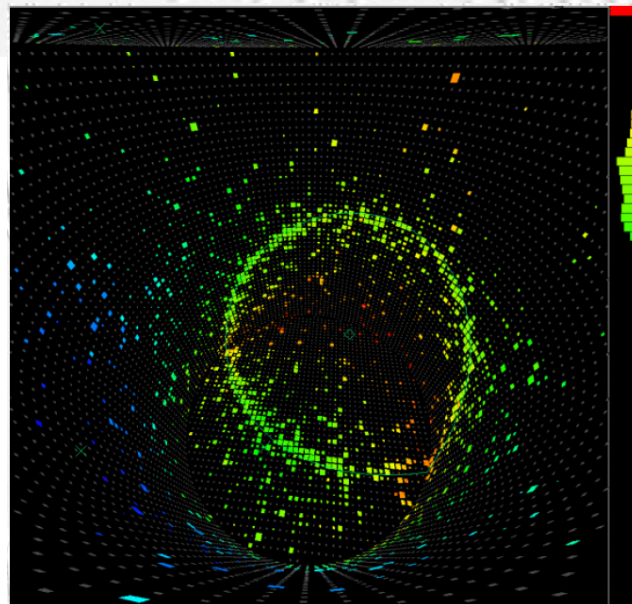
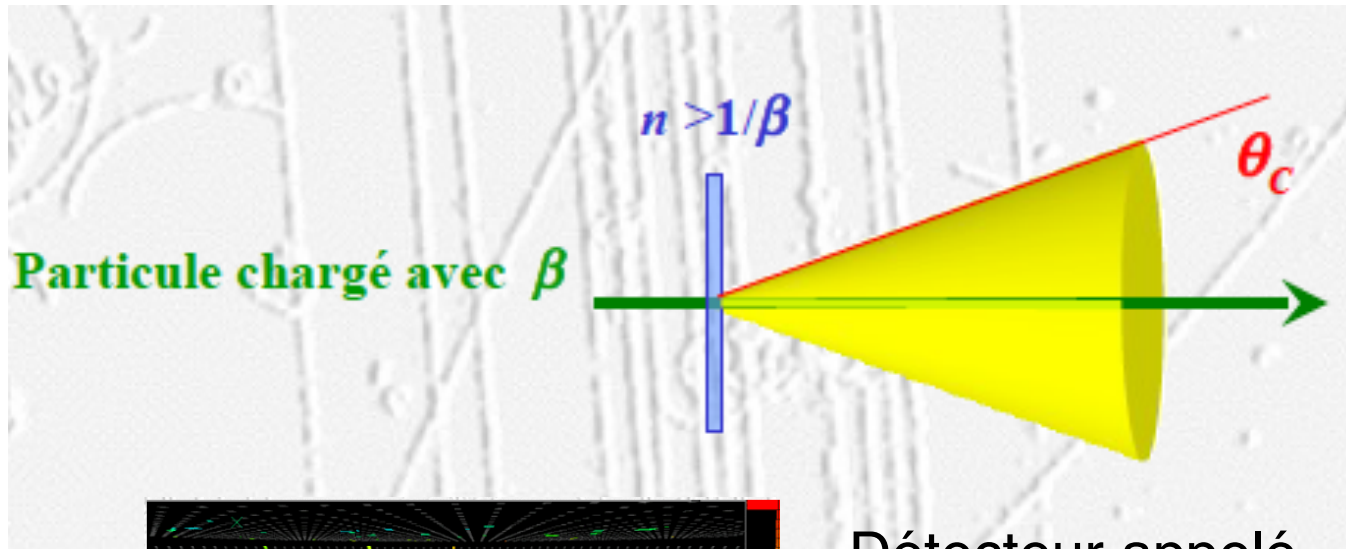


- Intensité : $\propto z^2$
- UV et visible
- Faible perte d'énergie

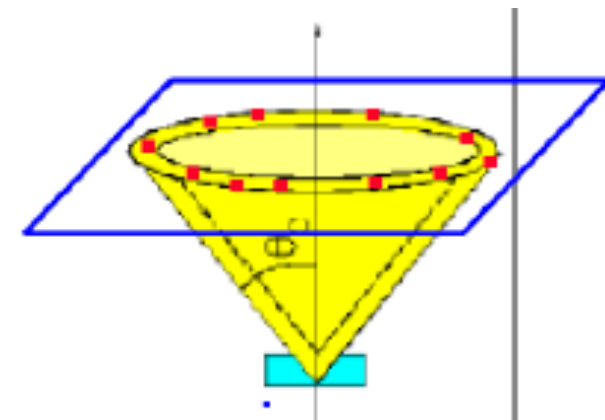


Détecteurs sur ligne
de faisceau

La Particule émettra une radiation Cherenkov tangente à un cône d'angle θ_c
autour de la trace: $\cos \theta_c = 1/\beta n$



Détecteur appelé
RICH (Ring Imaging **CH**erenkov)



Les matériaux composites

Règle de Bragg

Dans un milieu contenant plus d'un élément, la perte d'énergie de la particule est la somme des pertes dues à chacun des éléments, pondérée par leur abondance respective.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{composé}} = \frac{1}{M} \sum_i N_i A_i \left(\frac{dE}{dx}\right)_i$$

Masse molaire
du matériau

Constituant i : N_i atomes de masse
atomique A_i .

Exemple : le mylar ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$)

$$M = 10 \times 12 + 8 \times 1 + 4 \times 16 = 192$$

$$\Rightarrow \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{mylar}} = \frac{1}{192} \left(120 \left(\frac{dE}{dx}\right)_C + 8 \left(\frac{dE}{dx}\right)_H + 64 \left(\frac{dE}{dx}\right)_O \right)$$

Application : identification des noyaux

Pour des particules dans la zone 3 (ions lourds du GANIL par ex)

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{v^2} \quad \text{Ou encore :} \quad -\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{E} A z^2$$

On mesure simultanément E et ΔE dans une épaisseur Δx .

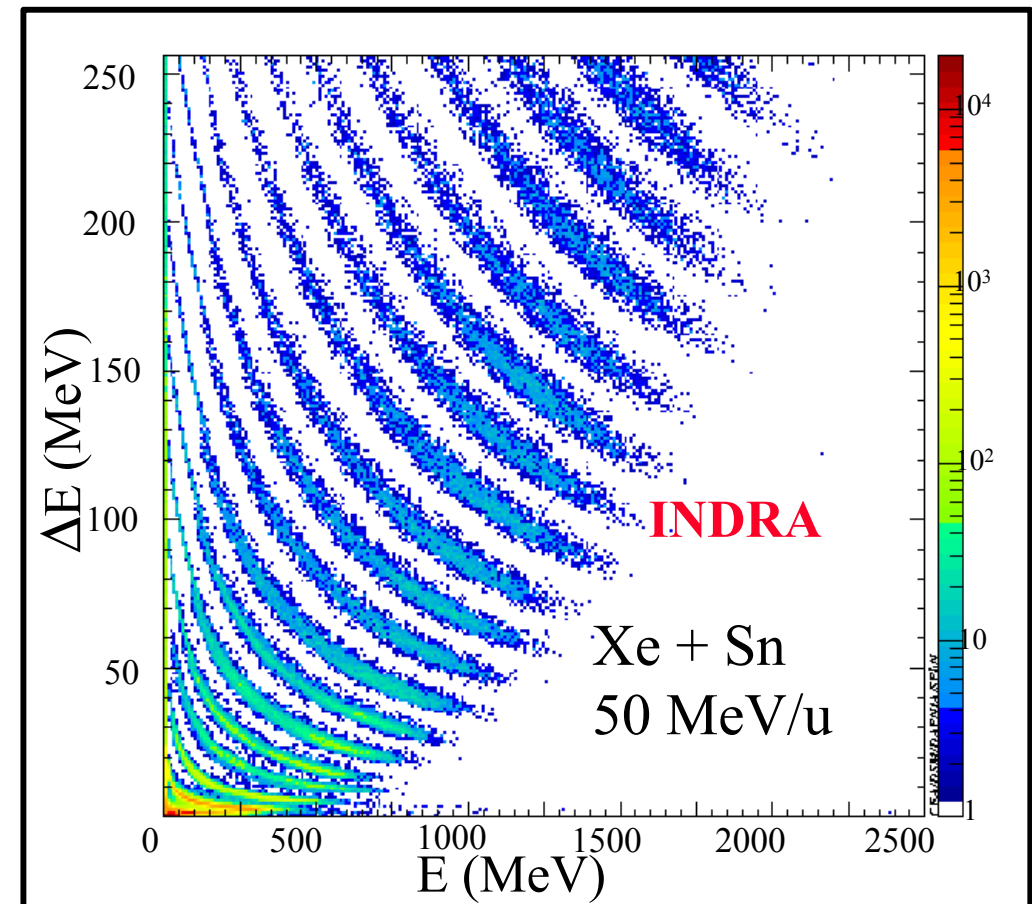
$$\Delta E \approx -\frac{dE}{dx} \Delta x$$

donc $E \times \Delta E \propto A z^2$

À chaque ion correspond une hyperbole dans le plan $(E, \Delta E)$



$$z = z_{\text{eff}} !!$$



Performances de la méthode

Meilleure séparation en charge qu'en masse

$$\Delta E \propto \frac{m_{ion} z_{ion}^2}{E}$$

$$\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} = \frac{\Delta(m_{ion})}{m_{ion}} + \frac{2\Delta(z_{ion})}{z_{ion}}$$

z_{ion} $m_{ion} ??$

Avec $m_{ion} \sim 2 z_{ion}$:

$$\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} \approx \frac{3\Delta(z_{ion})}{z_{ion}}$$

Résolution de 3% pour une séparation en z autour de $z = 100$.

A z_{ion} fixé :

$$\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} \approx \frac{\Delta(m_{ion})}{m_{ion}}$$

Résolution de 0.5% pour une séparation en masse autour de $m = 200$.



Limitation par la dispersion en énergie des détecteurs

dE/dx fluctuations

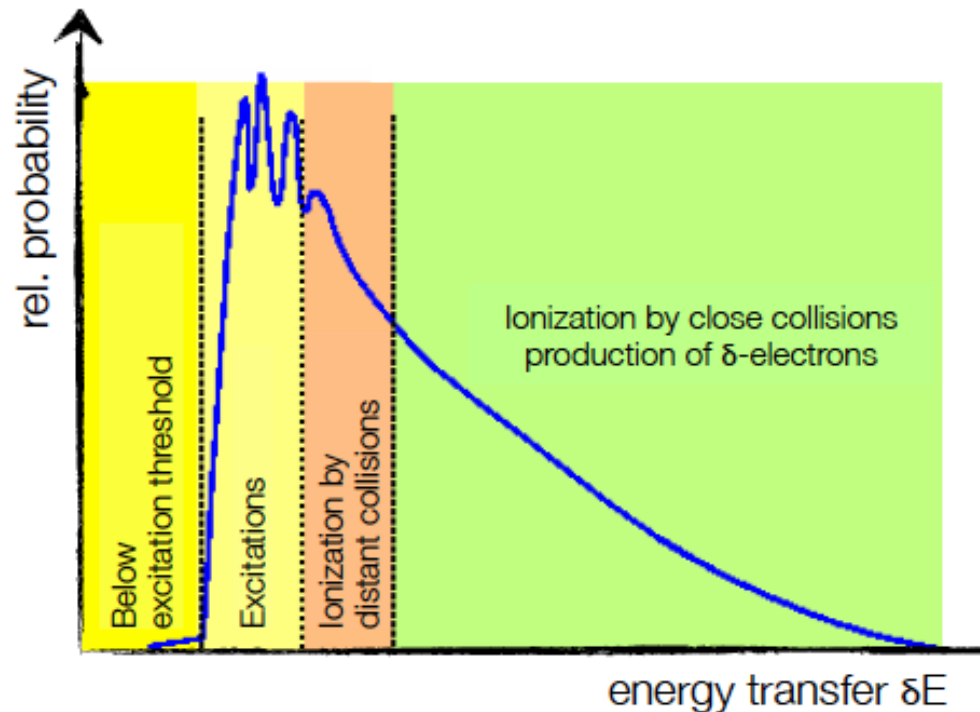
La formule de Bethe Bloch décrit l'énergie moyenne perdue.

On mesure l'énergie ΔE perdue dans un matériel d'épaisseur Δx avec

$$\Delta E = \sum_{n=1}^N \delta E_n$$

N : number of collisions

δE : energy loss in a single collision



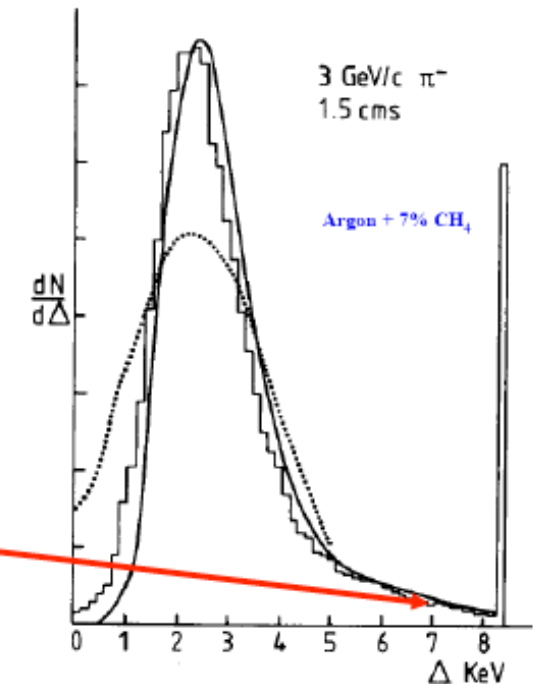
La perte d'énergie δE est distribuée statistiquement

On parle de « straggling » en énergie

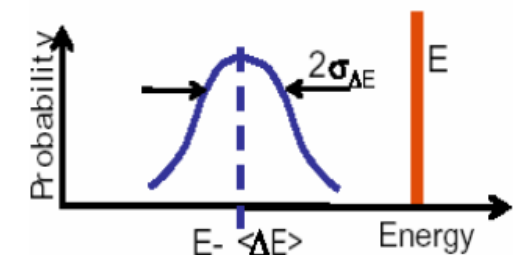
Forme des distributions de ΔE

Petites épaisseurs (ou **matériaux de basse densité**) :

- Peu de collisions, mais certaines d'entre elles ont un grand transfert d'énergie
- Les fluctuations (dus aux électrons δ) deviennent importantes
- Les distributions de ΔE présentent de grandes fluctuations vers les pertes élevées (**queues de Landau**)
- Distributions asymétriques (**Distribution de Landau**)
- Typiquement quelques dizaines de collisions dans 1 cm de gaz



Grandes épaisseurs (ou **matériaux de haute densité**) :
Beaucoup de collisions
Les distributions de ΔE sont gaussiennes



$$\sigma_{\Delta E} = 4\pi N_A r_e^2 m_e^2 c^4 \rho \frac{Z_T}{A_T} x = 0.1569 \rho \frac{Z_T}{A_T} x \text{ MeV}^2 \quad \text{---} \quad P(\Delta E) \propto \exp \left\{ - \frac{(\Delta E - \langle \Delta E \rangle)^2}{2\sigma_{\Delta E}^2} \right\}$$

Dispersion en énergie des ions Ar dans le Si

Energie \ Epaisseur	1 μm		10 μm		100 μm	
	ΔE	R	ΔE	R	ΔE	R
5 MeV	2.3	3%	/	/	/	/
50 MeV	4.2	6%	38	2%	/	/
500 MeV	1.7	15%	17.5	4.5%	200	1.5%



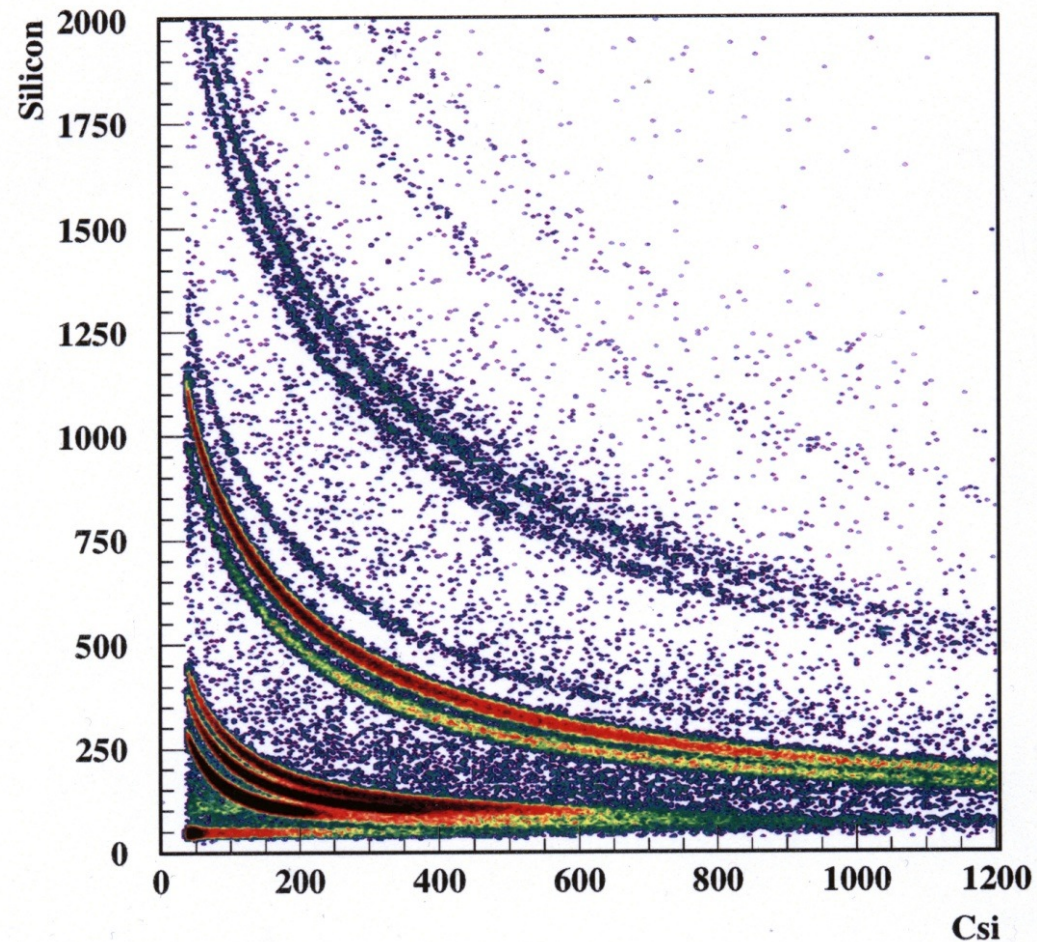
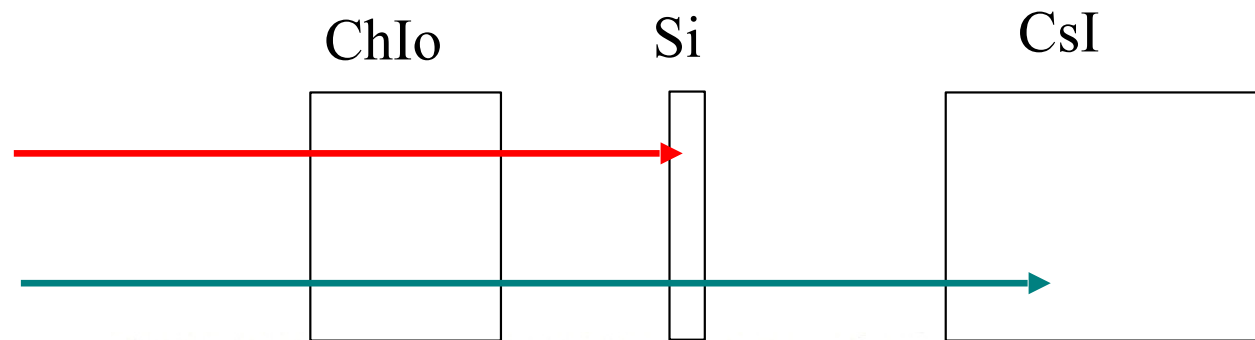
± Ok pour les charges, masses limitées à $\sim A = 50$

(dans le meilleur des cas...)

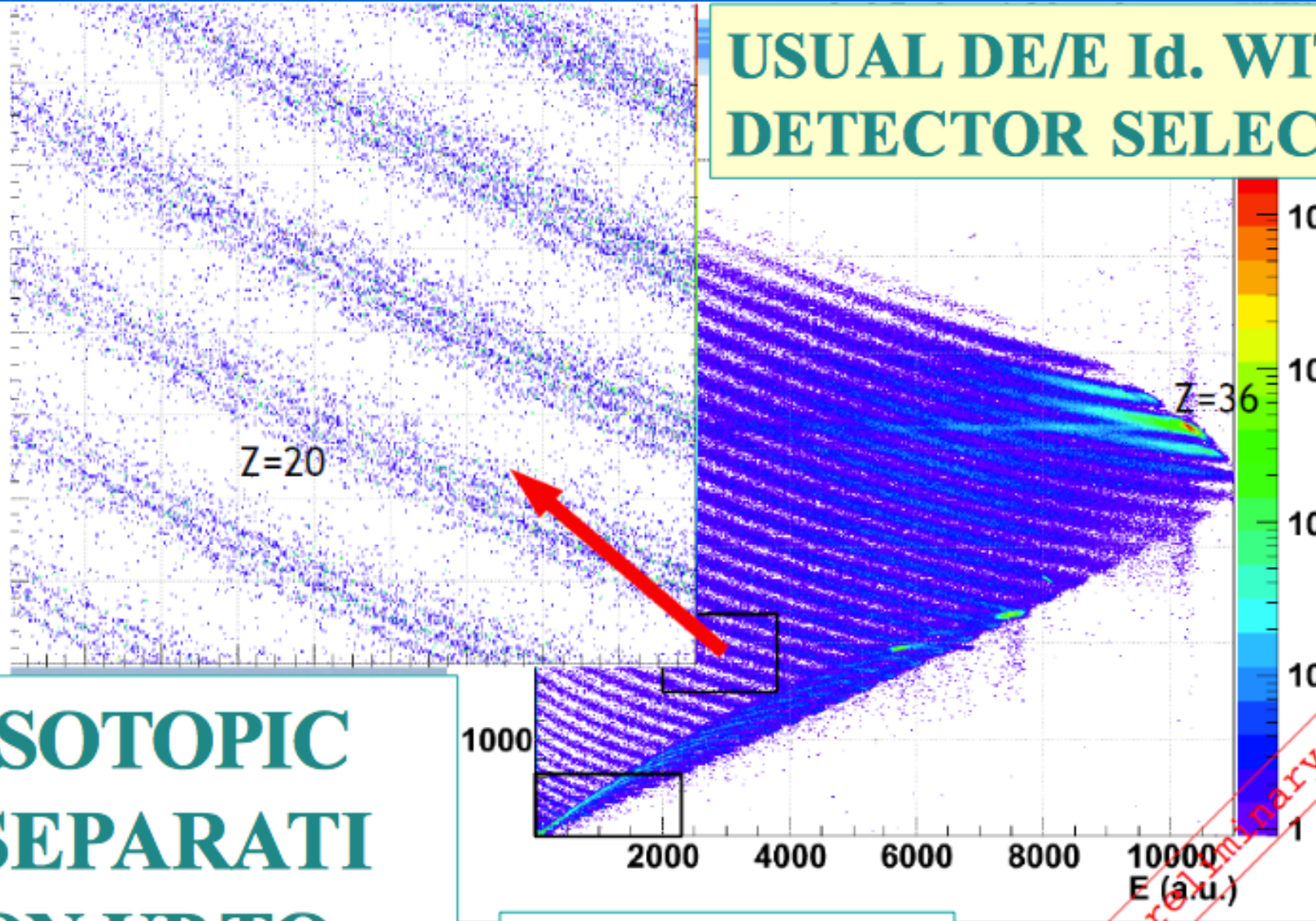


Détecteurs pas trop minces...

Si dynamique en énergie large : télescope à plusieurs étages



**USUAL DE/E Id. WITH OUR
DETECTOR SELECTION:**



**ISOTOPIC
SEPARATI
ON UP TO
 $Z=20-25$**

FAZIA data (LNS)