

DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE

cea

www.cea.fr

Mesure du rayonnement α

La spectrométrie α

J. AUPIAIS
LICENCE PROFESSIONNELLE
MÉTROLOGIE CHIMIQUE & NUCLÉAIRE

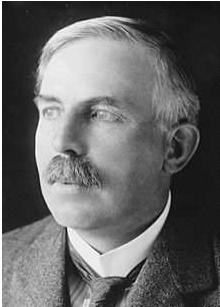
DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE

cea

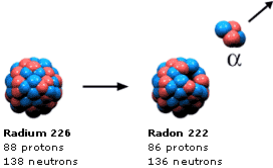
RADIOACTIVITÉ NATURELLE & ARTIFICIELLE

- ### Découverte de l'émission α

En 1909, après avoir étudié la trajectoire des particules alpha dans un champ électrique, Ernest Rutherford indiqua que le rayonnement α avait une masse comparable à celle de l'atome d'hélium et qu'elle emportait une charge électrique égale à 2 charges élémentaires. La diffusion des rayonnements α par une feuille mince d'or permit à Rutherford en 1911 de mettre en évidence l'existence d'un noyau dans l'atome. Il en conclut que le rayonnement α était en réalité une particule cinétique de nature identique à celle d'un noyau d'hélium.



1871-1937



Radium 226
88 protons
138 neutrons

Radon 222
86 protons
136 neutrons

α

La spectrométrie alpha | PAGE 2



STRUCTURE FINE - DECOUVERTE

Compte tenu du défaut de masse des noyaux, la désintégration alpha libère de l'énergie qui se distribue sous forme d'énergie cinétique. Les physiciens ont cru pendant longtemps que les particules α émises par un radioélément donné avaient toutes les mêmes énergies.

En 1930, en étudiant la quantité de mouvement des particules émises par le ^{212}Bi , Rosenblum montra qu'un même radioélément pouvait émettre plusieurs rayonnements α d'énergies différentes. Cette structure fine de l'émission alpha fut attribuée à la formation d'états excités du noyau résiduel formé par la désintégration.

$$T_{\alpha_i} = \frac{m_y}{m_y + m_\alpha} (Q_\alpha - E_i)$$

- T_{α_i} : l'énergie cinétique de la particule alpha pour la transition i
- m_α : la masse de la particule alpha
- m_y : la masse du noyau produit après l'émission de la particule alpha
- Q_α : le bilan en énergie de la désintégration
- E_i : l'énergie d'excitation du noyau produit après l'émission de la particule alpha



STRUCTURE FINE – REMPLISSAGE DES COUCHES

Modèle en couche avec interaction spin-orbite – nécessaire pour reproduire les nombres magiques observés (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184, ...) [G. Mayer 1948]

$$S.O. = \vec{l} \cdot \vec{s}$$

Les énergies propres sont : $E_n = \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right)$

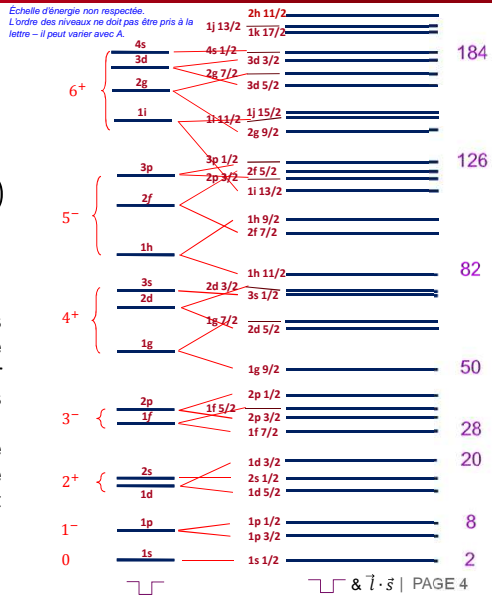
Le remplissage est curieux !

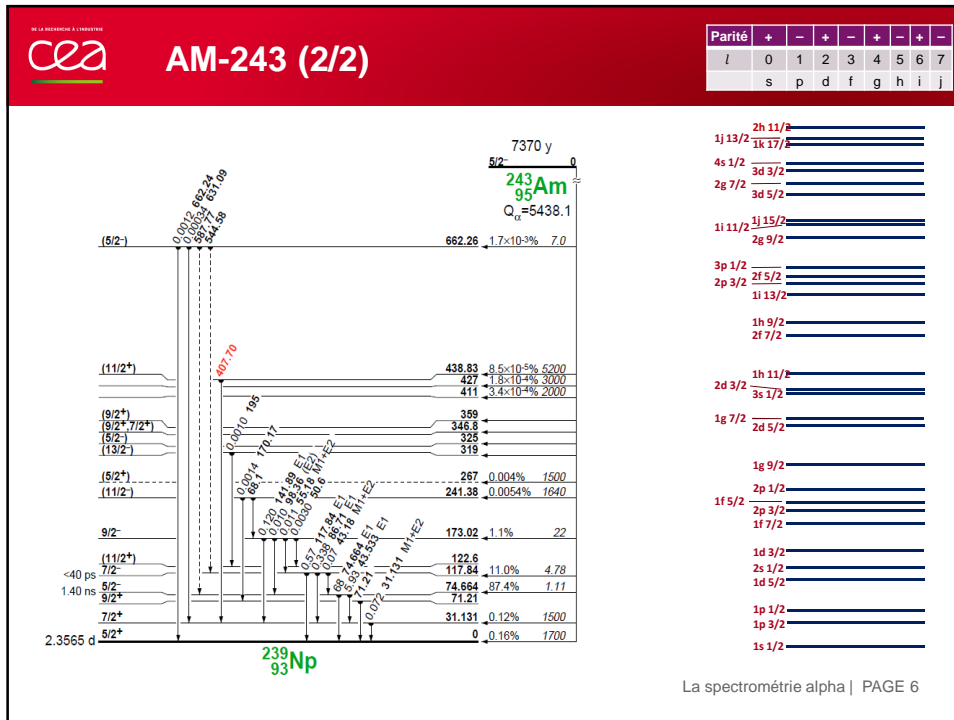
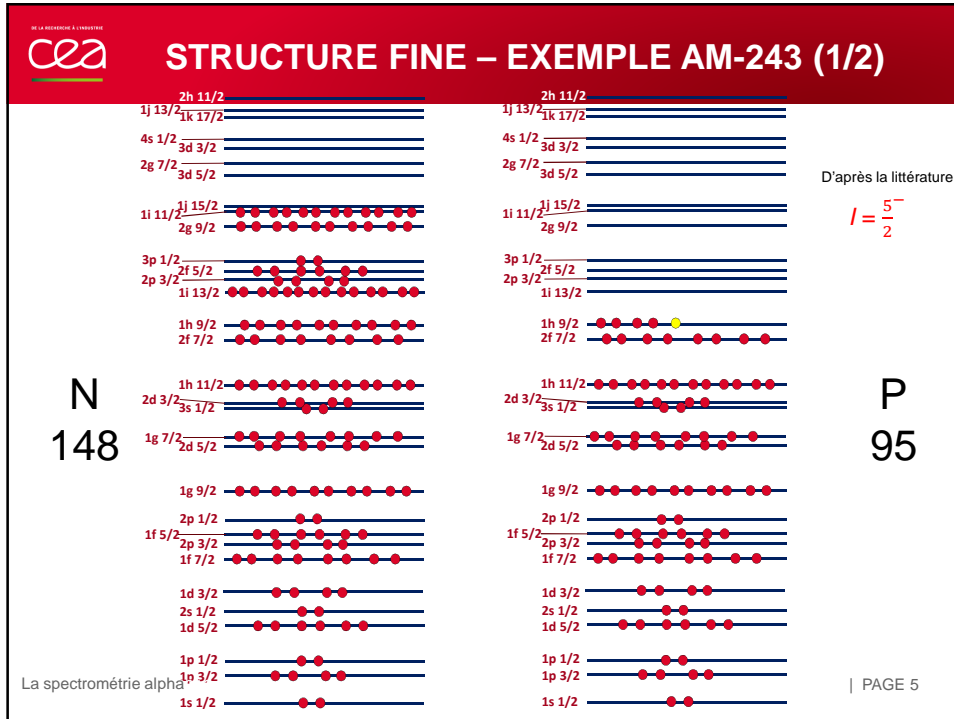
Nombre de nucléon par couche = $2l + 1$

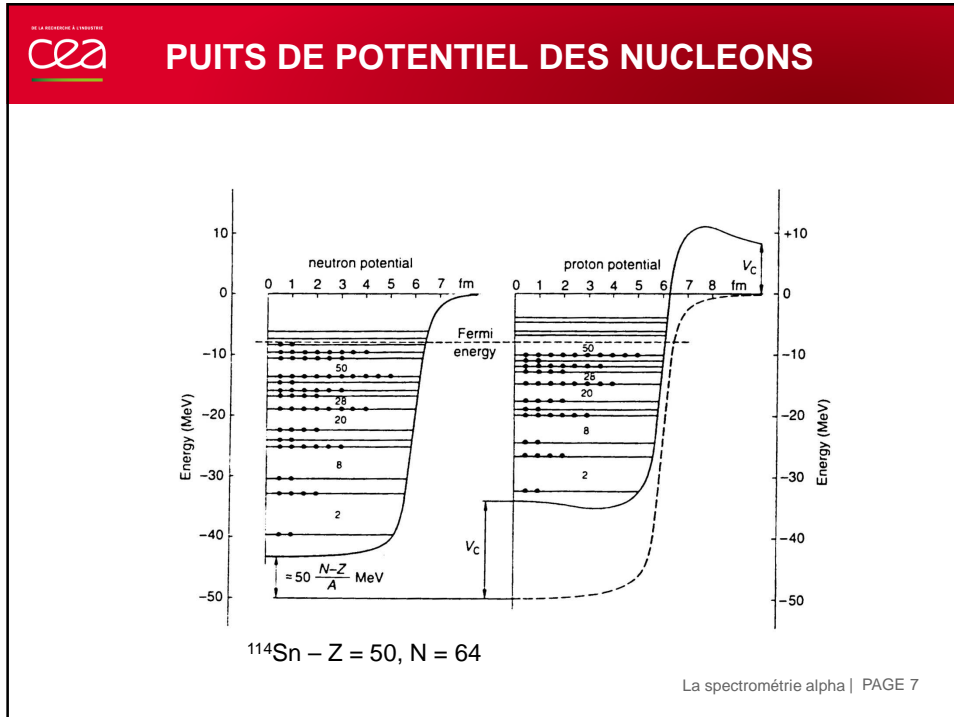
C'est un modèle à particules indépendantes, qui vérifie le principe de Pauli : chaque nucléon « se déplace sur une orbite » **indépendamment** des autres nucléons.

Indépendamment : Chaque nucléon baigne dans un potentiel moyen de forme simple qui simule l'attraction moyenne qu'il ressent de la part de tous les autres.

Parité	+	-	+	-	+	-	+	-
l	0	1	2	3	4	5	6	7
	s	p	d	f	g	h	i	j







CEA DE LA RECHERCHE & L'INDUSTRIE

POUR RESUMER – UN NOYAU C'EST...

Vision conventionnelle

Réalité

Formes et dynamiques variées

Nuclear ground-state shapes

La spectrométrie alpha | PAGE 8

QUELLE EMISSION ?

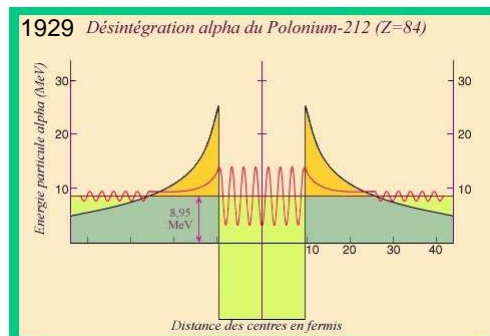
Pour que la désintégration spontanée d'un noyau soit possible, il faut que sa masse initiale soit plus élevée que la somme des masses des noyaux produits. Dans le cas de l'uranium 238, on peut montrer (cf. tableau ci-dessous) que l'émission d'une particule alpha est le seul assemblage de nucléons qui conduit à un bilan d'énergie positif. Il en est de même pour la plupart des noyaux émetteurs alpha.

Particule émise	Noyau produit	Bilan d'énergie (MeV)
proton (^1H)	Protactinium 237	-7,601
deuton (^2H)	Protactinium 236	-11,159
triton (^3H)	Protactinium 235	-9,958
noyau d' ^3He	Thorium 235	-11,858
alpha (^4He)	Thorium 234	4,294
noyau d' ^3He	Thorium 233	-2,795
noyau d' ^4Li	Actinium 234	-23,101
noyau d' ^5Li	Actinium 233	-5,859
noyau de ^6Li	Actinium 232	-5,906

Energie libérée pour différentes désintégrations de l'uranium 238

L'EFFET TUNNEL - DECOUVERTE

George Gamow (1904-1968)

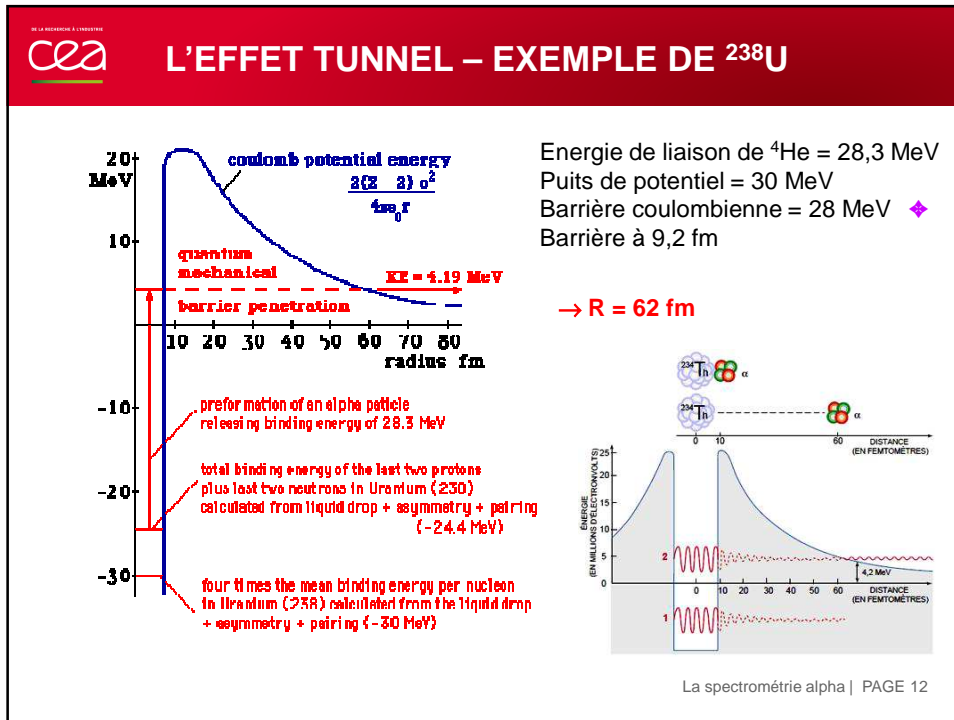
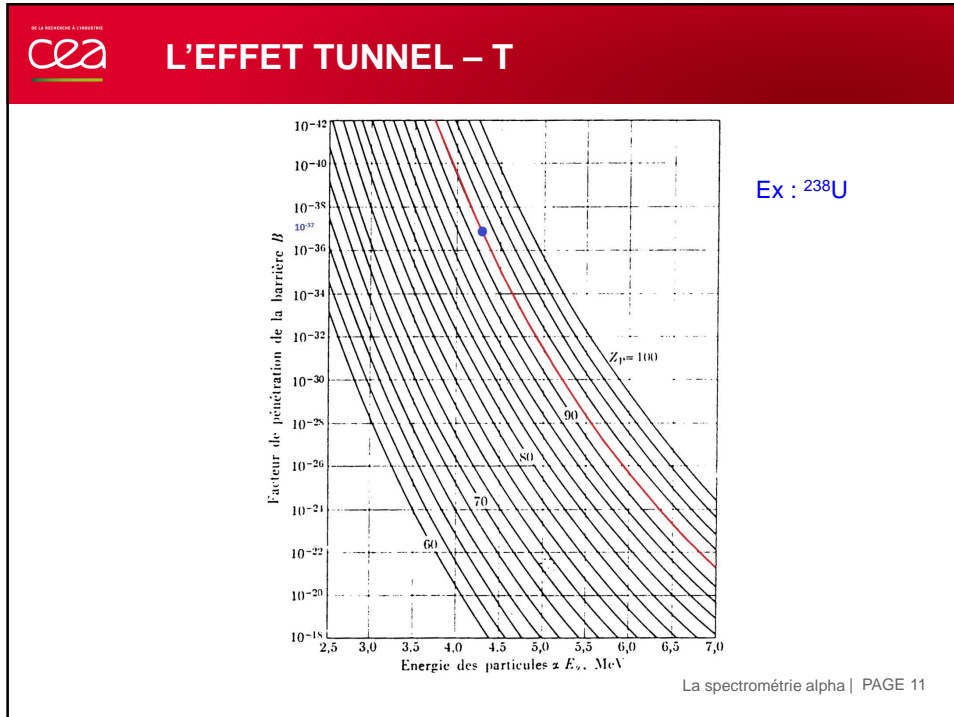


Potentiel

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2(Z-2)e^2}{r}$$

Facteur de transmission

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V_0^2}{E(V_0 - E)} \text{sh}^2 k_2 a}$$



L'EFFET TUNNEL – PREDICTION $T_{1/2}$ (^{232}Th)

$$p \times f \times T$$

1) Probabilité de préformation de l' α dans le noyau : $p=1$

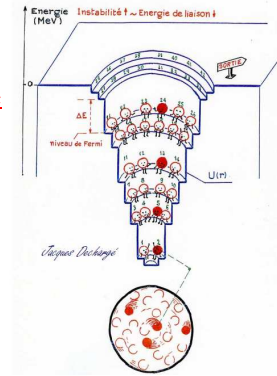
2) Fréquence à laquelle se cogne l' α sur la barrière : $f \approx \frac{v_\alpha}{d}$

$$\frac{1}{2} M_\alpha v_\alpha^2 = \frac{1}{2} M_\alpha c^2 \left(\frac{v_\alpha}{c} \right)^2 = 30 (V_0) + 4 (Q)$$

$$\left(\frac{v_\alpha}{c} \right)^2 = \quad \Rightarrow \quad v_\alpha =$$

3) Diamètre interne du noyau : d

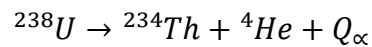
$$d = 2R = 2 \times 1,2 \times A^{1/3} =$$



$$p \times f \times T = \quad \Rightarrow \quad T_{1/2} =$$

EVALUATION ENERGIE DES ALPHAS

En général, la décroissance alpha mène au niveau fondamental du noyau fils de telle sorte que la particule emporte le maximum d'énergie possible avec un moment angulaire le plus petit possible.



$$Q_\alpha = \Delta_U - (\Delta_{Th} + \Delta_\alpha)$$

Avec pour excès de masse atomique Δ_X :

$$\Delta_U = 47,3070 \text{ MeV}$$

$$\Delta_{Th} = 40,612 \text{ MeV}$$

$$\Delta_\alpha = 2,4249 \text{ MeV}$$

$$Q_\alpha = 4,270 \text{ MeV}$$

Energie cinétique T_α :

$$T_\alpha = \frac{\mathcal{M}_Y}{\mathcal{M}_X} Q_\alpha =$$

Conventions

Masse des noyaux : M_X, M_Y, M_α

$$M(A, Z) = Nm_N + Zm_p - \delta m$$

δm est le défaut de masse

Masses atomiques : $\mathcal{M}_X, \mathcal{M}_Y, \mathcal{M}_\alpha$

$$\mathcal{M}(A, Z) = M(A, Z) + Zm_e + B^T_e(Z)/c^2$$

Excès de masse atomiques : $\Delta_X, \Delta_Y, \Delta_\alpha$

$$Q_\alpha = (\mathcal{M}_X - \mathcal{M}_Y - \mathcal{M}_\alpha) \cdot c^2$$

$$Q_\alpha = \mathcal{M}_X c^2 - \mathcal{M}_Y c^2 - \mathcal{M}_\alpha c^2$$

$$Q_\alpha = \Delta_X - \Delta_Y - \Delta_\alpha$$



EXERCICE

Evaluer Q_α , T_α et la barrière coulombienne V_C pour la décroissance du premier état excité à 1% du ^{212}Po

$$\Delta_{Po} = -10,381 \text{ MeV}$$

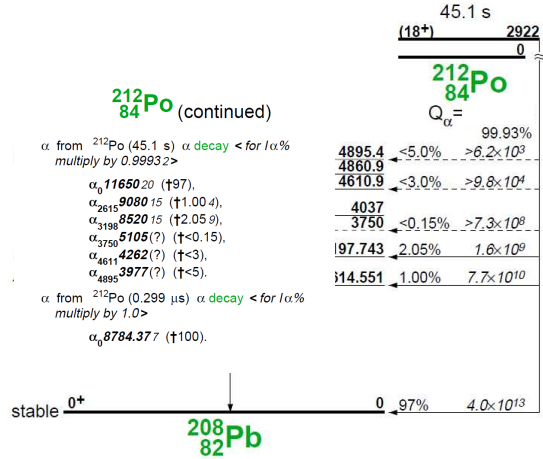
$$\Delta_{Pb} = -21,759 \text{ MeV}$$

$$\Delta_\alpha = 2,4249 \text{ MeV}$$

$$V_C =$$

$$Q_\alpha =$$

$$T_\alpha =$$

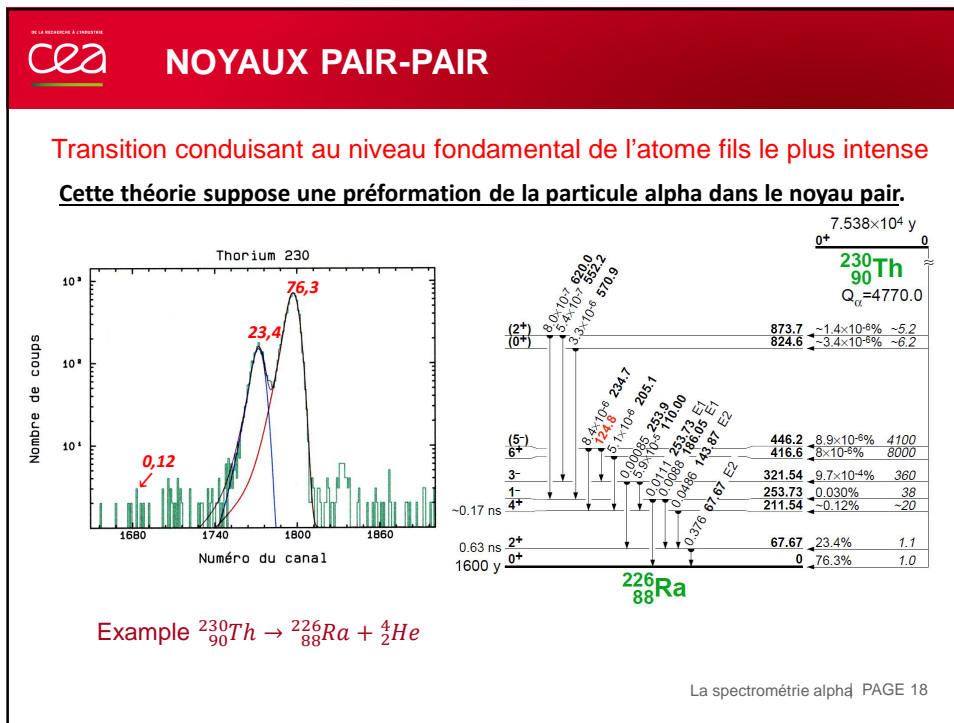
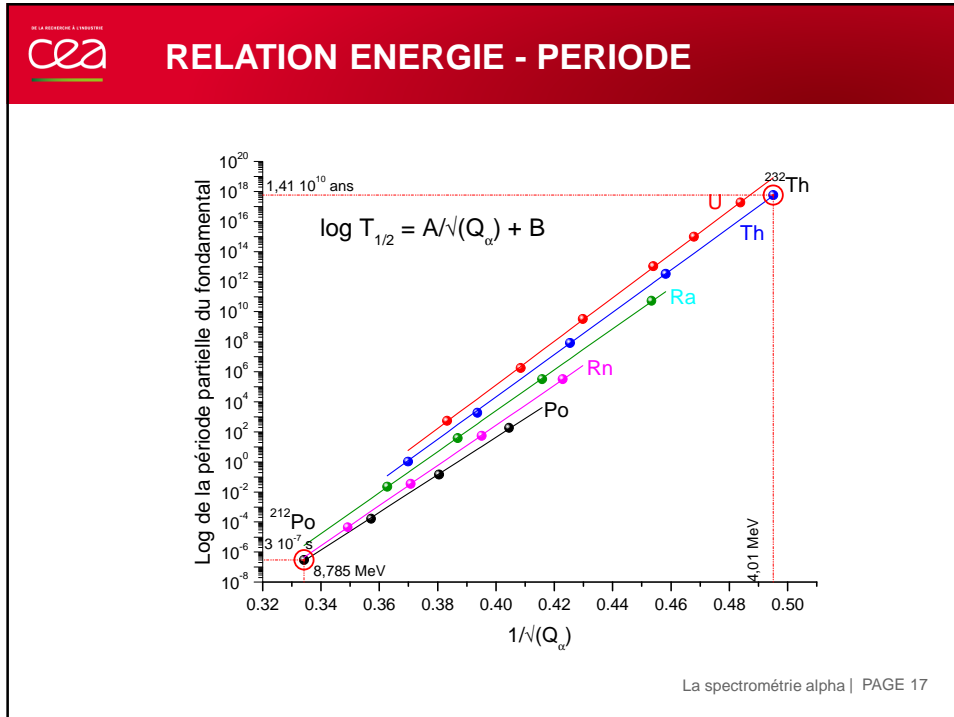


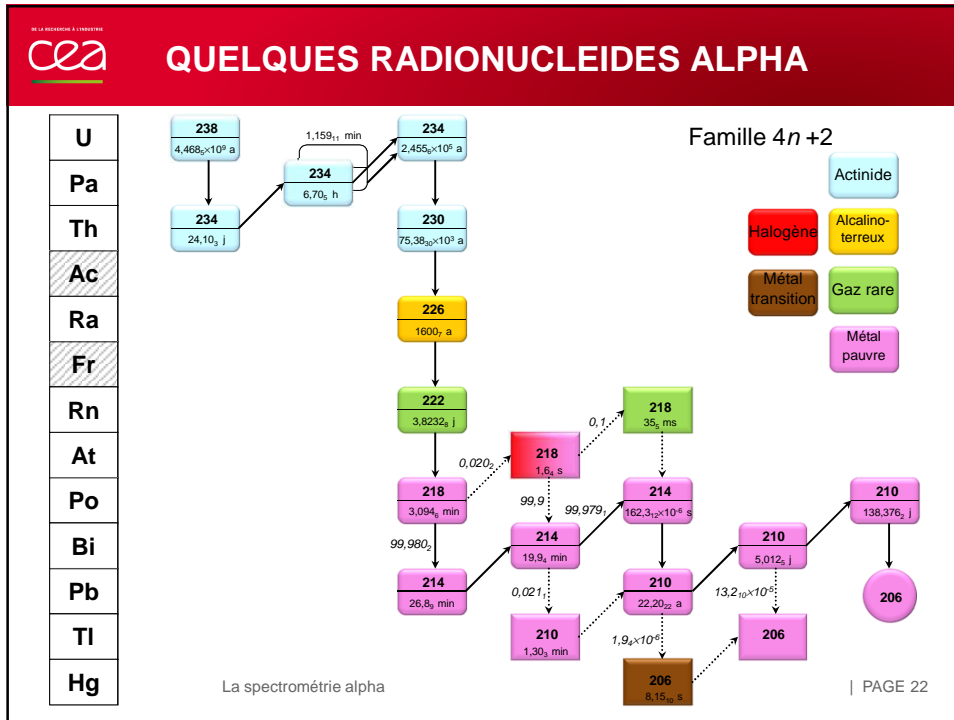
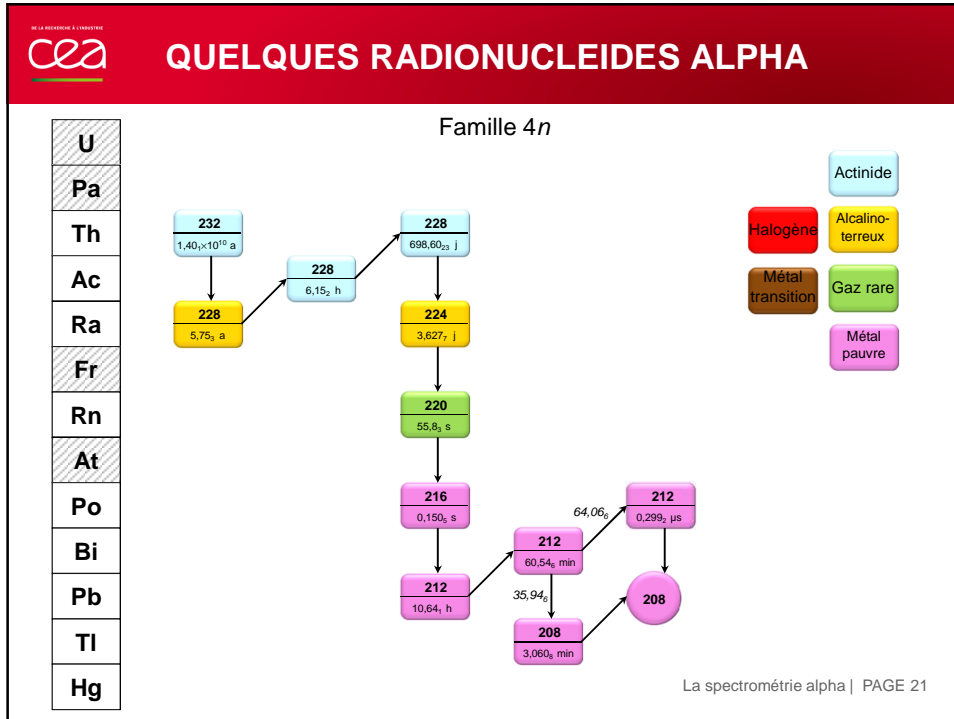
RELATION ENERGIE - PERIODE

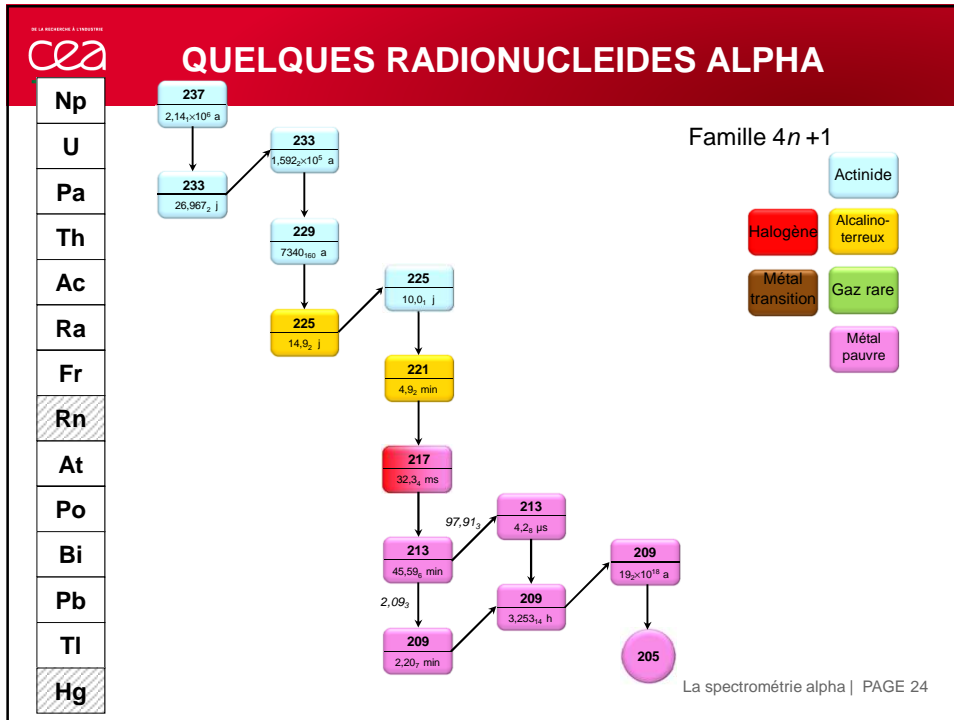
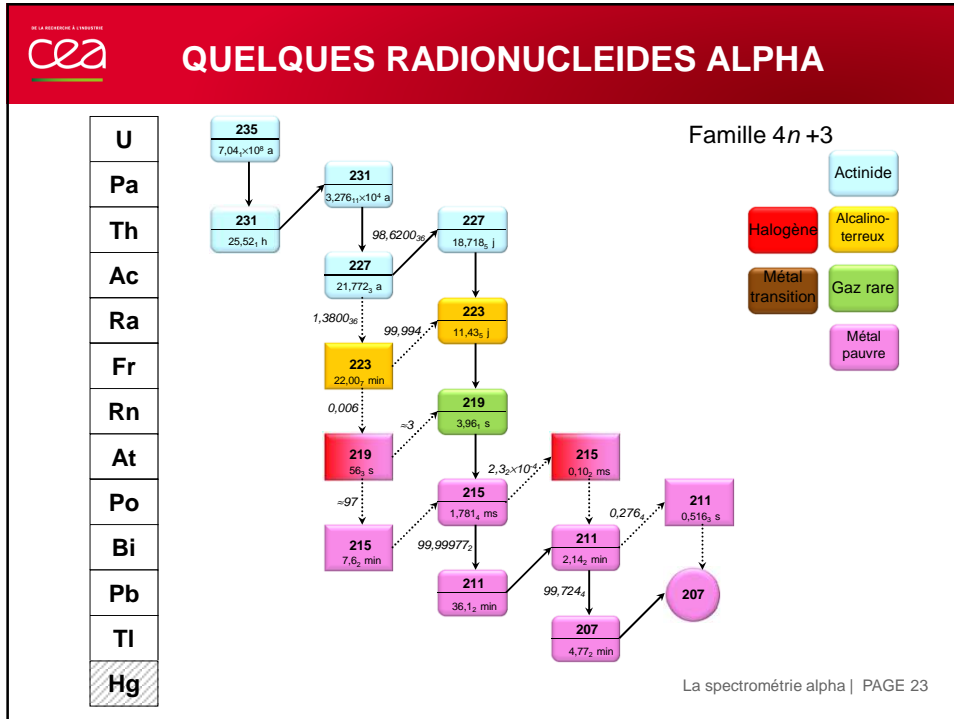
Dès 1911, Geiger et Nuttall remarquèrent au cours de leurs études sur différents émetteurs des familles radioactives naturelles que la portée R des particules dans un gaz à température et pression constante était liée à la constante de désintégration radioactive des éléments par une relation de la forme suivante : $\log \lambda = a + b \times \log R$ (où a et b sont des constantes pour chaque élément)

D'autre part, Geiger avait aussi constaté expérimentalement que cette portée était liée à l'énergie cinétique E des rayonnements α par la relation : $R = kE^{3/2}$. Cela a donc permis de relier la période radioactive à l'énergie de désintégration α .

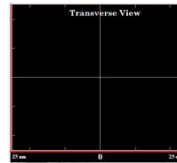
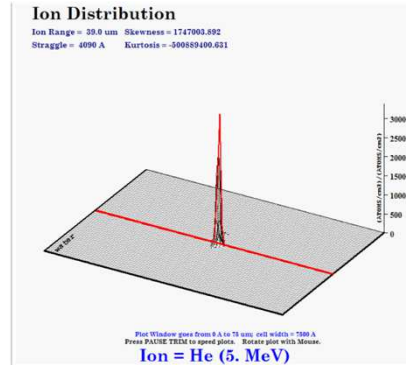
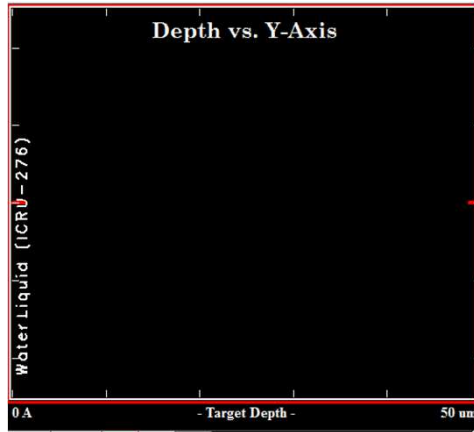
$$\log T_{1/2} = \frac{A}{\sqrt{Q_\alpha}} + B$$







Collisions aléatoires mais caractérisées par une distance maximale : **le libre parcours moyen**



Ex: α de 5 MeV dans eau – l.p.m. = 37 μm

La spectrométrie alpha | PAGE 25

A chaque interaction avec un électron (ou noyau) de la matière traversée, la particule alpha subit un "choc" et perd une partie de son énergie cinétique en ionisant (ou excitant) l'atome ; ceci jusqu'à la perte totale de son énergie initiale.

Le pouvoir d'arrêt d'un matériau représente la perte d'énergie moyenne par unité de longueur d'une particule traversant le milieu :

$$S = -\frac{dE}{dx} \text{ (MeV cm}^{-1}\text{)}$$

Bethe (1930) et de Bloch (1933) :

$$S = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} nZ \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

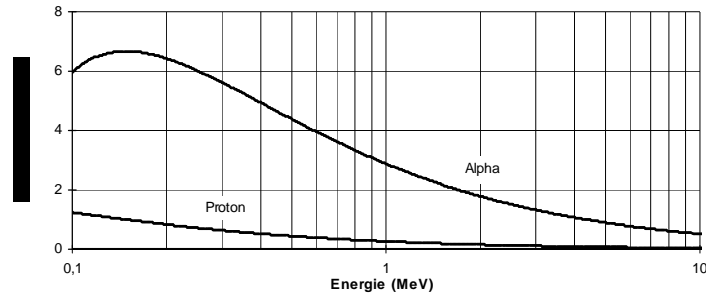
ϵ_0	est la permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m)
Z	est le nombre de charge de la particule incidente et Z celui du matériau cible,
e	est la charge électrique élémentaire ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C)
m_e	est la masse au repos de l'électron ($m_e = 511$ MeV/ c^2)
v	est la vitesse de la particule incidente : $\beta = \frac{v}{c}$
n	est le nombre d'atomes par unité de volume (densité atomique en at.cm^{-3}) de la cible,
I	est le potentiel d'ionisation du matériau cible exprimé en eV.

La spectrométrie alpha | PAGE 26

LE POUVOIR D'ARRÊT

Les formules empiriques de Sternheimer^[Cot] donnent une bonne approximation de en eV :

$$\begin{aligned} \text{si } Z < 13 & \quad \bar{I} = \left(12 + \frac{Z}{2}\right)Z \\ \text{si } Z > 13 & \quad \bar{I} = (9,76 + 58,8 \cdot Z - 1,19)Z \end{aligned}$$



La spectrométrie alpha | PAGE 27

LE PARCOURS

Le parcours R d'un rayonnement alpha représente sa profondeur de pénétration dans un matériau donné

$$R = \int_{E_{max}}^0 -\frac{dE}{S} \quad (g \cdot cm^2)$$

Quelques relations « pratiques » :

1) La formule suivante permet de calculer avec une bonne approximation (à 10 % près) le parcours dans l'air des particules α d'énergies comprises entre 4 et 10 MeV :

$$R = 0,32 \cdot E^{3/2} \quad (cm)$$

E est l'énergie de la particule alpha exprimée en MeV

2) Connaissant le parcours d'une particule alpha dans l'air, on peut facilement en déduire son parcours dans un autre matériau en utilisant la relation empirique de similitude établie par Bragg et Kleeman au moyen de la formule de Bethe.

$$R_2 = R_1 \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{A_2}{A_1}}$$

R_1 est le parcours de la particule alpha dans le milieu de masse volumique ρ_1 et de masse atomique A_1 & R_2 est le parcours de la particule alpha dans le milieu de masse volumique ρ_2 et de masse atomique A_2

La spectrométrie alpha | PAGE 28

PREPARATION DE SOURCES

La qualité des dépôts réalisés pour la spectrométrie α dépend énormément de la pureté de la solution contenant l'émetteur α .
Le transfert d'énergie linéique (T.E.L.) des particules α est très élevé et conduit à des parcours dans la matière extrêmement réduits.

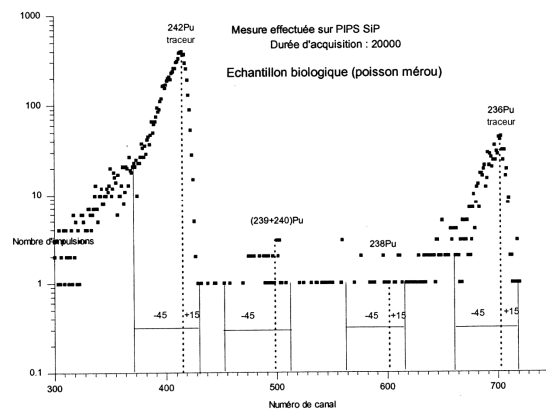
Parcours, dissipation d'énergie et distance entre ionisations primaires dans un tissu de masse volumique 1 g/cm³

Particule	Energie (keV)	Parcours (μm)	dE/dx (keV/ μm)	Distance entre ionisations primaires (\AA)
Electron	1	0,053		42,8
	100	141	0,417	2150
	450	1500	0,21	4600
α	1000	5,3	264	1,9
	10000	108	56	14

La spectrométrie alpha | PAGE 29

TRAITEMENT MATHÉMATIQUE – MANUEL

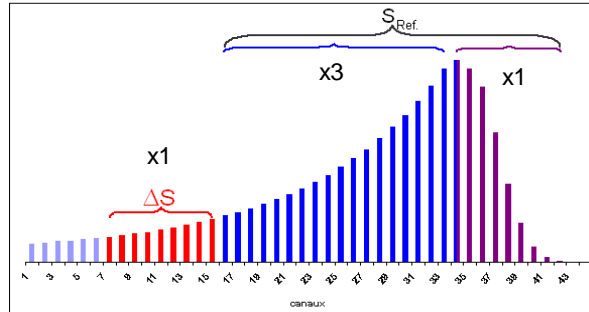
Compte-tenu de la forme asymétrique des pics alpha, il convient de sélectionner un nombre plus important de canaux à gauche du sommet du pic que sur la droite. En général, l'asymétrie du pic est définie dans un rapport **1/3 à droite, 2/3 à gauche** mais peut atteindre dans certains cas les proportions 1/4 – 3/4.



La spectrométrie alpha | PAGE 30

Autre méthode

Ref = traceur

Conditions de marquage : $\Delta S < u(S_{ref})$

Sinon on étend les canaux à gauche jusqu'à satisfaire l'inégalité

Méthode de Gauss-Newton

Supposons que seulement 2 variables (x, y) soient nécessaires pour ajuster une fonction mathématique f à des points expérimentaux. On peut approximer cette fonction par un développement limité à l'ordre 2 :

$$f(x, y) = f(x_0, y_0) + \frac{\partial f}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial f}{\partial y} \Delta y + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Delta x^2 + 2 \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} \Delta x \Delta y + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Delta y^2 \right]. \quad (1)$$

On minimise la fonction par rapport à un vecteur incrément ΔB dont les composantes sont Δx et Δy . Soit :

$$0 = \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Delta x + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Delta y + \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} (\Delta x + \Delta y). \quad (2)$$

Ici on dérive Eq.(1) par rapport à Δx et Δy

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Delta x + \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} (\Delta x + \Delta y) + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Delta y = - \left(\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} \right) \quad (3)$$

On peut formaliser cette expression en notation matricielle ; ce qui revient à écrire :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x} \\ \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial f}{\partial x} \\ -\frac{\partial f}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (4)$$

En notation compacte, on écrit :

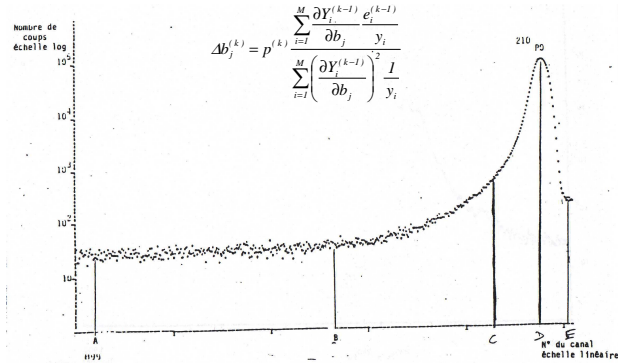
$$\nabla^2 f(x, y) \cdot \Delta B = -\nabla f(x, y)$$

On cherche les solutions de ΔB en résolvant l'équation suivante :

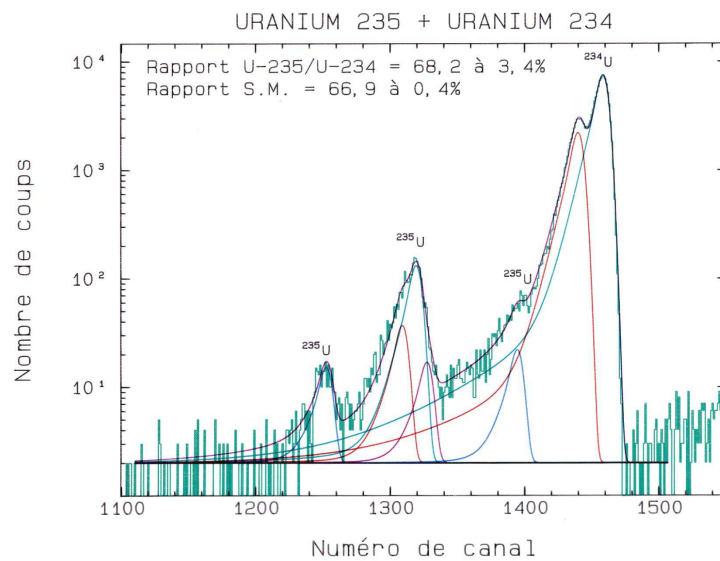
$$\Delta B = -[\nabla^2 f(x, y)]^{-1} \cdot \nabla f(x, y). \quad (6)$$

En pratique, appliqué à la spectrométrie α , on généralise l'équation précédente en considérant une fonction gaussienne augmentée de une à deux traînes exponentielles pour chaque pic marqué. On écrit alors l'équation de f à k composants :

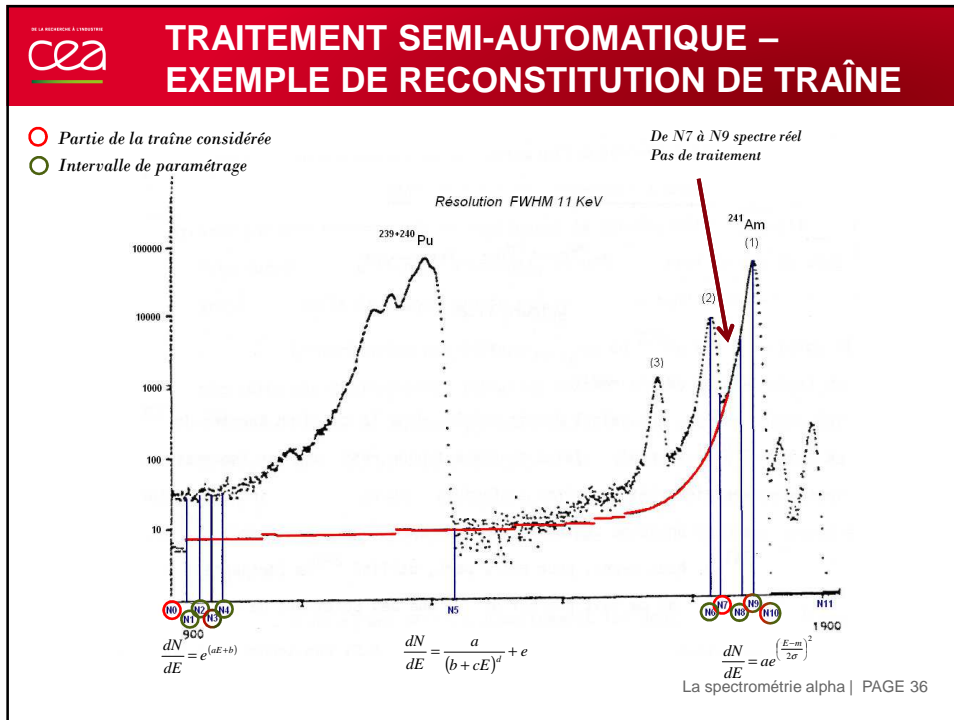
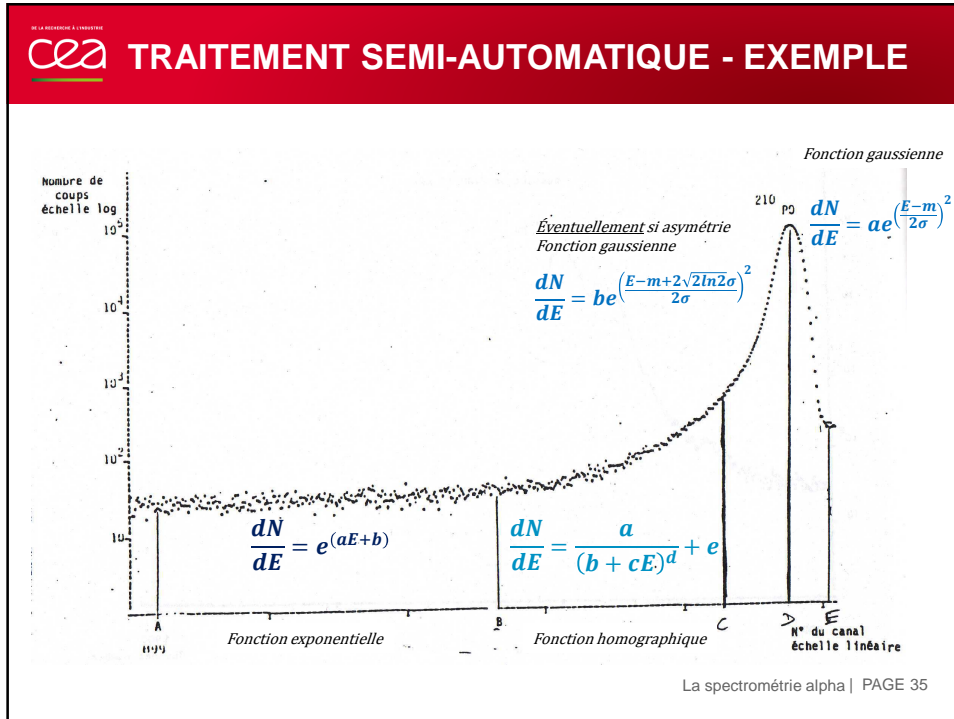
$$\Delta x^{(k)} = -[\nabla^2 f(x^{(k)})]^{-1} \cdot \nabla f(x^{(k)})$$



La spectrométrie alpha | PAGE 33



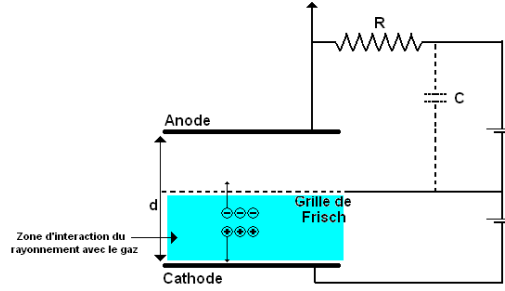
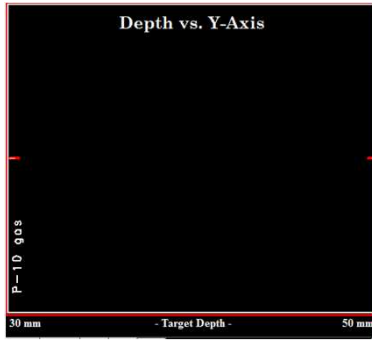
La spectrométrie alpha | PAGE 34





CHAMBRE À GRILLE

Le détecteur est composé d'une chambre d'ionisation à impulsion. Le principe de détection est basé sur la mesure de l'ionisation d'un milieu gazeux, la grille se comportant comme un écran électrostatique.

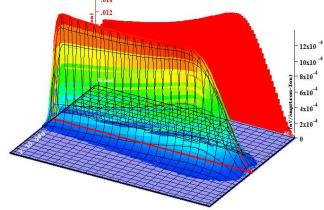


Gaz le plus utilisé : « P10 » (Ar/CH₄ 90/10)



COLLECTIONS DES CHARGES

Target Ionization
 Total Ionization = 1002.5 keV / Ion
 Total Phonons = 15.6 keV / Ion
 Total Target Damage = 1.98 keV / Ion



Plot Window: from 30 mm to 50 mm, and width = 200 mm
 Press F4/ESC TRIM to speed plots. Rotate plot with 3D Mouse.
Ion = He (5. MeV)

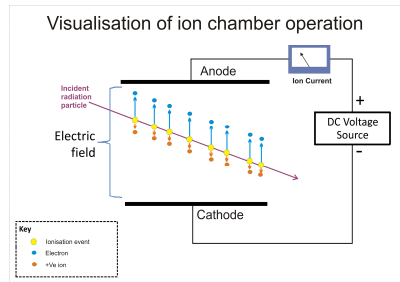
$\mu (CH_4^+ \text{ dans Ar}) = 1,87 \text{ cm}^2/Vs$

L'ajout d'une grille dite grille de Frisch entre l'anode et la cathode permet en mode impulsion d'obtenir une amplitude du signal proportionnelle au nombre d'ions primaires **indépendamment de l'endroit de leur production au sein du volume gazeux.**

vitesse $v = \mu \frac{E}{p \times d}$ μ : mobilité (m².atm/Vs)
 E : champ électrique (V/m)
 p : pression du gaz (atm.)
 d : distance à l'électrode (m)

$\mu_{ion} = 1 - 2 \cdot 10^{-4} \rightarrow v \approx 10 \text{ m/s}$
 $\mu_e = 1000 \times \mu_{ion}$

Temps de collection des ions (d=10 cm, p=1 atm) = **1 ms**
 Temps de collection des e⁻ = **1 μs**



cea **FONCTIONNEMENT**

Gaz	H ₂	He	N ₂	O ₂	Ar	Kr	Xe	Air	CO ₂	CH ₄
I (eV)	15,4	24,6	15,5	12,2	15,8	14,0	12,1		13,7	13,1
w (eV) ; 5,3 MeV	36,3	42,7	36,6	32,5	26,4	24,1	21,9	35,5	34,5	29,2

← Énergie moyenne pour créer une paire d'ions

Chambre à grille : C = 10 pF

Exemple : α de 5,3 MeV
Charge totale générée ?
 $Q = \frac{E}{w} \times Q_{e^-}$
Q =
Q =
Hauteur de l'impulsion ?
 $V = \frac{Q}{C}$
V =

Signal théorique obtenu en absence de grille

A.N. : pour A = 1000 Bq, i =

La spectrométrie alpha | PAGE 39

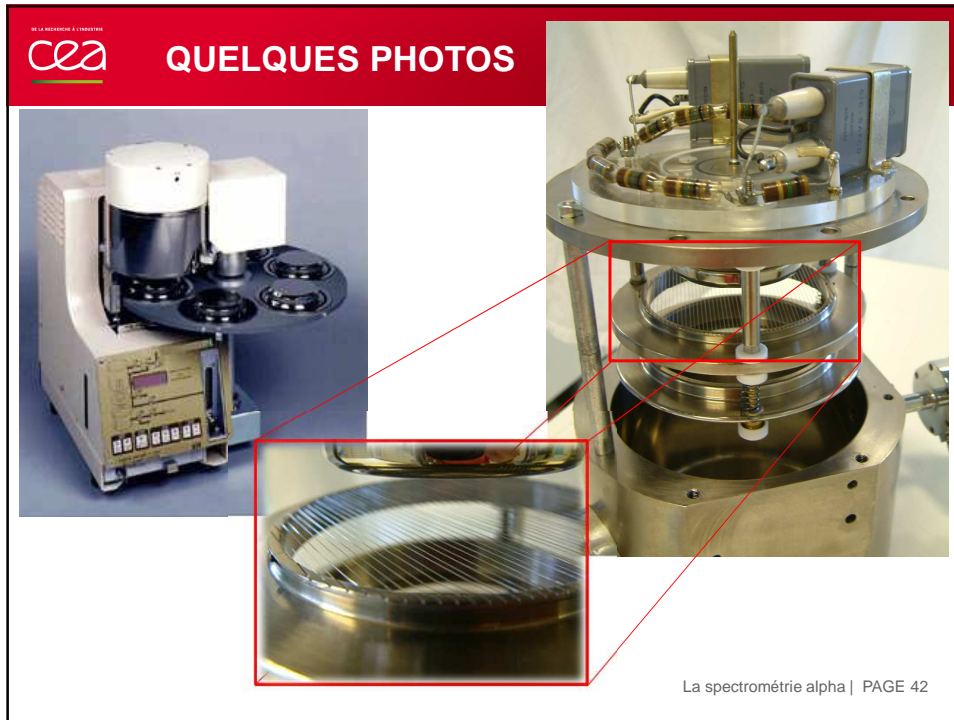
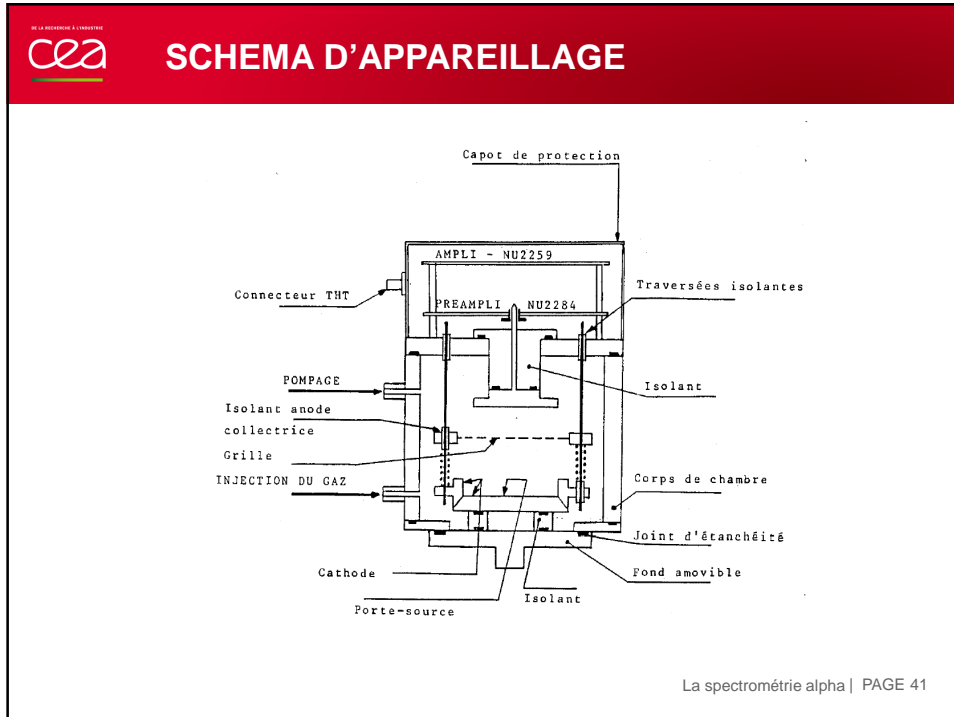
cea **FONCTIONNEMENT SUITE**

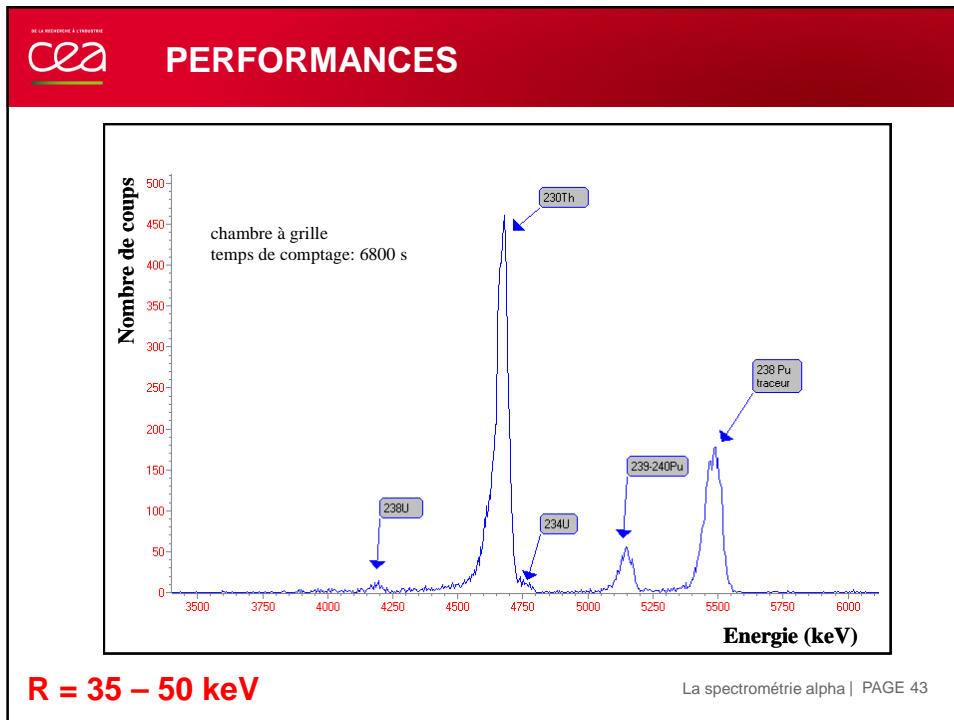
1) En pratique on s'intéresse aux électrons car plus rapides
Constante de temps RC du circuit : $t_{\text{electron}} < RC < t_{\text{ion}}$

2) On intercale une grille de forme et portée à un potentiel judicieusement choisi
-pour laisser passer les e⁻
-et par construction pas d'interaction avec les α et les ions
V indépendant de x₀

La grille fait écran. Une fois que les électrons ont franchi la grille, ils traversent tous la même différence de potentiel et ils contribuent tous dans les mêmes proportions au signal total, quel que soit leur lieu de création dans le détecteur.

La spectrométrie alpha | PAGE 40





DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE
cea

AVANTAGES/INCONVENIENTS

Avantages
 La chambre à grille a un angle solide de **2π**
 Les dépôts peuvent être de différente forme, leur centrage peut être peu précis, le rendement de comptage n'en sera pas affecté.
 La limite de détection d'une chambre à grille est meilleure que celle d'un semi-conducteur.
 Le nettoyage de la chambre est aisé.

Inconvénients
 Résolution intrinsèque est moins bonne que celle des détecteurs à semi-conducteur (**35-50 keV**),
 Consommable coûteux (**gaz très pur Ar/CH₄**),
 Contamination facile et sa décontamination éventuelle peut coûter cher (renickelage par exemple).

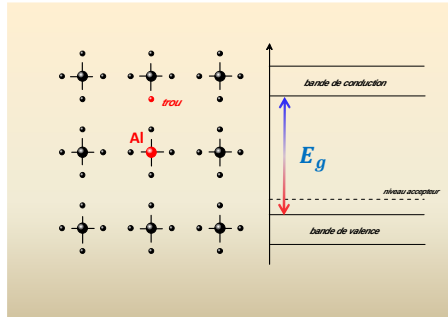
La spectrométrie alpha | PAGE 44

SEMI-CONDUCTEURS TYPES P & N

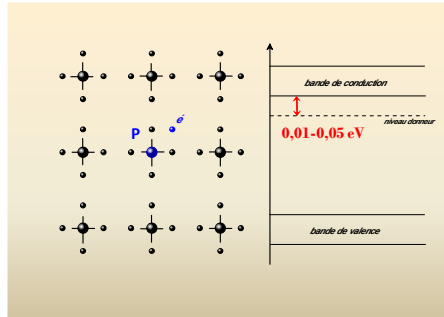
Les matériaux semi-conducteur utilisés pour la spectrométrie alpha contiennent un niveau contrôlé d'impuretés qui déterminent leur conductivité. Selon le type d'impureté, amenant soit un excès d'électrons soit un excès de trous, les niveaux d'énergie occupés seront dans le gap, soit juste en dessous de la bande de conduction (**type N**), soit juste en dessous de la bande de valence (**type P**). Il est possible de faire un matériau qui contienne les deux types d'impuretés (**jonction PN**).

Isolant $E_g > 5 \text{ eV}$

Semi-conducteur $E_g = 1,115 \text{ eV}$ dans Si à 300 K)



Type P



Type N

La spectrométrie alpha | PAGE 45

DETECTEURS À JONCTION PN

Cette jonction est le contact entre une région de type N et une région de type P. En pratique, cette jonction n'est pas formée par une simple liaison mécanique entre deux semiconducteurs de types N et P, car les défauts de contact seraient grands devant les espaces inter atomiques.

→ Utilisation d'un cristal unique sur lequel on change les impuretés sur l'une des faces par un procédé de diffusion ou d'implantation, ce qui a pour effet de créer au voisinage immédiat de la surface une jonction abrupte appelée « barrière de surface ».

$$N = \frac{E}{w}$$

N : nombre de paires électron-trou,

E : énergie absorbée,

w : énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou.

Exemple : dans Si, $w = 3,61 \text{ eV}$. Si $E_a = 5,5 \text{ MeV}$ (^{241}Am) alors

$$N =$$

Rappel : dans un gaz, $w(\text{Ar}) = 26,4 \text{ eV} \rightarrow \approx \times 10$ dans un semi-conducteur

La spectrométrie alpha | PAGE 46

CEA **FONCTIONNEMENT D'UNE JONCTION PN**

a) Polarisation en sens indirect
b) Polarisation en sens direct

Conclusion : faible courant (a) / fort courant (b)

$\mu_{e^-} = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
 $\mu_{trou} = 480 \text{ cm}^2/\text{Vs}$

Polarisation **inverse** 50-100 V

Typiquement la zone de déplétion est au minimum de **140 μm**

La spectrométrie alpha | PAGE 47

CEA **FABRICATION DES JONCTIONS**

Pure silicon wafer (n- or p-type)

Pure silicon wafer (n-type)

Epoxy seal
 Wafer mounted on ring and epoxied in place

Au or Al contacts by vacuum distillation
 A barrière de surface

Oxide passivation of wafer at high temperatures

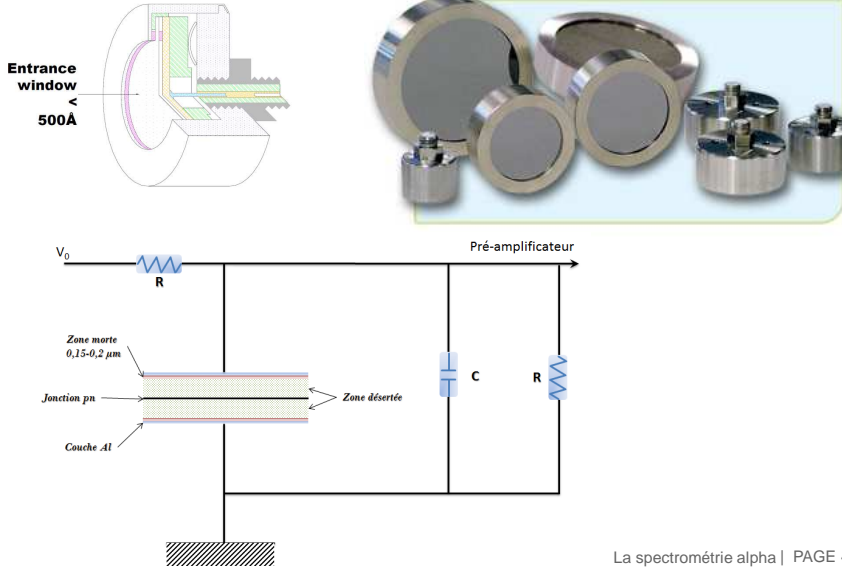
Opening of "window" on both sides of wafer (photolithographic method)

N-species ions
 P-species ions
 PIPS detector

La spectrométrie alpha | PAGE 48

DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE
cea

DETECTEURS & MONTAGE



Entrance window < 500Å

V_0 R

Zone morte 0,15-0,2 μm

Junction pn

Couche Al

Zone désertée

Pré-amplificateur

C R

La spectrométrie alpha | PAGE 49

DE LA RECHERCHE À L'INDUSTRIE
cea

PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES

Quatre paramètres déterminent la qualité d'un semi-conducteur :

- le cristal de Silicium doit être très pur afin d'obtenir une résistivité minimale,
- la profondeur de la zone désertée (zone utile) dans laquelle le champ électrique devra être constant,
- la capacité de la jonction qui détermine le bruit électronique,
- le courant inverse.

La spectrométrie alpha | PAGE 50

PROFONDEUR DE LA ZONE DÉSSERTÉE

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{qN}} = \sqrt{2\varepsilon V_0 \mu \rho}$$

V_0	=	tension inverse,
q	=	charge de l'électron
N	=	nombre d'atomes dopeurs contenus dans le cristal de base,
ρ	=	résistivité du silicium,
μ	=	mobilité des porteurs majoritaires.

La spectrométrie alpha | PAGE 51

CAPACITÉ DE LA JONCTION/COURANT INVERSE

$$C = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\varepsilon q N}{V_0}}$$

$$I = K \sqrt{\frac{\rho}{\tau}}$$

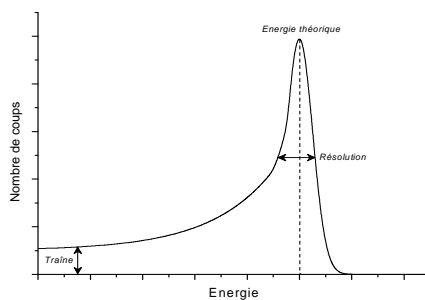
K	=	constante,
ρ	=	résistivité du cristal de base,
$\tau = \frac{1}{N\sigma V}$	=	durée de vie des porteurs, avec N densité des centres de recombinaison, σ section efficace de capture, V vitesse thermique (100 km/s à 300 K dans Si)

$\tau = 0,75$ ps dans Si sans polarisation de la jonction

La spectrométrie alpha | PAGE 52



La spectrométrie alpha | PAGE 53



- Le pic n'est pas centré sur l'énergie théorique de la particule, mais sensiblement décalé vers les basses énergies
- La largeur du pic est considérablement plus grande que la largeur naturelle de la raie

Causes dues :

- à la nature du détecteur,
- à la qualité de la source (préparation de la source),
- à la géométrie de détection.

la particule alpha ne perd pas toute son énergie sous forme d'ionisations dans la zone utile du détecteur

La spectrométrie alpha | PAGE 54

FORME DES PICS – PERTES D'ÉNERGIE

- Compte tenu du fort pouvoir d'arrêt des matériaux pour les particules alpha la préparation de la source est une étape des plus importantes en spectrométrie alpha.
- Collisions élastiques (diffusion Rutherford) sur les noyaux, bien que rares, ne sont pas négligeables, surtout en fin de parcours.
- Dans la cas des détecteurs semi conducteurs, la particule doit traverser la diffusion métallique servant d'électrode et une inévitable zone morte avant d'arriver dans la zone de déplétion.

Conséquences

- Perte d'énergie sans création de charges,
- Ces phénomènes décalent le sommet du pic par rapport à l'énergie théorique.

$$\Delta R = 2,35\sqrt{\Delta S^2 + \Delta I^2 + \Delta C^2 + \Delta P^2 + \Delta F^2 + \Delta E^2}$$

ΔS – straggling sur la perte d'énergie dans la traversée de la source

ΔI – fluctuations statistiques sur le nombre de porteurs

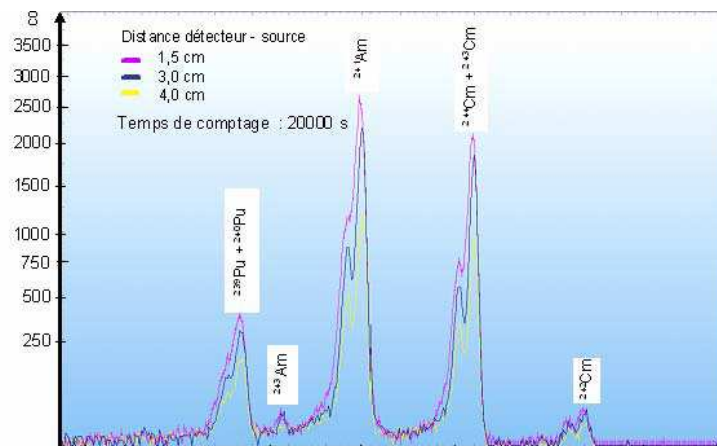
ΔC – straggling sur l'énergie perdue par collisions élastiques sur les noyaux (diffusion Rutherford)

ΔP – fluctuations sur la probabilité de piégeage ou de recombinaison des porteurs au cours du collectage.

ΔF – straggling sur la perte d'énergie dans la traversée de l'électrode collectrice et de la zone morte à l'entrée du détecteur (cas des semi conducteurs)

ΔE – élargissement dû au « bruit » électronique.

EXEMPLES – RELATION DISTANCE DÉTECTEUR



AUTRES SYSTÈMES – LES BOLOMÈTRES

Ce sont des détecteurs dits cryogéniques – ils mesurent une chaleur.

- Fonctionnement à 1 K et souvent à 100 mK.
- Résolution en énergie largement meilleure que celle des détecteurs conventionnels
- Pas de couche morte

Suivant leur mode de fonctionnement et l'application on les appelle **bolomètres** (physique – détecteur de rayonnements ou de particules) ou **calorimètres** (chimie – mesures d'échange de chaleur).

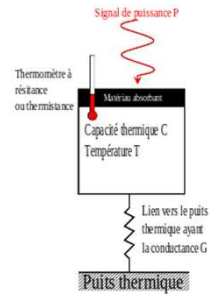
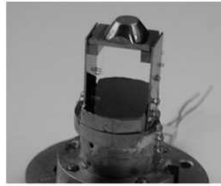
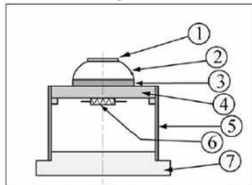
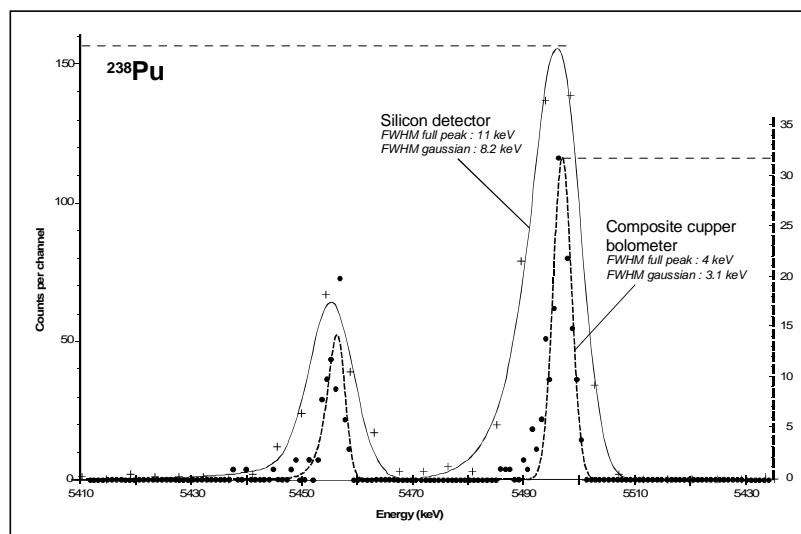


Fig. 10.5 : Schéma et photographie du bolomètre Cu / NTD Ge. 1 : absorbeur en Cu. 2, 3 : pièces en Ge. 4 : thermomètre NTD Ge. 5 : lien thermique. 7 : support en Cu.

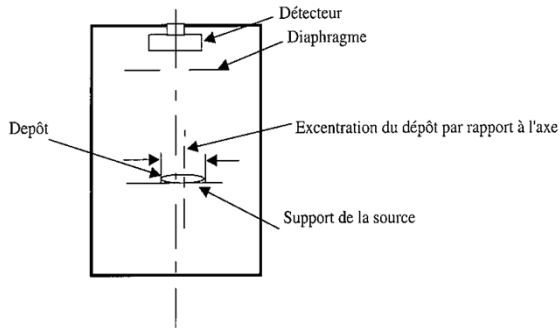
La spectrométrie alpha | PAGE 57

RESOLUTION BOLOMÈTRE



La spectrométrie alpha | PAGE 58

MESURES ABSOLUES PAR ANGLE SOLIDE



Etant donné que la mesure en angle solide défini n'utilise que les grandeurs temps et longueurs, c'est une **méthode absolue**.

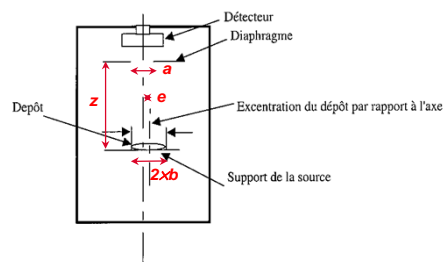
On doit déterminer le **facteur de géométrie G** fonction de l'angle solide efficace de mesure Ω_{eff} : $G = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{4\pi}$

La spectrométrie alpha | PAGE 59

ANGLE SOLIDE EFFICACE DE DÉTECTION

Il faut connaître :

- le rayon du collimateur a
- distance source-collimateur z
- le rayon de la source b
- l'excentration de la source e



Formule de Curtis

$$G = \frac{a^2}{4z^2} \left[1 - \frac{3a^2 + b^2 + 2e^2}{4z^2} + \frac{5a^2 + b^4 + 3e^4 + 6a^2e^2 + 6b^2e^2 + 3a^2b^2}{8z^4} + \dots \right]$$

Dans le cas simple d'une source ponctuelle située sur l'axe du collimateur, on obtient :

$$G = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + a^2}} \right]$$

La spectrométrie alpha | PAGE 60

CALCUL DE LA BARRIERE COULOMBIENNE

$$V_C = \frac{2(Z-2)}{R} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1,440 \text{ MeV} \times \text{fm}$$

$$R = 1,2(A^{1/3} + 4^{1/3}) \text{ fm}$$

A.N. : $V_C =$

$$V_C \approx$$



STRAGGLING

Dès 1910, H. Geiger remarquait que l'angle moyen de déflexion de particules α après la traversée d'une feuille d'or augmentait avec l'épaisseur de la feuille, et de plus augmentait également la dispersion angulaire autour de la valeur moyenne.

l'hypothèse de diffusions multiples de la particule α sur des noyaux cibles était avancée.

De même, la perte d'énergie d'une particule chargée après traversée d'une épaisseur x de matière est une valeur moyenne, avec une dispersion autour de la valeur moyenne (stragglings en énergie).

Facteur de Fano

$$F = \frac{\text{variance expérimentale de } N}{\text{variance théorique (loi de Poisson)}}$$

$$R_{\text{statistique}} = 2,35 \sqrt{\frac{F}{N}} = 2,35 \sqrt{\frac{F \times w}{E}}$$

F = 0,115 pour Si ; 0,13 pour Ge ; 0,20 pour Ar
w(Si) = 3,61 eV

cea

EXEMPLE DE STRAGGLING

SRIM 2013.00
 File Help FAQ and Scientific Explanations
 Help [Buttons] Change 75M [Buttons] ION ENERGY KE [Buttons] Now: 1425 of 99999 Ions

ION
 Ion Type He (4.002 amu)
 Ion Energy 5 MeV
 Ion Angle 0 degrees
 Completed 1425 of 99999
 SHOW LIVE DATA HELP

TARGET DATA
 ?He (5000) into Layer 1+Si+Air, Dry (5 layers, 14 atoms)
 Moving atom color: [Color Picker]
 Stopped atom color: [Color Picker]
 Layer Name: Width [A] Density [g/cm3] C (12.011) O (15.999) N (14.007) Ar (39.948)
 Layer 1: 100000 0.000395 0.00012 0.2078 0.79527 0.0

Calculation Parameters
 Backscattered Ions: 0
 Transmitted Ions: 1425
 Vacancies/Atom: 0.00
 ION STATS: Range: Straggles
 Longitudinal: 38.4 um 4853.6
 Lateral Proj: 2.45 um 2.46 um
 Straggl: 11.4 um 6.26 um

Plot Window
 Max Target Depth: 50000 A
 COLLISION PLOTS:
 Ion Recoil (D) All
 Ion Recoil (C) None
 Ion Recoil (T) Tile
 Lateral View (C) Clear
 Background color: White/Black

File Plot DISTRIBUTIONS
 Ion Distribution
 Ion Recoil Distribution
 Lateral Range
 Ionization
 Phonons
 Energy to Recoils
 Damage Events
 Integral Sputtered
 Differential Ions
 Backscattered Ions
 Transmitted Ions
 Collision Density

3D Plots 3D Help
 Ion Distribution 3D
 Recoil Dist. 3D
 Ionization 3D
 Phonons 3D
 Target Damage 3D

Type of Damage Calculation
 Full Cascade
 Stopping Power Version
 SRIM 2009

ENERGY LOSS
 Ion Recoils: 39.91 0.04
 Ionization: 0.00 0.00
 Vacancies: 0.00 0.00
 Phonons: 0.00 0.04

SPUTTERING YIELD
 Absolute (at/atom): [Slider]
 TOTAL: [Slider]
 C: 0.000000 0.00
 O: 0.000000 0.00
 N: 0.000000 0.00
 Save every 1000 Ions
 Random Number: 4592134
 Counter: [Slider] HELP

Depth vs. Y-Axis
 Layer 1
 Si
 Air, Dry (ICRU=104)
 Si
 Air, Dry (ICRU=104)
 0 A - Target Depth - 50 um

La spectrométrie alpha | PAGE 63