

# Suite - Processus Nucléaires Dynamiques

Νησιέαιες Δυναμικές

# Masse des noyaux



## Masse des noyaux et des atomes

- Masse du noyau  $m_N c^2$

$$m_N c^2 = Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - B_N$$

$B_N$  est l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau  
→ donné par la formule de Bethe et Weizsäcker (BW)

- Masse atomique  $M_{at} c^2$  : masse de l'atome associé au noyau

$$M_{at} c^2 = m_N c^2 + Zm_e c^2 - B_e$$

$B_e$  est l'énergie de liaison des électrons dans l'atome  
→  $\sim 3$  keV/électron  $\Rightarrow$  négligeable à l'échelle du noyau

Comme unités on peut utiliser bien entendu le MeV mais aussi l'unité de masse atomique (u.m.a) définie par la relation exacte :  $M_{at}({}^{12}\text{C}) = 12 \text{ u.m.a}$

- Excès de masse atomique  $\Delta M_{\text{at}}$

$$\Delta M_{\text{at}} = M_{\text{at}} - A \quad \text{en u.m.a.}$$

$$\Rightarrow 1) \quad \Delta M_{\text{at}}(^{12}\text{C}) = M_{\text{at}}(^{12}\text{C}) - A * 1 \text{ uma}$$

$$\Delta M_{\text{at}}(^{12}\text{C}) = 12 - 12$$

$$\Delta M_{\text{at}}(^{12}\text{C}) = 0$$

$$\text{De plus } 1 \text{ u.m.a.} = \frac{M_{\text{at}}(^{12}\text{C})}{12} = 931.5 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Rightarrow 2) \quad \Delta M_{\text{at}} c^2 = M_{\text{at}} c^2 - 931.5 A \quad \text{en MeV}$$

C'est l'excès de masse atomique qui est tabulé.

Si l'excès de masse atomique est négatif, le noyau possède plus d'énergie de liaison que le  $^{12}\text{C}$

Les valeurs d'excès de masse sont différentes des valeurs de défaut de masse.

Le défaut de masse donne l'écart entre la masse réelle du noyau et la somme des masses de chacun des nucléons libres.

Ex pour  $^{12}\text{C}$

Par définition, l'excès de masse atomique du  $^{12}\text{C}$  est 0.

Le défaut de masse  $B_N = Zm_p + Nm_n - M_N$  en masses nucléaires

En pratique on exprime les valeurs en masses atomiques que l'on connaît bien.

Comme  $M_{at}c^2 = M_Nc^2 + Zm_e^2 - B_e$  et que  $m_pc^2 = M_{at}(^1_1\text{H})c^2 - m_e c^2 - B_e$

On a, en négligeant les énergies de liaison des électrons :

$$\begin{aligned}\Delta M &= 6 M_{at}(^1_1\text{H}) + 6m_n - M_{at}(^{12}_6\text{C}) = 6 \times 1,00783 + 6 \times 1,00866 - 12,000 \\ &= 0,09884 u = 0,09895 \times 931,5 = 92,16 \text{ MeV}/c^2\end{aligned}$$

## Chaleur de réaction Q

Soit une réaction nucléaire  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$  (où 1, 2, 3 et 4 sont des noyaux)

A, Z et N se conservent toujours dans une réaction

■ Masse nucléaire  $Q = m_1c^2 + m_2c^2 - m_3c^2 - m_4c^2$

On a aussi  $M_{\text{at}}c^2 = m_Nc^2 + Zm_e c^2 - B_e \Rightarrow m_i c^2 = M_{\text{ati}}c^2 - Z_i m_e c^2$   
avec Z conservé

■ Masse atomique  $M_{\text{at}}c^2$   $Q = M_{\text{at1}}c^2 + M_{\text{at2}}c^2 - M_{\text{at3}}c^2 - M_{\text{at4}}c^2$

On a aussi  $M_{\text{at}}c^2 = 931.5A + \Delta M c^2$  en MeV avec A conservé

■ Excès de masse atomique  $Q = \Delta M_1c^2 + \Delta M_2c^2 - \Delta M_3c^2 - \Delta M_4c^2$

Pour une réaction nucléaire, on peut écrire Q indifféremment avec les masses nucléaires, les masses atomiques ou les excès de masse

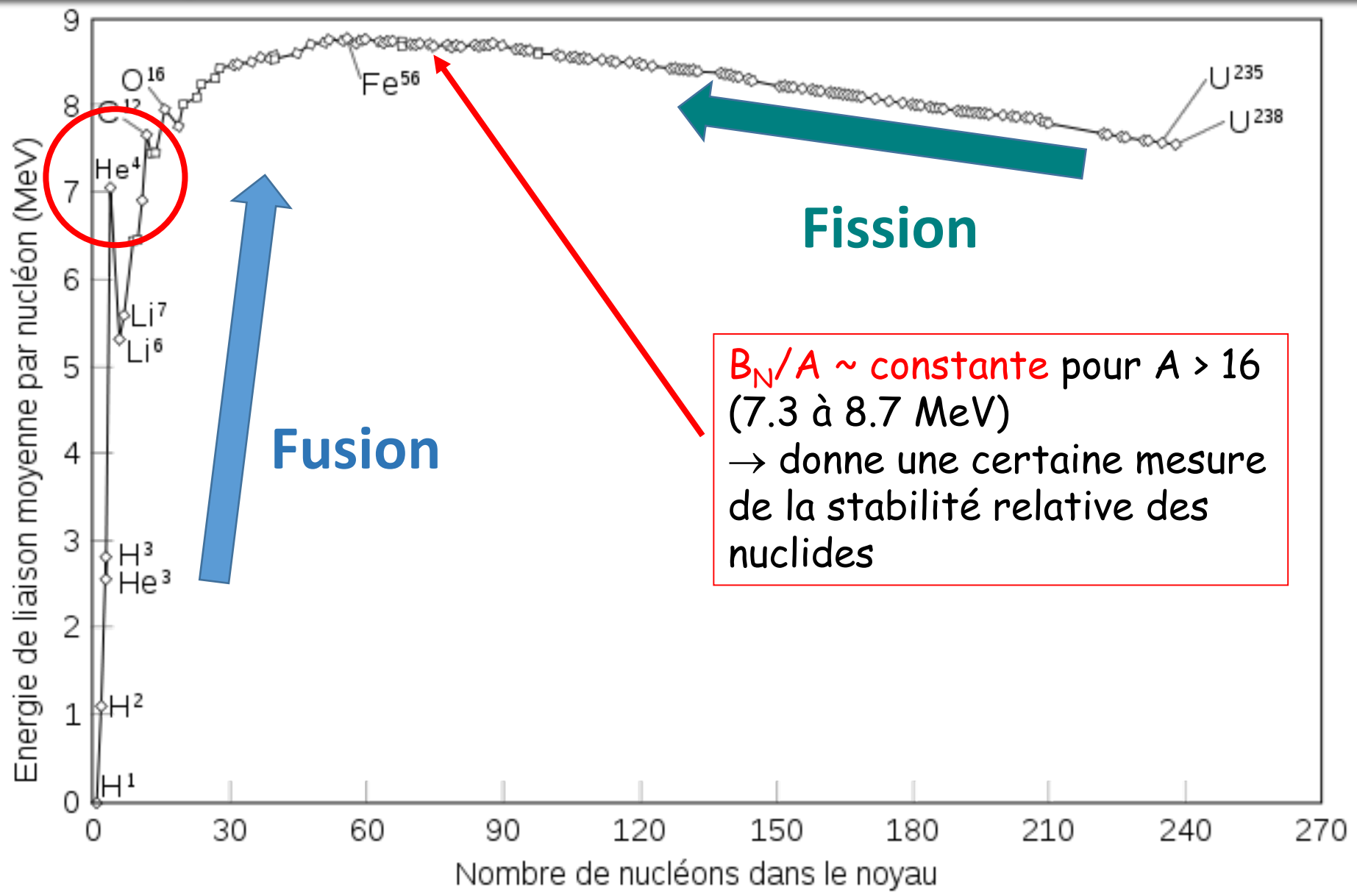
## Stabilité

Un noyau stable est un système lié de nucléons.

→ il faut donc lui fournir de l'énergie pour le réduire en ses constituants.

Le noyau dans son état lié a une masse inférieure à la somme de ses constituants

On s'intéresse en général à la quantité  $B_N/A$  qui mesure l'énergie de liaison moyenne par nucléon





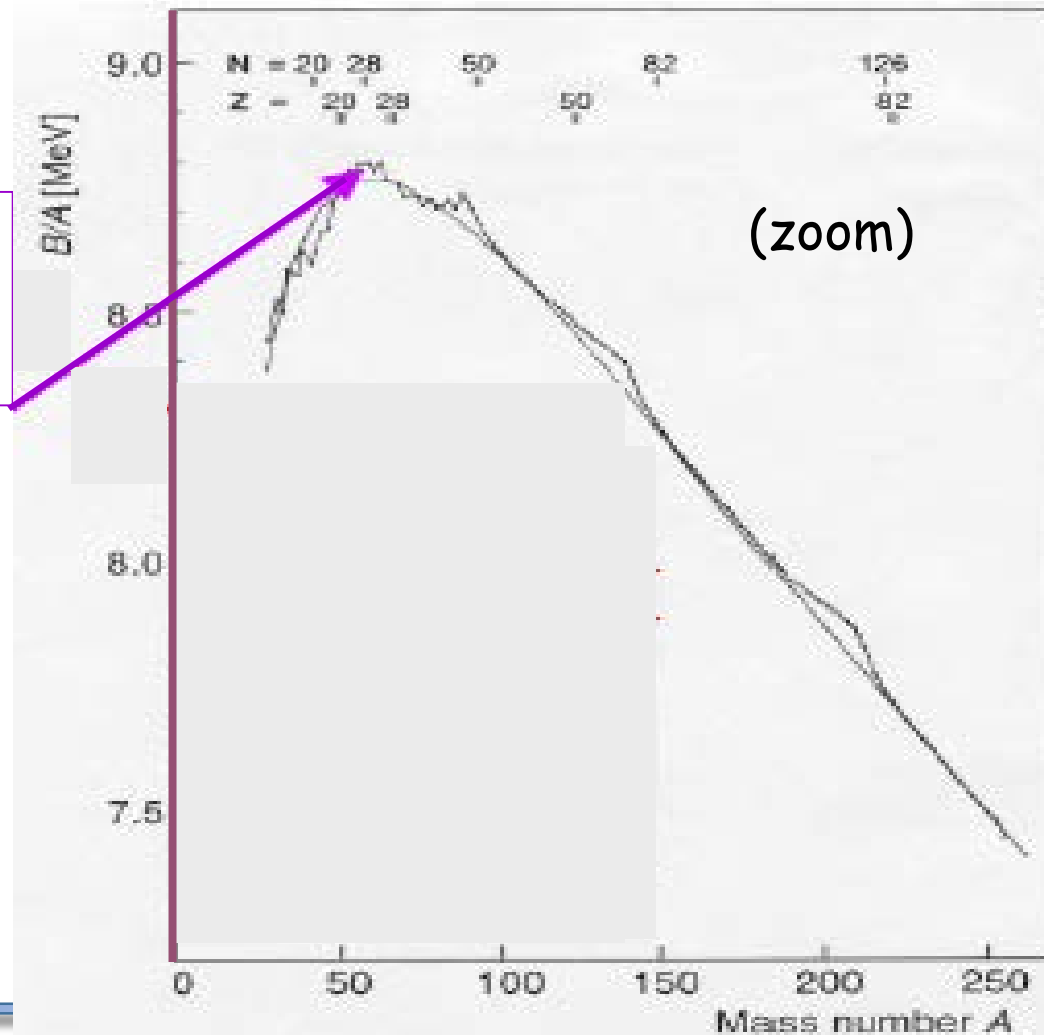
## Variation de $B_N/A$ avec $A$

Zoom de la quantité  $B_N/A$  en fonction de  $A$  pour  $A > 20$

Les isotopes Fe ( $Z = 26$ )  
et Ni ( $Z = 28$ ) sont les  
plus stables

- ➡ Un nucléon n'interagit qu'avec ses proches voisins
- ➡ Saturation des forces d'interaction et de l'énergie de liaison

Tout modèle nucléaire devra expliquer la forme de  $B_N/A$  et cette stabilité



## Modèle de la goutte liquide (1935)

Dans les noyaux, protons et neutrons sont liés par la force nucléaire

La force nucléaire est le résiduel de l'interaction forte entre les quarks. Elle est beaucoup plus complexe que la force de Coulomb.

Il est très difficile de résoudre un système à  $A$  corps pour  $A > 20$

Il faut recourir à des modèles phénoménologiques, qui vont permettre d'expliquer les observations expérimentales

C'est pourquoi en physique nucléaire, il n'y a pas une unique théorie fondamentale mais plusieurs modèles dont nous avons étudié quelques exemples !

## Observations expérimentales sur les noyaux

L'énergie de liaison  $B_N$  est proportionnelle au nombre total de nucléons  $A$

- on observe  $B_N/A \sim 8 \text{ MeV} \sim \text{constant}$  (décroissance très lente) pour  $A > 16$ , et on observe des nombres « magiques » (noyaux ayant  $N$  ou  $Z$  magiques sont les plus stables)

### Ligne de stabilité

- les noyaux légers les plus stables ont  $Z = N$  (pour  $A < 40$ ) alors que  $N \sim 1.7 \times Z$  pour les noyaux plus lourds

- les noyaux les plus stables ont  $Z$  et  $N$  pairs

Sur les  $\sim 300$  noyaux stables connus, 156 ont  $Z$  et  $N$  pairs, 4 ont  $Z$  et  $N$  impairs, les autres sont pair-impair ou impair-pair

- La répulsion coulombienne entre les protons est importante surtout pour les noyaux lourds

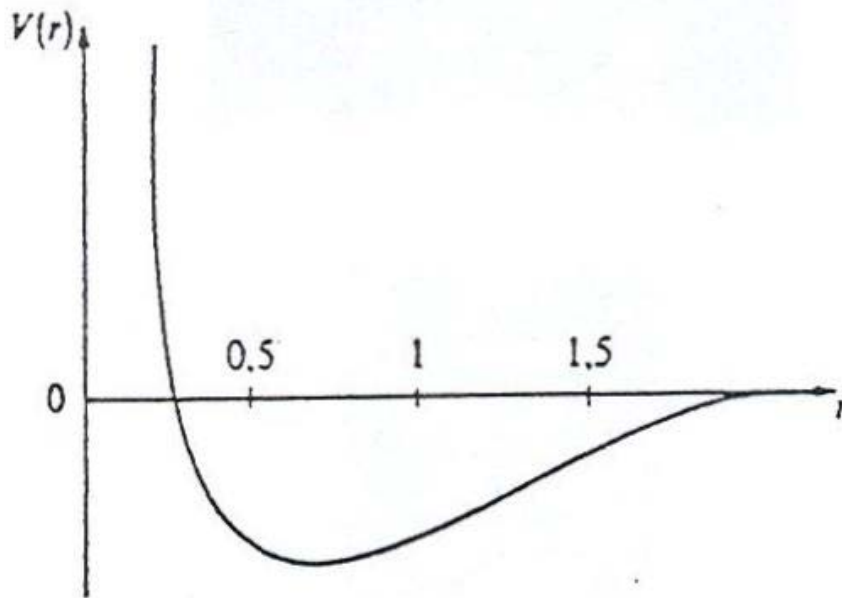
### Incompressibilité de la matière nucléaire

- $R \propto A^{1/3}$ ,  $V \propto A \rightarrow$  la densité nucléaire est indépendante de  $A$

## Observations expérimentales sur les noyaux

⇒ On peut comparer le noyau à une goutte liquide dans laquelle les nucléons jouent le rôle de molécules

Allure approximative du potentiel d'interaction nucléon-nucléon  
→ dépendance radiale relativement complexe



→ potentiel quasi nul pour des distances  $> 2$  fm. On a  $V(r) \sim [\exp(-\mu r)]/r$  pour  $r > 1$  fm avec  $1/\mu \sim 1.4$  fm

→ potentiel attractif en dessous de  $r \sim 2$  fm, puis fortement répulsif pour les distances  $< 0.5$  fm

→ allure comparable à celle du potentiel de Van der Waals pour les molécules

## Modèle de la goutte liquide : une des premières réussites des modèles nucléaires pour expliquer $B_N/A$

- base expérimentale

les noyaux sont approximativement sphériques et  $R \propto A^{1/3}$

la densité nucléaire est  $\sim$  indépendante de  $A$

la matière nucléaire est incompressible, comme une goutte liquide

- hypothèse physique principale : la force nucléaire est saturée  
les nucléons interagissent uniquement avec les voisins proches

- conséquence

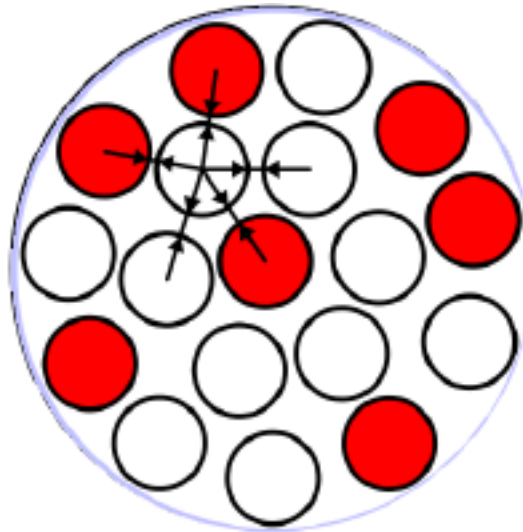
chaque nucléon contribue pour la même quantité à l'énergie de liaison  $B_N \Rightarrow B_N \propto \text{volume} \text{ donc } \propto \text{au nbre de nucléons } (\propto A)$

à l'exception des nucléons qui se trouvent en surface, qui contribuent moins puisqu'ils ont moins de nucléons voisins

$\Rightarrow$  cette diminution est proportionnelle à l'aire de la surface ( $\propto A^{2/3}$ )

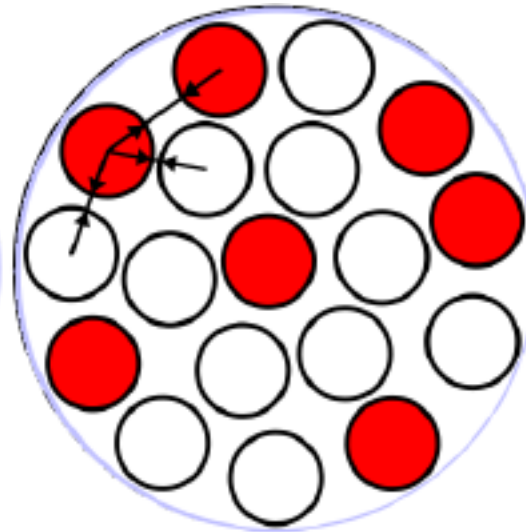
Donc 
$$B_N = a_V A - a_S A^{2/3} \quad (\text{goutte liquide chargée})$$

$$B_N = a_V A - a_S A^{2/3}$$



Volume

*pas de compression  
des nucléons*



Surface

*nucléons à la  
surface ont moins  
de liaisons*

## Formule de Bethe et Weizsäcker

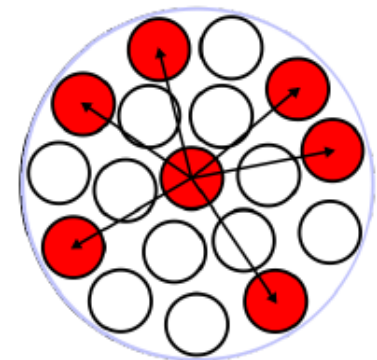
### Corrections au modèle de la goutte liquide

Les termes de volume et de surface expliquent bien le comportement général de  $B_N/A$ , mais les observations montrent de nombreuses déviations → des corrections sont nécessaires

#### Effet coulombien

La répulsion coulombienne entre les protons est importante, surtout pour les noyaux lourds, et entraîne une diminution de l'énergie de liaison

correction = énergie potentielle de  $Z$  protons distribués uniformément en volume dans une sphère de rayon  $R$



Coulomb

$$E_c = 3e^2Z^2/20\pi\epsilon_0R \Leftrightarrow E_c = a_c Z^2/A^{1/3}$$

## Corrections au modèle de la goutte liquide

### Effet d'asymétrie

Les noyaux légers ayant  $Z=N$  sont particulièrement stables ( $B_N$  grande)

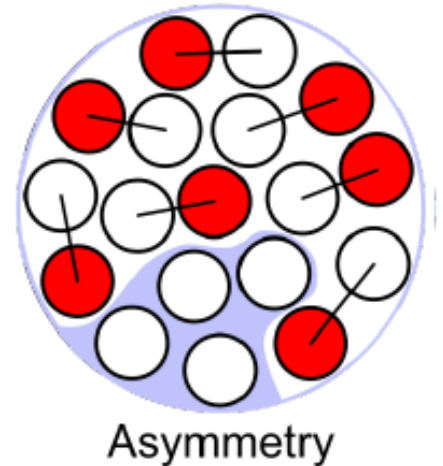
effet quantique de statistique de spin (principe de Pauli)

les nucléons occupent des niveaux d'énergie quantifiés

mais les noyaux lourds contiennent plus de neutrons pour compenser la répulsion coulombienne

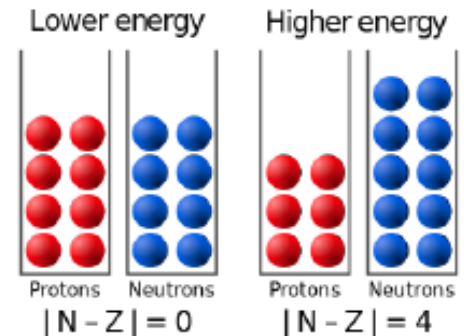
→ réduit l'effet coulombien mais introduit l'effet d'asymétrie

$$E_A = a_A (N-Z)^2 / A$$



$$A - 2Z = N - Z$$

$$A = 16$$





## Corrections au modèle de la goutte liquide

### Effet d'appariement

Les noyaux ayant N et Z pairs sont plus stables  
que les noyaux impairs de masse comparable

effet quantique : 2 protons ou 2 neutrons formant  
un état de spin nul sont plus fortement liés  
cet effet est moins important pour les noyaux  
lourds

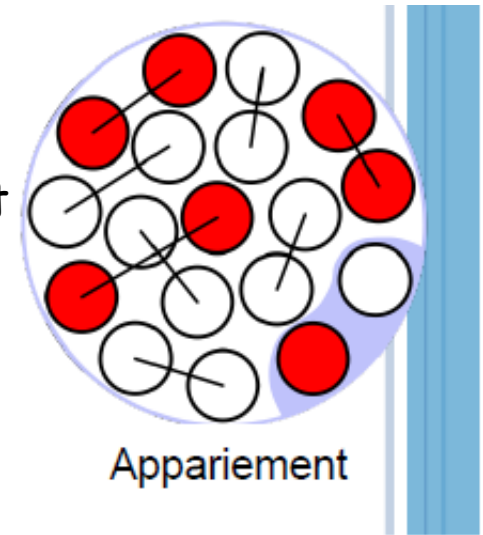
On introduit donc un terme de la forme

$$\delta = 0, \pm \Delta A \quad \text{avec} \quad \Delta A = 12/\sqrt{A}$$

$\delta = 0$  pour A impair,

$\delta = + \Delta A$  pour les noyaux pair-pair (Z et N pairs),

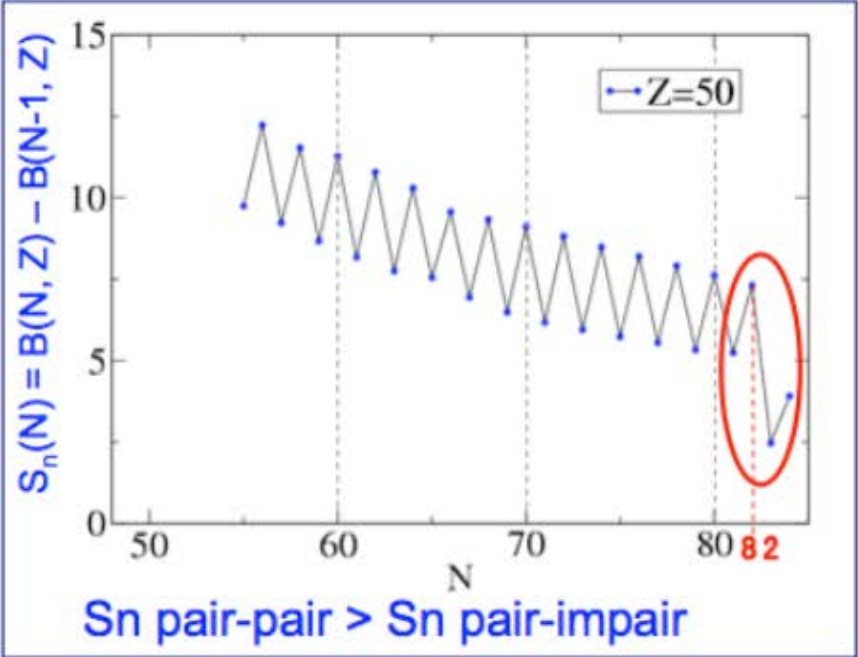
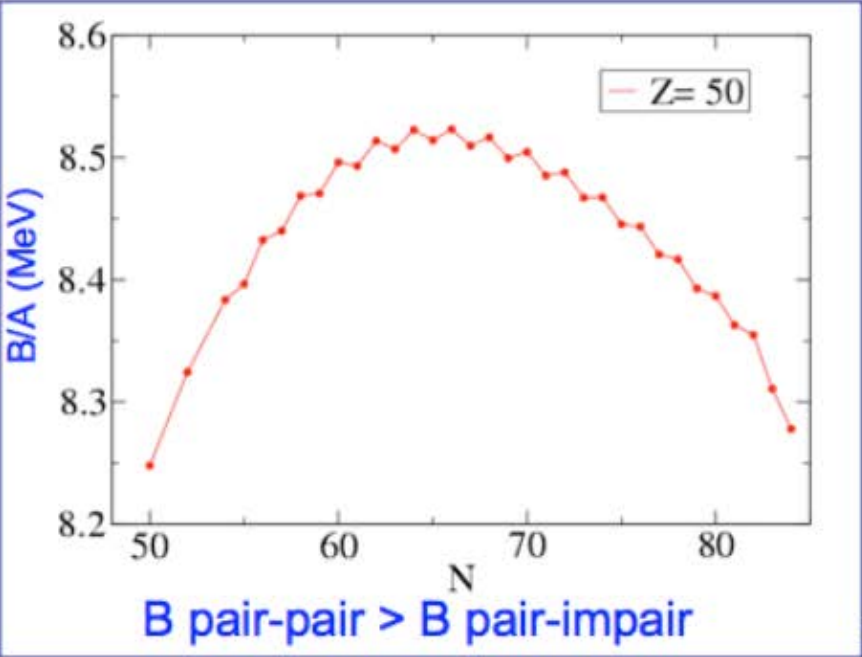
$\delta = - \Delta A$  pour les noyaux impair-impair (Z et N  
impairs)



$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +\delta_0 & Z, N \text{ pair} \\ 0 & A \text{ impair} \\ -\delta_0 & Z, N \text{ impair} \end{cases}$$

$B_{\text{pair-pair}} > B_{\text{pair-impair}} > B_{\text{impair-impair}}$

Illustration avec isotopes d'étain (Z=50 pair):



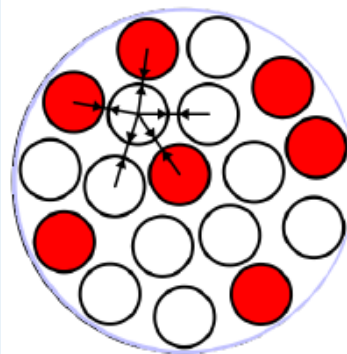
$S_n$  est l'énergie de séparation d'1 neutron,  
car nécessaire pour libérer le "dernier" neutron

Fluctuations systématiques par rapport à la tendance générale :  
(idem en  $Z$  pour  $N$  fixé)

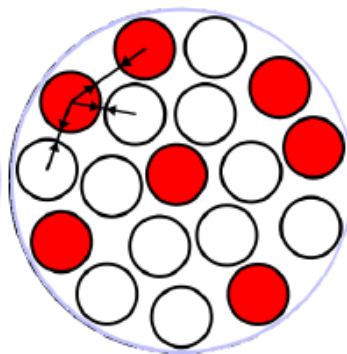
⇒ Nombre impair diminue l'énergie de liaison, les nucléons en # pairs sont + liés

M. Assie : Ecole IN2P3 2014 de la physique au détecteurs

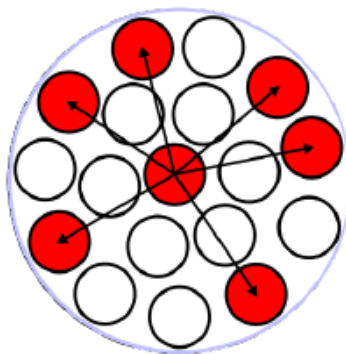
$$E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta(A, Z)$$



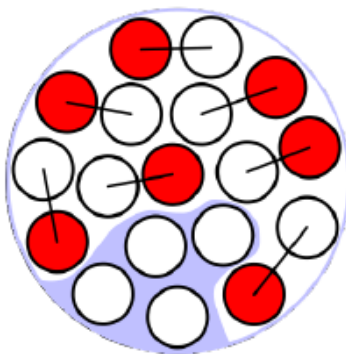
Volume



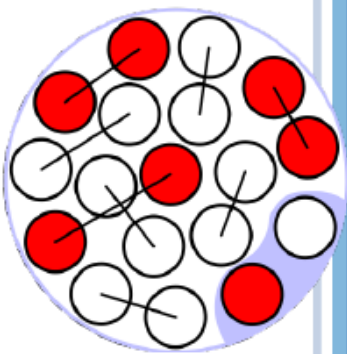
Surface



Coulomb



Asymmetry



Appariement

*pas de compression  
des nucléons*

*nucléons à la  
surface ont moins  
de liaisons*

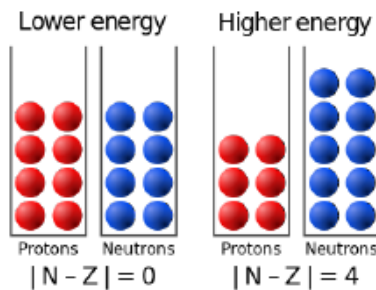
*répulsion  
coulombienne*

*fission !*



$$A - 2Z = N - Z$$

$$A = 16$$



$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +\delta_0 & Z, N \text{ pair} \\ 0 & A \text{ impair} \\ -\delta_0 & Z, N \text{ impair} \end{cases}$$

## Formule semi-empirique de B.W.

$$B_N = \underbrace{a_V A - a_S A^{2/3} - a_C Z^2 / A^{1/3}}_{\text{termes classiques}} - \underbrace{a_A (N-Z)^2 / A + \delta}_{\text{termes quantiques}} \quad (\text{en MeV})$$

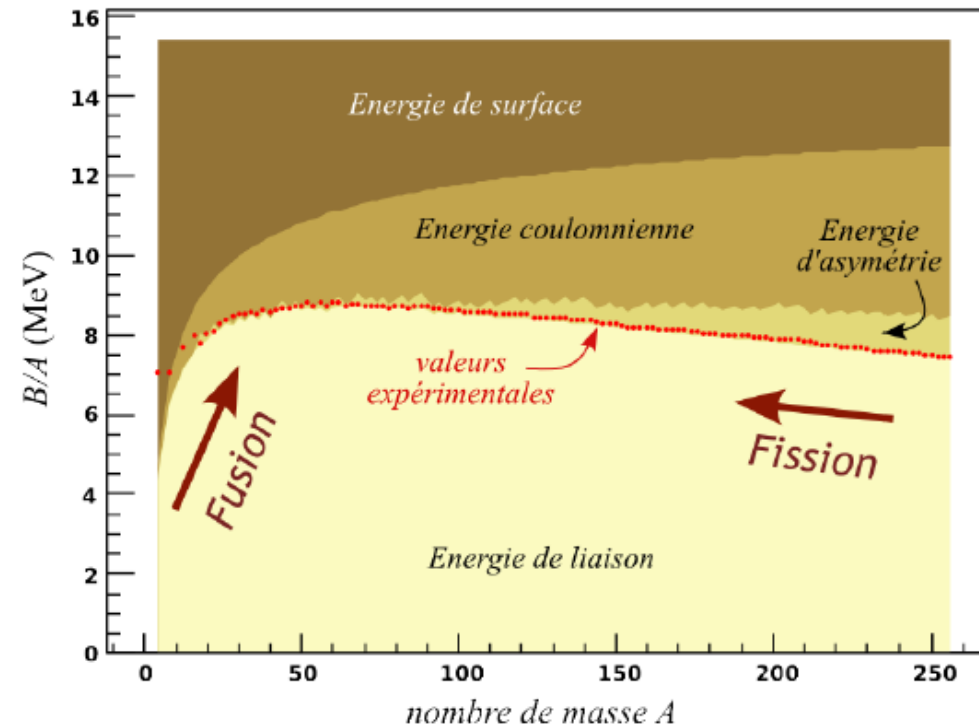
$$\Rightarrow B_N / A = a_V - a_S / A^{1/3} - a_C Z^2 / A^{4/3} - a_A (N-Z/A)^2 + \delta / A$$

Les constantes sont déterminées expérimentalement

$$a_V \sim 16 \text{ MeV}, \quad a_S \sim 17 \text{ MeV}$$

$$a_C \sim 0.7 \text{ MeV}, \quad a_A \sim 23 \text{ MeV}$$

Quelques désaccords existent dans les régions où les effets quantiques sont importants (noyaux légers)



## Chaleur de réaction $Q$

Réaction nucléaire  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$

- Energie de liaison

On a  $Q = m_1c^2 + m_2c^2 - m_3c^2 - m_4c^2$

et on a aussi  $m_i c^2 = Z_i m_p c^2 + N_i m_n c^2 - B_i$

où  $B_i$  est l'énergie de liaison du noyau  $i$  (en MeV)

$$Q = B_3 + B_4 - B_1 - B_2$$

## En résumé : chaleur de réaction $Q$

Réaction nucléaire  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$

- Masse nucléaire  $Q = m_1c^2 + m_2c^2 - m_3c^2 - m_4c^2$
- Masse atomique  $M_{\text{at}}c^2$   $Q = M_{\text{at}1}c^2 + M_{\text{at}2}c^2 - M_{\text{at}3}c^2 - M_{\text{at}4}c^2$
- Excès de masse atomique  $Q = \Delta M_1c^2 + \Delta M_2c^2 - \Delta M_3c^2 - \Delta M_4c^2$
- Energie de liaison  $Q = B_3 + B_4 - B_1 - B_2$

Pour une réaction nucléaire, on peut écrire  $Q$  indifféremment avec les masses nucléaires, les masses atomiques, les excès de masse ou les énergies de liaison

# La radioactivité



## Noyaux radioactifs

Un noyau est dit **stable** lorsque sa durée de vie est infinie ou comparable à l'âge de l'Univers ( $\sim 10^9$  ans).

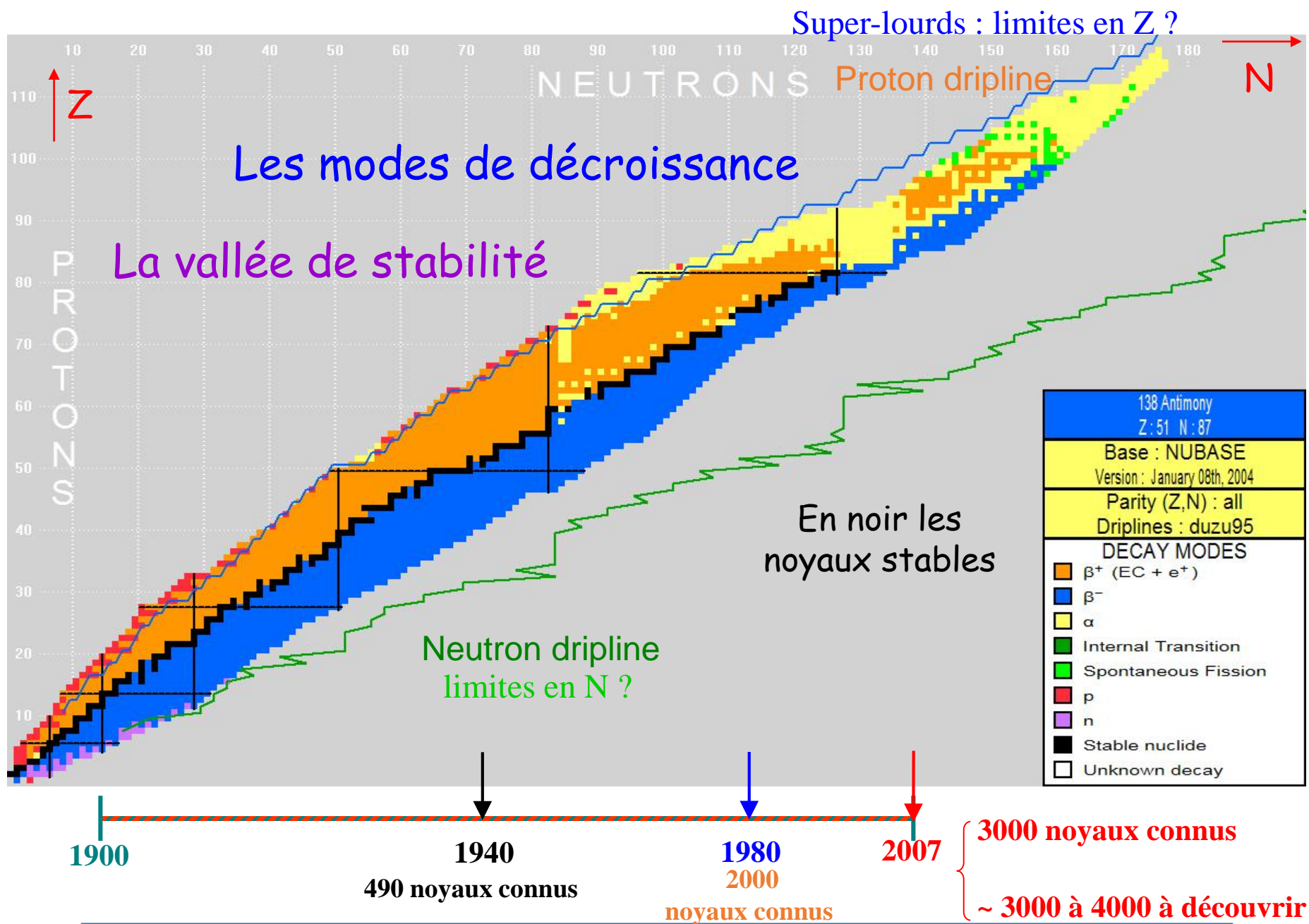
Environ 300 noyaux stables sont connus, alors que plusieurs milliers de noyaux instables sont connus.

Un noyau est dit **instable ou radioactif** lorsque sa durée de vie est finie. Il tend à se transformer spontanément en un noyau stable en émettant un rayonnement : particules de matière (électron et positron ( $\beta$ ), proton, neutron,  $\alpha$ ) éventuellement associées à des particules de lumière (photons  $\gamma$ ).

Un noyau instable est produit par réaction nucléaire.

Un noyau est dit **excité** lorsque, stable ou instable, il a acquis un surplus d'énergie. Le noyau peut alors vibrer (état vibrationnel) ou tourner sur lui-même (état rotationnel). Une autre possibilité est que les nucléons se placent dans un état excité, à la manière des électrons dans l'atome.





## Origine naturelle des rayonnements

Rayonnement cosmique :

- Soleil, galaxie, autres galaxies
- Protons, électrons, muons, particules alpha, rayonnement gamma...
- Flux de muons au niveau de la mer : 170 muons/m<sup>2</sup>/s
- Flux de neutrinos : 65 milliards/cm<sup>2</sup>/s !

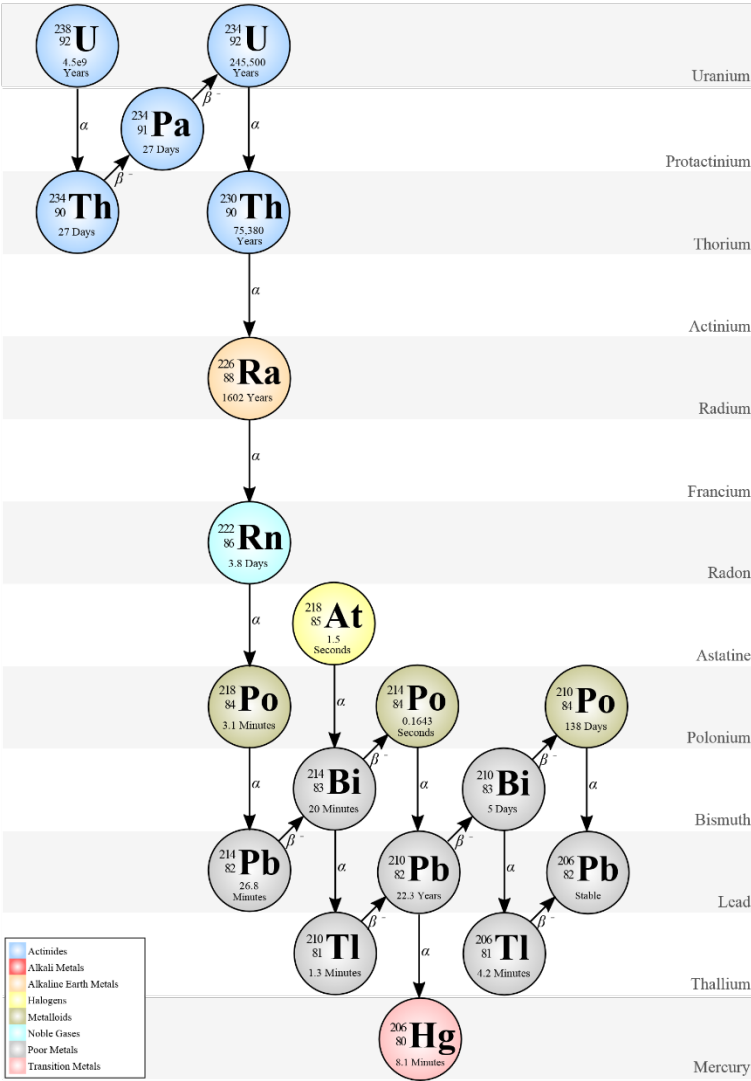
Rayonnement émis par des radioéléments :

- Sol, air, corps humain...
- Electrons, particules alpha, rayonnement gamma...
- Le flux va dépendre de l'activité de la source.

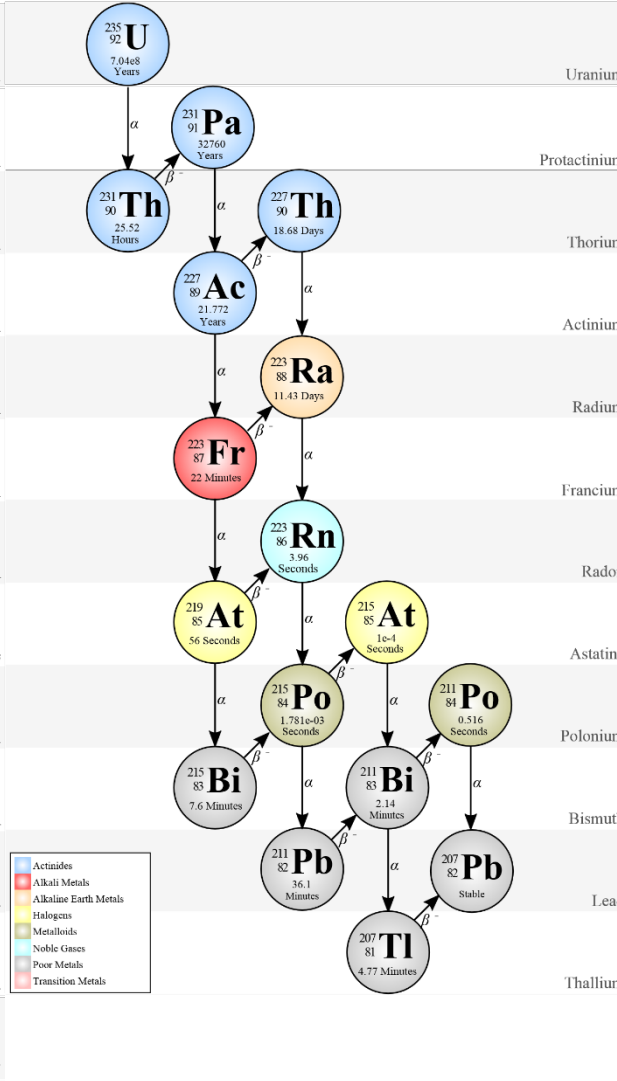


# Les chaînes de la radioactivité naturelle

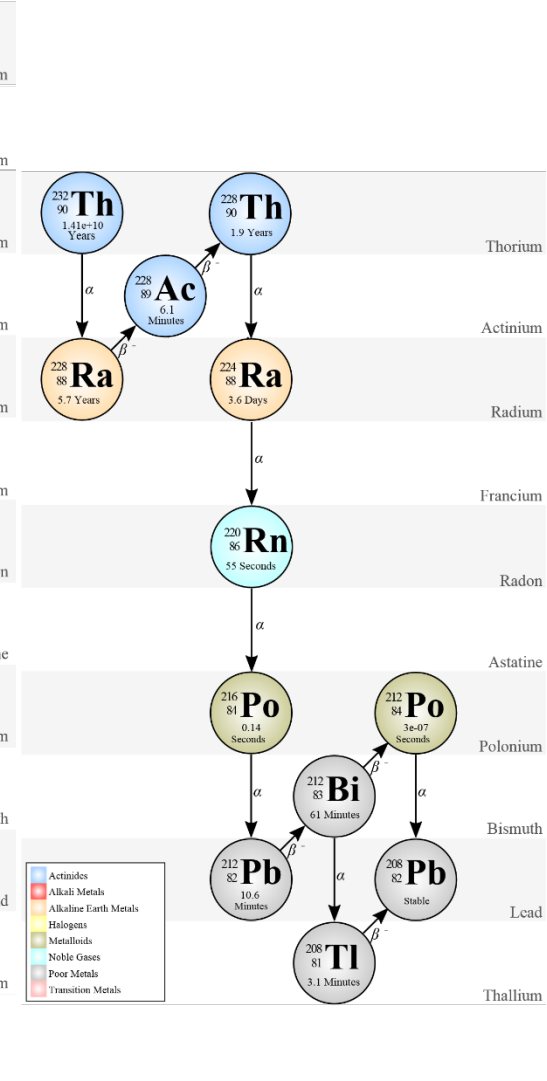
$^{238}\text{U}$



$^{235}\text{U}$



$^{232}\text{Th}$



Exemples de chaînes de désintégration de l'Uranium et du Thorium

## Origine artificielle des rayonnements

1934 : découverte de la radioactivité artificielle par Frédéric et Irène Joliot-Curie. Depuis, plus de 2500 radio-isotopes ont été synthétisés.



Réacteurs, accélérateurs, sources radioactives

Scanners, tubes à rayons X...

Électrons, protons, photons X ou gamma...

L'intensité dépend de l'activité de la source.



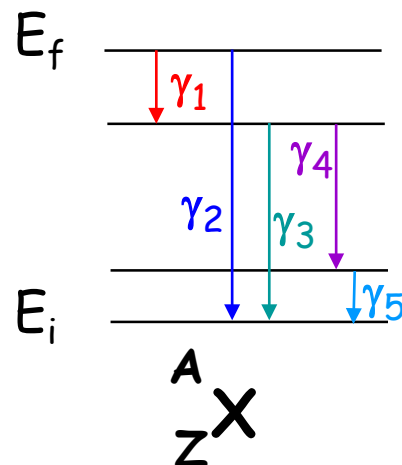
## Une dizaine de radioactivités...

Interaction	Nom de la radioactivité (date de découverte)	Particule(s) émise(s) par le noyau
Electromagnétique	$\gamma$ (1900)	photon
	$2\gamma$ (1987)	2 photons
	$2\gamma$ vs. $\gamma$ (2015)	2 photons
	Electron de conversion (1938)	$e^-$
	Emission de paire (1949)	$e^-$ , $e^+$
Faible	$\beta^-$ (1898)	$e^-$ , $\bar{\nu}_e$
	$\beta^+$ (1933)	$e^+$ , $\nu_e$
	Capture électronique (1937)	$\nu_e$
	Double $\beta^-$ (1980)	$2e^-$ , $2\bar{\nu}_e$
	Double capture électronique (2001)	$2\nu_e$
	$\beta^-$ Etat lié (1992)	$\bar{\nu}_e$
Forte (+ELM)	$\alpha$ (1896)	${}_2^4\text{He}$
	n, p (1970), 2p (2000), 2n (2012)	n ou p ou 2p ou 2n
	Clusters (1984)	${}^{14}\text{C}$ ou ${}^{24}\text{Ne}$ ou ${}^{32}\text{Si}$ , ...
	Fission (1939)	n + 2 noyaux lourds ( ${}^{90}\text{Zr}$ , ${}^{132}\text{Sn}$ , ...)
	Fission ternaire (2010)	n + 3 noyaux lourds



## Désexcitation électromagnétique

- Emission  $\gamma$



Le noyau se trouve dans un état excité. Il se désexcite en émettant un photon  $\gamma$  qui emporte la différence d'énergie entre le niveau de départ et celui d'arrivée.

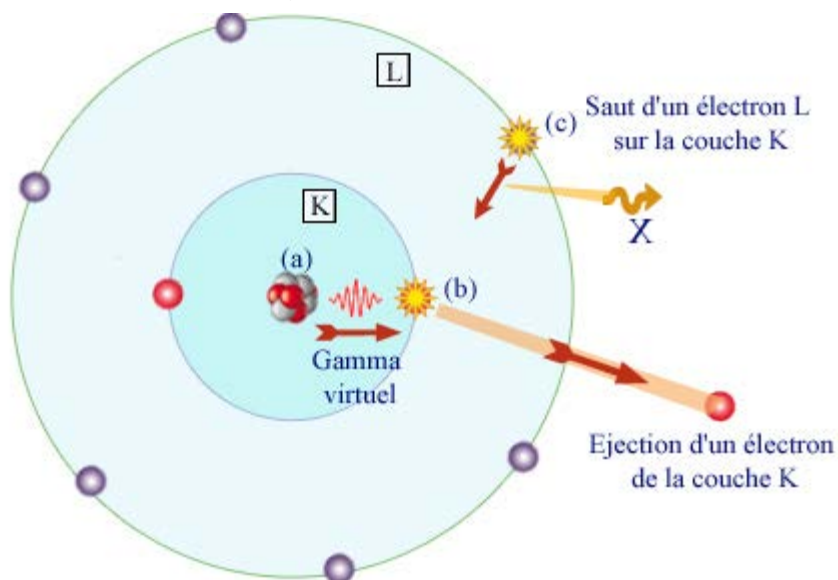
Ici, pour  $\gamma_2$  par exemple :  $E = h\nu = E_f - E_i$

→ Le noyau recherche une plus grande stabilité

## Désexcitation électromagnétique

- Conversion interne (Voir TP)

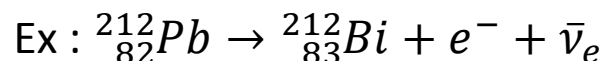
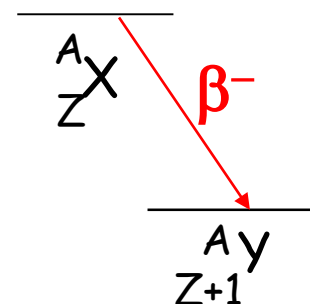
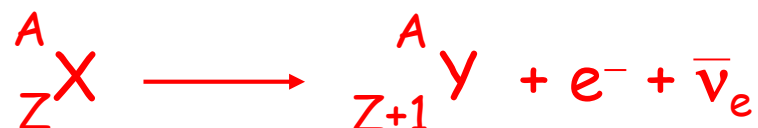
Dans ce processus, l'énergie de désexcitation du noyau est communiquée directement à un électron du cortège électronique de l'atome. En général c'est un électron de la couche K (état s) dont la probabilité de présence dans le noyau est non nulle. Cet électron est expulsé de l'atome avec une énergie précise  $\rightarrow$  réarrangement des couches électroniques avec émissions de rayons X.



## Décroissance $\beta$ , un exemple d'interaction faible

### Les désintégrations isobariques

Emission  $\beta^-$



Désintégration spontanée  $\Rightarrow Q > 0$

$$Q = m(A, Z)c^2 - m(A, Z+1)c^2 - m_e c^2 > 0$$

$$Q = M_{\text{at}}(A, Z)c^2 - Zm_e c^2 - M_{\text{at}}(A, Z+1)c^2 + (Z+1)m_e c^2 - m_e c^2 > 0$$

$$Q = M_{\text{at}}(A, Z)c^2 - M_{\text{at}}(A, Z+1)c^2 > 0$$

$\beta^-$

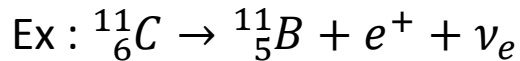
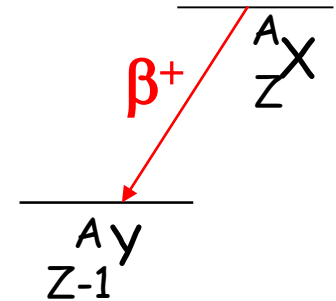
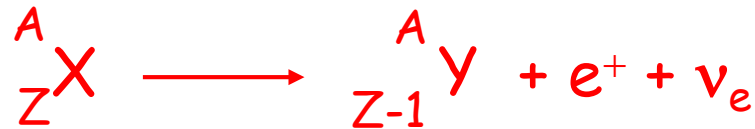
$$\Delta M_{\text{at}}(A, Z)c^2 > \Delta M_{\text{at}}(A, Z+1)c^2$$



## Les désintégrations isobariques

Emission  $\beta^+$   $p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e$  (p est stable à l'état libre)

$u \longrightarrow d + e^+ + \nu_e$  (quarks)



Désintégration spontanée  $\Rightarrow Q > 0$

$$Q = m(A, Z)c^2 - m(A, Z-1)c^2 - m_e c^2 > 0$$

$$Q = M_{\text{at}}(A, Z)c^2 - Zm_e c^2 - M_{\text{at}}(A, Z-1)c^2 + (Z-1)m_e c^2 - m_e c^2 > 0$$

$$Q = M_{\text{at}}(A, Z)c^2 - M_{\text{at}}(A, Z-1)c^2 - 2m_e c^2 > 0$$

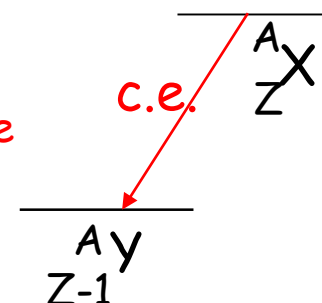
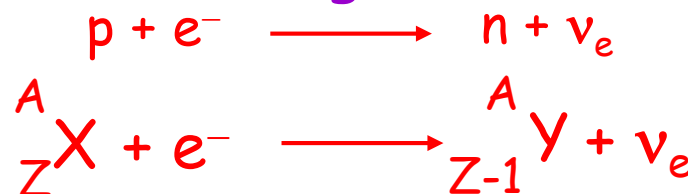
$\beta^+$

$$\Delta M_{\text{at}}(A, Z)c^2 > \Delta M_{\text{at}}(A, Z-1)c^2 + 2m_e c^2$$

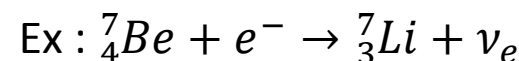
## Capture électronique c.e.

Électron du cortège  
électronique de l'atome capturé  
par le noyau  $\rightarrow$  réarrangement  
des couches électroniques avec  
émissions de rayons X.

## Les désintégrations isobariques



Désintégration spontanée  $\Rightarrow Q > 0$



$$Q = m(A, Z)c^2 + m_e c^2 - m(A, Z-1)c^2 > 0$$

$$Q = M_{\text{at}}(A, Z)c^2 - Zm_e c^2 + m_e c^2 - M_{\text{at}}(A, Z-1)c^2 + (Z-1)m_e c^2 > 0$$

$$Q = M_{\text{at}}(A, Z)c^2 - M_{\text{at}}(A, Z-1)c^2 > 0$$

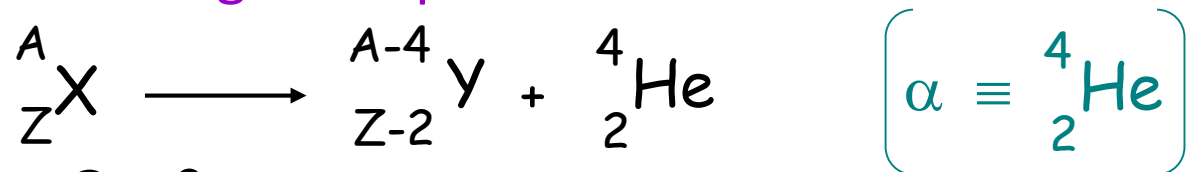
**c.e.**

$$\Delta M_{\text{at}}(A, Z)c^2 > \Delta M_{\text{at}}(A, Z-1)c^2$$

Capture électronique et  $\beta^+$  en compétition énergétiquement. La CE est  
énergétiquement favorisée



## Désintégration $\alpha$      Désintégration par interaction forte.



Transition spontanée  $\rightarrow Q > 0$

Masses nucléaires       $Q = m(A, Z)c^2 - m(A-4, Z-2)c^2 - m(\alpha)c^2 > 0$

Masses atomiques       $Q = M_{\text{at}}(A, Z)c^2 + Zm_e c^2 - M_{\text{at}}(A-4, Z-2)c^2 - (Z-2)m_e c^2 - M_{\text{at}}(\alpha)c^2 - 2m_e c^2 > 0$

$$\Rightarrow Q = M_{\text{at}}(A, Z)c^2 - M_{\text{at}}(A-4, Z-2)c^2 - M_{\text{at}}(\alpha)c^2 > 0$$

Excès de masse      En éliminant les facteurs  $931.5 A_i$

$$\Rightarrow Q = \Delta M(A, Z)c^2 - \Delta M(A-4, Z-2)c^2 - \Delta M(\alpha)c^2 > 0$$

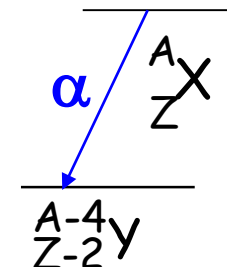
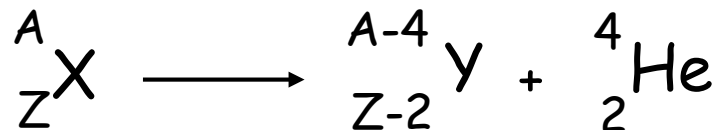
Energie de liaison       $Q = B(\alpha) + B(A-4, Z-2) - B(A, Z) > 0$

Sachant que  $B(\alpha) = 28.3 \text{ MeV}$  très grande

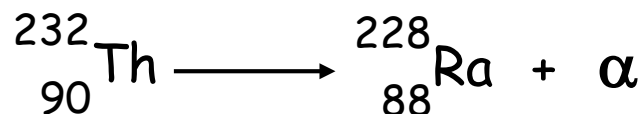
On montre que pour avoir  $Q > 0$ , les noyaux émetteurs  $\alpha$  doivent avoir un nombre de masse  $A > 150 \rightarrow$  noyaux très lourds

$\rightarrow$  barrière coulombienne  $B_{\text{coul}}$  très grande

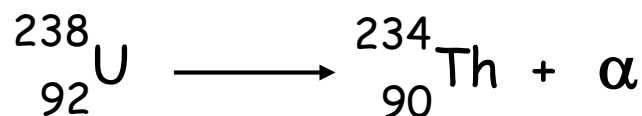
# Désintégration $\alpha$



## Exemples



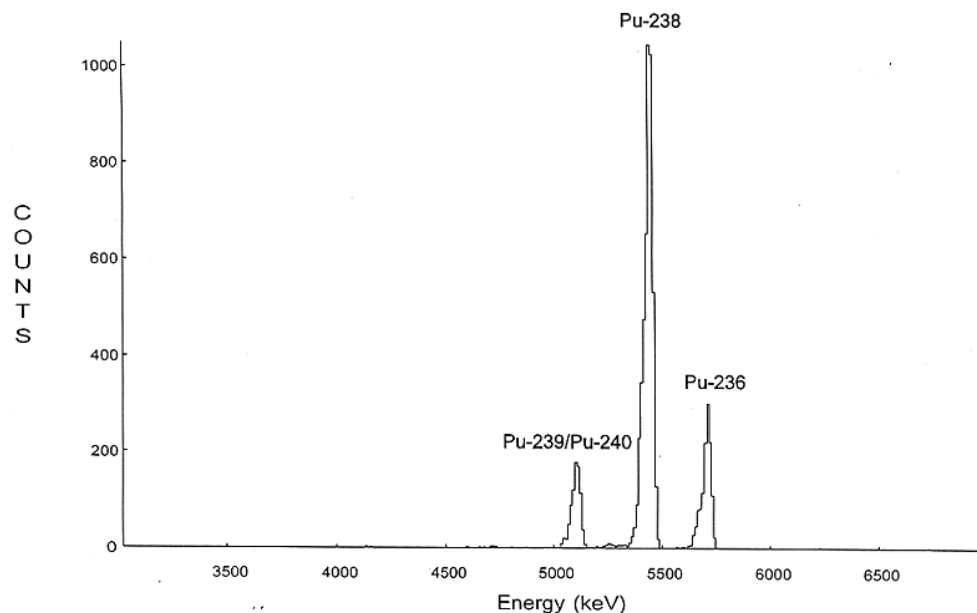
$$Q_\alpha = 4.08 \text{ MeV et } B_{\text{coul}} = 23 \text{ MeV}$$



$$Q_\alpha = 4.27 \text{ MeV et } B_{\text{coul}} = 24 \text{ MeV}$$

Spectre observé pour émission  $\alpha$

→  $N = f(E)$ , spectre de raies correspondant à des réactions à deux corps dans l'état final : la particule  $\alpha$  emporte toute l'énergie disponible (quantifiée donc valeurs définies), au recul du noyau près





Particules alpha a une perte d'énergie par unité de longueur importante.

Mesure sous vide, échantillon mince et uniforme.

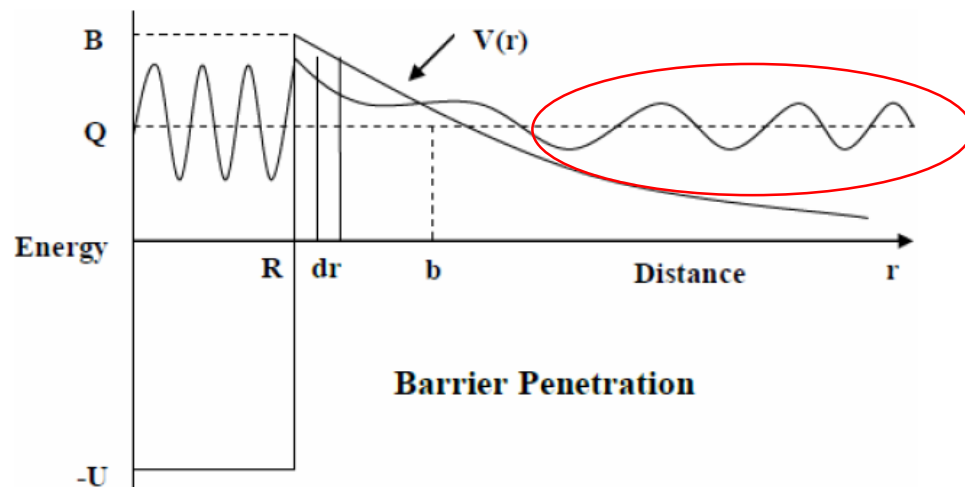
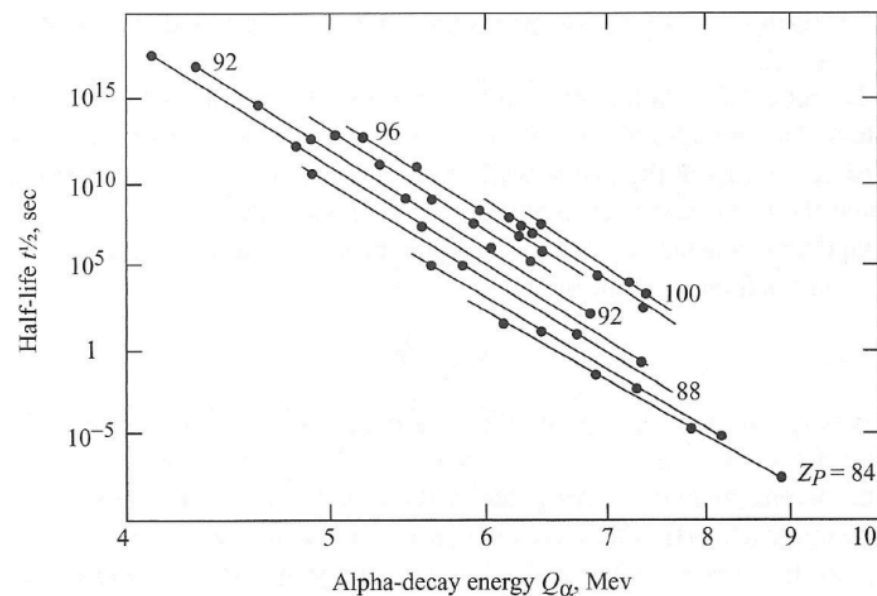
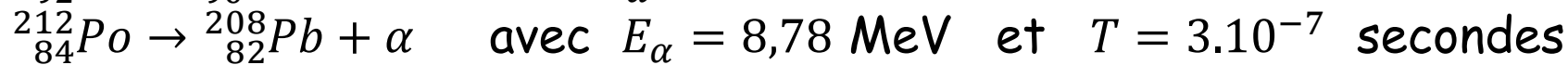
# La radioactivité.

L'énergie des particules  $\alpha$  varie faiblement, de 4 à 9 MeV alors que la période varie considérablement : de  $10^{-7}$  s à  $10^{10}$  années.

Loi empirique de Geiger et Nuttall (1911) donne :  $\log_{10}(T) = A(Z) + \frac{B(Z)}{\sqrt{T_\alpha}}$

Le fait que l'énergie des  $\alpha$  est du même ordre de grandeur alors que la période varie 23 ordres de grandeur, peut être expliqué par l'effet tunnel.

Ex :

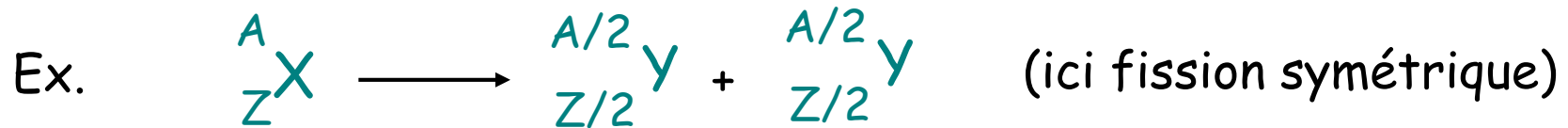


Probabilité réduite mais même énergie !

Calcul de la période radioactive de  $^{238}_{92}\text{U}$

Vérification de la loi de Geiger-Nuttall

**Fission** : processus d'interaction forte



→ On peut calculer le Q de la réaction à partir des  $B_N$

→ Ordre de grandeur :  $Q \sim 180 \text{ à } 200 \text{ MeV/ fission}$

En général la fission donne des fragments asymétriques.

A partir du modèle de la goutte liquide, on comprend que l'interaction coulombienne doit l'emporter sur la tension de surface :

$a \frac{Z^2}{A^{1/3}} > b A^{2/3}$  avec a et b des constantes qui dépendent des paramètres de la goutte liquide. On en déduit que  $\frac{Z^2}{A} > \gamma = \frac{2a_s}{a_c} \approx 50$

$\frac{Z^2}{A}$  est le paramètre de fissibilité. En utilisant  $Z = A/2$  on trouve que la fission spontanée est possible pour des noyaux avec  $A > 200$ .



# Parabole de masse des noyaux isobares



## Stabilité et paraboles de masse

Soit la masse atomique

$$M_{\text{at}}c^2 = m_Nc^2 + Zm_e c^2 - \cancel{B_e} \quad \text{avec } B_e \text{ négligeable}$$

$$M_{\text{at}}c^2 = Zm_p c^2 + (A-Z)m_n c^2 - B_N + Zm_e c^2$$

$$M_{\text{at}}c^2 = Z(m_p c^2 + m_e c^2) + (A-Z)m_n c^2 - a_V A \\ + a_S A^{2/3} + a_C Z^2/A^{1/3} + a_A (A-2Z)^2/A - \delta$$

Paraboles de masse  $M_{\text{at}}c^2 = f(Z)$  pour les isobares (idem pour  $\Delta Mc^2$ )

$A$  impair,  $\delta = 0$

$$M_{\text{at}}c^2 = \alpha + \beta Z + \gamma Z^2$$

$$\begin{cases} \alpha = A(m_n c^2 - a_V + a_A) + a_S A^{2/3} \\ \beta = m_p c^2 + m_e c^2 - m_n c^2 - 4 a_A \\ \gamma = a_C/A^{1/3} + 4a_A/A \end{cases}$$

$A$  pair,  $\delta = \pm \Delta A$

$$M_{\text{at}}c^2 = \alpha + \beta Z + \gamma Z^2 - \Delta A \quad \text{pour } Z \text{ et } N \text{ pairs}$$

$$M_{\text{at}}c^2 = \alpha + \beta Z + \gamma Z^2 + \Delta A \quad \text{pour } Z \text{ et } N \text{ impairs}$$

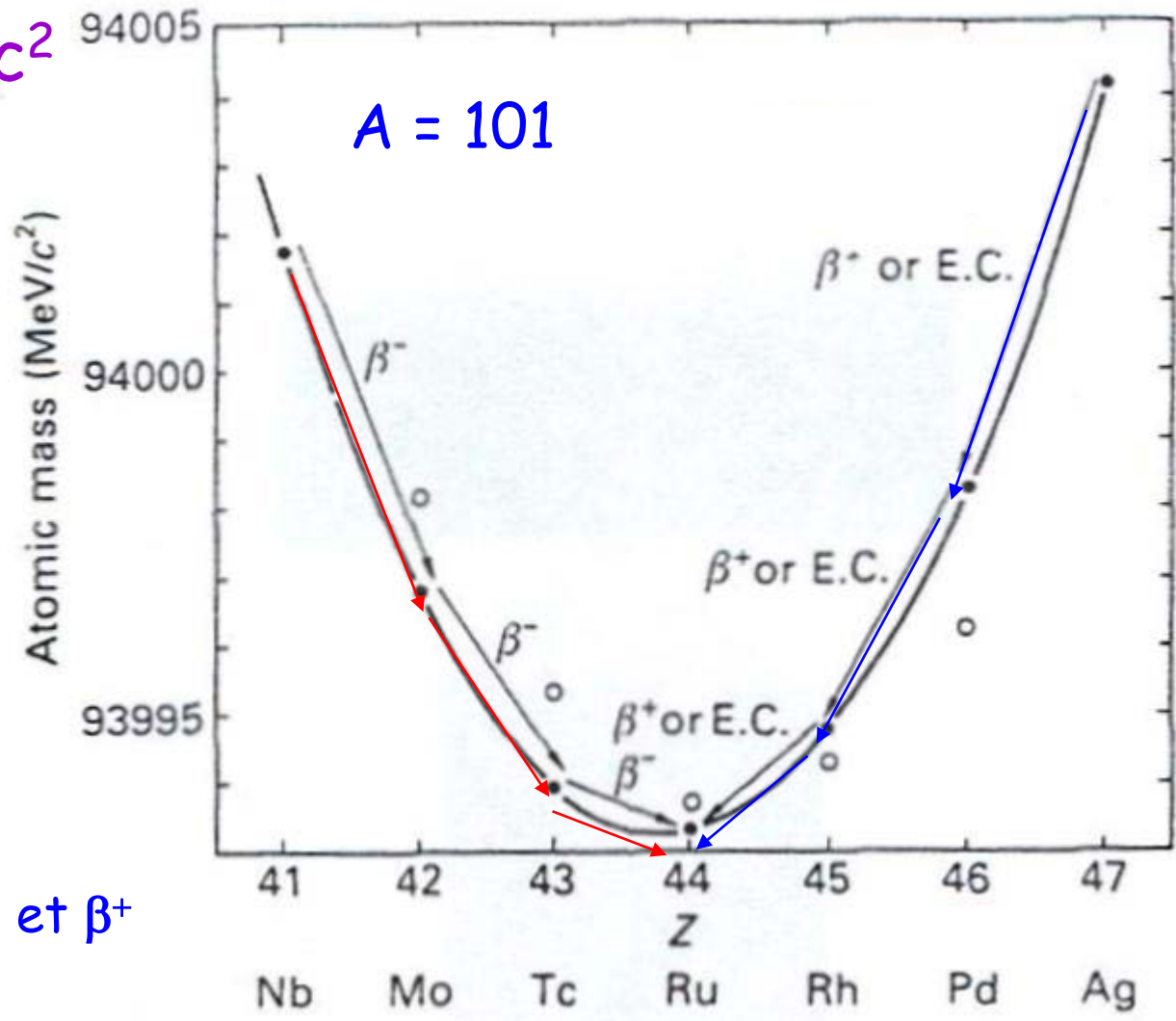
$M_{at}c^2$

A = 101

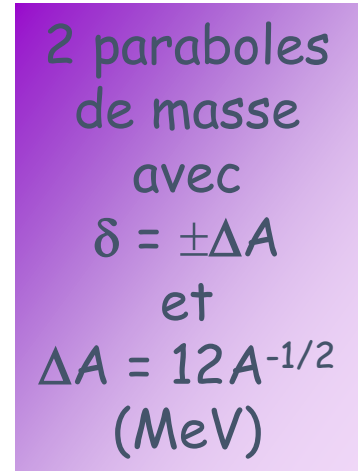
A impair

1 seule  
parabole de  
masse avec  
 $\delta = 0$

$\beta^-$   
c.e et  $\beta^+$



Attention, pour  $\beta^+$ , il faut écart de  $2m_e c^2$  entre les deux masses



Z et N pairs

$$M_{at}c^2 = \alpha + \beta Z + \gamma Z^2 - 12A^{-1/2}$$

*Attention, pour  $\beta^+$ , il faut écart de  $2m_e c^2$  entre les deux masses*

On notera que pour les noyaux impaire-impair on peut avoir 2 noyaux stables (pair-pair) au minimum de la parabole.

Comme on l'a déjà vu, les noyaux impair-impair sont très instables, on ne connaît que  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^6_3\text{Li}$ ,  ${}^{10}_5\text{B}$ ,  ${}^{14}_7\text{N}$  comme noyaux impair-impair stables.

Plus l'énergie de liaison est élevée, plus le noyau est stable

Dans une famille d'isobares

$$\partial B / \partial Z|_{Z_0} = 0 \text{ ou } \partial \text{Mat} / \partial Z|_{Z_0} = 0 = \beta + 2\gamma Z$$

va donner la valeur de  $Z = Z_0$  correspondant au noyau le plus stable par rapport aux désintégrations isobariques

→ on peut ainsi obtenir le noyau situé au minimum de la parabole de masse en arrondissant la valeur de  $Z$  à l'entier le plus proche.  
En prenant  $m_p = m_n$  et en négligeant  $m_e$  on a :

$$Z = \frac{A}{2 + \left(\frac{a_c}{2a_A}\right) A^{\frac{2}{3}}} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{\frac{2}{3}}}$$

On retrouve que pour les noyaux légers on a  $Z \sim N$  alors que pour les noyaux lourds on a un excès de neutrons.

# Décroissance radioactive



## Loi de décroissance radioactive - Activité

### Radioactivité naturelle

Nombre de noyaux présents à  $t$ ,  $N(t)$ , régi par l'équation différentielle

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

$\lambda$  = constante de désintégration  
=  $1/\tau$  avec  $\tau$  durée de vie moyenne du noyau

D'où  $N(t) = k e^{-\lambda t}$ .

En utilisant les cond. initiales : à  $t = 0$ , on a  $N(0) = N_0$  il vient :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$



## Pour un radioélément créé artificiellement : cas de l'activation

Nombre de noyaux présents à  $t$ ,  $N(t)$ , régi par l'équation différentielle

$$\frac{dN}{dt} = n_i - \lambda N \quad n_i = \text{nombre de noyaux créés par irradiation et par unité de temps}$$

$\lambda$  = constante de désintégration

$$\Rightarrow n_i = \phi \frac{N_A(\rho e)}{A} \sigma_T$$

Résolution de l'ED sans second membre  $\frac{dN}{dt} - \lambda N = 0$

$$\text{D'où } N(t) = k e^{-\lambda t}$$

Solution particulière de l'ED avec second membre constant  $\lambda C = n_i$

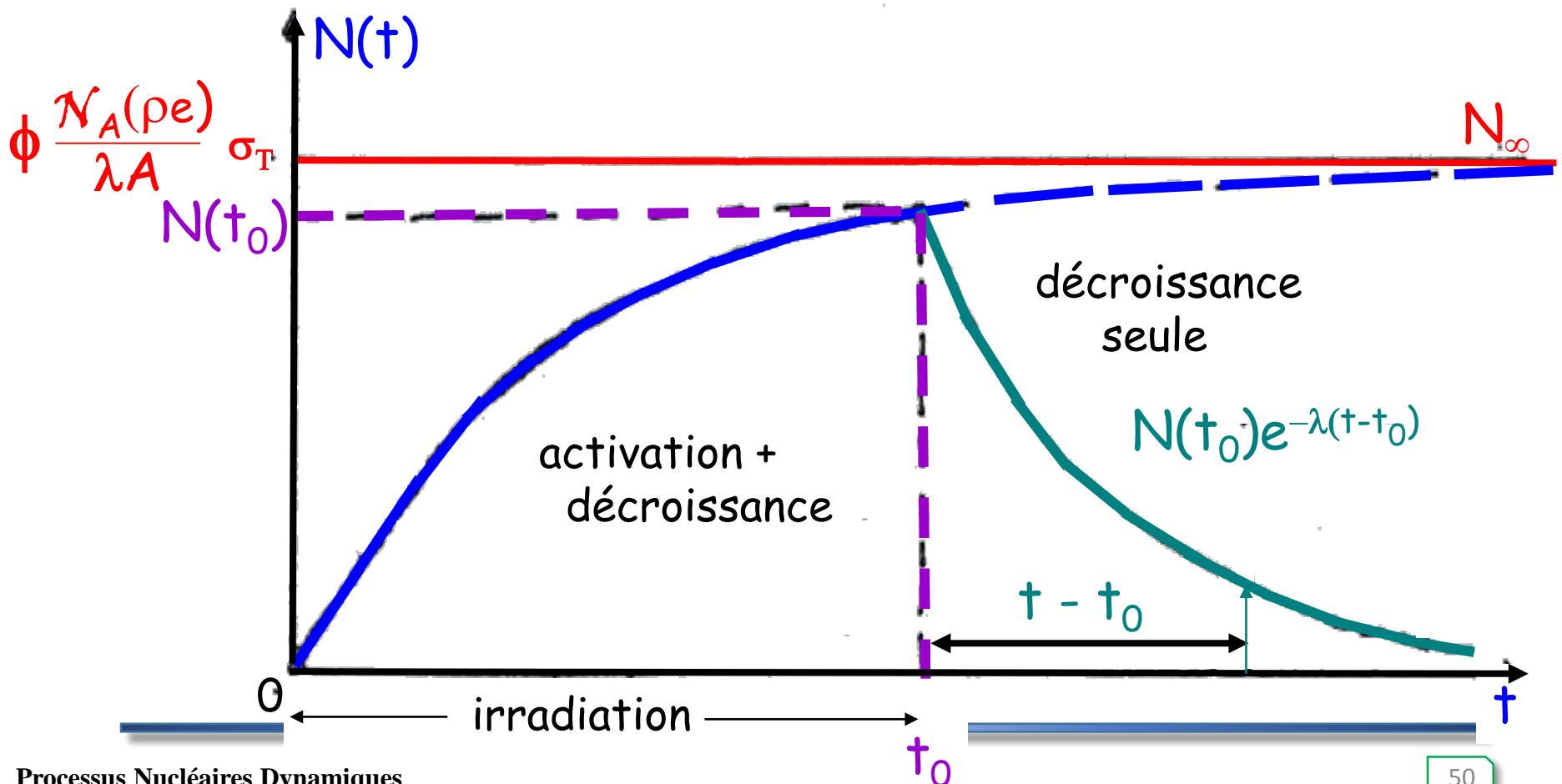
$$\text{D'où } N(t) = k e^{-\lambda t} + n_i/\lambda$$

Avec les cond. initiales : à  $t = 0$ ,  $N(0) = 0$ , il vient :

$$N(t) = \frac{n_i}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) = \phi \frac{N_A(\rho e)}{\lambda A} \sigma_T (1 - e^{-\lambda t})$$

Pour un radioélément créé artificiellement

$$N(t) = \frac{n_i}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) = \phi \frac{N_A(\rho e)}{\lambda A} \sigma_T (1 - e^{-\lambda t})$$



## Activité

Caractérise les désintégrations d'un radioélément radioactif

$\mathcal{A}$  = activité = nombre de désintégrations par unité de temps

$$\mathcal{A}(t) = \lambda N(t)$$

Unité d'activité : 1 désintégration/s = 1 Becquerel = 1 Bq

On utilise encore le Curie, avec : 1 Ci =  $3.7 \cdot 10^{10}$  Bq

## Période et vie moyenne

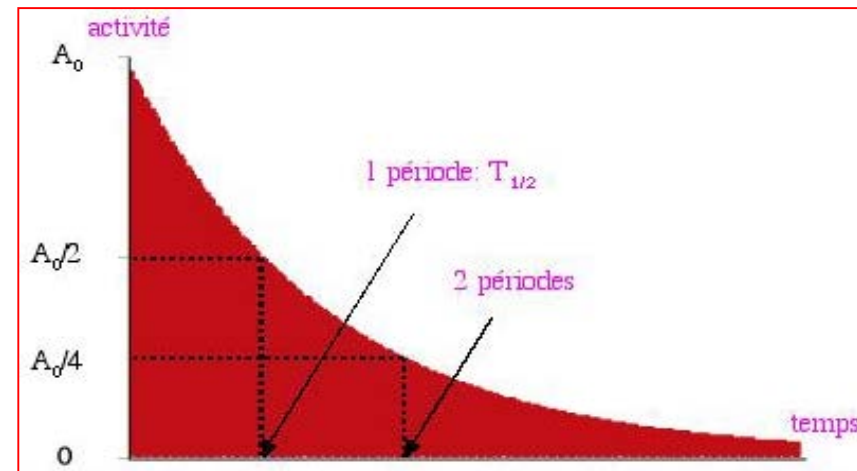
Période ou demi-vie  $T$  :

temps au bout duquel le nombre de noyaux présents est divisé par 2

$$N(T) = N_0 e^{-\lambda T} = N_0/2$$

$$T = \ln 2 / \lambda$$

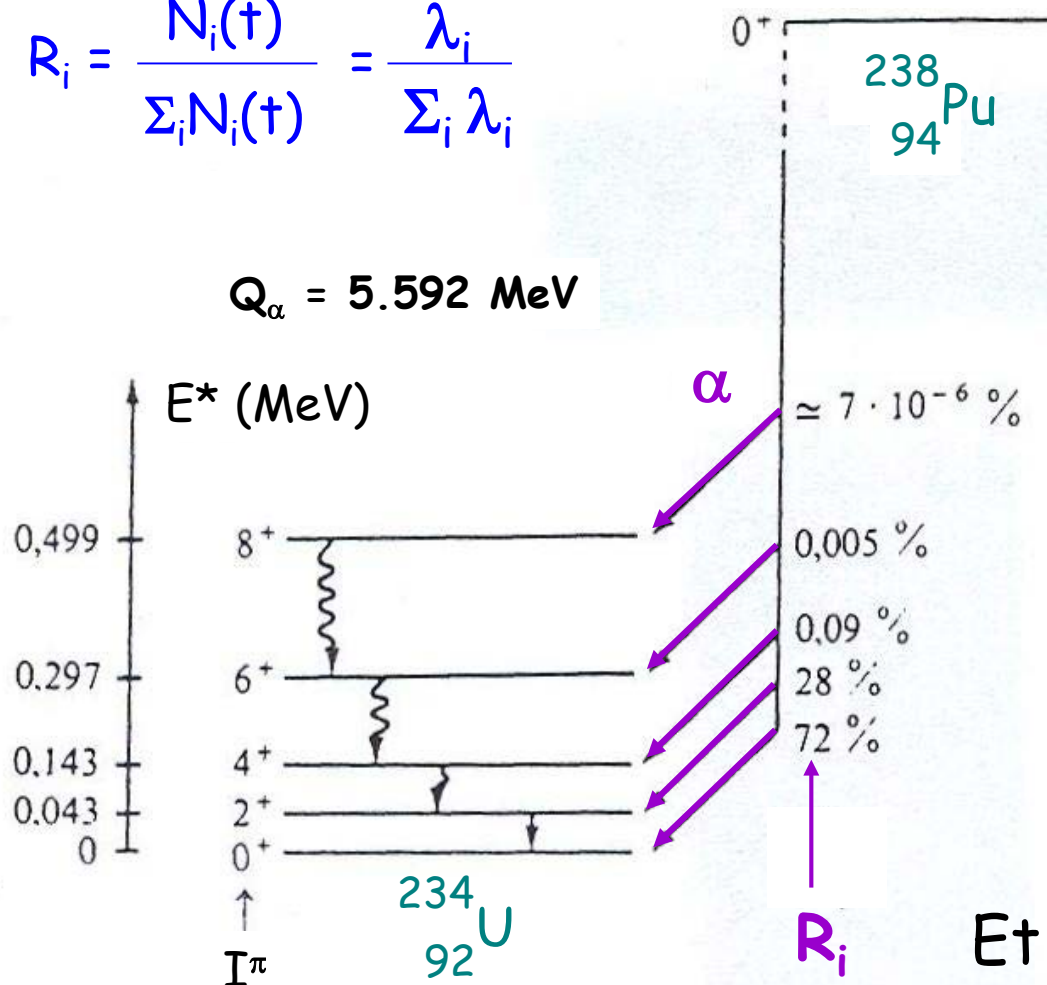
Vie moyenne  $\tau = 1 / \lambda$



## Rapport d'embranchement

Si plusieurs types de désintégration  $i$  pour un même noyau

$$R_i = \frac{N_i(t)}{\sum_i N_i(t)} = \frac{\lambda_i}{\sum_i \lambda_i}$$



Et on a :  $\sum_i R_i = 100\%$

## Filiations radioactives

Chaîne à deux étapes, A se désexcite vers B lui-même instable :



Système d'équations différentielles à résoudre

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A \quad \text{et} \quad \frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B$$

On suppose que le noyau A est le seul présent à  $t=0$ , on a :

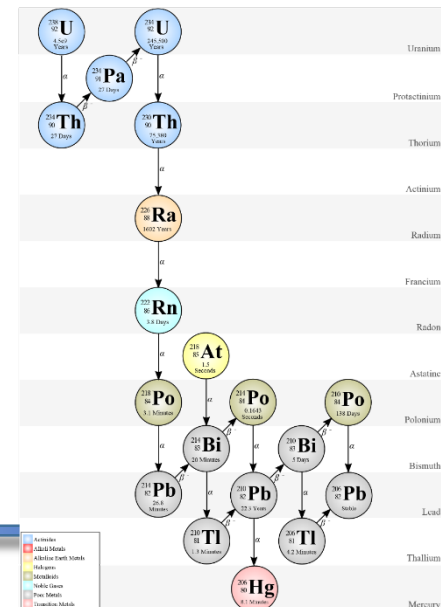
$$N_A(0) = N_{A0} \quad \text{et} \quad N_B(0) = 0$$

On obtient alors

$$N_A(t) = N_{A0} e^{-\lambda_A t}$$

et

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A N_{A0}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t})$$



## Filiations radioactives

$$N_A(t) = N_{A0} e^{-\lambda_A t} \quad \text{et} \quad N_B(t) = \frac{\lambda_A N_{A0}}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t})$$

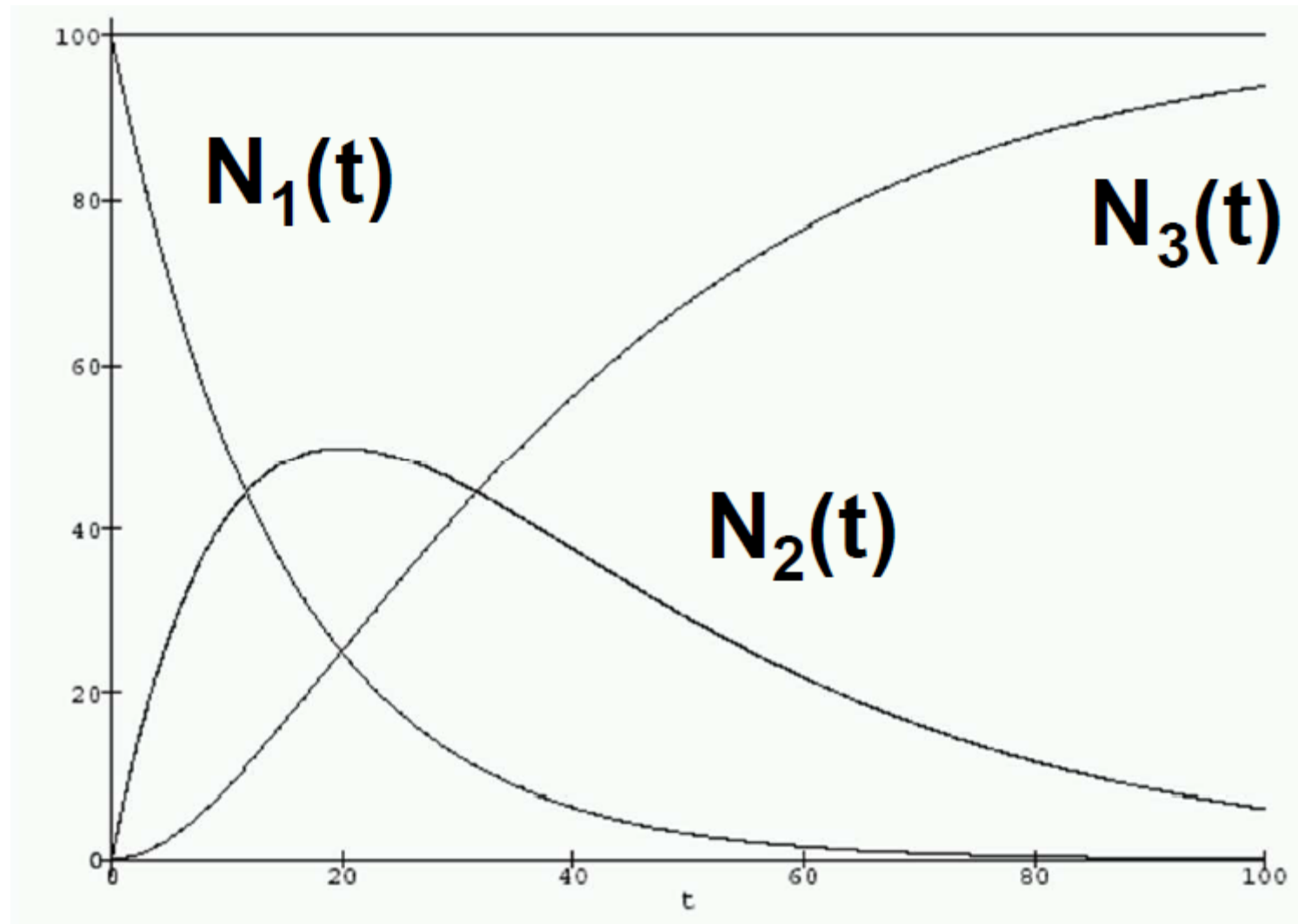
L'évolution de B est donc beaucoup plus complexe que celle de A, sauf dans deux cas simples

a) Si  $\lambda_B \gg \lambda_A \Leftrightarrow T_B \ll T_A$   
On a alors 
$$N_B(t) = N_{A0} \frac{\lambda_A}{\lambda_B} e^{-\lambda_A t}$$

→ B décroît avec une période apparente donnée par  $T_A$

b) Si  $\lambda_A \gg \lambda_B \Leftrightarrow T_B \gg T_A$   
On a alors 
$$N_B(t) = N_{A0} e^{-\lambda_B t}$$

→ A est complètement désintégré avant que B ne prenne son rythme de désintégration



Exemple de filiation radioactive en médecine nucléaire : la "vache à technétium"

Le  $^{99m}\text{Tc}$  utilisé en scintigraphie a une demi-vie faible de 6h. Il est produit par filiation radioactive du molybdène  $^{99}\text{Mo}$  qui a une demi-vie de 67h -> compte tenu des différences de demi-vie, le technétium est produit en continu.

Le  $^{99}\text{Mo}$  est produit par activation neutronique du  $^{98}\text{Mo}$

[Vidéo la vallée de stabilité](#)



# Nucléosynthèse

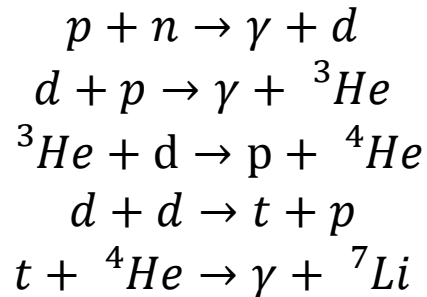
Quelques mots sur la nucléosynthèse.

La nucléosynthèse à plusieurs origines :

- La nucléosynthèse primordiale
- La nucléosynthèse stellaire
- La nucléosynthèse explosive



La nucléosynthèse primordiale a créé les noyaux légers pendant les 10 premières minutes après le big-bang. Les noyaux sont formés par les réactions suivantes :

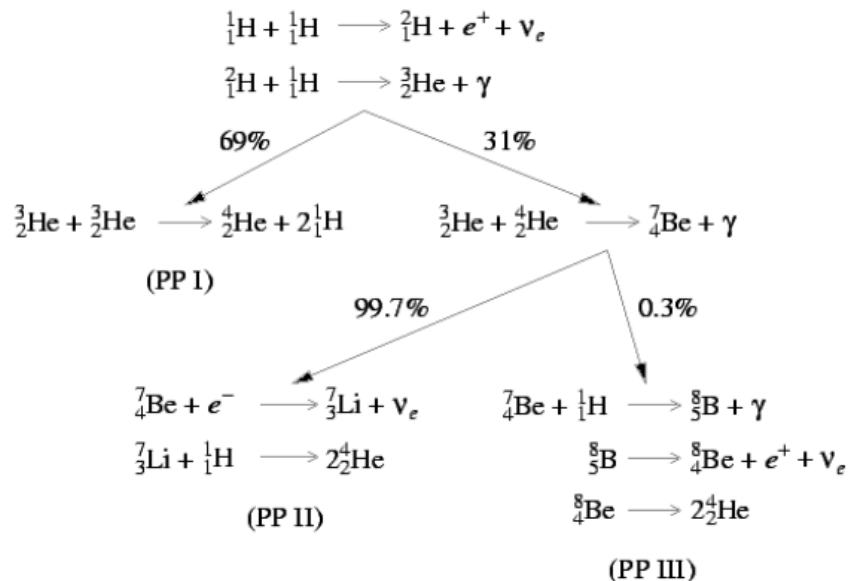


Mais aucuns noyaux ayant  $A=5$  ou  $A=8$  n'est stable ( $A=5$  impair en protons ou neutrons et  $A=8$  défavorisé car le noyau gagne en énergie en formant 2 particules  $\alpha$ ).

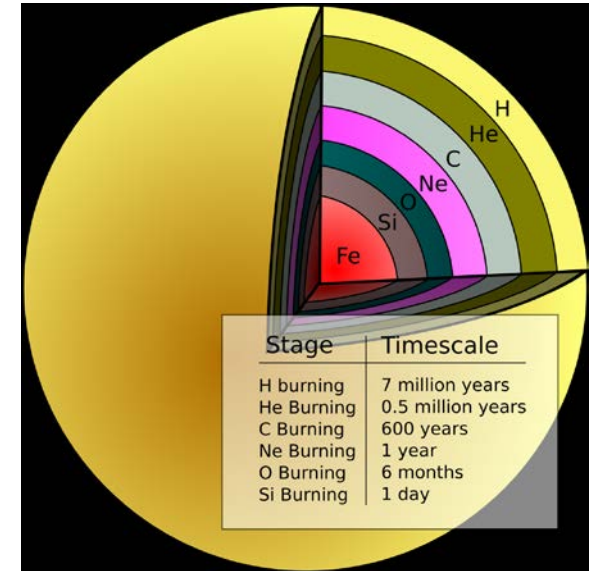
La nucléosynthèse primordiale s'arrête aux noyaux légers ci-dessus.

La nucléosynthèse stellaire :

La figure ci-dessous décrit le cycle pp des réactions non-triviales de fusion des éléments légers. On notera que la 1<sup>er</sup> réaction ayant lieu par interaction faible, une étoile ne va pas consommer tout son hydrogène en quelques jours...

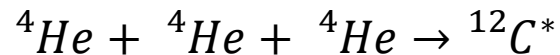


D'après Caroll & Ostlie, « An introduction to modern astrophysics »



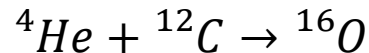
La nucléosynthèse stellaire :

Dans les étoiles, la densité du milieu et la température permettent la fusion de noyaux de plus en plus lourds jusqu'au fer. La réaction clef pour créer des éléments plus lourds que  $A=8$  est :

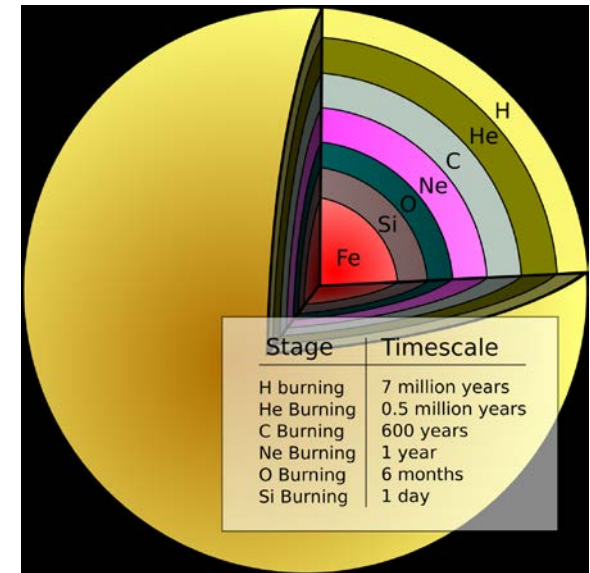


Le  $^{12}\text{C}$  est produit dans un état excité appelé état de Hoyle.

Ensuite on peut créer :



Et autres noyaux plus lourds... jusqu'au fer.  $^{12}\text{C}$



D'autres processus comme le processus s (pour slow) vont conduire par capture neutronique à la production d'éléments plus lourds que le fer. Ce processus prend quelques milliers d'années et ne peut produire les éléments radioactifs les plus lourds comme l'uranium et le thorium (flux de neutrons trop faible).

La nucléosynthèse explosive. L'explosion de supernova permet de produire des flux très intenses de neutrons. Par le processus r (pour rapide), la capture rapide de neutrons va permettre de créer tous les éléments lourds en quelques secondes.

D'autres processus comme le processus p de capture de protons pourrait aussi intervenir.



La masse du noyau, qui résulte de l'énergie de liaison des protons et des neutrons qui le constituent, est une de ses propriétés fondamentales

Plusieurs *techniques expérimentales* de pointe sont actuellement dédiées à la mesure de la masse des noyaux exotiques, très éloignés de la stabilité, et fournissent une grande quantité de données avec une excellente précision.

Nos connaissances expérimentales restent toutefois limitées, et de ce fait des *estimations théoriques* sont nécessaires.

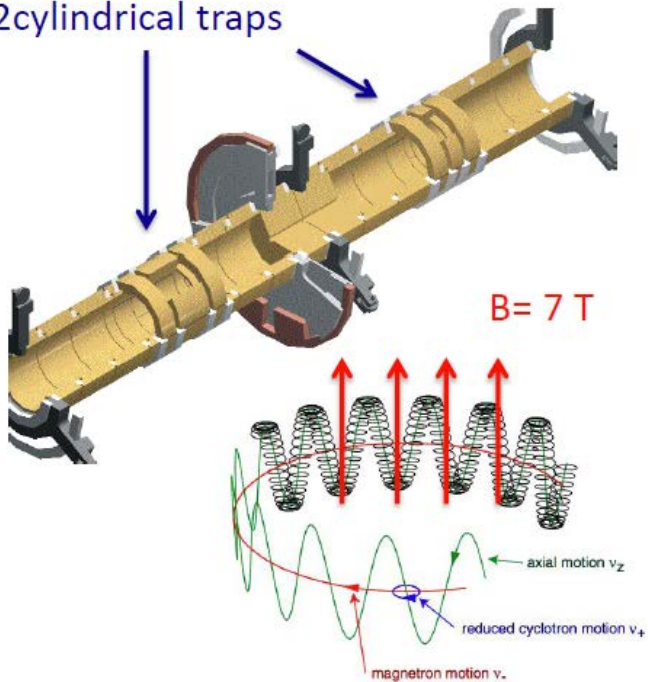
## MLL Trap @ ALTO (IPNO)

Mesure de précision de la masse des noyaux exotiques.

Piège de Penning.

Fréquence cyclotron donne la masse.

2 cylindrical traps



$$f_c = \frac{1}{2\pi} \times \frac{q}{m} \times B$$



