

---

**Cours EN1700**  
**« Eléments de Neutronique  
et de Physique des Réacteurs Nucléaires »**

**Enseignant responsable: Richard Lenain**  
**Enseignants: Eric Dumonteil, Anne Nicolas, Xavier Raepsaet**  
**Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives**  
**CEA/DEN/DM2S**

---

# « Éléments de Physique Nucléaire »

5h cours+5h petite classe

Eric Dumonteil  
[eric.dumonteil@cea.fr](mailto:eric.dumonteil@cea.fr)

Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives  
CEA/DEN/DM2S

## Eléments bibliographiques

---

Dictionnaire de la physique, atomes et particules

*Encyclopaedia Universalis - Albin Michel*

La radioactivité

*Yves CHELET - édition NUCLEON*

Nuclear physics for applications

*Stanley G. Prussin - Wiley-VCH*

Énergie nucléaire, fission et fusion

*P. Charles - Ellipses*

Nuclear physics for applications

*Stanley G. Prussin - Wiley-VCH*

Le chapitre « Principe des Réacteurs Nucléaires » est issu d'un cours préparé en commun par Fausto Malvagi, Cédric Jouanne et Eric Dumonteil.

## Plan du cours

---

1. Structure du noyau
2. Radioactivité 
3. Modèles du noyau 
4. Energétique des réactions 
5. Fission nucléaire 
6. Sections efficaces 

# Structure du noyau

---

1.1 Constituants

1.2 Taille

1.3 Masse

## Constituants de la matière

$$M_{electron} \approx 9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \approx 511 \text{ keV} \cdot c^{-2}$$

$$M_{proton} \approx 1.673 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 938.272 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$$

$$M_{neutron} \approx 1.675 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 939.564 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$$

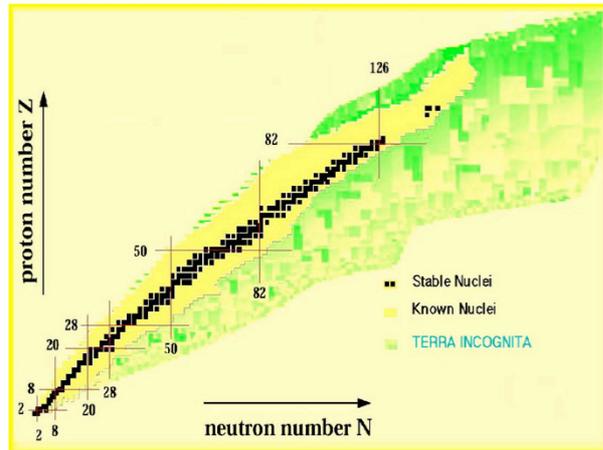
$$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$$



A : nombre de masse

Z : numéro atomique

X : nom du nucléide



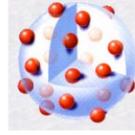
Isotopes (Z)

Isobares (A)

Isotones (N)

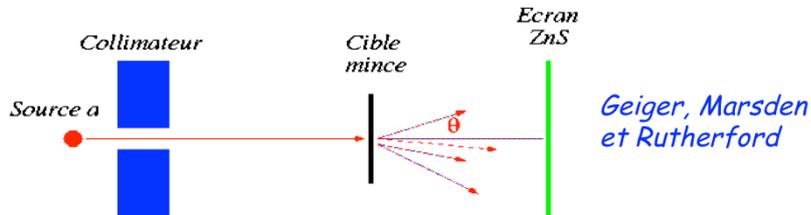
## Structure de l'atome

Avant 1911 : Modèle de Thomson  
Rayon :  $10^{-10}$  m



Atome neutre  
Sphère pleine  
Mélange e-pos

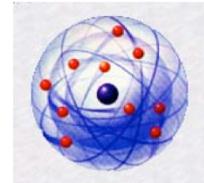
Distribution de charges positives ?



- Petit nombre de diffusions, faibles déviations
- Diffusions à l'arrière

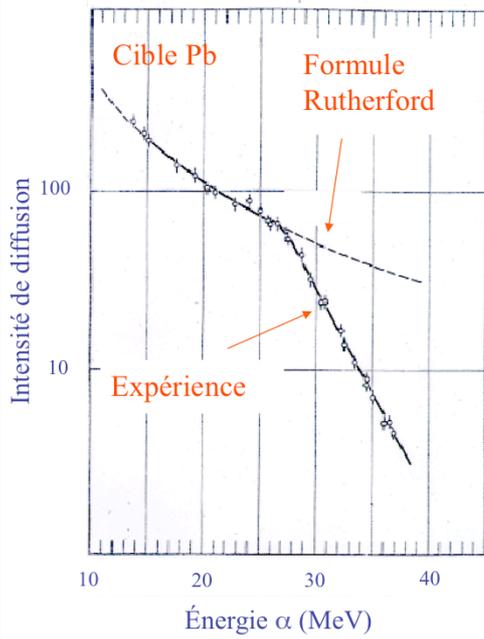


- Structure lacunaire
- Charges positives dans un petit volume



interaction électromagnétique

## Diffusions de particules $\alpha$



Rutherford = Coulombien

Point de divergence



Information sur le rayon

$$E_{\alpha} = 27 \text{ MeV}$$

$$d = 13.08 \text{ fm}$$

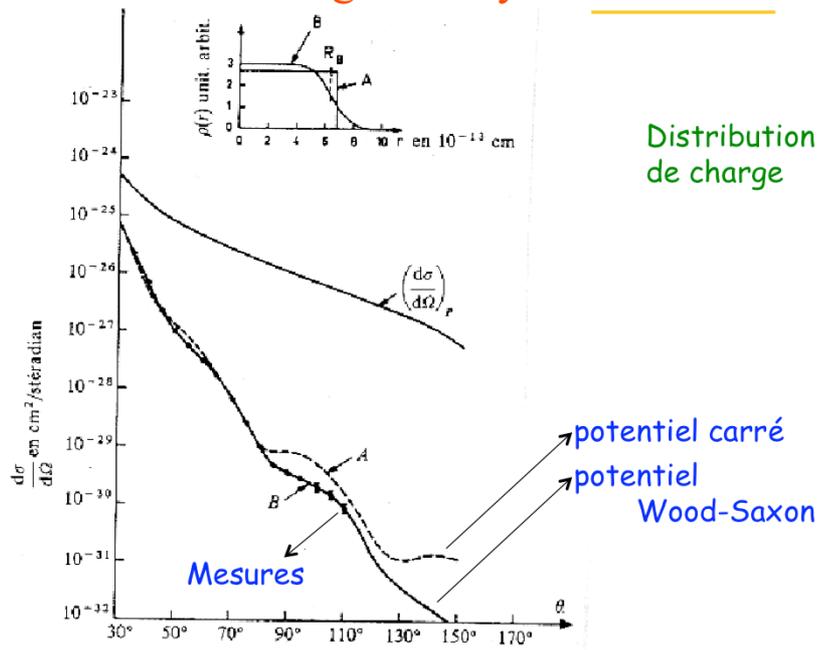
Quelle interaction au-delà ?  
interaction forte résiduelle

## Densité de charge du noyau

Faisceau :  
e<sup>-</sup> 153 MeV

Cible :  
Au

Distribution  
de charge



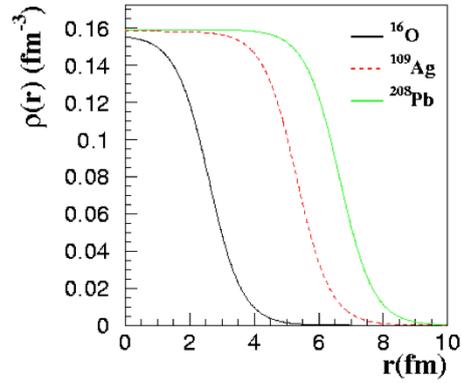
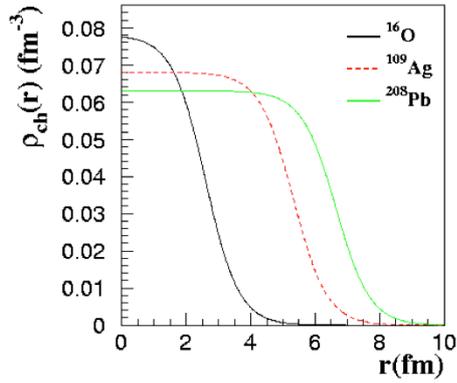
## Densités du noyau

$$\rho_{ch}(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a_0}\right)}$$

$$\rho = \rho_n + \rho_p \approx \rho_n + \rho_{ch}$$

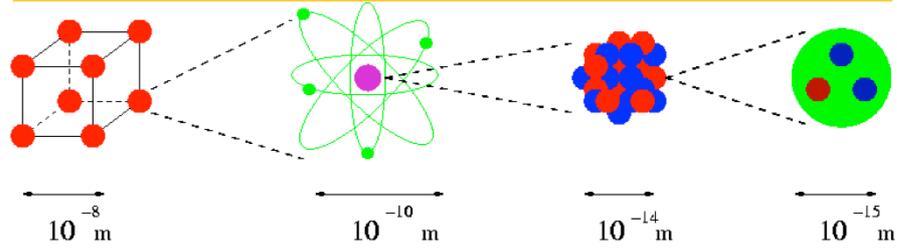
$$\rho_n / \rho_p = N / Z$$

$$\rho \approx \rho_{ch} \frac{A}{Z}$$

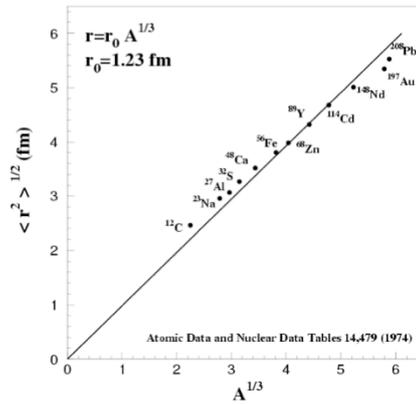


Distribution de masse

## Taille du noyau

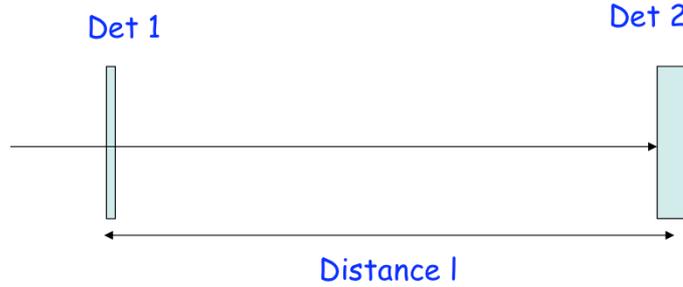


Taille



## Masse du noyau

Energie cinétique (classique) :  $E = \frac{1}{2} m v^2$



Det 1 : start

Det 2 : Stop + énergie cinétique

$$v = \frac{l}{t} \quad \rightarrow \quad \text{Masse}$$

## Énergie de liaison et masse du noyau

Masse du noyau :  ${}^A_Z X$

Au 1<sup>er</sup> ordre :  $M = Z * M_p + (A-Z) * M_n$

Cohésion du noyau :  $M = Z * M_p + (A-Z) * M_n - B$

B : Énergie de liaison :  $B / M \approx 0.01$  ou  $B/A \approx 8-9 \text{ MeV/A}$

Énergie faible mais indispensable à la cohésion

Énergie libérée (ou consommée) lors d'une réaction :  $a + b \rightarrow c + d$

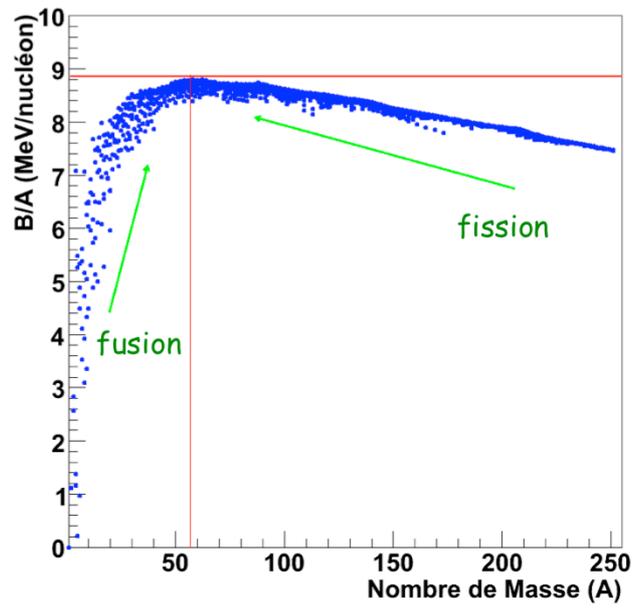
$$Q = B(c) + B(d) - B(a) - B(b)$$

$Q > 0$  : réaction exothermique

$Q < 0$  : réaction endothermique

≠ Chimie

## Énergie de liaison des noyaux



## Formule de Bethe-Weizsäcker

---

$$B/A \approx cte \quad \longrightarrow \quad B = a_v A \quad \text{Terme de volume}$$
$$R \propto A^{1/3}$$

→ Interaction avec plus proches voisins

Volume fini → Problème de Surface

Terme de surface

$$S \propto R^2 \rightarrow -a_s A^{2/3}$$

$$B = a_v A - a_s A^{2/3}$$

## Formule de Bethe-Weizsäcker

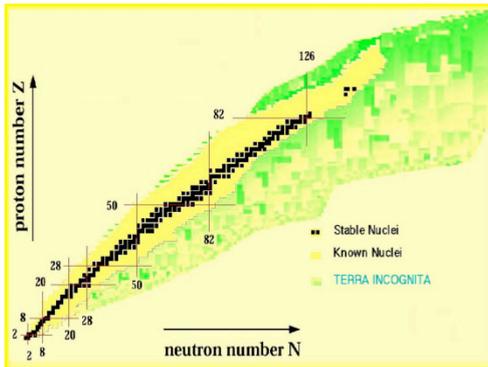
Répulsion Coulombienne

Z protons et distance



$$-a_c Z(Z-1)A^{-1/3}$$

Terme Coulombien



$N = Z$  pour  $A$  petit

$N > Z$  pour  $A$  grand

$$-a_{sym} (A - 2Z)^2 / A$$

Terme d'asymétrie

## Formule de Bethe-Weizsäcker (1935)

4 noyaux impairs - impairs

${}^2\text{H}, {}^6\text{Li}, {}^{10}\text{B}, {}^{14}\text{N}$

167 noyaux pairs - pairs

→ Terme d'appariement  $\delta$

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta$$

$$a_v = 15.5 \text{ MeV}$$

$$\delta = 34 A^{-3/4} \text{ MeV} \quad Z \text{ et } N \text{ pairs}$$

$$a_s = 16.8 \text{ MeV}$$

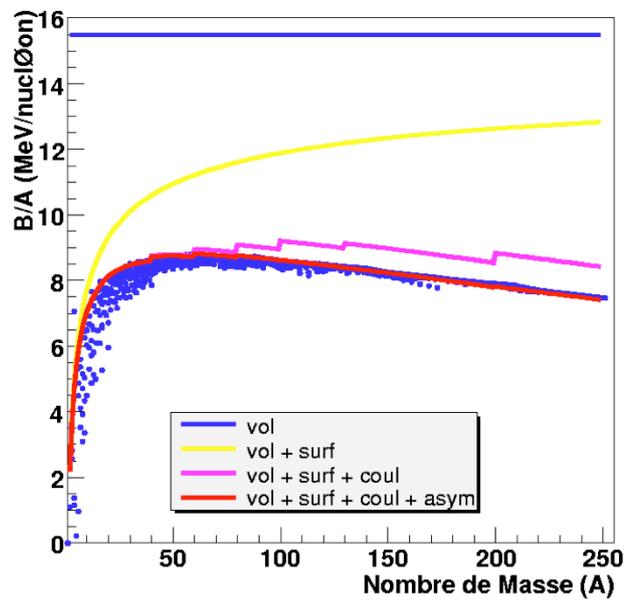
$$\delta = -34 A^{-3/4} \text{ MeV} \quad Z \text{ et } N \text{ impairs}$$

$$a_c = 0.72 \text{ MeV}$$

$$\delta = 0 \text{ MeV} \quad A \text{ impair}$$

$$a_{sym} = 23 \text{ MeV}$$

## Énergie de liaison des noyaux



## Masse du noyau

---

$$M(A,Z) = Z * M_p + (A-Z) * M_n - B(A,Z)$$

$B(A,Z)$  : énergie de liaison

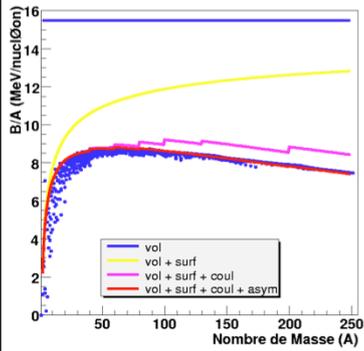
Autre notation :

$$M(A,Z) = A * u_{ma} + \Delta(A,Z)$$

$\Delta(A,Z)$  : Excès de masse

$u_{ma}$  (unité de masse atomique) :  $1/12^{\text{ème}}$  de la masse d' un atome de  $^{12}\text{C}$

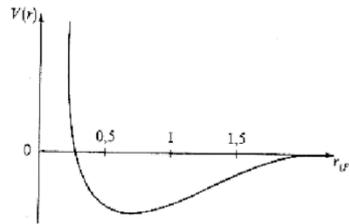
# Interaction forte



Portée finie :  $B/A \approx cte$

$$R \propto A^{1/3}$$

Cœur dur répulsif :  
pas d'effondrement



# Radioactivité

---

2.1 Décroissance radioactive

2.2 Différentes formes de radioactivité

# Origine de la radioactivité

Principe de base : Le noyau cherche la configuration la plus stable.  
→ émission de particules

Observation :  $Z=1$  à  $Z=112$

$Z=1$  à  $Z=83$ . Au moins un isotope stable. 280 isotopes stables  
Exception :  $Z=43$  Tc et  $Z=61$  Pm

$Z=84$  à  $Z=92$ . Présents sur terre mais radioactifs

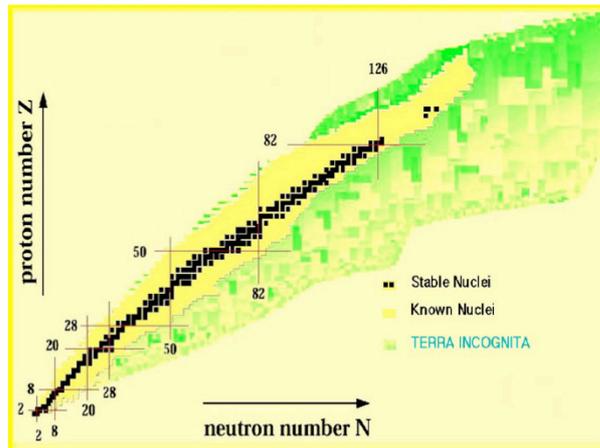
$Z>92$ . Synthétisés. Radioactifs

3000 isotopes synthétisés

Observations :

pairs - pairs : plus stables

$N=Z \rightarrow N>Z$



## Décroissance radioactive

**T** : Période radioactive. Temps écoulé au terme duquel la moitié de la substance radioactive s' est désintégrée

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$T(^{16}\text{N}) = 7 \text{ s}$$

$$T(^{14}\text{C}) = 5730 \text{ y}$$

$$T(^{238}\text{U}) = 4.5 \times 10^9 \text{ y}$$

$\lambda$  : Constante de décroissance

**A(t)** : Activité. Nombre de désintégrations par seconde. Unité : Bq

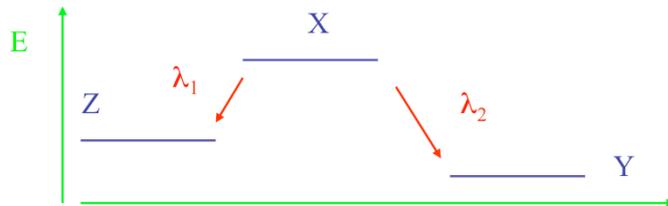
$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t)$$

1 Bq : une désintégration par seconde

## Décroissance radioactive

$N_0$ : nombre de noyaux à l'instant initial

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



$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_p$$

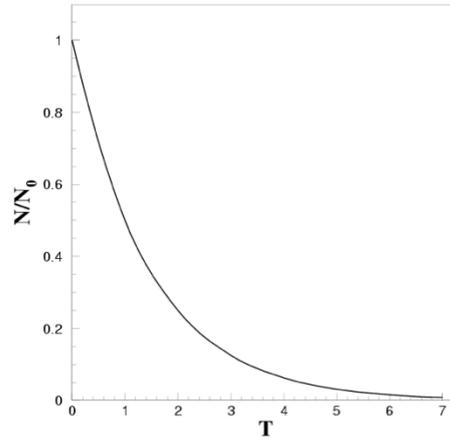
Exemple :  $^{36}\text{Cl}$  décroît vers  $^{36}\text{Ar}$  ou  $^{36}\text{S}$

## Décroissance radioactive

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t)$$

Évolution de la population en fonction du temps



## Types de radioactivité

---

Transitions isobariques :

- $\beta^+$   $\beta^-$  CE
- Interactions faibles
- Nb de nucléons constant
- masses faibles et intermédiaires

Interaction  
faible

Émission de particules « lourdes » :

- $\alpha$  fission
- noyaux lourds
- répulsion coulombienne

Compétition  
entre les interactions  
électromagnétique  
et forte

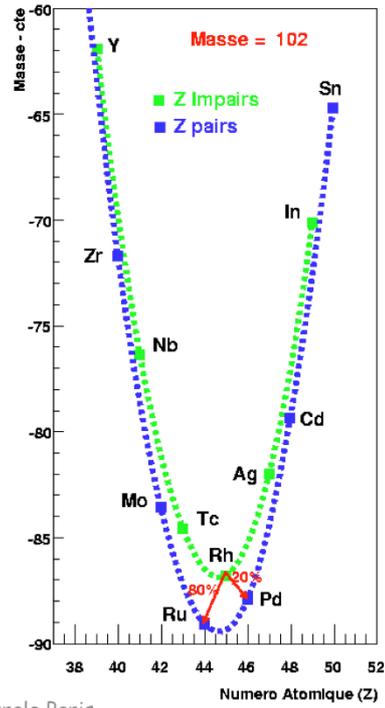
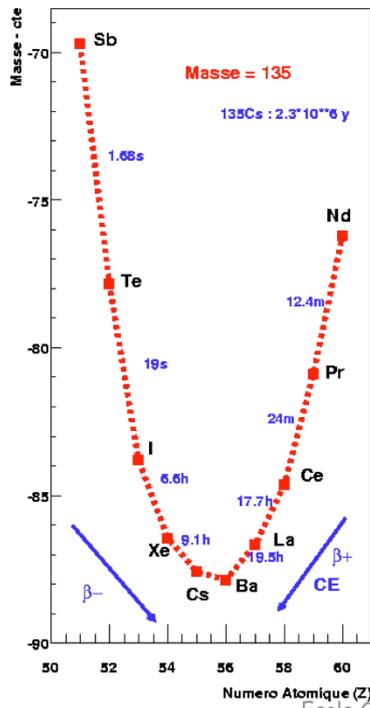
## Paraboles de stabilité

Recherche des isotopes stables d'une série d'isobares : ( $A=Cte$ )

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta$$

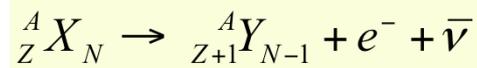
$$M_A(Z) = Z \times M_p + (A-Z)M_n - B_A(Z) = \alpha \times Z^2 + \beta \times Z + \gamma - \delta$$

# Paraboles de stabilité



## Désintégration $\beta^-$

Un noyau trop riche en neutrons passe de  $Z$  à  $Z+1$  protons en conservant  $A$  nucléons

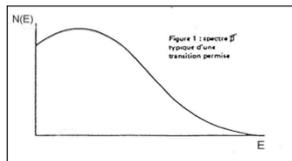


Conservation du nombre  
leptonique électronique

La réaction n'est possible que si  $M({}^A_Z X_N) > M({}^A_{Z+1} Y_{N-1})$

historique

\*) Pb dans l'observation: - Spectre énergétique continu pour les électrons (discret pour les  $\alpha$ )  
- Le noyau et l'électron ne sont pas émis à  $180^\circ$



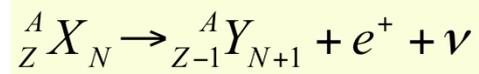
→ Pauli (1931) : existence d'une particule neutre, sans masse

\*) 1953 : Observation du neutrino  $m_\nu c^2 < 3 \text{ eV}$

Transmutation d'un neutron en un proton :  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$

## Désintégration $\beta^+$

Découverte en 1934 avec la radioactivité artificielle, elle n'existe pas dans la nature



Décroissance pour les isobares avec un excès de protons

Transmutation d'un proton:  $p \rightarrow n + e^+ + \nu$

$m_p < m_n \rightarrow$  pas de décroissance en dehors du noyau

Contrainte sur la masse des atomes:

$$M({}^A_Z X_N) > M({}^A_{Z-1} X_{N+1}) + 2 \times m_e$$

2 électrons  
dans le bilan...

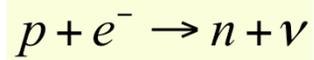
Émission d'un neutrino

## Capture électronique (CE)

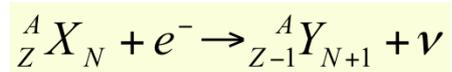
---

Transition isobarique identique à la décroissance  $\beta^+$

Capture d'électron du cortège électronique par un proton du noyau



Pour l'atome :



## Radioactivité $\alpha$

---



$\alpha$  : plus petit ensemble neutrons + protons stable

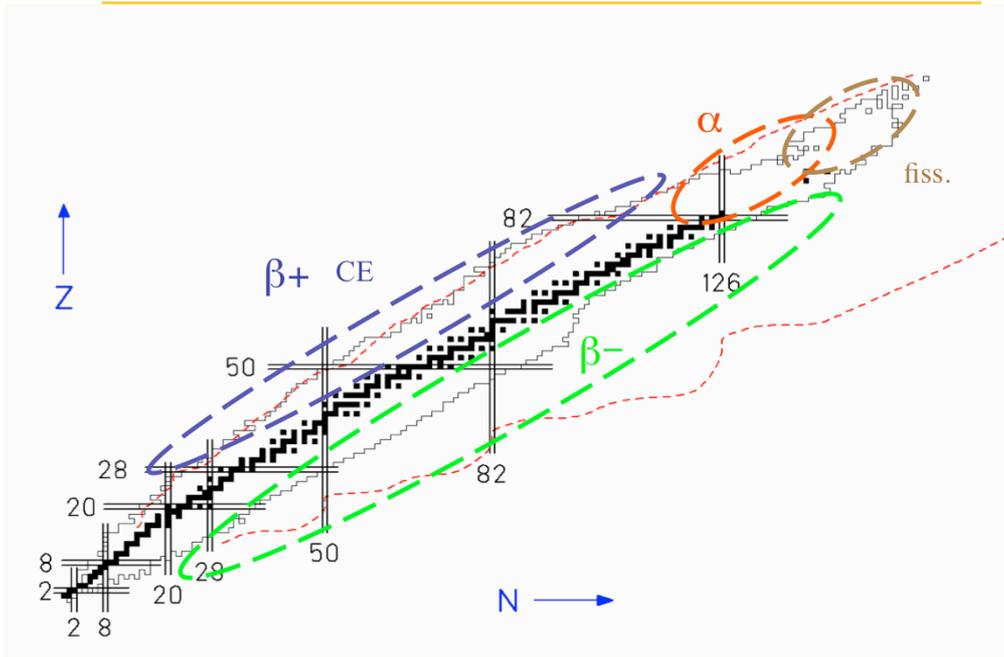
Énergie disponible :  
- excitation du noyau fils  
- énergie cinétique du noyau fils  
et de l'  $\alpha$

Noyaux lourds :  $\alpha$  emporte la quasi totalité de l' énergie cinétique

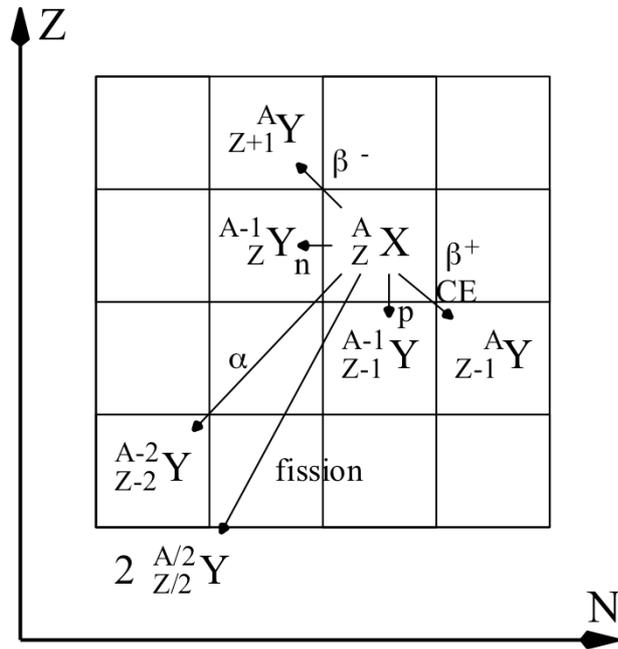
Décroissance vers l' état fondamental du noyau fils

$$E_\alpha = \frac{A-4}{A} [M(X) - M(X') - M(\alpha)]$$

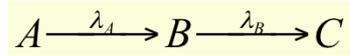
# Table des nucléides et radioactivité



## Radioactivité pour un noyau



## Filiations radioactives



Deux équations d'évolution des espèces A et B

$$\begin{aligned} -\frac{dn_A}{dt} &= \lambda_A n_A \\ \frac{dn_B}{dt} &= \lambda_A n_A - \lambda_B n_B \end{aligned}$$

Au temps initial, seule l'espèce A est présente

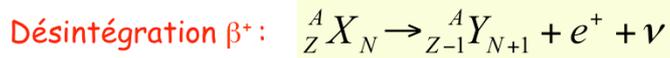
$$\begin{aligned} n_A(t) &= n_A(0) \times e^{-\lambda_A t} \\ n_B(t) &= n_A(0) \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \end{aligned}$$

## Transitions isobariques



$$Q = (Zm_p + Nm_n - B(A, Z) + Zm_e) - ((Z+1)m_p + (N-1)m_n - B(A, Z+1) + (Z+1)m_e)$$

$$Q = M_n - M_p - B(A, Z) + B(A, Z+1) - m_e$$



$$Q = (Zm_p + Nm_n - B(A, Z) + Zm_e) - ((Z-1)m_p + (N+1)m_n - B(A, Z-1) + (Z+1)m_e)$$

$$Q = M_p - M_n - B(A, Z) + B(A, Z-1) - m_e$$



$$Q = (Zm_p + Nm_n - B(A, Z) + Zm_e) - ((Z-1)m_p + (N+1)m_n - B(A, Z-1) + (Z-1)m_e)$$

$$Q = M_p - M_n - B(A, Z) + B(A, Z-1) + m_e$$

## Modèles du noyau

---

- 3.1 La goutte liquide
- 3.2 Modèle en couche

## Modèle de la goutte liquide

---

Noyau = Goutte liquide  
Nucléons = Molécules

Volume goutte liquide  $\propto$  nombre de molécules  
Volume noyau  $\propto$  nombre de nucléons

Formes identiques pour l'interaction nucléaire forte et Van der Waals

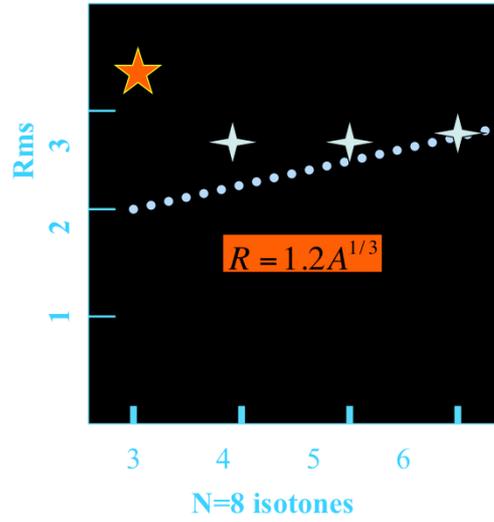
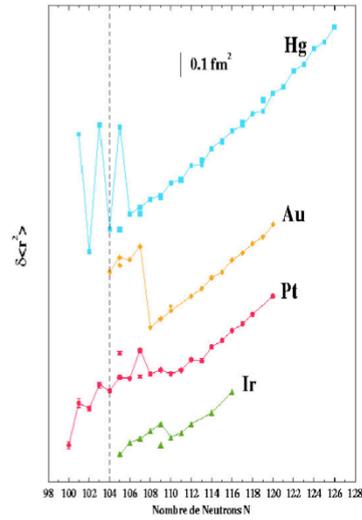
=	=
résidu	résidu
interaction forte	interaction forte



Assez bonne description de la masse,  
vibration, rotation et fission

# Limites du modèle de la goutte liquide

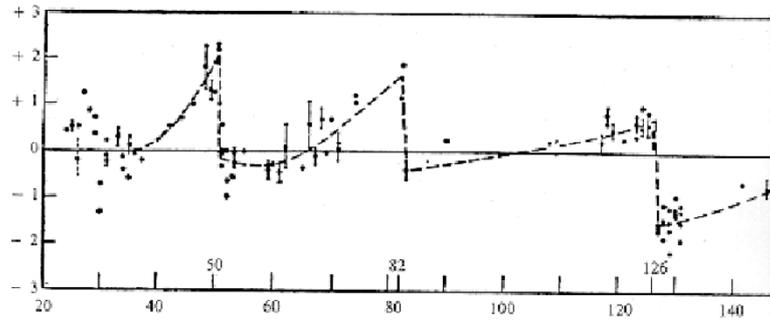
## Anomalies sur les rayons



## Limites du modèle de la goutte liquide

### Anomalies sur les masses

Écart en MeV entre la masse mesurée et la masse goutte liquide en fonction de N



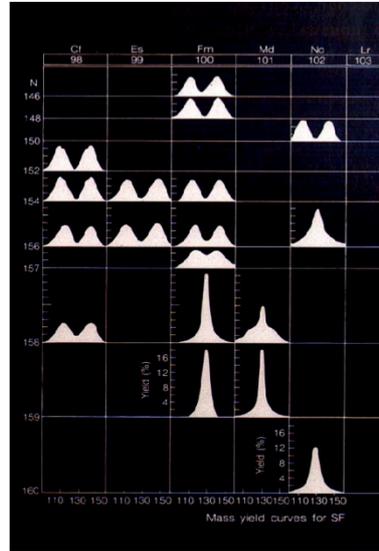
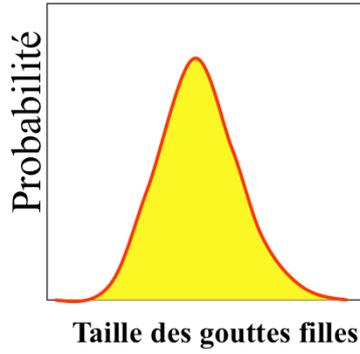
Apparition de nombres magiques



Similitude avec la physique atomique

# Limites du modèle de la goutte liquide

## Fragments de fission



## Densités du noyau

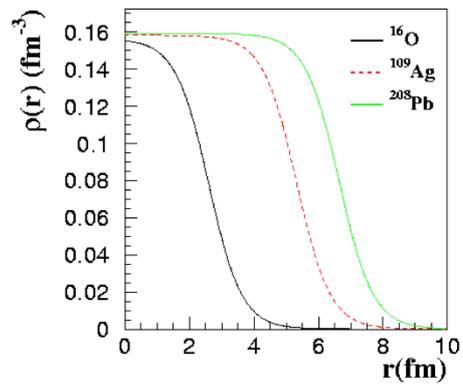
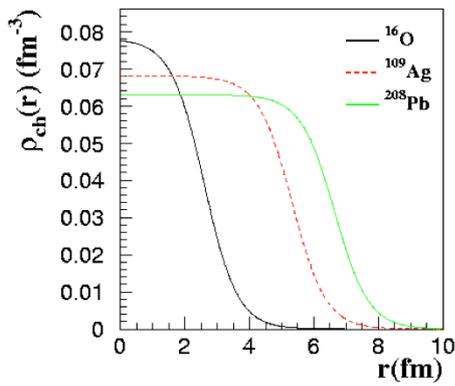
Densité de Fermi

$$\rho_{ch}(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a_0}\right)}$$

$$\rho = \rho_n + \rho_p \approx \rho_n + \rho_{ch}$$

$$\rho_n / \rho_p = N / Z$$

$$\rho \propto \rho_{ch} \frac{A}{Z}$$



## Forme du potentiel central

Portée finie de l'interaction forte → Densité de Fermi

→ Potentiel de Woods-Saxon

$$V^{WS}(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)}$$

$$R_0 = 1.2 A^{1/3}$$

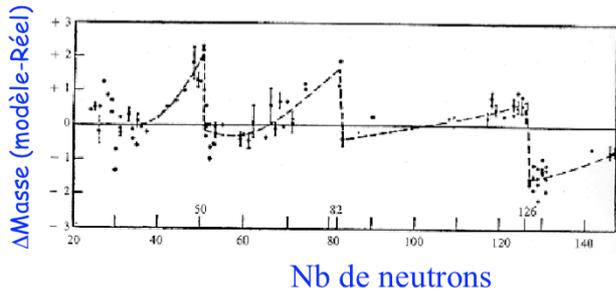
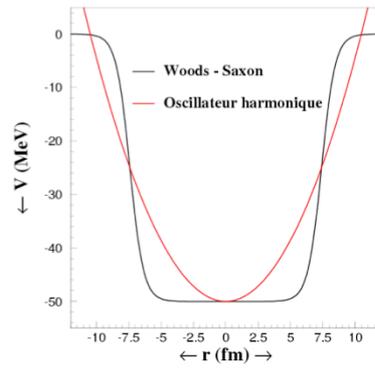
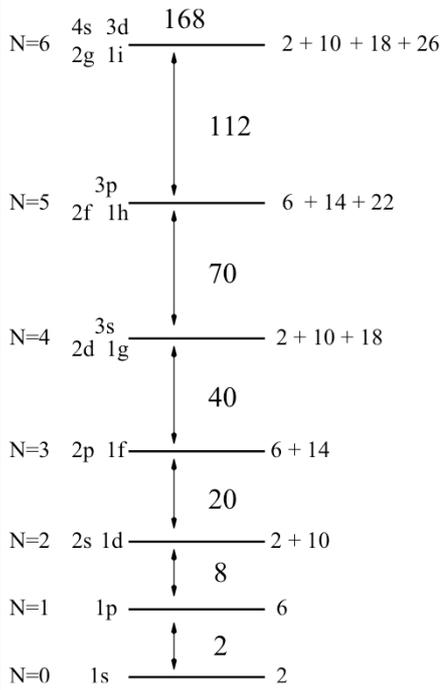
$$V_0 \approx 50 \text{ MeV}$$

$$a \approx 0.5 \text{ fm}$$

Résoudre équation de Schrödinger

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) \right] \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r})$$

## Oscillateur Harmonique à trois dimensions



Remplissage « parallèle » pour les neutrons et les protons

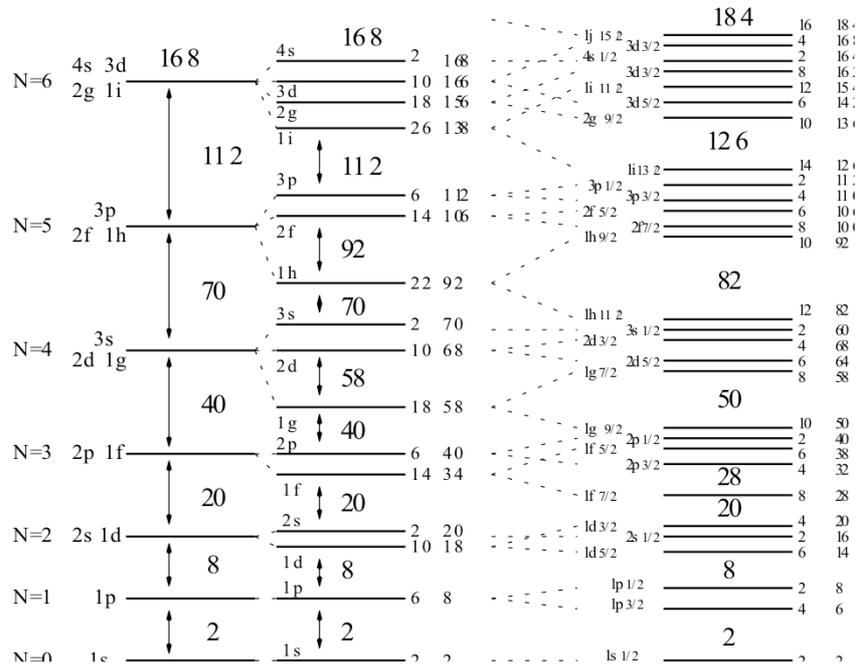
Ecole Centrale Paris

44

Oscillateur 3D

Bords diffus

Couplage spi/orbite



# Energétique des réactions

---

- 4.1 Définition du Q de réaction
- 4.2 Réaction exo et endo énergétique  
réaction à seuil

## Energétique des réactions

Cohésion du noyau :  $M = Z * M_p + (A-Z) * M_n - B$

Conservation de l'énergie :  $E_i = E_f$

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \approx mc^2 + T$$

$$Q = \sum_i M_i c^2 - \sum_f M_f c^2$$

$$Q = \sum_f B_f - \sum_i B_i$$

## Energétique des réactions

---

$Q > 0$  : réaction exo-énergétique.  
→ elle produit de l'énergie (cinétique, excitation)

$Q = 0$  : Le choc est élastique. Conservation des particules dans les mêmes états.

$Q < 0$  : La réaction est endo-énergétique :  
→ elle consomme de l'énergie

Il faut apporter de l'énergie sous forme cinétique.  
C'est une réaction à seuil

Si une réaction nucléaire est exo-énergétique,  
la réaction inverse est endo-énergétique

## Energétique des réactions

Réaction de capture neutronique :  $n + {}^A_Z Y \rightarrow {}^{A+1}_Z Y^*$

$Q > 0$  pour les captures neutroniques qui produisent un noyau stable ou radioactif

$Q < 0$  : noyau produit est non lié :  $n + {}^4_2 He \rightarrow {}^5_2 He$

$$B({}^4_2 He) = 28.295 \text{ MeV} \quad B({}^5_2 He) = 27.405 \text{ MeV}$$

${}^5_2 He$  n'est pas lié, c'est une « résonance »

Désexcitation possible du noyau composé par émission de particules chargées : ( (n, $\alpha$ ), (n,p), (n,d), (n, ${}^3_2 He$ )...)

## Energétique des réactions

---

Le noyau composé doit posséder suffisamment d'énergie d'excitation pour séparer les deux particules chargées

→ Énergie potentielle pour la séparation

Pas de modification du bilan de la réaction ( $Q$ ). Cette énergie sera transformée en **énergie cinétique** pour les particules formées

→ Existence d'un **seuil** même pour une réaction exo-énergétique

Réaction ( $n$ , particules chargées) à **seuil** si :  $Q - B_c < 0$

# Fission nucléaire

---

5.1 Introduction

5.2 Énergétique et fission

5.3 La barrière de fission - fission spontanée

5.4 Phénoménologie sur la fission induite

5.5 La distribution en PF et autres observables

5.6 Conclusions

## Introduction 1

---

→ À l'origine de la production d'énergie dans les centrales

But du cours : Description des caractéristiques principales de la fission (pour les réacteurs)

Pb : Beaucoup de phénoménologie, peu de théorie

→ Compréhension avec modèles « simples »

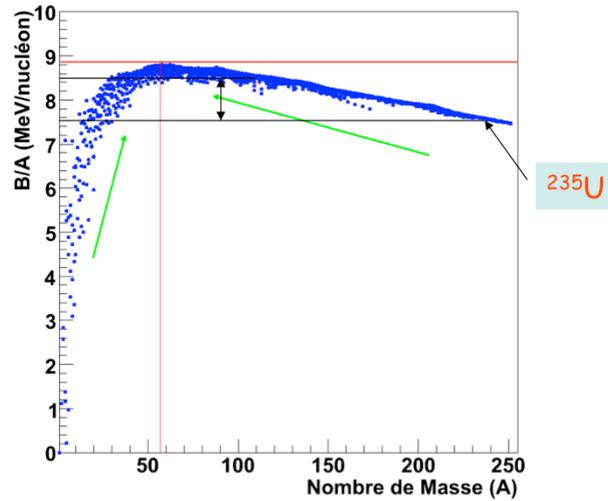
😊 : Fission proche de la cassure d'une goutte liquide



## Introduction 2

Production importante d'énergie nucléaire : Fission  
Fusion

Fission noyau lourd (NL) toujours exo-énergétique



## Introduction 3

---

- La fission est un processus complexe
  - 60 années d'études mais ....
  - pas encore totalement maîtrisée
- Processus complexe : compréhension théorique nécessaire
  - Prédiction d'observables importants :  $\nu$ ,  $b_{eff}$ , énergie dégagée
  - Surtout,  $s_f$ , distri. PF
  - Mesures expérimentales
  - Calculs théoriques  $\Leftarrow$  modèles

## Énergétique

---

Fission d' un NL toujours favorable énergétiquement

Ex : fission symétrique d' un noyau  $^{238}\text{U}$

$$Q=2*B(119;46)-B(238;92)=2*996.500-1801.695=191.3 \text{ MeV}$$

Réaction exo-énergétique mais pas de fission spontanée (proba faible)

Il existe un seuil d' énergie  $B_c$  utile à la séparation des fragments:

$$\rightarrow \text{Condition : } Q-B_c > 0$$

Pour noyaux lourds  $B_c \sim 200 \text{ MeV}$

## Énergétique

---

- 1er cas :  $Q > B_c$ 
  - La fission du NL s'effectue sans apport d'énergie



- Il ne peut exister : au moment de sa création il se scinde immédiatement

- 2nd cas :  $Q < B_c$  ...mais pas de beaucoup (1 à 4 MeV environ)
  - La fission du NL ne peut avoir lieu que par effet tunnel sans apport d'énergie : fission spontanée
- 3ème cas :  $Q < B_c$  ... de quelques MeV au moins
  - La fission du NL ne peut avoir lieu qu'avec apport d'énergie
  - On parlera de barrière de fission

## Énergétique

---

- La hauteur de la barrière calculée ( $B_c - Q$ ) n'est pas assez précise
- Elle implique une déformation globale du noyau
- Les forces de cohésion nucléaire s'opposent à cette transformation

## Barrière de fission

---

Formule de Bethe-Weizsäcker (1935)

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta$$

- L'idée est d'étirer le noyau et de lui faire prendre une forme ellipsoïdale et de calculer l'évolution de sa masse
- Lorsqu'on déforme le noyau, les termes de volume, d'asymétrie et d'appariement ne sont pas modifiés

## Barrière de fission

---

- Par contre les termes de surface et coulombien évoluent
  - La surface de l'ellipsoïde est supérieure à celle de la sphère
  - La distribution en charge est modifiée et donc l'énergie coulombienne aussi

Soit  $\varepsilon$  la déformation

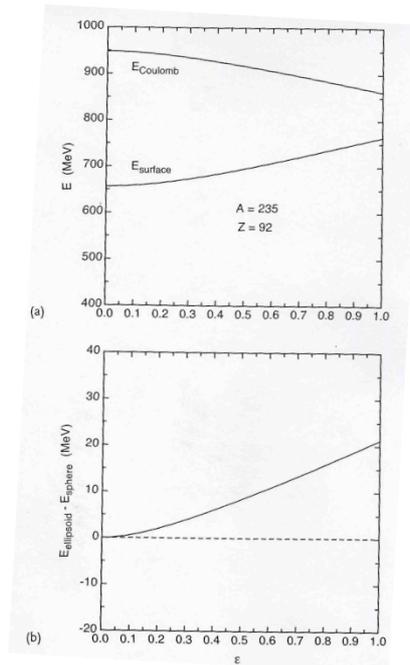
$$M(A, Z, \varepsilon) = M(A, Z, \varepsilon = 0) + \Delta E_s + \Delta E_c$$

## Évolution des énergies de surface et coulombienne

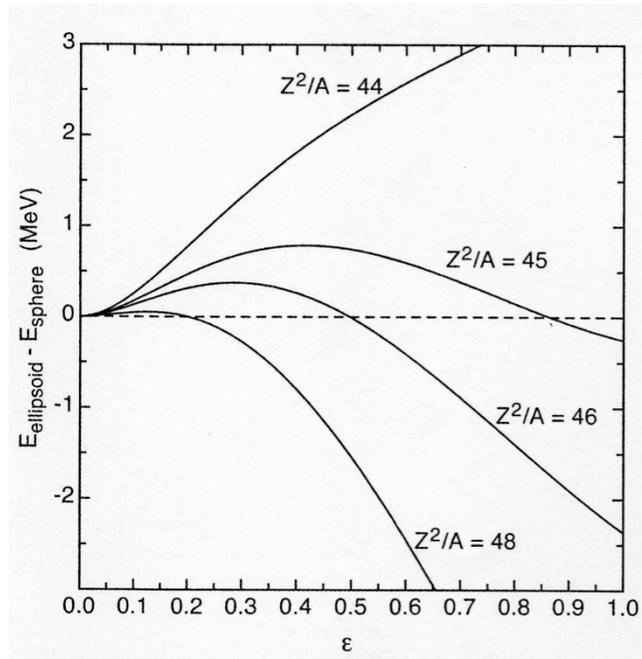
Sphère  $\varepsilon = 0$      $a_s A^{2/3} = 650 \text{ MeV}$   
                          $a_c Z(Z-1)A^{-1/3} = 970 \text{ MeV}$

Déformation : - surface augmente  
                         - répulsion coulombienne diminue

Mais somme augmente...donc noyau moins stable



## Évolution des énergies de surface et coulombienne



## Stabilité du noyau

---

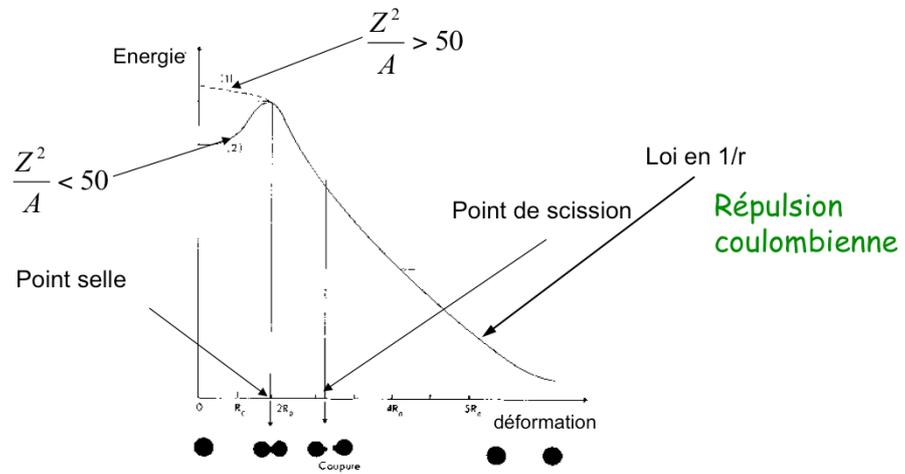
- Le noyau peut exister si il est stable vis-à-vis de ces petites déformations (la déformation diminue l'énergie de liaison.)
- À partir de la formule de masse, les noyaux qui vérifient  $Z^2/A < 50$  sont stables devant la fission
- Ainsi le MGL prévoit que les noyaux « trop » chargés fissionnent immédiatement



- Forte limitation à la création de noyaux « superlourds »

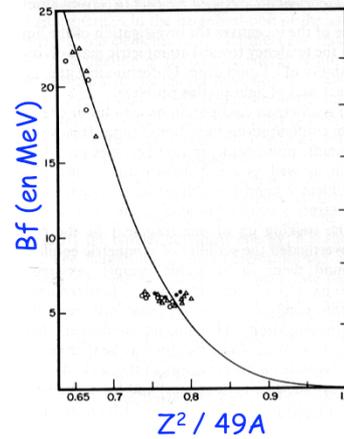
Il faut que ces noyaux soient stables vis-à-vis de la fission

## Évolution de la masse du noyau en fonction de la déformation



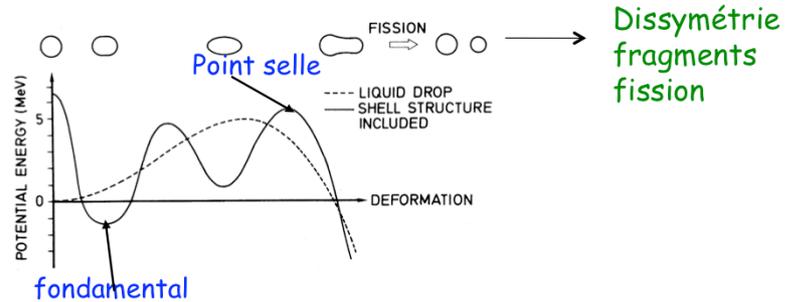
## Barrière de fission

- On parle de barrière de fission dans la situation 2.
- La hauteur de la barrière de fission ( $B_f$ ) est donnée par la différence entre la masse du noyau et le point de potentiel le plus haut (point selle)
- Le MGL permet de calculer simplement la hauteur de la BF
- Malheureusement la valeur calculée par le MGL est fausse
- Le MGL est trop approx. Pour un calcul précis de la BF



## Barrière de fission

- On a pu montrer dans les années 60 que la barrière de fission ne ressemble pas à ce qui est prédit par le MGL (actinides)

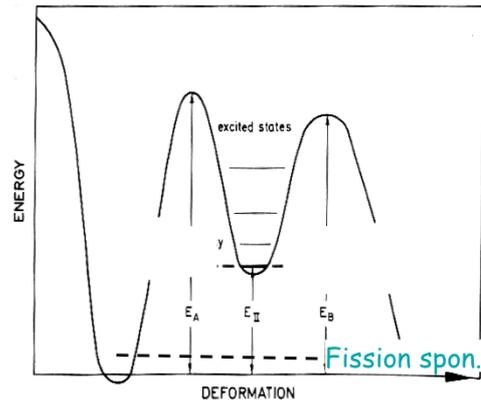


2 types:  
Spontanées  
Induites

- La BF n' est plus à 1 bosse mais à 2
- La faute incombe aux effets de couche qui compliquent bien les choses
- Le noyau minimise son énergie en prenant des formes bien étranges (poire williams)

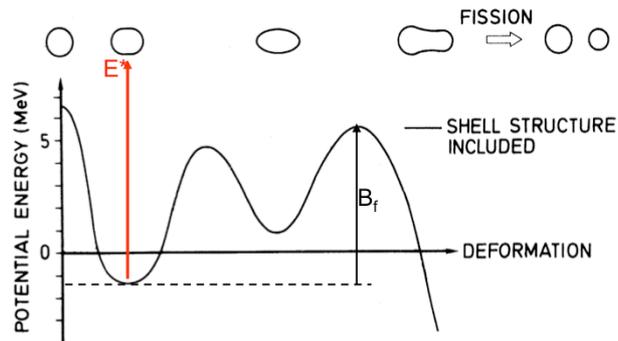
## Fission spontanée

- Point de vue classique: le noyau peut passer la barrière ssi  $E^* > B_f$
- Mais le noyau est quantique et le passage à travers la barrière est possible (effet tunnel), c'est la **fission spontanée**
- La probabilité de passer la barrière par effet tunnel (sa **pénétrabilité**) dépend de sa « forme »
  - Sa hauteur
  - Sa largeur
- Dans le cas général, l'expression est complexe

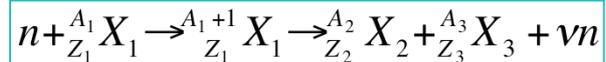


## Fission induite

- Fission induite : perturbation extérieure  $\Rightarrow E^* > B_f$ , plus de barrière à traverser
- Tout type de mode d'excitation : absorption d'un neutron (évidemment), d'un photon de haute énergie, d'une particule chargée ...
- Dans tous les cas, une perturbation extérieure entraîne la formation d'un noyau composé excité ( $E^*$ )



## Fission induite par capture neutronique



Seuil : apport énergétique nécessaire pour que la réaction se produise. Énergie cinétique du neutron

Noyaux **fissiles** (Réaction (n,f) sans seuil) :  ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}^{241}\text{Pu}$

Noyaux **fertiles** se transforment en noyaux fissiles après une capture neutronique. Ces noyaux peuvent fissionner avec la capture d'un neutron énergétique :  
 ${}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{234}\text{U}$ ,  ${}^{232}\text{Th}$ ,  ${}^{238}\text{Pu}$ ,  ${}^{240}\text{Pu}$ ,  ${}^{242}\text{Pu}$

Nb impair de neutrons : sans seuil

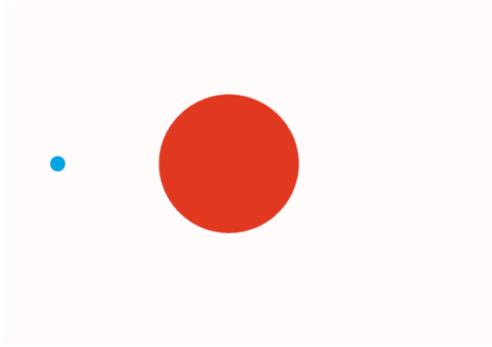
Nb pair de neutrons : seuil (~ 2 MeV)

Uranium naturel : 99.3% de  ${}^{238}\text{U}$

→ Enrichissement en  ${}^{235}\text{U}$  pour REP

## Fission induite par capture d'un neutron

Particules émises lors de la fission



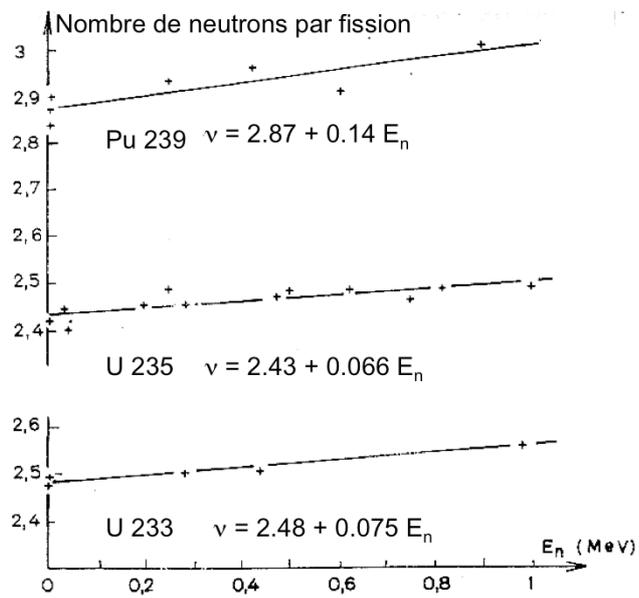
FF	166 MeV
$\gamma$	15 MeV
Neutrons	5 MeV
$e^-$	7 MeV
Neutrinos	10 MeV
Total =	203 MeV

## Production de neutrons prompts

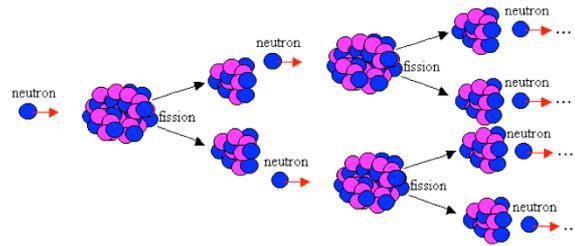
---

- Point déterminant : la fission émet des neutrons
- Au moment de la fission, au cours de l'accélération de la déformation,  $n$  neutrons prompts (2 ou 3 en général) sont éjectés avec une vitesse importante.
- Le noyau, au cours de la fission, très déformé et excité, se désexcite en émettant ces neutrons
- $\bar{\nu}$  dépend du noyau fissionnant et de son énergie d'excitation.
- Ces neutrons sont capitaux en réacteur car ils pourront eux-mêmes induire une fission, c'est la réaction en chaîne

## Production de neutrons prompts



## Principe de la réaction en chaîne



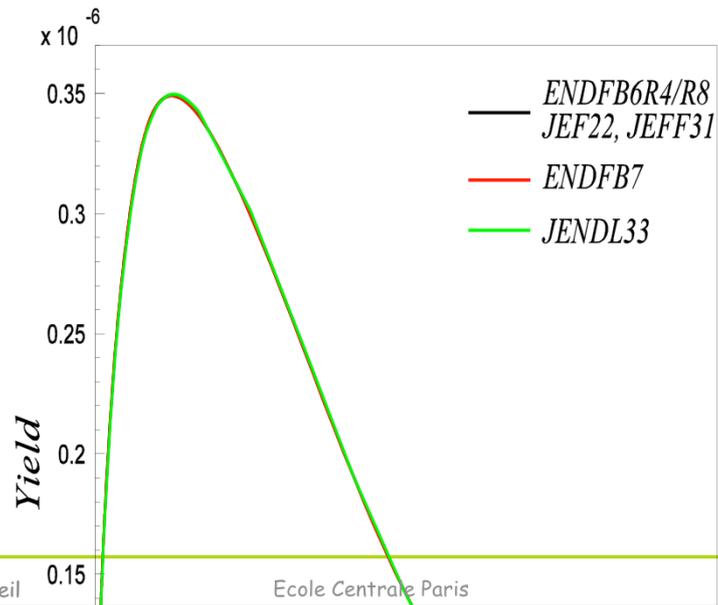
Fission induite par neutron thermique

isotope	Nb neutrons	$E_{\text{moy}}$ du neutron (MeV)
$^{235}\text{U}$	2.42	1.98
$^{239}\text{Pu}$	2.87	2.07
$^{241}\text{Pu}$	2.93	2.07

Fission induite par neutron rapide

isotope	Nb neutrons	$E_{\text{moy}}$ du neutron (MeV)
$^{235}\text{U}$	2.63	2.02
$^{239}\text{Pu}$	3.16	2.18
$^{238}\text{U}$	2.61	1.98

Distribution énergétique des neutrons prompts émis lors de la fission induite par capture neutronique thermique sur  $^{235}\text{U}$



Eric Dumonteil

Ecole Centrale Paris

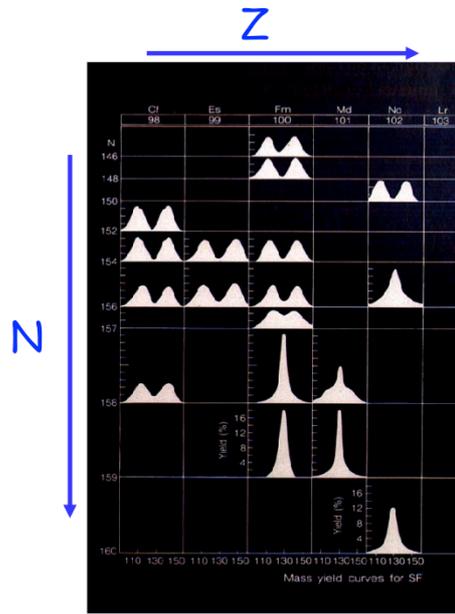
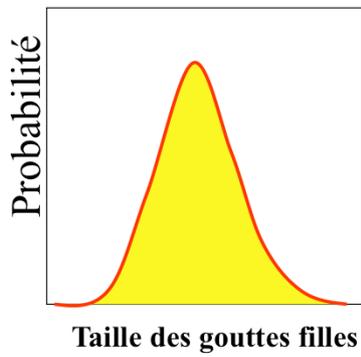
73

## Produits de fission

---

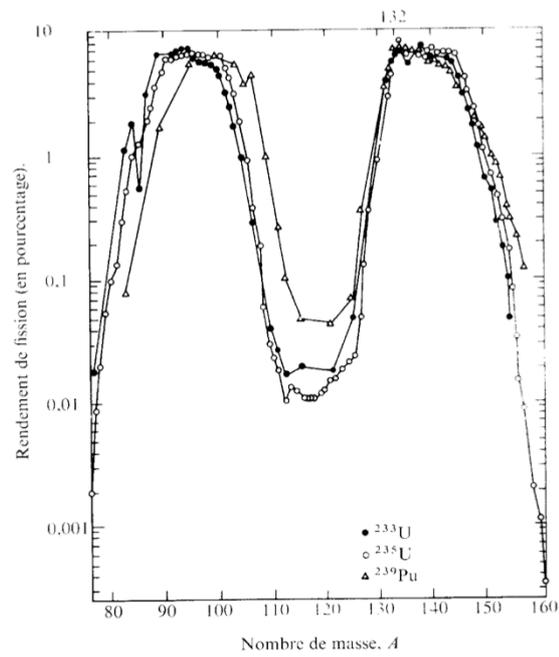
- La fission nucléaire conduit à la création de 2 produits de fission
  - Elle s'apparente à la scission d'une goutte liquide
- Le MGL prévoit que la cassure la plus probable est symétrique
- la distribution en produits de fission observée est très différente 
- La scission symétrique est très improbable
  - Il semble que le noyau « veut » créer un PF lourd ( $A=132$ )
  - C'est la structure en couches du noyau qui est responsable
    - $A=132 : Z = 50, N = 82$  
- Que se passe-t-il quand  $T_n$  augmente ? 

# Fragments de fission



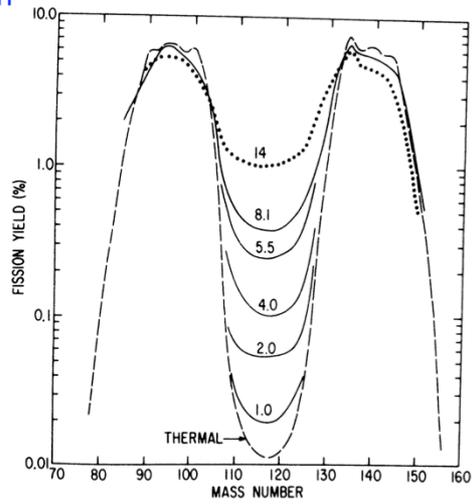
Répartition en masse

## Distributions massiques des produits de fissions



## Distributions massiques des produits de fissions

- Fission de l'uranium 235 à différentes énergies de neutron



- La distribution tend lentement vers la symétrie.

## Distributions massiques des produits de fissions

---

- Les 2 noyaux produits disposent du même rapport  $A/Z$  que le noyau fissionnant

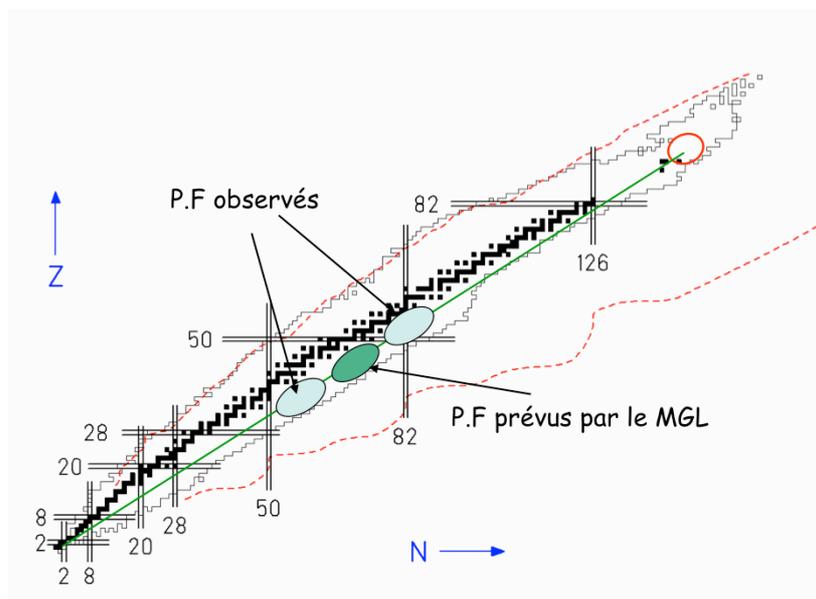


- Riches en neutrons par rapport aux noyaux stables



- Ils sont, pour la plupart, radioactifs  $\beta^-$  (accompagnée d' émission  $\gamma$ )
- Chaque PF décroît progressivement pour atteindre la vallée de stabilité
- Exemple : l' iode 135 est beaucoup produit par fission
  - Il décroît vers le  $^{135}\text{Xe}$
  - Qui est aussi actif  $\beta^-$  et qui se transmute en  $^{135}\text{Cs}$
  - Qui s' accumule ( $T = 2 \cdot 10^6$  années)  $\rightarrow$  poison

## Distribution en PF pour $^{235}\text{U}$



## Neutrons retardés

La décroissance de certains produits de fissions peuvent s'accompagner de l'émission de neutrons  
→ Neutrons retardés (périodes radioactives)

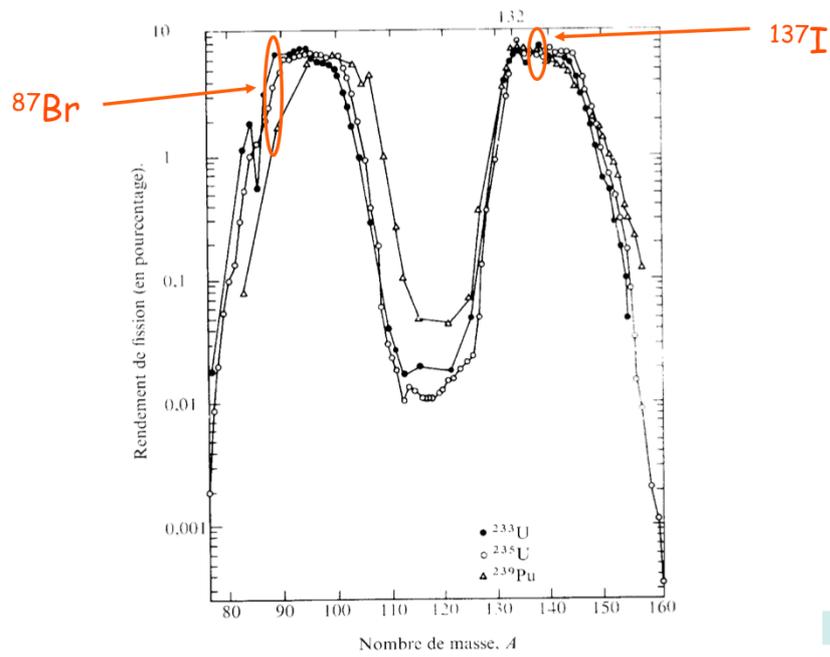


Neutrons émis avec  $E=0.2$  à  $0.6$  MeV

Classement des neutrons retardés par périodes → Pilotage réacteur

	Nb n retardés
${}^{235}\text{U}$ Therm	0.016
${}^{235}\text{U}$ rap	0.016
${}^{238}\text{U}$ rap	0.048
${}^{239}\text{Pu}$ therm	0.0065
${}^{239}\text{Pu}$ rap	0.0067

## Distributions massiques des produits de fissions



## Particules émises lors de la fission

---

FF	166 MeV
$\gamma$	15 MeV
Neutrons	5 MeV
$e^-$	7 MeV
Neutrinos	10 MeV
Total =	203 MeV

## Conclusions

---

- La fission (actinide) est une réaction fortement exoénergétique
- Elle est à l'origine de la production d'énergie dans les réacteurs nucléaires
- Elle nécessite un apport d'énergie pour avoir lieu (absor. neutron)
- Les actinides impairs en neutrons sont **fissiles** pas les autres
- La fission produit quelques neutrons (bien utiles)
- et 2 Produits de Fission radioactifs
- Plus rarement, des neutrons retardés émis par des PF

## Sections efficaces

---

- 6.1 Définition
- 6.2 Libre parcours moyen
- 6.3 Différentes réactions
- 6.4 Mesures
- 6.5 Spectre:
  - résonances
  - ralentissement
  - absorption
  - thermalisation

## Section efficace

---

Probabilité d'occurrence d'une réaction nucléaire  
→ Section efficace :  $\sigma$

Interaction neutron-noyau :

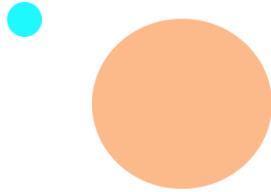
Dépendance à :  $E$  : énergie cinétique du neutron  
 $A, Z$  : caractéristique du noyau

Une section efficace peut être définie pour tous les types de réactions

Analogie classique : choc boules de billard.  
surface du noyau cible vue par le neutron

## Section efficace : analogie classique

---



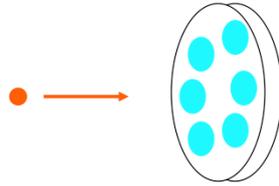
Surface de choc entre le neutron et le noyau

→ Disque de rayon  $R = R_{\text{neutron}} + R_{\text{noyau}}$  centré sur le centre du noyau

Section efficace neutron-noyau :  $[L]^2$

## Section efficace

Interaction avec une feuille cible très mince. Au plus, une interaction lors de la traversée de la feuille par le neutron incident



Lors de la traversée de la cible, la probabilité d'interaction du neutron est :  $N_c \cdot \sigma \cdot \delta x$

$N_c$  : nb de noyaux cibles / volume :  $[L]^{-3}$

$\sigma$  : section efficace d'interaction neutron - noyau cible  $[L]^2$

$\delta x$  : épaisseur de la cible :  $[L]$

L en cm

## Libre parcours moyen

Proba de non interaction à la distance  $x$  :  $P(x)$

Proba de non interaction à la distance  $x+dx$  :  $P(x+dx)$

$\Sigma dx$  : proba d'interaction dans  $dx$

$$P(x + dx) = P(x) (1 - \Sigma dx)$$

$$P(x) + \frac{dP}{dx} dx = P(x) - \Sigma P(x) dx$$

→  $P(x) = C e^{-\Sigma x}$        $P(0) = 1 \rightarrow C = 1$

Densité de probabilité :  $w e^{-wx}$

$$\lambda = \int_0^{\infty} x \Sigma \exp(-\Sigma x) dx = \frac{1}{\Sigma} \quad \Sigma = N_c \sigma$$

Distance moyenne parcourue par le neutron avant interaction

## Sections efficaces

---

### Sections efficaces partielles :

On associe une section efficace à chaque réaction nucléaire

$\sigma_c, \sigma_s, \sigma_f, \sigma_{n,\alpha}, \sigma_{n,2n} \dots$

### Sections efficaces partielles déterminantes en neutronique :

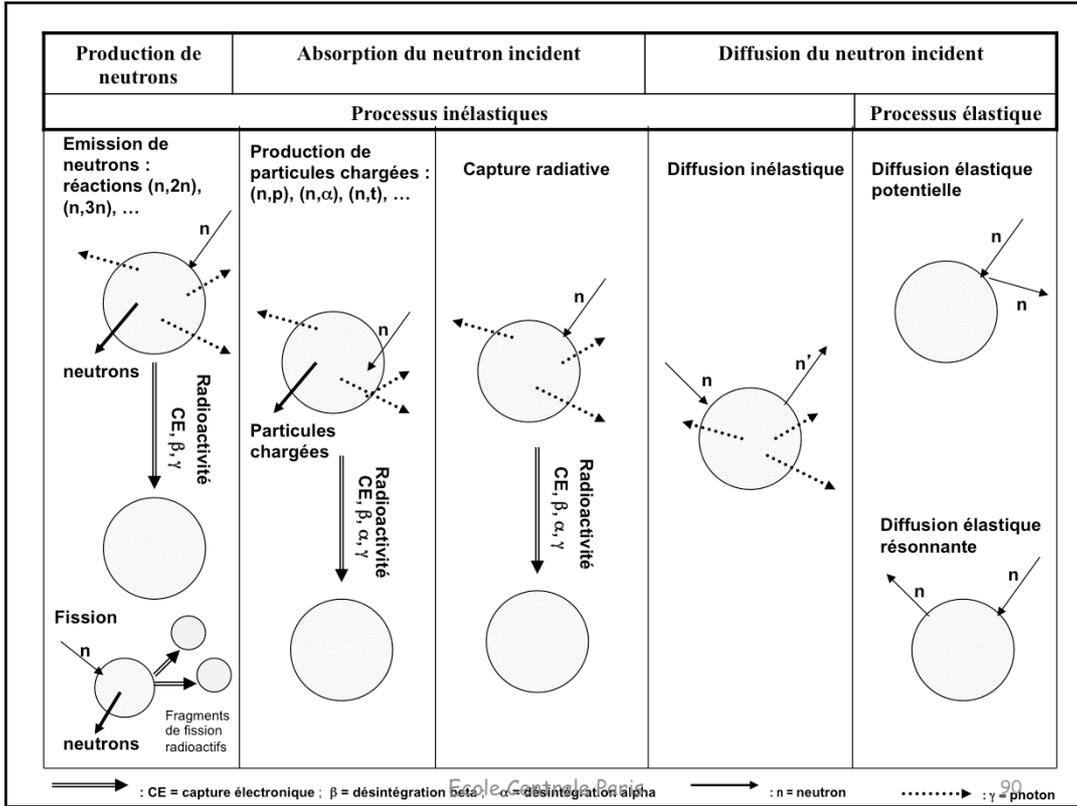
Les diffusions élastiques et inélastique

La capture radiative (n, $\gamma$ )

La fission (n,f)

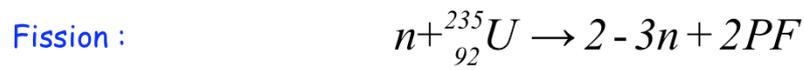
### Additivité des sections efficaces partielles :

Les sections efficaces partielles s'ajoutent pour donner la section efficace totale d'interaction ( $\sigma_T$ )



## Sections efficaces

---



## Sections efficaces

---

Section efficace totale  $\sigma_t = \sum_i \sigma_i$

Section efficace totale : absorption + diffusion

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_d$$

Section efficace diffusion: 

- élastique
- inélastiques
- (n,2n) , (n,3n), (n,Xn)

Section efficace absorption : capture + fission

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$$

Section efficace capture : 

- capture radiative
- capture/transfert

## Sections efficaces d'un mélange

Section efficace macroscopique :  $\Sigma = N_c \sigma$

$\sigma$ : section efficace microscopique :  $[L]^2$

$N_c$ : Nombre de noyaux cibles par unité de vol :  $[L]^{-3}$

$\Sigma$ :  $[L]^{-1}$

$$N_c = \frac{\rho \times N_A}{A}$$

$\rho$ : masse volumique :  $g/cm^3$

$N_A$ : Nombre d'Avogadro :  $mol^{-1}$

$A$ : masse molaire :  $g/mol$

La section efficace macroscopique d'un mélange est la somme des sections efficaces macroscopiques des constituants du mélange

$$\Sigma_{mélange} = \sum_{\text{noyaux } i} \Sigma_i$$

Ex : 1 molécule d'eau :  $\sigma_{eau} = 2\sigma_H + \sigma_O$

## Comment obtenir ces sections efficaces

Mesures expérimentales :

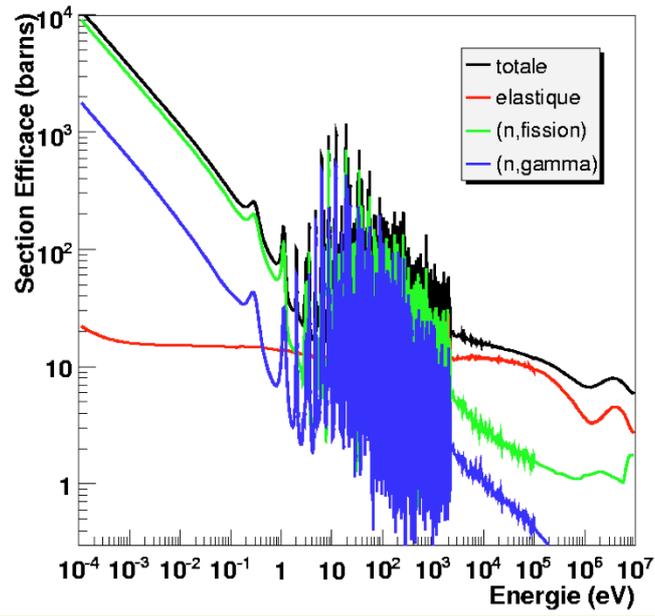


$$\tau = \exp(-N\sigma e)$$

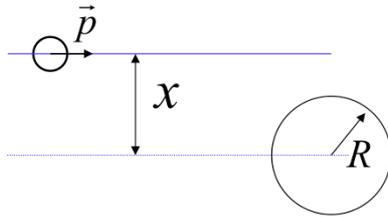
$N$  : Nb. Atomes par unité de volume

$e$  : épaisseur

## Section totale, sections partielles



## Ondes partielles



$x$  : paramètre d'impact.  
 $l$  : moment orbital du neutron par rapport au noyau

$$l = px = \frac{hx}{\lambda} \quad \lambda : \text{longueur d'onde du neutron} \quad \lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$

$$\sigma \propto \pi \lambda^2 \frac{\Gamma \times \Gamma_n}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4}$$

$\Gamma$  : largeur de la résonance à  $E_0$   
 $\Gamma_n \propto E^{1/2}$  pour onde s

$$\rightarrow \sigma \propto \frac{l}{\sqrt{E}} \quad \text{à basse énergie}$$

## Section efficace

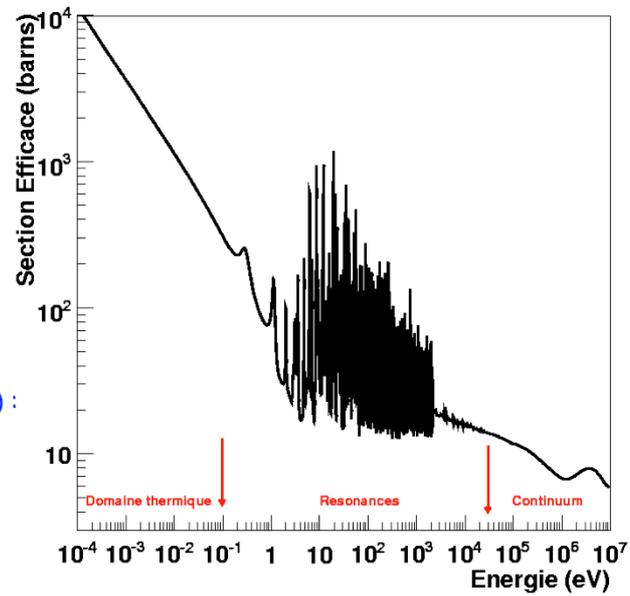
Section efficace sur large gamme en énergie : fonction d'excitation

Découpage du  
domaine énergétique :

Zone thermique ( $< 1$  eV) :  
Dépendance  $E^{-1/2}$

Zone résonances : (1 eV à 50 keV) :  
· Tendence décroissante  
· Structure très fine

Zone continuum ( $> 50$  keV) :  
· Variation douce



## Taux de réactions, sections macroscopiques

Densité de neutrons  $n$  dans les cœurs des réacteurs nucléaires très élevée

ex dans REP:  $n \approx 10^8 \text{cm}^{-3}$

Soit «  $v$  » leur vitesse, le produit  $\phi = nv$  est homogène à un flux ce produit est abusivement appelé flux neutronique

ex dans REP:  $\phi \approx 10^{13} \text{cm}^{-2}$

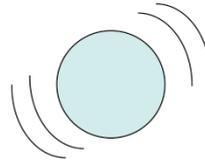
Il permet de définir le taux de réaction = # de réactions/ $\text{cm}^3/\text{s}$

$$\tau = \Sigma \Phi$$

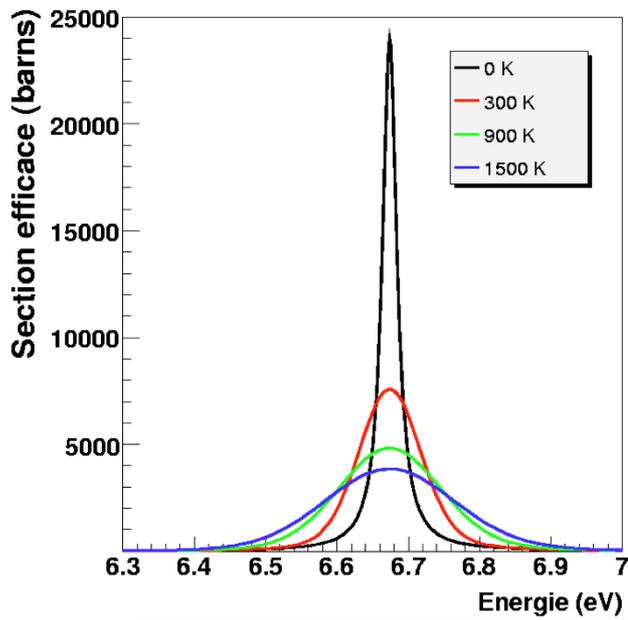
## Effet Doppler

---

- Approximation sous-jacente
  - Noyau cible **au repos**
- Ce n'est jamais le cas
  - **Agitation thermique !**
  - **Spectre Maxwell**
- La section efficace dépend de la vitesse relative neutron / noyau
- Peu d'impact lorsque la section efficace varie lentement
- Ce n'est plus le cas
  - **aux résonances,**
  - **lorsque la température est élevée / « 0 absolu »**
- Température du combustible dans les REP : 900K !



## Élargissement Doppler



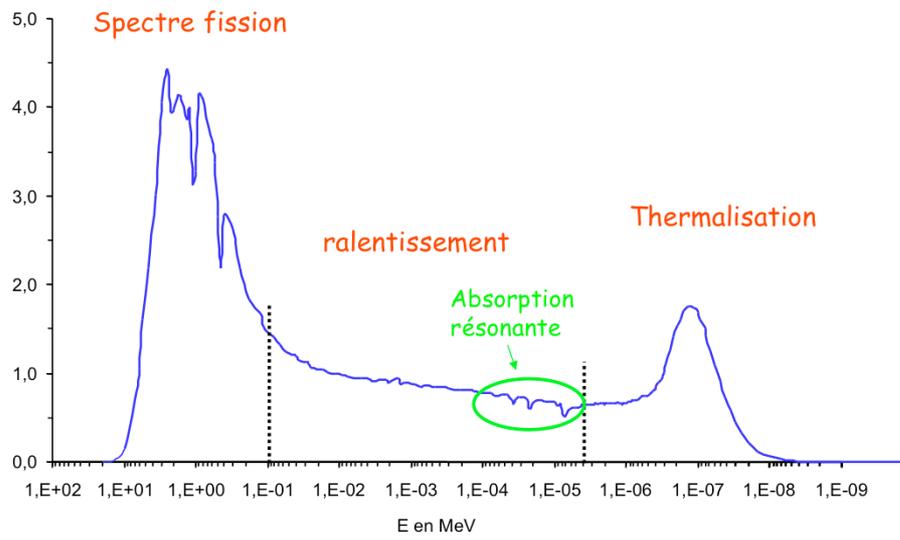
\* Résonances = trappes

\* léthargie  $u = \ln(E_0/E)$

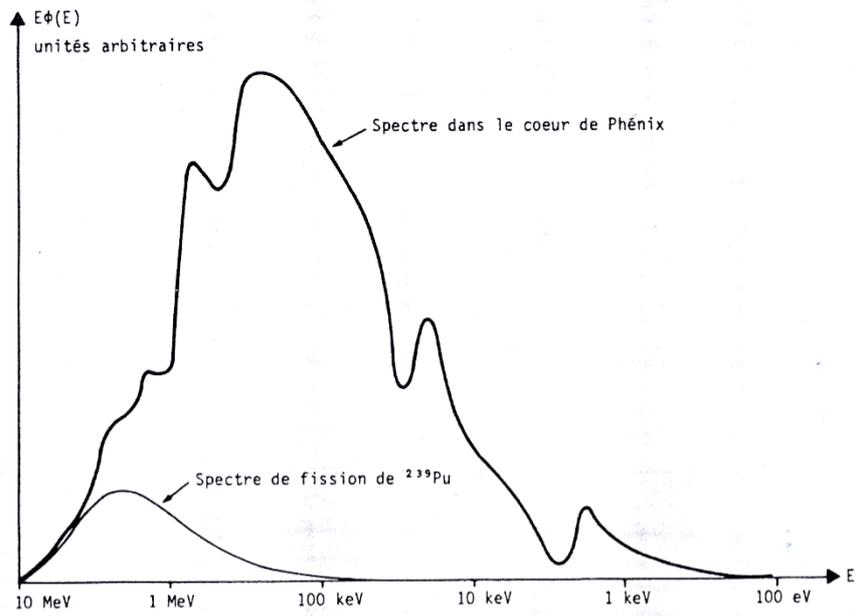
\* gain moyen en léthargie  
 $\xi = \langle w \rangle = \langle u_f - u_i \rangle$

\* Probabilité pour un neutron  
de tomber dans une trappe  
de largeur  $\gamma$  :  
 $\gamma/\xi$

# Spectre REP



## Spectre réacteur rapide



## Ralentissement des neutrons

---

Deux réactions principales pour le ralentissement :

- Diffusion élastique
- Diffusions inélastiques

**Diffusion élastique :**

- Chaque particule est dans son état fondamental à l'issue de la réaction (choc)
- Conservation de l'énergie cinétique de chaque particule dans le référentiel cdm

**Diffusion inélastique :**

- Au moins une particule se retrouve dans un état excité
- Conservation de l'énergie totale dans le ref. cdm

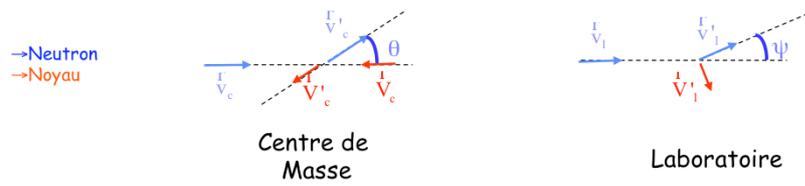
## Choc élastique

$E$  : énergie du neutron avant le choc dans le réf. lab.

$E'$  : énergie du neutron après le choc dans le réf. lab.

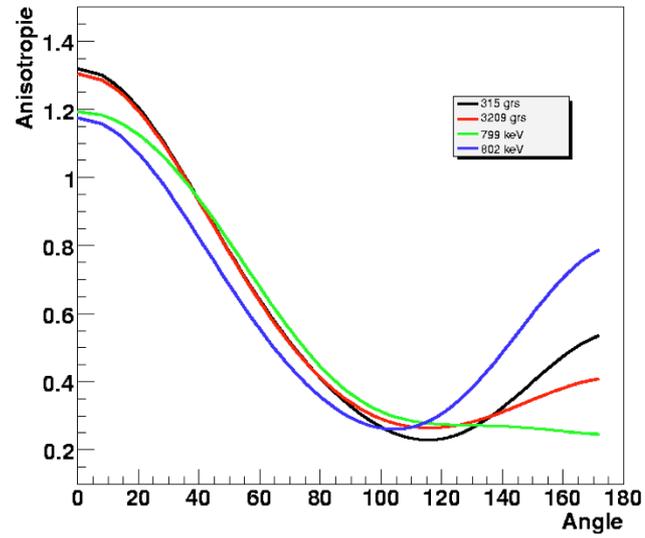
$\theta$  : angle de diffusion dans cdm.  $0 \leq \theta \leq \pi$

$\psi$  : angle de diffusion dans lab.  $0 \leq \psi \leq \pi$



## Anisotropie de la diffusion élastique

Anisotropie :  $P(\theta)$



## Choc élastique (mécanique classique)

Réacteur : référentiel du laboratoire

Énergie cinétique du neutron après le choc dans le lab :

$$\frac{E'}{E} = \frac{1 + a^2 + 2a \cos \theta}{(1 + a)^2}$$

$$a = \frac{M_{\text{noyau}}}{M_{\text{neutron}}}$$

Angle de diffusion du neutron dans lab :

$$\cos \psi = \frac{1 + a \cos \theta}{\sqrt{1 + a^2 + 2a \cos \theta}}$$

Changement de variable :  $\alpha = \left(\frac{a-1}{a+1}\right)^2, 0 \leq \alpha < 1$

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{2} [1 + \alpha + (1 - \alpha) \cos \theta]$$

## Choc élastique

---

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{2} [1 + \alpha + (1 - \alpha) \cos \theta]$$

$E'/E$  max : perte minimum d'énergie est obtenue pour  $\cos \theta = 1$ ,  
Soit  $\theta = 0$ .  $E' = E$

$E'/E$  min : perte maximum d'énergie est obtenue pour  $\cos \theta = -1$ ,  
soit  $\theta = \pi$ .  $E' = \alpha E$

Choc sur proton :  $\alpha \approx 0$ . Un Choc peut entraîner  
la perte totale d'énergie cinétique

## Anisotropie du choc élastique

---

$$\begin{aligned}\langle \cos \psi \rangle &= \int_0^\pi \cos \psi P(\psi) d\psi = \int_0^\pi \cos \psi P(\theta) d\theta \\ &= \int_0^\pi \frac{1 + a \cos \theta}{\sqrt{1 + a^2 + 2a \cos \theta}} \frac{\sin \theta}{2} d\theta = \frac{2}{3a}\end{aligned}$$

*L'anisotropie vers l'avant dans le laboratoire est d'autant plus marquée que a est petit et donc que le noyau cible est léger*

*Pour a grand  $\langle \cos \psi \rangle \approx 0 \rightarrow$  choc peut être considéré comme isotrope dans le laboratoire*

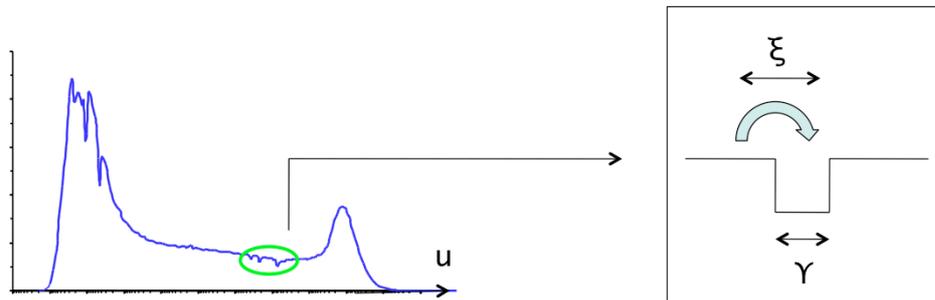
## Ralentissement des neutrons

---

Noyau	a	$\alpha$	N
H	.989	$3 \cdot 10^{-7}$	15
D	$\sim 2$	$\sim 0.111$	20
C	$\sim 12$	$\sim 0.716$	92
U	$\sim 238$	$\sim 0.983$	1726

## Absorption résonante

- \* Résonances = trappes à neutrons!
- \* léthargie  $u = \ln(E_0/E)$
- \* gain moyen en léthargie  $\xi = \langle w \rangle = \langle u_f - u_i \rangle$
- \* Probabilité pour un neutron de tomber dans une trappe de largeur  $\gamma$  :  $\gamma/\xi$



## Thermalisation

---

Les neutrons ne se ralentissent pas indéfiniment dans un réacteur  
Ils peuvent être absorbés ou peuvent fuir  
Ils atteignent un équilibre thermique avec la matière. Ils ont  
alors une énergie cinétique moyenne non nulle donnée  
par  $kT$  ( $kT \sim 1/40$  eV pour  $T = 20^\circ\text{C}$ )

Transition progressive entre le ralentissement « pur »  
et le comportement asymptotique.

C'est cette transition que l'on appelle la thermalisation.  
Elle devient manifeste autour de quelques dizaines de  $kT$

En fait, le domaine se situe à des énergies inférieures à quelques eV.  
Domaine d'énergie de l'ordre de grandeur de l'énergie :

- d'agitation thermique des cibles
- des liaisons chimiques liant les cibles

## Thermalisation et spectre de Maxwell

Neutrons dans un système sans absorptions, sans fuites,  
sans sources :

$$n(E)dE = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE$$

Énergie la plus probable :

$$E_p = \frac{kT}{2}$$

Énergie moyenne :

$$E_m = \frac{3kT}{2}$$

