

# LP42 – FUSION, FISSION

29 mars 2018

Kenny Rapina & Lucas Reneuve

*Laisse tomber ma gueule ! Au XVIIIe siècle en France,  
c'est schlagos atomique sur toute la mifa !*  
JEAN ROCHEFORT

## Niveau : L3

## Commentaires du jury

## Bibliographie

- ⚡ *Energie nucléaire*, **Basdevant**
- ⚡ *Physique nucléaire*, **Le Sech et Ngô**
- ⚡ *Manuel de radioactivité*, **Foos**

- Bon contenu
- Idem
- Kenny a dit qu'il était bien

## Prérequis

## Expériences : Aucune

- Classification périodique
- Forces gravitationnelle et coulombienne
- Equivalence masse-énergie
- Effet tunnel
- Section efficace
- Radioactivité

## Table des matières

|          |                                                   |          |
|----------|---------------------------------------------------|----------|
| <b>1</b> | <b>Structure et stabilités nucléaires</b>         | <b>2</b> |
| 1.1      | Composition du noyau, interaction forte . . . . . | 2        |
| 1.2      | Energie de liaison . . . . .                      | 2        |
| 1.3      | Modèle du noyau . . . . .                         | 3        |
| <b>2</b> | <b>Fission</b>                                    | <b>4</b> |
| 2.1      | Energie et produits de fission . . . . .          | 4        |
| 2.2      | Barrière de fission . . . . .                     | 5        |
| 2.3      | Réacteurs à fission, réaction en chaîne . . . . . | 6        |
| <b>3</b> | <b>Fusion</b>                                     | <b>7</b> |
| 3.1      | Réaction de fusion et énergie . . . . .           | 7        |
| 3.2      | Barrière de fusion . . . . .                      | 7        |
| 3.3      | Fusion industrielle, critère de Lawson . . . . .  | 7        |

## Introduction

Quand on parle d'énergie nucléaire, on pense à deux applications technologiques : les armes nucléaires et les centrales nucléaires. Si la première est celle qui a précédé historiquement, elle reste funeste par rapport à la deuxième qui permet de fournir de l'électricité à l'humanité en quantité considérable. La physique nucléaire, qui s'intéresse à l'étude du noyau des atomes et qui a permis d'approprier cette énergie, est née en 1896 avec la découverte de la radioactivité par Becquerel. Depuis lors, l'humanité a progressivement dompté cette énergie, notamment à travers les **réactions nucléaires**, qui se divisent en deux catégories : **la fission** et **la fusion**, et qu'on va étudier dans cette leçon.

## 1 Structure et stabilités nucléaires

### 1.1 Composition du noyau, interaction forte

Le noyau est composé de **nucléons** : les **neutrons** et les **protons**. Les deux ont des masses proches, égales à  $m_n \simeq m_p \simeq 1.6 \cdot 10^{-27} \text{kg}$ , et le proton possède une charge  $+e$ . Du fait de cette charge, il existe une répulsion électrostatique entre les nucléons, qui destabilise le noyau. Le noyau ayant un rayon de l'ordre de  $r \simeq 1 \text{fm} = 10^{-15} \text{m}$ , cette force de répulsion vaut  $F \simeq \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \simeq 230 \text{N}$ . Cette force ne peut être contrecarrée par l'attraction gravitationnelle entre les nucléons, dont l'ordre de grandeur est  $\frac{Gm_n^2}{r^2} \simeq 2 \cdot 10^{-34} \text{N}$ . Il existe donc une autre interaction qui stabilise le noyau est contre la répulsion coulombienne : c'est l'interaction forte.

#### Notation

Pour la suite on utilisera la notation classique  ${}^A_ZX$  pour représenter un noyau, avec A le nombre de masse et Z le numéro atomique. Ex :  ${}^2_1H$ ,  ${}^4_2He$ ,  ${}^{238}_{92}U$ . On omettra parfois Z dans cette notation, puisque contenu dans l'écriture de X.

↓ Comment quantifier la stabilité d'un noyau ?

### 1.2 Energie de liaison

Un noyau est en réalité constitué de nucléons et d'une énergie due à leur interaction, qu'on appelle **énergie de liaison** et qu'on note  $B(A, Z) : {}^A_ZX \rightarrow A \text{ nucléons} + B(A, Z)$  (vue de l'esprit de la décomposition d'un noyau). La théorie de la relativité permet de donner une définition rigoureuse de cette énergie : c'est **l'écart de masse entre les nucléons au isolés et immobiles et le noyau qu'ils constituent**.

Ainsi, on a  $B(A, Z) = Zm_c^2 + (A - Z)m_n c^2 - m(A, Z)c^2$

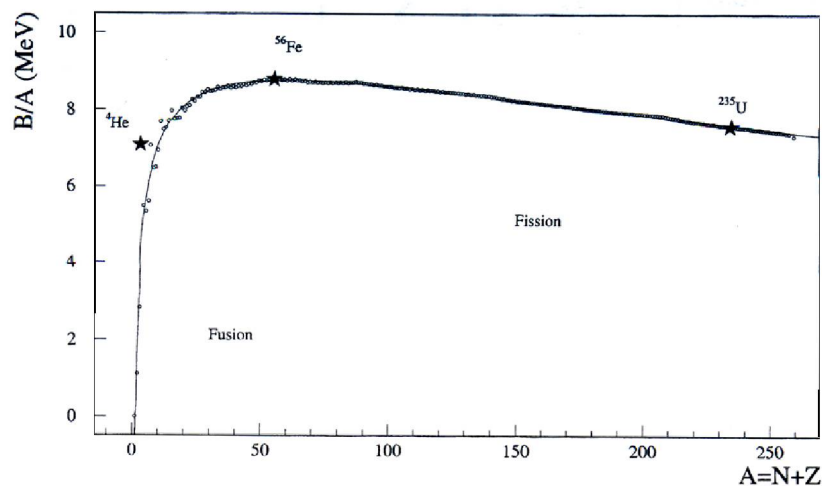
#### OdG

${}^2_1H$  : 2.225MeV ;  ${}^4_2He$  : 28.30MeV ;  ${}^{238}_{92}U$  : 1783MeV

En général, cette énergie est  $10^6$  fois supérieure à l'énergie des électrons atomiques, d'où l'intérêt énergétique.

On remarque que l'énergie de liaison est croissante avec le nombre de nucléons, alors que des noyaux très lourds peuvent être moins stables que des noyaux légers. On utilise alors **l'énergie moyenne par nucléon**  $B(A, Z)/A$  qui donne une idée de la stabilité des nucléons au sein du noyau. On peut alors tracer  $B(A, Z) = f(A)$  pour différents noyaux stables : c'est le **diagramme d'Aston**.

## Energie de liaison par nucléon



|                                                                                    |                |
|------------------------------------------------------------------------------------|----------------|
| Agrégation de Physique                                                             | Réf : 101 - 02 |
| Ouvrage : Energie nucléaire<br>Auteur(s) ou collection : J.L. Basdevant & M. Spiro |                |

FIGURE 1 – Diagramme d'Aston pour quelques noyaux stables à différentes valeurs de A

↓ Comment expliquer la tendance observée sur la courbe d'Aston ?

### 1.3 Modèle du noyau

Pour expliquer la tendance naturelle, on peut utiliser le modèle historique de la **goutte liquide** (Bohr 1935) : le noyau est modélisé comme une goutte fluide incompressible. On a alors compétition entre une énergie volumique variant comme  $A$  en loi d'échelle, et une énergie de "tension superficielle" variant comme  $A^{2/3}$ .

$$\text{On a alors : } B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z)$$

où :

- le troisième terme représente la répulsion coulombienne
- le quatrième et le cinquième termes sont des corrections quantiques qui favorisent respectivement les noyaux où  $A=2Z$  et ceux où  $A$  est pair.

Cette expression permet de retrouver la tendance naturelle de la courbe d'Aston, les  $a_i$  étant des paramètres expérimentaux. De plus, on peut décrire ce qui est observé sur le **diagramme de Segrè** : les éléments les plus stables suivent la "vallée de stabilité" dont les valeurs de  $Z$  sont données par les minimums de paraboles à  $A$  fixé, les autres étant radioactifs.

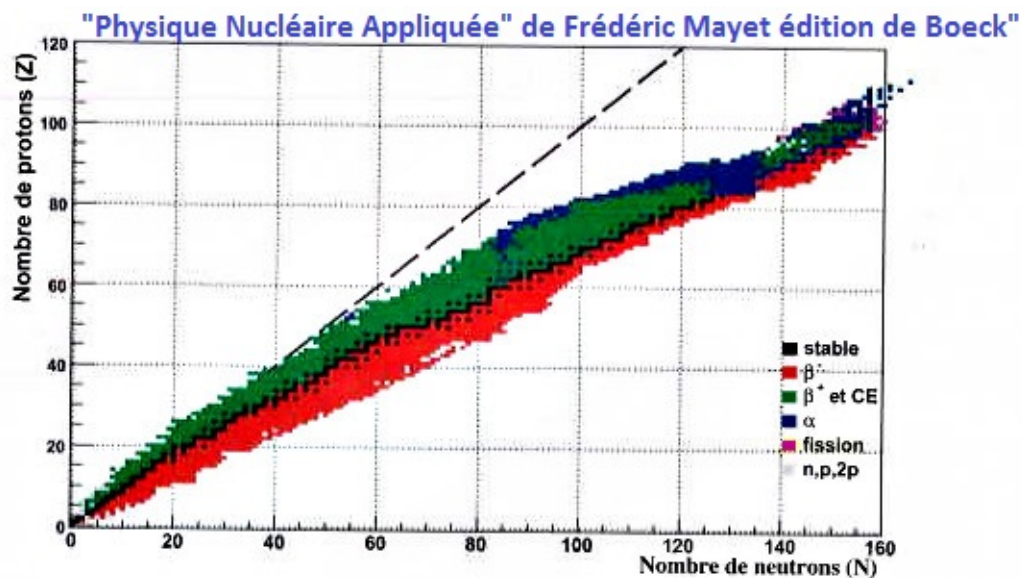


FIG. 1.2 – Charte des noyaux connus : diagramme  $(N, Z)$ . Le code de couleur indique le mode de désintégration dominant de chaque noyau.

FIGURE 2 – Diagramme de Segrè avec la vallée de stabilité en noir. la droite  $N=Z$  à basse valeur de  $A$  s'explique par des effets quantiques (cf goutte liquide).

Si les noyaux en dehors de la vallée de stabilité sont radioactifs, ils peuvent aussi entrer en jeu dans des **réactions nucléaires**, dont la fission.

## 2 Fission

La fission consiste en la transformation d'un noyau lourd, appelé **noyau père** en deux noyaux plus légers, les **noyaux fils**.

### 2.1 Energie et produits de fission

EXEMPLE :  $^{236}\text{U} \rightarrow ^{137}\text{Ba} + ^{96}\text{Y} + 3n + 3e^- + 3\bar{\nu}_e$  L'énergie libérée par cette réaction est sous forme d'énergie cinétique des fragments et des neutrons, électrons et neutrinos. On peut en calculer un ordre de grandeur et considérant la perte d'énergie de liaison pour un exemple simplifié :

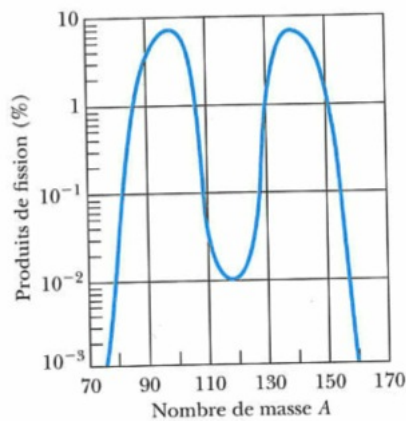
**OdG**

On considère :  $^{240}\text{X} \rightarrow ^{120}\text{X} + ^{120}\text{X}$

L'énergie libérée vaut alors  $Q_F \simeq 2 \cdot B(120) - B(240)$  et avec la courbe d'Aston,  $Q_F \simeq 220\text{MeV}$ .

La fission de l'uranium 235 libère donc  $89\text{GJ} \cdot \text{g}^{-1}$ , ce qui est bien supérieur au pétrole, qui libère  $42\text{MJ} \cdot \text{g}^{-1}$ . Néanmoins, il convient de rappeler que l'uranium n'est pas pur à l'état naturel et nécessite donc d'être traité, ce qui coûte de l'énergie...

En réalité, et comme l'exemple l'illustre bien, les fragments ne sont pas identiques. De plus, la réaction de fission n'est pas unique : un même noyau père peut donner différents noyaux fils. On peut alors étudier la répartition statistique des masses des fragments obtenus.



**Figure 13.8** Distribution des pourcentages des fragments de fission produits par la fission de  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons thermiques. On remarque que la fission asymétrique est beaucoup plus probable que la fission symétrique (masses égales). Tiré de R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, New York : McGraw-Hill (1955).

Tiré de : **Physique Moderne**, Thornton et Rex (p. 478)

FIGURE 3 – Statistique des noyaux obtenus par fission du  $^{238}\text{U}$  : la fission symétrique est minoritaire par rapport à la fission asymétrique.

↓ Quels noyaux peuvent fissionner, et sous quelles conditions ?

## 2.2 Barrière de fission

D'un point de vue intuitif, le modèle de la goutte liquide permet de se représenter quelles forces sont l'oeuvre lors de la fission : on se représente une goutte sphérique qu'on déforme selon un axe. Son volume étant fixe, son énergie augmente (car elle n'est plus sphérique). Puis la goutte se rompt en deux parties, le volume total peut changer, mais reste constant après cela. Les deux fragments redeviennent alors sphériques, ce qui diminue leur énergie totale. On voit donc qu'il y a un maximum d'énergie potentielle d'interaction entre l'état initial et l'état final, c'est ce qu'on appelle la **barrière de fission**.

**Dessin de l'épée de pensée et allure de l'énergie**

Dans le modèle de la goutte liquide, les deux interactions qui entrent en compétition sont la répulsion électrostatique et l'énergie de surface, on peut donc donner un critère pour savoir si la fission sera possible : le terme coulombien doit être assez grand devant le terme de surface, i.e.  $\frac{Z^2}{A}$  doit être assez grand. Expérimentalement, on a fission pour  $\frac{Z^2}{A} \geq 45$  environ.

On peut aussi utiliser un modèle quantique basé sur l'**effet tunnel** : le **modèle de Gamov**. On modélise le noyau père comme une particule de masse  $m$  soumise à un potentiel de la forme suivante :

La particule va alors pouvoir s'échapper du puits de potentiel par effet tunnel, avec une probabilité  $\mathcal{P} \propto e^{-2 \int_R^b \sqrt{\frac{2m(V(r)-E)}{\hbar^2}} dr}$ . On voit donc que plus la particule est massive, moins l'effet tunnel sera probable, et que l'influence de l'énergie du noyau sur la probabilité de fission est exponentielle : il est beaucoup plus facile de réaliser une fission après avoir fourni de l'énergie au noyau, c'est la **fission induite**. A contrario, la **fission spontanée** est beaucoup moins probable, les noyaux lourds étant plus sujets à la radioactivité  $\alpha$  qu'à la fission spontanée.

### OdG

Pour  $^{235}\text{U}$  :  $\tau_{\text{fission}} \simeq 10^{19}$  ans alors que  $\tau_{\alpha} \simeq 700 \cdot 10^6$  ans

On a aussi  $E_{\alpha} \simeq 5,7 \text{ MeV}$



Comment permettre de dépasser cette barrière de fission, afin d'exploiter l'énergie libérée ?

## 2.3 Réacteurs à fission, réaction en chaîne

Dans les réacteurs à fission nucléaire, on utilise la plupart du temps  $^{235}\text{U}$ , qui peut fissionner s'il entre en collision avec des neutrons "thermiques", de vitesse de l'ordre de 2 km/s en formant  $^{236}\text{U}$  qui émet 2 à 3 neutrons par réaction. On cherche donc réutiliser ces neutrons pour faire fissionner d'autres noyaux : on veut réaliser une réaction en chaîne, qu'on caractérise grâce au **coefficient de multiplication neutronique**  $k = \frac{\text{Nombre de neutrons après la Nième désintégration}}{\text{Nombre de neutrons avant la Nième désintégration}}$  :

- Si  $k < 1$  : on est en régime sous-critique : la réaction s'arrête immédiatement
- Si  $k > 1$  : on est en régime sur-critique : la réaction s'emballé, et il y a surchauffe (fusion du réacteur)
- Si  $k = 1$  : on est en régime critique : c'est le cas idéal, la réaction est auto-entretenue, c'est ce qu'on cherche à obtenir

### Remarques

Il existe une masse critique en dessous de laquelle  $k = 1$  est impossible, du fait que les neutrons s'échappent de l'uranium, d'où l'impossibilité de réaliser des réacteurs miniatures (et des bombes miniatures, ouf !)

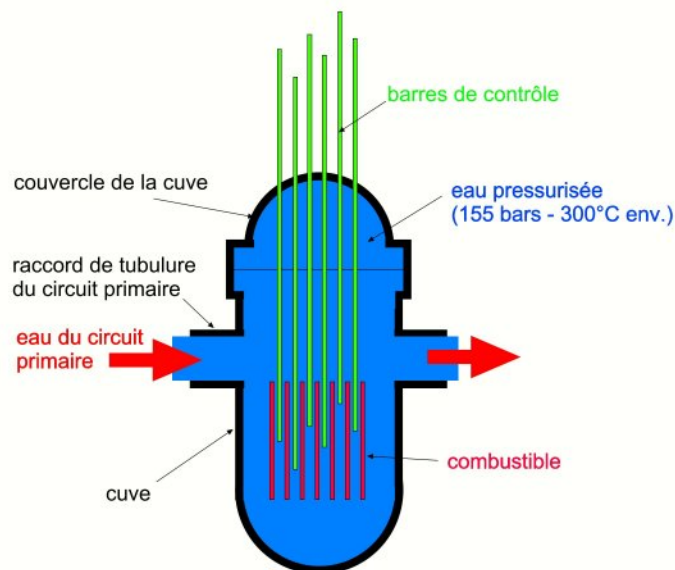


FIGURE 4 – Structure du cœur d'un réacteur de centrale à fission.

**OdG**

le rendement des centrales tourne autour de 30 % pour des puissances entre 1MW et 1GW, et représente environ 10% de l'énergie mondiale et 80% de l'énergie en France.[ces chiffres ne sont pas dans les livres, cet ordre de grandeur est à prendre avec des pincettes]

**Remarque**

Les déchets sont retraités à 99% (U+Pu) mais le reste est constitué de déchets radioactifs qui doivent être enfouis, ce qui coûte de l'argent. De plus, les accidents sont spectaculaires et graves (Thernobyl, Fukushima...)

**3 Fusion**

La fusion consiste en la transformation de deux noyaux légers, en un noyau plus lourd.

**3.1 Réaction de fusion et énergie**

EXEMPLE :  ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n + Q_{\text{fusion}}$  On a  $Q_{\text{fusion}} = 17.5\text{MeV}$

**OdG**

Pour 1g de mélange,  $E \simeq 340\text{GJ}$ , 4 fois supérieur à la fission ! Néanmoins, il est coûteux de récupérer le deutérium et le tritium, ce dernier étant difficilement transportable et se décomposant rapidement ( $\tau \simeq 10\text{ans}$ ).

Grâce aux ressources en deutérium de l'eau de mer, on pourrait alimenter l'humanité en électricité pendant environ  $10^9\text{ans}$  !

**3.2 Barrière de fusion**

De la même façon que pour la fission, le modèle de Gamov donne  $\mathcal{P} \propto e^{-2 \int_R^b \sqrt{\frac{2m(V(r)-E)}{\hbar^2}} dr}$ , où  $m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  est la masse réduite des deux noyaux qu'on considère.

De la même façon que précédemment, plus les noyaux sont lourds, moins la fusion est probable, et  $\mathcal{P}$  est très sensible à leur énergie : en passant de 1keV à 10keV, on passe d'une probabilité de  $10^{-13}$  à  $10^{-3}$  pour la fusion présentée en 1).

**OdG**

On peut calculer la température à laquelle on doit porter un milieu pour obtenir de telles énergies :  $T \simeq \frac{E}{k_B} \simeq 100 \cdot 10^6 \text{K}$  : chaud ! La matière est alors sous forme de plasma, ce qui est important d'un point de vue industriel comme on va le voir maintenant.

**3.3 Fusion industrielle, critère de Lawson**

On cherche à obtenir un plasma très chaud, ce qui est très coûteux sur des temps longs. On cherche donc à "rembourser" l'énergie dépensée pour sa création et son confinement. On peut faire un petit modèle pour obtenir un critère sur la densité du plasma et son temps de vie caractéristique : on considère un plasma de densité  $n_i$  de vitesse microscopique  $v$  et dont les collisions intermoléculaires ont une section efficace  $\sigma$ . On doit fournir une énergie  $E_{\text{fournie}} \sim 3n_i k_B T$  et on obtient une énergie électrique  $E_{\text{elec}} \sim \eta \frac{n_i^2}{4} \langle v \sigma \rangle \tau Q_{\text{fusion}}$  avec  $\eta$  le rendement de la conversion en électricité et  $\tau$  le temps de vie du plasma.

D'où le **critère de Lawson** d'entretien de la fusion :  $\eta n_i \tau \geq \frac{12k_B T}{\langle v \sigma \rangle Q_{\text{fusion}}} \sim 1.5 \cdot 10^{20} \text{m}^{-3} \text{s}$

On doit donc :

- bien confiner ( $n_i$  élevé)
- confiner longtemps ( $\tau$  élevé)
- convertir efficacement ( $\eta$  élevé)

## OdG

Au sein des étoiles le confinement se faisant par gravitation, son temps est quasiment infini, et  $n_i \sim 10^{30} m^{-3}$  avec  $T \sim 1 \text{ keV}$ . Pour la fusion industrielle, on a deux cas : le confinement magnétique (Tokamak) qui donne un temps de l'ordre de la seconde, et le confinement inertiel (laser) qui donne un temps de la dizaine de picosecondes. Dans les deux cas, on arrive à un ou deux ordres de grandeur du critère de Lawson...

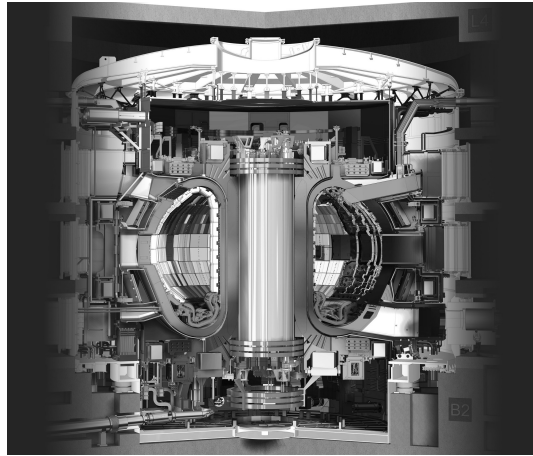


FIGURE 5 – Structure d'un Tokamak utilisé pour le confinement magnétique.

TAMPON : discussion sur le confinement magnétique, cf Basdevant p.241-243...

## Conclusion

Au cours de cette leçon, on a vu des bases concernant la structure des noyaux et comment ils peuvent réagir. On a abordé des modèles historiques permettant de décrire ces noyaux et d'expliquer partiellement leur réactivité. La physique nucléaire reste un sujet fortement d'actualité, aussi bien pour l'intérêt porté à la fusion industrielle que pour les progrès dans la compréhension de la matière apportée ces dernières décennies par la physique des particules.