

LP 42 – Fusion, fission

11 juin 2021

Antoine Chauchat & Valentin Dorel

Niveau :

Bibliographie

➤ *LP 42 2020*, Cléments de la Salle et Col-léaux

Prérequis

- Modèle de l'atome
- Effet tunnel
- Tension de surface
- Relativité restreinte

Expériences



Table des matières

1	Le noyau	2
1.1	Structure du noyau	2
1.2	Énergie de liaison	2
1.3	Courbe de Aston et modèle de la goutte liquide	3
2	Fission	4
2.1	Énergie et produit de fission	4
2.2	Barrière de fission	6
2.3	Réacteur nucléaire	7
3	Fusion	8
3.1	Énergie et produit de fusion	9
3.2	Barrière de fusion	9
3.3	Réacteur de fusion	9
4	Questions et commentaires	11
4.1	Questions	11
4.2	Commentaires	11

Introduction

1 Le noyau

1.1 Structure du noyau

En 1911 l'expérience de Rutherford démontre la structure de l'atome avec un noyau de rayon très faible devant celui de son cortège électronique. Dès lors, les études se succèdent pour aboutir au modèle du noyau que l'on connaît aujourd'hui : un noyau est constitué de *protons* et de *neutrons*. On note habituellement Z le nombre de protons N le nombre de neutrons et $A = Z + N$ le nombre de nucléons.

Ainsi on note habituellement un noyau comme :

$${}^A_Z X \quad (1.1)$$

La taille d'un noyau est typiquement de 1×10^{-15} m i.e. 1×10^{-5} fois plus petit que l'atome lui même. Intuitivement on a du mal à comprendre pourquoi des particules de même signe restent collées. La stabilité du noyau provient de la force nucléaire forte (résultante de l'interaction forte) qui est largement dominante à cette échelle.

Remarque :

les masses du proton et du neutron sont de l'ordre de 1×10^{-27} kg, on peut montrer que la gravitation est totalement négligeable.

1.2 Énergie de liaison

Premièrement remarquons que selon la théorie de la relativité restreinte, on peut associer une énergie à toute particule au repos :

Énergie de masse : On appelle énergie de masse l'énergie d'une particule de masse m au repos :

$$E_m = mc^2 \quad (1.2)$$

Remarque :

À cause de cette correspondance on note souvent les masses des particules en MeV. Il faut garder à l'esprit que la véritable unité est le MeV/c^2

Particule	Masse	Énergie de masse
Proton	$1,673 \times 10^{-27}$ kg	938,3 MeV
Neutron	$1,675 \times 10^{-27}$ kg	939,6 MeV
Uranium 235	$3,902 \times 10^{-25}$ kg	218,9 GeV

Tab. 1 : Ordres de grandeurs d'énergie de masse

L'uranium 235 étant composé de 92 protons et 143 neutrons on remarque alors sur le [Table 1](#) que :

$$92 \times n_p + 143 \times n_n = 3,934 \times 10^{-25} \text{ kg} > m(U) \quad (1.3)$$

Ceci est vrai en toute généralité, on a :

$$m(A, Z) < (A - Z)m_n + Zm_p \quad (1.4)$$

$$E_m(A, Z) < (A - Z)E_{m,n} + ZE_{m,p} \quad (1.5)$$

Ainsi la liaison atomique est bien stabilisante, il faut fournir de l'énergie pour casser un atome.

À partir de cette considération on peut ainsi définir l'énergie de liaison E_l définie positivement de sorte que :

$$B(A, Z) = (A - Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 - m(A, Z)c^2 \quad (1.6)$$

On parle parfois également de *défaut de masse* :

$$\Delta m = \frac{B}{c^2} \quad (1.7)$$

OdG :

Cette énergie quantifie la stabilité de l'atome. Et les valeurs sont gigantesques :

Élément	Symbole	Énergie de liaison
Deutérium	${}^2_1\text{H}$	2,225 MeV
Fer	${}^{56}_{26}\text{Fe}$	492,28 MeV
Uranium 235	${}^{235}_{92}\text{U}$	1783,2 MeV

Tab. 2 : Ordres de grandeurs d'énergie de liaison

Ainsi si on veut casser une mole d'uranium 235 (environ 235 g) il faut donc une énergie $E = 1,7832 \times 10^9 \times 1,6022 \times 10^{-19} \times 6,022 \times 10^{23} = 1,720 \times 10^{14}$ J. Sachant que le pouvoir calorifique de l'essence est $4,73 \times 10^7$ J/kg il faudrait brûler plus de 1000 tonnes d'essence pour produire cette énergie. Réciproquement, on peut imaginer la quantité d'énergie qu'on peut récupérer.

1.3 Courbe de Aston et modèle de la goutte liquide

On comprends ainsi que plus le noyau grandit plus le nombre de liaisons augmente et donc on pourrait en conclure que le noyau est stable. En réalité si l'énergie totale de liaison augmente cela ne veut pas dire que chaque liaison est toujours aussi stabilisante. La grandeur pertinente est donc *l'énergie de liaison par nucléon* dans un noyau :

$$e_m = \frac{B}{A} \quad (1.8)$$

On peut ainsi s'intéresser à la *courbe d'Aston* qui représente B/A en fonction de A pour *les isotopes les plus stables*.

Remarque :

On pourrait détailler un peu plus ce qu'on sous entend par là en évoquant la vallée de la stabilité mais c'est un peu juste dans le cadre de cette leçon parce que ça nous amènerait à parler de radioactivité ce qui n'est pas vraiment ce qu'on veut.

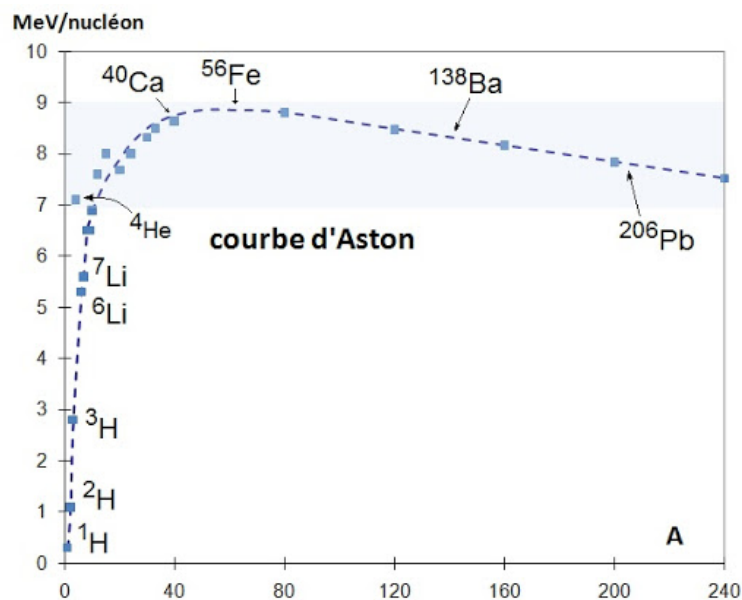


Fig. 1 : Courbe d'Aston et modélisation de la goutte liquide

On peut faire plusieurs remarques sur cette courbe :

- On observe un maximum au niveau du ${}^{56}\text{Fe}$. Ceci signifie que l'isotope 56 du fer possède le noyau le plus stable c'est là que chaque nucléon apporte une liaison la plus grande.
- La remarquable stabilité du fer explique son abondance dans l'univers (6e élément le plus abondant) et sur Terre (2e après l'oxygène, 35 % de la masse de la Terre).

- Puisque le noyau du fer est le plus stable les petits noyaux vont avoir tendance à fusionner (*fusion*) tandis que les gros vont se casser (*fission*) pour tendre vers le fer.
- Il existe des anomalies pour $Z, N \in [2, 8, 20, 28, 50, 82, 126]$ où la stabilité semble anormalement haute. Ces nombres sont appelés *nombre magiques* et leur origine est quantique (comparable à la stabilité des atomes lorsqu'une couche électronique est remplie).

Pour essayer de comprendre cette forme il existe un modèle (posé par Bohr et affiné par Bethe et Von Weizsacker plus tard) redoutablement efficace : le *modèle de la goutte liquide*. Le but est de faire l'analogie avec les forces de Van der Waals et la stabilité d'une goutte liquide. Voici la formule proposée pour modéliser la courbe :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta(A) \quad (1.9)$$

Tentons d'expliquer chacun des termes :

- Le premier est un *terme volumique* (en effet le volume du noyau est proportionnel à A). Ceci est dû au fait que l'interaction soit à courte portée sinon le terme serait en A^2 .
- Le deuxième est un *terme surfacique* (en effet si le volume est en A alors la surface est en $A^{2/3}$). Son origine repose sur les mêmes considérations que la tension de surface (nucléons de surface moins stabilisés).
- *Terme d'asymétrie* : (vallée de la stabilité) les noyaux contenant autant de protons que de neutrons i.e. $A - 2Z = 0$. Rompre cette asymétrie est d'autant moins cher que A augmente (d'où le $1/A$).
- Le dernier terme est un *terme d'appariement* plus favorable lorsque N ou Z sont pairs :

$$\delta(A) = \begin{cases} -a_p/A^{1/3} & \text{si } (N, Z) \text{ sont pairs} \\ +a_p/A^{1/3} & \text{si } (N, Z) \text{ sont impairs} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.10)$$

Résolution :

L'ajustement du modèle donne les valeurs suivantes (en MeV) :

- $a_v = 15.68$
- $a_p = 18.56$
- $a_c = 0.717$
- $a_a = 23.6$
- $a_p = 34$

Même si l'ajustement semble parfait, il faut émettre quelques réserves à l'encontre de ce modèle :

- C'est un modèle empirique même si on essaye d'interpréter chaque terme leur origine profonde nous échappe.
- Il y a 5 degrés de libertés, ça devient beaucoup pour un ajustement. Avec 8 on peut dessiner un éléphant [vidéo](#).
- Ce modèle n'explique pas les nombres magiques.

2 Fission

2.1 Énergie et produit de fission

La courbe d'Aston permet de comprendre que l'élément le plus stable est le Fer car il possède l'énergie de liaison par nucléon maximale.

On s'attend donc à ce que des noyaux plus gros ($N > 56$) aient une facilité à s'alléger pour rejoindre la stabilité du Fer. Cette étude rapide de la courbe d'Aston permet donc de comprendre l'origine du phénomène de fission nucléaire.

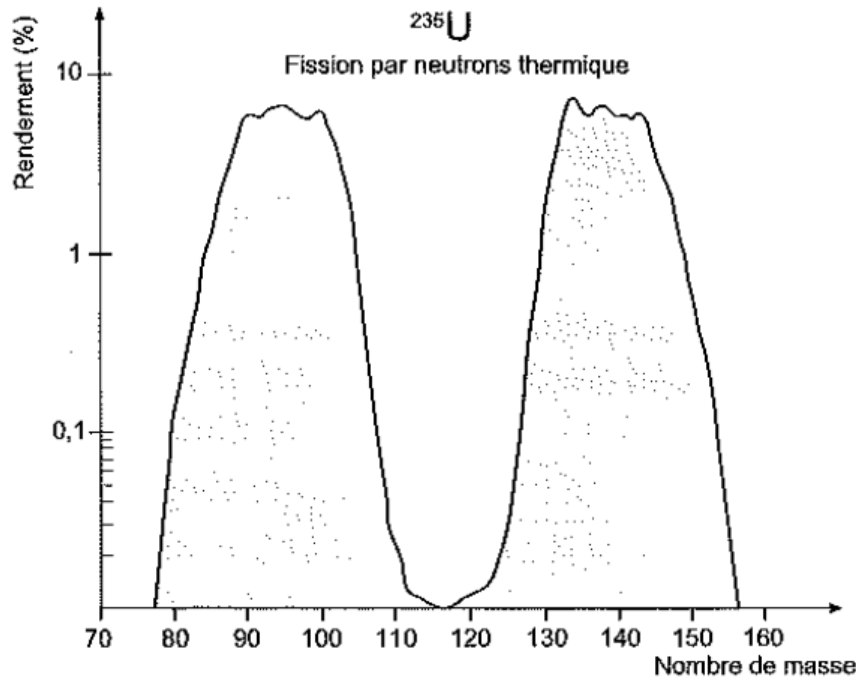
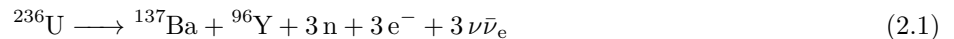


Fig. 2 : Probabilité de chaque couple de noyau fils après fission de ^{235}U

Définition : fission nucléaire La fission nucléaire désigne la fragmentation, spontanée ou provoquée d'un noyau père lourd en deux noyaux fils plus légers.

Précisons la notion de noyau lourd, la fission est possible dès que $A \geq 100$ et spontanée des $A \geq 270$. Le seul noyau fissile (qui peut subir une réaction de fission sous l'effet d'un bombardement de neutrons) naturel est l'Uranium 235.

La fission de l'Uranium 236 (soit la réaction de fission de ^{235}U induit par des neutrons), crée des noyaux de Baryum et d'Yttrium, qui sont les noyaux fils, ou *noyaux fragmentés finaux*, des neutrons libres (qui seront à l'origine des réacteurs nucléaires) et des leptons libres. Des photons énergétiques peuvent aussi être émis.



Les particules émises emportent avec eux l'énergie fournie par la réaction sous forme d'énergie cinétique. On remarque que cette réaction vérifie la conservation de la charge, du nombre leptonique et du nombre de nucléons.

Avec l'écriture de la réaction ci-dessus, on pourrait croire qu'il s'agit de la seule réaction de fission possible pour l'uranium 236. Que nenni ! Plusieurs couples de noyaux fils sont possibles, il faut raisonner en termes statistiques. Les différents couples de noyaux fils possibles sont représentés pour différentes fission par la courbe de probabilité de la Figure 2.

On vérifie bien que pour ^{236}U , les noyaux fils ^{137}Ba et ^{96}Y ne sont pas les seuls possibles : on observe un pic de probabilité pour $A \simeq 95$ et $A \simeq 135$, la fission est asymétrique (ne donne pas deux noyaux fils identiques et binaire (seulement deux pics localisés)).

On sait que la fission nucléaire est utilisée comme source d'énergie, essayons donc de déterminer l'énergie libérée par la réaction de fission d'un atome d'Uranium 236.

Comme dans la section 1, on peut calculer un ordre de grandeur de l'énergie libérée E comme

$$\begin{aligned} E &= 137 \times B(N = 137) + 96 \times B(N = 96) - 236 \times B(N = 236) \\ &= 137 \times 8,3 + 96 \times 8,6 - 236 \times 7,5 \\ &= 192,7 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur expérimental de 200 MeV.

En moyenne, 1,5 neutrons sont émis à chaque fission, avec chacun une énergie de 8 MeV.

On peut alors calculer l'énergie libérée par la fission d'un gramme d'Uranium 235 : On trouve $E_{1g} \simeq 80 \text{ GJ}$. On compare ça aux 42 MJ obtenus par la combustion de 1 kg de pétrole. 1 kg d'Uranium fournit donc autant d'énergie que 2 t de pétrole ! Il convient de préciser que l'Uranium 235 n'est pas pur à l'état naturel (dans le minerai naturel il y a 0,74 % d'Uranium 235 et le combustible nucléaire en contient 4 %) et que les étapes de purifications nécessaires coûtent de l'énergie.

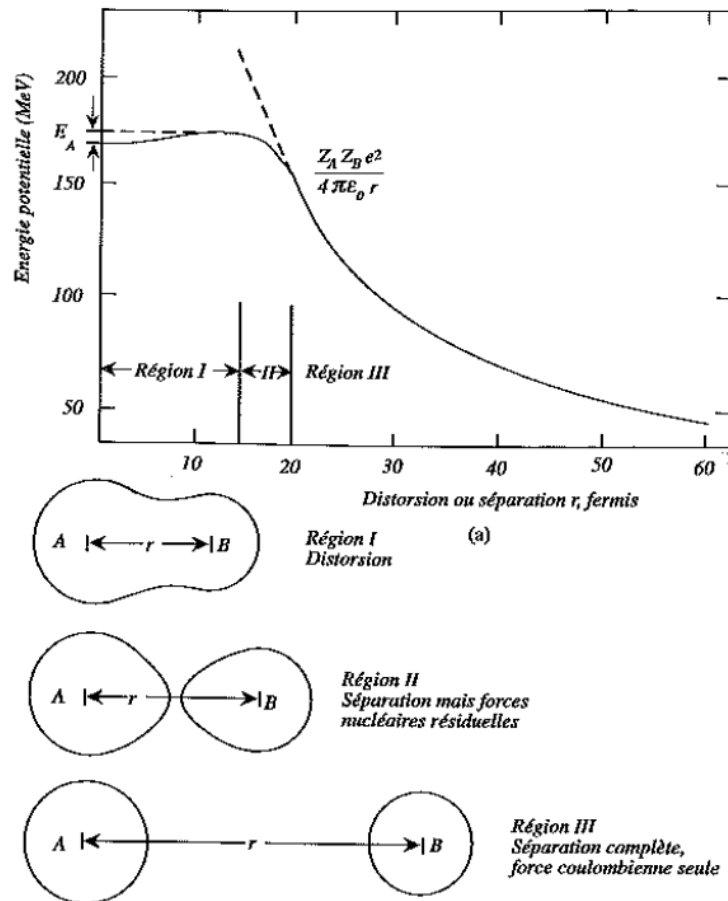


Fig. 3 : Déformation de la goutte liquide d'après Basdevant

Expliquons désormais le mécanisme à l'œuvre dans la fission.

2.2 Barrière de fission

Pour expliquer la fission, reprenons le modèle de la goutte liquide décrit précédemment. On considère le noyau père sous forme d'une goutte dans laquelle on entrevoit déjà la forme des noyaux fils séparés d'une distance r_0 . La fission nucléaire suppose l'éloignement des noyaux fils et donc la déformation de la goutte correspondant au noyau père.

Cette déformation de la goutte s'accompagne d'une modification de son énergie telle que définie précédemment. Quand elle se déforme, sa surface augmente et donc l'énergie de tension superficielle augmente. En revanche, cette augmentation de la distance entre les noyaux fils entraîne une diminution de l'interaction coulombienne, l'énergie d'interaction électrostatique diminue. Ainsi quand la distance r entre les noyaux fils varie entre r_0 et $+\infty$, l'énergie potentielle du système passe par un maximum. On représente cela en **Figure 3**

Entre les états initial et final de la fission, il y a une barrière de potentiel à franchir. On note E_A l'énergie d'activation, la différence d'énergie entre ce maximum et l'énergie initial. E_A correspond donc à la taille de la barrière de potentiel à franchir. En pratique, $E_A \simeq 7 \text{ MeV}$. Les différents types de fissions (spontanée ou provoquée) diffèrent alors par la manière dont cette barrière de potentiel est franchie.

Fission spontanée La barrière de potentiel peut être traversée par effet tunnel. Cependant, compte tenu des masses entrant en jeu, la probabilité est généralement très faible : la durée de vie de l'Uranium 238 est de l'ordre de 10^{16} années.

Fission provoquée On apporte une énergie au noyau via une autre particule comme un photon, une énergie suffisamment grande pour passer la barrière de potentiel. Attardons nous sur l'utilisation de neutron (qui ne ressentent pas l'attraction électrostatique).

On peut calculer l'énergie ΔE apportée par un neutron à un noyau ^{235}U , on trouve alors :

$$\Delta E = T_n + B_n, \quad (2.2)$$

où T_n est l'énergie cinétique du neutron et $B_n = B(A+1, Z) - B(A, Z)$ l'opposé de l'énergie de liaison du neutron dans le noyau.

Si le neutron apporte au noyau une énergie supérieure à E_A alors la fission aura lieu mais cette condition n'est pas exclusive, il suffit que $E_A - \Delta E$ soit suffisamment faible pour que l'effet tunnel soit rapide (plus la barrière de potentiel est faible, plus l'effet tunnel est rapide). Expérimentalement, il faut que $E_A - \Delta E < \Delta E_S = 1 \text{ MeV}$ avec ΔE_S le seuil de fission.

Si on a déjà $B_n > E_A$ alors des neutrons avec une faible énergie cinétique ($T_n \simeq 1/40 \text{ eV}$) suffisent à provoquer la fission. On parle alors de *neutrons lents ou thermiques*. Si en revanche $B_n < E_A$ alors il faut que le neutron ait une énergie cinétique suffisante pour provoquer la fusion. On parle alors d'énergie seuil T_n^{seuil} :

$$T_n^{\text{seuil}} = \Delta E_S - B_n. \quad (2.3)$$

	Noyau initial (A, Z)		Noyau final (A + 1, Z)	ΔE_S (MeV) pour (A + 1, Z)	$B_n(A + 1, Z)$ (MeV)	T_n^{seuil} (MeV)
Noyaux fissiles par capture de neutrons thermiques	$^{233}_{92}\text{U}$ $^{235}_{92}\text{U}$ $^{239}_{94}\text{Pu}$	$\rightarrow$	$^{234}_{92}\text{U}$ $^{236}_{92}\text{U}$ $^{240}_{94}\text{Pu}$	5,4 5,7 5,5	6,9 6,3 7,3	
Noyaux fissiles par capture de neutrons énergétiques	$^{232}_{90}\text{Th}$ $^{234}_{90}\text{Th}$ $^{238}_{92}\text{U}$	$\rightarrow$	$^{233}_{90}\text{Th}$ $^{235}_{90}\text{Th}$ $^{239}_{92}\text{U}$	6,4 5,8 6,0	5,1 5,3 4,8	1,3 0,5 1,2

Tab. 3 : Données tirées du Basdevant

2.3 Réacteur nucléaire

On l'a vu, une réaction de fission nucléaire dégage une quantité phénoménale d'énergie. Le but des centrales nucléaires est de récupérer l'énergie produite dans le réacteur pour chauffer de l'eau qui va faire tourner des turbines. Les produits de fission emportent l'énergie dégagée. L'énergie cinétique des fragments lourds, ralentis immédiatement, chauffe le combustible. Il s'agit en fait juste d'une machine thermique ayant pour source d'énergie une réaction nucléaire de fission.

Petit point vocabulaire sur les combustibles nucléaires :

- Les trois combustibles nucléaires utilisés sont ^{233}U , ^{235}U et ^{239}Pu car ils fissionnent rapidement par capture de neutrons thermiques. On parle de *matériaux fissiles*.
- Sur ces trois matériaux fissiles, un seul existe à l'état naturel ^{233}U . Les deux autres sont instables au vu de la désintégration α et doivent donc être fabriqués dans les réacteurs par capture de neutrons rapides ($T_n \simeq 1 \text{ MeV}$) à partir de *matériaux fertiles* ^{238}U ou ^{232}Th .

On se concentre sur un réacteur fonctionnant avec de l'Uranium 235. En notant A et B les noyaux fils, sa réaction de fission s'écrit

$$n + ^{235}\text{U} = A + B + \bar{\nu}n + \text{leptons}. \quad (2.4)$$

$\bar{\nu}$ représente le nombre moyen de neutrons produits, on a $\bar{\nu} = 2,4$. Comme $\bar{\nu} > 1$ on conçoit qu'il puisse y avoir un effet multiplicateur, les neutrons se multiplient de génération en génération et le taux de réaction augmente. On qualifie ce phénomène de *réaction en chaîne*, illustré en Figure 4.

Les neutrons émis sont des neutrons rapides, avec une vitesse de l'ordre de $20\,000 \text{ km s}^{-1}$. qui sont ralentis (circuits de refroidissement par eau) pour refaire une fission.

Cependant, tous les neutrons produits ne provoquent pas de fission (sinon ça diverge), certains sont capturés par d'autres noyaux, d'autres peuvent s'échapper du milieu. Pour quantifier cela, on définit le coefficient de multiplication neutronique k

$$k = \frac{\text{nombre de neutron fissionnant à l'étape } n+1}{\text{nombre de neutron fissionnant à l'étape } n}. \quad (2.5)$$

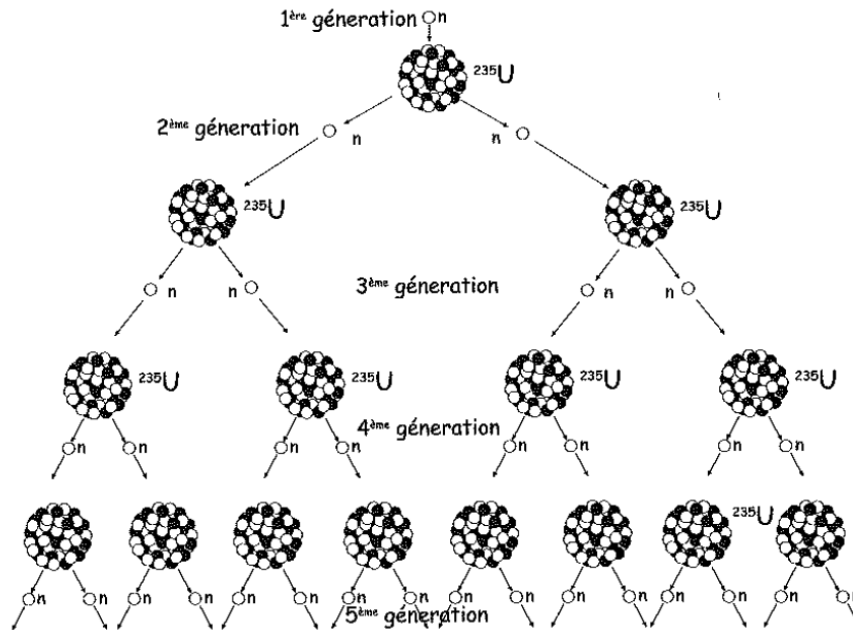


Fig. 4 : Réaction en chaîne

- Si $k < 1$, le régime est dit sous-critique, de moins en moins de neutrons sont utiles et la réaction en chaîne s'arrête d'elle-même.
- Si $k > 1$, le régime est dit surcritique, de plus en plus de neutrons sont utiles et la réaction en chaîne s'emballe.
- $k = 1$, le régime est dit critique, la réaction en chaîne est contrôlée, c'est le régime de fonctionnement des centrales nucléaires.

Masse critique :

Les paramètres influençant ce nombre k sont la géométrie et la masse du matériau fissile. Il existe une masse critique (minimale) en dessous de laquelle la réaction en chaîne ne peut se faire ($k < 1$). Cette masse dépend de la géométrie notamment elle est beaucoup plus faible pour une sphère que pour un parallélépipède.

Pour conclure on peut préciser qu'en France les réacteurs nucléaires utilisent des neutrons lents car ils sont capturés plus facilement par les noyaux d'uranium que les neutrons énergétiques (différence de section efficace). Pour ralentir les neutrons on utilise un modérateur (eau lourde D_{20} par exemple) pour les ralentir et les thermaliser par collisions sur les noyaux du modérateur.

	σ_f	σ_γ	$\bar{\nu}$	η
Neutrons thermiques				
^{233}U	524	69	2,51	2,29
^{235}U	582	108	2,47	2,08
^{238}U	0	2,7	0	0
^{239}Pu	750	300	2,91	2,08
Neutrons rapides (~ 2 MeV)				
^{235}U	1,27	0,10	2,46	2,28
^{238}U	0,52	2,36	2,88	0,52
^{239}Pu	2	0,10	2,88	2,74

Fig. 5 : Surface efficace de collision

3 Fusion

3.1 Énergie et produit de fusion

De même que pour la fission on remarque sur la courbe d'Aston la fusion des petits atomes ($A < 56$ en dessous du fer) pour en former de plus gros est un processus stabilisant donc exothermique. Voici quelques exemples :



Ainsi les énergies dégagées sont plus grandes que pour la fission (on avait 200 MeV pour passer de environ 240 à 120 nucléons c'est à dire environ 1,7 MeV par nucléon ; ici 4 MeV pour passer de 2 à 3 ça correspond donc à 4 MeV). On le voit d'ailleurs sur la courbe d'Aston puisque la pente est plus raide en montée (fusion) qu'en descente (fission).

Fusion nucléaire : Processus au cours duquel deux noyaux réagissent pour former un noyau plus lourd en libérant également de l'énergie.

Remarque :

La fusion des atomes d'hydrogène en hélium dans les étoiles est la réaction initiatrice universelle ! Sans elle il n'y aurait aucun autre atome dans l'univers (à part H).

Mais l'avantage de la fusion n'est pas seulement énergétique : les réactifs sont bien plus abondants que ceux utilisés pour la fission. Dans 300 L d'eau de mer on trouve 1 g de Deutérium de telle sorte que l'eau de mer assurerait la consommation énergétique de l'homme sur un temps de l'ordre du milliard d'années.

3.2 Barrière de fusion

Comme pour la fission il existe une barrière énergétique à franchir pour que l'énergie soit libérée ensuite. Cette fois ci on ne l'interprète pas avec le terme surfacique mais avec le terme coulombien du modèle de la goutte liquide. Rapprocher deux noyaux (chargés positivement) coûte de l'énergie avant qu'ils ne se rapprochent à une distance inférieure à 10 fm. À ce moment l'interaction forte devient prédominante et la fusion est spontanée.

Le principe est le même que précédemment, cette barrière peut être franchie par effet tunnel avec une probabilité qui augmente avec l'énergie des noyaux :

$$E = 1 \text{ keV} \implies P \sim 1 \times 10^{-13} \quad (3.4)$$

$$E = 10 \text{ keV} \implies P \sim 1 \times 10^{-3} \quad (3.5)$$

La taille de la barrière augmente si la charge des noyaux augmente. La fusion des noyaux légers est donc majoritaire à faible énergie.

3.3 Réacteur de fusion

La fusion nucléaire, bien que présentant de nombreux avantages, n'est pas encore utilisée aujourd'hui pour produire de l'énergie pour plusieurs problèmes techniques :

- Pour donner une énergie suffisante aux noyaux il est nécessaire d'atteindre des températures très élevées de l'ordre de 1×10^7 K. De même, il faut une très forte pression.
- Il faut que la production soit rentable i.e. que l'énergie dépensée pour maintenir le réacteur à cette température soit plus faible que l'énergie récupérée (critère de Lawson).
- Pour ne pas endommager le matériel (n'importe quel métal fond à cette température) il est nécessaire de confiner le plasma pour qu'il ne soit pas en contact avec le réacteur. On peut pour cela utiliser un confinement magnétique (Tokamak) soit un confinement inertiel par laser. Dans tous les cas c'est encore beaucoup d'énergie nécessaire.

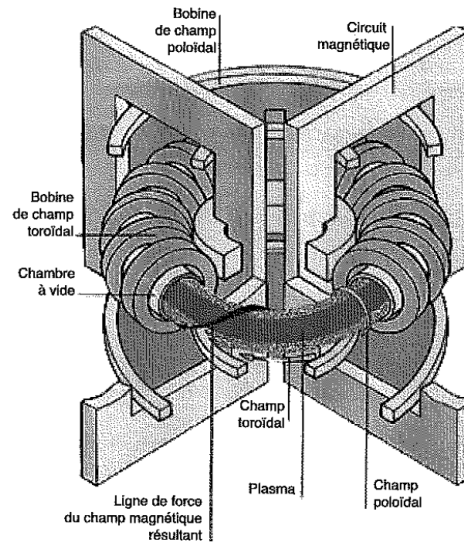


Fig. 6 : Schéma de fonctionnement d'un Tokamak

Critère de Lawson :

On note τ le temps pendant lequel le plasma garde sa température T . L'énergie volumique nécessaire pour maintenir le tokamak à la température T est $3nk_B T$. La puissance volumique nécessaire à fournir est donc :

$$P_{cot} = 3 \frac{nk_B T}{\tau} \quad (3.6)$$

Où n est la densité de réactifs. De plus on peut calculer la puissance libérée par la réaction :

$$P_{fournie} \propto n^2 \quad (3.7)$$

On obtient un critère appelé *critère de Lawson* :

$$n\tau > \alpha \quad \text{avec} \quad \alpha \sim 1,5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}/\text{s} \quad (3.8)$$

Où on a supposé que toute l'énergie créée était récupérée.

Type	$n(\text{m}^{-3})$	$\tau(\text{s})$	$T(\text{keV})$
Tokamak ITER	10^{20}	1	10 à 20
Inertiel (grav)	10^{31}	10^{-11}	10
Soleil Laser	$7 \cdot 10^{30}$	10^{17}	1,3

Fig. 7 : Ordres de grandeurs et critère de Lawson. Pour les étoiles, le temps τ est très grand ce qui fait que le critère est facilement vérifié. Pour l'ITER, τ est plus grand que dans le cas d'un confinement laser mais en contre partie la densité en noyau est beaucoup plus faible. Le produit est de l'ordre de $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}/\text{s}$

Conclusion

Aujourd'hui nous avons vu comment à partir de la stabilité relative des noyaux et de la courbe d'Aston on pouvait prévoir deux types de réactions nucléaires exothermique : les réaction de fission et de fusion. Actuellement seule la fission nucléaire est utilisée de manière viable pour nous fournir de l'énergie tandis que les expérimentations sur la fusion continuent avec notamment ITER.

Les réactions nucléaires, notamment la fusion sont également d'importance capitale en astrophysique dans l'étude des étoiles. Ces dernières ont pour source d'énergie la fusion nucléaire de l'hydrogène en hélium. Au cours de leur vie, certaines étoiles auront alors épuisé les réserves d'hydrogène et c'est alors l'hélium qui commencera à fusionner. Pour certaines étoiles cela peut continuer jusqu'au fer qui lui ne peut être fusionné du fait de sa stabilité maximale. Ces mécanismes font partie de ce qu'on appelle la *nucléosynthèse stellaire*.

4 Questions et commentaires

4.1 Questions

-

4.2 Commentaires

-