

## 7 La fission

En 1939, Otto Hahn et Fritz Strassmann bombardent des noyaux de  $^{235}\text{U}$  et découvrent que, parfois, ils se fissionnent en deux noyaux de masse moyenne. Ils découvrent au même moment que :

1. de l'énergie était libérée,
2. des neutrons supplémentaires étaient éjectés.

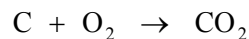
On a baptisé fission, la division d'un noyau lourd en deux noyaux plus légers. Dès qu'ils apprirent cette découverte, Lise Meitner et Otto Frisch déduisirent que l'on pourrait exploiter les neutrons issus de la fission pour provoquer d'autres fissions, en avalanche, et libérer ainsi d'énormes quantités d'énergie.

### 7.1 Énergie libérée par la fission

Avant le XX<sup>e</sup> siècle, l'on croyait que la masse et l'énergie étaient des quantités distinctes, chacune régie par leur propre loi de conservation.

- a) D'après la loi de la conservation de la masse, la masse ne peut être ni créée ni être détruite.
- b) D'après la loi de la conservation de l'énergie, l'énergie ne peut être ni créée ni être détruite.

La combustion du carbone illustre ces deux lois. Un atome de carbone réagit chimiquement avec une molécule d'oxygène conformément à l'équation suivante :



Chaque réaction libère presque 5 eV d'énergie. Si l'on collecte tout le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) produit par la combustion d'une certaine quantité de carbone (C) et qu'on le pèse, on constate que la masse de ce gaz est égale à la masse combinée du carbone et de l'oxygène ( $\text{O}_2$ ). La masse est donc conservée.

Les 5 eV d'énergie thermique libérée proviennent de l'énergie chimique potentielle convertie en chaleur par la combustion. L'énergie est transformée d'une forme en une autre, mais elle n'est ni créée ni détruite. La quantité totale d'énergie ne change pas, elle est donc conservée.

On peut appliquer ces deux lois de conservation à la plupart des phénomènes, sauf à la fission et aux autres réactions nucléaires qui semblent les transgresser. La destruction de masse crée de l'énergie, alors que la destruction d'énergie crée de la masse. Dès 1905, Albert Einstein avait prédit la conversion masse-énergie. En résolvant des paradoxes de la physique classique, il démontra que masse et énergie étaient liées entre elles :

$$E = mc^2,$$

où :  $E$  : une quantité d'énergie (en joules)  
 $m$  : une variation de masse (en kilogrammes)  
 $c$  : la vitesse de la lumière (environ  $3 \times 10^8$  m/s)

Cette relation est exacte, quoiqu'elle ne soit pas mesurable dans les réactions chimiques. Considérons, par exemple, la combustion complète d'un kilo de charbon.

On tire  $3,36 \times 10^7$  joules de la combustion d'un kilogramme de charbon, soit presque 10 kWh ( $3,6 \times 10^6$  J = 1 kWh).

De  $E = mc^2$ ,

$$m(\text{convertie}) = \frac{E}{c^2} = \frac{3,36 \times 10^7 \text{ J}}{(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2} = 3,7 \times 10^{-10} \text{ kg}.$$

Il est impossible de mesurer cette fraction minime du kilogramme initial de charbon.

Un calcul analogue montre que brûler un atome de carbone convertit en énergie que quelques milliardièmes d'unité de masse.

Énergie de la conversion d'un atome de C en CO<sub>2</sub> : 5 eV.

En utilisant le facteur de conversion masse-énergie de 931,5 MeV/u, on obtient une masse de :

$$5 \times 10^{-6} \text{ MeV} / 931,5 \text{ (MeV/u)} = 0,000\ 000\ 005\ 4 \text{ u}.$$

Ce qui représente un dix-millième de la masse d'un électron. Nous n'avons pas la technologie nécessaire pour mesurer un si petit écart de masse.

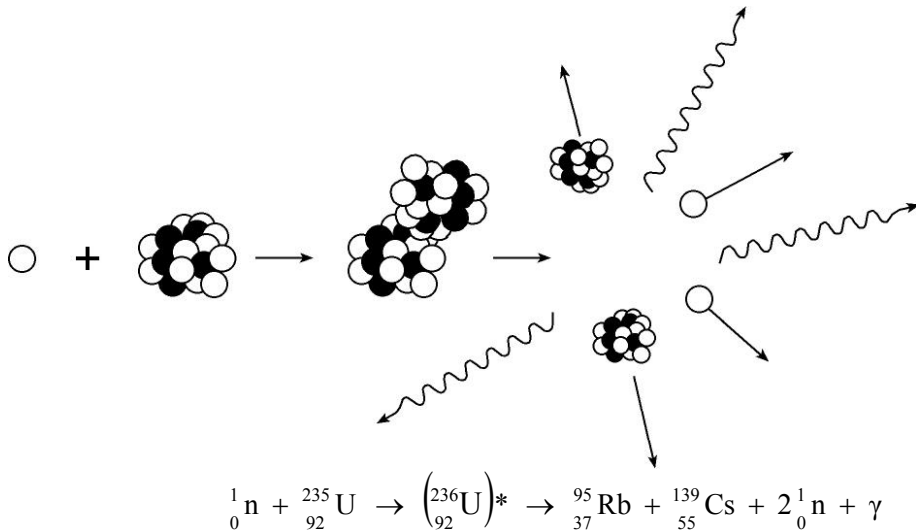
Aux fins de comparaison, considérons la fission complète de un gramme de  $^{235}\text{U}$ .

Énergie de la fission de un gramme de  $^{235}\text{U}$  :  $8,2 \times 10^{10}$  joules, ce qui correspond à près de 1 MWj (un mégawatt-jour) d'énergie thermique [24 000 kWh = 1 MWj].

$$m(\text{convertie}) = \frac{E}{c^2} = \frac{8,2 \times 10^7 \text{ J}}{(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2} = 9 \times 10^{-4} \text{ g}$$

Pour produire 1 MWj, il a fallu convertir presque 1 mg de la masse en énergie, soit 0,1 % de la masse de départ, une quantité mesurable. Cet exemple montre que la fission de tous les atomes contenus dans un gramme de  $^{235}\text{U}$  produirait 1 MWj d'énergie thermique. Une seule fission ne produit pas beaucoup d'énergie, mais un gramme d'uranium naturel contient  $1,8 \times 10^{19}$  atomes de  $^{235}\text{U}$  et un réacteur CANDU peut en fissionner presque les trois quarts. (Comparez l'énergie tirée d'un gramme d'uranium 235 à celle tirée d'un kilogramme de charbon.)

Considérons en détail la fission d'un atome de  $^{235}\text{U}$ . Un neutron pénètre dans le noyau pour former un noyau de  $^{236}\text{U}$  très excité qui se fissionne. La figure suivante montre une fission typique :

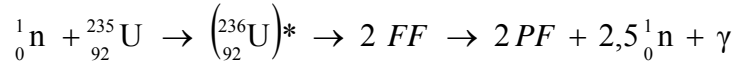


Masse des réactifs :	236,05 u
Masse des produits :	<u>235,865 u</u>
Masse convertie :	0,19 u

La transformation de 0,19 u de masse a libéré instantanément presque 180 MeV d'énergie. Si l'on y ajoute l'énergie subséquentement libérée par les désintégrations radioactives, on tire près de 200 MeV de la fission.

## 7.2 Fragments de la fission

L'équation générale de la fission de l'uranium est :



Le noyau composé, formé de la capture du neutron thermique possède un énorme excédent d'énergie. L'astérisque indique que l'uranium 236 est excité. L'équation montre la fission instantanée du noyau composé, en deux *fragments de fission* : *FF*.

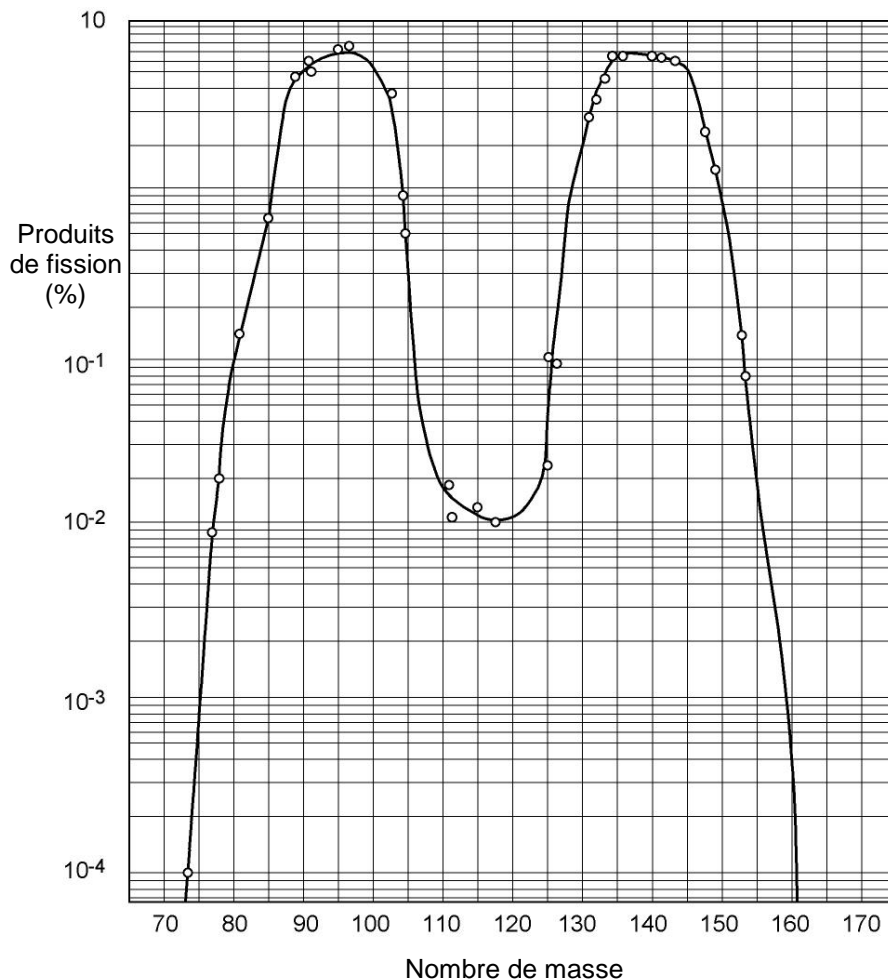
Les premiers fragments de fission s'échappent du lieu de la fission avec des vitesses d'environ  $9 \times 10^6$  m/s (soit 32 millions de kilomètres à l'heure). La plus grande partie de l'énergie de fission ( $\approx 84\%$ ) est sous forme d'énergie cinétique des fragments de fission.

Les fragments portent une très forte charge positive. Ils sont rapidement freinés et déposent leur énergie sur une très petite distance (moins de  $5 \times 10^{-4}$  cm). L'énergie d'ionisation est communiquée à la matière environnante (le combustible). L'excitation des atomes proches et quelques collisions directes des fragments sur les noyaux atomiques transfèrent un peu d'énergie. Le combustible s'échauffe à cause de l'agitation des atomes et molécules provoquée par ces interactions.

Les premiers fragments sont fortement excités et instables. Ils se désintègrent quasi instantanément en d'autres noyaux instables, mais dont la période est plus longue, appelés *produits de fission*, *PF*, dans l'équation ci-dessus. Les neutrons de fission et les rayons gamma instantanés, qui apparaissent dans l'équation, sont émis par ce processus.

Les produits de fission ont une proportion de neutrons et de protons semblable à celle du noyau de  ${}^{235}\text{U}$  (soit  $N/Z = 143/92 = 1,55$ ). Ils sont toutefois plus légers et le rapport neutron/proton nécessaire à leur stabilité est inférieur, soit environ 1,3 pour le fragment léger ( $A \approx 95$ ) et 1,4 pour le fragment lourd ( $A \approx 140$ ). Puisqu'ils comptent trop de neutrons, les produits de fission se désintègrent donc par l'émission d'une particule bêta et d'un rayon gamma.

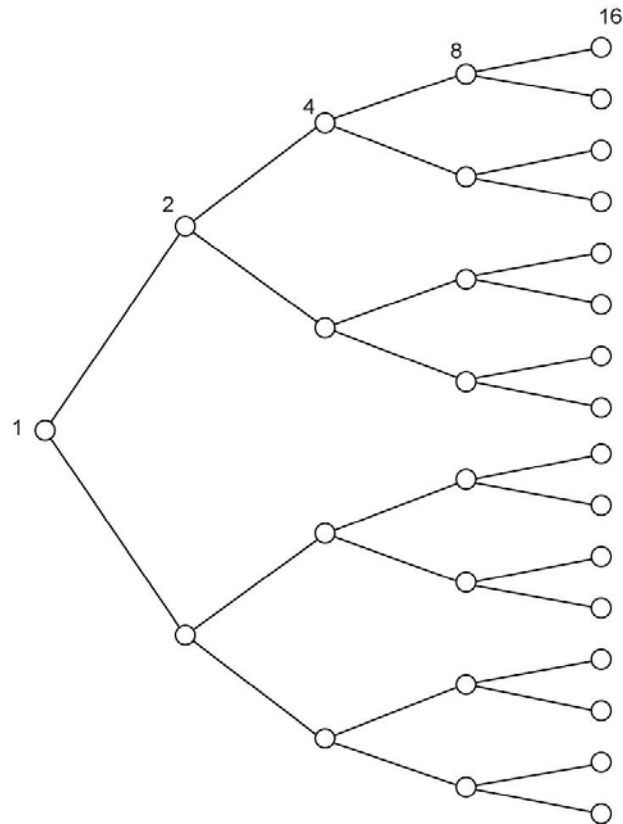
La masse des produits de fission tombe dans la gamme étroite montrée à la figure 7.1. Une fission typique produit un fragment lourd et un fragment léger qui emporte avec lui la plus grande partie de l'énergie cinétique.



**Figure 7.1 — Distribution des produits de fission**

### 7.3 La réaction en chaîne

Une fission libère généralement entre zéro et cinq neutrons. La moyenne est d'environ 2,5 neutrons par fission d'atome d'uranium 235. Dans de bonnes conditions, ces neutrons provoqueront d'autres fissions. La figure 7.2 illustre la libération de deux neutrons par un neutron, suivi de celle de quatre neutrons par les deux neutrons de première génération, jusqu'à celle de seize neutrons à la quatrième génération. Après dix générations, plus de mille fissions auront été provoquées.



**Figure 7.2**  
**La réaction en chaîne**

Cette génération exponentielle ne convient pas à la production d'électricité, laquelle exige une source d'énergie stable. Dans un réacteur de puissance, chaque fission ne doit provoquer qu'une seule autre fission. En conséquence, 1,5 neutron doit servir à autre chose qu'à provoquer une autre fission. On appelle *réaction en chaîne auto-entretenu*, cette condition particulière où chaque fission ne provoque qu'une seule autre fission. Nous en discuterons plus en détail dans un chapitre ultérieur.

## 7.4 Neutrons

### 7.4.1 Neutrons instantanés et retardés

La plupart (99,35 %) des neutrons issus de la fission de  $^{235}\text{U}$  sont produits à l'instant même de la fission ( $10^{-14}$  secondes après l'absorption du neutron). Les 0,65 % restants sont émis par la désintégration d'une petite fraction de produits de fission.

On appelle neutrons instantanés les neutrons libérés au moment de la fission. En moyenne, un produit de fission existe pendant treize secondes avant d'émettre un neutron. On appelle *neutrons retardés* ces

neutrons qui, comme nous l'exposerons plus tard, sont indispensables pour la maîtrise du réacteur.

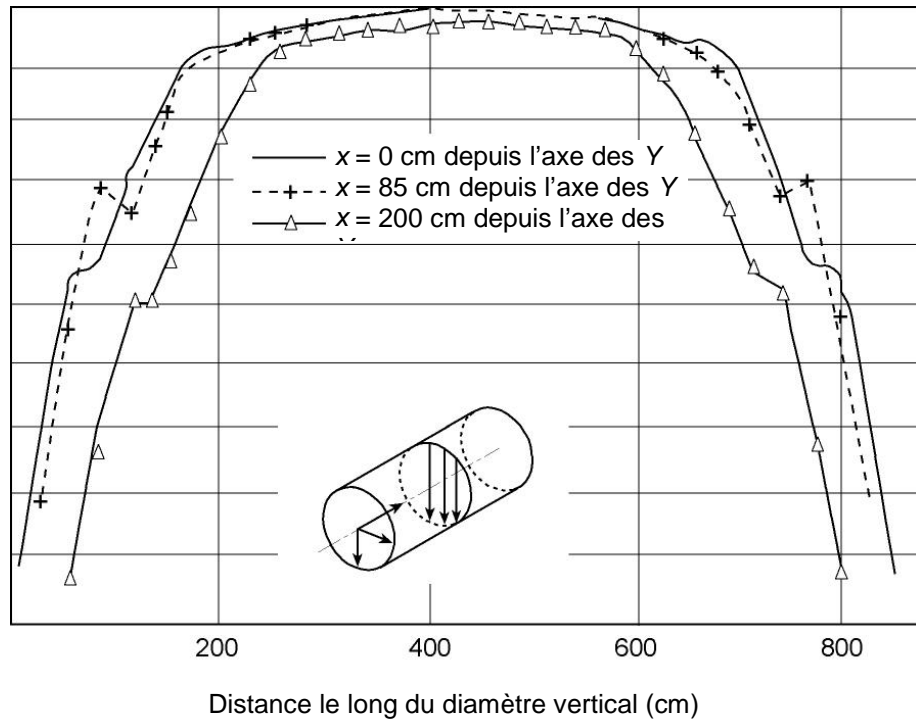
#### 7.4.2 Énergie des neutrons

Les neutrons nés de la fission ont des énergies plutôt élevées : près de 2 MeV. Ces neutrons à haute énergie se déplacent à une fraction de la vitesse de la lumière — ce sont les *neutrons rapides*. Ils sont ralentis par leurs collisions élastiques et inélastiques avec les noyaux voisins, jusqu'à ce qu'ils soient en équilibre thermique (énergétique) avec leur environnement.

Une fois ralentis, ces neutrons se diffusent dans le cœur du réacteur et sont bousculés par les molécules voisines. (Lors de ces collisions subséquentes avec les molécules, il est tout aussi probable qu'un neutron absorbe ou perde de l'énergie.) On appelle *neutrons thermiques*, ces neutrons en équilibre thermique avec leur environnement. À 20 °C, l'énergie des neutrons thermiques est de 0,025 eV. Les neutrons thermiques sont des « neutrons lents ».

#### 7.4.3 Le flux neutronique

La probabilité d'interaction d'un neutron thermique avec un noyau est beaucoup plus élevée que celle d'un neutron rapide. À tous les points du réacteur, l'effet des neutrons thermiques dépend, à la fois du nombre de neutrons et de leur vitesse. Ces deux propriétés sont résumées dans une quantité, le *flux neutronique*, que l'on représente par la lettre grecque  $\phi$  (phi). Le flux neutronique est le nombre de neutrons traversant un volume (dans des directions aléatoires), à chaque seconde. Dans le cadre de ce cours, on peut penser que le flux neutronique est une fonction de la population de neutrons et qu'un flux plus élevé implique qu'un nombre plus grand de neutrons « visiteront » les cibles potentielles. La figure 7.3 montre le flux de neutrons thermiques dans un des réacteurs de la centrale de Bruce. Les distributions de ce flux seront discutées plus loin dans ce cours.



**Figure 7.3**  
**Flux neutronique**

### 7.5 Section efficace des neutrons

Au chapitre 5, nous avons étudié deux types d'interactions neutroniques : la diffusion et l'absorption. La probabilité d'interaction avec un neutron dépend du type de noyau. Un noyau cible donné présente, pour chacune des réactions neutroniques, une probabilité d'interaction qui lui est particulière.

On appelle *section efficace* la probabilité de réaction d'un noyau cible soumis à un bombardement de neutrons. Elle est dénotée par la lettre grecque  $\sigma$  (sigma). Un noyau présente des sections efficaces différentes pour des réactions différentes, qui sont dénotées par différents indices : par exemple,  $\sigma_a$  dénote la section efficace d'absorption, alors que  $\sigma_f$  représente la section efficace pour la fission. Les sections efficaces sont mesurées en *barn* ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Le *barn* (en anglais : grange) est une grosse unité. Pour un neutron, une aire de  $10^{-24} \text{ cm}^2$  est aussi grande qu'une porte de grange pour un humain. (On utilise aussi le femtomètre carré,  $1 \text{ barn} = 100 \text{ fm}^2$ ).



On peut se représenter la section efficace neutronique, dont les dimensions sont celles d'une surface, comme la cible effective présentée par noyau bombardé par un neutron. Cependant, la section efficace n'a pas de relation directe avec la géométrie réelle du noyau, elle dépend de :

1. la composition de l'isotope cible,
2. l'énergie du neutron incident.

Nous discuterons de ces deux conditions dans les paragraphes suivants.

#### 7.5.1 Effet de la composition

La section efficace de fission de l'uranium 235 par des neutrons est de 580 barns. Toutefois, cet isotope ne constitue que 0,7 % de l'uranium naturel. Le reste, 99,3 %, est composé d'uranium 238, dont la section efficace pour les neutrons thermiques est nulle. Ainsi, la section efficace pour la fission de l'uranium naturel (utilisé dans le combustible CANDU) est :

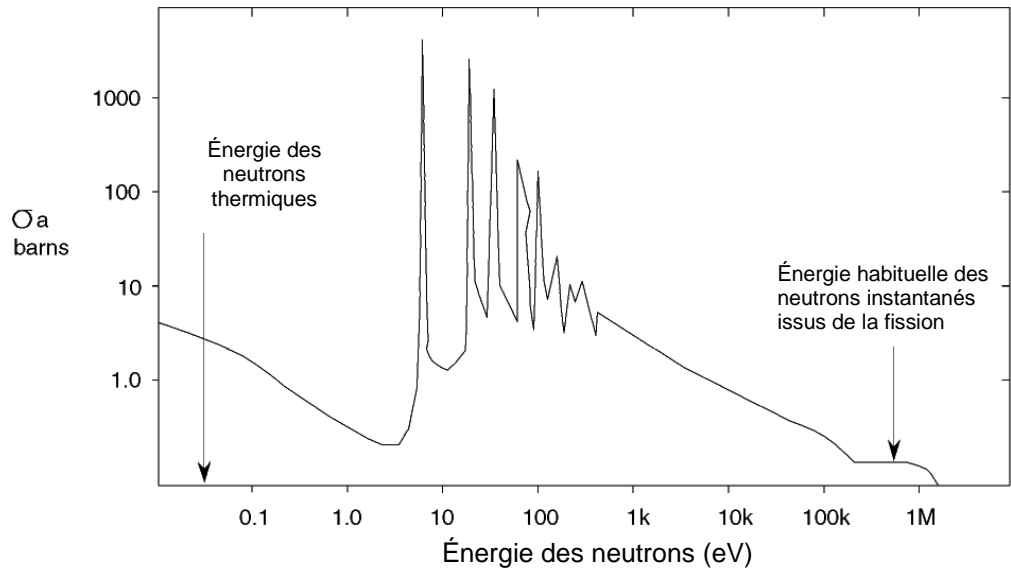
$$\sigma_f^{U^{nat}} = 0,993 \times 0 + 0,007 \times 580 \text{ barns} \approx 4 \text{ barns} .$$

Le combustible enrichi en  $^{235}\text{U}$ , normalement utilisé dans les réacteurs à eau légère, présente une section efficace de :

$$\sigma_f^{enr\ 2\%} = 0,98 \times 0 + 0,002 \times 580 \text{ barns} \approx 11,6 \text{ barns} .$$

Ce qui montre que l'enrichissement accroît la section efficace de fission du combustible. Provoquer une fission est donc trois fois plus probable pour un neutron qui pénétrerait dans du combustible enrichi que s'il entrait dans du combustible CANDU.

Cent tonnes de combustible (une masse normale pour un grand réacteur) contiennent environ sept cents kilogrammes d'uranium 235, s'il s'agit d'uranium naturel, ou deux tonnes d'uranium 235 s'il s'agit d'uranium enrichi à 2 %. L'enrichissement rend possible la fission dans les réacteurs à eau légère, puisque cette réaction est en équilibre avec l'absorption des neutrons par l'eau. Les réacteurs CANDU sont conçus pour maximiser l'utilisation des neutrons et fonctionnent, en dépit de la probabilité inférieure de fission. Nous décrirons comment au prochain chapitre.



**Figure 7.4 — Variation de la section efficace d'absorption par l'uranium 238, en fonction de l'énergie du neutron**

### 7.5.2 Effet de l'énergie des neutrons

La section efficace de la réaction d'absorption diminue globalement en fonction de l'énergie des neutrons. Par exemple, la section efficace de fission pour  $^{235}\text{U}$  d'un neutron thermique est de 580 barns, alors qu'elle n'est que de 2 barns pour un neutron rapide (2 MeV). En d'autres termes, la fission est plus probable (en fait, 290 fois plus probable) si les neutrons sont thermalisés.

La figure 7.4 montre la section efficace d'absorption des neutrons par l'uranium 238. La section efficace de l'uranium 238 pour l'absorption des neutrons thermiques diminue lentement en fonction de leur vitesse. Cette courbe est typique des sections efficaces d'absorption de la plupart des noyaux. La taille des cibles *vue*s par des noyaux thermiques diminue à mesure que l'on augmente la vitesse des neutrons thermiques, toutefois, ces cibles sont *visitées* plus fréquemment. Pour beaucoup de substances, ces deux effets s'annulent et conséquemment l'absorption neutronique ne dépendra pas fortement de la vitesse des neutrons thermiques.

On appelle *pics d'absorption des neutrons par résonance*, les maximums de section efficace entre  $\approx 10$  eV et  $\approx 1$  keV, visibles à la figure 7.4. Le pic le plus élevé culmine à plus de 6000 barns. Ce sont les seules énergies auxquelles les neutrons sont très absorbés par l'uranium 238. Lorsqu'un neutron dont l'énergie avoisine ces valeurs

pénètre le combustible, il est presque sûr qu'il sera absorbé par l'uranium 238. La plupart des noyaux présentent des résonances, mais celles de l'uranium 238 sont particulièrement importantes, puisque l'on retrouve de grandes quantités de ces atomes dans le cœur des réacteurs CANDU.

## 7.6 Notions principales

- La fission d'un noyau se traduit par la libération d'énergie et l'éjection d'autres neutrons.
- L'énergie libérée provient de la conversion de la masse, selon la célèbre formule d'Albert Einstein :  $E = mc^2$ .
- Une seule fission libère environ 200 MeV d'énergie.
- Près de 85 % de l'énergie libérée est sous la forme d'énergie cinétique des produits de fission.
- Le reste est réparti entre les gammas émis au moment de la fission et l'énergie cinétique des neutrons.
- Après la fission, de l'énergie est encore libérée par la désintégration des produits de fission.
- On obtient une réaction en chaîne lorsque les neutrons éjectés par une fission provoquent la fission d'autres noyaux.
- Les neutrons rapides sont émis au moment de la fission.
- Les neutrons retardés sont émis après la fission, lors de la désintégration des produits de fission.
- Presque tous les noyaux absorbent des neutrons. On appelle *section efficace d'absorption*, la probabilité d'absorption d'un neutron par un noyau. Elle est mesurée en *barns*.

## 7.7 EXERCICES

1. Expliquez d'où provient l'énergie libérée par la fission.
2. Écrivez l'équation générale de la fission du  ${}_{92}^{235}\text{U}$ .
3. Précisez quelle quantité d'énergie est libérée par une fission et sous quelle forme.
4. Décrivez ce qu'est une réaction en chaîne auto-entretenue.
5. Définissez les termes suivants :
  - a) neutron thermique
  - b) neutron rapide
  - c) neutron retardé
6. Qu'est-ce que la section efficace d'absorption de neutron et quelle unité utilise-t-on pour l'exprimer?
7. Comment la probabilité de fission de l'uranium 235 varie-t-elle en fonction de l'énergie du neutron?
8. Pourquoi les neutrons retardés sont-ils importants bien qu'ils ne constituent qu'une faible proportion des neutrons dans le cœur du réacteur?