

Frédéric MAYET

Master et écoles
d'ingénieurs

Physique nucléaire appliquée

4^e
édition



COURS COMPLET

- Cours
- Exercices corrigés
- Nombreux exemples

Notons qu'il existe également la notion de *durée de vie* τ , définie par le temps nécessaire pour diviser par e le nombre de noyaux initialement présents. On a alors

$$N_X(t) = N_X^0 e^{-t/\tau}$$

La notion de durée de vie n'est pas ou peu utilisée en physique nucléaire. Le terme l'est parfois, ce qui peut porter à confusion.

1.4.4 Activité d'un échantillon de noyaux radioactifs

L'**activité** d'un échantillon de noyaux radioactifs $^A X$, notée $a_X(t)$, est définie comme le nombre de désintégrations par unité de temps. En notant que le nombre de désintégrations pendant dt est δN^{des} , on a par définition :

$$a_X(t) = \frac{\delta N^{\text{des}}}{dt} \quad (1.17)$$

En utilisant (1.9), on en déduit une relation entre l'activité et le nombre de noyaux :

$$a_X(t) = \lambda N_X(t) \quad (1.18)$$

Cette relation s'interprète de manière assez intuitive : le nombre de désintégrations par unité de temps est égal au produit du nombre de noyaux par leur probabilité de désintégration par unité de temps.

Les relations (1.17) et (1.18) sont valables dans tous les cas. Si on se restreint au cas de la filiation simple et en utilisant (1.12), on montre facilement que la loi suivie par l'activité est :

$$a_X(t) = a_X^0 e^{-\lambda t} \quad (1.19)$$

où $a_X(t=0) = a_X^0$.

Notons que si le noyau produit lors de la désintégration est lui-même radioactif, l'activité de l'échantillon a_{ech} est égale à la somme²⁰ des activités des noyaux radioactifs produits a_i :

$$a_{\text{ech}} = \sum_i a_i \quad (1.20)$$

L'unité du système international (SI) de l'activité est le Becquerel (Bq), définie par :

Définition

1 Bq correspond à 1 désintégration par seconde

À titre d'illustration, considérons un déchet nucléaire composé de noyaux radioactifs de période T . Au temps $t = T$, l'activité est divisée seulement par 2. Au bout de 10 périodes, l'activité est divisée par environ 1000. Ainsi, la classification française des déchets radioactifs distingue les déchets à vie courte²¹ (VC) et les déchets à vie longue (VL), car leur stockage est requis sur des échelles de temps très différentes. La limite entre les deux a été choisie égale à 31 ans, soit un peu plus que la période du $^{137}_{55}\text{Cs}$ ($T = 30,1$ ans).

²⁰à condition qu'ils demeurent dans l'échantillon, i.e. qu'ils ne soient pas gazeux.

²¹Il serait plus précis de parler de période courte.

	Limite inférieure	Limite supérieure
Haute Activité (HA)	1 GBq/g	
Moyenne Activité (MA)	1 MBq/g	1 GBq/g
Faible Activité (FA)	100 Bq/g	1 MBq/g
Très Faible Activité (TFA)		100 Bq/g

Table 1.2: Classification des déchets radioactifs en France. On trouvera plus de détails sur cette thématique page 206.

1.4.5 Activité massique d'un échantillon de matière

On définit l'activité massique a_m d'un échantillon de masse m , comme le rapport de l'activité totale de l'échantillon à sa masse :

$$a_m = \frac{a}{m} \quad (1.21)$$

L'unité SI de l'activité massique est le Bq/g.

En France, la classification des déchets radioactifs repose sur deux grandeurs : la période, avec la distinction vie courte/vie longue et l'activité massique. On distingue ainsi 4 niveaux d'activité massique depuis la très faible activité (TFA) à la haute activité (HA), cf. tab. 1.2.

Ces activités massiques induites peuvent être comparées à celle de la radioactivité naturelle. Le corps humain présente par exemple une activité massique moyenne de l'ordre de 100 Bq/kg, provenant principalement du potassium 40 et du carbone 14. L'activité volumique est également utilisée. On mesure ainsi une activité volumique moyenne dans les habitations variant entre ~ 0 et ~ 100 Bq/m³, en fonction des matériaux utilisés et de la roche environnante. Elle provient du radon 222 qui fait partie de la descendance de l'uranium 238 (cf. page 22).

1.4.6 Séries radioactives

Lorsqu'un noyau se désintègre, il se transforme souvent en un noyau lui-même radioactif qui se désintègre à son tour. Cela donne lieu à une chaîne de désintégrations, aussi appelée **série radioactive** ou filiation. De manière générique, celle-ci s'écrit :

$$X_1 \xrightarrow{\lambda_1} X_2 \xrightarrow{\lambda_2} \dots X_{m-1} \xrightarrow{\lambda_{m-1}} X_m \xrightarrow{\lambda_m} X_{m+1} \dots \xrightarrow{\lambda_{N-1}} X_N \text{ (stable)} \quad (1.22)$$

1) Équations de Bateman de la filiation simple

On cherche à calculer l'évolution du nombre de noyaux $N_m(t)$ d'une espèce m dans une série radioactive donnée par (1.22). On se place dans le cas où l'échantillon ne contient initialement que des noyaux X_1 , i.e. $N_m(t=0) = 0$, sauf $N_1(t=0) = N_1^0$.

La solution pour le noyau père $m = 1$ est celle vue précédemment (1.12).

Pour le noyau $m = 2$, la variation infinitésimale est donnée par

$$dN_2 = -\lambda_2 N_2 dt + \lambda_1 N_1 dt \quad (1.23)$$

Après intégration, on trouve²²

$$N_2(t) = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (1.24)$$

La variation infinitésimale pour le noyau $m < N$ est donnée par

$$dN_m = -\lambda_m N_m dt + \lambda_{m-1} N_{m-1} dt \quad (1.25)$$

Il s'agit d'un système d'équations différentielles couplées qui portent le nom d'**équations de Bateman de la filiation simple**. Harry Bateman a montré [4] que la solution s'écrit²³

$$N_m(t) = \frac{N_1^0}{\lambda_m} \sum_{i=1}^m C_i^m e^{-\lambda_i t} \text{ avec } m < N \quad (1.26)$$

où les coefficients C_i^m sont donnés par :

$$C_i^m = \frac{\prod_{j=1}^m \lambda_j}{\prod_{j=1, j \neq i}^m (\lambda_j - \lambda_i)} \text{ avec } m < N \quad (1.27)$$

Si nécessaire, le nombre de noyaux de X_N peut être trouvé facilement, en notant que

$$dN_N = +\lambda_{N-1} N_{N-1} dt$$

Les équations (1.26) et (1.27) constituent les solutions des équations de Bateman de la filiation simple. Elles permettent par exemple de calculer l'évolution en fonction du temps de l'activité d'un fût de déchets radioactifs.

2) Equilibre séculaire

Une série radioactive est dite en équilibre séculaire jusqu'au rang p si à un temps t elle vérifie les deux conditions suivantes :

- la période du noyau père (T_1) est grande devant les périodes de tous les noyaux fils : $T_1 \gg T_m, m \geq 2$
- le temps t est grand devant les périodes des noyaux fils jusqu'au rang p : $t \gg T_m, 2 \leq m \leq p$.

À cet instant t , on dit que la série radioactive est en équilibre séculaire jusqu'au noyau X_p .

On peut alors simplifier l'équation (1.26) car tous les termes exponentiels sont petits²⁴ sauf le premier ($m = 1$). On a alors

$$N_m(t) = \frac{N_1^0}{\lambda_m} C_1^m e^{-\lambda_1 t} \text{ pour } 2 \leq m \leq p \quad (1.28)$$

²²cf. exercice 1.3.

²³La démonstration est faite par récurrence et en profitant astucieusement des propriétés de la transformée de Laplace.

²⁴On a $\lambda_m t \gg 1$ pour $2 \leq m \leq p$.

avec

$$C_1^m = \frac{\prod_{j=1}^m \lambda_j}{\prod_{j=2}^m (\lambda_j - \lambda_1)} \simeq \frac{\prod_{j=1}^m \lambda_j}{\prod_{j=2}^m \lambda_j} \simeq \lambda_1 \quad \text{car } \lambda_j \gg \lambda_1 \quad (1.29)$$

On en déduit donc pour $2 \leq m \leq p$:

$$N_m(t) = \frac{\lambda_1 N_1^0}{\lambda_m} e^{-\lambda_1 t} = \frac{a_1(t)}{\lambda_m} \quad (1.30)$$

On constate que les activités de tous les noyaux jusqu'à X_p sont égales à celle du noyau père :

$$a_1(t) = \dots = a_m(t) = \dots = a_p(t) \quad (1.31)$$

Ce résultat est assez intuitif car dans les conditions $t \gg T_m$, $2 \leq m \leq p$, on peut considérer que les désintégrations de tous les noyaux jusqu'à X_p , sauf le noyau père, sont instantanées. Ainsi, le taux de désintégration est imposé par le noyau père.

Par conséquent, l'activité a_{tot} d'un échantillon en équilibre séculaire jusqu'au rang p est égale à l'activité du noyau père multipliée par le nombre de noyaux en équilibre (p), soit

$$a_{\text{tot}}(t) = p \times a_1(t) \quad (1.32)$$

1.4.7 Séries radioactives naturelles

Pour être encore présente à l'état naturel sur Terre, une série doit comporter un noyau dont la période est comparable à l'âge de la Terre ($\sim 4,5 \times 10^9$ ans). Ce noyau constitue la tête de la série et est le seul d'origine primordiale (*i.e.* depuis la formation de la Terre). Les autres noyaux de la série ont disparu par désintégration. On observe cependant les noyaux créés à la suite de la désintégration de la tête de la série, éventuellement en équilibre séculaire si l'on considère des temps géologiques. Une série radioactive se termine lorsque l'un des noyaux fils est stable.

Pour les noyaux lourds, la situation est particulière du fait de l'existence de quatre isotopes stables (^{205}Tl , ^{206}Pb , ^{207}Pb et ^{208}Pb) qui terminent 4 longues séries radioactives. De fait, au-delà du plomb, il n'existe que trois séries radioactives naturelles. La quatrième (série du neptunium 237) est absente sur Terre.

Une série radioactive peut également être alimentée de manière artificielle, par exemple en réacteur par capture neutronique sur les noyaux constituant le combustible. De ce fait, les séries radioactives ont un impact sur le fonctionnement du réacteur et la radiotoxicité du combustible utilisé.

1) Série de l'uranium 238

La figure 1.5 présente la série radioactive naturelle de l'uranium 238. Il s'agit d'un noyau émetteur α avec une période très longue $T = 4,5 \times 10^9$ ans, quasiment égale à l'âge estimé de la Terre. Cela explique en particulier son abondance relativement importante sur Terre. L'uranium est en effet beaucoup plus abondant que l'or [5] et les gisements exploités en 2023 [6] se trouvent au Kazakhstan (43 %), Canada (15 %), Namibie (11 %), Australie (9 %), Ouzbékistan (7 %) et Niger (4 %). La

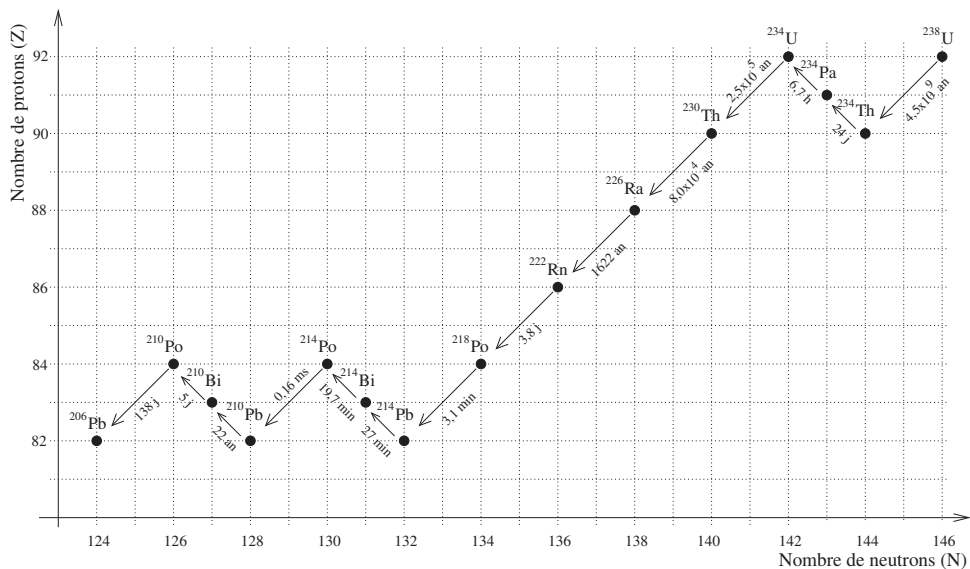


Figure 1.5: La série radioactive naturelle de l'uranium 238.

production mondiale annuelle des mines d'uranium s'élève à 54597 tonnes en 2023 [6].

Parmi les descendants de l'uranium 238, on peut noter la présence d'uranium 234 de période beaucoup plus courte ($T = 2,5 \times 10^5$ ans). Si l'uranium 234 initialement présent sur Terre a disparu depuis longtemps, ce noyau est néanmoins présent à l'état de traces dans l'uranium naturel car il est en équilibre séculaire, pour des temps de l'ordre du million d'années, dans la série radioactive de l'uranium 238. L'abondance relative de l'uranium 234 peut être calculée facilement en utilisant (1.31) :

$$\frac{N(^{234}\text{U})}{N(^{238}\text{U})} = \frac{T(^{234}\text{U})}{T(^{238}\text{U})} = 5,5 \times 10^{-5} \quad (1.33)$$

On constate sur la figure 1.5 que pour des temps géologiques (supérieurs au million d'années), la série radioactive de l'uranium 238 est complètement en équilibre séculaire. L'activité d'un échantillon d'uranium naturel extrait d'une mine est donc *a priori* 14 fois l'activité de l'uranium 238 pur. Cependant, le radon est gazeux et la série est coupée à ce niveau. On attend donc une activité 6 fois supérieure à celle de l'uranium 238 pur (cf. exercice 1.2).

Notons finalement que l'uranium 238 n'est pas un noyau fissile. Il ne peut fissionner qu'avec des neutrons ayant une énergie de l'ordre du MeV (neutrons dits rapides). Nous reviendrons sur ce point au chapitre 7.

2) Série de l'uranium 235

La figure 1.7 présente la série radioactive naturelle de l'uranium 235, de période $T = 7 \times 10^8$ ans, qui se termine sur le plomb 207 qui est stable. De période 6 fois inférieure à celle de l'uranium 238, l'uranium 235 est beaucoup moins présent sur Terre. En effet, l'uranium naturel est composé de

Cela correspond au spectre des niveaux d'énergie accessibles aux nucléons.

Un niveau d'énergie (n, ℓ) est donc caractérisé par :

- ℓ le moment angulaire orbital,
- n qui est utilisé pour numérotter les énergies associées à une valeur de ℓ donnée,
- l'énergie $E_{n\ell}$.

Avec la notation spectroscopique présentée page 288, les niveaux d'énergie associés au puits sphérique infini sont donc dans l'ordre :

$$1s, 1p, 1d, 2s, \dots$$

Dégénérescence d

Il convient ensuite de déterminer la dégénérescence de chaque niveau (n, ℓ) , *i.e.* le nombre de nucléons d'une même espèce que l'on peut y placer. Le principe d'exclusion de Pauli, rappelé page 287, nous indique que deux fermions identiques dans un même état d'énergie ne peuvent être caractérisés par les mêmes nombres quantiques. Ainsi, sur un état d'énergie caractérisé par une valeur de ℓ on peut placer $2 \times (2\ell + 1)$ nucléons identiques, correspondant aux $(2\ell + 1)$ projections de $\vec{\ell}$ sur l'axe z et à la dégénérescence de spin (2 projections de $\vec{s}$). Pour chaque espèce de nucléons, un niveau d'énergie $E_{n\ell}$ est donc caractérisé par la dégénérescence d donnée par :

$$d = 2 \times (2\ell + 1) \quad (2.13)$$

Conclusion

La figure 2.8 présente les niveaux nucléoniques obtenus pour un puits sphérique infini. Les deux premiers niveaux ($1s$ et $1p$) sont situés à des énergies bien séparées. Ils constituent les deux premières couches, comportant respectivement 2 et 6 nucléons. Les deux niveaux suivants ($2s$ et $1d$) sont proches en énergie et bien séparés du niveau suivant $1f$ et du niveau précédent $1p$. Ils constituent la troisième couche de nucléons qui comporte 12 places. On reproduit donc bien le nombre magique 20 qui correspond à la fermeture de la troisième couche. Dans le cadre de ce potentiel, les nombres de nucléons correspondant à des couches fermées sont : 2, 8, 20, 34, 58, ... Ainsi, ce modèle simple permet de retrouver les trois premiers nombres magiques (2, 8, 20), mais pas au-delà.

Notons finalement que le puits infini constitue une excellente illustration du fait que la quantification de l'énergie est générée uniquement par le confinement des nucléons dans le noyau¹².

3) Puits parabolique

Pour améliorer le potentiel, on peut tenir compte du fait que le bord du noyau n'est pas franc, mais présente une épaisseur de peau (cf. page 25). Un puits parabolique peut permettre d'avoir un potentiel plus doux au voisinage du rayon du noyau (cf. fig. 2.6). Il est donné par l'expression du potentiel de l'oscillateur harmonique à trois dimensions :

$$V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + V_0 \quad (2.14)$$

où ω et V_0 sont des constantes du modèle.

Dans ce cas, les énergies se déduisent de la généralisation du résultat de l'oscillateur harmonique à 1 dimension $E_{n_x} = \hbar\omega(1/2 + n_x)$. On trouve ;

$$E_N = \hbar\omega(n_x + n_y + n_z + 3/2) = \hbar\omega(N + 3/2), \quad (2.15)$$

¹²et ce lien entre confinement et quantification est en fait très général en mécanique quantique.

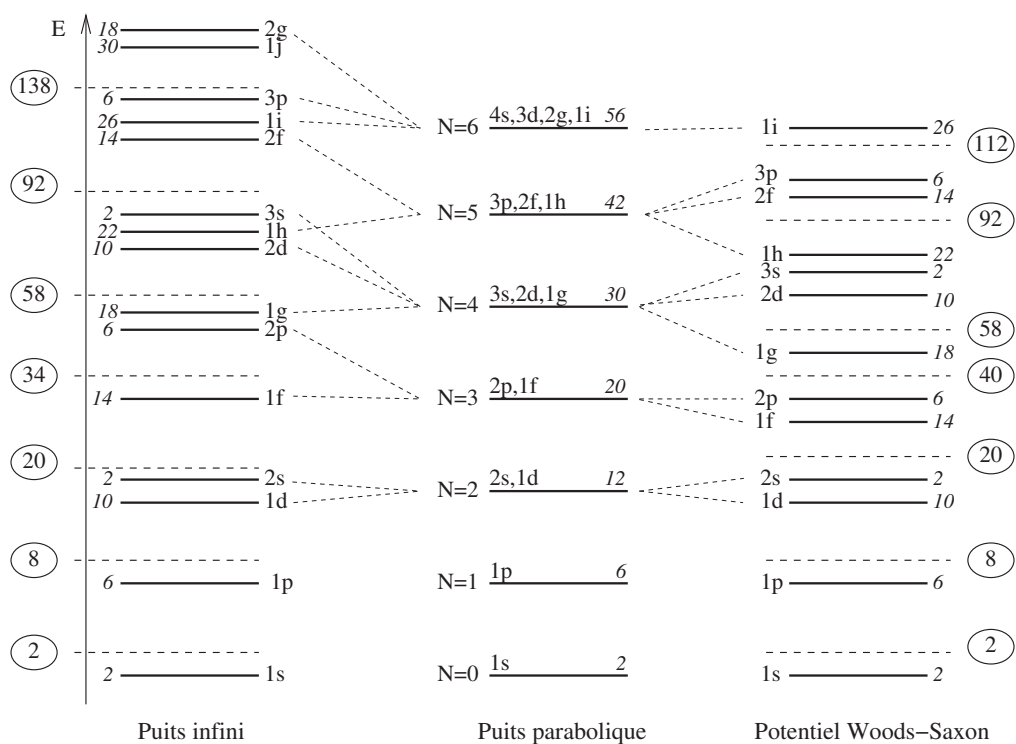


Figure 2.8: Structures en couches obtenues avec les potentiels suivants : puits sphérique (gauche), puits parabolique (centre) et de Woods-Saxon (droite). Dans les trois cas, on ne retrouve que les trois premiers nombres magiques (2, 8, 20).

où n_x , n_y et n_z sont des entiers positifs ou nuls. On a posé $N = n_x + n_y + n_z$, appelé le nombre quantique principal.

Dégénérescence

Il convient ensuite de rechercher la dégénérescence d_N des niveaux d'énergie E_N . On cherche donc le nombre de choix de triplets d'entiers positifs ou nuls (n_x, n_y, n_z) donnant le même N et donc la même énergie. On fixe tout d'abord n_x et on a donc :

$$d_N = \sum_{n_x=0}^N d_{n_y, n_z}$$

où d_{n_y, n_z} est nombre de couples (n_y, n_z) tels que $n_y + n_z = N - n_x$.

On trouve facilement $d_{n_y, n_z} = (N - n_x) + 1$. On en déduit :

$$d_N = \sum_{n_x=0}^N (N - n_x) + 1 = (N + 1) \sum_{n_x=0}^N 1 - \sum_{n_x=0}^N n_x = \frac{(N + 1)(N + 2)}{2}$$

En tenant compte de la dégénérescence de spin, chaque niveau N peut donc contenir :

$$(N + 1)(N + 2) \text{ fermions identiques} \quad (2.16)$$

Conclusion

La figure 2.8 présente la structure en couches obtenue avec ce potentiel. On constate tout d'abord que les niveaux d'énergie sont équidistants et caractérisés par une dégénérescence élevée. Des niveaux proches en énergie dans le cadre du potentiel sphérique infini, se retrouvent dégénérés. C'est le cas pour des niveaux ayant la même parité, par exemple $2s$ et $1d$ formant le niveau $N = 2$. Le spectre des niveaux d'énergie est donc donné par E_N , avec une dégénérescence élevée, chaque niveau N pouvant contenir des niveaux de moments angulaires orbitaux différents mais de même parité. On constate sur la figure 2.8 que les nombres de nucléons correspondant à des couches fermées sont 2, 8, 20, 40, 70, 112. On ne retrouve que les trois premiers nombres magiques.

4) Potentiel de Woods-Saxon

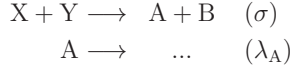
Le potentiel le plus réaliste, présenté sur la figure 2.6, consiste à reprendre la forme de la distribution des nucléons dans le noyau, qui est bien décrite par une distribution de Fermi (eq. 1.36). Pour le potentiel, il s'agit alors d'une distribution de Woods-Saxon :

$$V_{WS}(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp((r - R)/a)} \quad (2.17)$$

Les niveaux d'énergie peuvent être trouvés numériquement et sont présentés sur la figure 2.8. Le seul effet notable est la levée de dégénérescence par rapport à l'oscillateur harmonique. On retrouve un spectre proche de celui du puits carré, ce qui est normal car la forme du potentiel de Woods-Saxon est proche de celle du puits carré (fig. 2.6). Cependant, on ne retrouve à nouveau que les trois premiers nombres magiques.

3.4.3 Production d'un noyau radioactif

On reprend l'exemple (3.41) et on s'intéresse à la production de noyaux A que l'on suppose être instable avec une constante radioactive λ_A .



On note que la désintégration est caractérisée par la constante radioactive λ et la réaction nucléaire par la section efficace σ , même si ces deux grandeurs ne sont pas tout à fait l'analogue l'une de l'autre. En effet, si l'on veut estimer la probabilité d'interaction par unité de temps, il faut considérer la grandeur $\sigma\varphi$.

Pour un intervalle de temps infinitésimal dt , la variation du nombre de noyaux A est due à deux contributions :

- la production par la réaction nucléaire : $dN_A^+ = +\sigma\varphi N_Y dt$, où N_Y est le nombre de noyaux cibles.
- la disparition par la désintégration : $dN_A^- = -\lambda_A N_A dt$.

Au total, la variation infinitésimale du nombre de noyaux A est donnée par

$$dN_A = \sigma\varphi N_Y dt - \lambda_A N_A dt \quad (3.44)$$

L'exercice 3.9 présente un exemple d'application avec la découverte de la radioactivité artificielle par Frédéric Joliot et Irène Curie.

3.5 Réactions nucléaires impliquant un neutron

Les réactions nucléaires impliquant un neutron sont au cœur de la production d'énergie nucléaire : la fission induite par neutron (Chap. 7), la diffusion élastique (sec. 3.5.2) et la capture de neutron (sec. 3.5.3).

3.5.1 Nomenclature des neutrons

La nomenclature des neutrons dépend de leur énergie cinétique. Un neutron est dit :

- thermique, si $T_n \sim 0,025$ eV,
- épithermique, si $T_n \sim \mathcal{O}(1)$ eV,
- lent, si $T_n \sim \mathcal{O}(1)$ keV,
- rapide, si $T_n \sim \mathcal{O}(1)$ MeV.

Les neutrons thermiques sont en équilibre thermique avec le milieu dans lequel ils se trouvent. À une température de $T = 300$ K, cela correspond à une énergie

$$T_n \simeq k_b T \simeq 25 \text{ meV}$$

avec $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ la constante de Boltzmann.

Les réacteurs à eau pressurisée¹³ (REP) nécessitent de **thermaliser** les neutrons, c'est-à-dire de les ralentir jusqu'à ce qu'ils deviennent des neutrons thermiques. Dans un réacteur nucléaire, ce processus est réalisé au sein du **modérateur** par diffusions élastiques successives. Nous abordons dans cette section la diffusion élastique (sec. 3.5.2) et la capture de neutron (sec. 3.5.3) qui constituent des processus clefs pour le choix du modérateur des réacteurs fonctionnant avec des neutrons de très basse énergie.

3.5.2 Diffusion élastique

La diffusion élastique¹⁴ constitue un cas particulier de la réaction nucléaire car le bilan d'énergie est nul $Q = 0$. Il n'y a pas de transmutation : les mêmes corps se retrouvent dans l'état final, seule leur énergie cinétique a changé. Elle revêt une importance particulière dans le contexte de la modération des neutrons dans les réacteurs REP.

On considère dans la suite la diffusion élastique d'un neutron incident, avec une vitesse v_1 , sur un noyau ${}_Z^AX$ considéré au repos, selon



La conservation de l'énergie (3.4) appliquée à ce cas particulier, se réduit à la conservation de l'énergie cinétique :

$$T_1 = T'_1 + T'_2 \quad (3.46)$$

où l'indice 1 fait référence au neutron, l'indice 2 au noyau. Les grandeurs dans l'état final sont notées avec un '.

Pour l'étude de la diffusion élastique, on utilise la vitesse relative

$$\begin{cases} \vec{v}_r = \vec{v}_1 \\ \vec{v}_r' = \vec{v}_1' - \vec{v}_2' \end{cases} \quad (3.47)$$

Comme démontré page 278, le module de la vitesse relative est conservé ($v_r' = v_r = v_1$) et la diffusion élastique est caractérisée par un seul paramètre : l'angle de déflexion θ_C dans le référentiel du centre de masse $\mathcal{R}^*$, défini par

$$\cos \theta_C = \frac{\vec{v}_r \cdot \vec{v}_r'}{v_r^2} = \frac{\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_1'}{v_1^2} \quad (3.48)$$

En utilisant (B.20) pour l'état final, on trouve

$$\begin{cases} \vec{v}_1' = \vec{v}_G + \frac{m_2}{m_1+m_2} \vec{v}_r' \\ \vec{v}_2' = \vec{v}_G - \frac{m_1}{m_1+m_2} \vec{v}_r' \end{cases} \quad (3.49)$$

Pour une diffusion d'un neutron sur une cible fixe, la vitesse du centre de masse est donnée par :

$$\vec{v}_G = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1$$

¹³cf. Chap. 8.

¹⁴On consultera les rappels et définitions générales de mécanique du point page 278.

On trouve donc la vitesse du neutron après le choc :

$$\vec{v}_1' = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_r' \quad (3.51)$$

En prenant le carré scalaire de cette relation, on a

$$v_1'^2 = \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 v_1^2 + \left(\frac{m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 v_r'^2 + \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \vec{v}_1 \cdot \vec{v}_r' \quad (3.52)$$

Finalement, en utilisant l'égalité en module $v_r' = v_r = v_1$ et en introduisant l'énergie cinétique, on trouve :

$$\frac{T_1'}{T_1} = \frac{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos \theta_C}{(m_1 + m_2)^2} \quad (3.53)$$

On simplifie cette relation, en faisant une approximation sur les masses mises en jeu : $m_1 \simeq 1$ uma et $m_2 \simeq A$ uma. On trouve donc l'énergie cinétique du neutron après le choc en fonction de son énergie cinétique initiale, de l'angle de déflexion et du nombre de nucléons du noyau cible :

$$\frac{T_1'}{T_1} = \frac{1 + A^2 + 2A \cos \theta_C}{(1 + A)^2} \quad (3.54)$$

L'énergie cinétique finale est minimale pour $\theta_C = \pi$. On définit ainsi la perte d'énergie maximale α pour un noyau cible de masse A :

$$\alpha = \frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2} \quad (3.55)$$

L'énergie minimale que peut avoir le neutron après le choc est αT_1 , alors que l'énergie maximale est T_1 (pas de diffusion).

On constate que α est nul pour un noyau d'hydrogène ($A = 1$). Cela signifie que dans ce cas, le neutron peut perdre toute son énergie en un seul choc élastique. Au contraire, pour un noyau lourd, on a $\alpha \simeq 1$: la diffusion élastique est très peu efficace pour ralentir le neutron.

Par ailleurs, on définit l'angle de diffusion θ_{diff} dans le référentiel du laboratoire $\mathcal{R}$, comme l'angle entre la vitesse initiale du neutron et sa vitesse après le choc :

$$\cos \theta_{\text{diff}} = \frac{\vec{v}_1' \cdot \vec{v}_1}{v_1 v_1'} \quad (3.56)$$

En projetant (3.51) sur $\vec{v}_1$, on trouve

$$v_1 v_1' \cos \theta_{\text{diff}} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1^2 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_r' \cdot \vec{v}_1 \quad (3.57)$$

On trouve donc une relation entre θ_{diff} et θ_C :

$$v_1' \cos \theta_{\text{diff}} = \frac{v_1 + A v_1 \cos \theta_C}{A + 1} \quad (3.58)$$

Finalement, en combinant (3.58) et (3.54), on trouve l'expression de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie du neutron :

$$\cos \theta_{\text{diff}} = \frac{(A + 1)}{2} \sqrt{\frac{T_1'}{T_1}} - \frac{(A - 1)}{2} \sqrt{\frac{T_1}{T_1'}} \quad (3.59)$$

n'est pas différent de celui des centrales thermiques utilisant un combustible fossile (fioul, charbon, gaz dit naturel, ...). Il n'est pas traité dans cet ouvrage. On pourra consulter [28].

Une filière de réacteurs nucléaires est définie par le choix de quatre éléments : le spectre neutronique (sec. 8.1.1), le combustible (sec. 8.1.2), le modérateur (sec. 8.1.3) et le caloporteur (sec. 8.1.4).

8.1.1 Choix du spectre neutronique

Le terme spectre neutronique fait référence à l'énergie cinétique des neutrons utilisés pour la fission. Il est dit **thermique** lorsque les neutrons ont été ralentis jusqu'à une énergie correspondant à l'agitation thermique (~ 25 meV). Le choix d'un spectre thermique permet de profiter de la grande section efficace de fission de l'uranium 235 à cette énergie (584 barn). L'inconvénient est qu'il faut ralentir les neutrons issus de la fission dont l'énergie typique est de l'ordre du MeV, ce qui requiert l'utilisation d'un **modérateur**.

L'alternative est l'utilisation d'un spectre neutronique **rapide**, *i.e.* des neutrons ayant conservé l'énergie à laquelle ils ont été produits par fission (~ 2 MeV). Ce choix permet de s'affranchir du modérateur au prix de sections efficaces de fission beaucoup plus faibles dans cette gamme d'énergie, comme on le constate sur la figure 7.2 page 171.

Les réacteurs à neutrons thermiques constituent la quasi-totalité du parc électronucléaire mondial. Les réacteurs REP font partie de cette catégorie. Les réacteurs à neutrons rapides (RNR, cf. sec. 8.2.4) sont étudiés pour la future génération de réacteurs dans le cadre du forum² Génération IV. Plus récemment, le domaine a vu l'arrivée de très nombreuses³ propositions de réacteurs modulaires de petite taille (SMR : Small Modular Reactors) ou dits avancés (AMR : Advanced Modular Reactors). Certains des concepts proposés sont des réacteurs à neutrons rapides.

8.1.2 Choix du combustible

Le choix d'un spectre de neutrons thermiques (~ 25 meV) nécessite d'utiliser comme combustible un noyau susceptible de fissionner avec des neutrons de cette énergie. À l'état naturel, seul l'uranium 235 présente cette propriété (il est dit fissile). Sa fraction isotopique dans l'uranium naturel est cependant très faible (0,71 %). Une possibilité consiste à enrichir le combustible en augmentant la proportion de noyaux d' ^{235}U . On définit donc l'enrichissement x_E comme

$$x_E = \frac{N_{235}}{N_{235} + N_{238}} \quad (8.1)$$

L'uranium naturel est caractérisé par $x_E = 0,71$ %, alors que le combustible des REP est enrichi à des valeurs typiques de 3 % à 5 % selon les réacteurs. L'uranium dit de qualité militaire, utilisable pour l'armement nucléaire, est enrichi à hauteur de 90 %, voire plus.

La section efficace de fission n'est cependant pas le seul paramètre à prendre en compte car la capture stérile de neutrons joue un rôle important dans le bilan neutronique. La qualité d'un combustible nucléaire se mesure en évaluant le facteur de reproduction η , défini comme le nombre de neutrons produits par neutron absorbé dans le combustible. Il dépend de $\bar{\nu}$, le nombre moyen de neutrons

²<https://www.gen-4.org/>

³En août 2025, on recense d'après [31] 74 SMR/AMR à l'état de projet avancé.

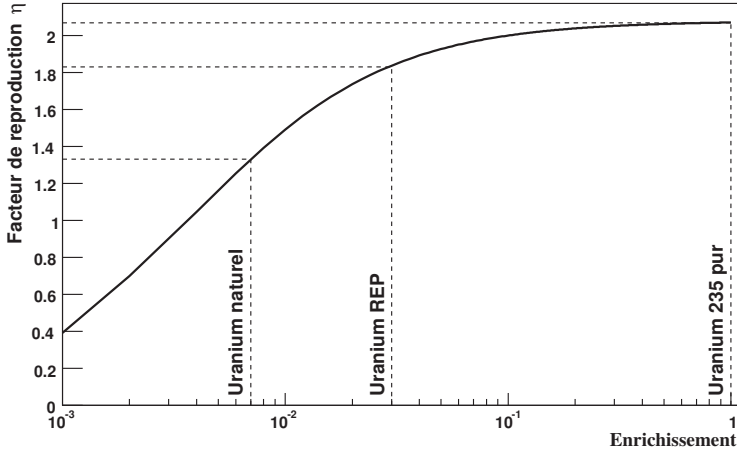


Figure 8.1: Facteur de reproduction η en fonction de l'enrichissement du combustible en ^{235}U , calculé à partir de (8.2), avec $\bar{\nu} = 2,42$.

émis par fission, des sections efficaces de capture σ^c et de fission σ^f des deux isotopes de l'uranium et de l'enrichissement x_E . Pour un combustible UO_2 enrichi en ^{235}U , il est donné par

$$\eta = \bar{\nu} \times \frac{x_E \sigma_{235}^f}{x_E (\sigma_{235}^f + \sigma_{235}^c) + (1 - x_E) \sigma_{238}^c} \quad (8.2)$$

On constate sur la fig. 8.1 que le facteur de reproduction η évolue rapidement avec l'enrichissement. Même un faible enrichissement (3 %), permet d'améliorer sensiblement le bilan neutronique par rapport à l'uranium naturel. Pour ce dernier, la valeur de η est tout juste supérieure à 1, qui est la valeur minimale pour envisager une réaction en chaîne⁴. L'utilisation de l'uranium naturel comme combustible va donc nécessiter de limiter au maximum les pertes neutroniques, notamment dans le modérateur.

8.1.3 Choix du modérateur

Le rôle du modérateur est de ralentir les neutrons rapides produits lors de la fission jusqu'à une énergie dite thermique (25 meV). Il faut donc disposer dans le réacteur d'un élément qui permette la diffusion élastique des neutrons. La physique du modérateur a été présentée dans le chapitre 3. Les processus principaux sont la diffusion élastique (page 89) et la capture (page 91). On reprend ici les conclusions principales de cette étude.

Le meilleur choix du point de vue de la diffusion élastique est une cible légère comme on l'a constaté sur la figure 3.5 (page 89). En effet, le nombre moyen de diffusions pour thermaliser des neutrons,

⁴Ce n'est cependant pas une condition suffisante car il faut également tenir compte des fuites et des absorptions par exemple.

i.e. les ralentir de 2 MeV à 25 meV est 18 pour ^1H , 25 pour ^2H et 112 pour le ^{12}C . L'eau légère H_2O est donc, selon ce critère, un meilleur modérateur que l'eau lourde (D_2O) et que le graphite.

Cependant, la capture de neutrons est un phénomène à prendre en compte car il grève le bilan neutronique. Comme présenté page 91, la capture d'un neutron thermique est environ 1000 fois plus probable pour un noyau ^1H que pour un noyau ^2H . Le carbone naturel, composé à 99 % de ^{12}C , présente une section efficace de capture de neutron thermique 100 fois plus faible que le ^1H . Du point de vue de la capture neutronique, l'eau légère (H_2O) est donc très défavorisée par rapport à l'eau lourde (D_2O) et au graphite.

Le choix du modérateur est lié à celui du combustible. En effet, l'uranium naturel est caractérisé par un facteur η proche de 1. Au sein même du combustible, le bilan neutronique est donc tout juste suffisant pour entretenir une réaction en chaîne. Il faut de plus y ajouter les fuites, qui dépendent de la géométrie du réacteur, et les captures dans le modérateur. Dans ce cadre, les seuls modérateurs envisageables pour un combustible composé d'uranium naturel sont l'eau lourde et le graphite. Ce choix permet de s'affranchir du processus d'enrichissement qui est particulièrement coûteux et difficile d'un point de vue technique. À l'inverse, un enrichissement même faible ($\sim 3\%$), permet d'augmenter sensiblement la valeur de η (fig. 8.1), ce qui ouvre la possibilité d'utiliser l'eau légère comme modérateur.

8.1.4 Choix du caloporteur

Le rôle du caloporteur est d'évacuer la puissance thermique générée à l'intérieur du crayon de combustible. Il est choisi principalement sur des critères liés à ses propriétés relatives au transfert thermique, mais aussi à des aspects de neutronique. Il s'agit d'un fluide (liquide ou gaz) qui circule dans le circuit primaire, en général au contact direct du crayon de combustible. Le contact thermique avec le combustible lui-même se fait par conduction à travers la gaine.

Le caloporteur assure le transfert thermique par deux processus : la conduction et la convection. *In fine*, le paramètre qui gouverne le transfert thermique du caloporteur est le coefficient de transfert conducto-convectif (h). Il indique la puissance thermique évacuée par unité de surface et de température. Il tient compte de la conductivité thermique (λ), de la viscosité (μ) mais aussi de la géométrie de l'écoulement, par exemple la surface d'écoulement entre les crayons de combustible. Ainsi, la qualité du transfert thermique ne dépend pas que du fluide choisi mais également de la configuration géométrique et donc du réacteur considéré⁵.

En situation normale, l'écoulement est forcé par des pompes imposant un débit de caloporteur très important. Dans un REP 1450, le débit-masse est de l'ordre de $18 \times 10^3 \text{ kg/s}$, soit un débit-volume $\sim 26 \text{ m}^3/\text{s}$. En cas d'incident, une mauvaise évacuation de l'énergie générée dans le crayon de combustible peut conduire à son échauffement. Cette augmentation de la température entraîne une dégradation du combustible pouvant induire une rupture de la gaine et donc de la première barrière de confinement. Cela peut notamment se produire en cas de dénoyage du cœur suite à une perte ou une vaporisation de l'eau du circuit primaire. Le combustible n'est alors plus immergé et le transfert thermique se fait au contact de l'air dont la conductivité est ~ 20 fois plus faible que celle de l'eau liquide. Si de plus la convection n'est plus forcée (avarie des pompes), l'évacuation de la chaleur

⁵On pourra consulter le chapitre 10 de [28] qui est consacré à la physique du caloporteur.

Physique nucléaire appliquée

Avec ce livre les étudiants de niveau master vont acquérir les bases scientifiques indispensables à la compréhension de la gestion de l'énergie nucléaire. L'approche et la compréhension détaillée des phénomènes physiques ont pour objectif l'application à l'industrie nucléaire.

La gestion de l'énergie nucléaire constitue un enjeu sociétal majeur avec de nombreux défis industriels :

- gestion des déchets nucléaires,
- démantèlement des installations nucléaires,
- sûreté des centrales,
- différentes filières de réacteurs nucléaires pour l'avenir.

Ce livre traite les aspects industriels, appliqués et fondamentaux de la physique nucléaire : la physique du noyau, les modèles aux désintégrations, et les applications à la production et la gestion de l'énergie nucléaire.

Le nucléaire industriel est en constante évolution, en témoigne les changements opérés ces dernières années (relance du nucléaire en France et dans le Monde, développement des petits réacteurs modulaires).

La 4^e édition mise à jour :

- améliore la clarté et la pédagogie ;
- ajoute de nouveaux exercices, les visuels ont été améliorés et le texte retouché ;
- met à jour les données et informations relatives aux changements récents dans le nucléaire industriel.

LES PLUS

- Exemples tirés de l'industrie nucléaire et de la recherche
- Aborde scientifiquement des thématiques à forts enjeux sociétaux
- Plus de 50 exercices et problèmes corrigés

Frédéric Mayet est professeur des universités à l'Université Grenoble Alpes. Il enseigne la physique nucléaire, la thermodynamique et l'ingénierie nucléaire. Il est responsable de la mention de master Ingénierie Nucléaire de l'Université Grenoble Alpes. Ce master, basé à Valence, prépare des étudiant(e)s à une carrière dans l'industrie nucléaire en tant qu'ingénieur(e)s sûreté nucléaire, déchets radioactifs et démantèlement.

29,90 €

ISBN : 978-2-8073-7250-4



www.deboecksuperieur.com

De Boeck Supérieur s'engage
durablement
pour l'environnement

