

ÉPREUVE D'ADS 2018

FILIÈRE MP

DOSSIER n° 11

Ce dossier est un condensé de plusieurs ouvrages pédagogiques portant sur la neutronique.

L'exposé d'environ 15 minutes présentera l'analyse de ce document. On s'efforcera de présenter l'importance des études liées au ralentissement des neutrons et de justifier les approximations retenues dans les calculs. On comparera la modélisation du ralentissement de neutrons rapides à celles de la thermalisation des neutrons lents. On justifiera l'utilisation de l'eau comme modérateur.

Ce dossier a été rédigé en vue d'une lecture par un public large ; sa compréhension requiert cependant une culture scientifique certaine et il se peut que les documents s'appuient sur des concepts nouveaux n'entrant pas dans le champ du programme, après avoir introduit ceux-ci de façon pédagogique mais souvent très concise: les examinateurs en sont conscients et apprécient le travail en conséquence.

Les candidats s'attacheront à expliciter les phénomènes physiques élémentaires mis en jeu, et pourront s'appuyer sur les « encadrés » de l'article pour mieux assimiler ces éléments. S'ils rencontrent des difficultés de compréhension portant sur ces concepts nouveaux, ou des difficultés à s'appropriier ces derniers, ils construiront leur analyse en conséquence et l'indiqueront simplement à l'examineur à l'issue de leur exposé introductif : ils n'hésiteront pas, dans ce cas, à laisser de côté la fraction concernée du dossier.

Certains des textes choisis ont subi des coupes partielles lors de la constitution du sujet. Avant l'établissement stable de l'image sur la tablette, le texte coupé peut apparaître brièvement : ce phénomène parasite est à ignorer.

Si, malgré les efforts effectués pour éviter une telle situation, certains candidats estiment que la reproduction d'une figure (par exemple en noir et blanc, alors que celle-ci était initialement établie en couleurs), la taille réduite d'un schéma ou le graphisme d'une fraction du texte ne donnent pas aux documents proposés une lisibilité suffisante, il leur est demandé de ne pas prendre en compte, pour leur épreuve, la figure, le schéma ou la fraction de texte incriminés et de l'indiquer clairement à l'examineur au début de leur exposé introductif.

Modération des neutrons dans un réacteur nucléaire

Parmi les différents réacteurs nucléaires en service, on précise parfois s'il s'agit de réacteurs « thermiques » ou de réacteurs « rapides ». On sait généralement que l'énergie produite par les fissions de l'uranium sert à chauffer un fluide caloporteur dit « primaire », puis un fluide secondaire diphasique, pour faire tourner des turbines à vapeur, et des alternateurs électriques. Mais la qualification « thermique » des réacteurs à eau pressurisé (notés REP), comme ceux que nous avons en France (58 réacteurs EdF) vient du fait que les neutrons sont ralentis, puis « thermalisés » car, comme nous allons le voir, c'est à faible vitesse que le neutron a le plus de chance d'interagir avec les noyaux atomiques des matériaux présents et de provoquer alors des fissions.

1. Interactions neutron-noyau

Le neutron¹ est une particule neutre, de masse équivalente à celle du proton. Puisqu'il est neutre, sa seule caractéristique reste sa vitesse (donc son énergie cinétique, ou encore sa quantité de mouvement). Les seules forces susceptibles d'agir sur le neutron sont les interactions nucléaires fortes exercées par les nucléons des noyaux (d'un rayon de quelques Fermis, 10^{-15} m), qui peuvent, à très courte distance (seulement quelques dizaines de Fermi, soit 10^{-14} m), provoquer un arrêt total et une absorption du neutron dans le noyau cible. Les interactions de gravité sont extrêmement faibles et ne sont pas prises en compte (masse du neutron : $1,67493 \cdot 10^{-27}$ kg). Le neutron libre se déplace donc strictement en ligne droite, à vitesse constante, à moins qu'une force puisse agir sur lui, et modifier son mouvement rectiligne uniforme. Il s'ensuit que les flux de neutrons sont des flux scalaires, sans direction privilégiée, contrairement à des flux de chaleur, des courants d'eau, d'air ou d'électricité.

1.1. Productions de neutrons par les fissions

Les réacteurs nucléaires exploitent les fissions des noyaux d'Uranium 235 ou de Plutonium 239 provoquées par l'absorption d'un neutron supplémentaire. Ces fissions produisent une énergie de l'ordre de 200 MeV (soit $3,2 \cdot 10^{-11}$ J), et libèrent deux à trois neutrons. Ces « nouveaux » neutrons libres peuvent provoquer à leur tour de nouvelles fissions. On parle alors de « réaction en chaîne », que l'ensemble du dispositif doit strictement contrôler pour éviter un emballement du processus. Au cours de leur déplacement, les neutrons vont donc interagir avec les noyaux atomiques, et donc (1) être absorbés par les noyaux et donc s'arrêter, (2) être diffusés par des collisions analogues à des chocs dans un billard, ou (3) éventuellement sortir de la zone où se trouve le combustible. On parle alors de « fuites ». Ce déplacement prend en moyenne quelques $4 \cdot 10^{-5}$ seconde. Lors d'une fission nucléaire, ces neutrons sont libérés avec une énergie cinétique de l'ordre de 2 MeV ($3,2 \cdot 10^{-13}$ J), à une vitesse d'environ 20 000 km/s, et passent donc à proximité immédiate des noyaux, soit au travers d'un

¹ Il s'agit dans cette étude des seuls neutrons libres de se déplacer, et non pas des neutrons qui, avec des protons, constituent les noyaux atomiques. Protons et neutrons sont appelés aussi nucléons.

domaine très petit, en un temps très très court, souvent trop court pour que ces interactions nucléaires fortes aient le temps d'agir sur ces neutrons en déplacement. La probabilité d'interaction d'absorption, passage obligé pour permettre la fission de certains noyaux cibles, est donc très faible.

1.2. Probabilité d'interaction neutron-noyau

L'objectif d'un réacteur est bien de produire des fissions et d'exploiter l'énergie libérée. Il faut donc augmenter cette faible probabilité d'absorption pour garantir la production d'énergie. Le neutron doit bien passer suffisamment de temps à proximité de ces cibles pour qu'il soit absorbé (interactions nucléaires fortes), et que cette absorption conduise éventuellement à une fission. Il arrive en effet que le « noyau composé excité » formé par l'ajout de ce neutron conserve le neutron incident, et se stabilise en émettant des photons gamma. On parle alors de capture radiative. Pour que le réacteur fonctionne bien, il est donc souhaitable que le neutron soit ralenti jusqu'à des vitesses assez faibles, comparables à l'agitation thermique des noyaux de la matière traversée. On parle ainsi de réacteurs « thermiques ». Dans les réacteurs dits « rapides » comme le furent Phénix et Superphénix, ou les futurs réacteurs de Génération IV, on ne cherche pas à ralentir les neutrons, mais on augmente la teneur en noyaux fissiles (comme l'Uranium 235, mais cela a un coût). Il y a ainsi plus de chance de rencontrer des noyaux conduisant à la fission. Ces filières restent intéressantes pour d'autres raisons qui ne rentrent pas dans l'objectif de ce dossier.

1.3. Interactions de diffusion élastique

Pour ralentir les neutrons, il existe heureusement une seconde possibilité d'interaction : si le neutron rencontre un noyau sur son trajet rectiligne, il peut être aussi diffusé par un choc le plus souvent élastique, c'est-à-dire une collision dans laquelle il y a conservation de l'énergie cinétique et conservation de la quantité de mouvement. Les interactions nucléaires fortes ne sont alors pas mises en jeu, et il y a conservation des deux « réactifs » : le neutron, comme la cible, n'est pas autrement perturbé que par son changement de vitesse et de trajectoire. Nous allons étudier ces interactions de « diffusions » et détailler les paramètres du ralentissement des neutrons. Pour simplifier cette approche, il convient de prendre des approximations raisonnables.

1.4. Quelques ordres de grandeur utiles

Considérons tout d'abord les matériaux en présence : il faut bien sûr de l'eau pour évacuer la chaleur (fluide primaire caloporteur), des éléments contenant des noyaux pouvant être fissionnés (on se limitera à l' UO_2 sans préciser les raisons de ce choix) et divers matériaux métalliques ne fissionnant pas mais permettant d'éliminer les neutrons en excès par des captures radiatives comme citées plus haut. Si on se limite à l'eau, on peut constater que l'eau portée à quelques 300°C sous 155 bars (masse volumique $0,8 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) contient quelques $2,7 \cdot 10^{22}$ molécules par cm^3 , soit $5,3 \cdot 10^{22}$ noyaux d'hydrogène par cm^3 . Les densités nucléaires des autres matériaux sont du même ordre de grandeur : de 10^{21} à quelques 10^{22} noyaux par cm^3 . L'agitation thermique des noyaux de ces différents matériaux est reliée

75 à la température et proche de quelques 0,05 eV. Les neutrons émis par fission vont percuter sur leur
parcours ces noyaux qui leur semblent pratiquement immobiles. Considérons la puissance électrique
d'un réacteur nucléaire type Fessenheim (900 MW électrique). Les rendements au niveau des turbines
et des échangeurs restent faibles, et d'environ 33%. La puissance produite par les fissions est donc
80 d'environ $2,7 \cdot 10^9$ J/s. On peut en déduire le nombre de fissions produites. Le volume du combustible
est d'environ 50 m^3 . Nous aurons donc une production de l'ordre de $1,68 \cdot 10^{12}$ fissions par cm^3 et par
seconde dans le réacteur. Comme les neutrons ne se déplacent dans la matière que pour finir par une
absorption par les noyaux, ou une fuite vers l'extérieur de l'ensemble combustible, leur « durée de
vie » est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-5}$ secondes... On peut donc observer une densité de fission de l'ordre de
0,68.10⁸ fissions par cm^3 et par génération de neutron. Chaque fission libère 2,4 neutrons en moyenne.
85 Les neutrons en mouvement ont donc une densité moyenne de l'ordre de 10^8 neutrons par cm^3 ... Les
neutrons sont donc très peu nombreux par rapport aux noyaux de la matière qu'ils traversent.

2. Modélisation des diffusions et justification des approximations

90 Considérons un choc de diffusion entre un neutron de masse m , et un noyau de masse M . On considère
le système isolé neutron libre et noyau cible dans deux repères : (1) un repère facile à comprendre pour
l'observateur, dit du Laboratoire (noté LAB) où le noyau est supposé fixe (ce sera l'origine du repère
et l'on néglige alors son agitation devant le mouvement du neutron) ; et (2) le repère du centre de
masse du système (noté CM) où les deux particules (neutron et noyau) sont en mouvement l'une par
95 rapport à l'autre. Son origine est alors le centre de masse du système isolé.

2.1. Considérations générales

Commençons par énoncer cinq approximations principales, très raisonnables, pour établir un modèle
simple et représentatif de ces interactions de diffusion :

- 100 a) Les neutrons libres dans un réacteur se déplacent entre quelques dizaines de milliers de kilomètres
par seconde (moins de 10 MeV), et quelques milliers de mètres par seconde (0,05 eV en fonction
de la température) une fois qu'ils seront ralentis. On peut donc négliger les effets relativistes² ;
b) Du fait d'une très faible densité de neutrons en mouvement contre une densité élevée de noyaux
cibles, comme vu précédemment, on néglige complètement les interactions neutron-neutron ;
105 c) Comme ils sont neutres et de masse très faible, les trajectoires entre deux collisions sont
rectilignes. Les parcours moyens entre deux chocs sont évalués expérimentalement à quelques
centimètres, et l'effet de la gravité sur un tel parcours est négligeable ;
d) Les solides (combustibles UO_2 disposés sous forme de crayons de céramique de 8 mm de
diamètre, dans les gaines métalliques de 0,5 mm d'épaisseur, ou encore les aciers des structures) et
110 même l'eau du circuit primaire (canaux de l'ordre de 1 cm d'épaisseur), apparaissent aux neutrons
comme des milieux homogènes et isotropes. Les libres parcours moyens des neutrons restent très

grands devant les dimensions des hétérogénéités des matériaux. Les conséquences des interactions
neutron-noyau ne dépendent donc pas de la direction du neutron incident ;

115 e) Les noyaux cibles que les neutrons en déplacement vont percuter seront considérés toujours en
équilibre thermique à une température T . La distribution de leur énergie de vibration est donnée

par la loi de Maxwell-Boltzmann : $p(V_A) = 4\pi \left(\frac{M}{2\pi k T} \right)^{3/2} V_A^2 \exp\left(-\frac{M V_A^2}{2k T}\right)$ où :

- V_A est le module de la vitesse du noyau dans le repère du laboratoire (repère noté LAB) ;
- $P(V_A)$ est la densité de probabilité pour un noyau d'avoir une vitesse de module V_A ;
- k est la constante de Boltzmann ($8,617065 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K} = 1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$) ;
- T est la température absolue du milieu traversé ;
- M est la masse du noyau cible.

120

On pourrait vérifier que cette probabilité est bien normalisée. Cette distribution de vitesse sera
applicable aux neutrons ayant été suffisamment ralentis pour être assimilables à une population en
125 équilibre thermique avec les matériaux, ou « thermalisés » (paragraphe 3 du document).

2.2. Simplifications complémentaires

Ces cinq premières approximations sont tout à fait classiques en physique des réacteurs nucléaires. Il
existe trois approximations supplémentaires que l'on peut aussi adopter pour simplifier les calculs.

130

Dans certains cas particuliers, elles pourraient ne pas être valides.

- a) Dans une collision dite de diffusion élastique, il y a conservation de l'énergie cinétique et de la
quantité de mouvement du système neutron-noyau. Il existe pour certains noyaux de masse
atomique élevée des possibilités de collisions « inélastiques ». Le neutron incident excite le noyau
cible et lui donne alors une grande partie de son énergie cinétique pour le porter à un niveau
d'excitation précis, tout en repartant avec bien moins d'énergie cinétique. Nous ne considérerons
pas ici ces interactions plus rares, et limitées à des neutrons d'énergie cinétique relativement
importantes pour céder aux noyaux cibles quelques centaines de keV ou même quelques MeV ;
b) La collision neutron-noyau est supposée isotrope dans le centre de masse du système neutron-
noyau (repère noté CM). Cela se traduit par le fait que l'angle d'émission du neutron après
140 collision de diffusion est équiprobable dans le repère du centre de masse. L'angle de déviation ψ
par rapport à l'axe neutron-noyau est équiréparti entre 0 et π . On a constaté par expérience que
cette approximation n'est plus tout à fait valide pour des neutrons de plus de 1 MeV. Dans les
deux repères, on ne s'intéresse pas à la rotation autour de l'axe neutron-noyau (entre 0 et 2π), qui
n'a pas d'incidence sur la conservation de la quantité de mouvement (les particules repartent à
145 180° l'une de l'autre de toutes façons (figure 1), ou la valeur de l'énergie cinétique après choc ;
c) Les noyaux sont supposés libres de toute interaction en dehors des chocs avec les neutrons. Pour
un neutron incident d'énergie cinétique inférieure à 4eV, les liaisons moléculaires (H_2O) ou

² La vitesse de la lumière est de $3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$

cristallines (UO₂) resteraient à prendre en compte dans la modélisation. Les mesures expérimentales fournissent les paramètres correctifs.

150

2.3. Calculs des vitesses après choc de diffusion (voir la figure 1 pour les notations)

Les diffusions dites élastiques conservent l'énergie cinétique et la quantité de mouvement du système fermé défini par le neutron incident de masse m, et le noyau cible de masse M. La position du neutron est repérée par « n » et celle du noyau par N. Dans le repère du laboratoire, la définition du centre de masse placé en G est donnée par la relation : $(M + m)\vec{OG} = M\vec{ON} + m\vec{On}$. La dérivée par rapport au temps fournit une relation entre les vitesses dans le repère du laboratoire :

155

$$(1) \quad \boxed{(M + m) \frac{d\vec{OG}}{dt} = m \frac{d\vec{On}}{dt} + M \frac{d\vec{ON}}{dt}} \quad \text{(repère du laboratoire LAB)}$$

\vec{v} (neutron) $\vec{0}$ (cible)

D'où une relation entre la vitesse du centre de masse G, et celle du neutron dans le repère du laboratoire : \vec{v}_G (avant le choc) = $\frac{d\vec{OG}}{dt} = \frac{m}{M + m} \vec{v}$ (neutron)

160

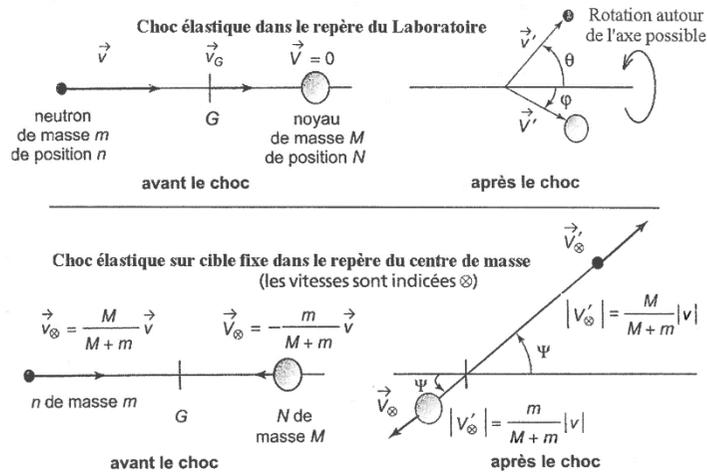


Figure 1 : Notations des vitesses selon les repères (LAB et CM)

Les deux repères sont en translation à vitesse constante. On exprime la vitesse du noyau \vec{V}_\otimes ou celle du neutron \vec{v}_\otimes , dans le repère du centre de masse (indiquées \otimes), par rapport à la vitesse du neutron dans le repère du laboratoire :

165

$$\vec{ON} = \vec{OG} + \vec{GN} \quad \text{soit} \quad \boxed{\vec{V}_\otimes = \frac{d\vec{GN}}{dt} = -\frac{m}{M + m} \vec{v}} \quad (2)$$

$$\vec{0} = \frac{d\vec{OG}}{dt} + \frac{d\vec{GN}}{dt}; \quad \frac{d\vec{OG}}{dt} = \frac{m}{M + m} \vec{v}$$

$$\vec{On} = \vec{OG} + \vec{Gn} \quad \text{soit} \quad \boxed{\vec{v}_\otimes = \frac{d\vec{Gn}}{dt} = \frac{M}{M + m} \vec{v}} \quad (3)$$

$$\frac{d\vec{On}}{dt} = \frac{d\vec{OG}}{dt} + \frac{d\vec{Gn}}{dt} \Rightarrow \vec{v} = \frac{m}{M + m} \vec{v} + \frac{d\vec{Gn}}{dt}$$

La conservation de l'énergie cinétique dans le repère du centre de masse conduit à :

170

$$\frac{1}{2} M \left(\frac{m v}{M + m} \right)^2 + \frac{1}{2} m \left(\frac{M v}{M + m} \right)^2 = \frac{1}{2} M V_\otimes'^2 + \frac{1}{2} m v_\otimes'^2 \quad (4)$$

V_\otimes v_\otimes

Dans le centre de masse, la quantité de mouvement est nulle. On en déduit après le choc :

$$m \vec{v}'_\otimes + M \vec{V}'_\otimes = \vec{0} = (M + m) \vec{V}'_G \Rightarrow \vec{v}'_\otimes = -\frac{M}{m} \vec{V}'_\otimes$$

Le choc de diffusion ne modifie pas les modules des vitesses dans le repère du centre de masse :

$$v_\otimes = \frac{M}{M + m} v = v'_\otimes \quad \text{et} \quad V_\otimes = \frac{m}{M + m} v = V'_\otimes$$

175

2.4. Angle de déviation après le choc de diffusion

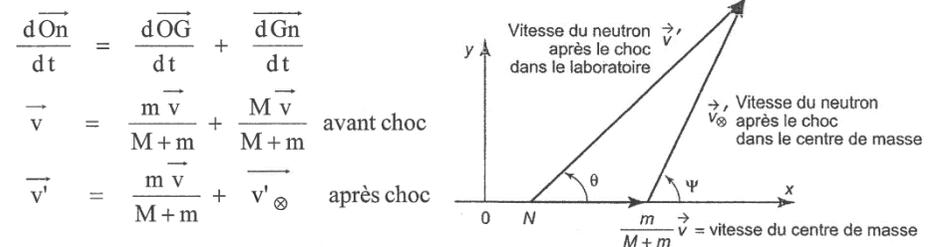
Après le choc de diffusion, le neutron est dévié d'un angle θ . En conservant la quantité de mouvement dans le repère du laboratoire, on établit que :

$$\frac{m \vec{v} + M \vec{V}(0)}{\text{avant le choc}} = \frac{m \vec{v}' + M \vec{V}'}{\text{après le choc}} \quad \text{d'où la relation :} \quad \vec{v} = \vec{v}' + \frac{M}{m} \vec{V}'$$

180

$$\text{Comme } (M + m) \vec{v}'_G = M \vec{V}' + m \vec{v}' \Rightarrow \vec{v}'_G = \frac{d\vec{OG}}{dt} = \frac{m}{M + m} \vec{v} = \vec{v}_G$$

La composition des vitesses entre les deux référentiels est fournie par les équations vectorielles :



185

Figure 2 : Triangle des vitesses dans le cas d'une cible supposée fixe (dans le LAB)

Pour comparer les angles de déviation dans les deux repères, on projette les vecteurs vitesses sur l'axe neutron-noyau (nN) avant choc, pour établir deux relations :

$$(5) \quad v' \cos(\theta) = \frac{m}{M+m} v + v'_{\otimes} \cos(\psi) \quad \text{en se rappelant que } v'_{\otimes} = \frac{M}{M+m} v$$

$$(6) \quad v' \sin(\theta) = v'_{\otimes} \sin(\psi)$$

190 Le module au carré de la vitesse v' du neutron après le choc de diffusion est fournie par :

$$(7) \quad v'^2 = \left(\frac{m}{M+m} v\right)^2 + 2 \frac{m}{M+m} \cos(\psi) v v'_{\otimes} + (v'_{\otimes})^2$$

On peut alors comparer les vitesses avant le choc (LAB), et après le choc en fonction de $\cos(\psi)$:

$$(8) \quad v'^2 = \frac{(M^2 + 2Mm \cos(\psi) + m^2)}{(m+M)^2} v^2 \quad \text{donc} \quad \frac{1}{2} \frac{(M-m)^2}{(m+M)^2} m v^2 \leq \frac{1}{2} m v'^2 \leq \frac{1}{2} m v^2 \quad (9)$$

195 La vitesse après le choc de diffusion, donc la perte d'énergie cinétique du neutron, dépend de l'angle de déviation de la trajectoire du neutron dans le repère du centre de masse. Cette propriété limite la perte d'énergie souhaitée pour optimiser le ralentissement, et fait intervenir les masses du neutron et du noyau ralentisseur. Une des approximations retenues était que l'angle de déviation dans le repère du centre de masse est équiprobable entre 0 et π . Qu'en est-il de l'angle de déviation θ dans le repère du laboratoire, c'est-à-dire le réacteur lui-même ?

200

2.5. Anisotropie de la diffusion dans le repère du laboratoire

Les équations 5, 6 et 7 fournissent une relation entre le cosinus de l'angle de déviation θ dans le repère du laboratoire et celui de la déviation ψ dans le repère du centre de masse :

$$\cos(\theta) = \frac{m + M \cos(\psi)}{\sqrt{M^2 + 2Mm \cos(\psi) + m^2}}$$

205 La valeur moyenne du cosinus de l'angle de déviation après un choc de diffusion est donnée par :

$$\overline{\cos(\theta)} = \frac{\int_0^{4\pi} \frac{m + M \cos(\psi)}{\sqrt{M^2 + 2Mm \cos(\psi) + m^2}} d\Omega}{\int_0^{4\pi} d\Omega} = \frac{\int_0^{\pi} \frac{m + M \cos(\psi)}{\sqrt{M^2 + 2Mm \cos(\psi) + m^2}} 2\pi \sin(\psi) d\psi}{\int_0^{4\pi} d\Omega = 4\pi}$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{m + M x}{\sqrt{M^2 + 2Mm x + m^2}} dx = \frac{2}{3} \frac{m}{M}$$

210 Plus la masse atomique du noyau cible sera élevée (métal lourd, noyau d'Uranium par exemple), plus l'angle de déviation moyen sera proche de 90° . Plus le noyau cible sera léger, avec une masse proche de celle du neutron (l'hydrogène de l'eau par exemple...), plus le neutron aura tendance à aller vers l'avant, mais aussi à perdre de vitesse : le ralentissement par l'hydrogène est plus « efficace ».

2.6. Limites de ce modèle

215 Ces résultats ne sont valables que si la diffusion est isotrope dans le repère du centre de masse, et si la cible est fixe par rapport au neutron dans le repère du laboratoire. L'agitation thermique est tout de même à prendre en compte si le neutron arrive à faible vitesse, en fin de ralentissement. Avec un noyau d'hydrogène (proton de masse égale à celle du neutron), le neutron a une probabilité d'être arrêté net (« carreau » à la pétanque) non nulle. Le ralentissement par l'hydrogène apparaît plus efficace que d'autres noyaux cibles. En comparant différents ralentisseurs utilisés dans divers modèles de réacteurs (eau lourde D_2O , graphite) ou l'uranium lui-même, la perte d'énergie lors d'un choc est moindre. C'est une des raisons pour laquelle l'eau du caloporteur (circuit primaire) peut servir aussi de ralentisseur pour les neutrons. On constate que le cosinus moyen de déviation dépend de la masse de la cible pour les noyaux légers, et donc aussi l'angle moyen de déviation (tableau 1 ci-dessous).

220

Noyau cible	^1_1H (H_2O)	^2_1D (D_2O)	^9_4Be (Béryllium)	$^{12}_6\text{C}$ (graphite)	$^{238}_{92}\text{U}$ (UO_2)	
Masse atomique	1	2	9	12	238	∞
$\overline{\cos(\theta)}$	0,667	0,333	0,074	0,056	0,0028	0
Arccos $\overline{\cos(\theta)}$	48°	$70,7^\circ$	86°	87°	$89,8^\circ$	90°

225

Tableau 1 : Effet de la masse du noyau ralentisseur sur l'angle de déflexion moyen après choc

2.7. Nombre moyen de chocs nécessaires au ralentissement d'un neutron

230 Le neutron, au cours de son ralentissement, peut traverser différents matériaux, et être à cette occasion éventuellement absorbé par des noyaux "neutrophages". Il ne sera plus disponible pour de futures fissions. Il est donc important que la diffusion soit "rapide", c'est à dire que les chocs soient efficaces (perte importante d'énergie à chaque choc) et fréquents (noyaux diffusants nombreux et "visibles"). Le nombre moyen de chocs pour amener un neutron émis par fission autour de 2 MeV ($20\,000 \text{ km.s}^{-1}$) vers quelques eV (disons 0.05eV soit quelques 3000 m.s^{-1} , pour environ 300°C) doit être minimum. La difficulté de ce calcul réside dans le fait que la perte d'énergie dépend de l'énergie avant choc.

235

Notons \overline{E} l'énergie moyenne après choc d'un neutron initialement à l'énergie E_0 :

$$\text{D'après l'équation 8, si l'on pose } \alpha = \frac{(M-m)^2}{(m+M)^2} ; \alpha E_0 \leq E_{\text{après choc}} \leq E_0 ; \overline{E} \approx \frac{1+\alpha}{2} E_0$$

$$\frac{v'^2}{v^2} = \frac{E'}{E} = \frac{M^2 + 2Mm \cos(\psi) + m^2}{(M+m)^2} ; \quad dE' = \frac{2mM d\cos(\psi)}{(M+m)^2} E$$

240 Pour évaluer le nombre moyen de chocs nécessaires pour ralentir les neutrons, on définit une variable adaptée, la "léthargie u ", associée au logarithme de l'énergie E d'un neutron en cours de ralentissement, comparée à une énergie de référence (généralement celle en moyenne d'un neutron issu de fission, soit 2 MeV et notée E_{ref}). Par une diffusion, le neutron passe de u à u' , plus élevée. Le gain en léthargie est

fonction de l'angle de déviation, mais pas de l'énergie avant choc. Le passage de E à E-dE provoque le passage de la léthargie u à u+du. On peut alors relier (du) à (dE) grâce à la définition de la léthargie u.

$$\text{Définition de la léthargie d'un neutron à l'énergie E : } u = \ln\left(\frac{E_{\text{Ref}}}{E}\right) ; du = -\frac{dE}{E}$$

245 On calcule ensuite le gain moyen de "léthargie" à chaque choc de diffusion, selon la masse du noyau cible. Un neutron initialement à E, passe à E', mais ne peut pas descendre en énergie plus bas que αE où α dépend de M. Il ne peut donc pas gagner plus que $\ln(1/\alpha)$ en léthargie. Le gain moyen en léthargie, noté ξ , est indépendant de la léthargie avant choc, et donc de l'énergie E avant choc. On peut considérer un ralentissement moyen du neutron, et lui donner à chaque diffusion ce gain moyen en

250 léthargie. Le nombre moyen de chocs de diffusion $\langle N \rangle$ permettant d'amener le neutron, issu de fission donc à 2 MeV, à la léthargie associée à l'énergie moyenne thermique (0.05 eV) liée à la température de 300°C de l'eau du circuit primaire qui le ralentit, est donné par :

$$\xi = \overline{u' - u} = \int_{\alpha E}^E \left(\ln\left(\frac{E_{\text{Ref}}}{E'}\right) - \ln\left(\frac{E_{\text{Ref}}}{E}\right) \right) \frac{dE'}{(1-\alpha)E'} = \overline{u' - u} = 1 + \frac{\alpha \ln(\alpha)}{1-\alpha}$$

$$\langle N \rangle = \frac{u(2 \text{ MeV}) - u(0,05 \text{ eV})}{\xi} = \frac{\ln(2 \cdot 10^6) - \ln(0,05)}{\xi} = \frac{18}{\xi}$$

On constate alors que ce nombre moyen varie fortement en fonction de la masse du noyau modérateur.

Noyau	H (H ₂ O)	D (D ₂ O)	C (graphite)	O (H ₂ O)	Fe (aciers)	U (UO ₂)
Masse molaire	1	2	12	16	56	238
paramètre α	0,000	0,111	0,716	0,779	0,931	0,983
gain moyen en léthargie	1,000	0,725	0,158	0,120	0,035	0,008
Nombre moyen de chocs	18	24	111	146	496	2089

255 **Tableau 2 : Nombre moyen de chocs nécessaires pour ralentir un neutron selon les matériaux**

L'eau légère (H₂O) est donc plus « efficace » que les autres matériaux. Malheureusement l'hydrogène de l'eau est également un peu absorbant, et quelques neutrons ralentis pourront être absorbés par ces mêmes hydrogènes. On enrichit alors l'uranium en U235 pour privilégier le processus de fission.

260

3. Diffusion élastique sur un noyau cible en mouvement

Une hypothèse forte a été de considérer les noyaux immobiles par rapport au neutron incident. Mais à force de diffusion, le neutron perd de la vitesse, et son énergie cinétique se rapproche de celle associée à l'agitation thermique des noyaux cibles. On ne peut donc plus considérer les noyaux comme fixes, mais animés d'une vitesse non nulle dans le repère du laboratoire dont l'origine ne peut plus être le noyau cible. On parle alors de « thermalisation » et l'hydrogène de l'eau n'est plus seulement un ralentisseur de neutron, mais un « modérateur » puisqu'il les stabilise autour d'une énergie cinétique moyenne, en attendant qu'ils finissent absorbés par les noyaux puisque les interactions fortes sont maintenant plus probables.

270

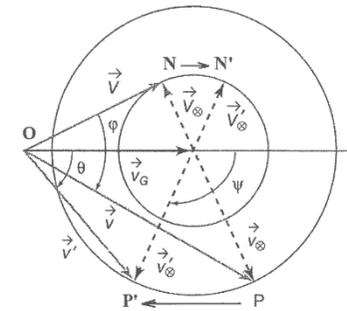


Figure 3 : Triangle des vitesses avec une cible en mouvement par agitation thermique

Si la cible est mobile, le triangle des vitesses est modifié du fait de la vitesse V de la cible avant le choc. θ reste l'angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire (entre v_G et v'), et ψ l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse. L'angle θ , donc son cosinus, n'est plus indépendant de la vitesse v. Tous les points P' décrivant l'ensemble de la sphère de rayon v'_\otimes peuvent être atteints de manière équiprobable, si le choc reste isotrope dans le repère du centre de masse. La vitesse de ce

275 centre de masse est donnée par :

$$\vec{v}'_G = \frac{d\vec{OG}}{dt} = \frac{m}{M+m} \vec{v} + \frac{M}{M+m} \vec{V} = \vec{v}_G$$

280 La vitesse de G dans le repère du laboratoire dépend de l'angle ϕ entre \vec{V} du noyau et \vec{v} du neutron :

$$v_G^2 = \frac{(M^2 V^2 + 2mM v V \cos(\phi) + m^2 v^2)}{(m+M)^2} \text{ avec } A = \frac{M}{m} ; v_G^2 = \frac{(A^2 V^2 + 2AvV \cos(\phi) + v^2)}{(A+1)^2}$$

En considérant la vitesse relative du neutron par rapport à la cible en mouvement, on peut écrire :

$$\vec{v}_r = \vec{v} - \vec{V} ; v_r^2 = v^2 + V^2 - 2vV \cos(\phi) ; \vec{v}'_\otimes = \frac{A}{A+1} \vec{v}_r ; v'_\otimes = v_\otimes = \frac{A}{A+1} v_r$$

Le cosinus de l'angle de déviation dépend de cette vitesse relative selon :

285

$$\vec{v}' = \vec{v}_G + \vec{v}'_\otimes ; v'^2_\otimes = v_G^2 \sin^2 \theta + (v'_r - v_G \cos \theta)^2 ; \cos(\theta) = \frac{v_G^2 + v'^2 - \left(\frac{A}{A+1}\right)^2 v_r^2}{2v_G v'}$$

4. Paramètres expérimentaux des mesures de diffusion

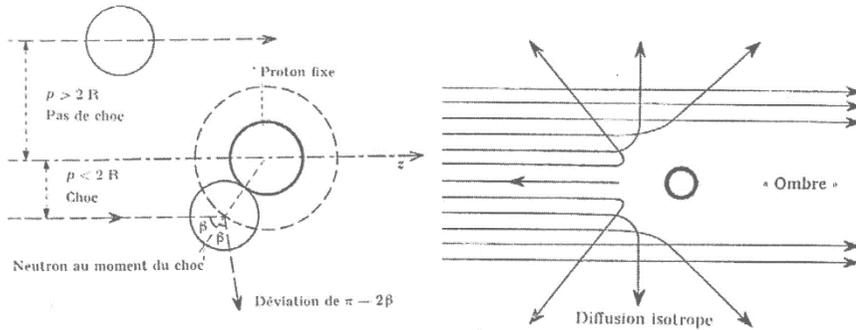
L'angle ψ est supposé varier uniformément entre 0 et π , donc $\cos(\psi)$ varie de façon non équiprobable entre -1 et 1 à cause de la rotation possible autour de l'axe neutron-noyau. De plus les expériences montrent que ce choc n'est pas rigoureusement isotrope dans le centre de masse, particulièrement à basse énergie où l'énergie de liaison (l'hydrogène est lié à l'oxygène dans la molécule d'eau) devient non négligeable devant l'énergie du neutron. Il est donc indispensable de déterminer ces corrections.

290

Des mesures sont donc nécessaires pour, à la fois confirmer le modèle proposé, mais aussi fournir aux codes de calcul qui modélisent le fonctionnement des réacteurs nucléaires les paramètres associés à ce phénomène de diffusion et de ralentissement : (1) probabilité d'interaction de diffusion, (on parlera de section efficace de diffusion), (2) probabilité de déviation, (on précisera alors section efficace différentielle de diffusion) et (3) perte d'énergie cinétique du neutron incident.

4.1. Section efficace microscopique de diffusion

Considérons un proton (noyau d'hydrogène) au repos (au regard de la vitesse du neutron incident), situé ici à l'origine du repère de l'observateur. Il peut être assimilé à une sphère de rayon R de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-15}$ m. Ce proton est bombardé par des flux de neutrons issus d'un "canal de réacteur", c'est à dire un tube sous vide placé à la périphérie d'un réacteur laissant sortir des flux de neutrons en trajectoire rectiligne depuis le cœur nucléaire. Ces neutrons seront supposés à une vitesse uniforme et mesurée. La sélection des vitesses des neutrons se fait par des dispositifs mécaniques qui absorbent sélectivement les neutrons qui ne passent pas à la bonne vitesse entre deux fenêtres en rotation. Cela ne rentre pas dans le cadre de cette étude. En mécanique classique, nous pouvons considérer les neutrons et le proton comme des sphères impénétrables de même taille, tant qu'il n'y a pas d'interaction nucléaire forte de la part du proton qui "fixerait" le neutron et l'absorberait.



Figures 4 : Modèle d'interaction de diffusion neutron-proton

Si l'on défini p comme la distance entre le centre du neutron et le centre du proton, tant que $p > 2R$ il ne se passe rien et le neutron continue en ligne droite. Dès que $p < 2R$, les neutrons peuvent frapper le proton cible et être déviés. Si l'on appelle ν le nombre de chocs de neutrons par seconde, on constate que l'on a : $\nu = \pi(2R)^2 n v$ où n représente la densité de neutrons incidents, v leur vitesse et R le rayon de la cible. On appelle section efficace microscopique de diffusion la quantité $\sigma_s = 4\pi R^2$ (s pour "scattering" en anglais). Tout se passe comme si le proton faisait une ombre au flux de neutron sur une surface égale à cette section efficace. La distance p est alors la distance d'impact sous laquelle le neutron peut être diffusé. C'est cette valeur qu'il faut mesurer expérimentalement.

4.2. Section efficace différentielle

Maintenant puisque la baisse d'énergie cinétique est fonction de l'angle de déviation, il est important de mesurer la probabilité de diffusion en fonction de cet angle. La figure 5 définit les paramètres importants. Soit θ l'angle de déviation par rapport à la trajectoire initiale du neutron et β l'angle d'incidence du neutron sur la sphère cible du proton : $\theta = \pi - \beta$ $p = 2R \cos \beta$

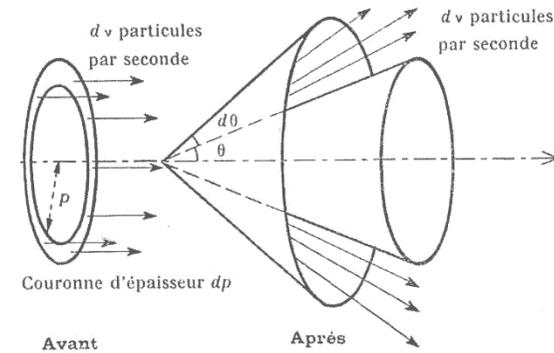


Figure 5 : Modèle de la section efficace de diffusion différentielle

On mesure un flux de neutrons déviés de θ , à $d\theta$ près. Le nombre de neutrons qui subissent une déviation entre θ et $\theta + d\theta$ par unité de temps sont passés dans la couronne entre p et dp selon :

$$\theta + d\theta = \pi - (\beta + d\beta) \quad d\theta = -2 d\beta \quad dp = -2R \sin \beta d\beta$$

La surface de cette couronne d'épaisseur dp dans laquelle sont passés ces neutrons est de $2\pi p dp$, soit une quantité de neutrons $\theta + d\theta = \pi - (\beta + d\beta)$ $dv = 2\pi p dp n v = 2\pi R^2 \sin \theta d\theta$

On appelle section efficace différentielle de diffusion l'expression : $\sigma(\theta) = \frac{dv}{2\pi \sin \theta d\theta n v} = R^2$

La somme des neutrons diffusés dans toutes les directions de l'espace est bien égale aux particules incidentes qui frappent la section efficace totale : $n v \int_0^\pi \sigma(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta = \sigma_s n v$

4.3. Distribution statistique de la vitesse des noyaux cibles selon la température

En 1872, Ludwig Boltzmann fait une démonstration statistique de la loi de répartition de la vitesse des molécules d'un gaz découverte en 1860 par Maxwell et interprète la notion d'entropie en la reliant à celle de probabilité. Il établit alors la distribution citée en ligne 115. On peut alors en déduire la vitesse la plus probable ou la vitesse moyenne des molécules d'un gaz en fonction de la température. En ce qui concerne les liquides on adopte aussi cette distribution. Pour les solides, l'existence de liaisons cristallines modifie cette distribution du fait de modes de vibrations préférentiels. Les neutrons, à faible vitesse, vont ainsi acquérir le même spectre de vitesse que le milieu modérateur. Le gain moyen

350 de léthargie défini plus haut est alors nul. Par contre l'absorption joue un rôle de fuite qui favorise la
disparition des neutrons à plus basse vitesse, par rapport à la partie plus rapide du spectre. L'eau étant
un « modérateur » absorbant un peu, le spectre dit thermique est alors décalé vers des énergies
légèrement supérieures, puisque l'absorption augmente si l'énergie du neutron baisse. On associe alors
à ce spectre expérimental une "température des neutrons" légèrement supérieure à celle du milieu. Les
355 mesures expérimentales fournissent ce décalage. Les codes de calcul vont donc modéliser la
répartition en énergie des noyaux cibles en prenant en compte leur distribution en vitesse.

Conclusion

360 Le ralentissement des neutrons est indispensable si l'on veut augmenter la probabilité de fission dans
un réacteur nucléaire à neutrons « thermiques ». Deux étapes successives sont à modéliser. Dans une
première étape, le neutron est à grande vitesse devant l'agitation thermique des noyaux des matériaux.
C'est le ralentissement, qui doit être le plus rapide possible pour éviter des pertes de neutrons par
capture ou des fuites. L'hydrogène de l'eau s'avère ainsi le ralentisseur le plus efficace. Par contre, la
365 phase suivante est plus délicate, puisque la « modération » est due à la thermalisation des neutrons
autour d'une énergie cinétique des quelques fractions d'eV. Le noyau cible apparaît alors en
mouvement pour le neutron. Les calculs sont plus complexes, mais essentiels pour la sûreté de
fonctionnement du réacteur.

370 En effet, dans les scénarios accidentels, toute montée de température des différents milieux du réacteur
(eau du circuit primaire servant de modérateur, combustible dans les gaines métalliques destiné aux
absorptions et aux fissions) doit absolument entraîner des contre-réactions diminuant le nombre de
fission afin de stopper l'accident. Le ralentissement est rapide, la thermalisation un peu plus longue (le
neutron met plus de temps à se déplacer entre deux collisions). Ces deux étapes durent 10^{-6} s. Le
séjour dans le domaine thermique est l'essentiel de la durée de vie du neutron (4.10^{-5} s). Compte tenu
375 de ces durées très courtes, les neutrons sont très sensibles aux variations de température du milieu. Les
effets de dilatation de l'eau (diminution de la densité des noyaux cibles) ou d'agitation des noyaux
fissiles (augmentation de l'agitation thermique) sont des contre-réactions suffisamment instantanées et
efficaces pour permettre effectivement de garantir la sûreté de fonctionnement.

380 Les constructeurs modélisent rigoureusement ces deux étapes grâce à des codes de calcul très précis et
des mesures expérimentales pour les confirmer. Cela n'empêche pas les exploitants de devoir
« démontrer » régulièrement par des essais périodiques devant l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN),
la permanence et la valeur des paramètres de ces contre réactions pris en compte dans les études
accidentelles du rapport de sûreté. Ce rapport établit les règles de fonctionnement et les moyens mis en
385 œuvre pour garantir un fonctionnement sûr des installations.