SUR LES CHOCS ENTRE NEUTRONS ET NOYAUX.

J'ai donné récemment [1] l'expression de la probabilité dP, pour un neutron de masse m et de grande énergie initiale E_0, ralenti par ses chocs contre des noyaux de masse M, de prendre au moins une fois une énergie cinétique E comprise dans un intervalle infiniment petit donné dE. En posant :

$$(1)\qquad \alpha = \frac{M - m}{M + m}, \quad C = \frac{E_0}{E}, \quad a = L\frac{1}{\alpha^2}, \quad x = L\frac{1}{C}, \quad \varepsilon = \frac{a}{1 - \alpha^2}, \quad y = \frac{x}{1 - \alpha^2},$$

et k étant des entiers, on a, pour chaque intervalle tel que :

$$ia \leqq x \leqq (i+1)a \quad \text{ou} \quad i\varepsilon \leqq y \leqq (i+1)\varepsilon,$$

$$(2)\qquad dP = \frac{dC}{1 - \alpha^2} \sum_{k=0}^{i} (-1)^k \varphi_k(y - k\varepsilon) = F\,dC$$

avec :

$$\varphi_k = \frac{1}{k!}(y + k)y^{k-1}e^y.$$

Pour M = m (protons) l'expression (2) se réduit à la forme déjà connue :

$$(3)\qquad dP = \frac{dC}{C} = \frac{dE}{E}.$$

Dans ce cas la discontinuité que subit la fonction F à la fin du premier intervalle ($i = 0$) est rejetée à l'infini.

D'après une intéressante remarque de M. F. Joliot sur les résultats que j'ai obtenus dans l'application numérique de la formule (2) au cas des deutons et des hélions, la fonction F, au delà de la discontinuité, se rapproche rapidement de la forme asymptotique :

$$(4)\qquad F = Ae^x = \frac{A}{C},$$

d'où, pour dP, la forme asymptotique :

$$dP = A\frac{dC}{C} = A\frac{dE}{E}$$

La constante A dépend uniquement du rapport $\mu = M/m$ de la masse du noyau à celle du neutron.

---

[1] *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 517, et dans ce volume, p. 645.

www.rcin.org.pl

Je voudrais montrer ici que, dans le cas général où μ est quelconque, la fonction F satisfait à une équation intégrale qui admet une solution de la forme (4) vers laquelle doit tendre F à mesure que se poursuit le processus de ralentissement du neutron par ses chocs successifs contre les noyaux et que s'efface l'influence de la valeur initiale E_0 de l'énergie cinétique. Je montrerai, en outre, que la constante A prend la valeur très simple $\mu/2$ avec approximation d'autant plus grande que μ est plus grand, et déjà très suffisante au point de vue expérimental lorsque μ est égal à 12, ce qui correspond au cas du noyau de carbone ordinaire.

Pour former l'équation intégrale cherchée, remarquons que, si E' représente l'énergie cinétique du neutron avant le choc qui amène cette énergie dans l'intervalle dE en lui faisant prendre la valeur E à un infiniment petit près, on a, d'après la relation fondamentale établie dans ma précédente Note[1] :

$$E = E'[\alpha^2 + (1-\alpha^2)\varpi], \tag{5}$$

ϖ étant la probabilité, variable entre 0 et 1, pour que ce dernier choc se produise dans des conditions comprises entre celles du choc central pour lequel l'énergie initiale E' a sa valeur maximum E/α^2 et celles qui correspondent à la valeur E' de cette énergie. Si nous posons, conformément aux notations (1) :

$$x = L\frac{E_0}{E} = L\frac{1}{C}, \qquad x' = L\frac{E_0}{E'} = L\frac{1}{C'},$$

la relation (5) s'écrit :

$$e^{x'-x} = \alpha^2 + (1-\alpha^2)\varpi$$

et donne par conséquent :

$$d\varpi = \frac{1}{1-\alpha^2}e^{x'-x}dx'. \tag{6}$$

D'autre part, pour que le dernier choc, se produisant dans les conditions caractérisées par ϖ, amène l'énergie finale dans l'intervalle dE, il faut, d'après (5), que E' se trouve dans l'intervalle dE' tel que :

$$\frac{dE'}{dE} = \frac{dC'}{dC} = \frac{E'}{E} = e^{x-x'}. \tag{7}$$

La probabilité dP' pour que ce dernier choc ait son énergie initiale E' comprise dans l'intervalle ainsi défini dE' est, d'après (2) :

$$dP' = F(x')dC' = F(x')e^{x-x'}dC$$

et l'on a, en faisant varier les conditions du choc, c'est-à-dire ϖ entre 0 et 1 :

$$dP = dC\int_0^1 e^{x-x'}F(x')d\varpi = F(x)dC,$$

www.rcin.org.pl

d'où :

$$F(x) = \int_0^1 e^{x-x'} F(x') d\varpi.$$

En posant :

$$x - x' = z$$

et en remarquant que z varie de a à 0 d'après (5) lorsque ϖ varie de 0 à 1, on obtient, en tenant compte de (6) :

$$F(x) = \frac{1}{1-\alpha^2} \int_0^a F(x-z) dz. \tag{8}$$

C'est là l'équation intégrale très simple à laquelle satisfait la fonction F. On s'assure facilement, en tenant compte de la valeur de a définie en (1), que cette équation admet une solution de la forme (4), quelle que soit la valeur de la constante A.

On s'assure également que la solution (2) satisfait à l'équation intégrale (8); il suffit pour cela de remarquer que la fonction φ_k qui figure dans cette solution peut s'écrire :

$$\varphi_k = \frac{1}{k!} \frac{d}{dy} (y^k e^y).$$

On peut vérifier que la solution exacte (2) ne s'écarte appréciablement de la forme (4) que pour des valeurs de x comprises dans les tout premiers intervalles de la série 0, a, $2a \ldots$, ia; elle tend rapidement vers cette forme lorsque l'énergie cinétique E du neutron a diminué par rapport à sa valeur initiale E_0 dans une proportion qui dépend du rapport μ des masses. Lorsque ce rapport augmente, les chocs deviennent moins efficaces pour réduire l'énergie du neutron, une même diminution de celle-ci exige un plus grand nombre de chocs et la loi asymptotique (4) s'établit plus rapidement, c'est-à-dire pour une moindre valeur de x.

Un fait remarquable est que la constante A de la loi asymptotique, fonction seulement du rapport μ des masses, tend rapidement vers $\mu/2$ quand μ augmente. On s'en assure facilement en calculant les valeurs numériques de la fonction F par la formule (2) pour des valeurs de y de la forme $i\varepsilon$, ce qui n'exige qu'un nombre limité de termes en φ_k lorsque l'entier i n'est pas trop grand. On peut ainsi vérifier la rapidité avec laquelle s'établit la loi asymptotique (4), déterminer la constante A et constater que dès la valeur 10 du rapport μ des masses, cette constante se confond pratiquement avec $\mu/2$.

www.rcin.org.pl