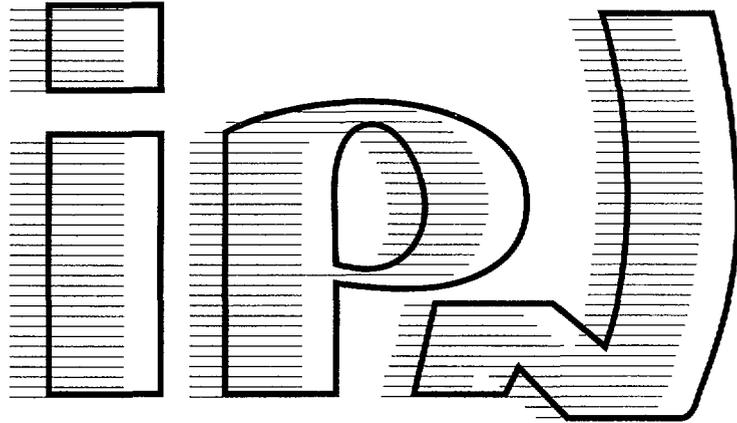




FR0002957

I.P.N. - 91406 ORSAY CEDEX

**institut de physique nucléaire**  
CNRS - INP3 UNIVERSITÉ PARIS - SUD



Gestion INIS  
Doc. Enreg. le 14/2/2000  
N° TRN FR.000.2957

IPNO 99 – 06

**Estimation du nombre d'évènements de  
fission induite par des neutrons rapides pour  
différentes géométries entre le convertisseur  
et la cible.**

*M. Mirea, O. Bajeat, F. Clapier,  
N. Pauwels et J. Proust*

IPNO 99 – 06

**Estimation du nombre d'évènements de  
fission induite par des neutrons rapides pour  
différentes géométries entre le convertisseur  
et la cible.**

*M. Mirea, O. Bajeat, F. Clapier,  
N. Pauwels et J. Proust*

# ESTIMATION DU NOMBRE D'ÉVÈNEMENTS DE FISSION INDUITE PAR DES NEUTRONS RAPIDES POUR DIFFÉRENTES GEOMETRIES ENTRE LE CONVERTISSEUR ET LA CIBLE

M. Mirea\*, O. Bajeat, F. Clapier, N. Pauwels et J. Proust

*Institut de Physique Nucléaire*

*Université Paris XI, CNRS, IN2P3, 91406, Orsay Cedex, France*

**Résumé:** Une estimation du nombre total d'évènements de fission est présentée pour différentes géométries convertisseur-cible. Le flux de neutrons secondaires obtenus dans un convertisseur est simulé à l'aide d'un modèle phénoménologique basé sur le formalisme de Serber.

**Abstract:** An estimation of the total number of fission events is presented for different converter-target geometries. The secondary neutron yields obtained in the converter are simulated within a phenomenological model based on Serber's formalism.

## 1 Introduction

L'étude de mise au point d'une source de faisceaux de noyaux riches en neutrons est le but principal des projets PARRNe [1] et SPIRAL II. Les noyaux éloignés de la ligne de stabilité peuvent être obtenus par le processus de fission de  $^{238}\text{U}$  induite avec des neutrons rapides. Les neutrons rapides peuvent être produits par le bombardement d'un convertisseur avec des deutons. Le rendement en produits de fission dans la cible dépend de la géométrie convertisseur-cible, de la nature du convertisseur, de l'énergie des deutons, et une optimisation de cet ensemble est d'une importance

---

\*Adresse permanente: Institute of Physics and Nuclear Engineering, Tandem Lab., P.O. Box MG6, Bucarest, Romania

cruciale. Dans ce contexte, on a réalisé un code numérique tenant compte de ces paramètres en vue de calculer le nombre de réactions de fission produites dans la cible d'uranium appauvri, pour différentes énergies de deutons, différents types de convertisseurs (Be, C et U) et différentes géométries. Ces estimations prennent en considération des déterminations expérimentales de flux de neutrons réalisées dans le cadre de nos projets.

## 2 Calculs géométriques

Le calcul de la valeur moyenne de la longueur parcourue dans l'uranium d'un neutron émis dans le convertisseur représente la première étape. Si l'on ne prend pas en compte l'atténuation du neutron dans l'uranium appauvri, alors la longueur moyenne parcourue dans l'U  $d_m$  pour un neutron émis d'un point  $(x, y, z)$  dans le convertisseur est donnée par la relation:

$$d_m(x, y) = \frac{\int_0^{2\pi} \left[ \int_0^{\pi/2} p(\theta) d(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta \right] d\varphi}{2\pi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) p(\theta) d\theta} \quad (1)$$

où  $d(\theta, \varphi)$  est la longueur du parcours du neutron dans l' $^{238}\text{U}$  émis aux angles  $\theta$  et  $\varphi$ ,  $p(\theta)$  représentant la probabilité d'émission du neutron à l'angle  $\theta$ . Pour des cibles minces et des neutrons de grandes énergies, cette probabilité peut être calculée à l'aide d'une approximation simple:

$$p(\theta) = \frac{E_n/2.2245}{2\pi(1 + E_n\theta^2/2.2245)^{3/2}} \quad (2)$$

où  $E_n$  est l'énergie des nucléons en MeV. Cette distribution a été utilisée jusqu'à maintenant pour des calculs de géométrie [2]. Par la suite, une distribution phénoménologique  $P(\theta)$ , conçue pour des convertisseurs épais et pour un domaine très grand d'énergies de deutons va être utilisée.

Dans ces conditions, on peut définir un volume effectif  $V_{\text{eff}}$  donné par le produit entre la distance moyenne parcourue  $d_m(x, y)$  et la section du convertisseur considérée circulaire (qui correspond à la section du faisceau incident) avec un rayon  $R_c$ :

$$V_{\text{eff}} = 4 \int_0^{R_c} \int_0^{\sqrt{R_c^2 - y^2}} d_m(x, y) dx dy. \quad (3)$$

Ce volume effectif a une interprétation simple. Dans le cas d'une distribution des neutrons dirigés seulement à l'avant, on peut représenter la probabilité angulaire avec une fonction delta:  $p(\theta) = \delta(\theta)$ . Dans ce cas,  $d_m$  sera égal à la distance parcourue d'un neutron dans la cible s'il est émis perpendiculairement au convertisseur. Donc le  $V_{\text{eff}}$  sera égal au volume d'une cible d' $^{238}\text{U}$  virtuelle si on considère que le faisceau n'a pas de divergence. Le facteur 4 dans cette expression est dû à

la symétrie axiale qui permet de faire l'intégrale sur un quart de la surface du convertisseur. Si on divise  $V_{\text{eff}}$  par la section du convertisseur, on obtient une valeur moyenne effective de la distance parcourue  $R_m$  par un neutron émis du convertisseur, valeur moyenne qui sera utilisée par la suite.

L'intégrale sur les angles  $\theta$  et  $\varphi$  peut être remplacée par une intégrale sur les angles  $\theta_x$  (angle entre l'axe des deutons et la projection de la direction du neutron sur le plan horizontal) et  $\theta_y$  (entre l'axe des deutons et la projection de la direction du neutron sur le plan vertical) à condition de balayer le même domaine angulaire:

$$\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} z(\theta, \varphi) p(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} z(\theta_x, \theta_y) p(\theta[\theta_x, \theta_y]) \sin(\theta[\theta_x, \theta_y]) \mathcal{D}\left(\frac{\theta, \varphi}{\theta_x, \theta_y}\right) d\theta_x d\theta_y \quad (4)$$

où

$$\theta(\theta_x, \theta_y) = \arctan \left\{ \left[ \tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y) \right]^{1/2} \right\} \quad (5)$$

$$\varphi(\theta_x, \theta_y) = \arctan \left( \frac{\tan(\theta_x)}{\tan(\theta_y)} \right) \quad (6)$$

et le Jacobien

$$\mathcal{D}\left(\frac{\theta, \varphi}{\theta_x, \theta_y}\right) = \left| \frac{d\theta}{d\theta_x} \frac{d\varphi}{d\theta_y} - \frac{d\theta}{d\theta_y} \frac{d\varphi}{d\theta_x} \right| \quad (7)$$

avec

$$\frac{d\theta}{d\theta_x} = \frac{\tan(\theta_x)}{[1 + \tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)] \sqrt{\tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)} \cos^2(\theta_x)} \quad (8)$$

$$\frac{d\theta}{d\theta_y} = \frac{\tan(\theta_y)}{[1 + \tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)] \sqrt{\tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)} \cos^2(\theta_y)} \quad (9)$$

$$\frac{d\varphi}{d\theta_x} = \frac{1}{\left[1 + \frac{\tan^2(\theta_x)}{\tan^2(\theta_y)}\right] \tan(\theta_y) \cos^2(\theta_x)} \quad (10)$$

$$\frac{d\varphi}{d\theta_y} = - \frac{\tan(\theta_x)}{\left[1 + \frac{\tan^2(\theta_x)}{\tan^2(\theta_y)}\right] \tan^2(\theta_y) \cos^2(\theta_y)} \quad (11)$$

La dépendance entre  $(\theta, \varphi)$  et  $(\theta_x, \theta_y)$  est mise en évidence sur la Fig. 1.

Nous sommes intéressés par trois géométries principales de la cible: cylindre vertical, cylindre horizontal et géométrie parallélépipédique. Ces trois géométries seront traitées séparément.

## 2.1 Cible cylindrique horizontale

Jusqu'à maintenant, cette géométrie a été utilisée seulement pour des pastilles de carbure d'uranium. Dans le cas d'un cylindre horizontal on définit les paramètres:  $L$  longueur de la génératrice,

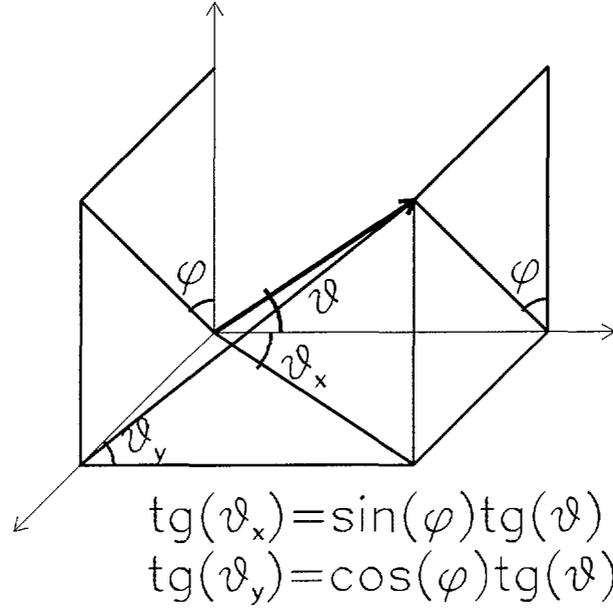


Figure 1: Relation entre les angles

$D$  distance entre le convertisseur et la face la plus proche,  $R$  rayon des pastilles. Cet ensemble est représenté schématiquement dans la Fig. 2.

L'intégrale sur  $\theta_y$  peut être réduite entre deux valeurs maximales:

$$\theta_y^{max} = \arctan\left(\frac{R-y}{D}\right) \quad (12)$$

et

$$\theta_y^{min} = -\arctan\left(\frac{R+y}{D}\right). \quad (13)$$

Pour des valeurs en dehors de cet intervalle  $z(\theta_x, \theta_y)$  est égal à zéro. Pour chaque valeur de  $\theta_y$  comprise dans le domaine mentionné on peut définir l'intervalle de  $\theta_x$ :

$$\theta_x^{max} = \arctan\left\{\frac{\sqrt{R^2 - [y + D \tan(\theta_y)]^2} - x}{D}\right\} \quad (14)$$

et

$$\theta_x^{min} = \arctan\left\{-\frac{\sqrt{R^2 - [y + D \tan(\theta_y)]^2} + x}{D}\right\} \quad (15)$$

Pour un  $\theta_x$  en dehors de l'intervalle présenté  $z = 0$ .

Le neutron émis dans une direction  $\theta_x, \theta_y$  à partir d'un point de coordonnées  $(x, y)$  sort par la surface latérale du cylindre cible si la condition suivante est réalisée:

$$R^2 = [x + (l + D) \tan(\theta_x)]^2 + [y + (l + D) \tan(\theta_y)]^2. \quad (16)$$

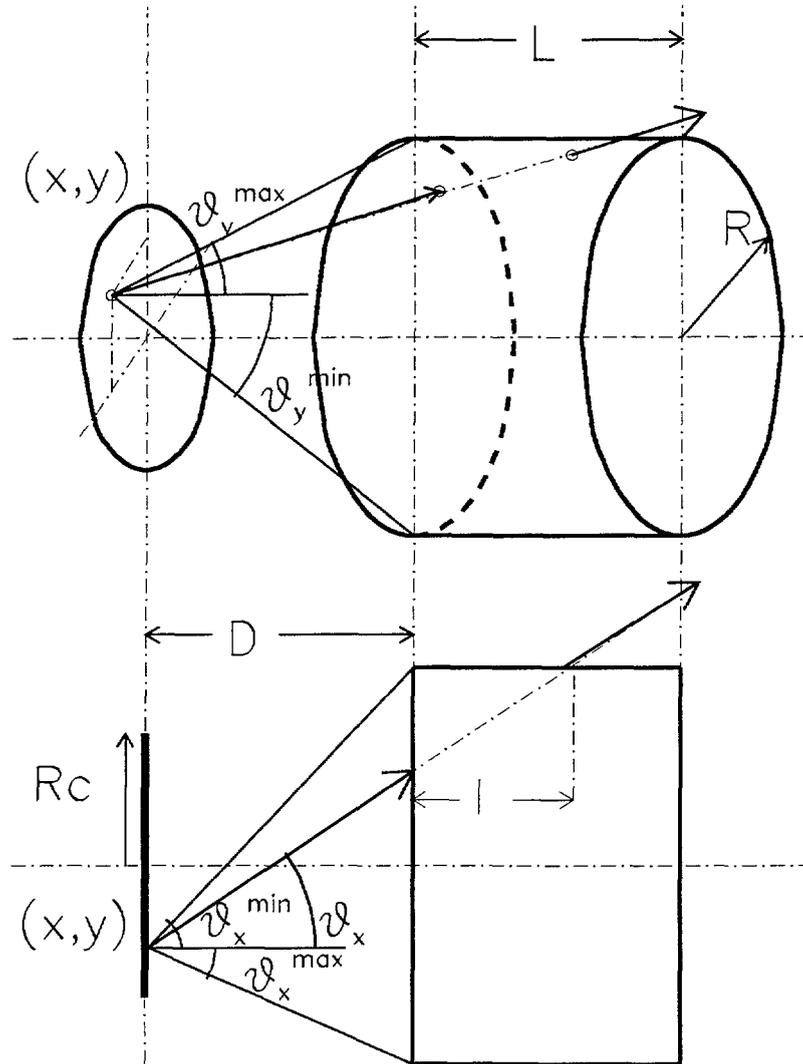


Figure 2: Géométrie de la cible cylindrique horizontale

Donc pour retrouver la valeur de  $l$  (distance dans la cible au long de l'axe  $z$ ) il faut trouver les solutions de l'équation:

$$(l+D)_{1,2} = \frac{-[x \tan(\theta_x) + y \tan(\theta_y)] \pm \sqrt{[x \tan(\theta_x) + y \tan(\theta_y)]^2 + (R^2 - x^2 - y^2)[\tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)]}}{\tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)} \quad (17)$$

La somme  $(l + D)$  va avoir toujours une solution positive et une solution négative. On garde toujours la solution qui est associée à notre direction sur les axes, c'est à dire la solution positive.

Le parcours sera:

$$z = l \sqrt{1 + \tan^2(\theta_x) + \tan^2(\theta_y)} \quad (18)$$

Si la valeur positive de  $l > D$ , alors le neutron sort par la surface circulaire du bout du cylindre et on remplace  $l = L$ .

## 2.2 Cible cylindrique verticale

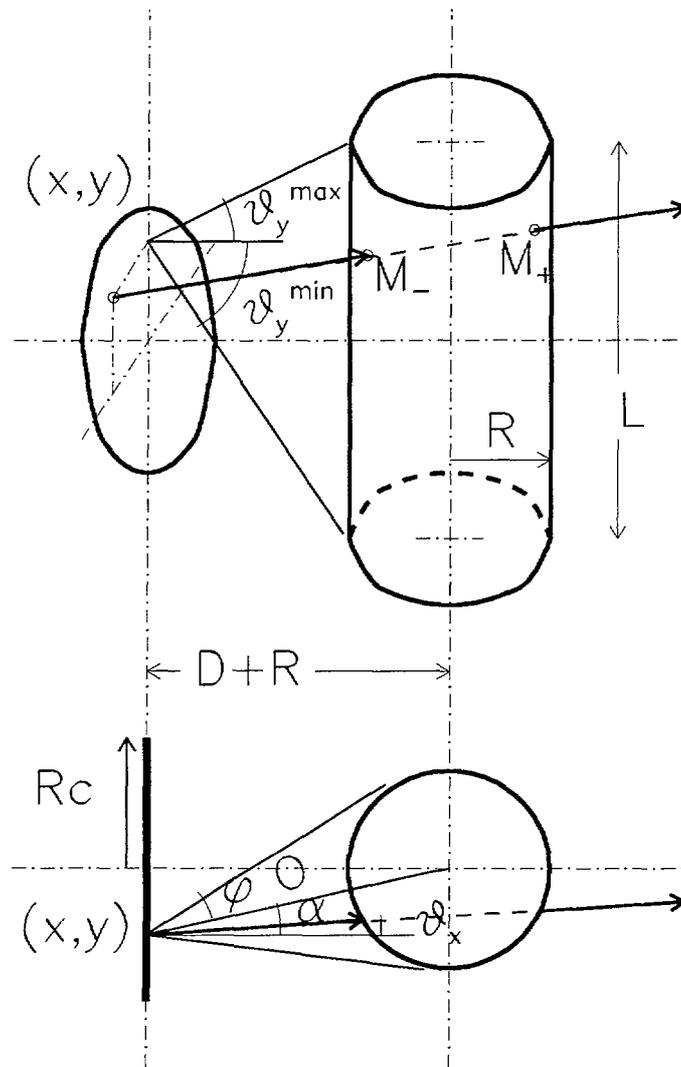


Figure 3: Géométrie de la cible verticale

La géométrie cylindrique verticale présente un autre type de calcul pour  $l$ . Une représentation schématique de la géométrie est réalisée dans la Fig. 3. Si la longueur du creuset est  $L$ , la distance minimale entre le convertisseur et le cylindre cible est  $D$ , les valeurs maximales de  $\theta_y$  sont pour

une valeur donnée de  $y$ :

$$\theta_y^{max} = \arctan\left(\frac{\frac{L}{2} - y}{D}\right) \quad (19)$$

et

$$\theta_y^{min} = -\arctan\left(\frac{\frac{L}{2} + y}{D}\right), \quad (20)$$

Pour chaque valeur de la coordonnée  $x$  sur le convertiseur, on peut calculer un angle  $\psi_0$  dans un plan caractérisé par  $y = \text{constante}$  entre les droites tangentes extérieures au cylindre et la droite qui passe dans l'axe de symétrie du cylindre cible:

$$\psi_0 = \arcsin\left(\frac{R}{\sqrt{(R+D)^2 + x^2}}\right) = \arcsin\left(\frac{R}{O}\right) \quad (21)$$

ou  $O = \sqrt{(R+D)^2 + x^2}$  représente la distance entre l'axe du cylindre cible et le point  $x$  ( $y = \text{constante}$ ). L'angle entre la normale au plan  $Oxy$  et la droite  $O$  ( $y = \text{constante}$ ) est

$$\alpha = \arctan\left(\frac{x}{D+R}\right). \quad (22)$$

Ainsi les valeurs maximales de  $\theta_x$  peuvent être calculées:

$$\theta_x^{max} = \alpha + \psi_0, \quad (23)$$

$$\theta_x^{min} = \alpha - \psi_0. \quad (24)$$

Toujours dans ce plan ( $y = \text{constante}$ ), on peut calculer les distances entre le point  $x$  du convertiseur et les points d'entrée  $M_-$  et de sortie  $M_+$  de la cible grâce à la relation

$$R^2 = M_{\pm}^2 + O^2 - 2M_{\pm}O \cos(\psi) \quad (25)$$

où  $\psi = \theta_x - \alpha$  varie entre les valeurs  $-\psi_0$  et  $\psi_0$ . Donc,

$$M_{\pm} = O \cos(\psi) \pm \sqrt{O^2 \cos^2(\psi) - O^2 + R^2}. \quad (26)$$

Si le faisceau secondaire sort par la surface latérale de la cible, les conditions suivante sont respectées:

$$\frac{L}{2} - y > \left[ O \cos(\psi) - \sqrt{O^2 \cos^2(\psi) - O^2 + R^2} \right] \tan(\theta_y) \cos(\theta_x) \quad (27)$$

pour  $\theta_y > 0$  et

$$\frac{L}{2} + y > \left[ O \cos(\psi) - \sqrt{O^2 \cos^2(\psi) - O^2 + R^2} \right] |\tan(\theta_y)| \cos(\theta_x) \quad (28)$$

pour  $\theta_y < 0$ . Autrement le faisceau sort par les deux surfaces circulaires des extrémités. Dans le cas où le faisceau sort de la surface cylindrique latérale, on peut calculer le parcours le long de l'axe  $y$ . Pour cela on calcule la valeur de  $y_-$  qui correspond à l'entrée dans le cylindre et la valeur de  $y_+$  qui correspond à la sortie du cylindre:

$$y_- = \left[ O \cos(\psi) - \sqrt{O^2 \cos^2(\psi) - O^2 + R^2} \right] \cos(\theta_x) \tan(\theta_y) \quad (29)$$

$$y_+ = \left[ O \cos(\psi) + \sqrt{O^2 \cos^2(\psi) - O^2 + R^2} \right] \cos(\theta_x) \tan(\theta_y) \quad (30)$$

Dans ce cas le parcours sera:

$$z = \sqrt{(M_+ - M_-)^2 + (y_+ - y_-)^2} \quad (31)$$

Dans le second cas, le faisceau sort par les surfaces circulaires, le point de sortie sera conditionné par la valeur  $l$ :

$$\frac{L}{2} - y = l \tan(\theta_y) \cos(\theta_x), \quad \text{pour } \theta > 0 \quad (32)$$

et

$$\frac{L}{2} + y = l |\tan(\theta_y)| \cos(\theta_x), \quad \text{pour } \theta < 0 \quad (33)$$

et le parcours sera

$$z = \sqrt{\left(\frac{L}{2} - y\right)^2 + l^2}, \quad \text{pour } \theta > 0 \quad (34)$$

et

$$z = \sqrt{\left(\frac{L}{2} + y\right)^2 + l^2}, \quad \text{pour } \theta < 0. \quad (35)$$

### 2.3 Cible parallélépipédique

Dans le cas d'une cible parallélépipédique avec les dimensions  $A$ ,  $B$  pour le rectangle d'entrée et  $L$  pour la longueur, l'intégrale sur  $\theta_y$  peut être bornée entre deux valeurs maximales:

$$\theta_y^{max} = \arctan\left(\frac{\frac{A}{2} - y}{D}\right) \quad (36)$$

et

$$\theta_y^{min} = -\arctan\left(\frac{\frac{A}{2} + y}{D}\right), \quad (37)$$

tandis que pour  $\theta_x$  on aura:

$$\theta_x^{max} = \arctan\left(\frac{\frac{B}{2} - y}{D}\right) \quad (38)$$

et

$$\theta_x^{min} = -\arctan\left(\frac{\frac{B}{2} + y}{D}\right). \quad (39)$$

On retrouve une condition pour  $l$  qui dépend des signes de  $\theta_y$  et  $\theta_x$ :

$$l_y - D = \left| \frac{\frac{A}{2} - y}{\tan(\theta_y)} \right|, \quad \text{pour } \theta_y > 0, \quad (40)$$

$$l_y - D = \left| \frac{\frac{A}{2} + y}{\tan(\theta_y)} \right|, \quad \text{pour } \theta_y < 0, \quad (41)$$

$$l_x - D = \left| \frac{\frac{B}{2} - y}{\tan(\theta_x)} \right|, \quad \text{pour } \theta_x > 0, \quad (42)$$

et

$$l_x - D = \left| \frac{\frac{B}{2} + y}{\tan(\theta_x)} \right|, \quad \text{pour } \theta_x < 0. \quad (43)$$

On obtient une valeur de  $l_y$  de l'équation de  $\theta_y$  et une valeur de  $l_x$  de l'équation de  $\theta_x$ . Notre valeur  $l$ , qui entre dans la relation (18), est la valeur la plus petite entre  $l_y$ ,  $l_x$  et  $L$ .

### 3 Distribution angulaire des neutrons dans une cible épaisse

La modélisation basée sur le modèle de Serber [3] a été traitée dans la Ref. [4]. Nous allons donc mentionner seulement les étapes les plus importantes. La distribution peut s'écrire:

$$P_s(\xi) = \mathcal{G} \left[ \frac{u^{3/2} P_{1/2}(u)}{2\pi(1 + \xi^2 + \xi_c^2)^{3/2}} \right] \quad (44)$$

où  $\mathcal{G}$  est un operateur qui élargit la distribution angulaire pour prendre en compte l'angle de straggling  $\theta_s$ :

$$\mathcal{G} = \exp \left\{ \frac{\xi_s^2 t}{4T} \Delta \right\} \quad (45)$$

et qui peut être approximé comme suit:

$$\mathcal{G} = 1 + \frac{\xi_s^2 \Delta}{8} + \frac{\xi_s^4 \Delta^2}{96} + \frac{\xi_s^6 \Delta^3}{864} \quad (46)$$

avec

$$\Delta = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (47)$$

$\xi = \theta/\theta_0$ ,  $\xi_s = \theta_s/\theta_0$ ,  $\xi_c = \theta_c/\theta_0$ ,  $\theta_0$  étant l'angle moyen de détection des neutrons qui sont dus seulement à la réaction de break-up:

$$\theta_0 = \arctan \left[ \left( \frac{\epsilon_d}{E_d} \right)^{1/2} \frac{1}{1 - \frac{E_d}{Mc^2}} \right] \quad (48)$$

où  $\epsilon_d \approx 2.22$  MeV est l'énergie de liaison du deuton,  $E_d$  est l'énergie cinétique incidente du deuton,  $\theta_c$  est l'angle de déflexion dû au champ Coulombien

$$\theta_c = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{E_c}{E_d} \right) \quad (49)$$

avec  $E_b$  la hauteur de la barrière Coulombienne

$$E_c = \frac{Z_t e^2}{r_0 (A_d^{1/3} + A_t^{1/3})} \quad (50)$$

$P_{1/2}(u)$  est la fonction de Legendre

$$\begin{aligned} P_{1/2}(u) &= 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} a_n \left( \frac{u-1}{2} \right)^n \\ a_{n+1} &= \frac{(2n-1)(2n+3)}{4(n+1)^2} a_n \quad \text{et} \quad a_0 = 1 \end{aligned} \quad (51)$$

avec l'argument

$$u = \frac{1 + \xi^2 + \xi_c^2}{[(1 + \xi^2 + \xi_c^2)^2 - 4\xi^2\xi_c^2]^{1/2}} \quad (52)$$

On obtient une probabilité d'émission du neutron à l'angle  $\theta$  en faisant une moyenne sur le parcours  $T$  des deutons:

$$P(\theta) = \frac{\int_0^T \sigma(E_d[t]) P_s(\theta) dt}{\int_0^T \sigma(E_d[t]) dt} \quad (53)$$

où  $\sigma$  est la section efficace de production de neutrons. En connaissant une valeur particulière de  $P(\theta)$ , par exemple pour  $\theta = 0^\circ$ , on peut obtenir le nombres de neutrons émis á chaque angle. Cette distribution caractérise les neutrons produits par le stripping d'un proton. Une distribution analogue doit être aussi prise en considération pour les neutrons obtenus par des collisions directes entre un nucléon du deuton et le noyau cible. Une formule pour le nombre de neutrons émis á  $0^\circ$  en fonction de l'énergie des deutons est la suivante [5]

$$Y(\theta = 0^\circ)/Q = \begin{cases} 10.1 \times 10^{12} E_d^{2.95} & \text{pour } E_d < 15 \text{ MeV,} \\ 3.4 \times 10^{13} E_d^{2.5} & \text{pour } 15 \text{ MeV} \leq E_d \leq 50 \text{ MeV,} \\ \left\{ \frac{928.3}{1 + \exp[0.053(98 - E_d)]} - 6.89 \right\} \times 10^{16} & \text{pour } 50 \text{ MeV} < E_d, \end{cases} \quad (54)$$

où  $E_d$  est en MeV et  $Y/Q$  est en  $\text{sr}^{-1}\text{C}^{-1}$ . Cette formule est basée sur des résultats expérimentaux obtenus pour des énergies de deutons jusqu'à 200 MeV [6, 7], donnant la mesure du terme source  $d^2N/d\Omega dE_n$ .

## 4 Distribution énergétique

En principe, la distribution énergétique est obtenue aussi en utilisant une moyenne sur le parcours:

$$D(E, \theta) = N(\theta) \int_0^T \sigma(E_d(t)) dt \int_0^\pi D_1(E, E_d, \theta_2) \exp \left( -\frac{(\theta_2 - \theta)^2}{2\theta_s^2} \right) d\theta_2 \quad (55)$$

où  $N(\theta)$  est une constante de normalisation, une intégrale sur l'angle de straggling a aussi été effectuée et

$$D_1(E, E_d, \theta) = \frac{1}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_2}^{\theta_1} \frac{(\epsilon_d E_d)^{1/2}}{\pi \left[ \left( E - (E_n(\theta_i) + \frac{1}{2}\epsilon_d) \right)^2 + \epsilon_d E_d \right]} d\theta_i \quad (56)$$

est une distribution de Serber intégrée en tenant compte que l'énergie moyenne de neutron résultant du break-up  $E_n(\theta_i) \approx E_d/2$  peut varier avec l'angle de déflexion.

## 5 Position du convertiseur

Les convertisseurs choisis sont suffisamment épais pour arrêter les deutons. Nous avons calculé des distributions angulaires et énergétiques moyennes pour les neutrons générés dans ces convertisseurs. Donc, il faut calculer aussi une position moyenne  $R_m$  dans le convertisseur d'où l'on peut considérer que le flux de neutrons est émis. Ce calcul se fait en moyennant le flux produit sur le parcours du faisceau de deutons incidents. Le flux étant proportionnel à la section efficace, la formule suivante peut être utilisée:

$$R_p = \frac{\int_0^T \sigma[E(t)]t dt}{\int_0^T \sigma[E(t)]dt} \quad (57)$$

où  $\sigma$  dépend de l'énergie du deuton, donc, de sa position dans la cible et  $T$  représente le parcours. Finalement, on considère que les neutrons sont émis avec les distributions décrites plus haut à une profondeur  $R_p$ .

## 6 Nombre de processus de fission

Maintenant on peut calculer le nombre d'évènements de fission par unité de charge de deutons incidents. On dispose de tous les éléments nécessaires: parcours moyen  $R_m$  dans l' $^{238}\text{U}$  d'un neutron émis dans le convertiseur, on connaît le nombre total  $N_t$  de neutrons émis dans le convertiseur par unité de charge de deutons incidents,

$$N_t = 2\pi \int_0^\pi P(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (58)$$

où  $P(\theta)$  est la distribution angulaire, la distribution énergétique de deutons  $D$ , et on connaît les sections efficace de fission  $\sigma_f$  [8, 9] en fonction de l'énergie des neutrons. Donc le nombre de processus de fission  $N_f$  par charge de deutons incidents dans la cible est:

$$N_f = \frac{R_m N_t \rho_U}{M_U} \frac{\int_0^{E_d} \sigma_f(E) D(E) dE}{\int_0^{E_d} D(E) dE} \quad (59)$$

où  $E_d$ , nous le rappelons, est l'énergie du faisceau incident des deutons,  $R_m$  longueur du parcours moyen,  $\rho_U$  est la densité de l'uranium appauvri dans la cible et  $M_U$  la masse de  $^{238}\text{U}$ . L'unité de mesure va être le  $\text{C}^{-1}$ .

## 7 Résultats

Pour une énergie cinétique de deutons incidents de 20 MeV et pour une seule géométrie, on effectue pour commencer une comparaison entre les rendements (nombre de processus de fission par unité de charge de deutons incidents) dans la cible d'uranium pour deux types de convertisseur, Be et C. On considère que la distance entre la face d'entrée du convertisseur et la cible est 100 mm. On suppose aussi que la cible composée de  $\text{UC}_x$  a une forme cylindrique avec un rayon de 7 mm, une épaisseur de 60 mm et qu'elle est disposée horizontalement. Le rayon du faisceau sera toujours considéré égal à 1 mm. Dans ces conditions, on trouve que le rendement dans la cible est de  $2.5 \times 10^{13} \text{ C}^{-1}$  avec le convertisseur de Be et  $1.8 \times 10^{13} \text{ C}^{-1}$  avec le convertisseur de C. Donc, pour une même géométrie, on obtient un rendement environs 40% plus grand dans le convertisseur de Be. Mais, le convertisseur de Be présente des risques s'il est positionné au voisinage de la cible, tandis que le convertisseur de C peut être placé sans danger près de la face d'entrée de l'U appauvri. Donc, on estime cette fois le rendement pour le convertisseur de C placé à 10 mm de la cible et on obtient la valeur  $2.6 \times 10^{14} \text{ C}^{-1}$ . Donc, après avoir seulement rapproché le convertisseur de C de la cible  $^{238}\text{U}$ , on obtient un rendement dix fois plus grand que dans le cas précédent avec Be. Il devient clair, que pour une géométrie améliorée convertisseur-cible, le C est le meilleur choix.

Considérons maintenant un creuset cylindrique vertical rempli avec 20 g d'U fondu (quantité d'U presque identique à celle de la cible d' $\text{UC}_x$ ), le rayon étant égal à 6.5 mm. On choisit la meilleure géométrie cible-convertisseur simulée jusqu'à maintenant, c'est à dire, une distance entre la face d'entrée du convertisseur (C) et la surface d'entrée du creuset de 10 mm. On obtient un rendement de  $5.4 \times 10^{14} \text{ C}^{-1}$ , donc 2 fois plus grand que pour la cible horizontale.

Pour le convertisseur de C situé à 10 mm, on estime la productivité pour une énergie de deutons de 40 MeV, pour les deux géométries présentées plus haut: cible horizontale d' $\text{UC}_x$  et creuset vertical d'U fondu. Pour la cible U fondu on obtient  $3.6 \times 10^{15} \text{ C}^{-1}$ , donc le nombre de processus de fission a augmenté d'environ 6,7 fois par rapport à 20 MeV. Pour la cible d' $\text{UC}_x$  on obtient  $1.7 \times 10^{15} \text{ C}^{-1}$ , donc le rendement a augmenté d'environ 6,5 fois. Dans ces conditions, la production du système avec le creuset vertical rempli d'U fondu croît plus vite avec l'énergie  $E_d$  de deutons que pour le système avec la cible d' $\text{UC}_x$  positionnée horizontalement. Ces résultats sont résumés dans le tableau 1.

Tableau 1: Nombre de processus de fission  $Y$  par unité de charge de deutons incidents dans les cible de carbure d'uranium  $UC_x$  et d'uranium liquide  $UL$ , pour les convertisseurs de Be et C, pour la géométrie verticale et pour celle horizontale, pour différentes distances  $D$  entre le convertisseur et la cible, et en fonction de l'énergie  $E_d$  de deutons.

$Y$ ( $C^{-1}$ )	Convertisseur	Type cible	Géométrie	D (mm)	$E_d$ (MeV)
$2.5 \times 10^{13}$	Be	$UC_x$	Horizontale	100	20
$1.8 \times 10^{13}$	C	$UC_x$	Horizontale	100	20
$2.6 \times 10^{14}$	C	$UC_x$	Horizontale	10	20
$5.4 \times 10^{14}$	C	$UL$	Verticale	10	20
$1.7 \times 10^{15}$	C	$UC_x$	Horizontale	10	40
$3.6 \times 10^{15}$	C	$UL$	Verticale	10	40

Cette simulation simple met en évidence l'importance des conditions géométriques qu'on peut imposer au système convertisseur-cible, ainsi que l'influence de l'énergie du faisceau incident et le type du convertisseur sur la productivité en fragments de fission de la cible. Le nombre de noyaux détectés dépend du rendement d'extraction des produits de fission de l'intérieur de la cible (donc principalement des coefficients de diffusion de chaque isotope et de la température de la cible) de  $UC_x$  où de celle de l'U fondu. Ce rendement d'extraction est difficile à calculer et des tests expérimentaux nous aideront à trouver la meilleure géométrie techniquement possible. Il faut aussi noter que l'augmentation de l'énergie des neutrons n'engendre pas obligatoirement un accroissement du nombre des noyaux riches en neutrons. Des estimations basées sur des calculs microscopiques-macroscopiques [10] montrent que pour la fission induite par des neutrons qui ont une énergie de plus de 20 MeV, la production de noyaux exotiques décroît. Aux grandes énergies d'interaction les noyaux exotiques sont trop excités pour survivre.

## References

- [1] F. Clavier, A.C. Mueller, C. Obert, O. Bajeat, M. Ducourtieux, A. Ferro, A. Horbowa, L. Kotfila, C. Lau, H. Lefort, S. Kandry-Rody, N. Pauwels, J.C. Poitier, J. Proust, J.C. Putaux, C.F. Liang, P. Paris, A.C.C. Vilari, R. Lichtenhaler, L. Maunoury, and J. Lettry, Phys. Rev. ST Accel. Beams **1**, 013501 (1998).
- [2] O. Bajeat, M. Mirea et F. Clavier, Preprint IPNO 98-03, 1998.

- [3] R. Serber, *Phys. Rev.* **72**, 1008 (1951).
- [4] S. Menard, M. Mirea, F. Clapier, N. Pauwels, J. Proust, C. Donzaud, D. Guillemaud–Mueller, I. Lhenry, A.C. Mueller, J.A. Scarpaci et O. Sorlin, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **2**, 033501 (1999).
- [5] N. Pauwels, S. Brandenburg, H. Laurent, H. Beijers, F. Clapier, M. Mirea, M.G. St.–Laurent, L. Lebreton and R. Zegers, to be published.
- [6] N. Pauwels, F. Clapier, P. Gara, M. Mirea et J. Proust, *NIM B*, in print.
- [7] N. Pauwels, J. Proust, M. Bajard, G. Belier, F. Clapier, T. Ethvignot, P. Gara, T. Granier, R. Leroy, C.F. Liang, M. Mirea, J. Obert et A.C.C. Villari, *Radioprotection* **34**, 335 (1999)
- [8] M. Lefort, dans *La Chimie Nucléaire*, Edition Dunod, Paris, 1966.
- [9] V.P. Eismont, A.V. Prokofyev, A.N. Smirnov, K. Elmgren, J. Blomgren, H. Conde, J. Nilsson, N. Olsson, T. Ronnqvist et E. Traneus, *Phys. Rev. C* **53**, 2911 (1996).
- [10] M. Mirea, F. Clapier, N. Pauwels et J. Proust, *Nuovo Cimento A* **111**, 267 (1998).