



HAL
open science

Etude de la diffusion multiple par la méthode de Monte-Carlo : application a la diffusion des neutrons rapides de 14 MeV par le carbone

Sen Nguyen-Van

► **To cite this version:**

Sen Nguyen-Van. Etude de la diffusion multiple par la méthode de Monte-Carlo : application a la diffusion des neutrons rapides de 14 MeV par le carbone. Modélisation et simulation. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1964. Français. NNT: . tel-00278863

HAL Id: tel-00278863

<https://theses.hal.science/tel-00278863>

Submitted on 14 May 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir

le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE NUCLEAIRE - Troisième CYCLE

par

NGUYEN-VAN Sen

ETUDE DE LA DIFFUSION MULTIPLE PAR LA METHODE

DE MONTE-CARLO.

APPLICATION A LA DIFFUSION DES NEUTRONS RAPIDES

DE 14 MeV PAR LE CARBONE.

soutenue le . 1964 devant la Commission d'examen

MM. R. BOUCHEZ

Président

N. GASTINEL

P. DEPOMMIER

Examineurs

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE
L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

- 3 ème cycle -

par

NGUYEN-VAN Sen

Etude de la diffusion multiple par la méthode de
Monte-Carlo - Application à la diffusion des
neutrons rapides de 14 MeV par le carbone.

Soutenue le

1964 devant la commission d'examen

MM. R. BOUCHEZ

Président

N. GASTINEL

P. DEPOMMIER

}
Examineurs

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - La diffusion des neutrons rapides	3
1. Cinématique de la diffusion	3
2. Etude expérimentale de la diffusion des neutrons rapides	9
CHAPITRE II - La méthode de Monte-Carlo	26
1. Historique	26
2. Principe de la méthode de Monte-Carlo	27
3. Applications '' '' ''	29
CHAPITRE III - Etude des corrections dans une mesure de diffusion des neutrons rapides	31
1. Expérience simulée, expérience réelle	31
2. Cas du diffuseur cylindrique de révolution	32
A. Etude de la diffusion élastique seule	32
B. Corrections dans les diffusions élastique et inélastique	52
3. Cas du diffuseur parallélépipédique rectangulaire	59
A. Etude de la diffusion élastique seule	60
B. Corrections dans les diffusions élastique et inélastique	66
CHAPITRE IV - APPLICATION : Corrections dans une expérience de diffusion des neutrons de 14 MeV sur ^{12}C	68
1. Corrections dans le cas de la diffusion élastique	68
1. a Conditions expérimentales	
1. b Application de la méthode de Monte-Carlo	69
1. c Calcul à la machine électronique	72
1. d Résultats	74
2. Diffusion inélastique sur les niveaux 4,43 et 7,65 MeV	79
CONCLUSION	
REFERENCES	80
APPENDICE - Programmes ''FORTRAN''	

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Grenoble. Les calculs ont été effectués sur les ordinateurs IBM 7094 (Paris) et 7090 (La Gaude).

Je prie Monsieur le Professeur R. BOUCHEZ, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et diriger mon travail, de trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie Monsieur N. GASTINEL, Maître de Conférences, qui m'a permis de réaliser une partie de ce travail dans le cadre du Laboratoire des Mathématiques Appliquées.

Je remercie Monsieur P. DEPOMMIER, Maître de Conférences, pour l'intérêt qu'il a manifesté à ma thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur P. LAURENT, Maître - Assistant au Laboratoire des Mathématiques Appliquées pour son aide précieuse.

Je remercie Monsieur J. DUCLOS, Docteur- Ingénieur, qui a suivi de près l'évolution de mon travail.

I N T R O D U C T I O N

Le but de notre travail est de corriger des effets de la diffusion multiple la distribution angulaire de la diffusion des neutrons de 14 MeV sur les noyaux légers, notamment le Carbone-12 dont l'étude est entreprise au Laboratoire de Physique Nucléaire du Centre d'Etudes Nucléaires et de l'Université de Grenoble.

Notre travail consiste à utiliser la "méthode de Monte-Carlo" pour corriger la section efficace différentielle de la diffusion multiple. A l'aide de la méthode de Monte-Carlo l'on simule le processus physique dans son évolution en procédant numériquement à une expérience imaginaire. L'expérience imaginaire :

$$\sigma_0(\varphi) \xrightarrow{\text{Monte-Carlo}} \sigma_1(\varphi)$$

part d'une loi arbitraire $\sigma_0(\varphi)$ pour calculer la loi $\sigma_1(\varphi)$. Dans l'expérience vraie en laboratoire

$$\sigma(\varphi) \xrightarrow{\text{Physique}} \sigma_{\text{exp}}(\varphi)$$

la loi vraie est inconnue et l'on mesure $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$. Par approximations successives, en modifiant la forme de $\sigma_0(\varphi)$, la loi calculée $\sigma_1(\varphi)$ approche la loi expérimentale $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$. Quand l'approximation est suffisante, l'on suppose que la loi imaginaire $\sigma_0(\varphi)$ représente la loi vraie cherchée $\sigma(\varphi)$ ceci revient à supposer que l'expérience imaginaire Monte-Carlo est une simulation statistiquement exacte du phénomène physique.

En outre la simulation de l'expérience vraie permet de noter certaines caractéristiques qui ne sont pas accessibles par la mesure,

en particulier, on peut calculer le nombre de diffusions subies par les neutrons et étudier ainsi le rôle de la diffusion multiple.

Ce mémoire comprend :

- un résumé des propriétés d'une expérience vraie de neutrons rapides ainsi que l'analyse des corrections nécessitées par le dispositif expérimental.

- un aperçu sur la 'méthode de Monte-Carlo'

- l'application de la méthode de Monte-Carlo pour corriger la distribution angulaire $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$ des effets de la diffusion élastique des neutrons de 14 MeV sur le Carbone.

C H A P I T R E I

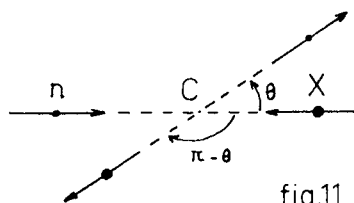
LA DIFFUSION DES NEUTRONS RAPIDES

I - Cinématique de la diffusion

A - Référentiels:

La diffusion des neutrons rapides est décrite soit dans le laboratoire L soit dans le centre de masse C.

a) Centre de masse (C)



Un neutron entre en collision avec un noyau X, le centre de masse du système des deux particules étant pris comme référence :

- si le neutron est dévié d'un angle θ , le noyau cible émis dans la direction opposée

restant dans son état fondamental, on a une diffusion élastique. Notons que si le spin de cet état n'est pas nul, il peut y avoir changement d'orientation du spin du noyau après la diffusion, toutefois tant qu'il n'y a pas de changement d'énergie interne (masse) de chaque particule l'on convient de considérer la diffusion comme élastique. La conservation de l'énergie totale impose alors la conservation de l'énergie cinétique.

- si par contre le noyau cible est émis dans un état excité après la collision, il y a diffusion inélastique; il y a alors perte d'énergie cinétique pour exciter le noyau.

b) Laboratoire (L)

Le noyau cible étant supposé au repos, le neutron a une énergie cinétique E_1 et est dévié d'un angle φ tandis que le noyau cible est émis

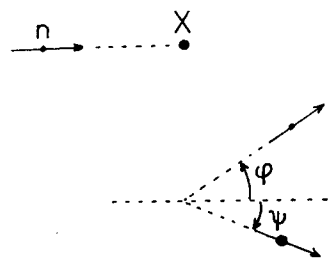


fig.21

suivant un angle ψ avec la direction incidente du neutron.

- S'il n'y a pas de changement d'énergie cinétique du système on a une diffusion élastique.

- on a diffusion inélastique s'il y a perte d'énergie cinétique du système, destinée à exciter le noyau cible.

B - Relations d'énergie dans la diffusion

a) diffusion inélastique

notations dans L

Avant la diffusion	Après la diffusion
Masse au repos m M	m M'
Energie cinétique E ₁ E ₂ = 0	E' ₁ E' ₂
Impulsion p ₁ = (2mE ₁) ^{1/2} p ₂ = 0	p' ₁ = (2mE' ₁) ^{1/2} p' ₂ = (2mE' ₂) ^{1/2}
Angle 0 0	φ ψ

La conservation de l'énergie totale :

$$(m + E_1) + (M + E_2) = (m + E'_1) + (M' + E'_2) \tag{1.1}$$

s'écrit en posant $Q = (m + M) - (m + M') = M - M'$, et en négligeant l'énergie cinétique E₂ du noyau cible

$$E_1 + Q = E'_1 + E'_2$$

Q est au signe près l'énergie d'excitation du noyau cible. Comme en général Q est très petit devant M, on peut négliger la variation de masse du noyau dans la diffusion : $M' \simeq M$.

La conservation de l'impulsion

$$\vec{p}_1 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 \quad (3.1)$$

entraîne que les angles φ et ψ sont dans le même plan de diffusion par projection sur la direction incidente du neutron 1 ou 2

$$\sqrt{2 m E_1} = \sqrt{2 m E'_1} \cos \varphi + \sqrt{2 M E'_2} \cos \psi \quad (4.1)$$

et sur la direction perpendiculaire

$$\sqrt{2 m E'_1} \sin \varphi - \sqrt{2 M E'_2} \sin \psi = 0 \quad (5.1)$$

Des relations (2,3,4,5 . 1) on tire :

$$Q = E'_1 \left(1 + \frac{m}{M}\right) - E_1 \left(1 - \frac{m}{M}\right) - \frac{2m}{M} \sqrt{E_1 E'_1} \cos \varphi \quad (6.1)$$

Cette dernière relation considérée comme une équation du second degré en

$\sqrt{E'_1}$ permet d'exprimer E'_1 en fonction de E_1

$$E'_1 = v + \varepsilon \sqrt{v^2 + w} \quad (7.1)$$

avec $\varepsilon = \pm 1$ et

$$v = \frac{m}{m + M} \sqrt{E_1} \cos \varphi \quad (8.1)$$

$$w = \frac{MQ + (M - m) E_1}{m + M}$$

Les diffusions énergétiquement possibles sont celles pour lesquelles $\sqrt{E'_1}$ est réel et positif.

Seuil d'énergie

La condition de réalité $v^2 + w > 0$ ne peut être vérifiée que

si l'énergie incidente E_1 du neutron est supérieure ou égale à

$$(E_s) = - Q \frac{m + M}{M - (m^2/M) \sin^2 \varphi} \quad (9 . 1)$$

Cette énergie dépendant de l'angle φ de diffusion prend la valeur la plus petite pour $\varphi = 0$. Aussi aucune diffusion sur le niveau excité $W = |Q|$ n'est possible si l'énergie cinétique incidente est inférieure à un "seuil d'énergie"

$$E_1 = - Q \frac{m + M}{M} \quad (10 . 1)$$

Deux valeurs pour E_1

Si l'on a

$$0 < v^2 + w < v^2 \quad (11 . 1)$$

E_1 peut prendre deux valeurs d'après (7 . 1). Ces deux énergies ne correspondent en fait qu'à une énergie unique dans le système du centre de masse. S'il en est ainsi c'est parce que la vitesse du neutron dans le laboratoire est la somme de sa vitesse dans le centre de masse et de la vitesse de ce dernier dans le laboratoire.

Une seule valeur pour ε

Si w est positif, on aura $v^2 + w > v^2$ et le coefficient ε ne peut prendre que la valeur + 1.

b) Diffusion élastique : $Q = 0$

Au point de vue énergétique, la diffusion élastique peut être considérée comme une diffusion inélastique avec $Q = 0$

C - Relations entre le laboratoire L et le centre de masse C.

a) Angle de diffusion

L'angle de diffusion φ du neutron dans L est relié à celui dans C par la relation

$$\operatorname{tg} \varphi = (\sin \theta) / (\gamma + \cos \theta) \quad (12 . 1)$$

γ désignant le rapport de la vitesse du centre de masse dans L à celle du neutron diffusé dans C.

$$\gamma \equiv \frac{m}{M} \left[\frac{E_1}{E_1 + Q \left(1 + \frac{m}{M} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (13 . 1)$$

b) Section efficace

La section efficace totale d'une diffusion est le rapport du nombre de diffusions considérées qui se produisent par unité de temps et par noyau, au nombre de particules incidentes tombant sur la cible par unité de temps et par unité de surface. La section efficace totale est indépendante du référentiel.

Si l'on a un flux de n_0 neutrons par unité de surface, les $dn(\theta)$ neutrons diffusés pendant le même intervalle de temps et dans l'angle solide $d\Omega(\theta)$ autour de θ sont tels que

$$d\sigma(\theta) = dn/n_0 \quad (14 . 1)$$

On définit alors la section efficace différentielle par unité d'angle solide

$$\sigma(\theta) \equiv d\sigma(\theta)/d\Omega(\theta) \quad (15 . 1)$$

et la section efficace totale est

$$\sigma_t \equiv \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} \sigma(\theta) . d\Omega(\theta) \quad (16 . 1)$$

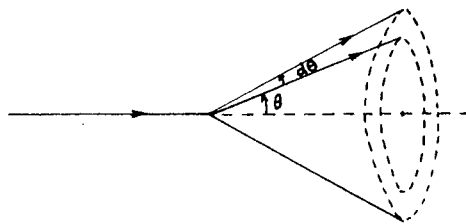


fig.31

Si la diffusion a lieu sur une cible d'épaisseur x , de densité ρ , formée de noyaux de masse atomique A , le nombre de neutrons diffusés dans l'angle solide $d\Omega(\theta)$ est

$$dn = n_0 d\sigma(\theta) \tau_0 \frac{\rho x}{A} \quad (17 . 1)$$

\mathcal{N}_0 étant le nombre d'Avogadro ; dn étant indépendant du référentiel et dans le laboratoire a pour expression :

$$dn = n_0 d\sigma(\varphi) \mathcal{N}_0 \frac{\rho x}{A} \quad (18.1)$$

Des relations (17, 18.1) on déduit

$$d\sigma(\theta) = d\sigma(\varphi)$$

$$\sigma(\theta) d\Omega(\theta) = \sigma(\varphi) d\Omega(\varphi)$$

$$\frac{\sigma(\varphi)}{\sigma(\theta)} = \frac{d\Omega(\theta)}{d\Omega(\varphi)} = \frac{\sin\theta d\theta}{\sin\varphi d\varphi} = \frac{(1 + 2\gamma \cos\theta + \gamma^2)^{3/2}}{1 + \gamma \cos\theta} \quad (19.1)$$

Notons que pour une diffusion élastique, le coefficient γ se réduit à m/M .

D - Loi d'atténuation. Libre parcours moyen. Transmission.

Les neutrons pouvant donner lieu à plusieurs sortes de réactions, la section efficace totale σ_t pour toutes les réactions (y compris les diffusions) s'écrit $\sigma_t = \sum_k \sigma_k$. D'après les relations (15, 16, 17.1) la loi d'atténuation est donc

$$\frac{dn}{n} = -N \sigma_t dx \quad (20.1)$$

avec $N = \mathcal{N}_0 \frac{\rho}{A}$, nombre de noyaux-diffuseurs par unité de volume. Le nombre de neutrons traversant la cible sans subir aucune réaction est

$$n = n_0 e^{-N \sigma_t x}$$

et si l'on pose $\lambda = \frac{1}{N \sigma_t}$

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

λ est le 'libre parcours moyen' du neutron dans le matériau considéré.

On appelle transmission de la cible le rapport

$$n/n_0 = e^{-x/\lambda} \quad (21 . 1)$$

la transmission est d'autant plus faible que λ est plus petit par rapport à l'épaisseur x . La quantité $\sum_t \approx N \sigma_t$, est section efficace macroscopique totale pour toutes les réactions.

2 - Etude expérimentale de la diffusion des neutrons rapides.

La détection des neutrons contrairement à celle des protons et des particules chargées est indirecte, par exemple par l'intermédiaire des protons de recul de diffusion (n, p) dans un scintillateur. La mesure de l'énergie des neutrons rapides s'effectue de préférence (Duclos 1962, Bouchez 1963, Perrin 1963) par la méthode du temps de vol.

a) Spectrométrie des neutrons rapides par temps de vol

Le temps mis par un neutron d'énergie cinétique E pour parcourir une distance x est proportionnel à cette distance et inversement proportionnel à sa vitesse, elle-même proportionnelle à $E^{1/2}$, soit

$$t = k \frac{x}{E^{1/2}} \quad (22 . 1)$$

Pour un parcours x fixé, à une répartition des neutrons en fonction de l'énergie correspond une répartition en fonction du temps. Le problème de la spectrométrie par temps de vol revient à déterminer avec précision l'instant de départ du neutron incident et l'instant d'arrivée du même neutron après diffusion.

1°/ La méthode de la pulsation repère l'instant de départ à l'aide d'un signal électronique émis lors d'un jet très bref de neutrons. L'instant d'arrivée est déterminé par la détection du neutron par un photomultiplicateur muni d'un scintillateur.

2°/ Pour marquer le départ du neutron, la méthode de la particule associée utilise la particule associée au neutron, tous deux créés par la réaction de production. Ainsi est le cas de la réaction $d(t, n)\alpha$ donnant des neutrons d'environ 14 MeV, la particule associée étant la particule α . Le neutron ne sera compté à l'arrivée que s'il y a une coïncidence $\alpha - n$ convenable. Le cône de coïncidence suffisamment étroit détermine l'énergie du neutron incident.

Une étude (Duclos 1962, Perrin 1963, Szabo 1963) sur le rapport signal-bruit, sur l'efficacité du dispositif expérimental, tenant compte des dimensions relativement faibles des locaux expérimentaux disponibles ont conduit le Laboratoire de Physique Nucléaire de Grenoble à adopter la méthode de la particule associée.

b) Dispositif expérimental :

- source de neutrons : La réaction $d(t, n)\alpha$ obtenu par bombardement d'une cible de titane tritiée par des deutons accélérés d'énergie environ 200 keV. L'angle d'émission des neutrons détermine leur énergie. L'intensité de la source est limitée à environ $2 \cdot 10^7$ n/sec pour réduire le taux de coïncidences fortuites et par suite améliorer le rapport signal-bruit.

- détection des particules α : La détection des α se fait par un photomultiplicateur (du type 56 AVP) équipé d'un scintillateur (plastique); l'efficacité est pratiquement 100 % pour les α et quasiment nulle pour les neutrons et les γ . Un diaphragme délimite le cône de coïncidence $\alpha - n$ et l'angle d'émission des neutrons.

- détection des neutrons : La détection se fait par un photomultiplicateur (56 AVP) muni d'un scintillateur organique. Les neutrons

diffusent élastiquement sur des protons qui en reculant ionisent les molécules ou les atomes du scintillateur, lesquels se dés excitent en donnant des photons détectés par la photocathode du photomultiplicateur. Les signaux utilisés pour la coïncidence $\alpha - n$ apparaissent sur les dynodes des deux photomultiplicateurs α et n . L'efficacité de ce détecteur n'est pas uniforme, elle dépend de la dimension du scintillateur, de la section efficace de diffusion élastique (n, p) de la loi d'atténuation des neutrons dans la matière scintillatrice et aussi du seuil d'énergie du détecteur au-dessous duquel aucun neutron ne peut être mesuré.

- mesure du temps de vol : Une voie de coïncidence des signaux de la voie α et de la voie n permet de ne conserver que les neutrons associés aux particules α (aux coïncidences fortuites près). Un convertisseur temps-amplitude donne une impulsion de tension d'amplitude proportionnelle à l'intervalle de temps séparant les signaux respectifs des voies α et n . Un analyseur multicanaux compte ces impulsions en fonction de leur amplitude, donc de l'énergie des neutrons.

c) Corrections des résultats bruts dans une expérience de diffusion

c.1) Corrections de Bruit de fond : Les causes du bruit de fond sont les coïncidences fortuites, et les effets secondaires détectés par l'appareillage.

Le nombre de coïncidences fortuites étant proportionnel au carré de l'intensité de la source de neutrons, il en résulte que cette intensité doit être limitée; mais un compromis est nécessaire pour assurer une efficacité suffisante de façon à limiter la durée des expériences.

Notons que toute protection du détecteur-neutron a été supprimée parce que si la protection réduit le bruit de fond, en revanche elle conduit à une perte de résolution.

Pratiquement l'on fait pour chaque angle de diffusion, une série de mesures de durée relativement courte, alternativement avec diffuseur et sans diffuseur, et les comptages sont enregistrés séparément pour avoir finalement un spectre correspondant à l'expérience et un autre correspondant au bruit de fond effectué dans les mêmes conditions.

Pour tenir compte des variations instantanées de la source, une référence est obtenue par le comptage des particules α . Pour une même durée d'expérience, le nombre de particules α n'étant pas le même pour le spectre des neutrons diffusés et pour le bruit de fond, une normalisation au même nombre d' α est alors effectuée (Szabo 1963).

Cependant la méthode du double comptage avec et sans diffuseur, ne peut pas éliminer les évènements parasites ne se produisant qu'en présence du diffuseur. Ainsi, outre certaines réactions parasites, il y a la diffusion multiple, qui par diffusions successives rejettent les neutrons d'un groupe dans un autre. Les effets des diffusions multiples sont d'autant plus importants que les niveaux d'énergie du noyau diffuseur sont plus serrés et que la transmission du diffuseur est plus faible la diffusion multiple est étudiée plus loin.

C.2) Correction d'efficacité du détecteur neutron ; L'efficacité d'un détecteur neutron dépend de sa géométrie, de sa constitution et du seuil d'énergie.

Tout d'abord elle dépend de la section efficace de diffusion élastique (n, p) variant avec l'énergie des neutrons; d'autre part le détecteur est d'autant plus efficace que le volume du scintillateur est plus grand, par contre un grand scintillateur diminue la résolution en temps, risque d'absorber les photons lumineux s'il n'est pas suffisamment transparent à la lumière, enfin réduit par suite de sa large ouverture la résolution angulaire, qui à son tour perturbe la résolution en énergie. En effet l'énergie cédée par le neutron au proton après diffusion élastique (n, p) est donnée en fonc.

tion de l'énergie du neutron incident par

$$E_p = E_n \cos^2 \psi_p$$

ψ_p étant l'angle que fait la direction du proton de recul avec celle du neutron incident. Si le faisceau de neutrons a une ouverture angulaire trop large, non seulement E_n varie mais aussi ψ_p , donnant aux protons de recul une répartition d'énergie imprévisible affectant la résolution en énergie du dispositif de mesure.

Le seuil d'énergie E_s du détecteur neutron limite aussi son efficacité

$$\varepsilon(E_n) \sim \sigma_{np}(E_n) \frac{E_p - E_s}{E_p} (1 - e^{-\sum t l}) d\Omega$$

$\sigma_{np}(E_n)$ désignant la section efficace de diffusion élastique (n, p) pour l'énergie E_n

$\sum t$ la section efficace macroscopique totale de la diffusion des neutrons d'énergie E_n dans le scintillateur

l l'épaisseur moyenne du scintillateur

$d\Omega$ l'angle solide du scintillateur vu du diffuseur.

On néglige la diffusion multiple du neutron dans le scintillateur vu les dimensions relativement faibles de ce dernier. Expérimentalement on mesure l'efficacité par la méthode du diffuseur hydrogéné (J. Duclos 1962) un scintillateur monté sur un photomultiplicateur servant de diffuseur.

Outre les corrections de bruit de fond et d'efficacité du détecteur-neutron qui peuvent se faire expérimentalement, il subsiste les effets dus à la résolution angulaire, la diffusion multiple et l'absorption.

c.3) Correction de résolution angulaire : La correction de résolution angulaire s'avère indispensable si l'on utilise des dimen-

sions non négligeables pour le diffuseur, le détecteur, la source de particules ainsi que l'ouverture angulaire du faisceau incident.

1° / Ouverture angulaire du faisceau incident. Elle est déterminée par le diaphragme sur la voie α de forme rectangulaire pour respecter la symétrie du diffuseur de forme parallélépipédique. La répartition angulaire des neutrons incidents dans les plans de symétrie vertical et horizontal, se mesure expérimentalement.

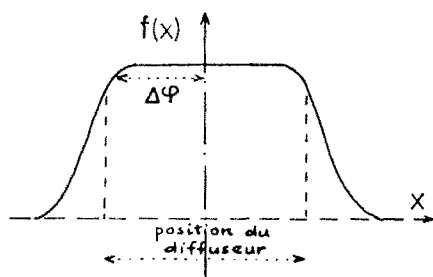


fig41-forme générale de la répartition des neutrons dans un plan de symétrie

La densité $\rho(x,y)$ de répartition sur la face d'entrée du diffuseur est en première approximation le produit de celles suivant les plans de symétrie :

$$\rho(x, y) = f(x) \cdot g(y)$$

le faisceau de neutrons a alors une ouverture de l'ordre de

$$\Delta\varphi \simeq (\Delta\varphi_x \cdot \Delta\varphi_y)^{1/2} \quad (24 . 1)$$

$\Delta\varphi_x$ et $\Delta\varphi_y$ étant respectivement les demi-largeurs à mi-hauteur de répartition dans le plan horizontal ou vertical.

On néglige la correction de résolution angulaire due à la diffusion multiple; on l'étudie plus loin.

2° / Ouverture angulaire du faisceau diffusé. Elle dépend des dimensions du diffuseur et du détecteur.

Pour un détecteur ponctuel, une incertitude sur l'angle φ de diffusion provient (fig. 5.1) de la dimension finie du diffuseur, l'écart sur φ , $\Delta\varphi \simeq OD/OC$ est de l'ordre de quelques degrés.

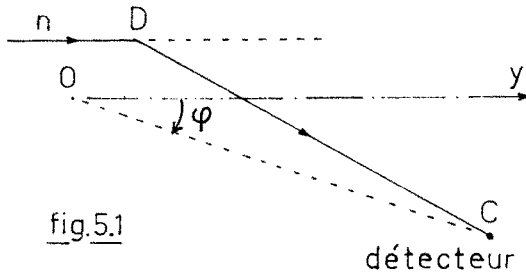


fig.5.1

D'autre part, si le détecteur a une certaine largeur L, le faisceau diffusé a une incertitude angulaire supplémentaire.

$$\Delta\varphi \approx L/2.\overline{OC}$$

Finalement, l'incertitude totale sur l'angle φ de diffusion est de la forme

$$\Delta\varphi \approx \left[\sum_i (\Delta\varphi_i)^2 \right]^{1/2} \quad (25.1)$$

Toutefois, les écarts se compensant en partie pour les comptages élevés utilisés, la loi de variation de l'angle de diffusion d'un neutron détecté par un compteur placé à un angle moyen φ_k , est très approximativement gaussienne de moyenne φ_k et d'écart quadratique $\Delta\varphi$.

3°/ Correction de résolution angulaire de diffusion simple

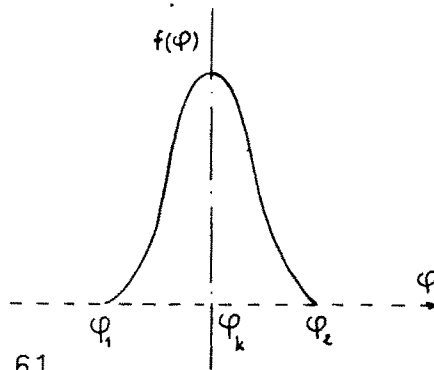


fig.6.1

Un détecteur neutron placé à l'angle φ_k mesure un nombre de neutrons proportionnel à

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\varphi) d\Omega_k f(\varphi) d\varphi \quad (26.1)$$

$f(\varphi)$ étant la densité de la loi de répartition normalisée - supposée

gaussienne - correspondante à ce comp-

teur $\sigma(\varphi)$ la section efficace différentielle par unité d'angle solide $d\Omega_k$, l'angle solide moyen du compteur. En fait $f(\varphi)$ étant nulle au delà de φ_2 et en deçà de φ_1 l'intégrale se réduit à

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sigma(\varphi) d\Omega_k f(\varphi) d\varphi \quad (27.1)$$

et tout se passe comme si l'on avait une section efficace

$$\sigma_{\text{exp}}(\varphi_k) \equiv \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sigma(\varphi) \cdot f(\varphi) \cdot d\varphi \quad (28.1)$$

qui n'est autre que la valeur moyenne de $\sigma(\varphi)$ dans l'intervalle (φ_1, φ_2) . Cet intervalle étant petit, l'on peut développer $\sigma(\varphi)$ dans le voisinage de φ_k

$$\sigma(\varphi) = \sigma(\varphi_k) + \frac{(\varphi - \varphi_k)}{1!} \left[\frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi} \right]_{\varphi=\varphi_k} + \frac{(\varphi - \varphi_k)^2}{2!} \left[\frac{d^2\sigma(\varphi)}{d\varphi^2} \right]_{\varphi=\varphi_k} + \dots \quad (29.1)$$

et l'expression (28.1) se développe ainsi

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{exp}}(\varphi_k) &= \sigma(\varphi_k) \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} f(\varphi) d\varphi + \left[\frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi} \right]_{\varphi=\varphi_k} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} (\varphi - \varphi_k) f(\varphi) d\varphi \\ &+ \frac{1}{2} \left[\frac{d^2\sigma(\varphi)}{d\varphi^2} \right]_{\varphi=\varphi_k} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} (\varphi - \varphi_k)^2 f(\varphi) d\varphi \end{aligned}$$

la loi de répartition étant supposée gaussienne et normalisée, la première intégrale est égale à l'unité, la deuxième est nulle par raison de symétrie ($f(\varphi)$ étant supposée symétrique par rapport à $\varphi = \varphi_k$) et la troisième est par définition la variance de la loi $f(\varphi)$, on a donc

$$\sigma(\varphi_k) \simeq \sigma_{\text{exp}}(\varphi_k) - \frac{1}{2} \left[\frac{d^2\sigma_{\text{exp}}(\varphi)}{d\varphi^2} \right]_{\varphi=\varphi_k} (\Delta\varphi_k)^2 \quad (30.1)$$

si l'on convient de désigner par $(\Delta\varphi_k)^2$ la variance de $f(\varphi)$; à défaut d'un calcul précis, on peut prendre pour $\Delta\varphi_k$ la valeur estimée d'après la relation (25.1). Il en résulte que la correction de résolution angulaire proportionnelle à $\frac{d^2\sigma(\varphi)}{d\varphi^2} \simeq \frac{d^2\sigma_{\text{exp}}(\varphi)}{d\varphi^2}$ est surtout impor-

tante aux extrema de $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$. Elle est positive aux maxima, $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$ étant alors inférieur à $\sigma(\varphi)$, et négative aux minima, $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$ étant supérieure à $\sigma(\varphi)$.

La correction est d'autant plus importante que les extrema sont plus accentués et $\Delta\varphi_k$ plus large.

Remarquons que la résolution angulaire finie est l'une des causes de la résolution finie en énergie; à un faisceau de neutrons incidents d'ouverture appréciable correspond une certaine distribution d'énergie, les angles d'émission des neutrons issus de la cible de tritium étant différents. Toutefois une dispersion en énergie due aux fluctuations de longueur de parcours du neutron aux fluctuations dans le dispositif électronique, comme le temps de transit dans les photomultiplicateurs et dans le convertisseur temps-amplitude. Une bonne résolution en énergie permet de bien séparer les groupes de neutrons diffusés et réduit les neutrons parasites qui proviennent alors en grande partie de la diffusion multiple.

c.4) Correction de diffusion multiple . Le neutron peut subir à l'intérieur du diffuseur non seulement une simple diffusion mais plusieurs diffusions successives; c'est la diffusion multiple qui est d'autant plus importante que les dimensions du diffuseur sont plus larges et sa transmission plus faible.

⁰/ diffusion élastique : $E \star E . E \star E \star E \dots$ Si l'on ne mesure que la diffusion élastique, un neutron qui a subi des diffusions multiples n'intervient dans la correction que dans la mesure où toutes les diffusions subies sont des diffusions élastiques. En effet, si l'une des collisions est une diffusion inélastique, le neutron n'aura que très peu de chance d'être compté comme un neutron de simple diffusion élastique par suite de sa perte d'énergie, exception faite si les niveaux excités du noyau sont très rapprochés du niveau fondamental et la résolution en énergie du dispositif expérimental est insuffisante.

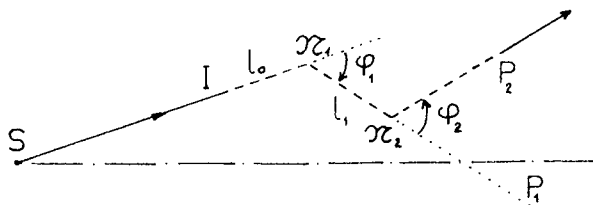


fig.7.1

Considérons un neutron qui diffuse élastiquement une première fois sur un noyau \mathcal{X}_1 , suivant un angle φ_1 , après un parcours $l_0 = \overline{IS}$, dans le diffuseur, I étant le point d'entrée. Soit P_1 l'intersection de la direction diffusée avec la surface de sortie du diffuseur, le neutron

n'aura subi qu'une seule diffusion s'il arrive à parcourir la distance $\overline{\mathcal{X}_1 P_1}$ sans qu'intervienne aucun autre effet (diffusion ou réaction), qui peut se produire avec une probabilité

$$\int_0^{\overline{\mathcal{X}_1 P_1}} \frac{\Sigma_e}{\Sigma_t} e^{-\Sigma_t x} dx = (1 - e^{-\Sigma_t L_1}) \quad (31.1)$$

avec $L_1 = \overline{\mathcal{X}_1 P_1}$, Σ_t étant la section efficace macroscopique totale dans le diffuseur, le neutron ayant une énergie égale à l'énergie restante après la diffusion en \mathcal{X}_1 .

Si cette deuxième collision est une diffusion élastique, elle se produit avec une probabilité relative égale à $\frac{\sigma_e}{\sigma_t} = \frac{\Sigma_e}{\Sigma_t}$ avec σ_e et Σ_e

désignant respectivement les sections efficaces microscopique et macroscopique correspondant à la diffusion élastique. Pour chaque neutron détecté, une diffusion double élastique a lieu avec la probabilité

$$\tau_e = \frac{\Sigma_e}{\Sigma_t} (1 - e^{-\Sigma_t L_1}) \quad (32.1)$$

le parcours L_1 dépendant de la position du noyau \mathcal{X}_1 et de la direction diffusée. Une valeur moyenne de τ_e donnant l'ordre de grandeur du taux de diffusion double s'obtient en intégrant sur tout le volume du diffuseur.

Pour les diffusions multiples d'ordre supérieur à deux, un raisonnement analogue conduit à un produit d'expression du type donné en (32.);

ainsi le taux de diffusion triple est de l'ordre du carré du taux de diffusion double.

z^0 / diffusion inélastique : E*I , I*E , E*E*I...

Si l'on ne considère que la diffusion inélastique sur le premier niveau excité, une diffusion multiple qui risque d'intervenir dans la correction est celle qui consiste en une suite de diffusions toutes élastiques sauf une qui est inélastique sur le premier niveau excité. Si l'on se limite à la diffusion double, il y a deux possibilités suivant que la première diffusion est élastique ou inélastique.

- Diffusion inélastique - élastique : I*E.

Reprenons la figure 7.1 et supposons que le neutron ait diffusé inélastiquement sur le noyau \mathcal{N}_1 , l'on a une diffusion double inélastique-élastique si le neutron subit ensuite une diffusion élastique sur le parcours $\overline{\mathcal{N}_1 P_1}$, toute diffusion inélastique-inélastique éliminant le neutron du groupe inélastique étudié. Par rapport aux neutrons ayant subi la première diffusion inélastique, le taux de diffusion double inélastique-élastique est donné par l'expression τ_e donné par (32.1) les sections efficaces Σ_e et Σ_t se rapportant à une énergie plus faible du neutron, celle qui reste après la première diffusion inélastique. Des restrictions analogues sont applicables aux expressions donnant les taux de diffusion multiple d'ordre supérieur à deux.

- Diffusion élastique-inélastique : E*I.

Une double diffusion élastique-inélastique est considérée vis-à-vis des neutrons du groupe élastique comme une absorption, mais est détectée comme une simple diffusion inélastique, la résolution angulaire finie utilisée ne pouvant le distinguer.

La probabilité pour qu'un neutron ayant diffusé élastiquement en \mathcal{N}_1 , subisse une seconde diffusion inélastique est

$$\tau_i = \frac{\Sigma_i}{\Sigma_t} (1 - e^{-\Sigma_t L_1}) \quad (33 . 1)$$

Σ_i désignant la section efficace macroscopique totale de la diffusion inélastique sur le niveau considéré et Σ_t correspond^{ent} à l'énergie restante après la première diffusion élastique. Cependant la population des neutrons dont la première collision est une diffusion élastique est statistiquement Σ_e / Σ_i fois plus nombreux que celle dont la première collision est une diffusion inélastique. Aussi le taux effectif de la diffusion double élastique-inélastique dans le groupe inélastique est égal au taux τ_i multiplié par ce dernier facteur soit,

$$\tau_{e,i} \approx \frac{\Sigma_e}{\Sigma_t} (1 - e^{-\Sigma_t L_1}) \quad (34 . 1)$$

toutefois le rapport Σ_e / Σ_i se rapporte à l'énergie incidente tandis que la section efficace Σ_i de (33.1) se rapporte à l'énergie restante après la diffusion élastique, mais nous pouvons tout de même négliger la variation de Σ_i pour une faible différence d'énergie.

En résumé, les deux sortes de double diffusion I * E et E * I s'ajoutent dans le groupe inélastique pour donner un taux de diffusion double

$$\tau_2 \approx \frac{\Sigma_e'}{\Sigma_t'} (1 - e^{-\Sigma_t' L_1}) + \frac{\Sigma_e}{\Sigma_t} (1 - e^{-\Sigma_t L_1}) \quad (35 . 1)$$

les Σ non primées correspondent à l'énergie restante après une diffusion élastique et les Σ primées (Σ') à l'énergie après la diffusion inélastique.

3°/ Effet de la diffusion multiple sur la résolution angulaire. La correction (30.1) de résolution angulaire pour une simple diffusion est proportionnelle à la variance $(\Delta\varphi_k)^2$ de la loi $f(\varphi)$ de répartition des angles φ réels de diffusion, pour un compteur placé à l'angle φ_k . Ce calcul peut s'appliquer par extension aux neutrons de diffusion multiple, à condition de considérer comme direction incidente la direction avant la dernière diffusion.

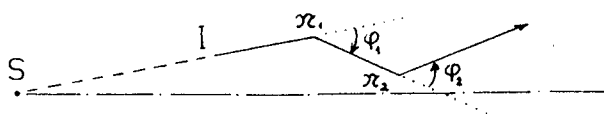


fig.81

Considérons (fig 8.1) une diffusion double, la direction "incidente" pour le calcul de résolution angulaire est $\overline{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2}$ et non plus $\overline{S \mathcal{R}_1}$. Tout se passe comme si le faisceau incident s'est élargi d'un angle φ_1 qui peut

varier de zéro à π . Néanmoins si la diffusion en \mathcal{R}_1 est élastique, φ_1 est assez faible la distribution angulaire de la diffusion élastique présentant un maximum très important vers les petits angles. Par contre, si la diffusion en \mathcal{R}_1 est inélastique, la distribution angulaire $\sigma_1(\varphi)$ a une allure plus symétrique par rapport à $\varphi = \pi/2$. La contribution des neutrons de double diffusion pour la correction de résolution angulaire se fait de façon proportionnelle à l'importance relative de leur population par rapport à ceux de la diffusion simple. Ainsi si $\Delta\varphi_e$ est la demi-ouverture du faisceau incident déterminée d'après (24.1) pour les diffusions simples, pour l'ensemble des diffusions simples et doubles, cette demi-ouverture devient

$$\Delta\varphi'_e \approx \left[(\Delta\varphi_e)^2 + \tau_e^2 (\Delta_2\varphi_1)^2 \right]^{1/2}$$

pour la diffusion élastique, τ_e étant le taux de diffusion double élastique donné par (32.1) et $\Delta_2\varphi_1$ la demi-largeur de la répartition de φ_1 , et

$$\Delta\varphi_1 \approx (\Delta\varphi_2)^2 + \tau_{e,i}^2 (\Delta_e\varphi_1)^2 + \tau_{i,e}^2 (\Delta_i\varphi_1)^2$$

pour la diffusion inélastique, $\tau_{e,i}$ étant le taux relatif de diffusion double élastique-inélastique, $\tau_{i,e}$ celui de la diffusion inélastique - élastique, $\Delta_i\varphi_1$ étant la demi-largeur de la répartition de φ_1 pour la diffusion inélastique considérée. Les diffusions multiples d'ordre supérieur à deux ont des contributions analogues mais beaucoup moins appréciables.

En résumé, pour la correction de résolution angulaire, si l'on veut tenir compte de la contribution de la diffusion multiple, on remplace dans la relation (30.1) le facteur $\Delta\varphi$ par

$$\left[(\Delta\varphi)^2 + \tau_e^2 (\Delta_e\varphi_1)^2 \right]^{1/2} \quad (36.1)$$

pour la diffusion élastique, et

$$\left[(\Delta\varphi)^2 + \tau_{e,i}^2 (\Delta_e\varphi_1)^2 + \tau_{i,e}^2 (\Delta_i\varphi_1)^2 \right]^{1/2} \quad (37.1)$$

pour la diffusion inélastique.

4^o / Effets de la diffusion multiple sur la forme de la distribution angulaire. La résolution angulaire a pour effet de diminuer la valeur des maxima et d'augmenter celle des minima, "l'avant" ainsi la distribution angulaire. Mais une autre cause de déformation provient directement de la diffusion multiple déplaçant des neutrons d'un groupe dans un autre. En conséquence, une correction de diffusion multiple ne consiste pas seulement à retrancher les neutrons de diffusion multiple, mais aussi à réparer les déformations. Il est toutefois difficile de séparer la part de la résolution angulaire et celle de la diffusion multiple. Il est préférable d'effectuer une correction globale qui tient compte non seulement de la réso-

lution angulaire et de la diffusion multiple, mais aussi de l'absorption.

Correction d'absorption.

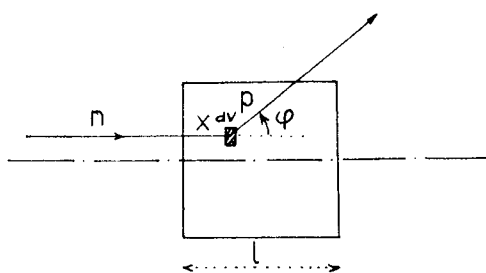


fig.9.1

Soit une expérience idéale, sans effet de résolution angulaireⁿⁱ de diffusion multiple; considérons un faisceau de neutrons, de flux n_0 parallèles à l'axe de symétrie du diffuseur. Le nombre dN de neutrons sortant du diffuseur après diffusion sous un angle φ dans le volume dV est, par stéradian

$$dN = dV n_0 N \sigma(\varphi) e^{-N \sigma_t(E_0) x} e^{-N \sigma_t(E_\varphi) p} \quad (38.1)$$

$\sigma(\varphi)$ étant la section efficace différentielle de diffusion

$\sigma_t(E_\varphi)$, $\sigma_t(E_0)$ la section efficace totale pour un neutron diffusé d'énergie E_φ et pour un neutron incident d'énergie E_0 ,

N le nombre de noyaux par unité de volume du diffuseur, x et p la longueur du trajet du neutron avant et après la diffusion par l'élément de volume dV .

Le produit $e^{-N \sigma_t(E_0) x} e^{-N \sigma_t(E_\varphi) p}$ représente l'effet d'absorption et le facteur de correction pour l'ensemble du diffuseur s'écrit

$$A(\varphi) = \int_{x=0}^{x=1} dx e^{-n \sigma_t(E_0) x} e^{-n \sigma_t(E_\varphi) p} \quad (39.1)$$

A quelques approximations près cette intégrale peut se calculer numériquement à l'aide d'une machine électronique (Perrin 1963). Cependant le fait de supposer que le faisceau incident est monocinétique, limite la précision du calcul, il est préférable d'englober la correction d'absorption dans l'ensemble des corrections comme nous le ferons plus loin.

3 - Conclusion.

De nombreuses corrections des résultats expérimentaux de la section efficace différentielle de diffusion des neutrons rapides sont indispensables. Cependant, si l'on peut effectuer expérimentalement à la soustraction du bruit-de-fond, à la correction d'efficacité du détecteur-neutron, par contre la correction d'absorption, de résolution angulaire et de diffusion multiple sont plus difficile, car ces corrections sont liées aux différents phénomènes se produisant à l'intérieur même du diffuseur et leurs effets interfèrent. Ces corrections pourraient s'effectuer si l'on pouvait suivre le voyage du neutron tout en notant tous les détails de son existence : absorption dans le diffuseur, détection par le détecteur, traversée du diffuseur sans donner lieu à aucune diffusion, enfin traversée du détecteur sans détection. Un nombre suffisant de tels voyages fournirait statistiquement les renseignements permettant d'effectuer la correction. Une telle exploration est irréalisable physiquement mais grâce à la méthode numérique de "Monte-Carlo" l'on pourra résoudre ce problème.

Pour réduire la diffusion multiple, on peut diminuer l'épaisseur du diffuseur de façon à augmenter sa transmission, mais alors l'efficacité de la mesure expérimentale diminue et le temps d'expérience augmente. Un compromis est nécessaire, le temps d'expérience compte tenu du rapport signal-bruit étant proportionnel à la puissance cinq du temps de résolution et inversement proportionnel à la probabilité de diffusion (Szabo 1963); l'expérimentateur choisit donc l'épaisseur qui correspond au minimum du temps d'expérience. Toutefois, le taux de diffusion multiple peut être alors considérable. Considérons le cas d'un diffuseur de Carbone de forme parallélépipédique, de largeur 2,5 cm, de hauteur 8 cm et d'épaisseur 4 cm utilisé dans une expérience de diffusion des neutrons de 14 MeV réalisée au laboratoire; les sections efficaces élastique, inélastique sur le niveau 4,43 MeV et totale sont respectivement

$$\sigma_e \approx 0,8 \text{ barn} \quad \sigma_i \approx 0,27 \text{ barn} \quad \sigma_t \approx 1,3 \text{ barn}$$

le taux moyen de diffusion multiple élastique est d'après (32.1)

$$\bar{\tau}_e = \frac{1}{V} \int_V \tau_e dV = \frac{1}{V} \int_V \frac{\sigma_e}{\sigma_t} (1 - e^{-\Sigma_t L_1}) dV \quad (40.1)$$

V étant le volume du diffuseur. Mais une telle intégration est difficile analytiquement, pour avoir un ordre de grandeur donnons à L_1 une valeur moyenne, soit $L_1 \simeq 1,5$ cm, alors

$$\bar{\tau}_e = \frac{0,8}{1,3} (1 - e^{-0,15 \times 1,5}) \simeq 12 \%$$

et le taux de diffusion multiple dans le groupe des neutrons diffusés inélastiques du premier niveau excité est environ le double de $\bar{\tau}_e$ d'après la relation (35.1). Comme l'on adopte une méthode directe de résolution numérique l'on n'entrera pas dans les détails des intégrations fort complexes et d'autant plus s'il s'agit d'étudier la répartition de la diffusion multiple en fonction de l'angle φ de diffusion.

C H A P I T R E II

METHODE DE MONTE-CARLO

1. - Historique

La signification du terme 'méthode de Monte-Carlo' présente une certaine ambiguïté si l'on s'en tient aux diverses interprétations qu'on lui a donné. Si le nom est nouvellement introduit, la méthode semble avoir été utilisée depuis longtemps par ceux qui s'intéressaient à la statistique et au calcul de probabilités. Les précurseurs semblaient être Buffon qui donna la solution exacte du problème de l'aiguille, solution qui permet de déterminer par l'effet du hasard le chiffre π et Student qui, paraît-il, s'est servi également du hasard pour l'étude de la distribution de la loi de probabilité qui portera son nom. Finalement, il a été convenu de désigner sous le nom de 'méthode de Monte-Carlo' tout procédé de résolution numérique d'un problème de caractère déterministe ou probabiliste, faisant appel à des échantillonnages directs ou indirects par l'intermédiaire de nombres au hasard. Cette définition a été adoptée d'une part pour des raisons d'ordre pratique et d'autre part à cause d'un certain côté pittoresque du nom qui évoque les jeux 'de hasard', notamment la roulette. Cependant une conception aussi large rend difficile la recherche de l'origine exacte de la méthode.

Différentes techniques ont été élaborées et utilisées par des physiciens et des mathématiciens dont les premiers seraient J. Von Neumann, S. Ulam et E. Fermi. H. Kahn a beaucoup contribué à l'amélioration des techniques d'échantillonnage (Kahn 1954). Le premier problème pratique traité est lié à la réalisation des armes atomiques à Los Alamos, aux Etats-Unis,

durant la guerre, ainsi qu'à la recherche opérationnelle, surtout dans le domaine de l'aviation. Il est toutefois remarquable que si la méthode a été largement étudiée et appliquée, peu de littérature y est consacrée et peu de résultats publiés et ceux qui le sont n'en fournissent pas toujours une justification satisfaisante.

2 - Principe de la méthode de Monte-Carlo.

L'idée fondamentale de la méthode de Monte-Carlo est de substituer à un problème réel de la vie courante ou de la science un problème imaginaire et stochastique susceptible d'avoir les mêmes solutions. Ce problème imaginaire peut être traité directement par une résolution numérique en se plaçant d'un point de vue statistique et sans passer par l'intermédiaire d'équations fonctionnelles. Cette idée convient particulièrement à certains problèmes physiques dont l'étude repose sur une base statistique. Le problème imaginaire est alors la simulation la plus fidèle possible du problème réel.

Une expérience physique dépend de plusieurs paramètres dont les valeurs exactes à un instant quelconque ne peuvent être prévues, bien qu'elles se distribuent selon des lois connues; l'expérimentateur ne peut ainsi se rendre compte du déroulement exact du phénomène étudié, et ne peut à tout moment modifier les conditions physiques et géométriques régissant l'expérience réelle. Par contre, la méthode de Monte-Carlo se propose de combler ces lacunes en réalisant une expérience imaginaire s'adaptant avec souplesse à des conditions les plus complexes, tout en tenant compte des résultats déjà connus concernant l'expérience réelle. Le phénomène réel est alors décomposé en une suite d' "évènements" d'après le principe habituel du calcul des probabilités. Or un "évènement" ne peut se concevoir que lié à une "épreuve" et en est la suite. A chaque résultat de l' "épreuve" correspond la réalisation ou la non-réalisation d'un "évènement" déterminé et l'ensemble de

tous les résultats possibles détermine un ensemble d'évènements dont la réunion forme un évènement certain de probabilité égale à l'unité. Vis-à-vis du processus physique, un "évènement" est la valeur prise par un de ses paramètres à l'instant considéré. En effet, les valeurs prises par tous les paramètres à cet instant, déterminent l'état du processus et pas-à-pas on connaît ainsi l'évolution de cet état dans le temps c'est-à-dire le déroulement du processus physique.

Soit $\xi(x_1, x_2, \dots, x_n)$ un état réel, fonction d'un ensemble de paramètres x_1, x_2, \dots, x_n . La connaissance de ξ à un instant choisi suppose la connaissance des valeurs de tous ses paramètres à cet instant. Pour cela, on astreint chacun d'eux à effectuer l'épreuve qui lui est propre avant de lui assigner une certaine valeur. Cette épreuve peut consister à jeter un dé, à tourner une roulette - d'où vient d'ailleurs le nom "Monte-Carlo" - ou à effectuer tout autre jeu de hasard dont la règle est spécialement conçue pour ce même paramètre. Et selon les résultats de cette épreuve, le paramètre prend l'une de ses valeurs possibles; ou l'on peut recommencer l'épreuve jusqu'à lui en attribuer une. Considérons un de ces paramètres qui est une va-

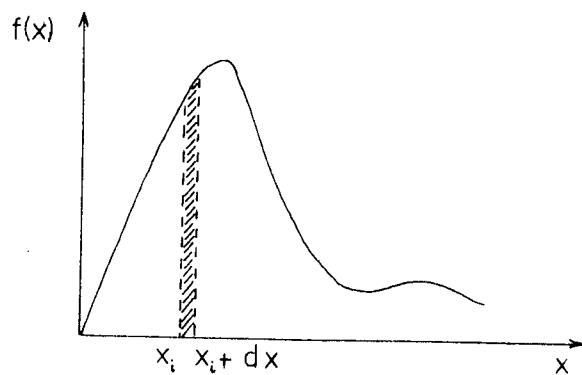


fig.1.2

riable aléatoire x distribuée suivant une loi de probabilité de densité $f(x)$. La règle du jeu est telle que s'il est joué un nombre assez élevé de fois les valeurs prises par x tombent dans une tranche quelconque $(x_i, x_i + dx)$ fixée dans l'intervalle des variations de x , avec une probabilité proportionnelle à $f(x_i) dx$.

3 - Applications de la méthode de Monte-Carlo.

Si l'on a pu constater une certaine décroissance de l'intérêt porté à l'étude théorique de la méthode de Monte-Carlo, par contre les applications en sont de plus en plus nombreuses. En 1947, Fermi calcule par cette méthode les valeurs propres associées à l'équation de Schrodinger (mais dans ce cas les résultats obtenus ne sont pas meilleurs que ceux donnés par les méthodes analytiques). La méthode de Monte-Carlo a été largement appliquée à l'étude des problèmes variés de la recherche opérationnelle à des calculs de pénétration des rayonnements, au fonctionnement des réacteurs atomiques, à la résolution de divers problèmes physiques et mathématiques comme les équations différentielles et intégrales, les calculs matriciels ... et même à des études sociologiques et économiques.

L' "épreuve" que doit subir le paramètre consiste, en général, à prélever une ou plusieurs variables aléatoires distribuées uniformément dans l'intervalle (0,1). En effet les variables suivant des distributions complexes s'expriment en fonction de variables aléatoires uniformes d'où la souplesse et la facilité d'adaptation de la méthode de Monte-Carlo. Il en résulte qu'il est d'abord nécessaire de disposer d'un ensemble de nombres au hasard uniformes; mais pratiquement on ne peut obtenir qu'un "pseudo-hasard" sous la forme d'une suite de nombres obtenus empiriquement ou par un procédé arithmétique.

Pour produire des nombres au hasard (O. Taussky et Y. Todd 1954) les méthodes les plus utilisées semblent être les méthodes congruentielles multiplicatives produisant une suite de "pseudo-hasards" par la relation de congruence

$$X_{n+1} = k X_n \pmod{M}$$

décimaux avec une période de 5 882 352. En prenant $X_0 = 1$, $M = 2^{42}$ et pour k toute puissance impaire de 5, par exemple $k = 5^{17}$, la suite a une période de l'ordre de 10^{12} . Moins utilisées sont les méthodes congruentielles additives du type

$$X_0 = 0 \quad X_1 = 1 \quad X_{n+2} = X_{n+1} + X_n \pmod{M} \quad n = 0, 1, \dots$$

où si l'on prend $M = 2^{44}$, la période est de l'ordre de 10^{13} .

Les caractéristiques d'une suite de nombres au hasard sont la longueur de la suite et l'uniformité de la distribution. Toutefois, la période d'une suite étant relativement longue n'est en général pas atteinte, aussi la plus intéressante est l'uniformité de la distribution. Notons qu'une suite peut s'adapter à un problème sans s'adapter à un autre. Il existe des tables de "nombres au hasard". Cependant il est souvent pratique de faire produire le nombre au hasard par la machine à calculer au moment désiré. On utilise alors les méthodes arithmétiques.

Le problème physique se transforme finalement par la méthode de Monte-Carlo en une suite de calculs que la machine électronique exécute et peut répéter avec chaque fois des nombres au hasard différents. Pour que la précision soit suffisante, il faut que la répétition de la série de calculs soit suffisante ce qui exige une machine rapide. Les résultats sont alors obtenus avec une fluctuation statistique qui diminue au prix d'un "temps de machine" de longue durée, la précision étant proportionnelle à l'inverse de la racine carrée du nombre de répétitions. Aussi l'évolution de l'intérêt porté à la méthode de Monte-Carlo est-elle liée à celle de la technologie des machines.

Nous n'avons fait qu'un bref aperçu de la "méthode de Monte-Carlo" notre but étant de l'appliquer à la correction de la mesure de la distribution angulaire de la diffusion des neutrons rapides.

C H A P I T R E III

ETUDE DES CORRECTIONS DANS UNE MESURE
DE DIFFUSION DE NEUTRONS RAPIDES

1 - Expérience simulée, expérience réelle.

Etant donné le caractère statistique de la diffusion des neutrons, le modèle stochastique de la méthode de Monte-Carlo est simplement la simulation du phénomène réel utilisant les paramètres physiques et géométriques de l'expérience réelle.

Une telle expérience ne tient pas compte du bruit-de-fond mais permet de mettre en évidence certaines caractéristiques des neutrons détectés en suivant pas à pas leur histoire. Par exemple, la connaissance du nombre de diffusions que subit le neutron dans sa traversée du diffuseur permet d'effectuer la correction de diffusion multiple et d'absorption; aussi, la connaissance de l'angle exact de diffusion permet d'effectuer la correction de résolution angulaire. La distribution angulaire expérimentale soumise à la correction par la méthode de Monte-Carlo est d'abord corrigé du bruit-de-fond et de l'efficacité des détecteurs, de sorte que le détecteur-neutron de l'expérience simulée de Monte-Carlo a une efficacité à 100 %

On considèrera successivement deux formes du diffuseur : cylindrique de révolution et parallèlipipédique rectangulaire, la source de neutrons étant supposée ponctuelle et placée sur l'axe de symétrie. On exposera d'abord la méthode générale du calcul, puis on effectuera une application numérique pour la diffusion des neutrons de 14 MeV sur le Carbone.

2 - Cas du diffuseur cylindrique de révolution.

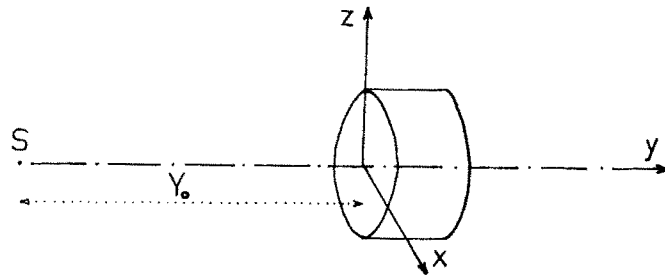


fig.1.3

L'axe du diffuseur passe par la source ponctuelle de neutrons. La symétrie de révolution du dispositif expérimental permet de détecter les neutrons diffusés dans tout l'espace en tenant compte des angles solides partiels correspondants ou bien dans le plan de diffusion avec un détecteur sous-tendant un angle solide constant dans l'expérience réelle. Le neutron est déterminé par sa position, sa direction, son énergie et le nombre de diffusions subies. Le référentiel est formé des axes rectangulaires, l'origine o étant le centre de la face d'entrée du diffuseur, l'axe Ox est dans le plan de la diffusion, et Oy est l'axe de symétrie dans la direction SO . On utilise aussi les coordonnées cylindriques (r, θ, Oy) d'axe polaire Ox .

On considère d'abord la diffusion élastique en négligeant les neutrons inélastiques; toute diffusion qui n'est pas élastique étant considérée comme une absorption. Ensuite une généralisation du calcul permettra d'étudier simultanément la correction pour la diffusion élastique et pour la diffusion inélastique, en tenant compte des neutrons élastiques et inélastiques (1er niveau) pour corriger le spectre expérimental des pics inélastiques (1er et 2ième niveau).

A - Etude de la diffusion élastique.

a) Tir d'un neutron.

Dans l'expérience simulée l'on tire seulement les neutrons sus-

ceptibles de subir une diffusion élastique lors de la première collision à l'intérieur du diffuseur, les neutrons incidents se divisant en deux populations, ceux dont la première collision est une diffusion élastique et ceux dont cette collision est une absorption et qui sont éliminés pour éviter un calcul inutile.

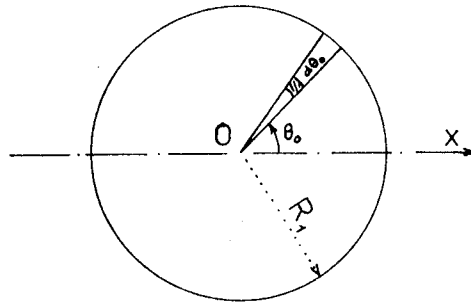


fig 23 - face d'entrée du diffuseur

Tirer un neutron à partir de la source sur le diffuseur revient à déterminer son impact sur la face d'entrée du diffuseur. La probabilité d'avoir un neutron frappant un élément de surface $rdrd\theta$ est de la forme

$$P(\theta_0, \theta_0 + d\theta_0 ; r, r + dr) = P(\theta_0, \theta_0 + d\theta_0) P\left(\frac{r, r + dr}{\theta_0, \theta_0 + d\theta_0}\right) \quad (1.3)$$

L'intensité du faisceau incident de neutrons étant de révolution autour de l'axe du diffuseur, la répartition en θ_0 est uniforme dans l'intervalle $(0, 2\pi)$:

$$P(\theta_0, \theta_0 + d\theta_0) = \frac{d\theta_0}{2\pi} \quad (2.3)$$

La probabilité conditionnelle $P(r) \equiv P(r, r + dr / \theta_0, \theta_0 + d\theta_0)$ pourrait se déterminer expérimentalement si l'on disposait d'un détecteur se déplaçant sur l'un des rayons de la face d'entrée du diffuseur dont la surface sensible serait $rdrd\theta$, $d\theta$ étant fixé. En fait, il est plus facile de déterminer expérimentalement la distribution $f(r)$ en fonction de r à l'aide d'un détecteur à surface constante. On obtient la distribution fig 3.3 a d'où l'on déduit (fig.3.3b) $P(r)$ en multipliant $f(r)$ en chaque point par

$rdrd\theta$ ou tout simplement par r , dr et $d\theta$ étant fixés. Finalement le choix

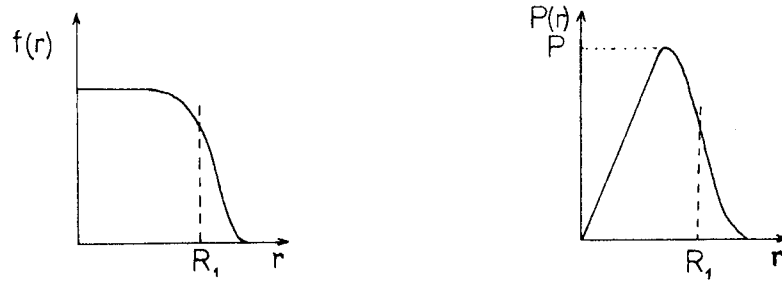


fig.3.3

du point d'impact revient à choisir θ_0 d'après la relation (2.3) et r d'après la distribution $P(r)$ donnée par la figure 3.3b. Par un changement convenable de variable la relation (2.3) s'écrit

$$P(\theta_0, \theta_0 + d\theta_0) = \frac{d\theta_0}{2\pi} \approx f(h_1) dh_1 \quad (3.3')$$

h_1 étant une variable aléatoire uniforme dans l'intervalle $(0,1)$ d'où

$$\frac{d\theta_0}{2\pi} \approx dh_1 \quad \text{car} \quad f(h_1) = 1 \quad (4.3)$$

l'une des solutions de (4.3) est $h_1 = \theta_0 / 2\pi$, soit

$$\theta = 2\pi h_1 \quad (5.3)$$

En notant $h(a, b)$ une variable aléatoire distribuée uniformément dans l'intervalle (a, b) de densité $1/(b-a)$, d'où

$$h(a, b) = a + (b-a) h(0,1) \quad (6.3)$$

la relation (5.3) s'écrit simplement

$$\theta_0 = h(0, 2\pi) \quad (7.3)$$

correspondant au fait que θ_0 peut prendre n'importe quelle valeur dans l'intervalle $(0, 2\pi)$. On choisit ensuite r par la "méthode d'échantillonnage par rejet" de façon à ce que r suit la loi $P(r)$ de la figure 3.3b, P étant le maximum de $P(r)$, le choix de r doit être tel que la probabilité $P(r, r + dr)$ est proportionnel à $P(r) dr$. Pour cela, r_1 étant dans l'intervalle $(0, R_1)$ avec R_1 rayon de la face d'entrée du diffuseur

$$r_1 = h_2(0, R_1) \tag{8.3}$$

$$\text{l'on tire au hasard } \xi = h_3(0, P) \tag{9.3}$$

si ξ est inférieur ou égal à $P(r_1)$, r_1 étant donné par (8.3), on donne à r cette valeur, si non on la rejette et on recommence les tirages (8.3) et (9.3) jusqu'à ce qu'on obtienne une bonne valeur de r . En effet la probabilité qu'un neutron arrive dans l'intervalle $(r, r + dr)$ est d'après cette méthode

$$\begin{aligned} P(r, r+dr) &= P(r < r_1 < r+dr) \cdot P(\xi \leq P(r_1)) / (r < r_1 < r+dr) \\ &= \frac{1}{R_1 P} P(r) dr \end{aligned} \tag{10.3}$$

$$P(r < r_1 < r+dr) \text{ étant égale à } \frac{dr}{R_1}, \text{ et } P(\xi \leq P(r_1)) / (r < r_1 < r+dr) = \frac{P(r)}{P}$$

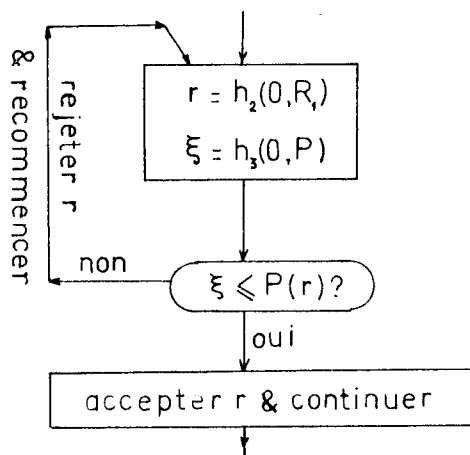


Schéma du choix de r

Etant donnée la forme relativement uniforme de la répartition par unité des surface, en fonction de r , d'après la figure 3.3a, du moins lorsque r est inférieur à une certaine valeur $R_0 < R_1$, on peut simplifier le calcul en supposant que la répartition des points d'impact est uniforme à l'intérieur du cercle de rayon $R_0 < R_1$ et nulle ailleurs.

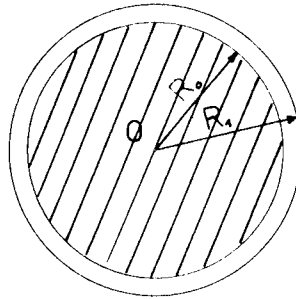


fig.4.3

Ainsi dans cette région, la probabilité pour qu'il y ait un point d'impact à l'intérieur de l'élément de surface $rdrd\theta_0$ est proportionnelle à cette surface

$$P(\theta_0, \theta_0 + d\theta_0; r, r + dr) = \frac{rdrd\theta_0}{R_0^2} = d\left(\frac{\theta_0}{2}\right) d\left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \quad (11.3)$$

Par un changement de variable on a

$$P(\theta_0, \theta_0 + d\theta_0; r, r + dr) = f(h_4) dh_4 f(h_5) dh_5$$

h_4 et h_5 étant deux variables aléatoires uniformes dans l'intervalle (0,1)

$$d\left(\frac{\theta_0}{2}\right) d\left(\frac{r}{R_0}\right)^2 = dh_4 dh_5 \quad (12.3)$$

Or d'après (4.3) nous pouvons écrire

$$d\left(\frac{\theta_0}{2}\right) = dh_4 \quad (13.3)$$

donc
$$d\left(\frac{r}{R_0}\right)^2 = dh_5 \quad (14.3)$$

et l'une des solutions de (14.3) est

$$r = R_0 \sqrt{h_5} \quad (15.3)$$

D'après cette relation, il y a au moins deux façons pour choisir r . La plus évidente consiste à prélever $h_5(0,1)$ puis de calculer r . Néanmoins ce calcul demande l'extraction de la racine carrée de h_5 , ce qui est relativement long, il est parfois plus simple de procéder de la façon suivante : on tire deux nombres au hasard $h_1(0,1)$ et $h_2(0,1)$ et on définit un nombre a tel que :

$$a = h_1(0,1) \quad \text{si } h_1(0,1) \geq h_2(0,1) \quad (16.3)$$

ou $a = h_2(0,1) \quad \text{si } h_2(0,1) > h_1(0,1)$

a prenant la valeur du plus grand des deux nombres au hasard tirés, puis on calcul r d'après la relation :

$$r = R_0 \cdot a \quad (17.3)$$

Les relations (15.3) et (17.3) sont parfaitement équivalentes. En effet, d'après la définition de a , la probabilité d'avoir a compris dans un intervalle $(a, a + da)$ est

$$P(a, a+da) = P(a < h_1 < a+da) P(h_1 \geq h_2 / a < h_1 < a+da) + P(a < h_2 < a+da) P(h_2 > h_1 / a < h_2 < a+da) \quad (18.3)$$

Or nous avons :

$$P(a < h_1 < a+da) = P(a < h_2 < a+da) = da$$

et

$$P(h_1 > h_2 / a < h_1 < a+da) = P(h_2 > h_1 / a < h_2 < a+da) \approx a$$

d'où

$$P(a, a+da) = 2ada \quad (19.3)$$

Ce qui prouve que a suit la même loi que $\sqrt{h_5}$ de la relation (15.3). En effet, soit $b = \sqrt{h(0,1)}$, et cherchons la loi de distribution de b . On a :

$$f(b) db = f(h) dh = dh = 2b db \quad (20.3)$$

car $h(0,1) = b^2$. Donc d'après (19.3) et (20.3) la variable a suit la même loi que la racine carrée d'une variable aléatoire uniforme dans l'intervalle $(0,1)$. La deuxième méthode ne fait appel à aucun calcul à moins que ce ne soit celui qui produit les nombres au hasard. De toute façon l'option pour l'une ou l'autre méthode dépend des moyens de calcul dont on dispose. Quant au choix de θ_0 , d'après (13.3) il sera fait par la relation (7.3).

La position du point d'impact ayant été ainsi déterminée en coordonnées polaires, nous calculons ses coordonnées cartésiennes

$$\begin{aligned} x_0 &= r \cos \theta_0 \\ y_0 &= 0 \\ z_0 &= r \sin \theta_0 \end{aligned} \quad (21.3)$$

et les cosinus directeurs de la direction incidente du neutron lancé

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= x_0 / S_0 \\ \beta_0 &= Y_0 / S_0 \\ \gamma_0 &= z_0 / S_0 \end{aligned} \quad (22.3)$$

avec $S_0 = (x_0^2 + Y_0^2 + z_0^2)^{\frac{1}{2}} = (r^2 + Y_0^2)^{\frac{1}{2}}$, Y_0 étant la distance de la source S à la face d'entrée du diffuseur.

b) Tirage du parcours.

Le neutron lancé pénètre dans la matière du diffuseur et subit la loi d'atténuation, la probabilité de diffusion à une valeur du parcours comprise dans l'intervalle $(p, p + dp)$ étant

$$P(p, p + dp) = \sum_t e^{-\sum_t p} dp \quad (23.3)$$

\sum_t désignant la section efficace macroscopique totale du neutron dans la matière du diffuseur dépendant de l'énergie. Exprimons la probabilité élémentaire précédente en fonction d'un nombre au hasard

$$\sum_t e^{-\sum_t p} dp = f(h(0,1)) dh(0,1) = dh(0,1) \quad (24.3)$$

Une des solutions de (24.3) est

$$h(0,1) = \int_0^p \sum_t e^{-\sum_t p} dp = 1 - e^{-\sum_t p}$$

soit
$$e^{-\sum_t p} = 1 - h(0,1) \quad (25.3)$$

Comme $1 - h(0,1)$ est également un nombre au hasard uniforme entre $(0,1)$ la relation (24.3) peut s'écrire simplement

$$e^{-\sum_t p} = h_6(0,1) \quad (26.3)$$

$h_6(0,1)$ étant un nombre au hasard que l'on doit prélever pour en déduire p

$$p = \frac{1}{\sum_t} \left[-\text{Log}(h_6(0,1)) \right] \quad (27.3)$$

Alors si le milieu diffuseur est infini, il y a choc au point

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + \alpha_0 p \\ y_1 &= y_0 + \beta_0 p \\ z_1 &= z_0 + \gamma_0 p \end{aligned} \quad (28.3)$$

Cependant les dimensions du diffuseur étant finies, le choc n'a lieu que si les conditions géométriques suivantes sont remplies simultanément :

$$\begin{aligned}
0 < y_1 < Y_2 \\
x_1^2 + z_1^2 < R_1^2
\end{aligned}
\tag{29.3}$$

Y_2 étant l'épaisseur du diffuseur.

Deux cas se présentent donc :

- l'une au moins des conditions (29.3) n'est pas vérifiée, le choc ne peut avoir lieu à l'intérieur du diffuseur, le neutron le traverse sans aucune collision et sera éliminé.

- ces conditions sont vérifiées. Le choc a lieu et peut être soit une diffusion élastique soit une autre réaction qu'il est convenu d'appeler une absorption. Si ce n'est que le premier choc du neutron, on n'a pas à faire cette distinction car d'après nos hypothèses, nous n'avons lancé que les neutrons qui seront susceptibles de subir une diffusion élastique à la première collision. Mais il n'en sera plus de même pour les chocs suivants.

c) Détermination de la direction diffusée (référentiel laboratoire).

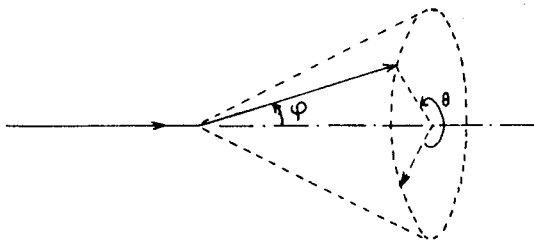


fig.5.3

Après la première diffusion élastique l'on continue de suivre l'histoire du neutron diffusé. Sa nouvelle direction est déterminée par l'angle de diffusion φ et l'orientation θ . L'angle de diffusion φ suit la distribution angulaire $\frac{d\sigma(\varphi)}{d\Omega(\varphi)}$ plus ou moins connue expérimentalement et c'est sur cette

distribution angulaire que les corrections doivent être effectuées. Remarquons

qu'au point de vue du calcul, c'est la distribution $\frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi}$ par unité d'angle qui intervient; aussi une transformation préalable est nécessaire

L'angle φ sera donc choisi d'après la distribution $f(\varphi) = \frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi}$

pour cela, l'on utilise la même technique d'échantillonnage par rejet.

Schéma du choix de φ

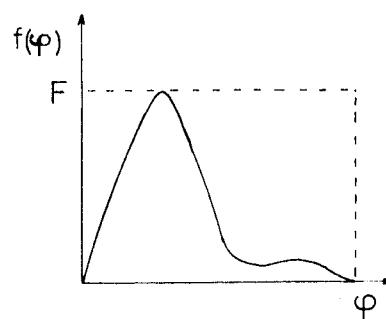
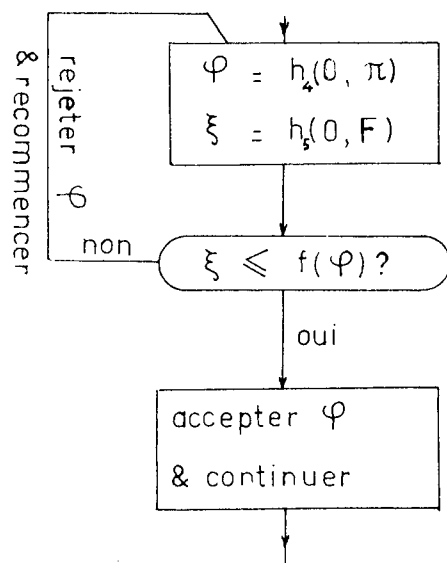


fig.6.3

Cas particulier : La méthode précédemment adoptée pour le choix de φ risque d'être peu efficace dans le cas où la distribution angulaire présente un maximum important, ce qui arrive fréquemment. Considérons par exemple la distribution de la diffusion $^{12}\text{C}(n, n) \text{e}^{12}$ avec des neutrons de 14 MeV (fig.7.3). Dans la région comprise entre D_1 et D_2 le test $\xi < f(\varphi)$ a très peu de

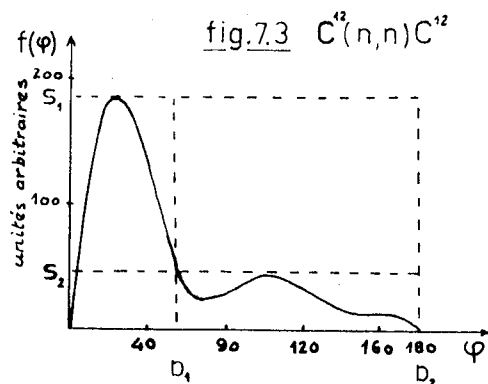


fig.7.3 $\text{C}^{12}(n,n)\text{C}^{12}$

chance d'être vérifié car le rapport $f(\varphi) / F$ est très faible. L'on se propose alors de départager la distribution en deux parties :

- une première pour les angles φ compris dans l'intervalle $(0, D_1)$. Son aire est :

$$A_1 = \int_0^{D_1} f(\varphi) d\varphi$$

et soit S_1 la valeur maximale de $f(\varphi)$

- une deuxième pour les φ compris dans l'intervalle (D_1, D_2) dont l'aire est

$$A_2 = \int_{D_1}^{D_2} f(\varphi) d\varphi$$

et soit S_2 la valeur maximale de $f(\varphi)$ dans cette partie. La probabilité pour qu'il y ait un angle φ dans l'une de ces deux parties est proportionnelle à son aire. Nous tirons donc au hasard :

$$R = h_6(0, 1) \tag{30.3}$$

puis nous comparons R au rapport $R_a = A_1 / (A_1 + A_2)$. Alors si $R < R_a$ l'on choisit φ dans l'intervalle $(0, D_1)$

$$\varphi = h_7(0, D_1) \tag{31.3}$$

puis le test a lieu avec

$$\xi_1 = h_8(0, S_1) \tag{32.3}$$

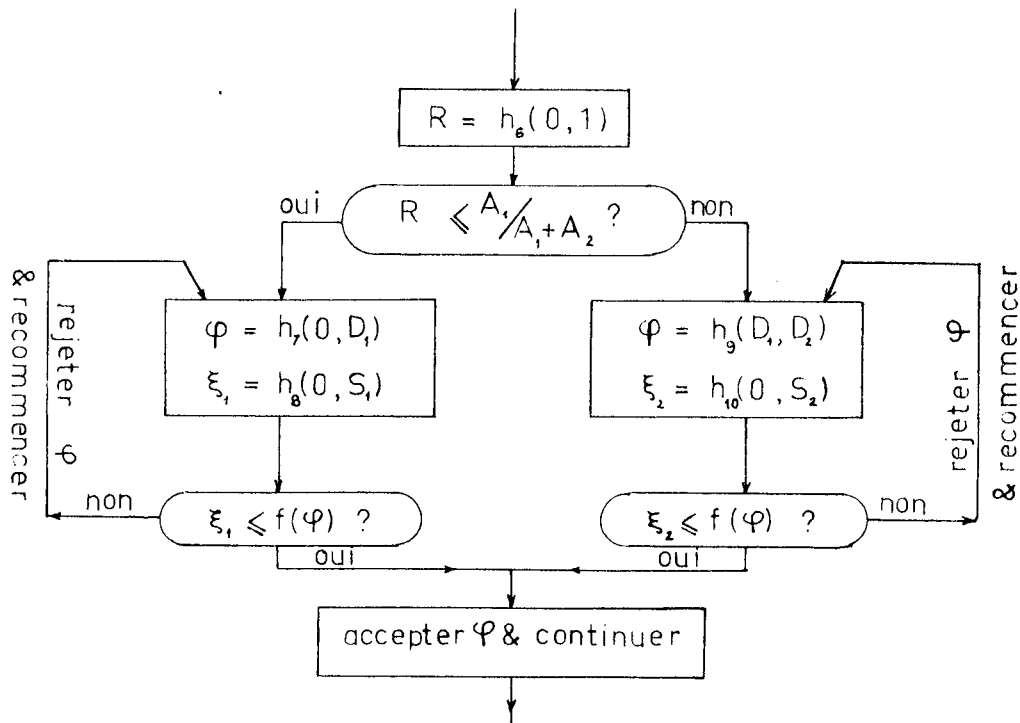
Si la condition $\xi_1 \leq f(\varphi)$ n'est pas vérifiée, on recommence les tirages (33.3), (34.3) jusqu'à ce qu'on obtienne une valeur pour φ intérieur à l'intervalle $(0, D_1)$.

Si $R > R_a$, l'angle de diffusion est choisi dans la deuxième partie et l'on procède de la même façon

$$\begin{aligned} \varphi &= h_9(D_1, D_2) \\ \xi_2 &= h_{10}(0, S_2) \end{aligned} \tag{33.3}$$

le test $\xi_i \leq f(\varphi)$ est toujours nécessaire pour savoir si l'angle ainsi prélevé est acceptable. Cette façon de choisir φ évite les calculs inutiles et augmente son rendement d'un facteur de l'ordre de $(S_1 - S_2)(D_2 - D_1) / S_1 D_2$ qui peut atteindre 40 %.

Le schéma suivant récapitule les opérations



D'autre part, le choix de l'orientation Θ qui se distribue de manière isotrope se fait comme celui de Θ_0 , d'après (7.3)

$$\Theta = h_{11}(0, 2\pi) \quad (34.3)$$

La nouvelle direction du mouvement du neutron est parfaitement défini par la position du choc et les angles Θ , φ , il ne nous reste plus qu'à la repérer par rapport aux axes rectangulaires $Ox y z$ par ses cosinus directeurs.

Remarque : La technique d'échantillonnage par rejet (pour choisir r, φ, \dots peut être remplacé par un échantillonnage plus direct par l'intermédiaire de la fonction de répartition de la variable, soit

$$y = F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx$$

y se distribue dans l'intervalle (0,1) avec une densité de probabilité g(y) telle que $g(y) dy = f(x) dx$, d'où

$$g(y) = f(x) \frac{dx}{dy} = 1$$

donc y est une variable aléatoire distribuée uniformément entre 0 et 1.

Pour avoir x on prélève donc au hasard a = h(0,1) puis on détermine x à partir de l'équation $F(x) = a$ c'est-à-dire $x = F^{-1}(a)$.

Cette méthode est plus efficace que la méthode par rejet, néanmoins elle suppose qu'on connaisse la fonction inverse de la fonction de répartition. Or dans la pratique, l'obtention de F(x) et de F⁻¹(a) à partir de la distribution en densité f(x) est très délicate et risque d'introduire des erreurs non négligeables.

d) Calcul des cosinus directeurs de la direction diffusée.

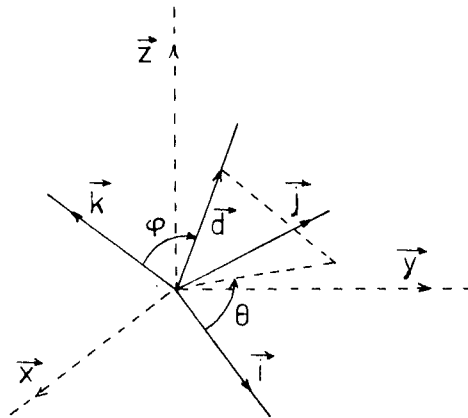


fig. 8.3

Soit $\vec{k}(\alpha_1, \beta_1, \gamma_1)$ le vecteur unitaire de la direction du neutron avant la diffusion,

$\vec{d}(\alpha_{i+1}, \beta_{i+1}, \gamma_{i+1})$ le même vecteur après la diffusion

$\vec{z}(0, 0, 1)$ le vecteur unitaire de Oz. Formons un système d'axes rectangulaires $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ tel que :

$$\vec{i} = \frac{\vec{z} \wedge \vec{k}}{|\vec{z} \wedge \vec{k}|} \quad (35.3)$$

$$\vec{j} = \vec{k} \wedge \vec{i}$$

Les vecteurs \vec{i}, \vec{j} ainsi définis sont aussi unitaires. Dans ce système d'axes \vec{d} s'écrit :

$$\vec{d} = (\sin \varphi \cdot \cos \theta) \vec{i} + (\sin \varphi \cdot \sin \theta) \vec{j} + (\cos \varphi) \vec{k} \quad (36.3)$$

Les projections de cette relation sur les axes Ox, Oy, Oz donneraient les cosinus directeurs cherchés.

Celles de \vec{I} , d'après (37.3) sont respectivement

$$\frac{\beta_i}{\sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2}}, \quad \frac{\alpha_i}{\sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2}}, \quad 0 \quad (37.3)$$

Et celles de \vec{J} sont :

$$-\frac{\alpha_i \gamma_i}{\sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2}}, \quad -\frac{\gamma_i \beta_i}{\sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2}}, \quad \sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2} \quad (38.3)$$

D'où enfin celles de la relation (33.3) donnent :

$$\alpha_{i+1} = -\frac{\beta_i \sin \varphi \cdot \cos \theta + \alpha_i \gamma_i \sin \varphi \cdot \sin \theta}{\sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2}} + \alpha_i \cos \varphi$$

$$\beta_{i+1} = \frac{\alpha_i \sin \varphi \cdot \cos \theta - \gamma_i \beta_i \sin \varphi \cdot \sin \theta}{\sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2}} + \beta_i \cos \varphi \quad (39.3)$$

$$\gamma_{i+1} = \sqrt{\alpha_i^2 + \beta_i^2} (\sin \theta \sin \theta) + \gamma_i \cos \varphi$$

e) énergie restante.

Le neutron issu de la source a une énergie déterminée par son angle d'émission. Cependant, si l'on tient compte de la variation de cette énergie, le calcul est relativement long, aussi l'on adopte la valeur moyenne E_0 comme énergie des neutrons incidents. L'énergie restante du neutron après la diffusion est reliée à l'énergie avant diffusion par la relation (7.1)

$$\left\{ \begin{array}{l} E_d = v + \varepsilon \sqrt{v^2 + w} \\ v = \frac{m \cos \varphi}{m + M} E_0 \\ w = \frac{M - m}{M + m} \end{array} \right. \quad (40.3)$$

Dans le cas fréquent où la masse M du noyau est plus grande que la masse m du neutron, w est positif et ε ne prend que la valeur $+1$. Le calcul de l'énergie du neutron est nécessaire car un neutron n'est détecté que s'il possède une énergie comprise dans l'intervalle déterminé par l'angle de diffusion et la résolution en énergie du dispositif expérimental.

f) diffusion simple ou diffusion multiple.

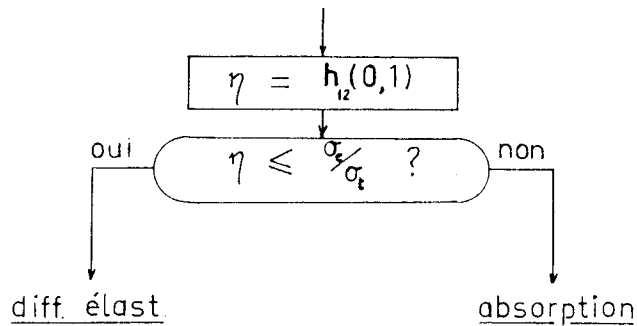
Après la première diffusion élastique, le neutron est ralenti dans le diffuseur et subit un nouveau choc après un parcours p' dont la probabilité d'être compris dans l'intervalle $(p, p + dp)$ obéit à la loi (23.3). En conséquence le choix de ce parcours se fait comme en (27.3) à la variation de la section efficace Σ_t près, celle-ci variant avec l'énergie. Si l'on connaît la courbe $\Sigma_t(E)$ représentant la section efficace Σ_t en fonction de l'énergie E , l'on pourra tenir compte de cette variation. Cependant pour la diffusion élastique des neutrons rapides de 14 MeV, $\Sigma_t(E)$ est pratiquement constant.

Le parcours p' étant connu, des relations analogues à (28.3) fixent la position du choc éventuel

$$\begin{aligned} x_i + 1 &= x_i + \alpha_i p' \\ y_i + 1 &= y_i + \beta_i p' \\ z_i + 1 &= z_i + \gamma_i p' \end{aligned} \quad (41.3)$$

x_i, y_i, z_i étant les coordonnées de l'avant dernier choc et $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$

les cosinus directeurs de la direction diffusée. Les conditions géométriques (29.3) appliquées de nouveau, déterminent si le nouveau choc a lieu à l'intérieur du diffuseur. S'il a lieu il faut savoir s'il est une diffusion élastique ou une absorption. Pour cela, l'on prélève un nombre au hasard $h_{12}(0,1)$ et si celui-ci est inférieur ou égal au rapport σ_e/σ_t de la section efficace totale élastique à la section efficace totale, le choc est une diffusion élastique.



Après une ou plusieurs diffusions élastiques, le neutron sort du diffuseur et se déplace jusqu'au détecteur.

g) détection des neutrons diffusés.

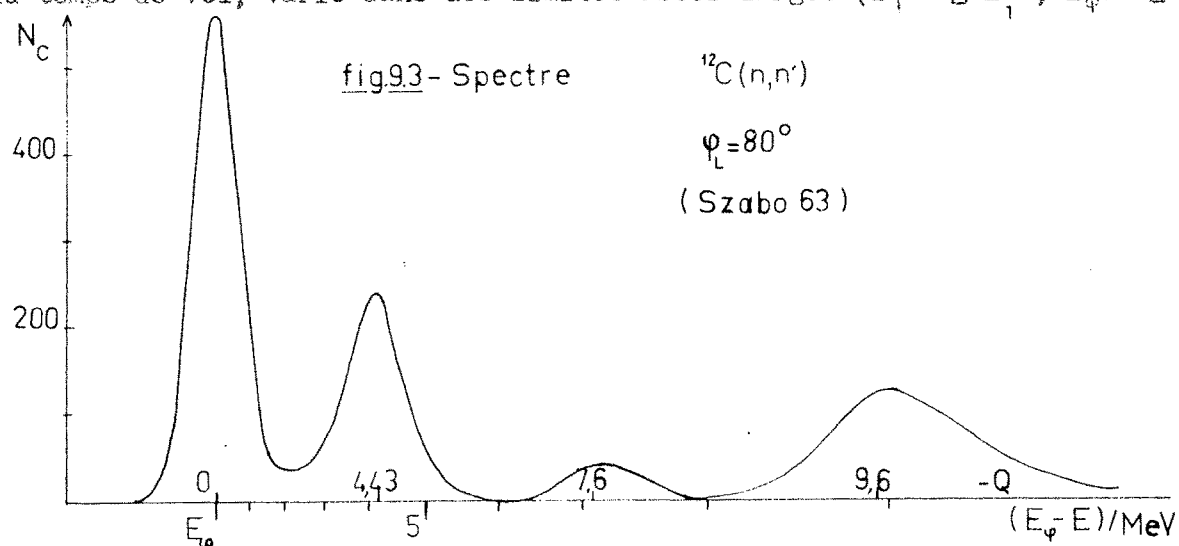
Dans l'expérience simulée, la détection des neutrons se fait dans tout l'espace autour du diffuseur et l'on peut classer les neutrons selon les angles de leur direction diffusée comme le fait un détecteur expérimental

L'énergie incidente du neutron étant E_0 , l'énergie après une diffusion élastique est

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\varphi}^{\frac{1}{2}} = v + (v^2 + w)^{\frac{1}{2}} \\ v = \frac{m \cos \varphi}{m + M} E_0^{\frac{1}{2}} \\ w = \frac{M - m}{M + m} E_0^{\frac{1}{2}} \end{array} \right. \quad (42.3)$$

Cependant, par suite de la résolution en énergie du faisceau incident, de

la résolution angulaire du dispositif expérimental, de la résolution en temps de la spectrométrie par temps de vol, ... le groupe des neutrons diffusés par le niveau fondamental détermine un pic dont l'énergie, déduite du temps de vol, varie dans des limites assez larges ($E_\varphi - \Delta E_1$, $E_\varphi + \Delta E_2$)



Ainsi, tout neutron quel que soit le nombre de diffusions subies, s'il sort du diffuseur suivant l'angle φ et qu'il a une énergie comprise dans l'intervalle ($E_\varphi - \Delta E_1$, $E_\varphi + \Delta E_2$) est compté dans ce groupe. Pour déterminer la section efficace différentielle $\sigma_e(\varphi)$ de diffusion élastique sous l'angle φ , l'on intègre le pic pour cet intervalle d'erreur, c'est cet intervalle d'énergie qui permet aux neutrons de diffusion multiple de contribuer à ce pic. Ainsi au cours du calcul de Monte-Carlo, dès qu'un neutron sort du diffuseur, on calcule l'angle qu'il fait avec l'axe de symétrie en négligeant les dimensions du diffuseur,

$$\varphi_f \approx \text{Arc cos } \beta_f \tag{43.3}$$

β_f étant le cosinus directeur suivant Oy de la direction finale du neutron. Un test d'énergie est ensuite indispensable pour savoir si le neutron est compté ou rejeté, et l'on calcule l'énergie E_{φ_f} correspondant à $\varphi = \varphi_f$ par la relation (42.3). Dans la pratique ΔE_1 et ΔE_2 dépendent des limites d'intégration graphique mais sont sensiblement égaux et varient très peu autour d'une valeur moyenne ΔE . D'où si l'énergie E du neutron sortant sous

un angle φ_f est tel que

$$E - E \varphi_f < \Delta E$$

il est compté comme un neutron élastique.

Pour classer un neutron détecté, on divise l'intervalle $(0, \pi)$ en petits intervalles de largeur $\Delta\varphi$ se rapprochant de la largeur angulaire du faisceau de neutrons reçu par le détecteur. Tout se passe comme si l'on a une suite de détecteurs partiels de largeur $\Delta\varphi$, chacun de ces détecteurs classant les neutrons d'après le nombre de diffusions dans le diffuseur.

h) Organigramme.

La succession des opérations que l'on a exposé se schématise par un "organigramme" qui est le stade intermédiaire entre le problème à traiter et l'écriture du "programme" destiné à la machine à calculer. L' "organigramme" exposé ici est relativement sommaire, indépendant de tout langage de programmation.

Notations:

- Ψ_j^s désigne le comptage du détecteur partiel de numéro d'ordre j , celui-ci étant déterminé par la relation

$$j = 1 + \text{partie entière de } \left(\frac{\varphi_f}{\Delta\varphi} \right) \quad (44.3)$$

où φ_f est l'angle de sortie finale du neutron et $\Delta\varphi$ la largeur angulaire des détecteurs. On a ainsi une suite de détecteurs numérotés $1, 2, 3, \dots$, ces numéros allant en croissant avec φ_f .

- Ψ_{ij} désigne le nombre de neutrons diffusés i fois élastiquement et compris dans le comptage Ψ_j^s du détecteur j . Le nombre de diffusion élastique i est donné par une sorte de compteur attaché au neutron, qui partant de zéro, augmente d'une unité à chaque diffusion élastique du neutron. On a donc

$$\Psi_j^s \equiv \sum_i \Psi_{ij}$$

- Ψ_1^t donne le nombre total de neutrons diffusés i fois élastiquement,

$$\Psi_1^t = \sum_j \Psi_{1j}$$

On stocke les neutrons enregistrés par tranche de V_0 neutrons et le nombre maximum de ces tranches est T_0 , de sorte que le nombre total de neutrons enregistrés sera $V_0 T_0$. Chaque tranche est indiquée par un compteur T_r , alors qu'un autre compteur V_r part de zéro et augmente d'une unité dès qu'un neutron est enregistré par un des compteurs partiels $\phi_j^s, \phi_{ij}, \phi_i^t$ dont le rôle est analogue à celui des compteurs totalisateurs $\Psi_j^s, \Psi_{ij}, \Psi_i^t$ mais en classant les neutrons dans chaque tranche. Lorsque V_r atteint sa valeur maximum V_0 , les compteurs partiels ϕ sont relevés puis vidés dans les compteurs Ψ , le compteur V_r se remet à zéro et le compteur T_r augmente d'une unité. En outre, un compteur C_p compte les neutrons tirés par chaque tranche, afin d'étudier l'efficacité du calcul. Dès que T_r atteint sa valeur maximum T_0 le calcul est arrêté et les compteurs Ψ sont relevés. Ce comptage par tranche de neutrons a un intérêt pratique, car il nous permet en relevant les compteurs ϕ de voir l'évolution de la statistique et d'estimer la précision des résultats. Le système de compteurs est utile pour les calculs à la machine électronique.

- les expressions $T = 0, \Psi_{ij} = 0, \dots$ signifient que les compteurs $T, \Psi_{ij} \dots$ sont remis à zéro.

- $A = A + B$ veut dire que l'on effectue d'abord l'opération qui se trouve à droite du signe $=$ puis l'on prend à partir de ce moment comme valeur de A le résultat de l'opération. C'est donc tout simplement le remplacement d'une valeur de A par une autre.

- $A :: B$ signifie que l'on compare A à B , les diverses sorties indiquent la marche à suivre correspondant aux trois possibilités : $A < B$, $A = B$, et $A > B$.

1) Dépuillement des résultats.

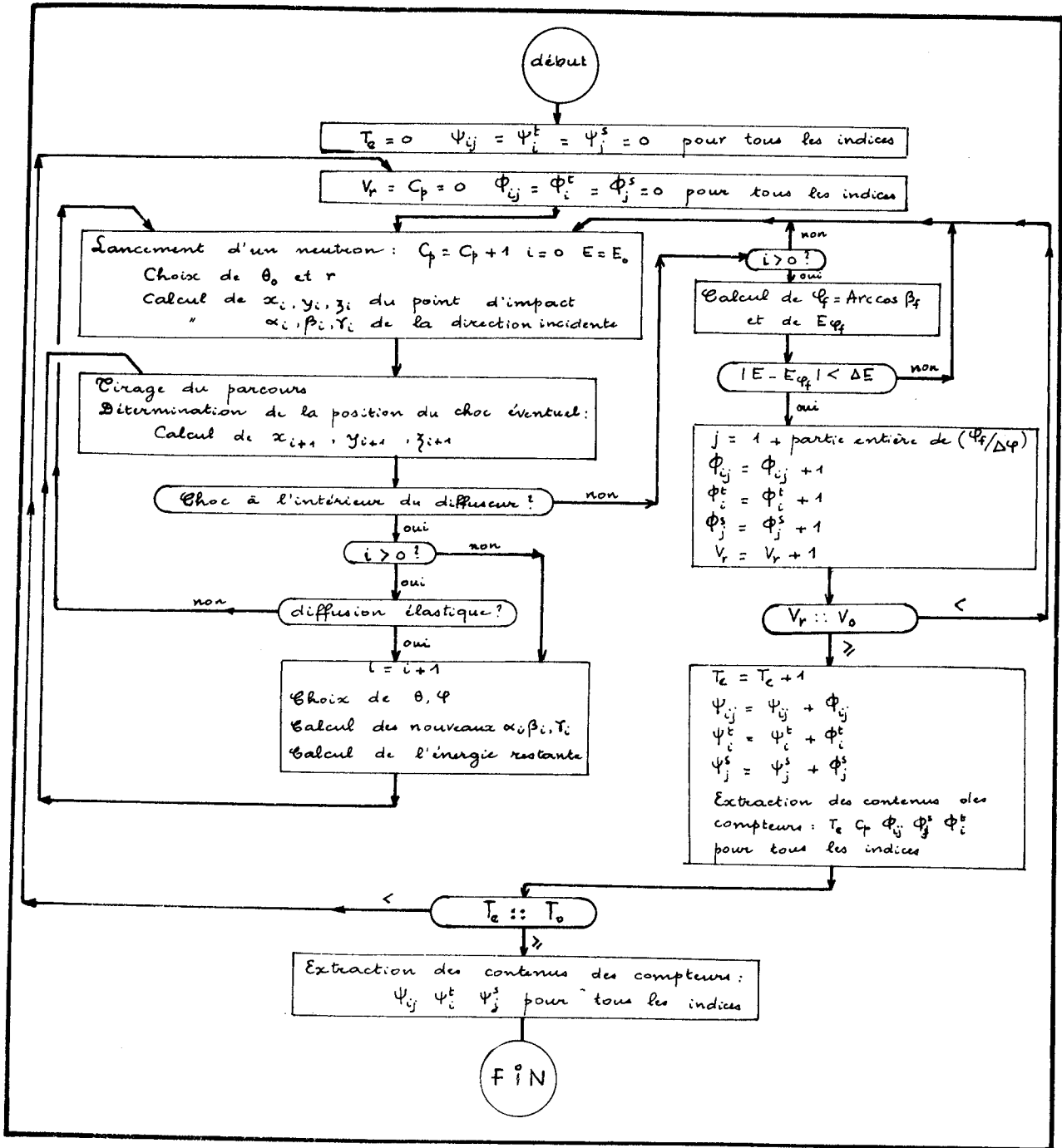
La distribution de Ψ_j^s en fonction de j donne la forme relative

de la distribution angulaire de l'expérience simulée. La distribution de Ψ_{ij} en fonction de j pour chaque i permet de déterminer la proportion relative de la diffusion simple, double, ... Les quantités Ψ_i^t donnent le nombre total de neutrons diffusés selon le mode i .

Finalement par des approximations successives, on ajuste la distribution "réelle" $\sigma_R(\varphi)$ de façon à obtenir une distribution $\sigma'(\varphi)$ de l'expérience simulée qui approche au mieux la distribution $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$ mesurée par la spectrométrie du temps de vol.

ORGANIGRAMME

(diffuseur cylindrique, diffusion élastique)



B - Correction dans les diffusions élastique et inélastique.

On étudie dans ce chapitre, l'effet de la diffusion multiple élastique-inélastique sur le pic inélastique. Cette correction est beaucoup plus importante pour la distribution inélastique que pour la diffusion élastique, car un neutron ayant subi des diffusions multiples dont l'une au moins est inélastique n'a que très peu de chance de faire encore partie du spectre élastique (à moins que le dispositif de mesure n'ait pas une résolution en énergie suffisante) par contre ce neutron peut apparaître dans un pic inélastique. Et comme la section efficace élastique est plus grande que celle de diffusion inélastique, cet effet est plus important pour le spectre inélastique que pour le spectre élastique.

A l'aide du même calcul on étudie d'une part la correction de diffusion multiple de la section efficace différentielle de diffusion élastique et inélastique sur le premier niveau excité et d'autre part le nombre de neutrons de diffusion multiple élastique-inélastique qui pourraient être comptés comme des neutrons inélastiques diffusés sur le deuxième niveau excité. Ce calcul a été entrepris pour corriger les spectres élastique et inélastique de la réaction $C^{12}(n, n')$. Le deuxième niveau excité est un niveau 0^+ d'énergie 7,65 MeV et la transition du niveau fondamental de spin également 0^+ à ce niveau excité est une transition monopolaire "interdite" très peu probable. L'on est récemment parvenu à exciter ce niveau de 7,65 MeV par des neutrons de 14 MeV (groupe de l'Université libre d'Amsterdam et groupe de physique nucléaire de Grenoble) et il était important d'estimer l'erreur introduite par la détection des neutrons de diffusion multiple apparaissant dans la gamme d'énergie des neutrons diffusés sur ce niveau du C^{12} . La distribution angulaire expérimentale pour ce niveau n'étant pas connue avec assez de précision (Bouchez 1963, Duclos 1962, Perrin 1963, Szabo 1963), on a alors étudié la répartition des neutrons de diffusion multiple, la normalisation étant faite par rapport à la distribution élastique, on obtient finalement la "section efficace différentielle de diffusion multiple" pour ce niveau excité. Notons que la section efficace de l'excitation de ce

niveau étant très faible, sa contribution à la diffusion multiple est négligeable, d'autant plus que sur l'ensemble des résultats du calcul de Monte-Carlo subsiste une importante fluctuation statistique qui masque une contribution aussi petite.

Le calcul peut se généraliser pour l'étude des diffusions sur les autres niveaux, mais il faudrait disposer de moyens de calcul suffisamment rapides. D'ailleurs la faible précision des mesures de section efficace de diffusion sur des niveaux excités plus élevés rend inutile toute correction de diffusion multiple. On limite cette correction à la diffusion élastique et à la diffusion inélastique sur les deux premiers niveaux du C^{12} , et l'on suit la même méthode de calcul que pour l'étude de la diffusion élastique.

a) Tir du neutron.

Le tir du neutron, de la source vers le diffuseur, s'effectue de la même façon. La différence réside dans le fait que l'on tirera des neutrons susceptibles de subir à la première collision non seulement une diffusion élastique mais aussi une diffusion inélastique sur le premier niveau excité.

b) Loi du parcours

Elle est déterminée par la relation (26.3) cependant il faut tenir compte de la variation de la section efficace \sum_t avec l'énergie, celle-ci variant de façon importante à chaque diffusion inélastique.

c) Nature de la diffusion.

La première collision est une diffusion élastique ou inélastique; pour en décider, l'on tire un nombre au hasard $h_{13}(0,1)$ puis on le compare au rapport $\sigma_e / (\sigma_e + \sigma_i)$, σ_e et σ_i désignant la section efficace totale élastique et inélastique (on convient de désigner par diffusion inélastique,

sans autre précision celle qui s'effectue sur le premier niveau excité). Si $h_{13}(0,1)$ est inférieur ou égal à $\sigma_e / (\sigma_e + \sigma_i)$ la diffusion est élastique, si non elle est inélastique.

Pour la deuxième, troisième ... collision il faut tenir compte de l'absorption, alors la décision est plus longue à prendre. D'abord, il s'agit de savoir si la collision est une diffusion élastique ou inélastique, on tire au hasard un nombre $h_{14}(0,1)$ s'il est inférieur ou égal à $(\sigma_e + \sigma_i) / \sigma_t$, σ_t étant la section efficace totale il y a diffusion élastique ou inélastique si non il y a absorption. Si le neutron n'est pas absorbé, on doit faire le choix entre la diffusion élastique et inélastique; si $h_{14}(0,1)$ est inférieur ou égal à σ_e / σ_t il y a diffusion élastique, inélastique dans le cas contraire.

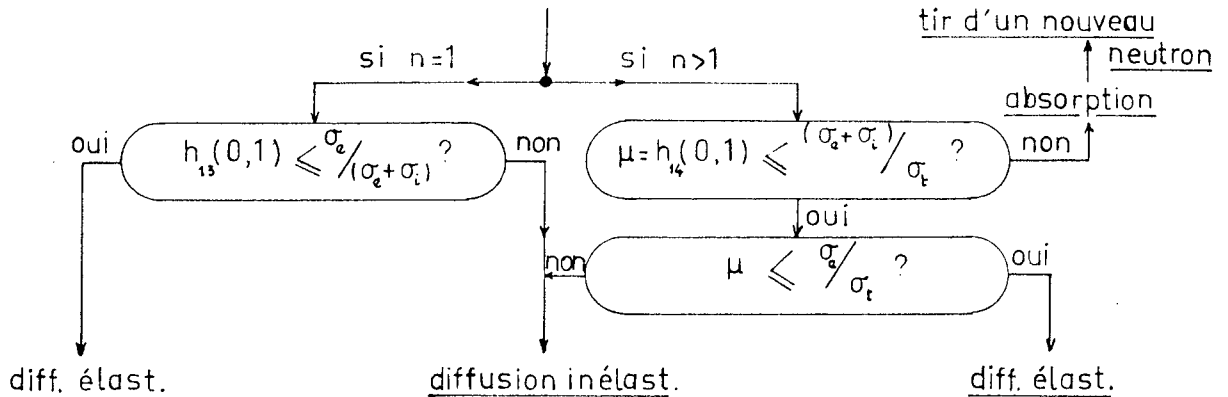


Schéma de la détermination de la nature du choc, n désignant le nombre de chocs subis par le neutron considéré.

d) Détermination de la direction diffusée.

Selon la nature de la diffusion, l'on choisit comme ci-dessus l'angle φ de diffusion d'après la distribution angulaire élastique ou inélastique. Il en est de même pour le choix de θ .

e) Energie restante.

Pour la diffusion inélastique le calcul de l'énergie est moins simple; on utilise la relation (7.1) Q prenant la valeur correspondante à la diffusion élastique ou inélastique. D'après cette relation, \mathbf{E} peut prendre l'une ou l'autre des valeurs $+ 1$ ou $- 1$ pour

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 < v^2 + w < v^2 \\ w = \frac{MQ + (M - m)}{m + M} < 0 \\ E_1 < - Q \frac{M}{M - m} \end{array} \right. \quad (45.3)$$

Quand cette condition (45.3) est remplie, il faut faire un choix entre les deux valeurs possibles de \mathbf{E} , l'on considère que \mathbf{E} a autant de chance d'être $+ 1$ que $- 1$. Par exemple, la première fois que la condition (45.3) est remplie, l'on donne à \mathbf{E} la valeur $+ 1$ puis à la fois suivante $- 1$, et ainsi de suite de sorte que \mathbf{E} est alternativement $+ 1$, $- 1$. Une alternance aussi rigoureuse n'existe pas dans la réalité, mais elle traduit statistiquement l'équiprobabilité des valeurs $+ 1$ et $- 1$ de \mathbf{E} . L'on peut également faire le choix à l'aide d'un nombre au hasard $h(0,1)$ que l'on compare à $0,5$ mais les calculs sont un peu plus longs et il faut un nombre suffisamment grand de neutrons pour que l'équiprobabilité soit vérifiée.

En outre, l'énergie du neutron est telle que la condition de réalité $v^2 + w > 0$ soit vérifiée, c'est-à-dire qu'elle doit être supérieure à l'énergie $(E_f)_p$ de la relation (9 - 1). Or cette dernière dépendant de φ le choix de l'angle φ de diffusion doit être effectué avant le calcul de l'énergie.

f) Détection des neutrons diffusés.

Le principe de détection reste inchangé. Mais, il y a maintenant trois groupes de neutrons diffusés : ceux qui, pour chaque détection, forment le pic élastique du spectre, ceux qui forment le pic inélastique du premier niveau excité et les neutrons de diffusion multiple qui forment une partie du pic correspondant à la diffusion sur le deuxième niveau excité. Après avoir calculé l'angle φ_f de sortie du neutron, l'on calcule d'après la relation (7.1) les énergies des neutrons diffusés sur les trois niveaux considérés, correspondant à l'angle de diffusion $\varphi = \varphi_f$, pour l'énergie incidente égale à l'énergie moyenne E_0 du faisceau incident :

$$\left\{ \begin{array}{l} E^2 = v + (v^2 + w)^2 \\ v = \frac{m}{m + M} E_0 \cos \varphi_f \\ w = \frac{MQ + (M - m) E_0}{m + M} \end{array} \right. \quad (46.3)$$

E_{φ_f} , E'_{φ_f} , E''_{φ_f} étant les énergies respectivement pour le niveau fondamental, le premier niveau et le deuxième niveau excité, et ΔE_1 , $\Delta E'_1$, $\Delta E''_1$ les demi-largeurs à la base des pics correspondants, l'on commence par le test

$$|E - E_{\varphi_f}| < \Delta E_2 \quad (47.3)$$

s'il est vérifié, le neutron fera partie du pic élastique, sinon l'on passe au test suivant

$$|E - E'_{\varphi_f}| < \Delta E'_1 \quad (48.3)$$

si l'énergie du neutron vérifie ce test, il fait partie du premier pic inélastique si non l'on effectue le dernier test

$$|E - E''_{\varphi_f}| < \Delta E''_1 \quad (49.3)$$

et si celui-ci est vérifié, l'on a un neutron dans le deuxième pic inélastique

dans le cas contraire le neutron est rejeté définitivement. Quand il s'agit de neutrons de diffusion simple, l'on peut ne pas faire les tests (46, 47, 48.3) car la nature de la diffusion étant connue, l'on peut directement classer le neutron dans son groupe.

g) Organigramme.

Etant données les nombreuses combinaisons possibles de diffusion (simple et multiple), l'on représente les contenus des compteurs par des variables à deux et trois indices. Ψ_{jk}^s désigne le nombre de neutrons diffusés faisant partie du groupe j, enregistrés par le compteur de numéro k (j = 1, 2 ou 3 désigne le pic élastique, le premier ou le deuxième inélastique) Ψ_{ijk} désigne le nombre de neutrons diffusés selon le mode i, faisant partie du groupe j, enregistrés par le détecteur k. On a

$$\Psi_{jk}^s = \sum_i \Psi_{ijk}$$

Le nombre de modes de diffusion est assez nombreux; si l'on se limite à la diffusion simple, double et triple sur le niveau fondamental et le premier niveau excité, il en existe quatorze : E, I, EE, EI, IE, II, EEE, EEI, EIE, EII, IEE, IEI, IIE, III, en appelant E la diffusion élastique, I l'inélastique, et l'ordre des diffusions allant de gauche à droite, par exemple EEI veut dire que le neutron a diffusé successivement trois fois dont la première est élastique, la deuxième également, et la troisième inélastique. Il s'agit donc de donner à chaque mode un nombre que nous prendrons entier. Soit la première diffusion, si elle est élastique on donne à i la valeur 1, si elle est inélastique, i prend la valeur 2. S'il y a une deuxième diffusion la valeur que prend i est celle qu'il avait lors de la première diffusion augmentée de 2 ou 4 respectivement selon que la deuxième diffusion est élastique ou inélastique. Pour la troisième diffusion, i augmente de 4 ou 8 respectivement pour la diffusion élastique ou inélastique. Ainsi, le changement de valeur de i, lors de la deuxième et la troisième diffusion, peut se représenter par :

$$i \longrightarrow i + 2 (n - 1) \text{ pour une diffusion élastique.} \tag{49.3}$$

$$i \longrightarrow i + 4 (n - 1) \text{ pour une diffusion inélastique.}$$

n désignant l'ordre de la diffusion (2 pour la deuxième, 3 pour la troisième évidemment). Chaque mode est ainsi caractérisé par un nombre entier allant de 1 à 14.

mode	:	E	:	I	:	EE	:	IE	:	EI	:	II	:	EEE	:	IEE	:	EIE	:	IEE	:	EIE	:	IEI	:	EII	:	III
indice i	:	1	:	2	:	3	:	4	:	5	:	6	:	7	:	8	:	9	:	10	:	11	:	12	:	13	:	14

Si l'on considérait aussi la diffusion du quatrième ordre, l'on aurait 30 modes. En général ces diffusions sont très rares. Ψ_{ij}^t désigne le nombre total de neutrons diffusés de mode i, compris dans le groupe j et détectés par l'ensemble des détecteurs

$$\Psi_{ij}^t = \sum_k \Psi_{ijk}$$

On associe à ces compteurs Ψ des compteurs Φ ainsi que les autres compteurs T_e, C_p, V_r .

h) Dépouillement des résultats.

C'est finalement la distribution de Ψ_{jk}^s pour j fixé, en fonction de k qui donne la "distribution angulaire $\frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi}$ " de la diffusion considérée (représentée par j), la distribution des Ψ_{ijk} pour j fixé donnant la répartition des divers modes de diffusion. Le passage de

$$\frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi} \text{ à } \frac{d\sigma(\varphi)}{d\Omega(\varphi)} \text{ s'obtient en multipliant par } 2\pi \sin\varphi \cdot \Delta\varphi \text{ si } \Delta\varphi \text{ est}$$

suffisamment petit. Le travail consiste à ajuster les distributions angulaires "réelles" de la diffusion élastique et inélastique pour retrouver des distributions de l'expérience simulée s'accordant avec celles mesurées dans l'expérience réelle. Cet ajustement est relativement plus difficile que dans le cas de la seule diffusion élastique car l'on doit ajuster simultanément deux distributions angulaires et qu'il y a recouvrement entre les deux groupes de neutrons.

III - Diffuseur parallélépipédique rectangulaire.

Les conditions expérimentales restent les mêmes mais le diffuseur est maintenant de forme parallélépipédique qui, pour le calcul de Monte-Carlo, ne permet plus de détecter les neutrons dans tout l'espace, car il n'y a plus de symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau incident. Comme dans la réalité la détection des neutrons ne se fait que dans le plan horizontal par des détecteurs de petites dimensions, on limite la détection dans l'expérience simulée à une "bande détectrice" très étroite de part et d'autre du plan horizontal, ce qui réduit considérablement l'efficacité du calcul.

On expose la méthode de calcul comme pour le diffuseur cylindrique pour les deux cas : diffusion élastique exclusivement, puis diffusion élastique-inélastique et diffusion multiple pour le troisième pic. Le diffuseur parallélépipédique est placé de façon à ce que son axe de symétrie passe par la source supposée ponctuelle de neutrons.

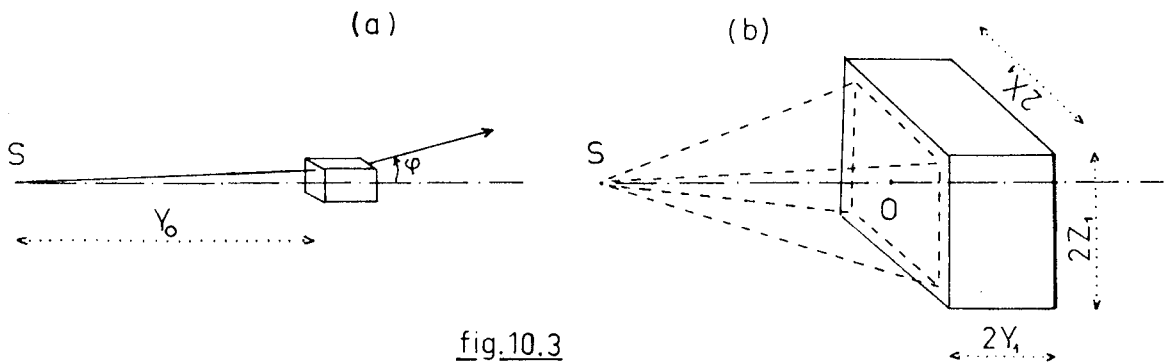


fig.10.3

Le processus de calcul est le même que celui effectué pour le diffuseur cylindrique.

A - Etude de la diffusion élastique seule.

a) Tir du neutron.

Le faisceau de particules α est limité par un diaphragme rectangulaire. Le référentiel est formé par les axes rectangulaires Oxyz, l'origine O étant le centre de la face d'entrée du diffuseur, l'axe Oy l'axe de symétrie du diffuseur orienté dans le sens de vol des neutrons incidents, Ox étant horizontal et Oz vertical. La probabilité pour qu'il y ait un impact d'un neutron sur l'élément de surface dx dz peut s'écrire

$$P(x, x + dx; z, z + dz) = P(x, x + dx) \cdot P(z, z + dz/x, x + dx) \quad (47.3)$$

et si nous supposons les distributions suivant x et z indépendantes,

$$P(x, x + dx; z, z + dz) = P(x, x + dx) \cdot P(z, z + dz) \quad (48.3)$$

Ces répartitions se déterminent expérimentalement à l'aide d'un détecteur à surface constante; elles ont en général la forme indiquée fig. 11.3

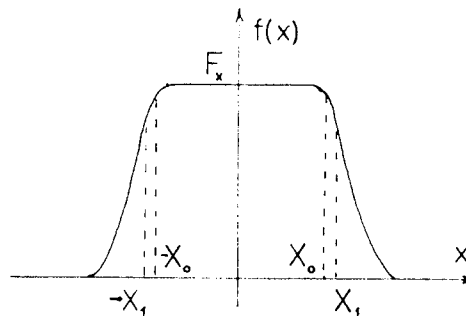


fig.11.3

Le choix des coordonnées du point d'impact peut se faire par la technique d'échantillonnage par rejet. Notons qu'une approximation pourrait être faite (fig.12.3) sur la répartition des points d'impact sur la face d'entrée du diffuseur, en la supposant uniforme à l'intérieur d'une surface

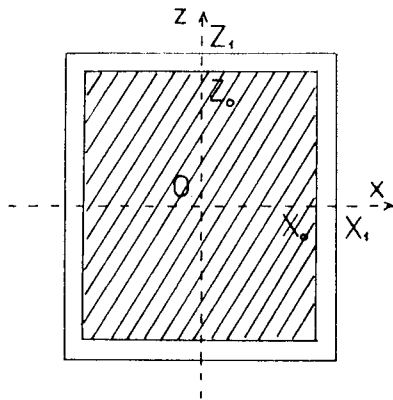


fig.12.3

rectangulaire limitée par $\pm X_0$ et $\pm Z_0$ avec $X_0 \leq X_1$ et $Z_0 \leq Z_1$, ce qui revient à supposer que les répartitions en x et en z sont respectivement uniformes dans les intervalles $(-X_0, X_0)$ et $(-Z_0, Z_0)$. Les coordonnées du point d'impact sont alors déterminées par

$$\begin{aligned} x &= h'_{14}(-X_0, X_0) \\ z &= h'_{16}(-Z_0, Z_0) \end{aligned} \quad (48.3)'$$

et aucun test n'est nécessaire. Cette approximation permet de raccourcir le temps du lancement du neutron.

Le point d'impact étant choisi, la direction incidente est déterminée par les cosinus directeurs

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= x_0 / S_0 \\ \beta_0 &= y_0 / S_0 \\ \gamma_0 &= z_0 / S_0 \end{aligned} \quad (49.3)$$

avec $S_0 = (x_0^2 + y_0^2 + z_0^2)^{1/2}$. L'énergie de ce neutron est l'énergie moyenne E_0 du faisceau incident.

b) Tirage du parcours.

On procède pour le tirage du parcours, et pour le calcul des coordonnées du choc, comme pour le diffuseur cylindrique. Néanmoins, les conditions géométriques pour que le choc ait lieu à l'intérieur du diffuseur sont différentes, compte tenu de la forme géométrique du diffuseur. On a

$$\begin{cases} x_i < X_1 \\ 0 < Y_i < 2 Y_1 \\ z_i < Z_1 \end{cases} \quad (50.3)$$

Une seule de ces conditions non vérifiée fait sortir le neutron du diffuseur. Par contre, si elles sont toutes satisfaites la collision a lieu et les calculs ultérieurs sont les mêmes que ceux déjà exposés dans le cas cylindrique. C'est surtout dans la détection des neutrons diffusés que réside la principale différence.

c) Détection de neutrons diffusés.

Le calcul de Monte-Carlo consistant à simuler l'expérience réelle, l'on devrait se placer dans les conditions physiques et géométriques du dispositif expérimental. Or dans celui-ci les détecteurs à neutrons, de dimensions relativement petites, sont placés dans le plan horizontal à une distance de vol D du diffuseur, ce qui implique que seuls les neutrons diffusés sortant du diffuseur suivant un angle se trouvant entre deux limites $-B_1$, $+B_1$ peuvent être détectés. Ainsi en appliquant le calcul de Monte-Carlo l'on devrait détecter seulement les neutrons diffusés dans la "bande angulaire" $(-B_1, +B_1)$, notons que B_1 est de l'ordre de quelques degrés. Cependant, plus on réduit la largeur de la bande détectrice plus l'efficacité du calcul diminue, on a donc intérêt à élargir cette bande. pour cela l'on se propose de détecter également les neutrons diffusés dans la bande double $(-2B_1, +2B_1)$ de façon à comparer les comptages des deux bandes. Si l'on ne constate pas de différences appréciables, l'on pourra prendre les résultats de la bande $(\pm 2B_1)$ qui présente une meilleure statistique, dans un rapport de l'ordre de $\sqrt{2}$.

La détection des neutrons diffusés sortant du diffuseur consiste donc en premier lieu à déterminer l'angle que fait sa direction avec le plan

horizontal. Soit, si l'on néglige les dimensions du diffuseur :

$$A_s \cong \text{Arc sin } \gamma_f \quad (51.3)$$

γ_f étant le cosinus directeur suivant Oz de la dernière direction du neutron. Si A_s est inférieur en valeur absolue à $2 B_1$, le neutron pourra être détecté s'il remplit les conditions d'énergie. D'après la valeur de A_s le neutron sera classé soit dans la bande $(- 2 B_1, 2 B_1)$ soit dans les deux bandes $(- B_1, B_1)$ et $(- 2 B_1, 2 B_1)$ simultanément. Par contre, si A_s est supérieur en valeur absolue à $2 B_1$, le neutron est rejeté.

d) Organigramme.

Les indices exprimant le contenu des compteurs sont un peu différentes :

- Ψ_{ik}^s désigne le contenu du compteur k, pour la bande i, l'indice i prend respectivement les valeurs 1, 2, 3 pour $A_s < B_1$, $B_1 < A_s < 2 B_1$, et $A_s > 2 B_1$.

- Ψ_{ijk} désigne le nombre de neutrons diffusés j fois contenu dans la bande i et enregistré par le compteur k. On a

$$\Psi_{ik}^s \equiv \sum_j \Psi_{ijk} \quad (52.3)$$

- Ψ_{ij}^t donne le nombre total de neutrons diffusés j fois contenus dans la bande i

$$\Psi_{ij}^t \equiv \sum_k \Psi_{ijk} \quad (53.3)$$

- à ces comptages Ψ correspond des comptages partiels ϕ pour chaque tranche de V_0 neutrons enregistrés.

- les compteurs T_e, C_p, V_0 sont encore utilisés.

e) dépouillement des résultats.

Lorsque la détection des neutrons se fait seulement dans une bande angulaire limitée, l'angle solide de chaque détecteur partiel k n'est plus $2\pi \sin \varphi d\varphi$; il faut tenir compte de l'angle solide du détecteur pour ramener la distribution de Ψ_{ik}^s en fonction de k , à la distribution angulaire par unité d'angle solide. Considérons la sphère de rayon unité centrée en O (fig. 13.3). La "bande angulaire détectrice" s'étend de $-B_1$ à $+B_1$

de part et d'autre du plan horizontal. Soit un compteur k placé à l'angle φ_k :

- si φ_k est inférieur à B_1 l'angle solide du compteur sera simplement

$$d\Omega_k = \int_{\varphi_k - \frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi_k + \frac{\Delta\varphi}{2}} 2\pi \sin \varphi d\varphi \approx 2\pi \sin \varphi_k \Delta\varphi \quad (54.3)$$

La bande B_1 ne limite pas cet angle solide.

- mais elle intervient au contraire si φ_k est supérieur à B_1 . Comme il n'y a aucune distinction entre φ_k et l'angle symétrique $-\varphi_k$ par rapport à l'axe Oy et que φ_k varie de zéro à π , l'angle solide du compteur sera égal à quatre fois l'aire de l'élément de surface sphérique $MNPQ$ limité d'une part par le cercle horizontal principal et le cercle de latitude B_1 et

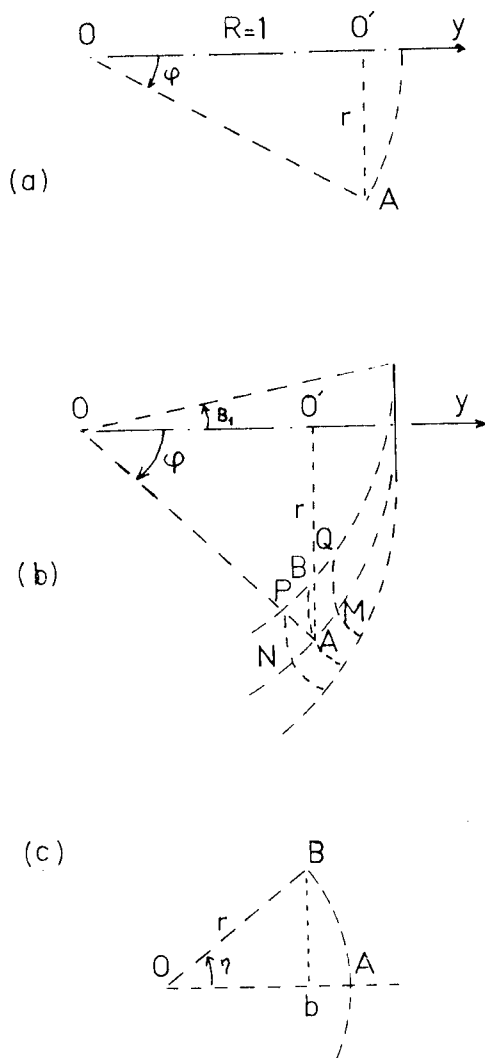


fig. 13.3

d'autre part par les surfaces coniques de sommet O, d'axe Oy et des demi-angles $\varphi_k - \frac{\Delta\varphi}{2}$ et $\varphi_k + \frac{\Delta\varphi}{2}$ respectivement. Or l'élément MNPQ a approximativement pour aire :

$$S_{MNPQ} = d\Omega_k/4 = \widehat{MN} \cdot \widehat{AB} \quad (55.3)$$

l'arc \widehat{AB} appartenant à la surface conique de demi-angle φ_k , il est sur le cercle de rayon $r = R \sin \varphi_k = \sin \varphi_k$, de centre O' situé sur Oy et il est vue O' sous un angle

$$\widehat{AB} = r \eta = \eta \sin \varphi_k \quad (56.3)$$

Soit b la projection de B sur le plan horizontal (fig. 18.3 c) la distance \overline{Bb} s'exprime de deux façons :

$$\overline{Bb} = r \sin \eta \quad (57.3)$$

$$\text{ou } Bb = R \sin B_1 = \sin B_1 \quad (58.3)$$

De ces deux expressions on tire :

$$\begin{aligned} \sin \eta &= (\sin B_1) / r = (\sin B_1) / (\sin \varphi_k) \\ \text{ou } \eta &= \text{Arc. sin} \left(\frac{\sin B_1}{\sin \varphi_k} \right) \end{aligned} \quad (59.3)$$

soit d'après (56.3)

$$\widehat{AB} = (\sin \varphi_k) \cdot \text{Arc. sin} \left(\frac{\sin B_1}{\sin \varphi_k} \right) \quad (60.3)$$

$$\text{D'autre part } \widehat{MN} = R \Delta\varphi = \Delta\varphi \quad (61.3)$$

et la relation (55.3) donne :

$$d\Omega_k = 4 \cdot (\sin \varphi_k) \text{Arc sin} \left(\frac{\sin B_1}{\sin \varphi_k} \right) \Delta\varphi \quad (62.3)$$

On a calculé à l'aide de la machine CAB 500 l'inverse $1/d\Omega_k$ de l'angle solide en fonction de φ (fig. 14.3) $d\Omega_k$ étant donné par (54.3) si φ est plus petit ou égal à B_1 et (62.3) pour les valeurs supérieures. En fait nous avons normalisé l'inverse $1/d\Omega_k$ par rapport à sa valeur pour $\varphi = \pi/2$:

$$\left(\frac{1}{d} \Omega_k \right)_{\varphi = \pi/2} = (4 B_1 \Delta\varphi)^{-1}$$

Le calcul a été effectué pour $\Delta\varphi = 2$ degrés. Donc si la largeur angulaire du détecteur est plus grande on prendra une valeur moyenne obtenue par intégration.

B - Diffusion élastique, inélastique.

Les hypothèses formulées dans le cas cylindrique restent valables, les seules différences étant d'ordre géométrique. Toutefois, étant donnée l'existence de deux bandes de détection $(-B_1, +B_1)$ et $(-2B_1, +2B_1)$ on a adopté les compteurs suivants:

- Ψ_{jk}^s désigne le nombre de neutrons du groupe j compté par le détecteur k , pour les neutrons du pic élastique, j prend respectivement les valeurs 1 ou 2 selon qu'ils sont enregistrés par la bande $(-B_1, B_1)$ ou $(-2B_1, 2B_1)$ pour les neutrons du premier pic inélastique, j prend respectivement les valeurs 3 ou 4 pour ces deux bandes et pour le deuxième pic inélastique, il prend respectivement les valeurs 5 ou 6.

- Ψ_{ijk} désigne le nombre de neutrons diffusés selon le mode i , faisant partie du groupe j et détectés par le compteur k . L'indice i se détermine dans le cas cylindrique.

- Ψ_{ij}^t désigne le nombre total de neutrons diffusés selon le mode i , et faisant partie du groupe j .

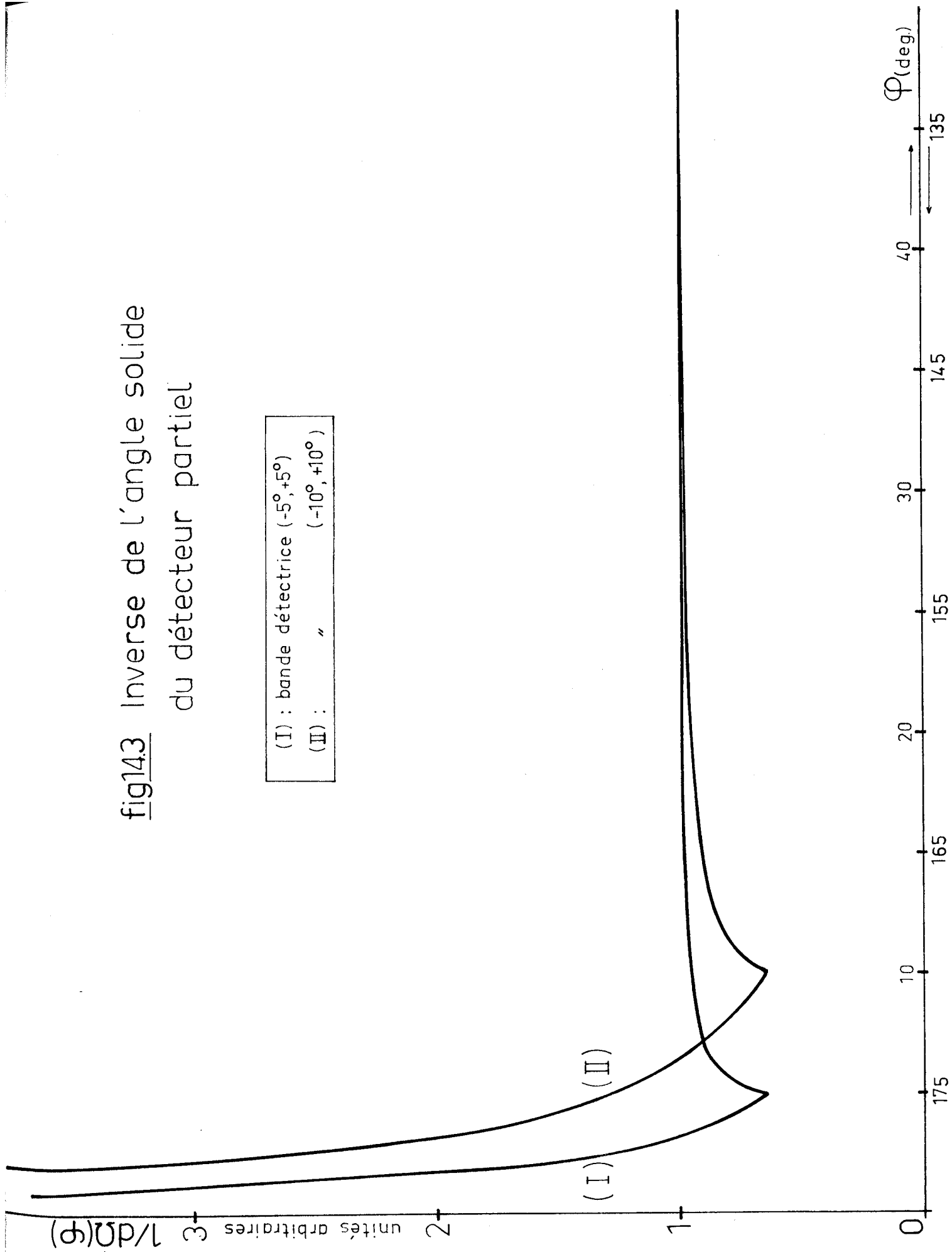
- à ces compteurs Ψ correspondent comme toujours des compteurs

ϕ

L'organigramme du calcul tiendra compte de ces modifications.

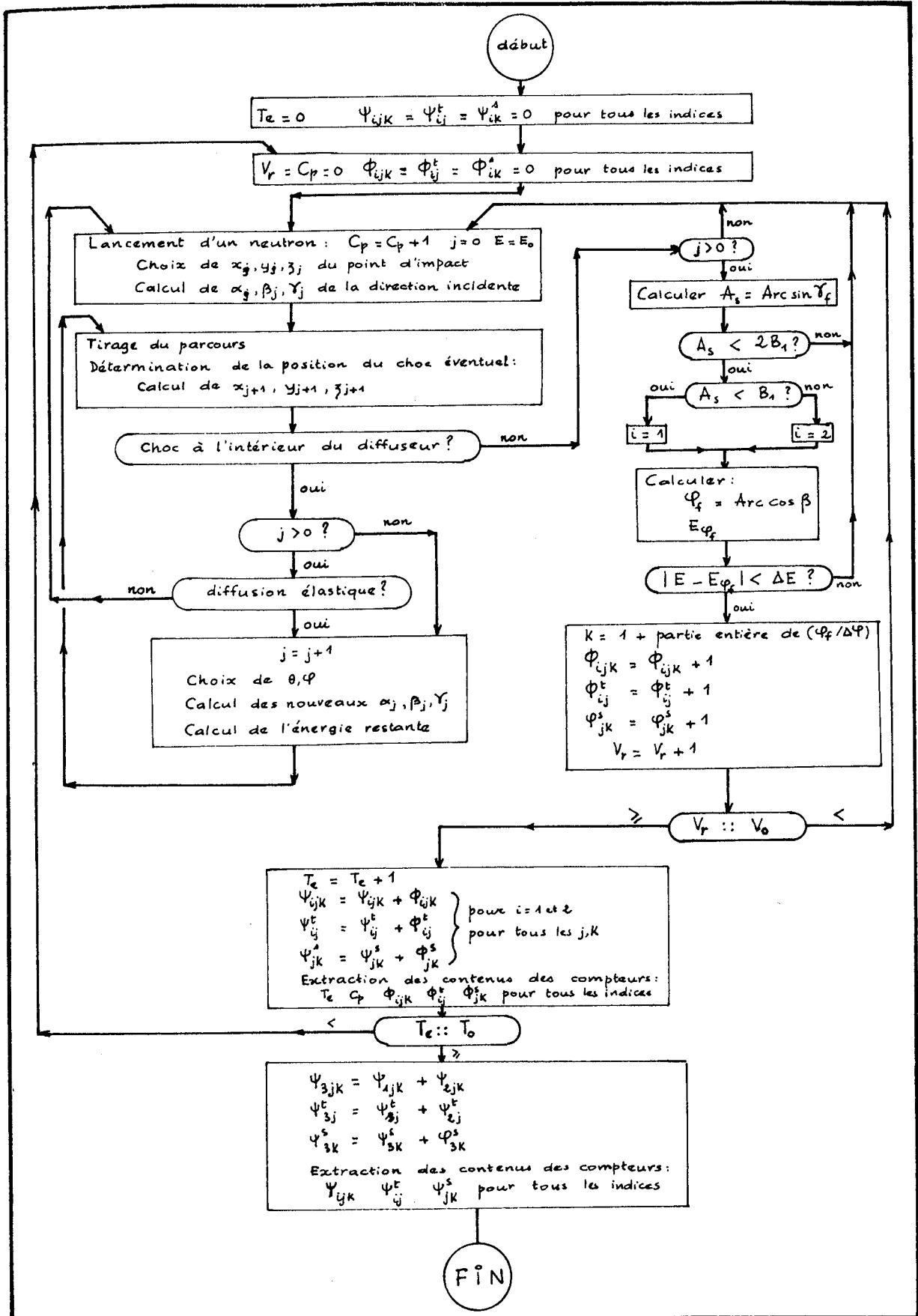
fig14.3 Inverse de l'angle solide
du détecteur partiel

(I) : bande détectrice (-5°, +5°)
(II) : " (-10°, +10°)



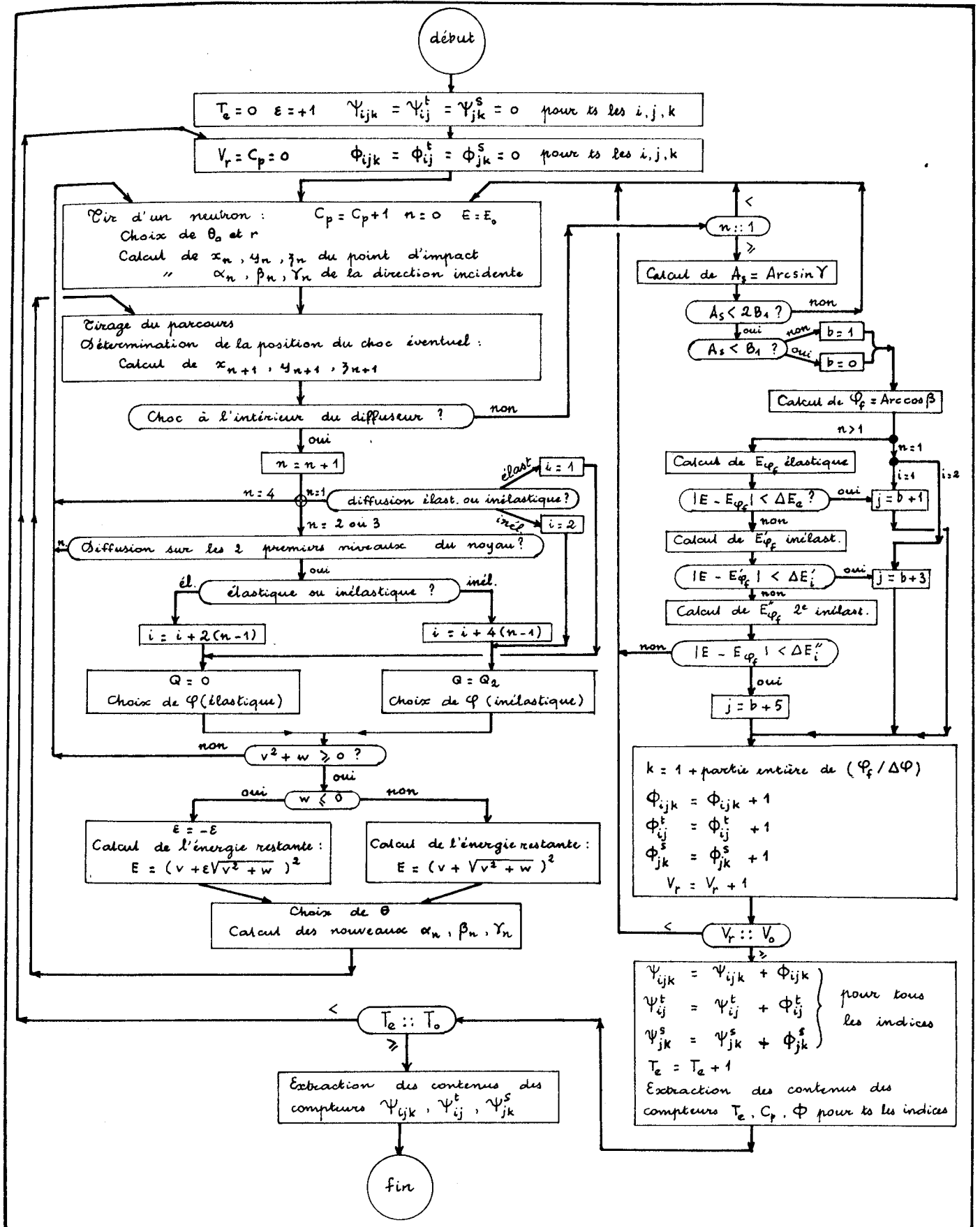
ORGANIGRAMME

(diffuseur parallélépipédique, diffusion élastique)



ORGANIGRAMME

(diffuseur parallépipédique ; diffusion élastique & inélastique)



4 - CONCLUSION

La méthode que nous avons mise au point pour effectuer la correction de résolution angulaire, de diffusion multiple et d'absorption dans une mesure de section efficace différentielle de diffusions des neutrons rapides semble assez général, mais nous ne saurions affirmer qu'une telle méthode est applicable à tous les problèmes de diffusion, pour toutes les particules et pour tous les diffuseurs. Disons seulement que les essais concernant la diffusion sur le carbone 12 par des neutrons de 14 MeV donnent des résultats satisfaisants.

On a effectué quelques essais préliminaires pour adopter un procédé de calcul à exécuter par une machine électronique rapide, seuls les essais peuvent conduire à des approximations dans le calcul pour trouver un compromis entre la précision de la méthode et le temps à la machine. Notons que le facteur temps est essentiel dans la Méthode de Monte-Carlo pour traiter certains problèmes de caractère probabiliste dont les événements favorables ne se produisent qu'avec une probabilité très faible, une grande partie du temps étant utilisée à effectuer seulement des calculs n'aboutissant à aucun résultat utile, comme c'est le cas dans notre problème.

C H A P I T R E IV

APPLICATION : CORRECTIONS DANS UNE EXPERIENCE DE DIFFUSION DES NEUTRONS
DE 14 MEV SUR ^{12}C

Nous nous proposons de faire une application numérique de notre méthode dans le cas d'une mesure de la section efficace différentielle de diffusion élastique de neutrons de 14 MeV sur ^{12}C ; cette expérience a été effectuée au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Grenoble au cours de l'année 1963 (I. Szabo). Les diffusions inélastiques seront considérées dans un mémoire ultérieur, toutefois un essai de correction sera donné chapitre IV, 2.

1 - Corrections dans le cas de la diffusion élastique.

1 - a. Conditions expérimentales

Rappelons les caractéristiques du dispositif expérimental.

a) Source de neutrons

La réaction $d(t, n)\alpha$ (cible de titane tritiée bombardée par un faisceau de deutons de 200 kv) produit des neutrons dont l'angle d'émission a été choisi de façon que leur énergie soit de 14 MeV.

b) Diffuseur

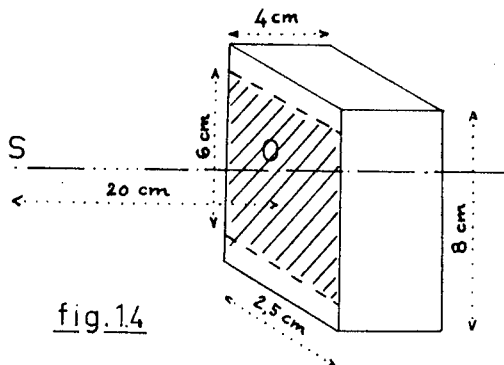


fig.14

Le diffuseur de graphite est de forme parallélépipédique de 2,5 cm de largeur, 4 cm d'épaisseur et 8 cm de hauteur, placé à 20 cm de la source. Le faisceau incident de neutrons ne couvre que la partie de la face d'entrée du diffuseur à l'intérieur du rectangle hachuré de la

figure 1.4, de largeur 2,5 cm, de hauteur 6 cm, concentrique avec la face d'entrée

c) détection des neutrons

Le scintillateur du détecteur de neutrons est de forme parallélépipédique (12 x 8 x 4 cm) placé à une distance de 1,20 m du diffuseur, soit une largeur angulaire du détecteur de $6.65 \cdot 10^{-2}$ radians, environ 4 degrés, la demi-largeur de la "bande détectrice" est de $5 \cdot 10^{-2}$ radians soit 3 degrés environ.

d) corrections effectuées

La soustraction du bruit-de-fond se fait par la méthode du double comptage. La correction d'efficacité du détecteur-neutrons a lieu par la méthode du diffuseur hydrogéné. Le détecteur α ayant une efficacité sensiblement 100 %, aucune correction n'est nécessaire.

La distribution angulaire de la section efficace différentielle ainsi corrigée (Szabo 1963) a été utilisée pour effectuer les corrections de résolution angulaire, de diffusion multiple, et d'absorption par la méthode de Monte-Carlo.

1 - b Application de la méthode de Monte-Carlo.

On néglige l'intervention des neutrons de diffusion inélastique, la probabilité pour qu'un neutron ayant diffusé inélastiquement au moins une fois au cours de la traversée du diffuseur soit enregistré dans le pic élastique étant bien inférieur à 10^{-4} . Quelques essais préliminaires ayant montré que le temps de calcul avec une machine électronique pourtant très rapide (comme les IBM 7090 et 7094) est relativement long pour obtenir une fluctuation statistique acceptable, on a effectué des approximations en vue de simplifier le calcul, au lieu de suivre strictement les conditions expérimentales.

a) Faisceau incident de neutrons.

On admet que la source de neutron est ponctuelle et que la réparti-

tion des points d'impact des neutrons sur la face d'entrée du diffuseur est uniforme à l'intérieur du rectangle hachuré de la fig. 1.4 et nulle ailleurs: donc $X_0 = 1,25$ cm, et $Z_0 = 3$ cm.

b) diffuseur.

Les dimensions du diffuseur sont évidemment conservées, c'est-à-dire l'on prend : $X_1 = 1,25$ cm, $Z_1 = 4$ cm et $Y_1 = 2$ cm

c) Détection des neutrons.

La largeur angulaire de chaque détecteur partiel est prise égale à $\Delta\varphi = 4$ degrés. Quant à la bande angulaire détectrice, des essais de calcul ayant montré que les résultats ne varient pas sensiblement en l'élargissant dans les limites d'une dizaine de degrés de part et d'autre du plan de diffusion, on choisit la première bande de $- 5$ à $+ 5$ degrés et la deuxième de $- 10$ à $+ 10$ degrés. Si la statistique obtenue est satisfaisante pour la première bande, on l'utilise pour effectuer notre correction, par contre si la statistique est insuffisante et si les résultats de la deuxième bande sont cohérents avec ceux de la première, on adopte la bande large pour laquelle la statistique est améliorée d'un facteur d'environ $\sqrt{2}$. Il s'agit d'un compromis pour que le temps de calcul reste dans des limites raisonnables. Finalement on a : $B_1 = 5$ degrés.

La bande totale d'énergie compte tenu des limites de l'intégration graphique des spectres est $\Delta E \approx 2,5$ MeV pour $E = 14$ MeV

d) Section efficace différentielle.

L'on part de la distribution angulaire par unité d'angle solide dans le référentiel du laboratoire.

Compte tenu des résultats donnés par les essais préliminaires, l'on déduit de la distribution expérimentale une certaine distribution de densité

$f(\varphi)$ légèrement différente surtout aux extrema, et d'après laquelle on effectue le choix de l'angle de diffusion φ au cours du calcul de Monte-Carlo. Il s'agit donc de l'introduire comme donnée dans la machine électronique. Pour cela on pourrait représenter la distribution par un polynôme $P(\varphi)$; dès que φ est tiré au hasard, on obtient facilement $f(\varphi) \simeq P(\varphi)$ par le calcul du polynôme. Cependant une telle représentation se heurte à des difficultés, il est d'une part difficile de trouver un polynôme de degré pas trop élevé représentant une distribution de forme complexe, avec une erreur inférieure à 1 ou 2 %; d'autre part, comme l'on procède au calcul des corrections par approximations successives l'on est obligé de modifier constamment et légèrement à chaque fois, la forme de la distribution, ce qui est pratiquement impossible avec la représentation par polynôme, la précision étant insuffisante (en principe un polynôme peut se déterminer avec une machine électronique par la méthode des moindres carrés, mais de trop fréquentes modifications de la distribution demanderaient un temps considérable). Aussi l'on préfère introduire la distribution de densité $f(\varphi)$ sous la forme d'une suite de données $f(\varphi_1), f(\varphi_2) \dots f(\varphi_n)$, $\varphi_1, \varphi_2 \dots \varphi_n$ étant séparés par un intervalle régulier $\delta\varphi$ tel que $\varphi_n = (n-1)\delta\varphi$ (2.4). Pour un angle de diffusion φ tiré au hasard, on obtient $f(\varphi)$ par interpolation linéaire si l'on connaît l'intervalle $(\varphi_n, \varphi_{n+1})$ dans lequel se trouve φ . D'après la relation (1.4), on a :

$$n = 1 + \text{partie entière de } \left(\frac{\varphi}{\delta\varphi} \right) \quad (2.4)$$

Alors $f(\varphi)$ est donnée par :

$$f(\varphi) = f(\varphi_n) + \left[f(\varphi_{n+1}) - f(\varphi_n) \right] \cdot \frac{(\varphi - \varphi_n)}{\delta\varphi} \quad (3.4)$$

Une telle représentation est d'autant plus précise que $\delta\varphi$ est plus petit.

On a comparé les deux représentations ; celle par séquence discontinue de données l'emporte sur celle par polynôme tant au point de vue facilité de manipulation qu'au point de vue précision. On utilise pratiquement $\delta\varphi = 2$ degrés, mais l'on peut prendre une valeur plus faible, car est une donnée du programme. D'autre part, comme la distribution $f(\varphi)$ pré-

sente un important maximum aux petits angles, l'on a partagé $f(\varphi)$ en deux régions pour augmenter l'efficacité du choix de l'angle de diffusion : une première φ_1 , allant de 0 à 50 degrés et une deuxième φ_2 de 50 à 180 degrés, le rapport des aires étant

$$A_1 / (A_1 + A_2) = 0,72$$

e) Section efficace totale

Compte tenu des mesures expérimentales et de toutes les corrections y comprise celle de diffusion multiple à l'issu de nos essais préliminaires, nous avons estimé la section efficace totale de diffusion élastique $\sigma_e \simeq 0,8$ b pour $^{12}\text{C} (n, n)$ à 14 MeV. Et en prenant la moyenne des résultats publiés, on adopte pour la section efficace totale de toutes les réactions la valeur $\sigma_t = 1,3$ barn, la variation de σ_t avec l'énergie du neutron diffusé élastiquement étant négligeable.

Notons que la transmission du diffuseur étudié est alors

$$e^{-\sum \sigma_t x} = e^{-0,59} \simeq 55 \%$$

pour une épaisseur $x = 4$ cm du diffuseur. Cette faible transmission conduit à une correction de diffusion multiple importante (de l'ordre de 20 %), et il est souhaitable dans les expériences ultérieures d'utiliser une transmission au moins de l'ordre de 75 % ($x \simeq 2,7$ cm dans cette expérience).

1 - c Calcul à la machine électronique

Le processus de calcul a été mis sous la forme d'un programme en langage "Fortran" dont l'exécution a été effectuée indifféremment sur les ordinateurs IBM 7090 et 7094.

Le calcul donne des valeurs relatives, que l'on conserve jusqu'à ce que l'on arrive à opter pour une distribution "réelle" $\sigma'_R(\varphi)$ à partir de laquelle l'application du calcul de Monte-Carlo donne une distribution

"expérimentale" $\sigma'_{exp}(\varphi)$ dont la forme relative coïncide sensiblement avec la distribution $\sigma_{exp}(\varphi)$ mesurée physiquement. (Cette comparaison est facilitée en utilisant une échelle semi-logarithmique). Le pourcentage de diffusion multiple se déduit alors des résultats du calcul. Ensuite on superpose $\sigma'_{exp}(\varphi)$ à $\sigma_{exp}(\varphi)$ et la distribution $\sigma'_R(\varphi)$ est placée sur le même graphique de façon que son point d'inflexion situé aux environs de $\varphi = 38^\circ$ puisse coïncider avec le point d'inflexion correspondant de la distribution $\sigma_{exp}(\varphi)$ dont l'on détermine la valeur, en écrivant d'après (38,39.1)

$$N'_k(\varphi) = N'_0 \frac{\sigma'_R(\varphi) d\Omega_k(\varphi)}{\sigma'_t} A \quad (4.4)$$

avec $A = \mathcal{A}(\varphi) \cdot \Sigma_t$, N'_0 étant dans le calcul de Monte-Carlo, le nombre de neutrons incidents, $N'_k(\varphi)$ le comptage du compteur k placé à l'angle φ de diffusion. Comme on a $N'_0 = C_p \frac{\sigma'_t}{\sigma'_e}$, (4.4) s'écrit :

$$N'_k(\varphi) = C_p \frac{\sigma'_t}{\sigma'_e} \frac{\sigma'_R(\varphi) d\Omega_k(\varphi)}{\sigma'_t} A \quad (5.4)$$

$$\text{d'où l'on tire } A = \frac{N'_k(\varphi)}{C_p} \frac{\sigma'_e}{\sigma'_R(\varphi) d\Omega_k(\varphi)} \quad (6.4)$$

le rapport $\frac{\sigma'_e}{\sigma'_R(\varphi) d\Omega_k(\varphi)}$ étant connu par le choix de la distribution

$\sigma'_R(\varphi)$. Puis en appliquant la relation (4.4) à la mesure réelle, on a

$$N_k(\varphi) = N_0 \frac{\sigma_{exp}(\varphi) d\Omega_k(\varphi)}{\sigma_t} A \quad (7.4)$$

désignant l'efficacité du détecteur neutron, d'où l'on tire

$$\sigma_{exp}(\varphi) = \frac{N_k(\varphi)}{N_0} \sigma_t \frac{1}{\epsilon} \frac{1}{d\Omega_k(\varphi)} \frac{1}{A} \quad (8.4)$$

$$\sigma_{exp}(\varphi) = \frac{N_k(\varphi)}{N_0} \frac{\sigma'_e}{d\Omega_k(\varphi)} \left(\frac{\sigma'_R(\varphi) d\Omega_k(\varphi)}{\sigma'_e} \frac{N_k(\varphi)}{C_p} \right)$$

Cette valeur, calculée de préférence au point d'inflexion, où l'effet de la correction est le moins important, d'après (36.1), permet d'obtenir la distribution $\sigma'_R(\varphi)$ en unités convenables, sa forme relative étant connue.

On donne en appendice le programme en "Fortran" que nous avons écrit et utilisé, ainsi que les trois autres que nous avons mis au point pour chaque forme de diffuseur, cylindrique ou parallélépipédique et pour la diffusion élastique et inélastique-élastique. On a négligé l'intervention des neutrons inélastiques et utilisé pour ce calcul le programme correspondant à la diffusion élastique, pour un diffuseur de forme parallélépipédique. Des calculs ont été effectués à plusieurs reprises au cours de l'année 1962-63 et on obtient finalement un résultat satisfaisant, les distributions $\sigma'_{\text{exp}}(\varphi)$ et $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$ se recouvrant en moyenne à 2,5 % aux petits angles (de 0 à 50°) et 5% aux grands angles.

1 - d Résultats.

Les résultats présentés ci-après sont obtenus par un calcul d'environ cinquante minutes effectué à l'ordinateur IBM 7090, cinquante mille neutrons diffusés ayant été enregistrés dans la bande détectrice (- 10, + 10 degrés) et 25 735 dans la bande (-5, +5 degrés). Les tableaux I et II donnent les comptages N_c des 45 compteurs $C(\varphi)$ obtenus avec chaque bande détectrice. Ils donnent également pour chaque compteur le nombre de neutrons diffusés selon chaque mode : e (élastique simple), 2e (deux diffusions élastiques)... On donne également le facteur $1/d \omega_e$ normalisé obtenu à partir de la courbe de la fig 14.3 calculée d'après (64.3), en prenant la moyenne sur toute la largeur angulaire (4 degrés) du détecteur ; ce facteur permet de ramener les comptages à un même angle solide, celui du détecteur placé à $\varphi = \pi/2$. On obtient ainsi (tableaux Ibis, II bis) les valeurs relatives de la "distribution angulaire par unité d'angle solide" $\sigma'_{\text{exp}}(\varphi)$. Ces résultats permettent de tracer les courbes des figures I et II qui donnent la comparaison entre les distributions simulées $\sigma'_R(\varphi)$, $\sigma'_{\text{exp}}(\varphi)$ et expérimentale $\sigma_{\text{exp}}(\varphi)$.

Quant à la diffusion multiple 2e, 3e, et 4e le pourcentage est donné dans les tableaux Ibis et Iibis; et sur les figures III et IV on a tracé les courbes en escalier donnant simultanément pour chaque détecteur le comptage total N_0 et le nombre de neutrons de diffusion multiple. Sur les figures V et VI on a représenté la répartition des neutrons de diffusion multiple en fonction de φ , les courbes étant normalisées par rapport à la distribution angulaire des neutrons de diffusion simple de façon à avoir en quelque sorte une "section efficace différentielle de diffusion multiple" qui permet de représenter la part de diffusion multiple dans la section efficace mesurée. Le pourcentage des neutrons de diffusion multiple en fonction de l'angle φ est représenté figures Vbis et VIbis.

La diffusion multiple de l'ordre de 20 % atteint 30 % à 60° et 150° correspondant aux minima de la distribution angulaire. Une valeur aussi importante est due à la grande épaisseur (4cm) de la cible de Carbone, correspondant à une transmission de 55 %. Cette épaisseur choisie pour diminuer le temps de l'expérience semble toutefois trop grande compte tenu de l'importance de la diffusion multiple qu'elle entraîne.

a) Comparaison des deux bandes détectrices.

Si l'on compare les résultats des deux bandes ($- 5^\circ, + 5^\circ$) et ($- 10^\circ, + 10^\circ$) c'est pour accroître l'efficacité du calcul de Monte-Carlo en augmentant la largeur de bande. L'expérience étant effectuée avec une bande de $- 3^\circ$ à $+ 3^\circ$, une bande simulée de ($\pm 5^\circ$) ou de ($\pm 10^\circ$) n'est pas en accord avec l'expérience. Cependant la comparaison des résultats des deux bandes, mise en évidence par les figures I à VI bis montre que les différences sont dues à la statistique, la bande ($\pm 10^\circ$) ayant enregistré à peu près deux fois plus de neutrons que la bande ($\pm 5^\circ$) d'où une amélioration de la statistique d'un facteur de l'ordre de $\sqrt{2}$.

Le tableau ci-dessous montre l'analogie des résultats obtenus pour ces deux bandes :

bande	e	2e	3e	4e	diff. mult.
$(-5^{\circ}, + 5^{\circ})$	90,32%	8,79%	0,84%	0,05%	9,68%
$(-10^{\circ}, + 10^{\circ})$	90,00%	9,04%	0,87%	0,07%	10,00%

b) Correction

Finalement on a utilisé les résultats de la bande $(-10^{\circ}, + 10^{\circ})$ qui ont une meilleure statistique. Une telle approximation limite la précision du calcul, mais maintient le temps d'exécution à la machine dans des limites raisonnables.

Sur la figure II, la distribution simulée $\sigma'_{exp}(\varphi)$ se superpose en première approximation à la distribution expérimentale $\sigma_{exp}(\varphi)$ sauf aux grands angles. Le test en χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=19} \left[\frac{\sigma'_{exp}(\varphi) - \sigma_{exp}(\varphi)}{\Delta\sigma_{exp}(\varphi)} \right]^2$$

$\sigma_{exp}(\varphi)$ étant les sections efficaces mesurées aux angles de diffusion $\varphi = 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 110, 120, 130, 140, 150, 155, 160, 165$ et $\Delta\sigma_{exp}(\varphi)$ les erreurs statistiques expérimentales correspondantes ^(Szabo 1965) donne $\chi^2 = 69$. Cette valeur étant assez importante, l'on corrige la courbe simulée $\sigma'_R(\varphi)$ pour obtenir une distribution "corrigée" (fig VII, référentiel Laboratoire et fig VIII, référentiel centre de masse).

Le tableau V donne dans le référentiel du centre de masse les valeurs $\sigma(\varphi)$ expérimentales et corrigées par la méthode de Monte-Carlo ainsi que le pourcentage de correction.

c) Discussion.

Statistique.

Le temps de machine d'assez longue durée utilisé (50 minutes) avec l'ordinateur IBM 7090 donne (fig I à IV) des résultats de statistique assez faible. L'amélioration de la statistique varie lentement comme la fonction racine carré. On peut avoir une idée de cette évolution en comparant les figures I et II, III et IV; notons que sur les figures correspondant à la bande $(-10^{\circ}, + 10^{\circ})$, la statistique est relativement bonne pour les angles allant de zéro à 50° environ, mais l'est nettement moins pour les angles de 50 à 180° , la première partie étant plus favorisée que la deuxième, accumulant presque 73 % du comptage et ayant une forme plus simple (un point d'inflexion au lieu de trois). La deuxième partie de 50 à 180° n'aurait une statistique comparable à celle de la première partie, si le nombre de neutrons enregistrés était au moins cinq fois plus grand, cela demanderait cinq heures de calcul à l'IBM 7090. En outre si la détection était effectuée dans la bande expérimentale $(-3^{\circ}, + 3^{\circ})$ il faudrait multiplier au moins par trois les temps de machine.

Remarquons aussi que la statistique dépend aussi de la fonction génératrice des nombres au hasard qui est essentiel dans la méthode de Monte-Carlo, la suite des nombres au hasard présentant une certaine période qui doit rester supérieure au temps de machine, ce qui est généralement le cas pour un calcul effectué en une seule fois. Mais si l'on effectue le calcul en plusieurs fois on risque pour chaque calcul partiel de retrouver le même résultat au cas où les nombres au hasard sont produits à partir d'un même nombre initial (ce qui est dans notre cas, toutefois notons qu'il existe des fonctions génératrices dont le nombre initial peut prendre plusieurs valeurs) et le programme étant le même chaque nombre au hasard de la suite intervient dans le calcul au même instant et dans les mêmes conditions. Pour remédier à cela, on a prévu une perturbation du programme lors d'un nouveau calcul partiel de façon à le modifier légèrement par rapport à la suite des nombres au hasard, sans toutefois modifier le processus de calcul. On peut évidemment se passer de cette

modification si le calcul s'effectue en une seule fois dans la limite où la période des nombres au hasard est supérieure au temps de calcul.

L'uniformité de la distribution des nombres au hasard peut dépendre de la constitution du programme. Soit par exemple le test pour décider si le choc est une diffusion élastique ou une absorption, si la structure du programme est telle que les nombres au hasard qui interviennent dans ce test ont une valeur trop fréquemment plus grande que σ_a/σ_t ; les neutrons sont trop souvent absorbés, d'où diminution de la validité du test qui n'est bon que si les nombres qui interviennent se distribuent uniformément dans l'intervalle $(0,1)$. Ainsi nous pensons qu'il est préférable, pour un temps de machine fixé, de l'exécuter en plusieurs fois et de vérifier les résultats après chaque passage.

- Correction de distribution angulaire.

La courbe "corrigée" donnée figure IX peut encore être améliorée, si l'on désire pousser plus loin la précision de la correction, on recommence le calcul de Monte-Carlo en prenant cette distribution "corrigée" comme distribution "réelle". L'effet de la correction relève les maxima et à diminuer les minima; ce qui est prévisible si l'on considère la correction de résolution angulaire d'après (30.1) et (36.1). Cependant à cet effet de la résolution angulaire s'ajoute également l'effet de l'absorption et surtout de la diffusion multiple qui produit une migration des neutrons.

- Diffusion multiple.

Les figures III à VIII montrent que les neutrons de diffusion multiple sont importants aux minima représentant 25 à 30 %. Le pourcentage de diffusion multiple est aussi plus élevé aux grands angles qu'aux petits angles compris entre 0 et 40° . Les figures V et VI montrent que l'allure de la répartition des neutrons de diffusion multiple est analogue à celle de la distribution angulaire réelle (diffusion simple), mais est moins accentué vers l'avant

(1 au lieu de 4), la première partie ayant en quelque sorte perdu relativement des neutrons. Cet effet se comprend d'après la forme de la repartition plus importante vers l'avant, la diffusion multiple s'effectuant plus fréquemment vers l'avant, peut diriger une partie des neutrons vers les angles angles, la migration en sens inverse étant beaucoup moins probable. De tels neutrons déplacés vers les grands angles contribuent à relever la deuxième partie de la distribution, cet effet compensant celui de la résolution angulaire près du second maximum situé vers 100° .

2 - Diffusion inélastique sur les niveaux 4,43 MeV et 7,65 MeV.

Un calcul approché effectué pour un diffuseur cylindrique (4 cm d'épaisseur et 2,5 cm de rayon) placé à 20 cm de la source montre que l'ordre de grandeur de la diffusion multiple dans le groupe élastique est 15 %, atteint 25 % dans le groupe inélastique de 4,43 MeV, et peut représenter 40 % pour le second niveau 0^+ de 7,65 MeV due aux diffusions successives sur le niveau fondamental et le niveau excité de 4,43 MeV.

Ce premier calcul montre aussi que la succession des diffusions élastique-inélastique est importante pour la diffusion inélastique sur le premier niveau mais par contre négligeable pour la diffusion élastique. C'est ce qui nous permet de négliger les neutrons inélastiques dans la correction de la distribution angulaire de la diffusion élastique. Toutefois, cela dépend des conditions expérimentales : noyau diffuseur, énergie des neutrons, espacement des niveaux, ... Aussi un essai préliminaire permet de se rendre compte si l'on peut négliger les neutrons inélastiques dans le groupe élastique.

TABLEAU I
(pour la bande angulaire -5, + 5 deg.)

C	φ_c (deg)	e	2e	3e	4e	N_c	$1/d\omega_c$
1	2	1809	152	12	1	1974	1,5922
2	6	3741	230	14		3985	0,8146
3	10	3052	184	12	1	3249	0,9558
4	14	2730	172	9		2911	0,9788
5	18	2269	136	8		2413	0,9877
6	22	1877	160	12	1	2050	0,992
7	26	1451	115	9		1585	0,9946
8	30	1056	100	12		1168	0,9962
9	34	750	116	8		874	0,9972
10	38	511	66	10		587	0,9979
11	42	391	62	5		458	0,9984
12	46	258	52	7		317	0,9988
13	50	210	51	5		266	0,9991
14	54	138	45	2		185	0,9993
15	58	109	25	6		140	0,9995
16	62	79	27	3		109	0,9996
17	66	73	22	6		101	0,9997
18	70	86	22	6	2	116	0,9998
19	74	100	21	3		724	0,9999
20	78	105	12	3		120	0,9999
21	82	121	18	2		147	1,0000
22	86	128	22	4		154	1,0000
23	90	143	12	1		155	1,0000
24	94	127	28	2		153	1,0000
25	98	134	17	3		154	1,0000
26	102	149	29			178	0,0000
27	106	148	23	4		173	0,9999
28	110	142	31	3		166	0,9998
29	114	117	22	4		143	0,9997
30	118	126	32	6		164	0,9996
31	122	84	19	1	1	105	0,9995
32	126	93	18		1	112	0,9993
33	130	82	12	2		96	0,9991
34	134	75	15	1		91	0,9988
35	138	64	27	4	1	95	0,9984
36	142	50	17	3	1	71	0,9979
37	146	46	18	2	1	67	0,9972
38	150	59	9	2		70	0,9962
39	154	69	19	4	1	93	0,9946
40	158	62	21	5	1	89	0,9921
41	162	79	16			95	0,9877
42	166	108	14	2		124	0,9788
43	170	91	19	3		113	0,9558
44	174	109	15	4		138	0,8146
45	178	58	10	2		70	1,5922
Total		23 265	2 243	216	11	25 735	

C : numéro du détecteur, φ_c angle correspondant, N_c : comptage
 $d\omega_c$: angle solide, e : diff. une fois élast., 2e : 2 diff. élast. successives....

TABIEAU Ibis

(pour la bande angulaire - 5, + 5 deg.)

C	Φ_c (deg)	e	%	ze	%	ze	%	ue	%	Nc	dm	%
1	2	2880	91,632	242	7,700	19	0,605	2	0,064	3143	263	8,368
2	6	3047	93,898	187	5,763	11	0,339	0	0,000	3245	198	6,102
3	10	2917	93,945	176	5,668	77	0,354	1	0,032	3105	188	6,055
4	14	2672	93,787	168	5,897	9	0,316	0	0,000	2849	177	6,213
5	18	2241	94,041	134	5,623	8	0,336	0	0,000	2383	142	5,950
6	22	1862	91,543	159	7,817	12	0,590	1	0,049	2034	172	8,457
7	26	1453	92,195	114	7,234	9	0,571	0	0,000	1576	123	7,805
8	30	1052	90,378	100	8,591	12	1,031	0	0,000	1164	112	9,622
9	34	7748	85,780	116	13,303	8	0,917	0	0,000	872	124	14,220
10	38	510	87,031	66	11,263	10	1,706	0	0,000	586	76	12,969
11	42	390	85,339	62	13,567	5	1,094	0	0,000	457	67	14,660
12	46	258	81,388	52	16,404	7	2,208	0	0,000	317	59	18,611
13	50	210	78,947	51	19,173	5	1,880	0	0,000	266	56	21,053
14	54	138	74,595	45	24,324	2	1,081	0	0,000	185	47	25,405
15	58	109	77,857	25	17,857	6	4,286	0	0,000	140	31	22,143
16	62	79	72,477	27	24,771	3	2,752	0	0,000	109	30	27,53
17	66	73	72,277	22	21,782	6	5,941	0	0,000	101	28	27,723
18	70	86	74,138	22	18,966	6	5,172	2	0,170	116	30	25,862
19	74	100	80,645	21	16,935	3	2,419	0	0,000	124	24	19,355
20	78	109	87,500	12	10,000	3	2,500	0	0,000	120	15	12,500
21	82	121	85,816	18	12,766	2	1,418	0	0,000	141	20	14,184
22	86	128	83,117	22	14,286	4	2,597	0	0,000	154	26	16,883
23	90	143	91,667	12	7,692	1	0,641	0	0,000	156	13	8,333
24	94	123	86,014	28	19,580	2	1,399	0	0,000	153	30	13,986
25	98	134	87,013	17	11,039	3	1,998	0	0,000	154	20	12,987
26	102	149	83,708	29	16,292	0	0,000	0	0,000	178	29	16,292
27	106	148	84,571	23	13,143	4	2,286	0	0,000	175	27	15,429
28	110	142	85,542	21	12,651	3	1,807	0	0,000	166	24	14,458
29	114	117	81,818	22	15,385	4	2,797	0	0,000	143	26	18,182
30	118	126	79,829	32	19,512	6	3,659	0	0,000	164	38	23,177
31	122	84	80,000	19	18,095	1	0,952	1	0,952	105	21	20,000
32	126	93	83,036	18	16,071	0	0,000	1	0,893	112	19	16,964
33	130	82	85,417	12	12,500	2	2,083	0	0,000	96	14	14,583
34	134	75	82,418	15	16,584	1	1,099	0	0,000	91	16	17,582
35	138	64	67,368	27	28,421	4	4,211	0	0,000	95	31	32,632
36	142	50	70,423	17	23,944	3	4,255	1	1,408	71	21	29,577
37	146	46	68,656	18	26,866	2	2,985	1	1,493	67	21	31,344
38	150	59	84,286	9	12,857	2	2,857	0	0,000	70	11	15,714
39	154	69	74,194	19	20,430	4	4,301	1	1,075	93	24	25,806
40	158	62	69,663	21	23,596	5	5,618	1	1,124	89	27	30,337
41	162	79	82,979	16	17,021	0	0,000	0	0,000	94	16	17,021
42	166	106	86,885	14	11,475	2	1,639	0	0,000	122	16	13,115
43	170	87	80,556	18	16,667	3	2,778	0	0,000	108	21	19,444
44		89	85,577	12	11,538	3	2,885	0	0,000	104	15	15,423
45	178	92	82,883	16	14,414	3	2,703	0	0,000	111	19	17,117
Total :		23397	90,321	2276	8,786	219	0,845	12	0,046	25904	2507	9,679

dm : diffusion multiple (dm = (ze) + (3e) + (4e))

TABLEAU II
(pour la bande angulaire détectrice -10, + 10 deg.)

C	φ_c (deg)	e	2e	3e	4e	N_c	$1/dw_c$
1	2	1809	152	12	1	1974	3,1844
2	6	5626	360	21	1	6008	1,0632
3	10	7619	502	28	3	8152	0,7274
4	14	5850	399	19	1	6269	0,9011
5	18	4679	330	22		5031	0,9465
6	22	3794	325	26	1	4146	0,9666
7	26	3030	256	25		3311	0,9775
8	30	2148	218	15		2381	0,9842
9	34	1520	219	16	2	1757	0,9885
10	38	1083	145	25	1	1254	0,9915
11	42	799	121	7		927	0,9936
12	46	528	116	18		662	0,9952
13	50	357	102	10	1	505	0,9964
14	54	274	80	9		363	0,9973
15	58	232	61	11	1	305	0,9980
16	62	158	42	7	1	208	0,9985
17	66	143	37	6	1	187	0,9990
18	70	159	37	11	3	210	0,9993
19	74	182	34	9		225	0,9996
20	78	189	42	9	1	241	0,9998
21	82	233	32	7		272	0,9999
22	85	278	46	4		328	1,0000
23	90	262	41	2		305	1,0000
24	94	258	52	4	1	315	1,0000
25	98	279	40	5	1	324	0,9999
26	102	283	52		1	336	0,9998
27	106	278	47	6		331	0,9996
28	110	270	39	8		317	0,9993
29	114	228	49	5		282	0,9990
30	116	242	48	9	1	300	0,9985
31	122	186	40	3	2	231	0,9980
32	126	171	32	1	2	206	0,9973
33	130	149	29	4		182	0,9964
34	134	144	28	5	1	178	0,9952
35	138	125	43	6		174	0,9936
36	142	97	32	4	3	136	0,9915
37	146	96	33	3	1	133	0,9885
38	150	118	24	5		147	0,9842
39	154	130	35	8	3	176	0,9775
40	158	131	30	9	1	171	0,9666
41	162	169	40	4		213	0,9465
42	166	211	40	7		258	0,9011
43	170	242	48	7	1	298	0,7274
44	174	173	19	9		201	1,0632
45	178	58	10	2		70	3,1844
Total		45 020	4512	433	35	50 000	

TABLEAU Ibis

(pour la bande angulaire -10, + 10 deg.)

C	φ (deg)	e	%	2e	%	3e	%	4e	%	Nc	dm	%
1	2	5761	91,648	484	7,700	38	0,605	3	0,048	6285	525	8,332
2	6	5981	93,643	383	5,997	22	0,344	1	0,016	6387	406	6,337
3	10	5542	93,473	365	6,156	20	0,337	2	0,034	5929	387	6,527
4	14	5271	93,309	360	6,373	17	0,301	1	0,018	5649	378	6,691
5	18	4429	93,007	312	6,552	21	0,441	0	0,000	4762	333	6,993
6	22	3667	91,514	314	7,836	25	0,624	1	0,025	4007	340	8,486
7	26	2691	91,530	250	7,728	24	0,742	0	0,000	3235	274	8,470
8	30	2114	90,188	215	9,172	15	0,640	0	0,000	2344	230	9,812
9	34	1502	86,521	216	12,442	16	0,922	2	0,012	1736	234	13,479
10	38	1074	86,334	144	11,576	25	2,019	1	0,080	1244	170	13,666
11	42	794	86,211	120	13,029	7	0,760	0	0,000	921	127	13,789
12	46	526	79,819	115	17,451	18	2,731	0	0,000	659	133	20,182
13	50	387	77,400	102	20,400	10	2,000	1	0,200	500	113	22,600
14	54	273	75,414	80	22,099	9	2,486	0	0,000	362	89	24,586
15	58	232	76,066	61	20,000	11	3,607	1	0,328	305	73	23,934
16	62	158	75,967	42	20,192	7	3,365	1	0,481	208	50	24,039
17	66	143	76,471	37	19,786	6	3,209	1	0,535	187	44	23,529
18	70	159	75,714	37	17,619	11	5,238	3	1,429	210	51	24,286
19	74	182	80,889	34	15,111	9	4,000	0	0,000	225	43	19,111
20	78	189	78,423	42	17,427	9	3,734	1	0,415	241	52	21,577
21	82	233	85,661	32	11,765	7	2,574	0	0,000	272	39	14,339
22	86	278	84,756	46	14,024	4	1,220	0	0,000	328	50	15,244
23	90	262	85,902	41	13,443	2	0,656	0	0,000	305	43	14,098
24	94	258	81,904	52	16,508	4	1,270	1	0,317	315	57	18,096
25	98	279	85,846	40	12,308	5	1,538	1	0,308	325	46	14,154
26	102	283	84,226	52	15,476	0	0,000	1	0,298	336	53	15,774
27	106	278	83,987	47	14,199	6	1,187	0	0,000	331	53	16,013
28	110	270	85,173	39	12,303	8	2,524	0	0,000	317	47	14,827
29	114	228	80,881	49	17,376	5	1,773	0	0,000	282	54	19,149
30	118	242	80,667	48	16,000	9	3,000	1	0,333	300	58	19,333
31	122	186	80,519	40	17,316	3	1,299	2	0,866	231	45	19,333
32	126	171	83,010	32	15,534	1	0,485	2	0,971	206	35	16,990
33	130	148	81,768	29	16,022	4	2,210	0	0,000	181	33	18,232
34	134	143	80,791	28	15,819	5	2,825	1	0,565	177	34	19,209
35	138	125	71,839	43	24,713	6	3,448	0	0,000	174	49	28,161
36	142	96	71,111	32	23,703	4	2,963	3	2,222	135	39	28,889
37	146	95	71,970	33	25,000	3	2,273	1	0,758	132	37	28,030
38	150	116	80,000	24	16,552	5	3,448	0	0,000	145	29	20,000
39	154	127	73,837	34	19,767	8	4,657	3	1,744	172	45	26,163
40	158	127	76,506	29	17,470	9	5,422	1	0,602	166	39	23,494
41	162	160	79,208	38	18,812	4	1,980	0	0,000	202	42	20,792
42	166	190	81,897	36	15,517	6	2,586	0	0,000	232	42	18,103
43	170	176	81,106	35	16,129	5	2,304	1	0,461	217	41	18,894
44	174	184	85,981	20	9,346	10	4,673	0	0,000	214	30	14,019
45	178	185	83,710	30	13,575	6	2,715	0	0,000	221	36	16,290
Total :		46185	90,006	4642	9,046	449	0,875	37	0,072	51313	5128	9,994

TABIEAU III

Comparaison des distributions simulées $\sigma'_R(\varphi)$, $\sigma'_{exp}(\varphi)$ avec la distribution expérimentale $\sigma_{exp}(\varphi)$ (1) (la distribution $\sigma'_{exp}(\varphi)$ est obtenue à partir des résultats de la bande $-10^0, +10^0$).

φ (deg)	σ_R	σ'_{exp}	σ_{exp}	$\frac{\sigma_R - \sigma'_{exp}}{\sigma_{exp}}$	φ (deg)	σ_R	σ'_{exp}	σ_{exp}	$\frac{\sigma'_R - \sigma'_{exp}}{\sigma'_{exp}}$
2	930	720	750	29,17 %	94	34,5	35,5	37,2	- 2,82
6	905	740	730	22,29	98	35,5	37,5	39	- 2,74
10	860	670	690	28,35	102	35	38	39,5	- 7,89
14	780	640	620	21,88	106	33,5	37	38	- 9,46
18	660	535	540	23,36	110	31	35,5	35,5	-12,68
22	540	455	450	20,88	114	28	32,8	33	-14,63
26	400	365	340	9,59	118	25	33,5	29	-25,37
30	275	275	260	0,00	122	22	26	26,5	-15,38
34	195	195	195	0,00	126	20	23	23,5	-13,04
38	140	140	141	0,00	130	17,5	20,5	20,5	-14,53
42	104	104	105	0,00	134	15,5	19,7	18,5	-21,32
46	74	74	78	0,00	138	14	19,5	17	-28,21
50	51	56,5	59	- 9,73	142	12,8	15,3	16	-16,34
54	37	41	44	- 9,76	146	12	14,8	15,5	-18,92
58	26	34,5	31	-14,64	150	12	16,4	16	-26,83
62	20	23,5	24	-14,89	154	13	19,5	17	-33,33
66	18,5	21	21	-11,9	158	14,5	18,7	18,5	-22,46
70	19	23,7	21,8	-19,83	162	16,3	22,7	20,5	-28,19
74	21	25,5	23	-17,65	166	18,5	26	23	-28,85
78	23	27,2	25	-15,44	170	21,5	24,5	26	-12,24
82	26	30,7	28,5	-18,08	174	25	24	29	4,17
86	29,5	37	32	-20,27	178	29	25	33	16
90	32,5	34	35	- 4,41					

(1) I. SZABO (63). Les valeurs sont relevées sur la courbe moyenne de l'auteur

TABLEAU IV

Comparaison de la section efficace différentielle expérimentale (1) et corrigée (2) dans le référentiel du Laboratoire (Fig.VII)

φ (deg)	σ_{exp} (mb/st.)	σ_{cor}	$\frac{\sigma_{cor}-\sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}$ %	φ (deg)	σ_{exp}	σ_{cor}	$\frac{\sigma_{cor}-\sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}$ %	φ (deg)	σ_{exp} (mb/st.)	σ_{cor}	$\frac{\sigma_{cor}-\sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}$ %
: 2	750	950	24,00	: 62	24	20	-16,66	: 122	26,5	22	-16,98
: 6	730	905	23,97	: 66	21	18	-14,28	: 126	23,5	19,5	-17,02
: 10	690	850	23,18	: 70	21,8	21,1	-18,53	: 130	20,5	17,5	-14,63
: 14	620	760	22,58	: 74	23	19	-17,39	: 134	18,5	15,5	-16,28
: 18	540	650	20,37	: 88	25	21,5	-14,00	: 138	17	13,7	-19,41
: 22	450	530	17,77	: 82	28,5	25	-12,28	: 142	16	13	-18,75
: 26	340	370	8,82	: 86	32	30	-6,25	: 146	15,5	12	-22,58
: 30	260	270	3,84	: 90	35	34,5	-1,42	: 150	16	11,8	-26,25
: 34	195	197	1,02	: 94	37,2	37	-0,54	: 154	17	12,7	-28,82
: 38	141	140	-0,70	: 98	39	38	-2,56	: 158	18,5	13,5	-27,02
: 42	105	102	-2,85	: 102	39,5	37,5	-5,06	: 162	20,5	15,5	-24,39
: 46	78	72	-7,69	: 106	38	35	-7,89	: 166	23	19	-17,39
: 50	59	52	-11,86	: 110	35,5	31,5	-11,36	: 170	26	23,5	-9,61
: 54	44	38	-13,63	: 114	33	28	-15,15	: 174	29	29	0,00
: 58	31	26	-16,12	: 118	29	25	-13,79	: 178	33	34,5	4,54

(1) I. SZABO (1963). Les valeurs sont relevées sur la courbe moyenne de l'auteur

(2) Méthode de Monte-Carlo. La correction a été effectuée en tenant compte du tableau III et de la figure II.

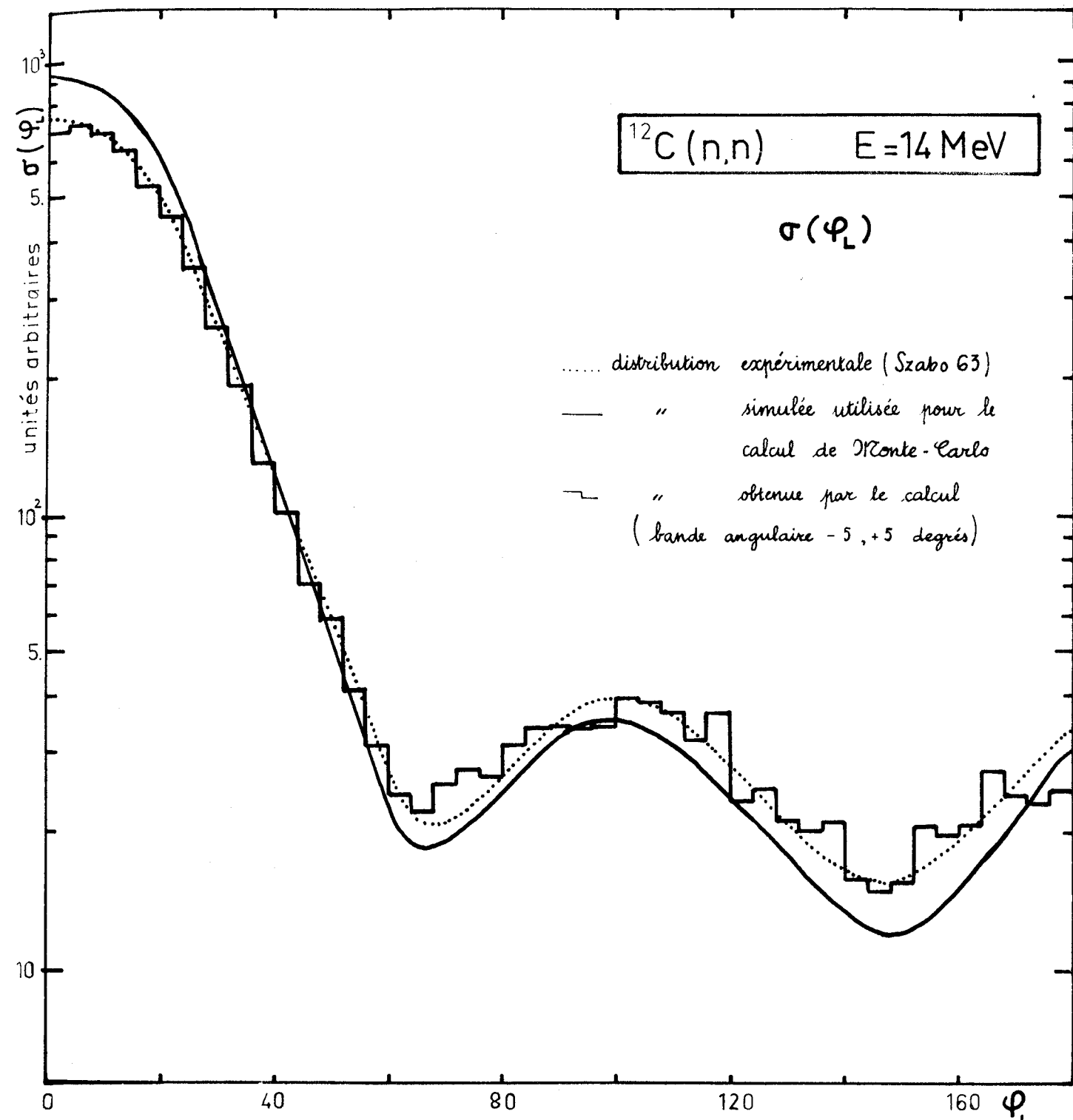
TABLEAU V

Comparaison des sectionsefficaces differentielles experimentale (1) et
corrigée (2) dans le référentiel du centre de masse (fig.VIII)

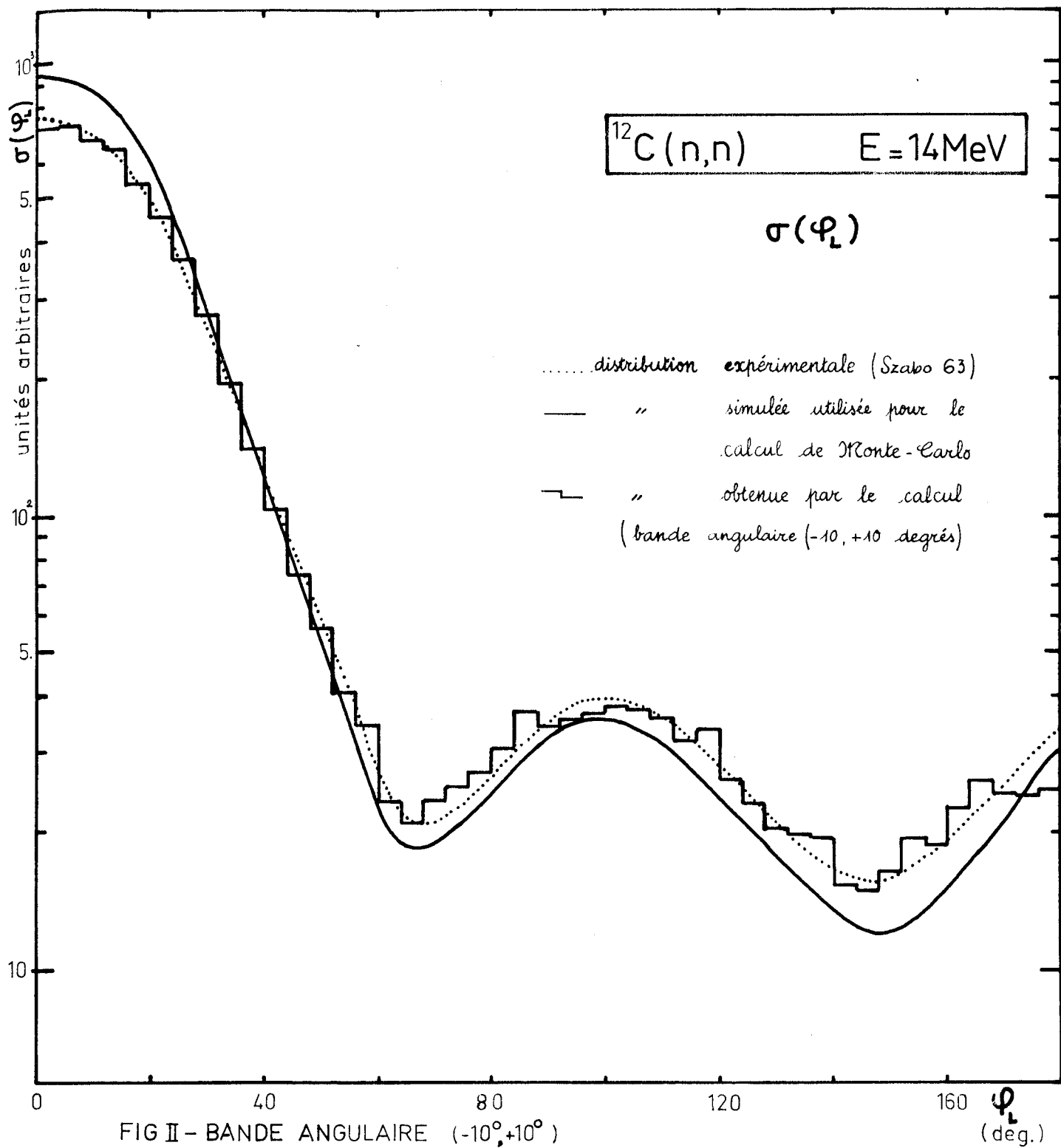
θ	σ_{exp}	σ_{cor}	$\frac{\sigma_{cor}-\sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}$	θ	σ_{exp}	σ_{cor}	$\frac{\sigma_{cor}-\sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}$	θ	σ_{exp}	σ_{cor}	$\frac{\sigma_{cor}-\sigma_{exp}}{\sigma_{exp}}$
(deg)	(mb/st)		(%)	(deg)	(mb/st)		(%)	(deg)	(mb/st)		(%)
: 2	572	805	25,38	: 60	22	23	-17,86	: 122	33	27,5	-16,67
: 6	630	780	23,80	: 65	22	18,8	-14,54	: 135	19,5	24,5	-13,94
: 10	590	730	23,72	: 70	19,8	17,4	-12,12	: 130	16,5	22	-16,98
: 14	545	670	22,93	: 74	20,8	17,3	-16,82	: 134	24	19,5	-18,75
: 18	480	500	25,00	: 78	22	18,5	-15,91	: 138	22	17,5	-10,45
: 22	410	505	23,17	: 82	24,5	21	-14,28	: 142	20	16	-20,00
: 26	345	385	11,59	: 86	28,2	24,5	-13,12	: 146	18,5	14,6	-21,08
: 30	275	300	9,09	: 90	32	29	-9,37	: 150	18,4	13,7	-25,54
: 34	210	220	4,76	: 94	36	34,5	-4,17	: 154	19	14	-26,31
: 38	160	160	0,00	: 98	39,5	38,5	-2,53	: 158	20,5	16	-26,82
: 42	118	115	-2,54	: 102	41	41	0,00	: 162	23,5	17,5	-25,53
: 46	88	82	-6,82	: 106	41,5	40	-3,61	: 166	28	21	-25,00
: 50	70	60	-14,28	: 110	40	37,5	-6,25	: 170	33	27	-18,18
: 54	52	43,5	-16,35	: 114	38	34	-10,53	: 174	37	34	-8,11
: 58	38,5	31,5	-18,18	: 118	36	30,5	-15,28	: 178	40	42	-5,00

(1) I. SZABO (1963)

(2) Méthode de Monte-Carlo



FIGI- BANDE ANGULAIRE $(-5^{\circ}, +5^{\circ})$ Comparaison de la distribution simulée obtenue par la méthode de Monte-Carlo avec la distribution expérimentale (Szabo 63)



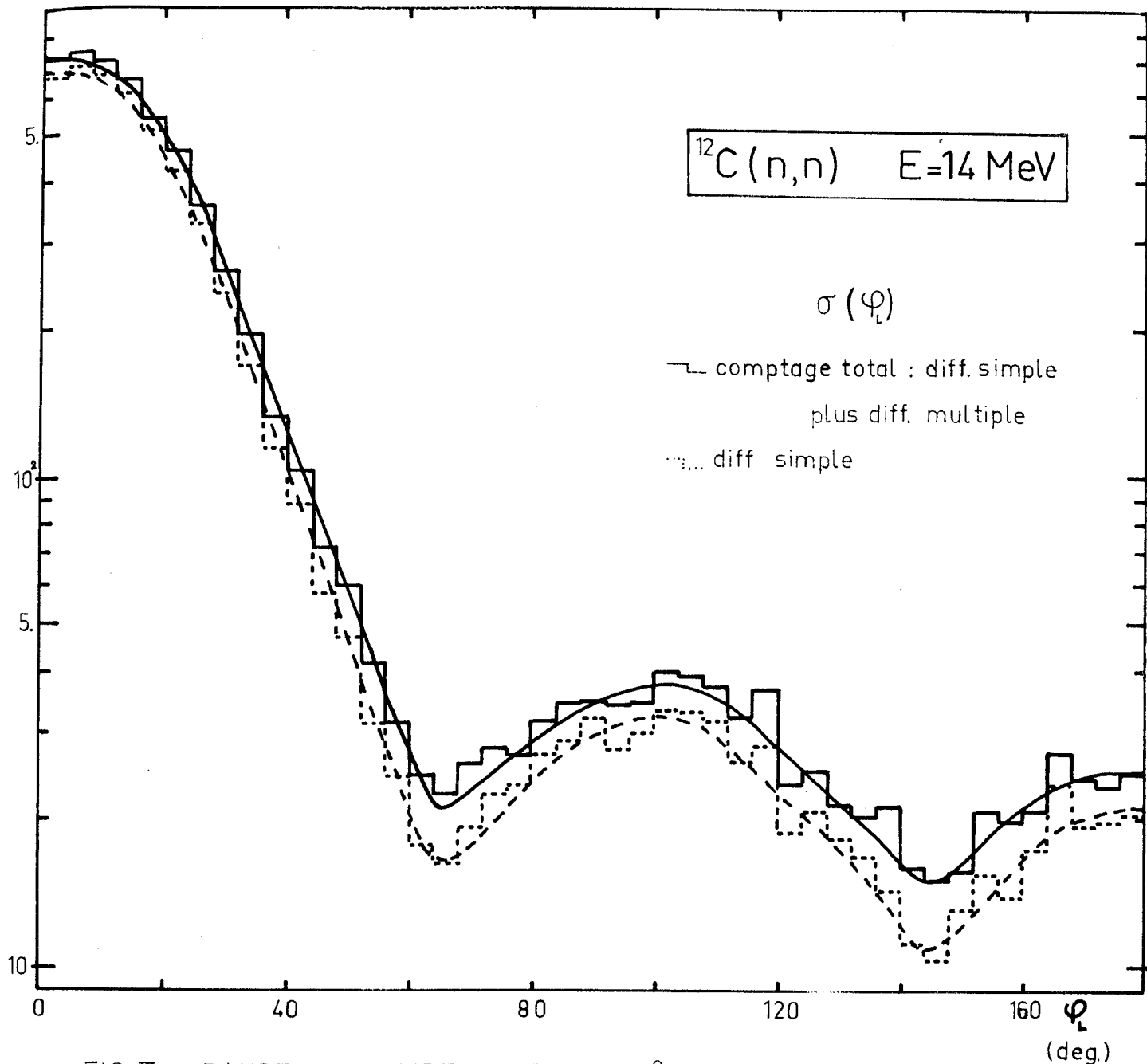


FIG III - BANDE ANGULAIRE $-5, +5$ deg. Les courbes en trait plein et tiré (reproduites fig III et fig IV) permettent de comparer les deux bandes angulaires

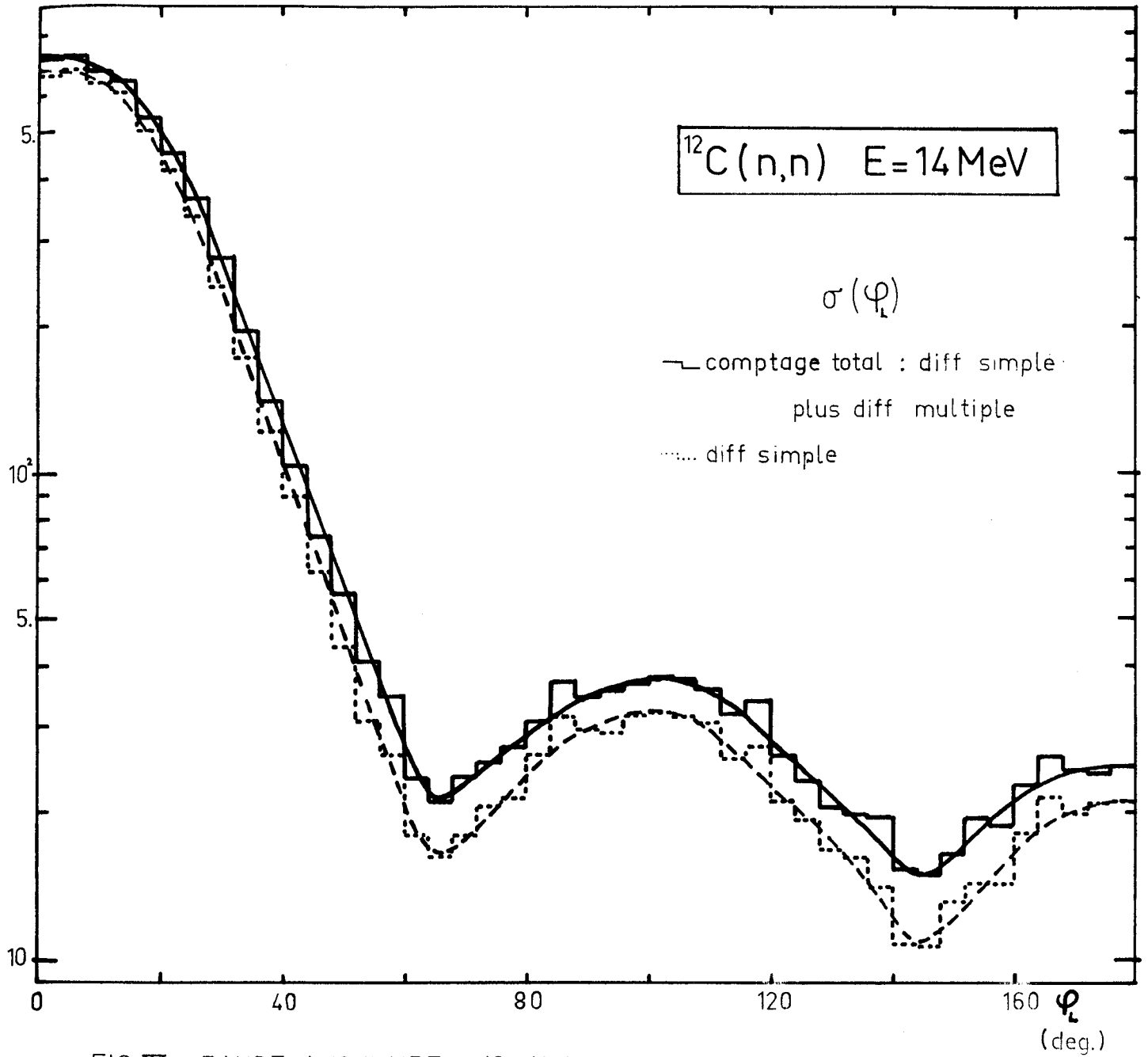


FIG IV BANDE ANGULAIRE -10,+10 deg.

BANDE ANGULAIRE (-5°, +5°)

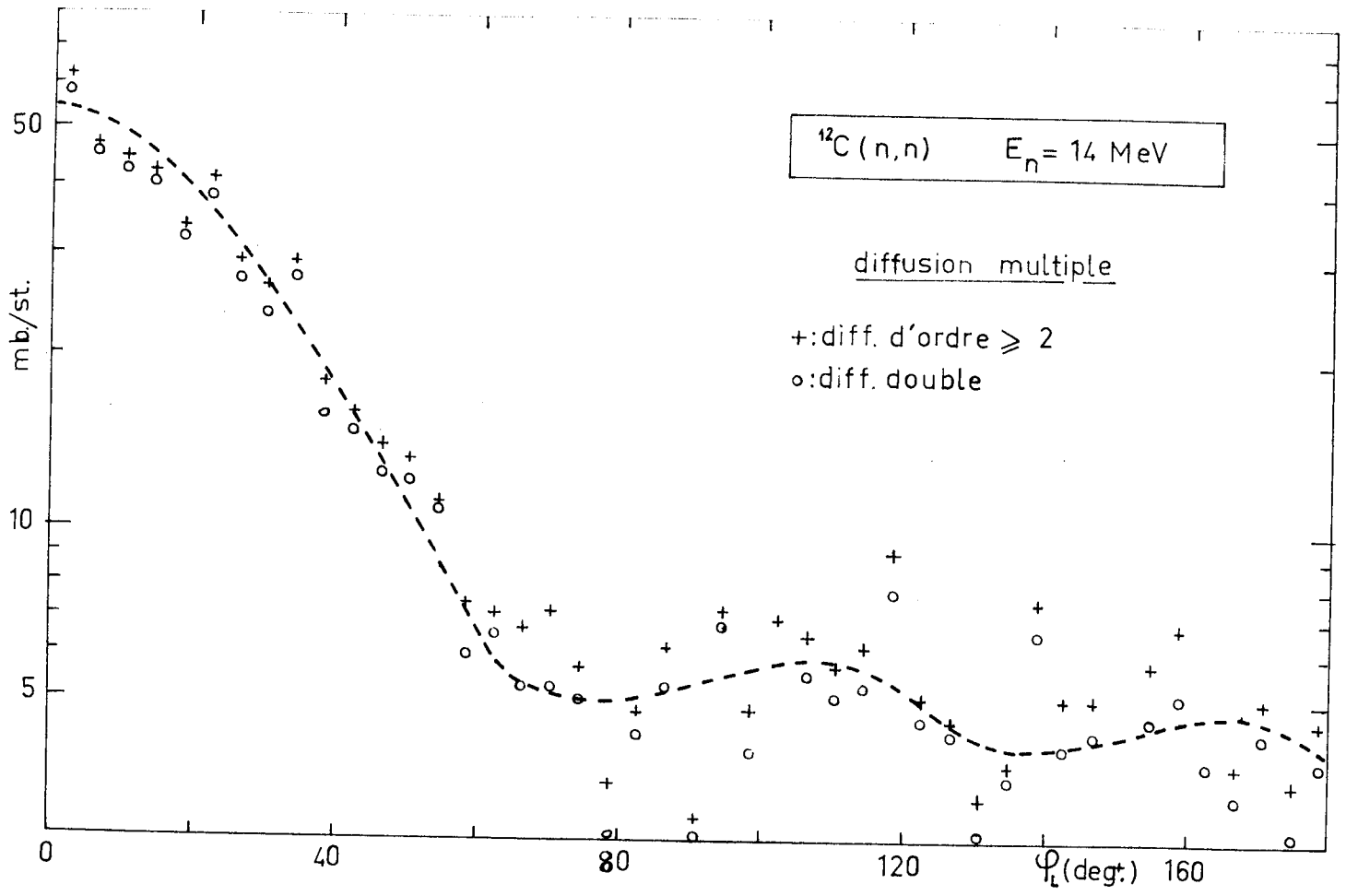


FIG-V La courbe en trait tiré (reproduite identiquement FIG VI) facilite la comparaison.

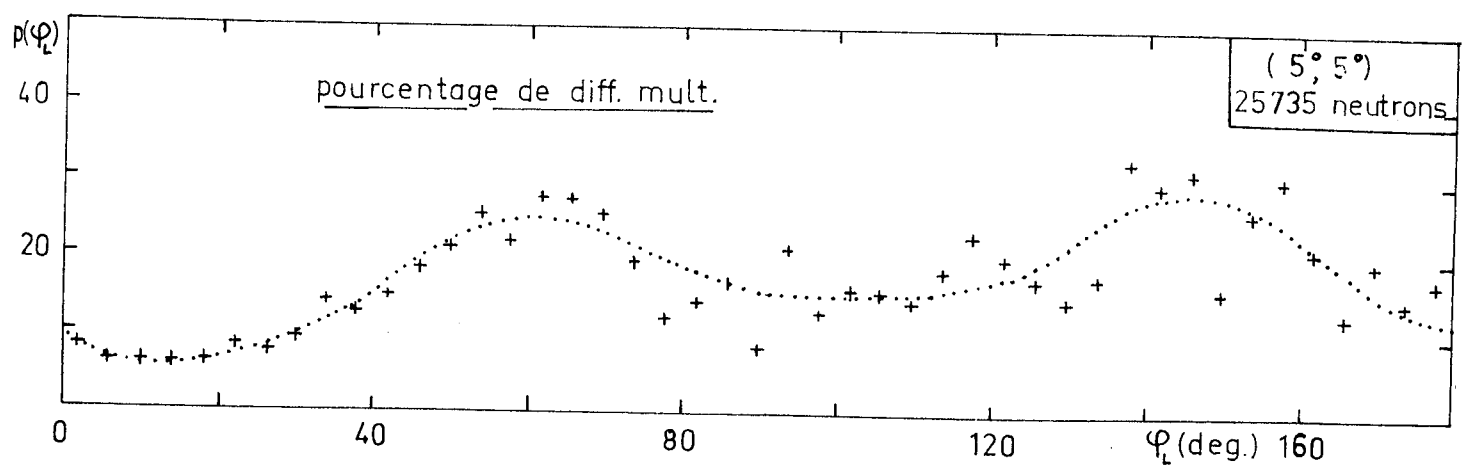


FIG-V bis La courbe en pointillé (reproduite identiquement FIG VI bis) facilite

BANDE ANGULAIRE (-10°, +10°)

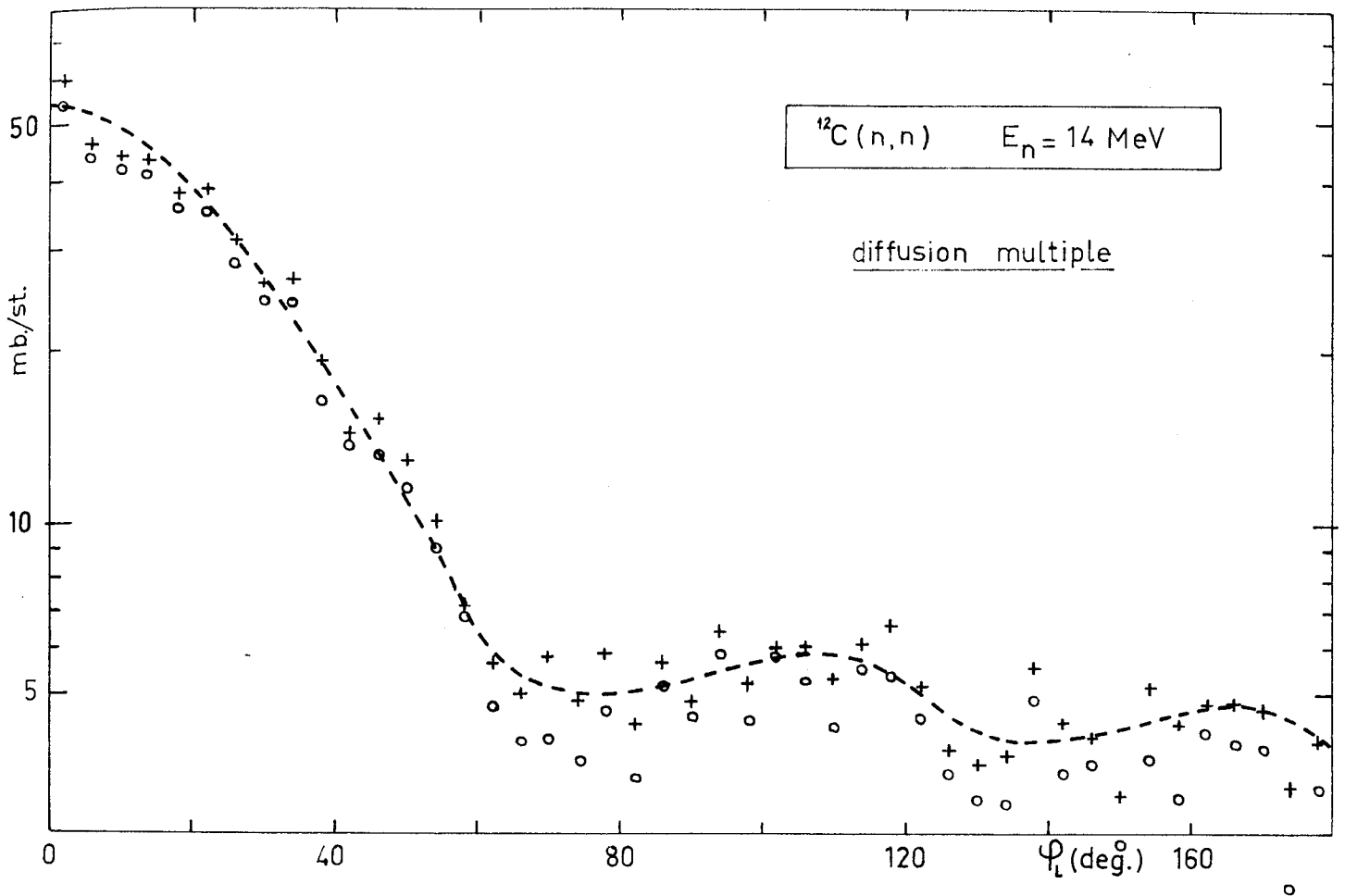


FIG-VI

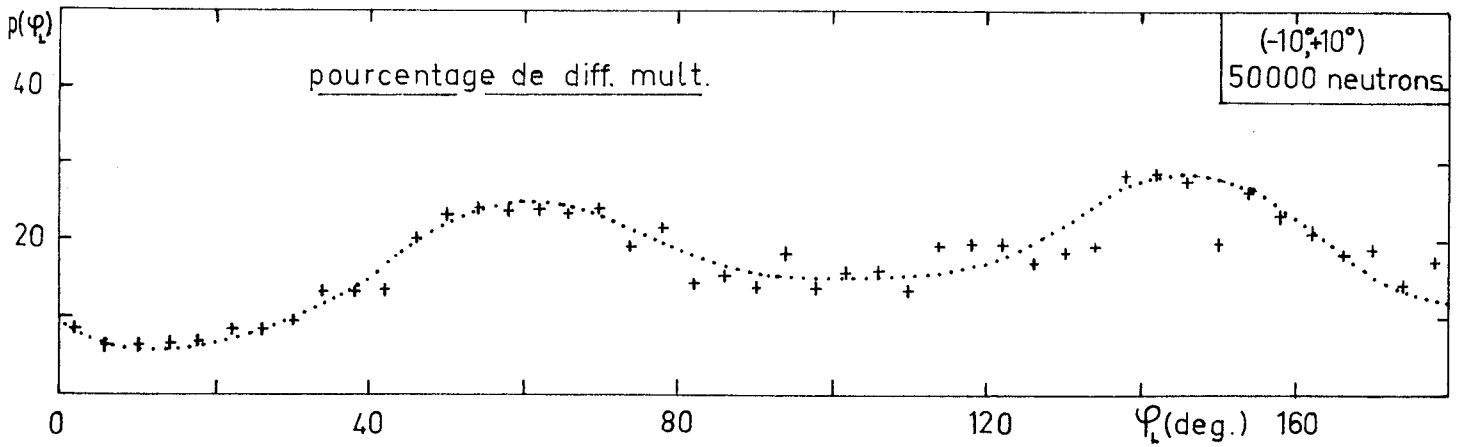
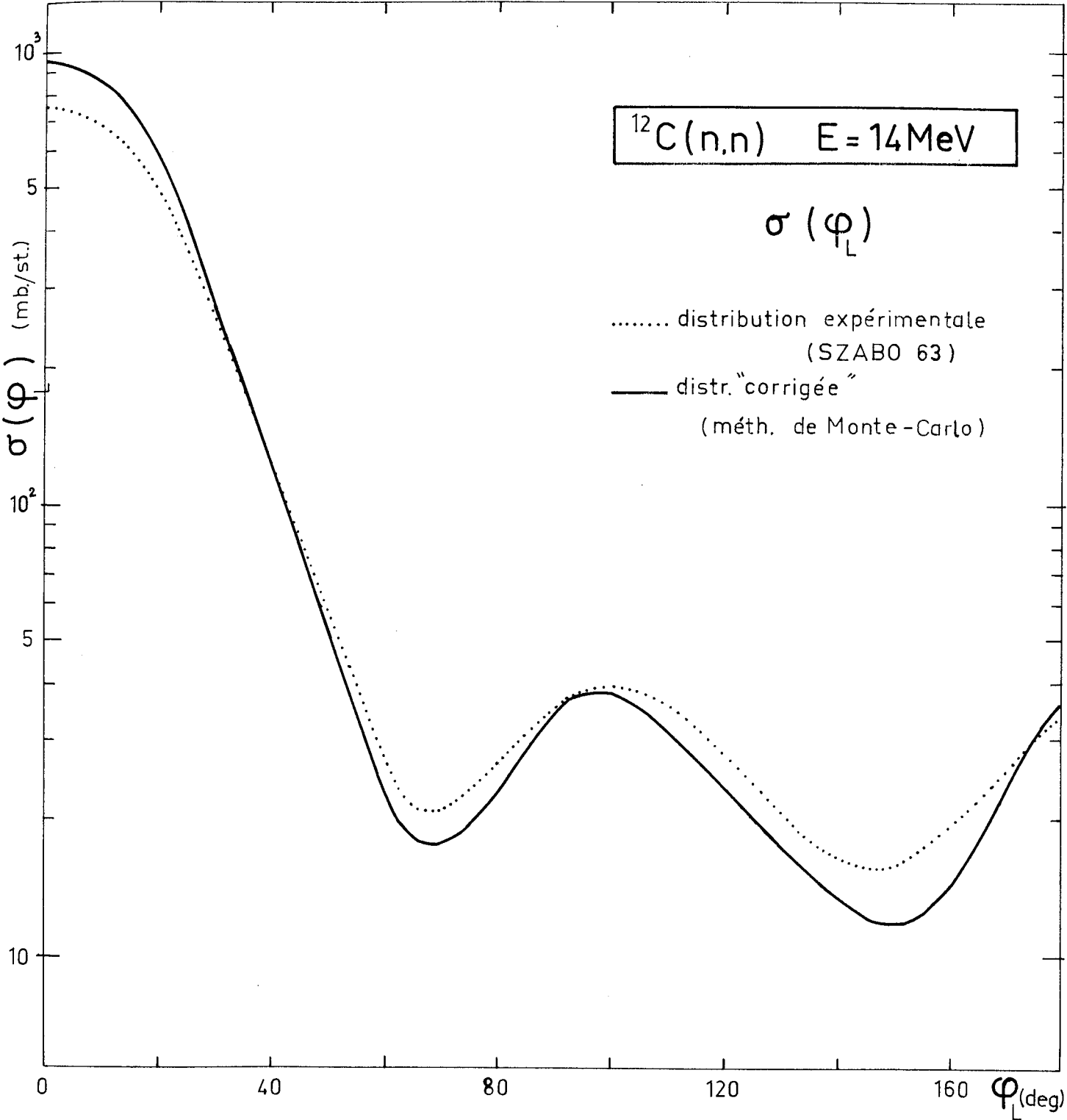


FIG-VI bis

$^{12}\text{C}(n,n) \quad E = 14\text{MeV}$

$\sigma(\varphi_L)$

..... distribution expérimentale
(SZABO 63)
—— distr. "corrigée"
(méth. de Monte-Carlo)



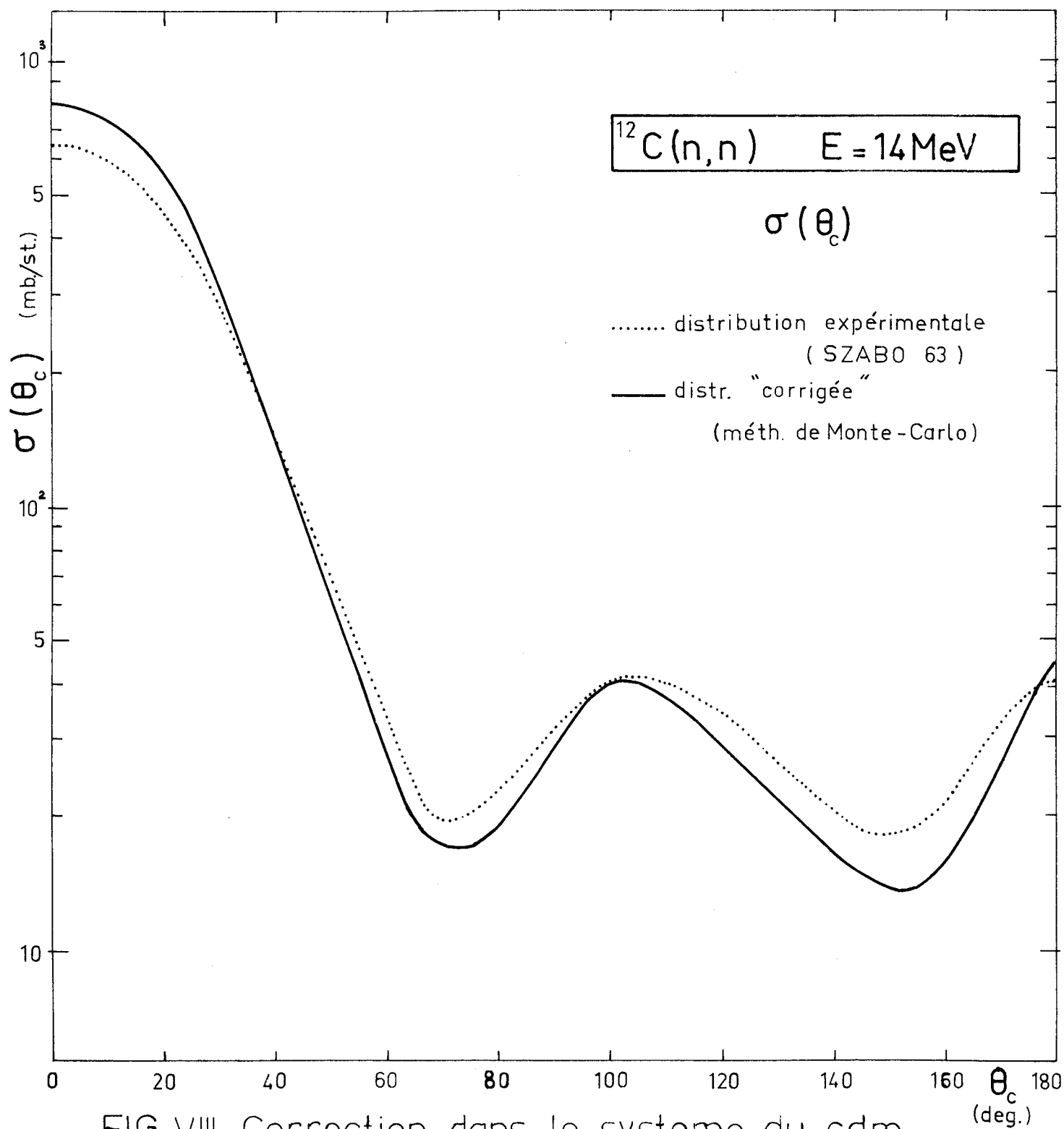


FIG VIII Correction dans le système du c.d.m.

C O N C L U S I O N

La méthode de Monte-Carlo s'adapte convenablement à la correction de la distribution angulaire de la section efficace différentielle de diffusion des neutrons rapides; néanmoins elle présente certains inconvénients qui tendent à limiter la précision des calculs.

D'une part elle nécessite un temps de calcul de durée relativement trop long pour les machines électroniques actuelles (IBM 7090, 7094) d'autant plus que dans un tel problème cette méthode consiste seulement à simuler le phénomène physique qui se produit avec une faible probabilité. Bien que les techniques d'échantillonnage et des artifices mathématiques contribuent à améliorer l'efficacité de la méthode de Monte-Carlo, laquelle reste faible.

D'autre part pour simuler le phénomène physique, l'on ne dispose que des renseignements provenant des mesures expérimentales et par conséquent entachés d'erreurs. Cependant un tel processus est habituel dans les calculs de correction, lesquels partant du résultat à corriger remonte progressivement vers le résultat exact par approximations successives.

Il paraît nécessaire de formuler quelques limitations sur l'utilisation des programmes que nous avons mis au point. En effet, ces programmes s'appliquent qu'à des expériences réalisées avec un dispositif semblable à celui utilisé, notamment en ce qui concerne la ponctualité de la source, la position du diffuseur placé normalement au faisceau incident de neutrons. Tout changement dans la disposition du diffuseur entraîne la modification de la correction de la distribution angulaire. Certains auteurs préfèrent effectuer la correction de diffusion multiple pour un seul détecteur placé à un angle déterminé. Mais l'efficacité du calcul de la correction est très faible, bien qu'on puisse par des artifices statistiques pondérer les neutrons de façon à ce qu'ils se dirigent le plus souvent possible vers le détecteur considéré. Notons que cette méthode permet de ne pas compter les neutrons de diffusion multiple, mais ne permet pas de corriger de façon précise l'ensemble de la distribution angulaire.

R E F E R E N C E S

- (1954) H.A. MEYER, ed., Symposium on Monte-Carlo Methods,
(J. Wiley and sons, New York, 1956)
- H. KAHN id., p. 146
- O. TAUSSKY and J. TODD id., p. 15
-
- (1959) S. FLUGGE, ed. Neutrons and related gamma rays problems,
Handbuch der Physik, vol 38/2
(Springer-Verlag, Berlin, 1959)
- H. GOLDSTEIN Fundamental Aspects of Reactor Shielding
(Pergamon Press, London, 1959)
-
- (1962) J. DUCLOS, M. DUBUS, P. PERRIN, I. SZABO, et R. BOUCHEZ
Rapport C.E.A. 2216 (1962)
- R.D. EVANS Le Noyau Atomique (Dunod, Paris, 1962)
-
- (1963) R. BOUCHEZ, J. DUCLOS and P. PERRIN
Nuclear Physics 43 (1963) 628,
- R. BOUCHEZ, J. DUCLOS, P. PERRIN, I. SZABO and R. VAN ZURK
Progress in fast neutron physics p. 168
The University of Chicago Press 1963
- P. PERRIN Thèse Docteur-Ingénieur, Grenoble 1963 N^o 340
- I. SZABO Thèse Docteur-Ingénieur, Grenoble 1963 N^o 383

APPENDICE

PROGRAMMES "FORTRAN"

I. Symboles utilisés dans le programme I (étude de la diffusion élastique seule dans le cas du diffuseur cylindrique de révolution).

Les numéros de pages renvoient à une définition plus détaillée du symbole.

1. Variables indicées n'apparaissant pas dans un ordre d'entrée en FORTRAN

$$\begin{array}{ll} \text{PHI (I, J)} \equiv \phi_{ij}, 50 & \text{PSY (I, J)} \equiv \psi_{ij}, 49 \\ \text{PHIS (J)} \equiv \phi_j^s, 50 & \text{PSYS (J)} \equiv \psi_j^s, 49 \\ \text{PHIT (I)} \equiv \phi_i^t, 50 & \text{PSYT (I)} \equiv \psi_i^t, 50 \end{array}$$

2. Variables indicées apparaissant dans un ordre d'entrée en FORTRAN

$$\text{EFFI (I)} \equiv f(\varphi_i) \equiv \left[\frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi} \right]_{\varphi=\varphi_i}, 41, 71$$

3. Variables non indicées apparaissant dans un ordre d'entrée en FORTRAN

$$\begin{array}{ll} \text{AE} \equiv \frac{m}{M + m}, 46 & \text{NFI} \equiv (180/\delta\varphi), 71 \\ \text{BE} \equiv \frac{M - m}{M + m}, 46 & \text{PERT} \equiv \text{entier positif quelconque}, 77 \\ \text{CE} \equiv \sum_t (E) \approx \sum_t (E_0), 39 & \text{R1} \equiv R_1, 33 \\ \text{DELFI} \equiv \Delta\varphi, 49 & \text{RAP} \equiv A_1 / (A_1 + A_2), 42, 72 \\ \text{DEL} \equiv \delta\varphi, 71 & \text{RZERO} \equiv R_0, 36 \\ \text{DELTAE} \equiv \Delta E, 49 & \text{SUPDE1} \equiv S_1, 41, 72 \\ \text{DELTA} \equiv \sigma_e / \sigma_t, 47 & \text{SUPDE2} \equiv S_2, 41, 72 \\ \text{DEVIA1} \equiv D_1, 41 & \text{TEMAX} \equiv T_0, 50 \\ \text{DEVIA2} \equiv D_2, 41 & \text{VRMAX} \equiv V_0, 50 \\ \text{EO} \equiv E_0, 45 & \text{YO} \equiv Y_0, 32 \\ \text{NC} \equiv (180/\Delta\varphi), 49 & \text{Y1} \equiv Y_1, 32 \end{array}$$

4. Une carte contenant 1 à la première colonne (saut programmé pour se positionner en tête d'un feuillet) et le titre du problème dans les colonnes 2 à 72, sera introduite comme donnée.

DIFFUSION MULTIPLE CIBLE CYLINDRIQUE (élastique)

```

DIMENSION PHI(4,100),PHIT(4),PHIS(100),PSY(4,100),PSYT(4),PSYS(100
1),EFFI(200)
ENERF(E,FI)=(AE*COSF(FI)*RACF(E)+RACF((AE*COSF(FI)*RACF(E))**2+BE*
1E))**2
LIRE ENTREE BANDE 5,200,
200 MODELE (72H1 TITRE DU PROBLEME
1.....)
LIRE ENTREE BANDE 5,300,E0,AE,BE,CE,DELTAE,Y0,SUPDE1,DEVIA1,SUPDE2
1,DEVIA2,RAP,DEL,DELTA,DELFI,RZERO,R1,Y1,PERT,VRMAX,TEMAX
300 MODELE (6 E12.8)
LIRE ENTREE BANDE 5,301,NC,NFI
301 MODELE (I3,I4)
LIRE ENTREE BANDE 5,302,(EFFI(I),I=1,NFI)
302 MODELE (9 E8.4)
TE=0.
FAIRE 10 J=1,NC
PSYS(J)=0.
FAIRE 10 I=1,4
10 PSY(I,J)=0.
FAIRE 15 M=1,4
15 PSYT(M)=0.
22 VR=0.
CP=0.
FAIRE 25 L=1,NC
PHIS(L)=0.
FAIRE 25 K=1,4
25 PHI(K,L)=0.
FAIRE 30 N=1,4
30 PHIT(N)=0.
40 IM=0
CP=CP+1.
TETA0=HASARDF(0.,6.2831853)
R=RZERO*RACF(HASARDF(0.,1.))
X=R*COSF(TETA0)
Y=0.
Z=R*SINF(TETA0)
S=RACF(R**2+Y0**2)
ALPHA=X/S
BETA=Y0/S
GAMMA=Z/S
E=E0
45 CH=HASARDF(0.,1.)
SI(CH-0.01)72,46,46
46 PAR=-LOGF(CH)/CE
X=X+ALPHA*PAR
Y=Y+BETA*PAR
Z=Z+GAMMA*PAR
SI(X**2+Z**2-R1**2)48,72,72
48 SI(ABSF(Y-Y1)-Y1)50,72,72
50 SI(IM)40,52,51
51 SI(HASARDF(0.,1.)-DELTA)52,52,40
52 IM=IM+1
SI(IM-4)54,54,40
54 SI(HASARDF(0.,1.)-RAP)55,56,56
55 CSI1=HASARDF(0.,DEVIA1)

```

DIFFUSION MULTIPLE CIBLE CYLINDRIQUE

```

CSI2=HASARDF(0.,SUPDE1)
BM=ENTF(CSI1/DEL)
MFI=BM+1.
SI(EFFI(MFI)+((CSI1-BM*DEL)/DEL)*(EFFI(MFI+1)-EFFI(MFI))-CSI2)55,
157,57
56 CSI1=HASARDF(DEVIA1,DEVIA2)
CSI2=HASARDF(0.,SUPDE2)
BM=ENTF(CSI1/DEL)
MFI=BM+1.
SI(EFFI(MFI)+((CSI1-BM*DEL)/DEL)*(EFFI(MFI+1)-EFFI(MFI))-CSI2)56,
157,57
57 FI=CSI1
TETA=HASARDF(0.,6.2831853)
DEN=RACF(ALPHA**2+BETA**2)
SI(DEN-1.E-6)40,62,62
62 ALPHAN=(-BETA*SINF(FI)*COSF(TETA)-ALPHA*GAMMA*SINF(FI)*SINF(TETA))
1/DEN+ALPHA*COSF(FI)
63 BETAN=(ALPHA*SINF(FI)*COSF(TETA)-GAMMA*BETA*SINF(FI)*SINF(TETA))
1/DEN+BETA*COSF(FI)
64 GAMMAN=DEN*SINF(FI)*SINF(TETA)+GAMMA*COSF(FI)
65 ALPHA=ALPHAN
BETA=BETAN
GAMMA=GAMMAN
E=ENERF(E,FI)
ALLER A 45
72 SI(IM)40,40,80
80 FIY=ACOSF(BETA)
ET=ENERF(E,FIY)
SI(ABSF(ET-E)-DELTAE)87,87,40
87 SI(VR-PERT)90,88,90
88 PE=HASARDF(0.,1.)
90 JM=XENTF(FIY/DELFY)+1
92 PHI(IM,JM)=PHI(IM,JM)+1.
PHIT(IM)=PHIT(IM)+1.
PHIS(JM)=PHIS(JM)+1.
VR=VR+1.
SI(VR-VRMAX)40,100,100
100 FAIRE 110 J=1,NC
PSYS(J)=PSYS(J)+PHIS(J)
FAIRE 110 I=1,4
110 PSY(I,J)=PSY(I,J)+PHI(I,J)
FAIRE 115 M=1,4
115 PSYT(M)=PSYT(M)+PHIT(M)
TE=TE+1.
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
400 MODELE (1H1 4X 3HTE= F6.2,3X 3HCP= E12.8)
INSCR SORTIE BANDE 6,500,(J,(PHI(I,J),I=1,4),PHIS(J),J=1,NC)
500 MODELE (2H0J,5X 8HPHI(1,J),8X 8HPHI(2,J),8X 8HPHI(3,J),8X 8HPHI(4,
1J),8X 7HPHIS(J)/(1X I2,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.
28))
INSCR SORTIE BANDE 6,550,(PHIT(N),N=1,4)
550 MODELE (6H PHIT=,1X E12.8,3(4X E12.8))
SI(TE-TEMAX)22,620,620
620 Y2=2.*Y1
INSCR SORTIE BANDE 6,200,
INSCR SORTIE BANDE 6,640,R1,Y2,E0,Y0

```

DIFFUSION MULTIPLE CIBLE CYLINDRIQUE

```
640 MODELE (32H0 CIBLE CYLINDRIQUE DE RAYON = F8.3,21H CM ET D EPAI
1SSEUR = F8.3,3H CM/1H0,8X 9HENERGIE = F8.3,4H MEV,4X 23HDISTANCE S
2OURCE-CIBLE = F8.3,3H CM)
  INSCR SORTIE BANDE 6,650,(J,(PSY(I,J),I=1,4),PSYS(J),J=1,NC)
650 MODELE (2H0J,5X 8HPSY(1,J),8X 8HPSY(2,J),8X 8HPSY(3,J),8X 8HPSY(4,
1J),8X 7HPSYS(J)/(1X 12,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.
28))
  INSCR SORTIE BANDE 6,700,(PSYT(M),M=1,4)
700 MODELE (6H PSYT=,1X E12.8,3(4X E12.8))
800 APPEL EXIT
  FIN
```


II - Symboles utilisés dans le programme II (étude de la diffusion élastique inélastique pour le cas du diffuseur cylindrique de révolution.

1. Variables indicées n'apparaissant pas dans un ordre d'entrée en FORTRAN

$$\begin{array}{ll} \text{PHI (I, J, K)} \equiv \phi_{ijk}, 58 & \text{PSY (I, J, K)} \equiv \psi_{ijk}, 57 \\ \text{PHIS (J, K)} \equiv \phi_{jk}^s, 58 & \text{PSYS (J, K)} \equiv \psi_{jk}^s, 57 \\ \text{PHIT (I, J)} \equiv \phi_{ij}^t, 58 & \text{PSYT (I, J)} \equiv \psi_{ij}^t, 58 \end{array}$$

2. Variables indicées apparaissant dans un ordre d'entrée en FORTRAN

$$\begin{array}{ll} \text{EFFI}_1 \text{ (I)} \equiv f_{\text{élast}}(\varphi_1) \equiv \left[\frac{d\sigma_{\text{élast}}(\varphi)}{d\varphi} \right]_{\varphi=\varphi_1}, 41, 71 & \\ \text{EFFI}_2 \text{ (I)} \equiv f_{\text{inélast}}(\varphi_1) \equiv \left[\frac{d\sigma_{\text{inélast}}(\varphi)}{d\varphi} \right]_{\varphi=\varphi_1}, 41, 71 & \end{array}$$

3. Variables non indicées apparaissant dans un ordre d'entrée en FORTRAN

$$\begin{array}{ll} \text{AE} \equiv \frac{m}{M+m}, 5, 55 & \text{EPIDT} = (\sigma_e + \sigma_i)/\sigma_t, 54 \\ \text{BASE}_1 \equiv \Delta E_e, 56 & \text{NFI}_1 \equiv (180/\delta\varphi_{\text{élast}}), 71 \\ \text{BASE}_2 \equiv \Delta E'_1, 56 & \text{NFI}_2 \equiv (180/\delta\varphi_{\text{inélast}}), 71 \\ \text{BASE}_3 \equiv \Delta E'_1, 56 & \text{NPM} \equiv (180/\Delta\varphi), 49 \\ \text{BE} \equiv \frac{M-m}{M+m}, 5, 55 & \text{PERT} \equiv \text{entier positif quelconque}, 77 \\ \text{CE} \equiv \frac{M}{M+m}, 5, 55 & \text{Q}_2 \equiv Q_2 \text{ (1er niveau excité)}, 55 \\ \text{DELFI} \equiv \Delta\varphi, 49 & \text{Q}_3 \equiv Q_3 \text{ (2e niveau excité)}, 56 \\ \text{DEL} \equiv \delta\varphi, 71 & \text{R}_1 \equiv R_1, 33 \\ \text{DEVEL}_1 \equiv D_1, 41 & \text{RAPPEL} = A_1 / (A_1 + A_2), 42, 72 \\ \text{DEVEL}_2 \equiv D_2, 41 & \text{RZERO} \equiv R_0, 36 \\ \text{DINE} \equiv \delta\varphi_{\text{inélast}}, 71 & \text{SIGMAT} \equiv \sum_t(E), 39 \\ \text{EO} \equiv E_0, 45 & \text{SUPINE} \equiv \max \left[\frac{d\sigma_{\text{inél}}(\varphi)}{d\varphi} \right], 41, 72 \\ \text{EDEPI} \equiv \sigma_e/\sigma_e + \sigma_i, 54 & \text{TEMAX} \equiv T_0, 50 \\ \text{EDT} \equiv \sigma_e/\sigma_t, 54 & \text{VRMAX} \equiv V_0, 50 \\ \text{ELMAX}_1 \equiv S_1, 41, 72 & \text{YO} \equiv Y_0, 32 \\ \text{ELMAX}_2 \equiv S_2, 41, 72 & \text{Y}_1 \equiv Y_1, 32 \end{array}$$

4. Titre du problème, cf. Programme I

DIFFUSION MULTIPLE CIBLE CYLINDRIQUE ELASTIQUE-INELASTIQUE

```

DIMENSION PHI(14,3,61),PHIS(3,61),PHIT(14,3),PSY(14,3,61),PSYS(3,
161),PSYT(14,3),EFFI1(200),EFFI2(200)
LIRE ENTREE BANDE 5,200,
200 MODELE (72H1)          TITRE DU PROBLEME
1.....)
LIRE ENTREE BANDE 5,300,E0,AE,BE,CE,SIGMAT,Y0,ELMAX1,DEVEL1,ELMAX2
1,DEVEL2,RAPPEL,DEL,EDT,EPIDT,EDEPI,BASE1,BASE2,BASE3,Q2,Q3,SUPINE,
2DINE,RZERO,R1,DELFI,Y1,PERT,VRMAX,TEMAX
300 MODELE (6E12.8)
LIRE ENTREE BANDE 5,301,NPM,NFI1,NFI2
301 MODELE (I3,2I4)
LIRE ENTREE BANDE 5,302,(EFFI1(L),L=1,NFI1)
302 MODELE (9E8.4)
LIRE ENTREE BANDE 5,302,(EFFI2(K),K=1,NFI2)
TE=0.
EPSI=1.
FAIRE 10 IPM=1,NPM
FAIRE 10 IPIC=1,3
PSYS(IPIC,IPM)=0.
FAIRE 10 IC=1,14
10 PSY(IC,IPIC,IPM)=0.
FAIRE 12 J=1,3
FAIRE 12 I=1,14
12 PSYT(I,J)=0.
20 VR=0.
CP=0.
FAIRE 25 JPM=1,NPM
FAIRE 25 JPIC=1,3
PHIS(JPIC,JPM)=0.
FAIRE 25 JC=1,14
25 PHI(JC,JPIC,JPM)=0.
FAIRE 27 J=1,3
FAIRE 27 I=1,14
27 PHIT(I,J)=0.
40 KOL=0
CP=CP+1.
TETA0=HASARDF(0.,6.2831853)
R=RZERO*RACF(HASARDF(0.,1.))
X=R*COSF(TETA0)
Y=0.
Z=R*SINF(TETA0)
S=RACF(R**2+Y0**2)
ALPHA=X/S
BETA=Y0/S
GAMMA=Z/S
E=E0
50 CH=HASARDF(0.,1.)
SI(CH-1.E-6)110,55,55
55 PAR=-LOGF(CH)/SIGMAT
X=X+ALPHA*PAR
Y=Y+BETA*PAR
Z=Z+GAMMA*PAR
SI(ABSF(Y-Y1)-Y1)60,60,110
60 SI(X**2+Z**2-R1**2)65,65,110
65 KOL=KOL+1

```

DIFFUSION MULTIPLE CIBLE CYLINDRIQUE ELASTIQUE-INELASTIQUE

```

ALLER A (70,75,75,40),KOL
70 SI(HASARDF(0.,1.)-EDEPI)71,71,72
71 IC=1
  ALLER A 91
72 IC=2
  ALLER A 96
75 HAS=HASARDF(0.,1.)
  SI(HAS-EPIDT)80,80,40
80 SI(HAS-EDT)90,90,95
90 IC=IC+2*(KOL-1)
91 Q=0.
  SI(HASARDF(0.,1.)-RAPPEL)92,92,93
92 CS11=HASARDF(0.,DEVEL1)
  CS12=HASARDF(0.,ELMAX1)
  BM=ENTF(CS11/DEL)
  MFI=BM+1.
  SI(EFFI1(MFI)+((CS11-BM*DEL)/DEL)*(EFFI1(MFI+1)-EFFI1(MFI))-CS12)
  192,100,100
93 CS11=HASARDF(DEVEL1,DEVEL2)
  CS12=HASARDF(0.,ELMAX2)
  BM=ENTF(CS11/DEL)
  MFI=BM+1.
  SI(EFFI1(MFI)+((CS11-BM*DEL)/DEL)*(EFFI1(MFI+1)-EFFI1(MFI))-CS12)
  193,100,100
95 IC=IC+4*(KOL-1)
96 Q=Q2
97 CS11=HASARDF(0.,3.1415926)
  CS12=HASARDF(0.,SUPINE)
  BM=ENTF(CS11/DINE)
  MFI=BM+1.
  SI(EFFI2(MFI)+((CS11-BM*DINE)/DINE)*(EFFI2(MFI+1)-EFFI2(MFI))-CS12)
  1)97,100,100
100 FI=CS11
  VE=AE*COSF(FI)*RACF(E)
  WE=BE*E+CE*Q
  RE=VE**2+WE
  SI(RE)40,105,105
105 SI(WE)106,106,107
106 EPSI=-EPSI
  E=(VE+EPSI*RACF(RE))**2
  ALLER A 108
107 E=(VE+RACF(RE))**2
108 TETA=HASARDF(0.,6.2831853)
  DEN=RACF(ALPHA**2+BETA**2)
  SI(DEN-1.E-6)40,109,109
109 ALPHAN=(-BETA*SINF(FI)*COSF(TETA)-ALPHA*GAMMA*SINF(FI)*SINF(TETA))
  1/DEN+ALPHA*COSF(FI)
  BETAN=(ALPHA*SINF(FI)*COSF(TETA)-GAMMA*BETA*SINF(FI)*SINF(TETA))/
  1DEN+BETA*COSF(FI)
  GAMMAN=DEN*SINF(FI)*SINF(TETA)+GAMMA*COSF(FI)
  ALPHA=ALPHAN
  BETA=BETAN
  GAMMA=GAMMAN
  ALLER A 50
110 SI(KOL-1)40,115,130
115 FIY=ACOSF(BETA)

```

DIFFUSION MULTIPLE CIBLE CYLINDRIQUE ELASTIQUE-INELASTIQUE

```

ALLER A (143,144),IC
130 FIY=ACOSF(BETA)
VE=AE*COSF(FIY)*RACF(E0)
WE=BE*E0
ET=(VE+RACF(VE**2+WE))**2
SI(ABSF(E-ET)-BASE1)143,143,135
135 WE=WE+CE*Q2
ET=(VE+RACF(VE**2+WE))**2
SI(ABSF(E-ET)-BASE2)144,144,140
140 WE=BE*E0+CE*Q3
ET=(VE+RACF(VE**2+WE))**2
SI(ABSF(E-ET)-BASE3)145,145,40
143 IPIC=1
ALLER A 150
144 IPIC=2
ALLER A 150
145 IPIC=3
150 IPM=XENTF(FIY/DELFI)+1
PHI(IC,IPIC,IPM)=PHI(IC,IPIC,IPM)+1.
PHIS(IPIC,IPM)=PHIS(IPIC,IPM)+1.
PHIT(IC,IPIC)=PHIT(IC,IPIC)+1.
VR=VR+1.
SI(VR-PERT)153,152,153
152 PE=HASARDF(0.,1.)
153 SI(VR-VRMAX)40,160,160
160 FAIRE 170 JPM=1,NPM
FAIRE 170 JPIC=1,3
PSYS(JPIC,JPM)=PSYS(JPIC,JPM)+PHIS(JPIC,JPM)
FAIRE 170 JC=1,14
170 PSY(JC,JPIC,JPM)=PSY(JC,JPIC,JPM)+PHI(JC,JPIC,JPM)
FAIRE 172 J=1,3
FAIRE 172 I=1,14
172 PSYT(I,J)=PSYT(I,J)+PHIT(I,J)
TE=TE+1.
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
400 MODELE (1H1 4X 3HTE= F6.2,3X 3HCP= E12.8)
INSCR SORTIE BANDE 6,420,
420 MODELE (2H0 DIFFUSION ELASTIQUE/3HOPM,4X 1HE,12X 3HE*E,10X 3HE*I
1,10X 3HI*E,10X 5HE*E*E,8X 5HS(PM))
INSCR SORTIE BANDE 6,440,(J,PHI(1,1,J),PHI(3,1,J),PHI(5,1,J),PHI(4
1,1,J),PHI(7,1,J),PHIS(1,J),J=1,NPM)
440 MODELE (1X 12,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5)
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(1,1),PHIT(3,1),PHIT(5,1),PHIT(4,1),
1PHIT(7,1)
450 MODELE (3H T=,5(4X E9.5))
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
INSCR SORTIE BANDE 6,460,Q2
460 MODELE (30H0 DIFFUSION INELASTIQUE ( Q = F7.2,6H MEV )/3HOPM,4X
11HI,12X 3HE*I,10X 3HI*E,10X 3HE*E,10X 5HE*E*E,8X 5HS(PM))
INSCR SORTIE BANDE 6,440,(J,PHI(2,2,J),PHI(5,2,J),PHI(4,2,J),PHI(3
1,2,J),PHI(7,2,J),PHIS(2,J),J=1,NPM)
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(2,2),PHIT(5,2),PHIT(4,2),PHIT(3,2),
1PHIT(7,2)
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
INSCR SORTIE BANDE 6,480,Q3
480 MODELE (30H0 DIFFUSION MULTIPLE POUR Q = F7.2,4H MEV/3HOPM,4X 3HE

```

DIFFUSION MULTIPLE CIBLE CYLINDRIQUE ELASTIQUE-INELASTIQUE

```

1*I,10X 3HI*E,10X 3HI*1,10X 5HE*E*1,8X 5HE*I*1,8X 5HS(PM))
  INSCR SORTIE BANDE 6,440,(J,PHI(5,3,J),PHI(4,3,J),PHI(6,3,J),
1PHI(11,3,J),PHI(13,3,J),PHIS(3,J),J=1,NPM)
  INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(5,3),PHIT(4,3),PHIT(6,3),PHIT(11,3),
1PHIT(13,3)
  SI(TE-TEMAX)20,500,500
500 INSCR SORTIE BANDE 6,200,
  Y2=2.*Y1
  INSCR SORTIE BANDE 6,520,R1,Y2,Y0
520 MODELE (32H0 CIBLE CYLINDRIQUE DE RAYON = F7.2,21H CM ET D EPAI
1SSEUR = F7.2,3H CM/6X,23HDISTANCE SOURCE-CIBLE = F7.2,3H CM)
  INSCR SORTIE BANDE 6,420,
  INSCR SORTIE BANDE 6,440,(J,PSY(1,1,J),PSY(3,1,J),PSY(5,1,J),PSY(4
1,1,J),PSY(7,1,J),PSYS(1,J),J=1,NPM)
  INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(1,1),PSYT(3,1),PSYT(5,1),PSYT(4,1),
1PSYT(7,1)
  INSCR SORTIE BANDE 6,200,
  INSCR SORTIE BANDE 6,460,Q2
  INSCR SORTIE BANDE 6,440,(J,PSY(2,2,J),PSY(5,2,J),PSY(4,2,J),PSY(3
1,2,J),PSY(7,2,J),PSYS(2,J),J=1,NPM)
  INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(2,2),PSYT(5,2),PSYT(4,2),PSYT(3,2),
1PSYT(7,2)
  INSCR SORTIE BANDE 6,200,
  INSCR SORTIE BANDE 6,480,Q3
  INSCR SORTIE BANDE 6,440,(J,PSY(5,3,J),PSY(4,3,J),PSY(6,3,J),
1PSY(11,3,J),PSY(13,3,J),PSYS(3,J),J=1,NPM)
  INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(5,3),PSYT(4,3),PSYT(6,3),PSYT(11,3),
1PSYT(13,3)
  APPEL EXIT
  FIN

```


III- Symboles utilisés dans le programme III (étude de la diffusion élastique dans le cas du diffuseur parallélépipédique rectangulaire).

1. Variables indicées n'apparaissant pas dans un ordre d'entrée en FORTRAN

$$\begin{array}{ll} \text{PHI (I, J, K)} \equiv \phi_{ijk}, & 63 \qquad \text{PSY (I, J, K)} \equiv \psi_{ijk}, & 63 \\ \text{PHIT (I, J)} \equiv \phi_{ij}^t, & 63 \qquad \text{PSYT (I, J)} \equiv \psi_{ij}^t, & 63 \\ \text{PHIS (I, K)} \equiv \phi_{ik}, & 63 \qquad \text{PSYS (I, K)} \equiv \psi_{ik}, & 63 \end{array}$$

2. Variables indicées apparaissant dans un ordre d'entrée en FORTRAN
cf. programme I

3. Variables non indicées apparaissant dans un ordre d'entrée en FORTRAN
cf. programme I, à l'exclusion de RZERO, R₁, Y₁
y ajouter :

$$\begin{array}{lll} B_1 \equiv B_1, & 62 & X_1 \equiv X_1, & 59 & Z_0 \equiv Z_0, & 61 \\ X_0 \equiv X_0, & 61 & Y_1 \equiv Y_1, & 59 & Z_1 \equiv Z_1, & 59 \end{array}$$

4. Titre du problème. cf. Programme I

PROGRAMME III

III-1

DIFFUSION MULTIPLE élast. CIB. PAR.

```

DIMENSION PHI(2,4,100),PHIT(2,4),PHIS(2,100),PSY(3,4,100),PSYT(3,4
1),PSYS(3,100),EFFI(200)
ENERF(E,FI)=(AE*COSF(FI)*RACF(E)+RACF((AE*COSF(FI)*RACF(E))**2+BE*
1E)**2
LIRE ENTREE BANDE 5,200,
200 MODELE (72H1          TITRE DU PROBLEME
1.....)
LIRE ENTREE BANDE 5,300,E0,AE,BE,CE,DELTAE,DELTA,X0,Y0,Z0,X1,Y1,Z1
1,SUPDE1,DEVIA1,SUPDE2,DEVIA2,RAP,DEL,B1,DELFI,PERT,VRMAX,TEMAX
300 MODELE (6 E12.8)
LIRE ENTREE BANDE 5,301,NC,NFI
301 MODELE (13,I4)
LIRE ENTREE BANDE 5,302,(EFFI(I),I=1,NFI)
302 MODELE (9 E8.4)
TE=0.
FAIRE 10 K=1,NC
PSYS(1,K)=0.
PSYS(2,K)=0.
FAIRE 10 J=1,4
FAIRE 10 I=1,2
10 PSY(I,J,K)=0.
FAIRE 15 N=1,4
FAIRE 15 M=1,2
15 PSYT(M,N)=0.
22 VR=0.
CP=0.
FAIRE 25 K=1,NC
PHIS(1,K)=0.
PHIS(2,K)=0.
FAIRE 25 J=1,4
FAIRE 25 I=1,2
25 PHI(I,J,K)=0.
FAIRE 30 N=1,4
FAIRE 30 M=1,2
30 PHIT(M,N)=0.
40 IM=0
CP=CP+1.
X=HASARDF(-X0,X0)
Y=0.
Z=HASARDF(-Z0,Z0)
S=RACF(X**2+Y0**2+Z**2)
ALPHA=X/S
BETA=Y0/S
GAMMA=Z/S
E=E0
45 CH=HASARDF(0.,1.)
SI(CH-0.01)72,46,46
46 PAR=-LOGF(CH)/CE
X=X+ALPHA*PAR
Y=Y+BETA*PAR
Z=Z+GAMMA*PAR
SI(ABSF(Y-Y1)-Y1)48,72,72
48 SI(ABSF(X)-X1)49,72,72
49 SI(ABSF(Z)-Z1)50,72,72
50 SI(IM)40,52,51

```

DIFFUSION MULTIPLE CIB. PAR.

```

51 SI(HASARDF(0.,1.)-DELTA)52,52,40
52 IM=IM+1
   SI(IM-4)54,54,40
54 SI(HASARDF(0.,1.)-RAP)55,56,56
55 CS11=HASARDF(0.,DEVIA1)
   CS12=HASARDF(0.,SUPDE1)
   BM=ENTF(CS11/DEL)
   MFI=BM+1.
   SI(EFFI(MFI)+((CS11-BM*DEL)/DEL)*(EFFI(MFI+1)-EFFI(MFI))-CSI2)55,
157,57
56 CS11=HASARDF(DEVIA1,DEVIA2)
   CS12=HASARDF(0.,SUPDE2)
   BM=ENTF(CS11/DEL)
   MFI=BM+1.
   SI(EFFI(MFI)+((CS11-BM*DEL)/DEL)*(EFFI(MFI+1)-EFFI(MFI))-CSI2)56,
157,57
57 FI=CS11
   TETA=HASARDF(0.,6.2831853)
   DEN=RACF(ALPHA**2+BETA**2)
   SI(DEN-1.E-6)40,62,62
62 ALPHAN=(-BETA*SINF(FI)*COSF(TETA)-ALPHA*GAMMA*SINF(FI)*SINF(TETA))
1/DEN+ALPHA*COSF(FI)
63 BETAN=(ALPHA*SINF(FI)*COSF(TETA)-GAMMA*BETA*SINF(FI)*SINF(TETA))
1/DEN+BETA*COSF(FI)
64 GAMMAN=DEN*SINF(FI)*SINF(TETA)+GAMMA*COSF(FI)
65 ALPHA=ALPHAN
   BETA=BETAN
   GAMMA=GAMMAN
   E=ENERF(E,FI)
   ALLER A 45
72 SI(IM)40,40,75
75 ZM=ASINF(GAMMA)
   SI(ABSF(ZM)-2.*B1)80,40,40
80 SI(ABSF(ZM)-B1)81,82,82
81 IB=1
   ALLER A 85
82 IB=2
   ALLER A 85
85 FIY=ACOSF(BETA)
   ET=ENERF(E0,FIY)
   SI(ABSF(ET-E)-DELTA E)87,87,40
87 SI(VR-PERT)90,88,90
88 PE=HASARDF(0.,1.)
90 JM=XENTF(FIY/DELFI)+1
   PHI(IB,IM,JM)=PHI(IB,IM,JM)+1.
   PHIT(IB,IM)=PHIT(IB,IM)+1.
   PHIS(IB,JM)=PHIS(IB,JM)+1.
   VR=VR+1.
   SI(VR-VRMAX)40,100,100
100 FAIRE 110 K=1,NC
   FAIRE 110 J=1,4
   FAIRE 110 I=1,2
110 PSY(I,J,K)=PSY(I,J,K)+PHI(I,J,K)
   FAIRE 115 N=1,4
   FAIRE 115 M=1,2
115 PSYT(M,N)=PSYT(M,N)+PHIT(M,N)

```

```
FAIRE 120 NS=1,NC
FAIRE 120 NB=1,2
120 PSYS(NB,NS)=PSYS(NB,NS)+PHIS(NB,NS)
TE=TE+1.
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
400 MODELE (1H1,4X 3HTE= F6.2,5X 3HCP= E12.8)
INSCR SORTIE BANDE 6,440,(J,(PHI(1,I,J),I=1,4),PHIS(1,J),J=1,NC)
440 MODELE (2H0J,5X 10HPHI(1,1,J),6X 10HPHI(1,2,J),6X 10HPHI(1,3,J),
16X 10HPHI(1,4,J),6X 9HPHIS(1,J)/(1X I2,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,
24X E12.8,4X E12.8))
INSCR SORTIE BANDE 6,460,(PHIT(1,N),N=1,4)
460 MODELE (6H PHIT=,1X E12.8,3(4X E12.8))
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
INSCR SORTIE BANDE 6,540,(J,(PHI(2,I,J),I=1,4),PHIS(2,J),J=1,NC)
540 MODELE (2H0J,5X 10HPHI(2,1,J),6X 10HPHI(2,2,J),6X 10HPHI(2,3,J),
16X 10HPHI(2,4,J),6X 9HPHIS(2,J)/(1X I2,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,
24X E12.8,4X E12.8))
INSCR SORTIE BANDE 6,460,(PHIT(2,N),N=1,4)
SI(TE-TEMAX)22,600,600
600 FAIRE 610 K=1,NC
PSYS(3,K)=PSYS(1,K)+PSYS(2,K)
FAIRE 610 J=1,4
610 PSY(3,J,K)=PSY(1,J,K)+PSY(2,J,K)
FAIRE 615 J=1,4
615 PSYT(3,J)=PSYT(1,J)+PSYT(2,J)
INSCR SORTIE BANDE 6,200,
INSCR SORTIE BANDE 6,620,X1,Y1,Z1,X0,Y0,Z0,E0
620 MODELE (12H0 CIBLE X1= F6.3,3X 3HY1= F6.3,3X 3HZ1= F6.3,4X 3HX0=
1F6.2,3X 3HY0= F6.2,3X 3HZ0= F6.2,3X 6H( CM )/13H0 ENERGIE = F6.2
2,4H MEV)
INSCR SORTIE BANDE 6,640,(J,(PSY(1,I,J),I=1,4),PSYS(1,J),J=1,NC)
640 MODELE (2H0J,5X 10HPSY(1,1,J),6X 10HPSY(1,2,J),6X 10HPSY(1,3,J),
16X 10HPSY(1,4,J),6X 9HPSYS(1,J)/(1X I2,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,
24X E12.8,4X E12.8))
INSCR SORTIE BANDE 6,660,(PSYT(1,N),N=1,4)
660 MODELE (6H PSYT=,1X E12.8,3(4X E12.8))
INSCR SORTIE BANDE 6,200,
INSCR SORTIE BANDE 6,740,(J,(PSY(2,I,J),I=1,4),PSYS(1,J),J=1,NC)
740 MODELE (2H0J,5X 10HPSY(2,1,J),6X 10HPSY(2,2,J),6X 10HPSY(2,3,J),
16X 10HPSY(2,4,J),6X 9HPSYS(2,J)/(1X I2,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,
24X E12.8,4X E12.8))
INSCR SORTIE BANDE 6,660,(PSYT(2,N),N=1,4)
INSCR SORTIE BANDE 6,200,
INSCR SORTIE BANDE 6,840,(J,(PSY(3,I,J),I=1,4),PSYS(3,J),J=1,NC)
840 MODELE (2H0J,5X 10HPSY(3,1,J),6X 10HPSY(3,2,J),6X 10HPSY(3,3,J),
16X 10HPSY(3,4,J),6X 9HPSYS(3,J)/(1X I2,4X E12.8,4X E12.8,4X E12.8,
24X E12.8,4X E12.8))
INSCR SORTIE BANDE 6,660,(PSYT(3,N),N=1,4)
800 APPEL EXIT
FIN
```

IV- Symboles utilisés dans le programme IV (étude de la diffusion élastique et inélastique dans le cas du diffuseur parallélépipédique rectangulaire

1. Variables indicées n'apparaissant pas dans un ordre d'entrée en FORTRAN

$$\begin{array}{ll} \text{PHI (I, J, K)} \equiv \phi_{ijk}, 66 & \text{PSY (I, J, K)} \equiv \psi_{ijk}, 66 \\ \text{PHIS (J, K)} \equiv \phi_{jk}^s, 66 & \text{PSYS (J, K)} \equiv \psi_{jk}^s, 66 \\ \text{PHIT (I, J)} \equiv \phi_{ij}^t, 66 & \text{PSYT (I, J)} \equiv \psi_{ij}^t, 66 \end{array}$$

2. Variables indicées apparaissant dans un ordre d'entrée en FORTRAN
cf. Programme II

3. Variables non indicées apparaissant dans un ordre d'entrée en FORTRAN

cf. Programme II, à l'exclusion de RZERO, R₁, Y₁
y ajouter :

$$\begin{array}{lll} B_1 \equiv B_1, 62 & X_1 = X_1, 59 & Z_0 = Z_0, 61 \\ X_0 = X_0, 61 & Y_1 = Y_1, 59 & Z_1 = Z_1, 59 \end{array}$$

4. Titre du problème. cf. Programme I

PROGRAMME IV

IV-1

```

DIFFUSION MULTIPLE ELASTIQUE-INELASTIQUE (CIBLE PAR.)

DIMENSION PHI(14,6,61),PHIS(6,61),PHIT(14,6),PSY(14,6,61),PSYS(6,
161),PSYT(14,6),EFFI1(200),EFFI2(200)
LIRE ENTREE BANDE 5,200,
200 MODELE (72H1          TITRE DU PROBLEME
1.....)
LIRE ENTREE BANDE 5,300,EO,AE,BE,CE,SIGMAT,DELFI,X0,X1,Y0,Y1,Z0,Z1
1,ELMAX1,DEVEL1,ELMAX2,DEVEL2,RAPPEL,DEL,EDT,EPIDT,EDEPI,BASE1,
2BASE2,BASE3,C2,C3,SUPINE,DINE,B1,PERT,VRMAX,TEMAX
300 MODELE (6E12.8)
LIRE ENTREE BANDE 5,301,NPM,NFI1,NFI2
301 MODELE (13,2I4)
LIRE ENTREE BANDE 5,302,(EFFI1(L),L=1,NFI1)
302 MODELE (9E8.4)
LIRE ENTREE BANDE 5,302,(EFFI2(K),K=1,NFI2)
TE=0.
EPSI=1.
FAIRE 10 IPM=1,NPM
FAIRE 10 IPIC=1,6
PSYS(IPIC,IPM)=0.
FAIRE 10 IC=1,14
10 PSY(IC,IPIC,IPM)=C.
FAIRE 12 J=1,6
FAIRE 12 I=1,14
12 PSYT(I,J)=0.
20 VR=0.
CP=0.
FAIRE 25 JPM=1,NPM
FAIRE 25 JPIC=1,6
PHIS(JPIC,JPM)=0.
FAIRE 25 JC=1,14
25 PHI(JC,JPIC,JPM)=0.
FAIRE 27 J=1,6
FAIRE 27 I=1,14
27 PHIT(I,J)=0.
40 KOL=0
CP=CP+1.
X=+ASARDF(-X0,X0)
Y=0.
Z=+ASARDF(-Z0,Z0)
S=RACF(X**2+Y0**2+Z**2)
ALPHA=X/S
BETA=Y0/S
GAMMA=Z/S
E=EC
50 CH=+ASARDF(0.,1.)
SI(CH-1.E-6)110,55,55
55 PAR=-LCGF(CH)/SIGMAT
X=X+ALPHA*PAR
Y=Y+BETA*PAR
Z=Z+GAMMA*PAR
SI(ABSF(Y-Y1)-Y1)60,60,110
60 SI(ABSF(X)-X1)61,61,110
61 SI(ABSF(Z)-Z1)65,65,110
65 KOL=KOL+1
ALLER A (70,75,75,40),KOL

```

```

70 SI(HASARDF(0.,1.)-EDEP1)71,71,72
71 IC=1
  ALLER A 91
72 IC=2
  ALLER A 96
75 HAS=HASARDF(0.,1.)
  SI(HAS-EPIDT)80,80,40
80 SI(HAS-EDT)90,90,95
90 IC=IC+2*(KOL-1)
91 Q=0.
  SI(HASARDF(0.,1.)-RAPPEL)92,92,93
92 CS11=HASARDF(.,DEVEL1)
  CS12=HASARDF(.,ELMAX1)
  BM=ENTF(CS11/DEL)
  MFI=BM+1.
  SI(EFFI1(MFI)+((CS11-BM*DEL)/DEL)*(EFFI1(MFI+1)-EFFI1(MFI))-CS12)
  192,100,100
93 CS11=HASARDF(DEVEL1,DEVEL2)
  CS12=HASARDF(.,ELMAX2)
  BM=ENTF(CS11/DEL)
  MFI=BM+1.
  SI(EFFI1(MFI)+((CS11-BM*DEL)/DEL)*(EFFI1(MFI+1)-EFFI1(MFI))-CS12)
  193,100,100
95 IC=IC+4*(KOL-1)
96 Q=Q2
97 CS11=HASARDF(.,3.1415926)
  CS12=HASARDF(.,SUPINE)
  BM=ENTF(CS11/DINE)
  MFI=BM+1.
  SI(EFFI2(MFI)+((CS11-BM*DINE)/DINE)*(EFFI2(MFI+1)-EFFI2(MFI))-CS12)
  197,100,100
100 FI=CS11
  VE=AE*COSF(FI)*RACF(E)
  WE=BE*E+CE*Q
  RE=VE**2+WE
  SI(RE)40,105,105
105 SI(WE)106,106,107
106 EPSI=-EPSI
  E=(VE+EPSI*RACF(RE))**2
  ALLER A 108
107 E=(VE+RACF(RE))**2
108 TETA=HASARDF(.,6.2831853)
  DEN=RACF(ALPHA**2+BETA**2)
  SI(DEN-1.E-6)40,109,109
109 ALPHAN=(-BETA*SINF(FI)*COSF(TETA)-ALPHA*GAMMA*SINF(FI)*SINF(TETA))
  1/DEN+ALPHA*COSF(FI)
  BETAN=(ALPHA*SINF(FI)*COSF(TETA)-GAMMA*BETA*SINF(FI)*SINF(TETA))/
  1DEN+BETA*COSF(FI)
  GAMMAN=DEN*SINF(FI)*SINF(TETA)+GAMMA*COSF(FI)
  ALPHA=ALPHAN
  BETA=BETAN
  GAMMA=GAMMAN
  ALLER A 50
110 SI(KOL-1)40,115,115
115 ZB=ASINF(GAMMA)
  SI(ABSF(ZB)-2.*B1)117,117,40

```

```

117 SI(ABSF(ZB)-B1)118,118,119
118 IB=0
    ALLER A 120
119 IB=1
120 FIY=ACOSF(BETA)
    ALLER A (125,130,130),KOL
125 ALLER A (143,144),IC
130 VE=AE*COSF(FIY)*RACF(E0)
    WE=BE*E0
    ET=(VE+RACF(VE**2+WE))**2
    SI(ABSF(E-ET)-BASE1)143,143,135
135 WE=WE+CE*Q2
    ET=(VE+RACF(VE**2+WE))**2
    SI(ABSF(E-ET)-BASE2)144,144,140
140 WE=BE*E0+CE*Q3
    ET=(VE+RACF(VE**2+WE))**2
    SI(ABSF(E-ET)-BASE3)145,145,40
143 IPIC=IB+1
    ALLER A 150
144 IPIC=IB+3
    ALLER A 150
145 IPIC=IB+5
150 IPM=XENTF(FIY/DELFI)+1
    PHI(IC,IPIC,IPM)=PHI(IC,IPIC,IPM)+1.
    PHIS(IPIC,IPM)=PHIS(IPIC,IPM)+1.
    PHIT(IC,IPIC)=PHIT(IC,IPIC)+1.
    VR=VR+1.
    SI(VR-PERT)153,152,153
152 PE=HASARDF(0.,1.)
153 SI(VR-VRMAX)40,160,160
160 FAIRE 165 JPM=1,NPM
    FAIRE 165 JPIC=1,5,2
    PHIS(JPIC+1,JPM)=PHIS(JPIC+1,JPM)+PHIS(JPIC,JPM)
    FAIRE 165 JC=1,14
165 PHI(JC,JPIC+1,JPM)=PHI(JC,JPIC+1,JPM)+PHI(JC,JPIC,JPM)
    FAIRE 170 JPIC=1,5,2
    FAIRE 170 JC=1,14
170 PHIT(JC,JPIC+1)=PHIT(JC,JPIC+1)+PHIT(JC,JPIC)
    TE=TE+1.
    INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
400 MODELE (1H1 4X 3HTE= F6.2,3X 3HCP= E12.8)
    INSCR SORTIE BANDE 6,420,(J,PHI(1,1,J),PHI(3,1,J),PHI(5,1,J),PHI(4
1,1,J),PHI(7,1,J),PHIS(1,J),J=1,NPM)
420 MODELE (22H0 DIFFUSION ELASTIQUE/3HOPM,4X 1HE,12X 3HE*E,10X 3HE*I
1,10X 3HI*E,10X 5HE*E*E,8X 5HS(PM)/(1X 12,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5,
24X E9.5,4X E9.5,4X E9.5))
    INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(1,1),PHIT(3,1),PHIT(5,1),PHIT(4,1),
1PHIT(7,1)
450 MODELE (3H T=,5(4X E9.5))
    INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
    INSCR SORTIE BANDE 6,420,(J,PHI(1,2,J),PHI(3,2,J),PHI(5,2,J),PHI(4
1,2,J),PHI(7,2,J),PHIS(2,J),J=1,NPM)
    INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(1,2),PHIT(3,2),PHIT(5,2),PHIT(4,2),
1PHIT(7,2)
    INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
    INSCR SORTIE BANDE 6,460,Q2,(J,PHI(2,3,J),PHI(5,3,J),PHI(4,3,J),

```

DIFFUSION MULTIPLE ELASTIQUE-INELASTIQUE (CIBLE PAR.)

```

1PHI(3,3,J),PHI(7,3,J),PHIS(3,J),J=1,NPM)
460 MODELE (30H0 DIFFUSION INELASTIQUE ( Q = F7.2,6H MEV )/3HOPM,4X
11HI,12X 3HE*I,10X 3HI*E,10X 3HE*E,10X 5HE*E*E,8X 5HS(PM)/(1X I2,4X
2E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5))
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(2,3),PHIT(5,3),PHIT(4,3),PHIT(3,3),
1PHIT(7,3)
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
INSCR SORTIE BANDE 6,460,Q2,(J,PHI(2,4,J),PHI(5,4,J),PHI(4,4,J),
1PHI(3,4,J),PHI(7,4,J),PHIS(4,J),J=1,NPM)
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(2,4),PHIT(5,4),PHIT(4,4),PHIT(3,4),
1PHIT(7,4)
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
INSCR SORTIE BANDE 6,480,Q3,(J,PHI(5,5,J),PHI(4,5,J),PHI(6,5,J),
1PHI(11,5,J),PHI(13,5,J),PHIS(5,J),J=1,NPM)
480 MODELE (30H0 DIFFUSION MULTIPLE POUR Q = F7.2,4H MEV/3HOPM,4X 3HE
1*I,10X 3HI*E,10X 3HI*I,10X 5HE*E*I,8X 5HE*I*I,8X 5HS(PM)/(1X I2,4X
2E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5,4X E9.5))
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(5,5),PHIT(4,5),PHIT(6,5),PHIT(11,5),
1PHIT(13,5)
INSCR SORTIE BANDE 6,400,TE,CP
INSCR SORTIE BANDE 6,480,Q3,(J,PHI(5,6,J),PHI(4,6,J),PHI(6,6,J),
1PHI(11,6,J),PHI(13,6,J),PHIS(6,J),J=1,NPM)
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PHIT(5,6),PHIT(4,6),PHIT(6,6),PHIT(11,6),
1PHIT(13,6)
FAIRE 180 JPM=1,NPM
FAIRE 180 JPIC=1,6
PSYS(JPIC,JPM)=PSYS(JPIC,JPM)+PHIS(JPIC,JPM)
FAIRE 180 JC=1,14
180 PSY(JC,JPIC,JPM)=PSY(JC,JPIC,JPM)+PHI(JC,JPIC,JPM)
FAIRE 182 J=1,6
FAIRE 182 I=1,14
182 PSY(I,J)=PSY(I,J)+PHIT(I,J)
SI(TE-TEMAX)20,500,500
500 INSCR SORTIE BANDE 6,200,
INSCR SORTIE BANDE 6,520,X1,Y1,Z1,X0,Y0,Z0,E0
520 MODELE (12H0 CIBLE X1= F6.3,3X 3HY1= F6.3,3X 3HZ1= F6.3,4X 3HX0=
1F6.2,3X 3HY0= F6.2,3X 3HZ0= F6.2,3X 6H( CM )/13H0 ENERGIE = F6.2
2,4H MEV)
INSCR SORTIE BANDE 6,420,(J,PSY(1,1,J),PSY(3,1,J),PSY(5,1,J),PSY(4
1,1,J),PSY(7,1,J),PSYS(1,J),J=1,NPM)
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(1,1),PSYT(3,1),PSYT(5,1),PSYT(4,1),
1PSYT(7,1)
INSCR SORTIE BANDE 6,200,
INSCR SORTIE BANDE 6,420,(J,PSY(1,2,J),PSY(3,2,J),PSY(5,2,J),PSY(4
1,2,J),PSY(7,2,J),PSYS(2,J),J=1,NPM)
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(1,2),PSYT(3,2),PSYT(5,2),PSYT(4,2),
1PSYT(7,2)
INSCR SORTIE BANDE 6,200,
INSCR SORTIE BANDE 6,460,Q2,(J,PSY(2,3,J),PSY(5,3,J),PSY(4,3,J),
1PSY(3,3,J),PSY(7,3,J),PSYS(3,J),J=1,NPM)
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(2,3),PSYT(5,3),PSYT(4,3),PSYT(3,3),
1PSYT(7,3)
INSCR SORTIE BANDE 6,200,
INSCR SORTIE BANDE 6,460,Q2,(J,PSY(2,4,J),PSY(5,4,J),PSY(4,4,J),
1PSY(3,4,J),PSY(7,4,J),PSYS(4,J),J=1,NPM)
INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(2,4),PSYT(5,4),PSYT(4,4),PSYT(3,4),

```



```

1PSYT(7,4)
  INSCR SORTIE BANDE 6,200,
  INSCR SORTIE BANDE 6,480,Q3,(J,PSY(5,5,J),PSY(4,5,J),PSY(6,5,J),
1PSY(11,5,J),PSY(13,5,J),PSYS(5,J),J=1,NPM)
  INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(5,5),PSYT(4,5),PSYT(6,5),PSYT(11,5),
1PSYT(13,5)
  INSCR SORTIE BANDE 6,200,
  INSCR SORTIE BANDE 6,480,Q3,(J,PSY(5,6,J),PSY(4,6,J),PSY(6,6,J),
1PSY(11,6,J),PSY(13,6,J),PSYS(6,J),J=1,NPM)
  INSCR SORTIE BANDE 6,450,PSYT(5,6),PSYT(4,6),PSYT(6,6),PSYT(11,6),
1PSYT(13,6)
  APPEL EXIT
  FIN

```