

INTERACTIONS A DEUX CORPS DANS LA REACTION  $^9\text{Be}(n, \alpha nn)$   
A 14 MeV - II. MESURE DES SECTIONS EFFICACES

Sommaire. - On mesure avec un spectromètre à double-temps-de-vol, les impulsions  $k_1$  et  $k_2$  des neutrons de la réaction  $^9\text{Be}(n, \alpha nn)$  à  $E_n = 14$  MeV. Après avoir analysé l'ensemble des facteurs de corrections à apporter aux mesures, pour déterminer les sections efficaces différentielles, on estime l'importance des différentes interactions ( $nn$ ,  $^9\text{Be}(0^+)$  :  $1,8 \pm 0,4$  mb/sr<sup>2</sup>,  $nn$ ,  $^9\text{Be}(2^+)$  :  $2 \pm 0,4$  mb/sr<sup>2</sup>,  $n^9\text{Be}$ ,  $n^8\text{Be}$ ,  $\alpha$ - $\alpha$ ) observées.

Les valeurs obtenues sont ensuite comparées aux résultats antérieurs.

1966

53 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

TWO-BODY INTERACTION IN THE REACTION  $^9\text{Be}(n, \alpha nn)$  AT 14 MeV  
II. CROSS-SECTION MEASUREMENTS

Summary. - We measure with a double time of flight spectrometer the momenta  $k_1$  and  $k_2$  of neutrons from the  $^9\text{Be}(n, \alpha nn)$  reaction at  $E_n = 14$  MeV. After the analysis of corrections factors for the measurement of differential cross-sections, we appraise the importance of different interactions ( $nn$ ,  $^9\text{Be}(0^+)$  :  $1,8 \pm 0,4$  mb/sr<sup>2</sup>,  $nn$ ,  $^9\text{Be}(2^+)$  :  $2 \pm 0,4$  mb/sr<sup>2</sup>,  $n^9\text{Be}$ ,  $n^8\text{Be}$ ,  $\alpha$ - $\alpha$ ) observed.

Our results are compared with those in the literature.

1966

53 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France



**INTERACTIONS A DEUX CORPS  
DANS LA REACTION  ${}^9\text{Be} (n, \alpha\alpha nn)$  A 14 MeV**

**II - MESURE DES SECTIONS EFFICACES**

par

Alain GIORNI

**Rapport CEA - R 2986**



***Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIIIème.***

***The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIIIème.***

Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble  
Laboratoire de Physique Nucléaire

INTERACTIONS A DEUX CORPS DANS LA REACTION  
 ${}^9\text{Be}(n,\alpha\text{ann})$  à 14 MeV

II. MESURE DES SECTIONS EFFICACES

par

Alain GIORNI

(Thèse présentée pour l'obtention du grade de Docteur  
en Physique Nucléaire 3ème cycle)



## SOMMAIRE

	Pages
AVANT-PROPOS	9
INTRODUCTION	10
CHAPITRE 1 - INTEGRATION DES NEUTRONS DE 14 MeV	11
1.1 - Les voies de sortie	11
1.2 - La section efficace totale	12
1.3 - Section efficace d'absorption	13
1.4 - La réaction (n,t) ${}^7\text{Li}$	14
1.5 - La réaction (n, $\alpha$ ) ${}^6\text{He}$	14
1.6 - Les réactions (n,n) et (n,n')	14
1.7 - La réaction (n,2n)	15
CHAPITRE 2 - MESURE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX BRUTS	21
2.1 - Principes de l'expérience ${}^9\text{Be}(n,2n)$ à 14 MeV	21
2.2 - Les résultats expérimentaux non corrigés	21
2.3 - Les événements parasites	24
2.4 - Les événements fortuits et l'effet du sol	27
2.5 - Analyse du bruit-de-fond en énergie	27
CHAPITRE 3 - SECTIONS EFFICACES CORRIGÉES	33
3.1 - Calcul du nombre d'événements observables	33
3.2 - Expression du facteur de transmission	34
3.3 - Estimation de la diffusion multiple	37
3.4 - Correction d'efficacité	38
3.5 - Conclusion	38
CHAPITRE 4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX CORRIGES	41
4.1 - Les réactions (n,2n) sans formation de ${}^8\text{Be}$	41
4.2 - Interaction $\alpha$ - $\alpha$ dans l'état final : formation de ${}^8\text{Be}$	41
4.3 - Analyse de la réaction ${}^9\text{Be}(n,2n)$ avec interaction $\alpha$ - $\alpha$ dans l'état ${}^8\text{Be}(0^+)$	42
4.4 - Analyse de la réaction ${}^9\text{Be}(n,2n)$ avec interaction $\alpha$ - $\alpha$ dans l'état ${}^8\text{Be}(2^+)$	44
4.5 - Désintégration des niveaux du ${}^9\text{Be}$ : rapport d'embranchement	46
CONCLUSIONS	49
BIBLIOGRAPHIE	51



## TABLE DES FIGURES

- Fig. 1-1 Courbes d'excitation
- Fig. 1-2 Diagramme des niveaux (E en MeV,  $\Gamma$  en keV)
- Fig. 2-1 Schéma de l'appareillage électronique
- Fig. 2-2 Courbe de résolution  $\alpha$ -n à 14,5 MeV
- Fig. 2-3 Exemple de photographies d'impulsions
- Fig. 2-4a Répartition des événements dans le plan ( $E_1, E_2$ ) lot partiel de  $10^{11}\alpha$ . P et Q événements parasites
- Fig. 2-4b Répartition des événements dans le plan ( $t_1, t_2$ ) lot partiel de  $10^{11}\alpha$ . P et Q événements parasites
- Fig. 2-5 Extension des événements parasites P
- Fig. 2-6 Distribution des événements (n,2n) et des événements parasites
- 1) limites cinématiques des événements (n,2n) à  $30^\circ$  :  $OA_1A_2$
  - 2) les angles le long de la première bissectrice correspondent au point d'intersection de la ligne cinématique  ${}^8\text{Be}(0^+)$  pour les différentes géométries symétriques
  - 3) distribution des événements parasites dans la réaction  ${}^9\text{Be}(n,2n)$  à géométrie symétrique
- Fig. 2-7a Répartition de l'ensemble ( $3,35 \cdot 10^{11}n$ ) des événements le long de la ligne  ${}^8\text{Be}(0^+)$ , bruit-de-fond non déduit
- Fig. 2-7b Répartition de l'ensemble ( $3,35 \cdot 10^{11}n$ ) des événements le long de la ligne  ${}^8\text{Be}(2^+)$ , bruit-de-fond non déduit
- Fig. 3-1 Facteur de transmission
- Fig. 3-2 Facteur de correction
- a) facteur total de correction d'efficacité
  - b) efficacité d'un détecteur-neutron
- Fig. 4-1 Spectre des événements  ${}^9\text{Be}(n,2n)$  pour la même énergie ( $E_1 = E_2$ ) des deux neutrons mettant en évidence le passage par  ${}^8\text{Be}(0^+)$  et  ${}^8\text{Be}(2^+)$
- a) avec bruit-de-fond
  - b) corrigé de bruit-de-fond
- Fig. 4-2 Distribution des événements (n,2n) avec formation intermédiaire du  ${}^8\text{Be}(0^+)$ , mettant en évidence l'excitation de niveaux du  ${}^9\text{Be}$
- a) corrigé de bruit-de-fond
  - b) corrigé de bruit-de-fond et d'efficacité
- Fig. 4-3 Distribution des événements (n,2n) avec formation intermédiaire du  ${}^8\text{Be}^*(2)$  mettant en évidence l'excitation de niveaux du  ${}^9\text{Be}$
- a) corrigé de bruit-de-fond
  - b) corrigé de bruit-de-fond et d'efficacité



## AVANT - PROPOS

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble; que Monsieur le Professeur L. NEEL trouve ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur A. MOUSSA d'avoir bien voulu s'intéresser à mon travail.

Je tiens à exprimer ma plus profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur R. BOUCHEZ, mon Directeur de recherches, qui m'a sans relâche, guidé et conseillé au cours de ce travail.

Je remercie Monsieur le Professeur R. BARJON, pour l'attention qu'il a apporté à ma thèse.

Je tiens à remercier Messieurs P. PERRIN, J.C. GONDRAND, C. PERRIN et R. DARVES-BLANC, pour leur précieuse collaboration au dépouillement et à l'interprétation des résultats de l'expérience.

Je remercie tout le Personnel du Laboratoire de Physique Nucléaire, en particulier Messieurs M. MAUREL, A. MOUGIN, R. TREGI, pour leur aide précieuse ; ainsi que tous ceux qui, à de multiples reprises, ont accepté de travailler la nuit.



# INTERACTIONS A DEUX CORPS DANS LA REACTION ${}^9\text{Be}(n,\alpha nn)$ à 14 MeV

## II. MESURE DES SECTIONS EFFICACES

### INTRODUCTION

La présente étude, représente la contribution de l'auteur dans l'expérience  ${}^9\text{Be}(n,2n)$  à 14 MeV par double temps-de-vol, qui a permis pour la première fois de mettre en évidence à une telle énergie, le mécanisme par interactions à deux corps et, qui permet en outre l'étude de la structure des niveaux du  ${}^9\text{Be}$ .

L'expérience a été réalisée au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, par un groupe du Laboratoire de Physique Nucléaire (CENG et Université). Préparée dès octobre 1963, elle a commencé en avril 1964, puis interrompue d'août 1964 à janvier 1965 par un changement de local, consécutif à l'installation au Laboratoire d'un Van de Graaff 2 MeV. Les résultats présentés ici, concernent l'analyse d'un ensemble de 3 lots indépendants d'évènements (n,2n), soit 1700 évènements accumulés jusqu'en avril 1965 représentant environ  $10^3$  heures d'enregistrement effectif.

La spectrométrie à double temps-de-vol, permettant simultanément la mesure de l'énergie de chaque neutron, a fait l'objet de la thèse de Docteur-Ingénieur de Gondrand (1964).

Les premiers résultats de l'expérience ont été donnés dans une Communication à la Conférence de septembre 1964 de Brighton puis à la Conférence d'Anvers sur la "Structure des noyaux par les neutrons" (juillet 1965) et dans deux Notes aux C. R. de l'Académie des Sciences (1964 et 1965).

Dans la présente étude, on étudie l'aspect quantitatif des mesures : l'estimation des évènements parasites et fortuits, le calcul de l'efficacité des détecteur-neutrons, les différents facteurs de correction. Les sections efficaces obtenues sont ensuite discutées en ce qui concerne :

- le mécanisme par interaction à deux corps ( $\alpha nn$ )
- l'émission de neutron, des états excités du  ${}^9\text{Be}$  vers  ${}^8\text{Be}(0+)$  ou  ${}^8\text{Be}(2+)$ .
- la possible émission de particules  $\alpha$  vers  ${}^5\text{He}$  (fondamental  $P_{3/2}$  ou excité  $P_{1/2}$ ).
- la comparaison avec les expériences antérieures antérieures en ce qui concerne la distribution angulaire des neutrons (WINTER 1959), et des particules  $\alpha$  (MYACHKOVA 1961).



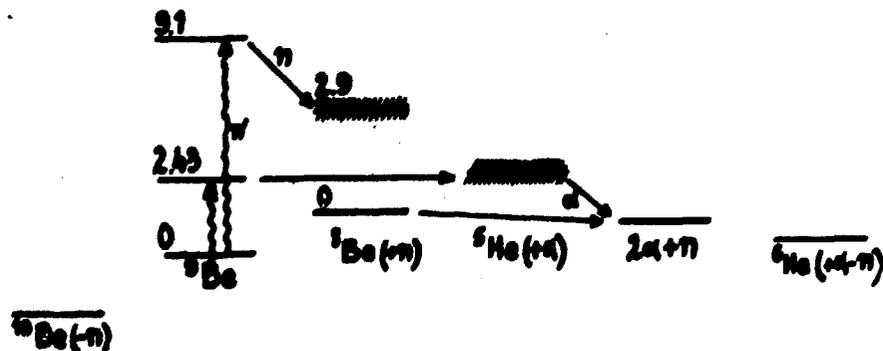
CHAPITRE 1

INTERACTION DES NEUTRONS DE 14 MeV AVEC LE  $^9\text{Be}$

1.1 - Les voies de sortie

Les voies de sortie, énergétiquement possible, de l'interaction neutron- $^9\text{Be}$  sont d'après les tables de LAURITSEN (1959)

Voie d'entrée	Voie de sortie	Q (MeV)
$n + ^9\text{Be}$	$n + ^9\text{Be}$	0
$E_n = 14.55 \text{ MeV}$ (Labo)	$n + ^9\text{Be}^*$	- 13.1 < Q < 0
= 13.1 MeV (CM)	$2n + ^8\text{Be}^{(*)}$	- 13.1 < Q < - 1.67
soit	$2n + 2 \alpha$	- 1.57
$\lambda_n \simeq 1.28 \text{ f}$	$\gamma + ^{10}\text{Be}^{(*)}$	+ 6.81
et à l'intérieur du puits de potentiel ( $V_\alpha - 40 \text{ MeV}$ )	$t + ^7\text{Li}^{(*)}$	- 13.1 < Q < - 10.44
$\kappa \simeq 0.705 \text{ f}$	$\alpha + ^6\text{He}^{(*)}$	- 13.1 < Q < - 0.63
	$\alpha + n + ^5\text{He}^{(*)}$	- 13.1 < Q < - 2.53
(*) Etat fondamental ou excité		



La probabilité de chacune de ces réactions étant caractérisée par sa section efficace :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_a$$

$\sigma_{tot}$  et  $\sigma_{el}$  respectivement section efficace totale et de diffusion élastique.

$$\sigma_a \text{ section efficace d'absorption} = \sigma_{nn'} + \sigma_{n2n} + \sigma_{n\alpha} + \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nt}$$

### 1.2 - La section efficace totale

Mesurée dans une large gamme d'énergie, on peut la déterminer, soit directement, soit en mesurant toutes ses composantes. La méthode de détermination directe, d'après la mesure de la transmission d'un échantillon, permet de calculer la section efficace totale à partir de  $I = I_0 \exp(-\sigma_{tot} nx)$ , en alternant les comptages avec et sans cible. La valeur ainsi obtenue, doit tenir compte de différents facteurs de correction :

- diffusion : pour les corps ayant une distribution angulaire vers l'avant, on détecte aussi des neutrons diffusés élastiquement,
- intensité : si l'on n'a pas de mesure continue de l'intensité ( $\alpha$  associés...), le flux doit avoir une valeur rigoureusement constante,
- énergie : il faut une très bonne résolution en énergie du faisceau, surtout dans le cas des résonances aigues,
- impuretés chimiques et isotopiques de l'échantillon.

La section efficace totale pour le  $^9\text{Be}$  (fig.1-1) est constamment égale à  $(6.04 \pm 0.03)\text{b}$  de 0.1 eV à 100 keV, aux faibles énergies il y a trois résonances ( $^{10}\text{Be}$ ) : 0.62 MeV (7b) - 0.81 MeV (5b) et 2.73 MeV (4b) cette dernière étant large. L'étude faite par WILLARD (1955) indique aux faibles énergies le passage par un noyau composé de  $^{10}\text{Be}$ ; aux énergies plus grandes,  $\sigma_{tot}$  décroît de 2.14 b à 3.8 MeV à 1.7 b à 8.7 MeV, sans qu'aucune structure résonante n'apparaisse. Dans les environs de 14 MeV, les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous :

E (MeV)	$\sigma_{tot}$ (barn)	Références
13.9	$1.41 \pm 0.11$	LASDAY 1951
14	$1.4 \pm 0.1$	GOODMAN 1952
14.12	$1.53 \pm 0.03$	COON 1952
14.1	$1.49 \pm 0.02$	COOK 1954
15	$1.47 \pm 0.02$	-
14.12	$1.46 \pm 0.03$	KHROMCHENKO 1957
14.8	$1.46 \pm 0.03$	KHALETESKII 1957
14.11	$1.51 \pm 0.02$	BRATENALL 1958
14.8	$1.48 \pm 0.03$	DUBUS (Grenoble) 1960

Pour l'énergie  $(14.55 \pm 0.05)$  MeV des neutrons utilisés dans l'expérience  $^9\text{Be}(n,2n)$ , l'on utilise :

$$\sigma_{tot} = (1.49 \pm 0.03) \text{ b}$$

La valeur adoptée pour la section efficace, conduit à un rayon d'interaction "a" :

$$\sigma_{tot} = 2\pi a^2$$

$$a = 4,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

### 1.3 - Section efficace d'absorption

La section efficace d'absorption est la somme des sections efficaces de toutes les réactions excepté la diffusion élastique

$$\sigma_a = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nt} + \sigma_{n2n} + \sigma_{n\alpha} + \sigma_{nn'}$$

En général, on mesure directement  $\sigma_a$  par la méthode de la sphère.

**Principe** : si une source isotrope de neutrons est entourée par une cible sphérique, la transmission observée est seulement observée une fonction de la section efficace d'absorption. On aura  $T = \exp[-\Sigma_a \cdot (r_1 - r_2)]$ , les neutrons diffusés élastiquement étant tous transmis. Les conditions d'utilisation sont :

- seuil neutron élevé pour ne détecter que les neutrons élastiques, dont il faut que le premier état excité soit suffisamment espacé du fondamental,
- faible absorption de la cible pour réduire la diffusion multiple,
- $\sigma_a < \sigma_{tot} / 2$  et  $\sigma_{el}$  peu pointé vers l'avant, ce qui limite à des neutrons de quelques MeV.

Les corrections (géométrie finie, anisotropie, diffusion multiple...) à apporter, sont développées dans les travaux de BETHE, BEYSTER et CARTER (1957).

La section efficace d'absorption est nulle de 0 à 1.1 MeV, puis sans présenter de structure particulière, croît régulièrement jusqu'à un maximum de 6.5 b à 6 MeV, et décroît lentement :  $\sim 0.5$  b à 15 MeV.

E (MeV)	$\sigma_a$ (barn)	Références
14.1	$0.37 \pm 0.08^*$	TAYLOR (1955)
14.5	$0.64 \pm 0.02^*$	FLEROV (1956)
14.2	$0.49 \pm 0.02$	MAC GREGOR (1957)
14.0	$0.42 \pm 0.07^{**}$	ROSEN (1957)
14.2	$0.49 \pm 0.02$	BALL (1958)
14.1	$0.55 \pm 0.04$	GORBACHEV (1958)
14.1	$\sim 0.57$	MYACHKOVA (1961)
14.1	$0.5 \pm 0.035$	COHEN (1961)
14.2	$0.5 \pm 0.01$	DIDIER (1963)

\* Résultat non corrigé suivant le méthode BBC (1957)  
 \*\* Hyp. : réactions (n, $\alpha$ ) et (n,t) négligeables.

### 1.4 - La réaction (n,t) ${}^7\text{Li}$

Cette réaction a un seuil de 11.67 MeV, et ne peut pas conduire au système final ( $\alpha\text{nn}$ ) ; notons toutefois, la possibilité de la réaction (n, $\alpha\text{tt}$ ) dont le Q est environ 15 MeV. La détermination de la section efficace (n,t) à 14 MeV, à l'aide d'émulsions nucléaires, ou par mesure de l'activité du tritium donne les résultats suivants :

E (MeV)	$\sigma_{\text{nt}}$ (barn)	Références
14.1	$18 \pm 1.5$	WYMAN (1958)
14.1	$10 \pm 2^*$	BENVENISTE (1960)
14.7	$30 \pm 2^*$	BENVENISTE (1960)
14.1	20	MYACHKOVA (1961)

\*Section efficace de la réaction (n,t)  ${}^7\text{Li}^*$  (477 keV)  
BENVENISTE admet que l'on a  $\sigma({}^7\text{Li}^*) \approx \sigma({}^7\text{Li})$

Signalons toutefois, qu'une mesure faite par VASILEV (1958), s'écarte des valeurs précédentes :  $(110 \pm 50)$  mb à 14 MeV. Si l'on ne tient pas compte de cette dernière valeur, la section efficace de la réaction (n,t) à 14.5 MeV est en moyenne  $(25 \pm 5)$  mb, soit 4.4 pour cent des réactions non-élastiques, et 1,65 pour cent de la section efficace totale.

### 1.5 - La réaction (n, $\alpha$ ) ${}^6\text{He}$

On néglige la section efficace de la réaction (n, $\gamma$ )  ${}^{10}\text{Be}$ , notable pour les neutrons thermiques ( $\approx 10$  mb), mais qui décroît suivant la loi en  $1/v$  et devient rapidement négligeable.

La réaction (n, $\alpha$ ) peut, lorsque  ${}^6\text{He}$  est dans un état excité, participer à la réaction (n,2n) suivant  ${}^9\text{Be}(n,\alpha) {}^6\text{He}(2n)\alpha$ . Lorsque  ${}^6\text{He}$  est dans son état fondamental, seule la transition  ${}^6\text{He} \beta^- {}^6\text{Li}$  a lieu. La section efficace de la réaction (n, ${}^6\text{He}$ ) est relativement importante aux faibles énergies ; la courbe d'excitation présente deux maxima à  $\sim 3$  MeV ( $\approx 0.1$  b) et à 8.5 MeV ( $\approx 0.045$  b), puis décroît régulièrement.

A 14 MeV, la production de  ${}^6\text{He}$  mesurée par l'activité  $\beta^-$  ou par la mesure des ions  ${}^6\text{He}$  dans une émulsion nucléaire, donne des résultats concordants de l'ordre de 10 mb.

E (MeV)	$\sigma_{(n,{}^6\text{He})}$ (mb)	Méthodes	Références
14.1	$10 \pm 1$	Activité $\beta^-$	BATTAT (1953)
14.1	$11 \pm 4$	Emulsion Nucléaire	MYACHKOVA (1961)

### 1.6 - Les réactions (n,n) et (n,n')

a - diffusion élastique : la section efficace est déterminée, soit par intégration des distributions angulaires, soit à partir de la différence  $\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{a}}$ .

La courbe d'excitation n'est pas distincte de celle de  $\sigma_{\text{tot}}$  jusqu'à  $\sim 1$  MeV. Au-delà, elle présente la résonance de 2,73 MeV ( $\approx 3,7$  b) puis décroît et vaut sensiblement 1 b à 14 MeV.

Les distributions angulaires ( $E_n > 1$  MeV) sont toutes pointées vers l'avant. ANDERSON (1958) par spectrométrie de temps-dé-vol et ROSEN (1957) à l'aide d'émulsions nucléaires (protons de recul) ont mesuré  $\sigma_{el}$  à 14 MeV. Les résultats corrigés d'absorption, de diffusion multiple et géométrie, sont les suivants :

E (MeV)	$\sigma_{el}$ (barn)	Références
14	$0.84 \pm 0.14$	ROSEN (1957)
14.2	$0.94 \pm 0.05$	ANDERSON (1958)
14.1	$0.95 \pm 0.07$	DARVES-BLANC (1965)

b- diffusion inélastique : les niveaux de faible énergie connus du  $^9\text{Be}$ , se désexcitent par émission de particules  $\alpha$  ou de neutrons (LAURITSEN). Il n'y a pas d'émission  $\gamma$  vers le  $^9\text{Be}$  fondamental, sauf pour le niveau de 2,43 MeV en très faible proportion ( $< 10^{-2}$ ). Les spectres de diffusion inélastique des neutrons, ne permettent d'observer que le premier état excité de 2,43 MeV.

A 14 MeV, ROSEN (1957 : émulsions nucléaires, protons de recul) observe deux groupes de neutrons correspondant aux niveaux de 2,43 et 7,9 MeV, sur une distribution en énergie intégrée sur tout l'espace, et estime  $\sigma_{n,n'\gamma} \sim 0$ .

ANDERSON (1958 : temps-de-vol) conclut dans le même sens, en n'observant aucun pic  $\gamma$  dans les spectres (seuil  $\gamma$  1,28 MeV). Une expérience effectuée avec un seuil  $\gamma$  à 0,25 MeV montre un faible pic ( $E_\gamma \sim 480$  keV) seulement aux angles arrières où les  $\gamma$  Compton ont une énergie trop faible pour être détectés : la proportion des ces  $\gamma$  attribués à la réaction  $(n,t)^7\text{Li}$  n'a pas été chiffrée.

Des recherches faites par DAY (1956) avec des neutrons de 2,7 MeV, donnent une limite supérieure de 0,3 mb pour la transition électromagnétique du niveau de 2,43 MeV. COHEN (1961 : méthode de la sphère) déduit d'une mesure directe de  $\sigma_a$ , la contribution du niveau de 2,43 MeV.

E (MeV)	$\sigma_{2,43}$ (mb)	Références
14.2	$170 \pm 30$	ANDERSON (1958)
14	$196 \pm 45$	COHEN (1961)
14.1	$150 \pm 20$	DARVES-BLANC (1965)

Résultats corrigés d'absorption, diffusion multiple

### 1.7 - La réaction (n,2n)

a - Section efficace : la faible énergie de liaison (1,66 MeV) du neutron  $P_{3/2}$ , explique l'importance de la section efficace (n,2n) pour le  $^9\text{Be}$ . La mesure directe de la section efficace à 14 MeV, a été faite par ASHBY (1958 : géométrie  $4\pi$ ) ; en utilisant un large scintillateur imprégné de Cd, dans lequel après ralentissement les neutrons produisent la réaction  $\text{Cd}(n,\gamma)$  ; l'évènement (n,2n) est identifié par deux  $\gamma$  en coïncidence.

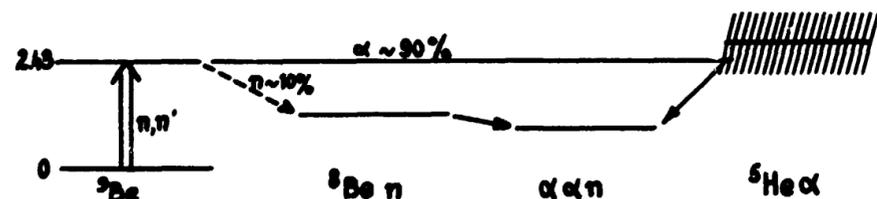
Les méthodes spectroscopiques (émulsions nucléaires), à l'aide de protons de recul (ROSEN 1957) ou d'étoiles  $\alpha$  à deux branches (MYACHKOVA 1961), ont permis d'établir des distributions angulaires et en énergie des neutrons et des  $\alpha$  émis (émission favorisée vers l'arrière) - WINTER (1958 : triples coïncidences et un temps-de-vol) observe que le neutron de plus grande énergie, est principalement émis vers l'avant, tandis que le neutron de plus petite énergie a une distribution symétrique par rapport à  $90^\circ$ . Ce résultat en accord avec celui de MYACHKOVA, semble montrer une prédominance de l'interaction directe.

La section efficace de la réaction (n,2n), nulle jusqu'à  $\approx 2$  MeV, croît rapidement et atteint un large maximum ( $\approx 0,6$  b) vers 6,5 MeV, puis diminue lentement. A 14 MeV, les résultats sont les suivants :

E (MeV)	$\sigma_{n,2n}$ (mb)	Références
14	$420 \pm 70$	ROSEN (1957)
14.1	$540 \pm 40$	ASHBY (1958)
14	$540 \pm 90$	SAKISAKA (1959)
14	$470 \pm 15$	CAOXUAN CHAN (1959)
14.1	$540 \pm 50$	MYACHKOVA (1961)

b - Rapports d'embranchement : la production des 4 particules  $\alpha n n n$  dans l'état final s'obtient donc par un grand nombre de voies ; si l'on enlève les sections efficaces (n,t) et (n, $^6$ He) de la section efficace d'absorption ( $\approx 570$  mb) la section efficace de production ( $\alpha n n n$ ) à 14 MeV, est environ 540 mb.

Si la réaction  $^9\text{Be}(n,\alpha n n n)$  avec excitation du premier niveau de 2,43 MeV du  $^9\text{Be}$ , semble prédominante (FOWLER 1955 ; HUBERT 1957) avec des neutrons de 3,7 MeV, l'insuffisance des résultats expérimentaux à 14 MeV ne permet pas l'interprétation du mécanisme de la réaction ( $\alpha n n n$ ) à cette énergie. La contribution à 14 MeV du premier niveau 2,43 MeV du  $^9\text{Be}$  étant de l'ordre de 180 mb (ANDERSON 1958), la section efficace de la réaction (n, $\alpha n n n$ ) sans formation de ce niveau est donc environ 360 mb. La désexcitation de ce niveau de 2,43 MeV ne semble pas s'effectuer d'ailleurs directement, par émission de neutron,



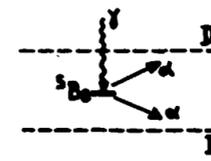
mais par émission  $\alpha$  :  $^9\text{Be}(2,43) \rightarrow ^5\text{He}\alpha$

<sup>a)</sup> D'après BODANSKY (1957), KUNZ (1958), MARION (1959), il semble que la désexcitation a lieu dans :  $\leq 10$  pour cent des cas vers  $n^8\text{Be}(0^+)$ ,  $\geq 90$  pour cent par  $\alpha n n n$  ou  $\alpha^5\text{He}$  (le niveau fondamental de  $^5\text{He}$  a une largeur de 0,7 MeV) et dans moins de 1 pour cent par transition  $\gamma$ . En outre, les récentes expériences d'HOLIGREN (1965) montrent que le niveau miroir  $^9\text{Be}^*(2,34 \text{ MeV})$  du  $^9\text{Be}^*(2,43 \text{ MeV})$ , à partir de la réaction  $^{10}\text{B}(^3\text{He},p\alpha\alpha)$ , se désintègre en  $\alpha^5\text{Li}$ .

Analyse de la réaction (n,2n) avec production  $\alpha n n n$

L'étude des étoiles  $\alpha$  à deux branches permet d'analyser la réaction (n,2n) $^8\text{Be}$ , à partir des désonances  $\alpha$ - $\alpha$ , le niveau fondamental du  $^8\text{Be}$  étant difficilement observable (énergie de liaison 0,1 MeV). CAO XUAN CHAN (1959), observe que la réaction procède par le niveau  $2^+$  de 2,9 MeV du  $^8\text{Be}$  ; SAKISAKA (1959) et MYACHKOVA (1961), estiment respectivement à  $(180 \pm 70)$  et  $(190 \pm 50)$  mb la section efficace de la réaction  $^9\text{Be}(n,2n)^8\text{Be}(2^+)$ . Ces auteurs semblent observer toutefois, des niveaux du  $^8\text{Be}$  vers 5 et 8 MeV, qui pourraient aussi être dus à la réaction (n,n' $\alpha$ ) $^5\text{He}$  (MYACHKOVA 1961). CARVER (1954 ; coïncidences  $\alpha$ - $\alpha$ ) avec des  $\gamma$  d'environ 6 MeV, met en évidence.

Expérience de CARVER



les réactions  $^9\text{Be}(\gamma,n)^8\text{Be}$  ( $\leq 20$  pour cent fond.; 44 pour cent niv.  $2^+$ ) et  $(\gamma,\alpha)^5\text{He}$  ( $\approx 35$  pour cent).

Notons que la diffusion inélastique de protons (SUMMER-GILL 1958 ; GOSSET 1955) donne la superposition d'un spectre continu d'intensité assez faible (réaction (p,p'n) et d'un spectre de raies (diffusion inélastique). Notons aussi, la présence de deux pics de structure dissymétrique attribués aux "niveaux" de 1,7 et 4,7 MeV du  $^9\text{Be}$  marquant le début du front des réactions (p,p'n)  $^8\text{Be}(0^+$  et  $2^+)$ .

Conclusions

La section efficace de la réaction  $^9\text{Be}(n,2n)$  ( $540 \pm 60$  mb) à 14 MeV semble s'analyser ainsi :

- 1 - 180 mb correspondant à  $n + ^9\text{Be} \rightarrow n' + ^9\text{Be}^*(2,43 \text{ MeV})$ , le niveau de 2,43 MeV du  $^9\text{Be}$  se désintègrant principalement en  $\alpha + ^5\text{He}$ .
- 2 - 360 mb pour l'ensemble des autres phénomènes sans formation du niveau de 2,43 MeV, dont  $\approx 190$  mb (MYACHKOVA 1961) produisant l'état  $2^+$  du  $^8\text{Be}^*$ .

Les distributions angulaires des neutrons vers l'avant, ou des  $\alpha$  vers l'arrière, semblent indiquer une prédominance de l'interaction directe.

En résumé, l'on a préparé la réaction à double temps-de-vol pour mieux analyser le mécanisme de la réaction (n,2n) essentiellement pour la fraction, 360 mb, des neutrons de plus grande énergie, sans passage par le  $^9\text{Be}^*(2,43 \text{ MeV})$ . L'on a choisi la disposition  $\pm 30^\circ$  vers l'avant en accord avec les résultats des expériences précédentes.

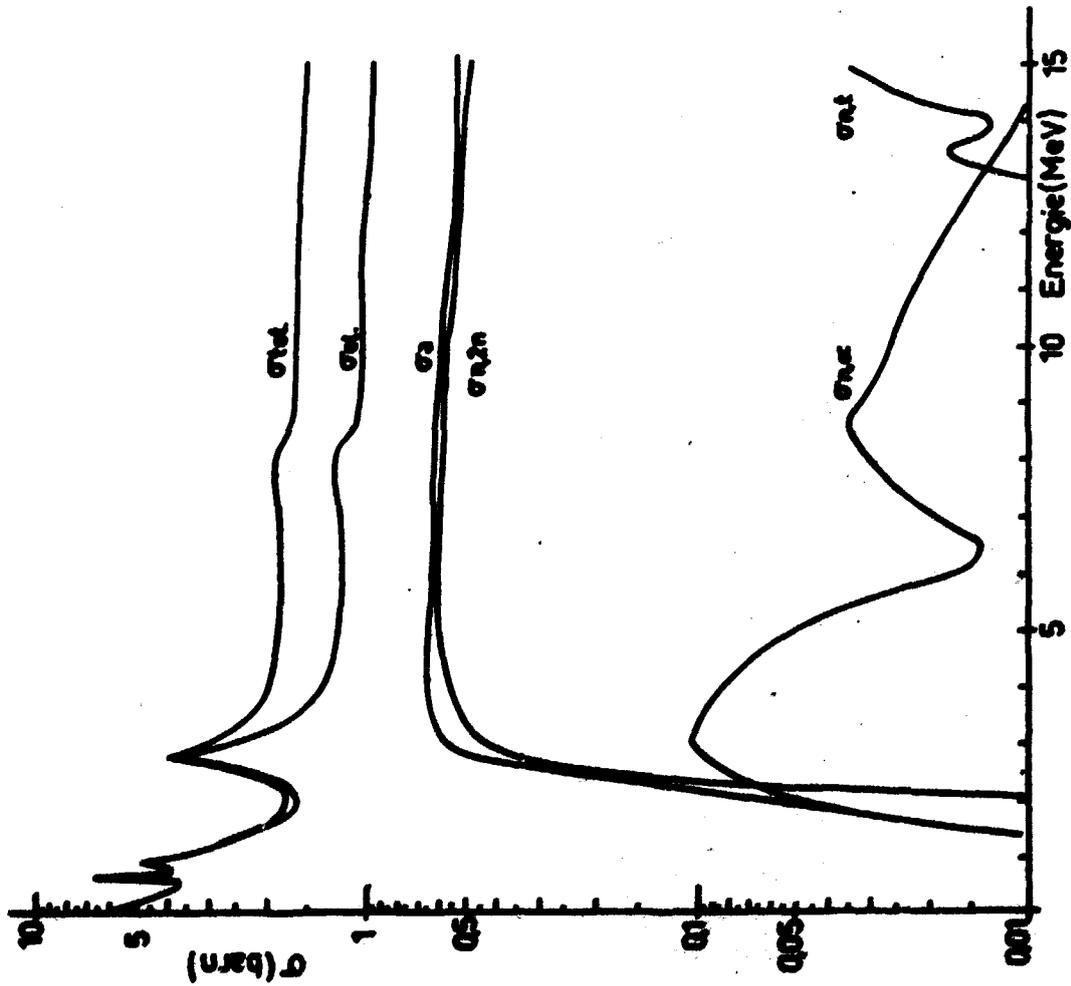


Fig. 1 -1

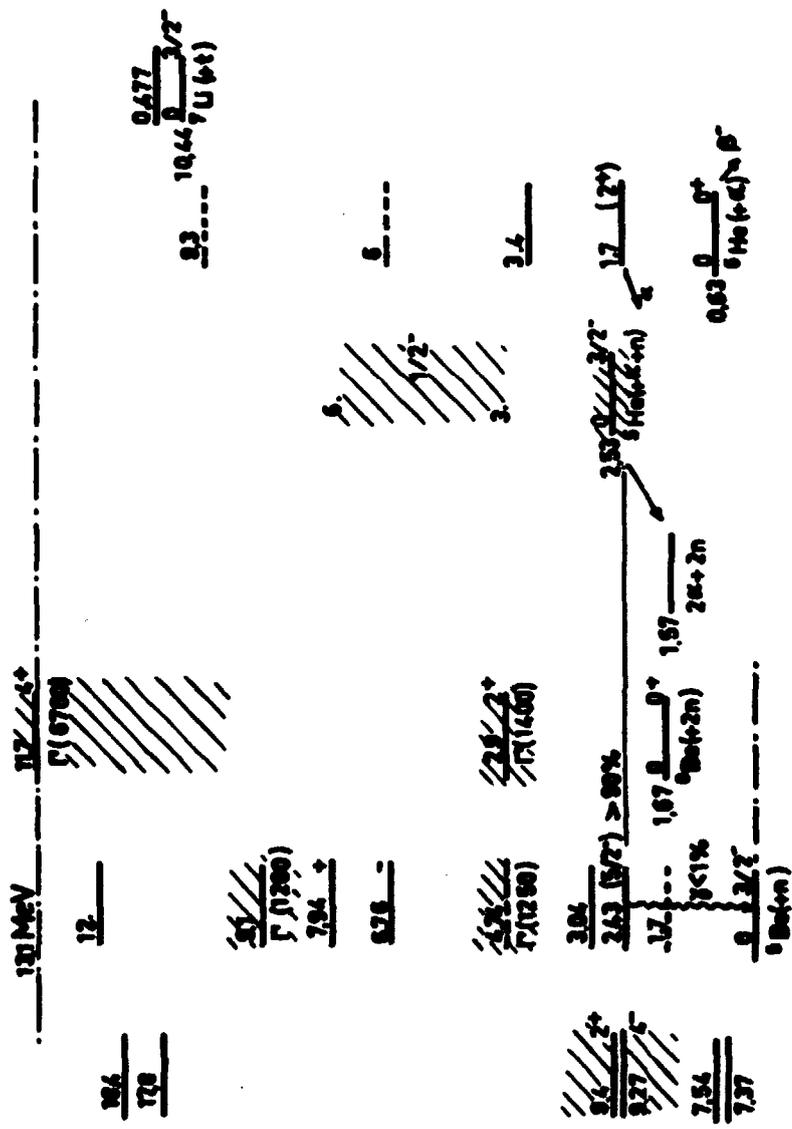


Fig. 1-2 Diagramme des niveaux (E en MeV, Γ en keV)

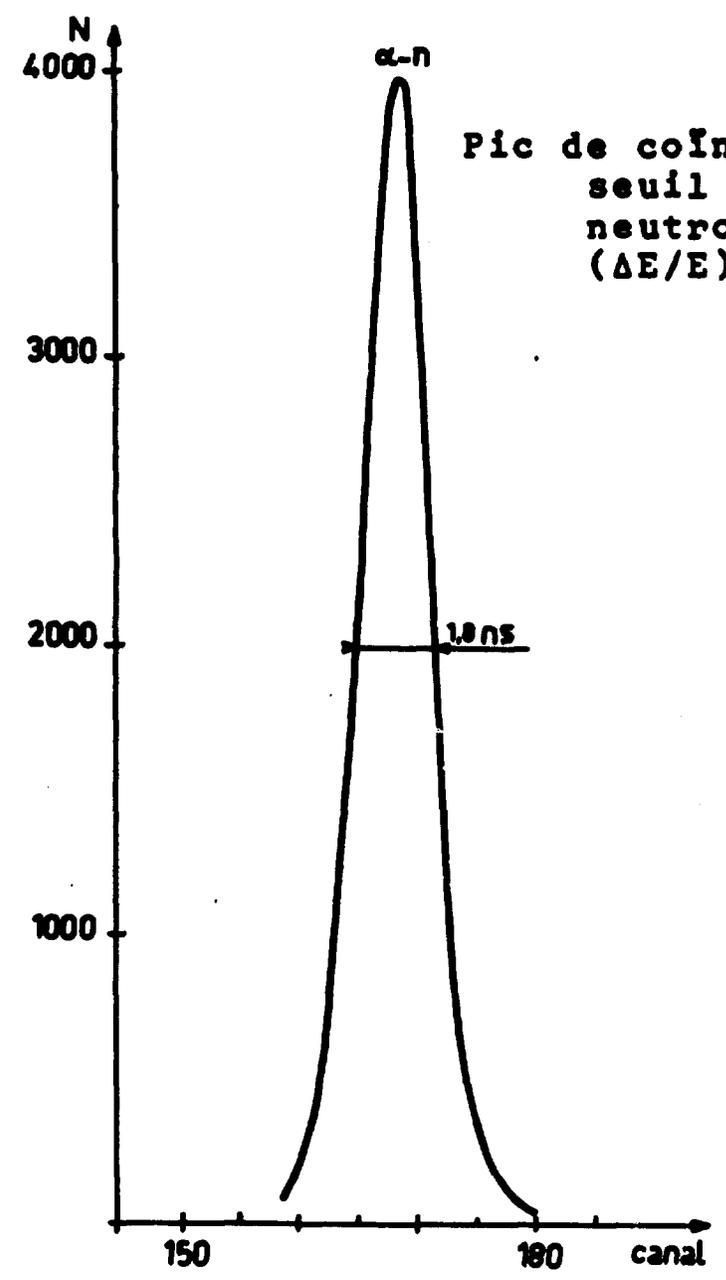
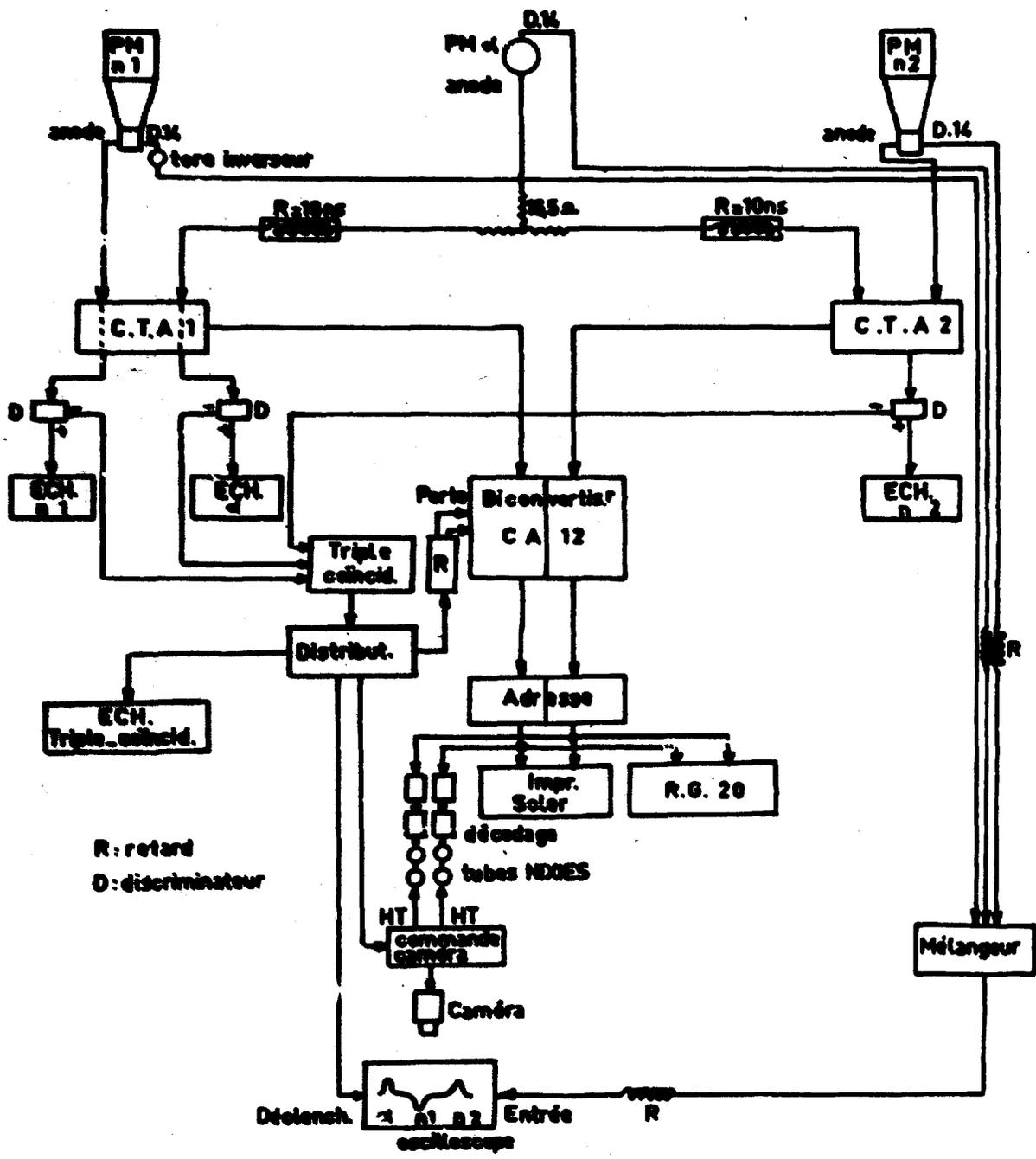


Fig. 2 -1 - Schéma de l'appareillage électronique

Fig. 2 -2 -



## CHAPITRE 2

### MESURE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX BRUTS

#### 2.1 - Principes de l'expérience $^9\text{Be} (n,2n)$ à 14 MeV

L'expérience consiste à déterminer les vecteurs impulsions  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  des neutrons  $n_1$  et  $n_2$ , à l'angle  $\varphi = \pm 30^\circ$  par rapport au faisceau de neutrons incidents  $\vec{k}$ ;  $\vec{k}$ ,  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  étant dans le plan horizontal. L'ensemble expérimental comprend (fig. 2 - 1) essentiellement un spectromètre à double-temps-de-vol : chaque voie-neutron, comprend un large scintillateur plastique ( $S = 375 \text{ cm}^2$ ,  $e = 4 \text{ cm}$ ) couplé à un photomultiplicateur 56 AVP. Chaque détecteur-neutron placé à 1,50 m de la cible, est protégé du flux incident par une barre d'ombre en nickel (transmission  $10^{-3}$  à 14 MeV). Avec le seuil-neutron à 1,5 MeV, la résolution totale est de 1,8 ns (hauteur-moitié, largeur totale en coïncidence  $\alpha$ -n) soit une résolution en énergie d'environ 15 pour cent (fig. 2-2) à 14,5 MeV.

L'instant initial est fourni par la particule  $\alpha$  de la réaction  $d(T,n)\alpha$ . Chaque événement donnant lieu à une triple coïncidence entre les trois détecteurs  $\alpha$ - $n_1$ - $n_2$ , déclenche un appareil qui photographie (fig. 2-3) les trois impulsions, provenant des dynodes des photomultiplicateurs (PM). Parallèlement, le temps-de-vol des neutrons 1 et 2 mesuré par deux convertisseurs temps-amplitude (CTA), puis codés (CA 12) sont affichés sur des tubes numérateurs "Nixies", et photographiés simultanément.

La discrimination des événements  $(n,2n)$  vrais, a pour base les trois critères suivants :

1. Electronique : coïncidence triple  $\alpha$ - $n_1$ - $n_2$
2. Photographique : qui tient compte de la relation existant entre la position (ou l'énergie) et l'amplitude de l'impulsion d'un neutron (fig. 2-3).
3. Cinématique : position des événements  $(n,2n)$  dans le plan  $E_1, E_2$  ; les événements  $(n,2n)$  étant fig. 2-4a) situés dans le triangle  $OA_1A_2$ .

#### 2.2 - Les résultats expérimentaux non corrigés

La mesure électronique du temps-de-vol, après correction de dérive, permet de déterminer les énergies  $E_1$  et  $E_2$  de chaque neutron. On adopte une représentation du type Dalitz, probabilité en fonction de l'énergie  $E_1$  et  $E_2$  en portant chaque événement dans le plan  $E_1 E_2$  (ou  $t_1 t_2$ ). Sur le spectre obtenu, on observe (fig. 2-4) que la répartition des événements est symétrique par rapport à la droite  $E_1 = E_2$  (ou  $t_1 = t_2$ ), ce qui traduit bien la symétrie expérimentale.

Les faits importants sont les suivants (fig. 2-4)

1. Distributions continues d'événements correspondant à :
  - a) coïncidences fortuites et uniformes dans tout le plan  $t_1 t_2$ ,
  - b) événements plus nombreux dus à l'effet du sol le long de la première bissectrice ( $t_1 = t_2$ ),
  - c) désintégrations en 3 ou 4 corps, si elles existent dans le triangle  $OA_1A_2$ .

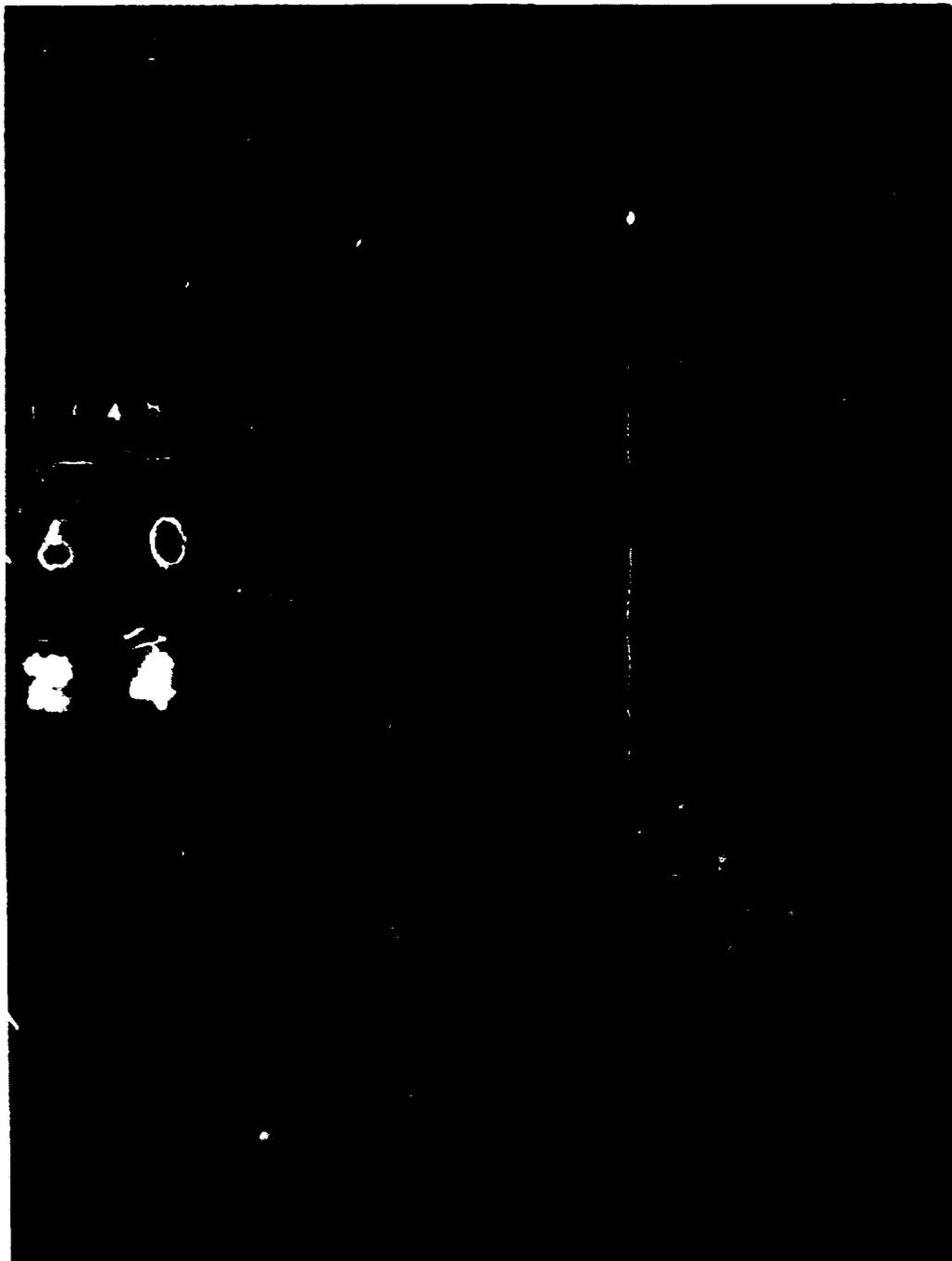


Photo n° 1 : Bon évènement en position et amplitudes

n°	1748
Nixie voie 1	60
Nixie voie 2	24

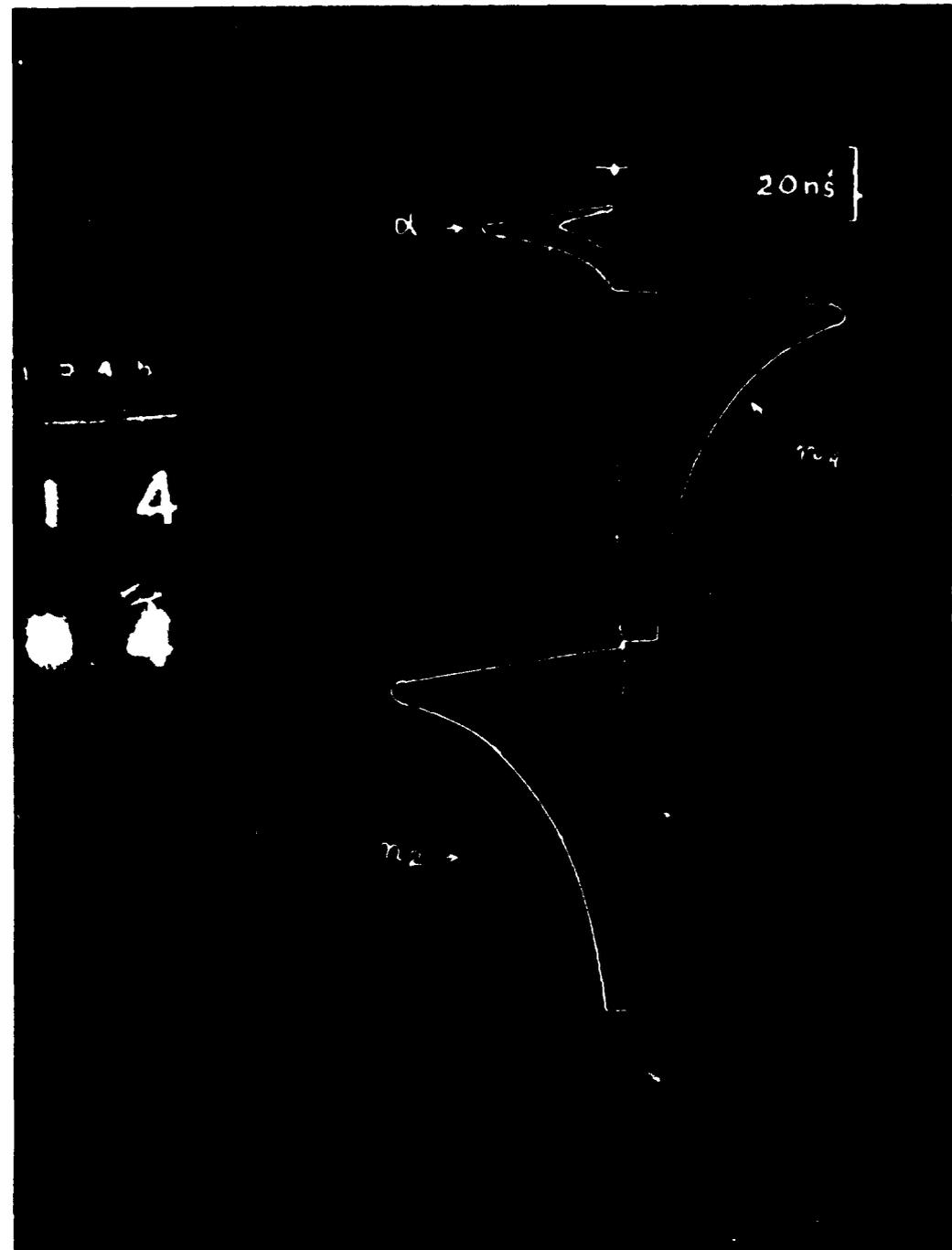


Photo n° 2 : On a superposé le "cache", qui permet la sélection  
Mauvais évènement : trop grande amplitude du "neutron 2"

n°	1546
Nixie voie 1	14
Nixie voie 2	64

Fig. 2-3 - Exemple de photographies d'impulsions

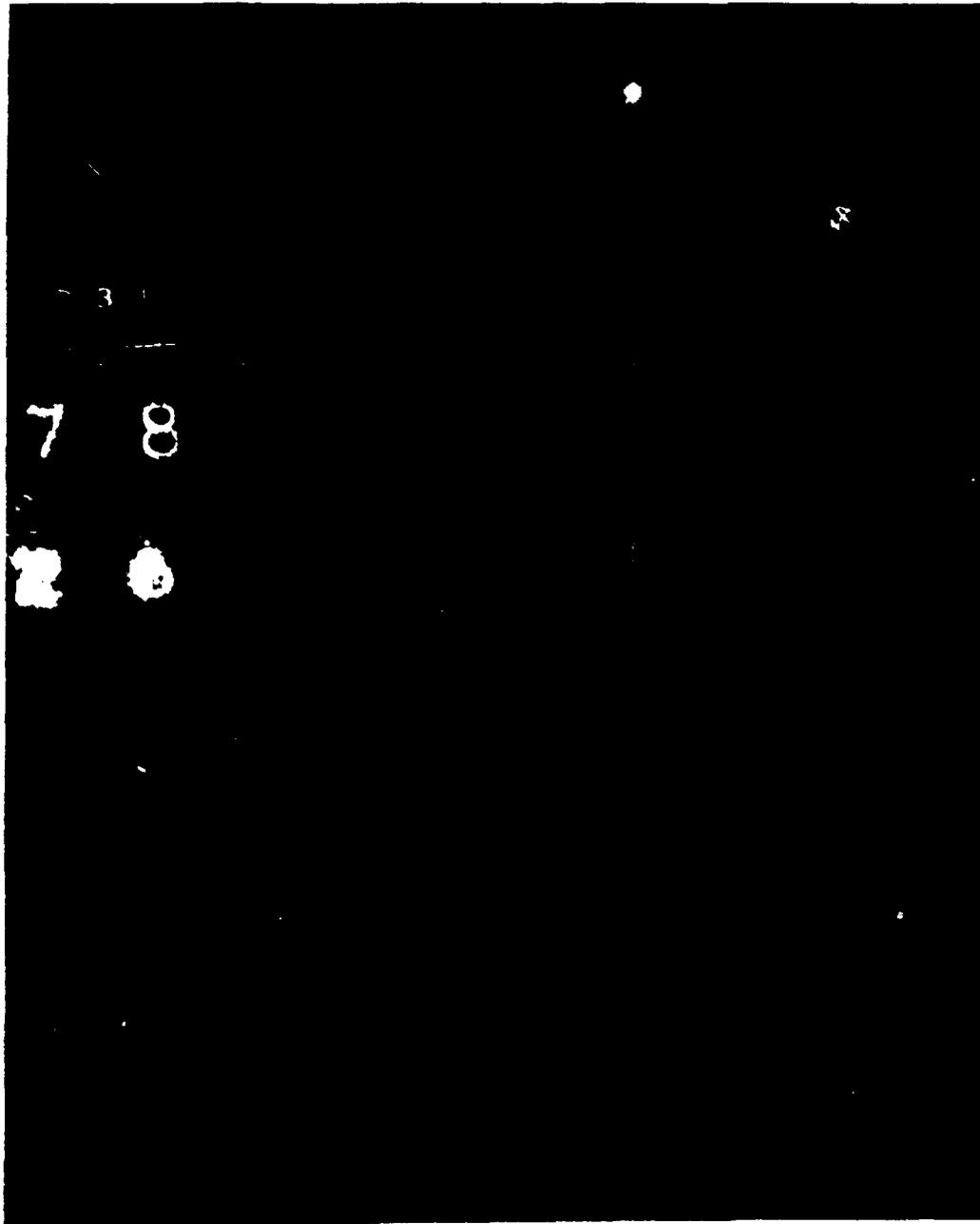


Photo n° 3 : Mauvais évènement : trop grande impulsion du "neutron 1"

n°	1531
Nixie voie 1	78
Nixie voie 2	26

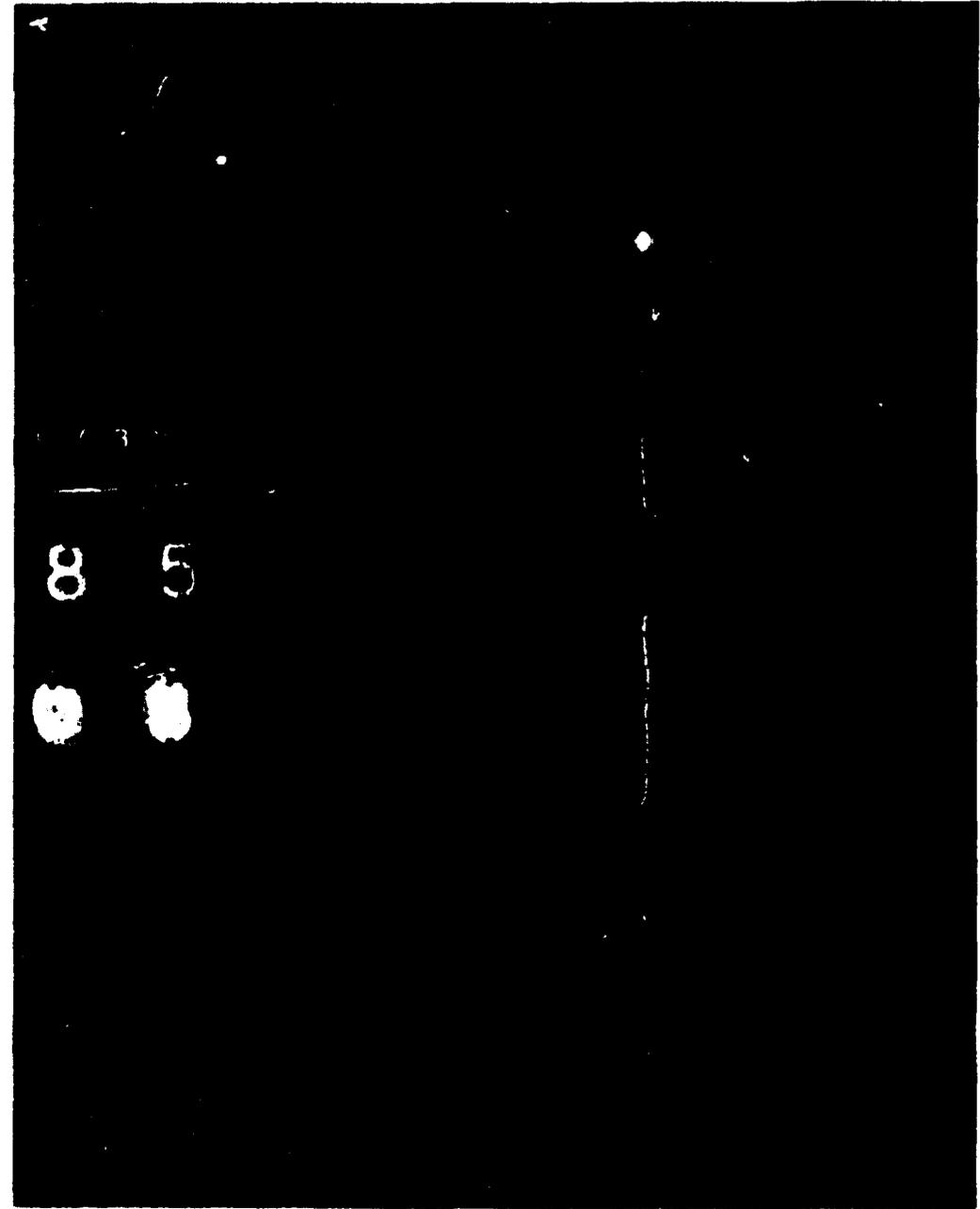


Photo n° 4 : Evènement correct du point de vue amplitude des impulsions neutron, Mais position du "neutron 2" incompatible avec son temps-de-vol

n°	1739
Nixie voie 1	85
Nixie voie 2	08

Fig. 2-3 - Exemple de photographies d'impulsions

2. Des amas d'évènements correspondant à :

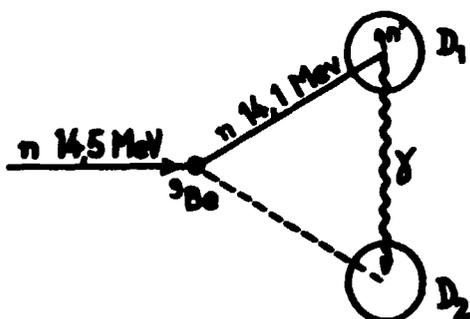
a) amas d'évènements parasites P et Q, dus aux diffusions d'un détecteur sur l'autre. Ces amas parasites par suite de leur position en dehors de la zone physique dans le plan  $(E_1, E_2)$ , ne peuvent être confondus avec des évènements  $(n, 2n)$ .

b) amas d'évènements  $(n, 2n)$  dans la région où la cinématique (PERRIN 1965) prévoit les évènements  $(n, 2n)$  (approximativement le triangle  $OA_1A_2$ , fig. 2-4a) ; on observe (fig. 2-4a) nettement une plus grande densité localisée sur des droites  $E_1 + E_2 = 13$  et  $10$  MeV, qui correspondent aux réactions  ${}^9\text{Be} (n, 2n)$  produisant dans un état intermédiaire du  ${}^8\text{Be}$  (fondamental) et  ${}^8\text{Be}^*$  (2,9 MeV).

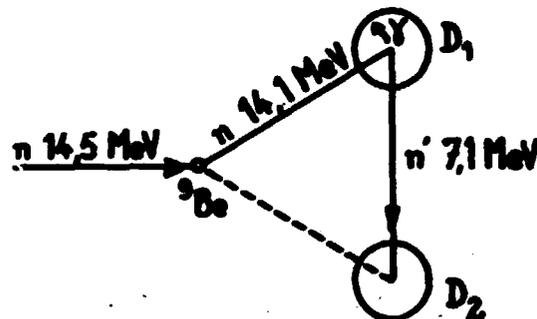
2.3 - Les évènements parasites

Les évènements parasites P et Q identifiés d'une part par leur position cinématique (fig. 2-4), et d'autre part par le calcul tenant compte des sections efficaces des diffusions supposées, correspondent aux phénomènes suivants :

- un neutron diffusé élastiquement à  $30^\circ$  sur le béryllium, produit une réaction  $(n, n'\gamma)$  sur un noyau de carbone du scintillateur d'un détecteur-neutron, le rayonnement  $\gamma$  ou le neutron  $n'$  peut alors être détecté par l'autre détecteur : une triple coïncidence parasite a ainsi lieu, simulant un évènement  $(n, 2n)$ ,



Evènements parasites Q  
énergie simulée 10,2 MeV



Evènements parasites P  
énergie simulée 2,4 MeV

Si le neutron incident diffuse inélastiquement sur le niveau de 2,43 MeV du  ${}^9\text{Be}$ , les positions des évènements simulés, seront 8,8 et 11,7 MeV, pour un évènement du type Q ainsi que 1,8 et 11,7 MeV, pour un évènement du type P. Mais de tels évènements sont peu probables :

$$\sigma_{2,43} (30^\circ) / \sigma_{el} (30^\circ) = 6,5 \cdot 10^{-2}$$

Les évènements Q correspondent aux  $\gamma$  (principalement 4,43 MeV du  ${}^{12}\text{C}$ ) ne sont pas gênants, étant suffisamment éloignés de la zone physique ; par contre, les évènements P correspondant aux neutrons inélastiques  $n'$  (principalement associés au niveau de 4,43 MeV du  ${}^{12}\text{C}^*$ ) s'étendent vers les faibles énergies (fig. 2-4a et 2-5) et la traînée du pic notable jusqu'à  $E_1 = 11$  MeV (zone physique  $E_1 + E_2 \leq 13$  MeV) perturbe le spectre de la ligne  $E_1 + E_2 = 13$  MeV dans la région  $E_1$  (ou  $E_2$ )  $\geq 11$  MeV. Sur la figure 2-6, on a indiqué le lieu des évènements P et Q pour l'ensemble des géométries symétriques  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ .

Notons que dès que l'angle  $\varphi$  est supérieur à  $\approx 50^\circ$  les évènements P disparaissent (très faible énergie de l'un des neutrons éliminés par le seuil ; section efficace très petite),

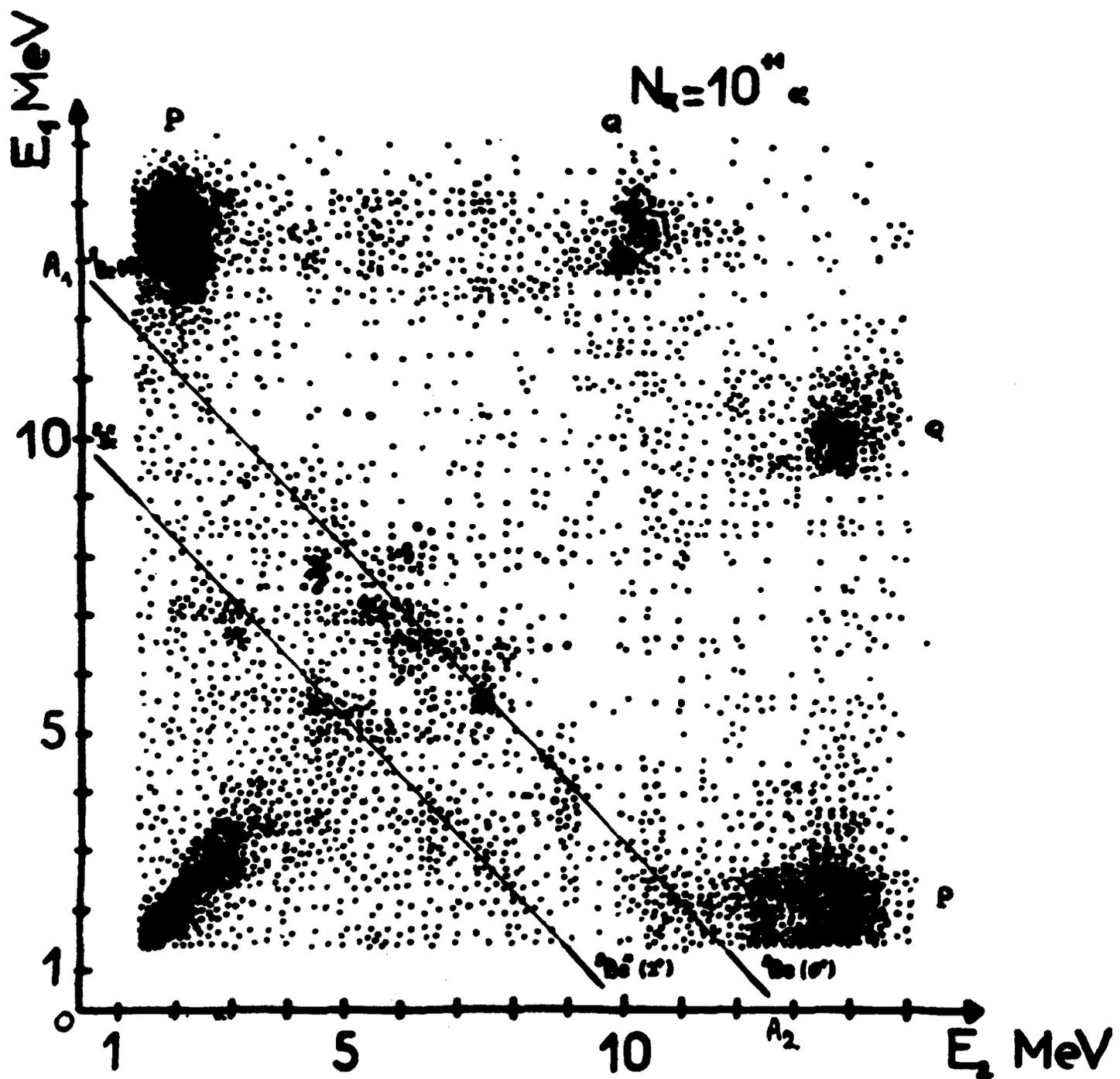


Fig. 2 -4a - Répartition des évènements dans le plan  $(E_1, E_2)$   
lot partiel de  $10^{11} \alpha$ . P et Q évènements parasites.

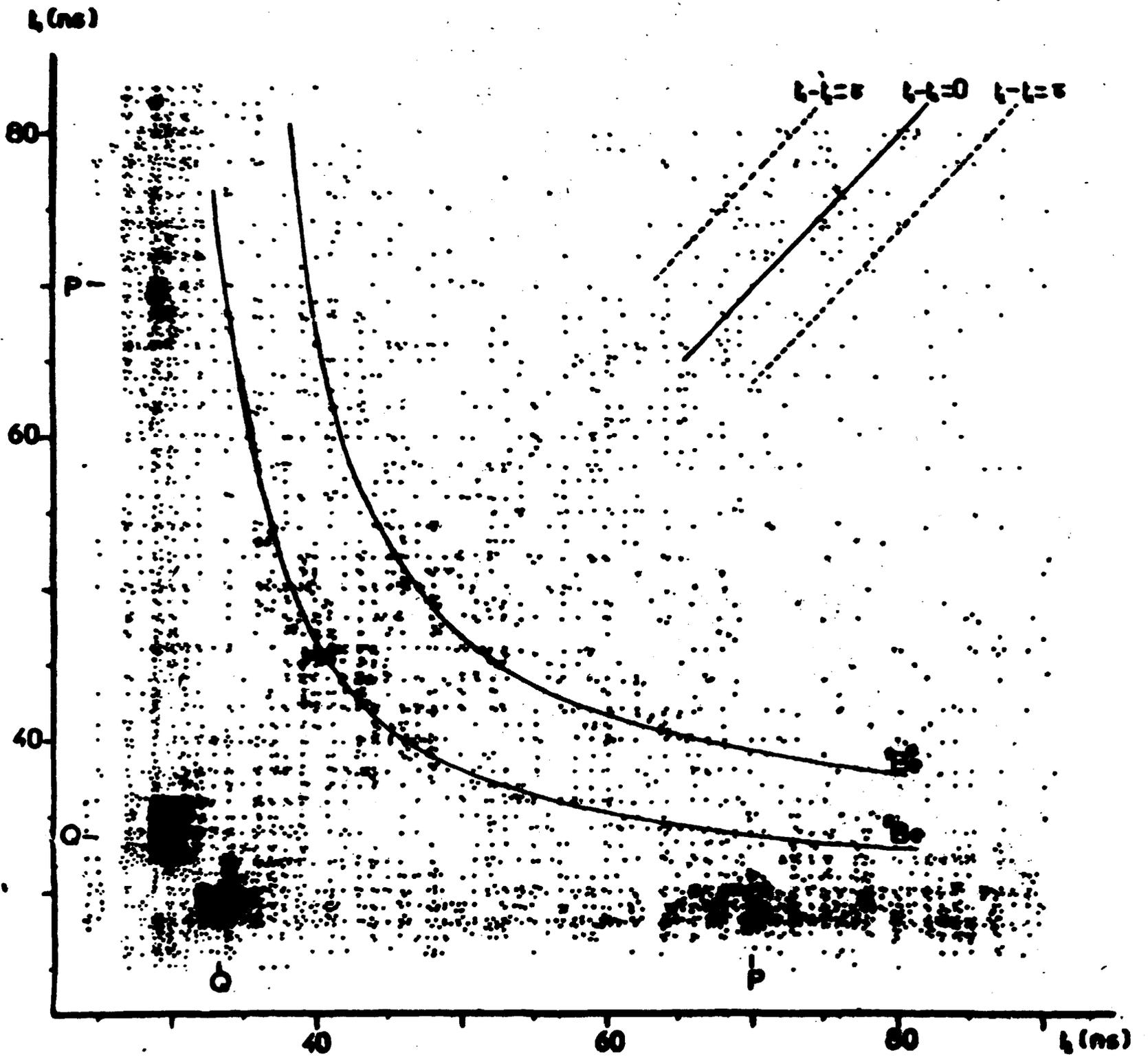


Fig. 2 -4b - Répartition des événements dans le plan  $( t_1 , t_2 )$   
lot partiel de  $10^{11}$  a. P et Q événement parasites.

Pour les faibles valeurs de  $\varphi$  ( $< 30^\circ$ ) les événements parasites se déplacent vers les hautes énergies, les événements P et Q seront alors moins gênants, bien que leur intensité augmente.

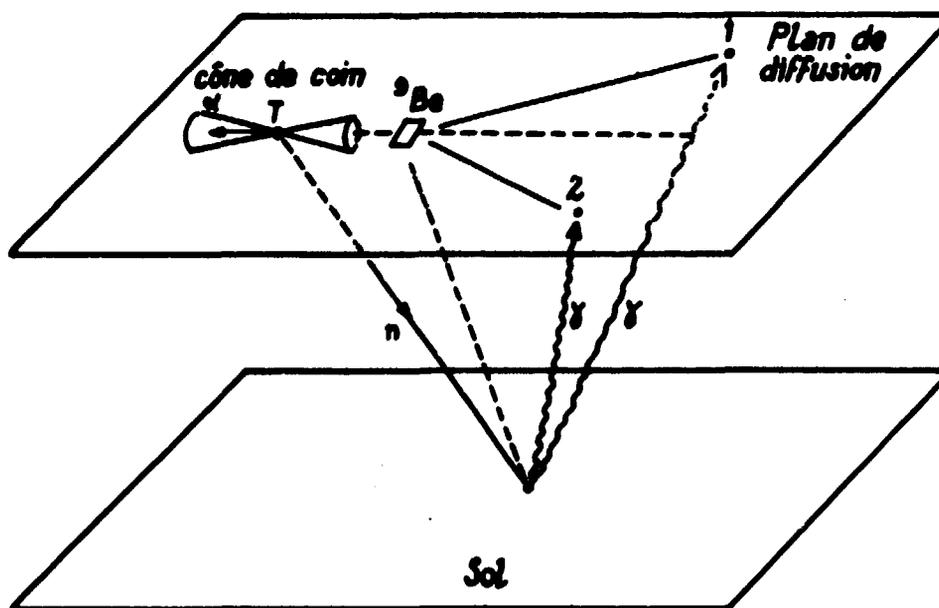
L'angle choisi  $\varphi = 30^\circ$ , apparaît comme le plus mauvais par la densité relativement grande des événements P (type neutron) que l'on détecte ainsi. Toutefois, cette perturbation de la zone physique est relativement limitée, n'affectant que les ailes de la ligne  $^8\text{Be} (O^+)$ .

#### 2.4 - Les événements fortuits et l'effet du sol

Si l'on adopte la représentation en temps-d-vol (fig. 2-4b), l'on observe que le bruit-de-fond est continu et caractérisé par la superposition de deux répartitions sensiblement uniformes :

1 - l'une s'étendant sur toute la gamme d'analyse : événements purement fortuits de densité  $\rho_0 = 0,3 \text{ év/ns}^2$  (pour  $3,35 \cdot 10^{11}$  neutrons incidents)

2 - L'autre centrée sur la droite  $t_1 - t_2 = 0$ , à l'intérieur d'une bande  $-\tau < t_1 - t_2 < \tau$  de densité  $\rho_2 = \rho_1 + \rho_0 = 1,24 \text{ év/ns}^2$  (pour  $3,35 \cdot 10^{11}$  neutrons incidents), soit  $\sim 4$  fois la densité précédente. Ces événements correspondent (voir schéma) à deux  $\gamma$  émis simultanément par le sol vers les détecteurs-neutrons, en coïncidence avec un  $\alpha$  aléatoirement "tiré" dans le temps.



Le phénomène analogue au précédent, mais avec un neutron ayant diffusé élastiquement sur la cible de béryllium, correspondrait à des événements parasites situés sur la droite  $t_1 = t_2$  dans la région de très grand temps-de-vol (si le neutron diffuse à  $30^\circ$ , le temps-de-vol de chaque neutron simulé est  $\geq 110 \text{ ns}$ ). Mais de tels événements sortent de la gamme d'analyse ; de même que l'émission simultanée d'un neutron et d'un  $\gamma$  par le sol, relative à un neutron appartenant ou non au cône de coïncidence.

#### 2.5 - Analyse du bruit-de-fond en énergie

Dans la représentation en temps-de-vol, le nombre d'événements contenus dans une surface élémentaire  $dt_1 dt_2$ , est indépendant de  $t_1$  et  $t_2$  pour l'ensemble des événements fortuits (ce qui n'est pas le cas pour les événements P et Q).

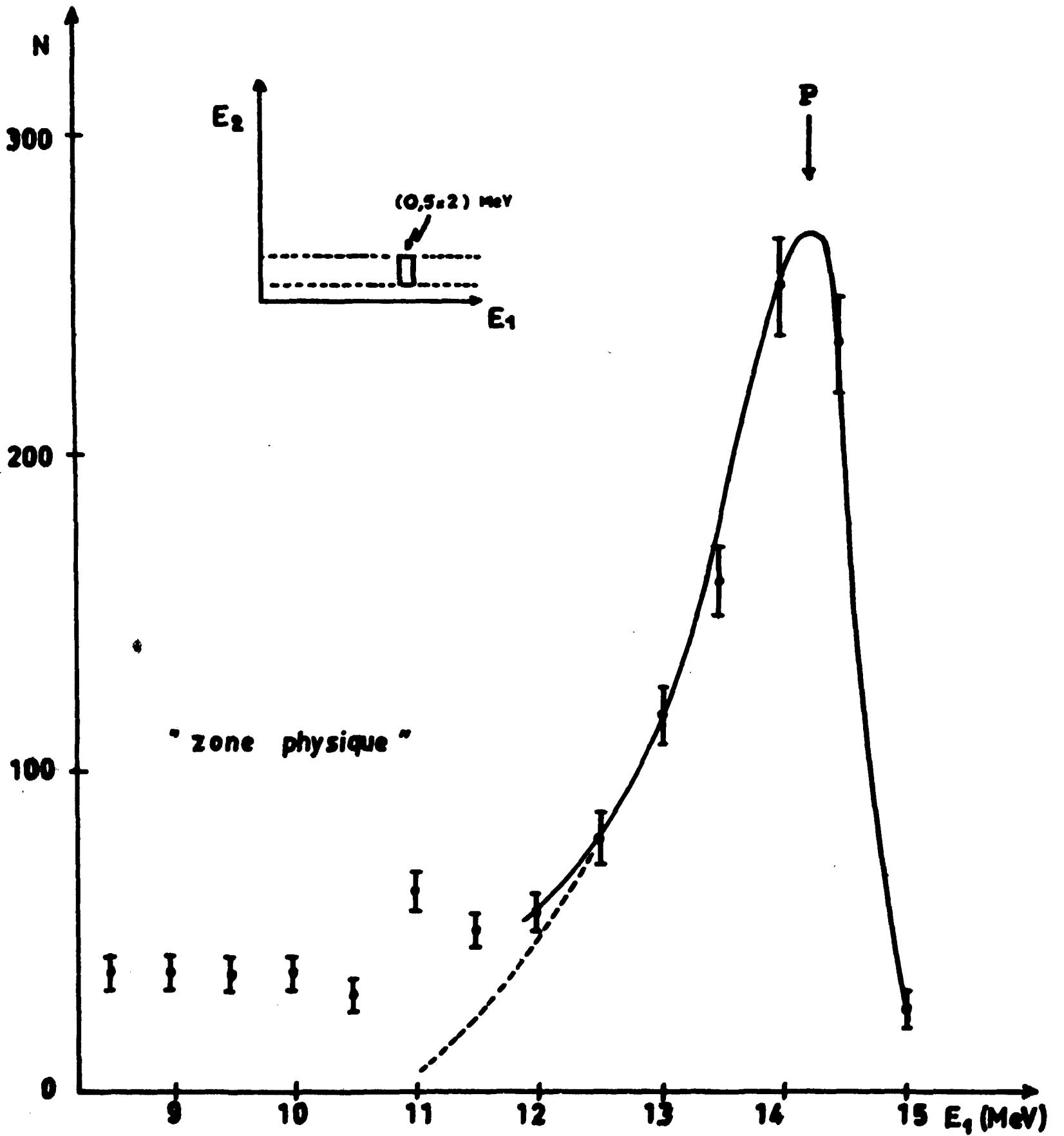


Fig. 2 -5 - Extension des événements parasites P.

$d^2N = \rho_t dt_1 dt_2$  étant constante. Dans la représentation en énergie, on effectue le changement de variable  $t \rightarrow E$  à partir de :

$$E/\epsilon = (T/t)^2 \text{ avec } \begin{array}{l} E = 1/2 mV^2 \\ \epsilon = 1/2 mc^2 \\ t = D/V \\ T = D/c \\ m = \text{masse de neutron} \\ D = \text{distance de vol} \end{array}$$

Dans cette transformation le nombre total d'évènements se conserve :

$$N = \iint \rho_t dt_1 dt_2 = \iint \rho_E dE_1 dE_2$$

en posant  $\rho_E = \rho(E_1, E_2)$  et  $\rho_t = \rho(t_1, T_2)$ , on obtient par identification :

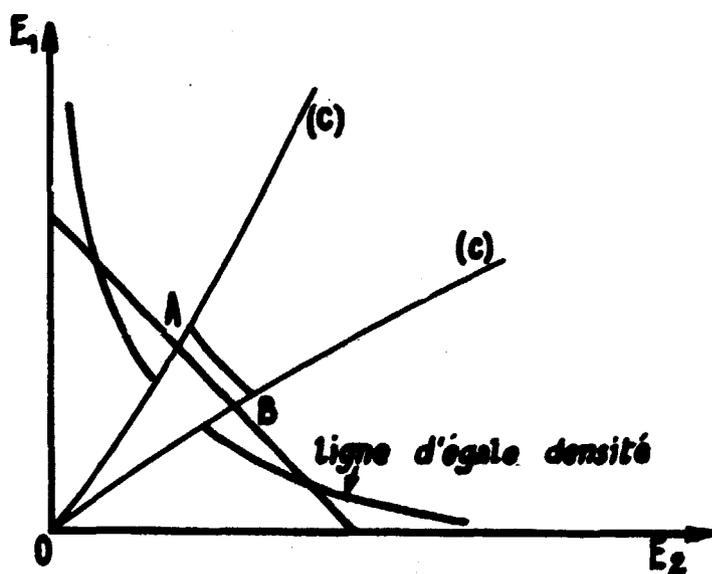
$$\rho_E = \frac{d^2N}{dE_1 dE_2} = \rho_t \frac{\epsilon T^2}{4} \frac{1}{(E_1 E_2)^{3/2}}$$

### 1 - Lignes d'égale densité

La différence de densité existant entre la bande centrale -  $\tau < t_1 - t_2 < \tau$  et l'ensemble du plan  $(t_1, t_2)$ , se traduit dans le plan  $(E_1, E_2)$  par une discontinuité le long des courbes (C) correspondant aux droites  $t_i - t_j = \tau$ , d'équation :

$$E_i = E_j \left[ 1 + \frac{\tau}{T} \left( \frac{E_i}{\epsilon} \right)^{1/2} \right]^{-2} \quad (C)$$

les lignes d'égale densité sont constituées par des arcs d'hyperbole ( $E_1 E_2 = \text{Cste}$ , raccordés par les courbes C (schéma) :



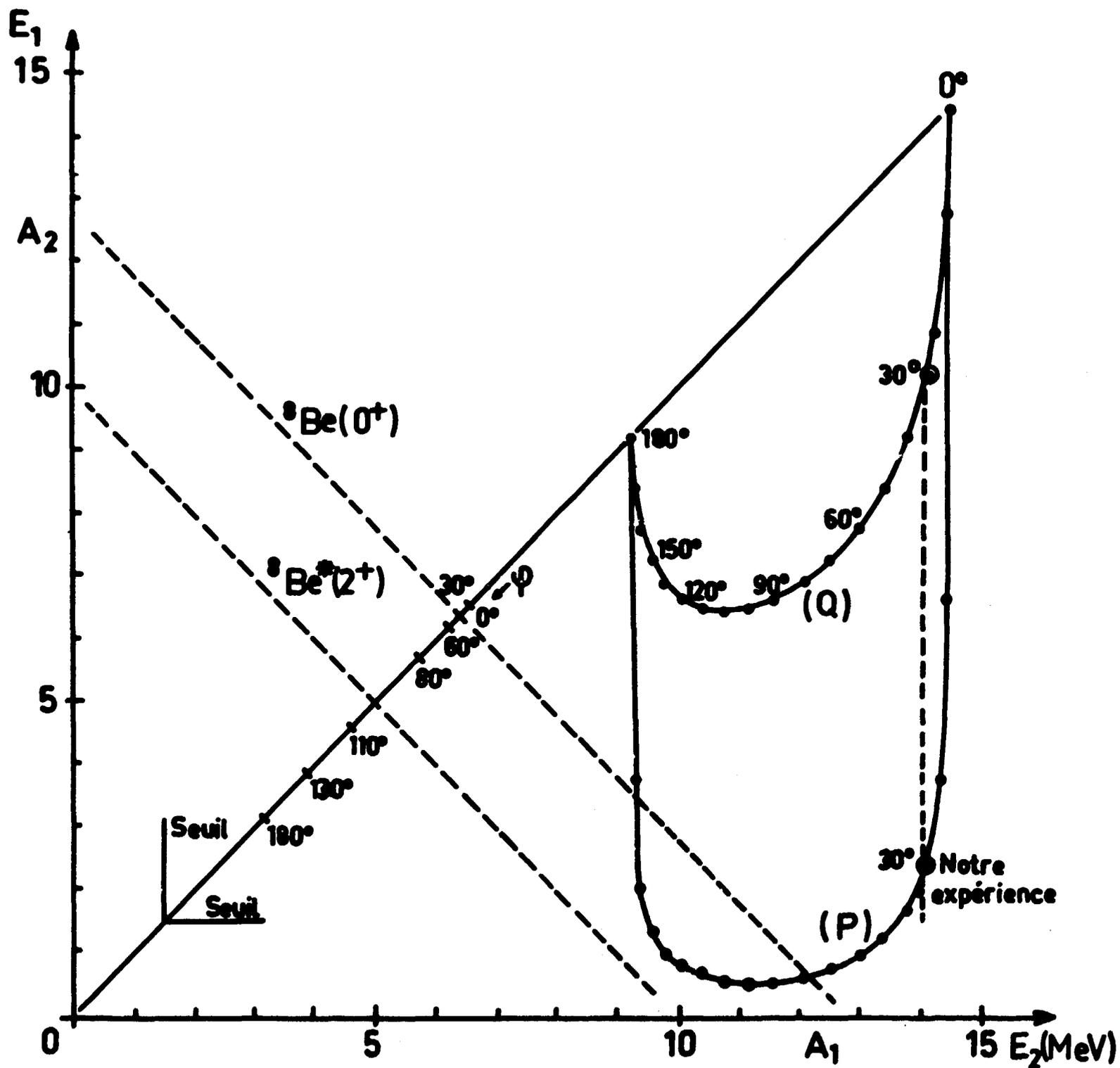


Fig. 2 - 6

Dans la représentation en énergie, le bruit-de-fond croît très rapidement dès que l'une des énergies tend vers zéro.

2 - Densité le long d'une ligne  $E_1 + E_2 = \text{Cste}$

Avant d'atteindre l'état final  $\alpha\text{arn}$ , l'expérience montre que la réaction  ${}^9\text{Be}(n,2n)$ , passe principalement par l'état intermédiaire  ${}^8\text{Be}n$ ; dans ce cas, l'énergie des deux neutrons varie sensiblement suivant la loi  $E_1 + E_2 = E_s$ ,  $E_s$  étant une constante. La densité de bruit-de-fond, le long de ces droites, dépend alors d'un seul paramètre  $E_1$  ou ( $E_2$ ) :

$$\rho(E_1) = \rho_t \frac{cT^2}{4} [E_1 (E_s - E_1)]^{-3/2}$$

La densité le long de cette droite subira une discontinuité (voir schéma) aux points A et B solution de

$$E_1 + E_2 = E_s$$

$$E_s - E_1 = E_1 \left[ 1 + \frac{\tau}{T} \left( \frac{E_1}{c} \right)^{1/2} \right]^{-2}$$

### 3 - Correction de bruit-de-fond

Les valeurs numériques des paramètres de l'expérience sont : géométrie symétrique, angles de diffusion  $\varphi = \pm 30^\circ$ , distance de vol  $D = 1,50$  m,  $T \equiv D/c = 5$  ns, et  $\tau < 2 \frac{D}{c} \sin \varphi = 5$  ns. Les mesures ont été faites dans deux locaux du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble : dans le bâtiment G d'abord, avec le plan de diffusion à 2 m du sol, le bruit-de-fond mesuré était alors  $\rho_0 = 0,13$  et  $\rho_2 = 0,7$  év/ns<sup>2</sup>, obtenu en moyenne pour  $10^{11}$  neutrons. Notons que le rendement d'un évènement (n,2n) est environ  $5,1 \cdot 10^{-9}$ . Pour diminuer l'importance de ce bruit-de-fond aléatoire, le nouveau local Y<sub>3</sub> possède des cloisons très minces ; le plan de diffusion se trouve à 2,50 m du sol. Les densités deviennent alors  $\rho_0 = 0,075$  et  $\rho_2 = 0,26$  év/ns<sup>2</sup>, pour le même nombre de neutrons ( $10^{11}$ ).

L'implantation dans le nouveau local Y<sub>3</sub>, mieux adapté aux expériences-neutron, et la surélévation du plan de diffusion, ont permis les gains suivants :

pour $10^{11}n$	Bât. G	Bât. Y <sub>3</sub>	Rapports
$\rho_0$ en (ns) <sup>-2</sup>	0,13	0,075	1,7
$\rho_2$ en (ns) <sup>-2</sup>	0,7	0,26	2,7
$\rho_2/\rho_0$	5,4	3,5	1,55

l'on a tenu compte de la résolution ( $\Delta t = 1,9$  ns) en temps du spectromètre en ne considérant que les intervalles d'énergie au moins égaux à la résolution  $\Delta E_s$  correspondant à  $\Delta t$ . Le spectre de bruit-de-fond le long d'une droite  $E_1 + E_2 = E_s$  en fonction de la différence  $E_D = E_1 - E_2$ , est obtenu sommant les points situés à l'intérieur d'un petit rectangle  $2 \Delta E_D \times 2 \Delta E_s$ , centré au point  $E_D$  et  $E_s$ . L'intensité du bruit-de-fond dans chaque rectangle est alors :

$$\Delta N = \int_{E_s - \Delta E_s}^{E_s + \Delta E_s} \int_{E_D - \Delta E_D}^{E_D + \Delta E_D} \rho_E(E_D, E_s) dE_s dE_D$$

Les figures 2.7, montrent le spectre des lignes  $E_1 + E_2 = 10$  et  $13$  MeV, ainsi obtenu, sous lesquels est porté le bruit-de-fond.

On notera que l'important bruit-de-fond, dû notamment à l'effet de sol, et les gains constatés entre les deux locaux d'expérience, que l'on a intérêt dans ce type d'expérience, à travailler dans une très grande salle, et à supprimer la proximité de toute matière autour du faisceau.

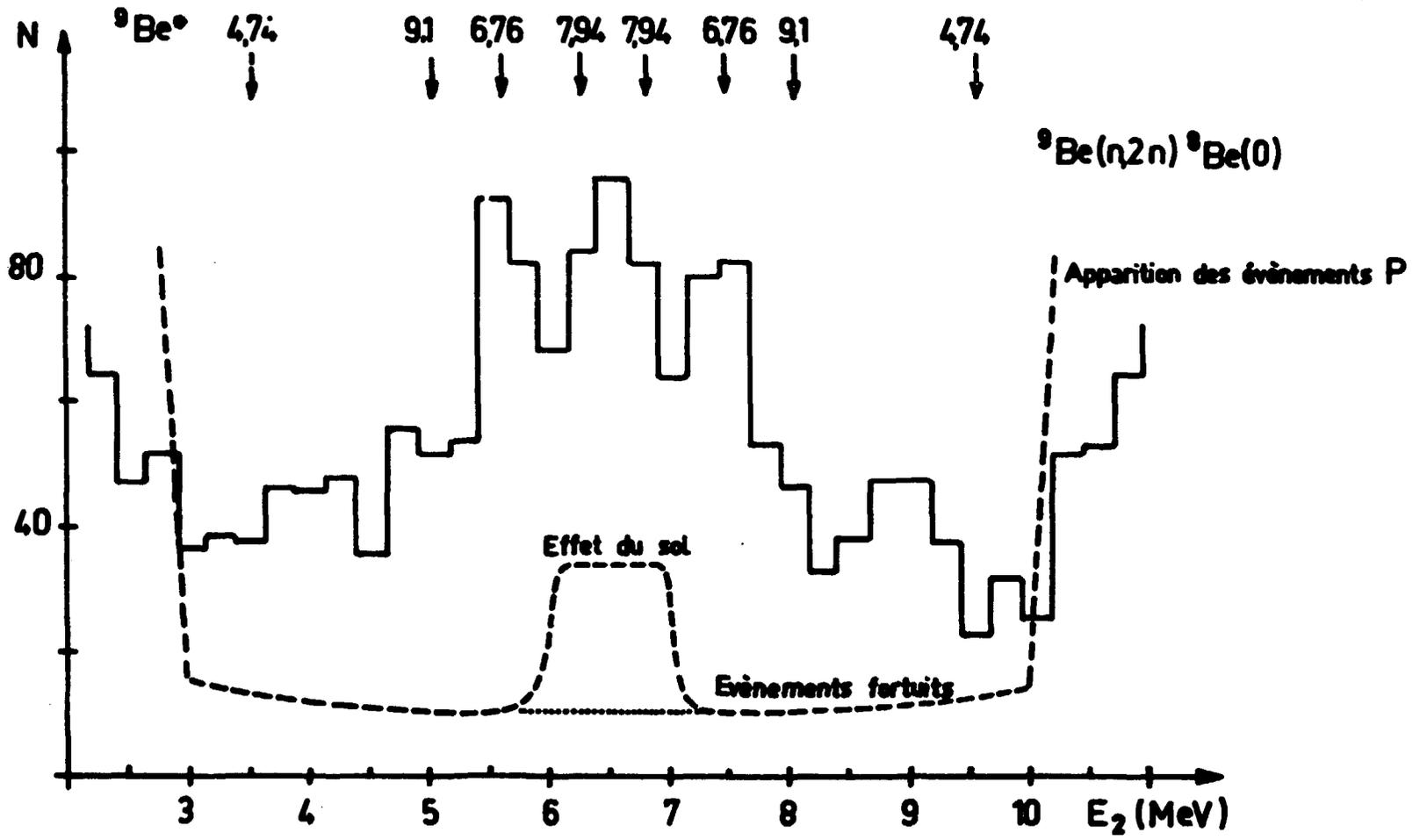


Fig. 2 -7a

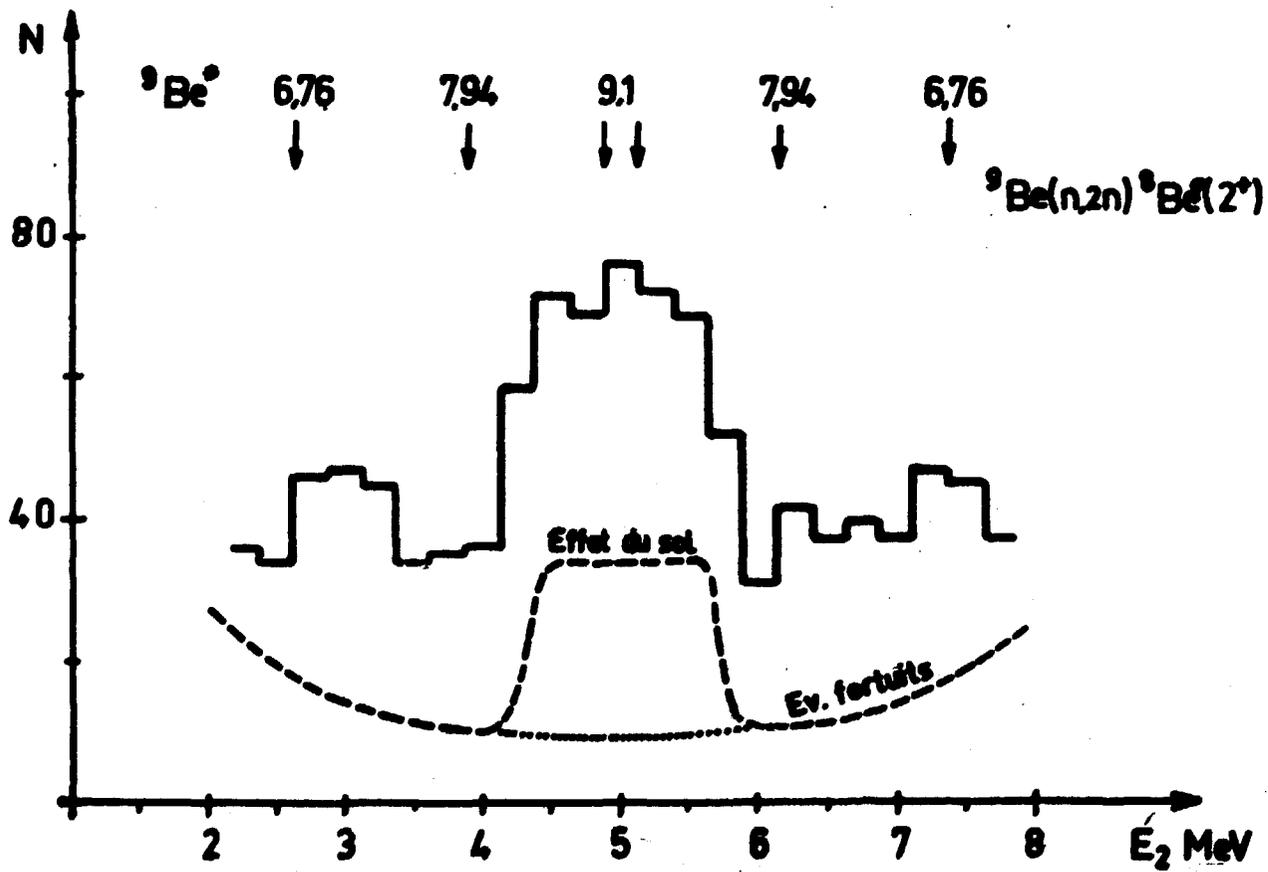


Fig. 2 -7b

### CHAPITRE 3.

#### SECTIONS EFFICACES CORRIGÉES

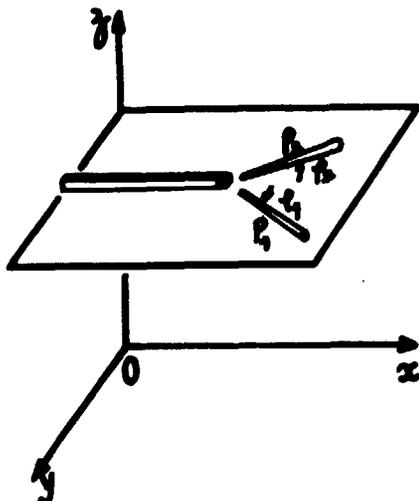
Les mesures à des angles  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  de l'énergie  $E_1$  et  $E_2$  de chacun des neutrons émis permettent de déterminer la section efficace différentielle

$$\sigma(\varphi_1, \varphi_2, E_1) \equiv \frac{d^3 \varphi_{1, \varphi_2, E_1}}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1}$$

ne dépendant que des paramètres géométriques  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  et de l'énergie de l'un des deux neutrons, étant donné l'existence de la relation cinématique  $f(E_1, E_2, \varphi_1, \varphi_2) = 0$  (cas d'une géométrie plane). Cette section efficace différentielle représente la probabilité, dans une interaction neutron- $^9\text{Be}$ , d'un évènement  $(n, 2n)$  avec émission d'un des neutrons entre les angles  $\varphi_1$  et  $\varphi_1 + d\varphi_1$  avec une énergie comprise entre  $E_1$  et  $E_1 + dE_1$  et avec émission de l'autre neutron entre les angles  $\varphi_2$  et  $\varphi_2 + d\varphi_2$ .

#### 3.1 - Calcul du nombre d'évènements observables

Considérons un flux homogène de neutrons monoénergétiques, dont l'intensité  $\phi_0$  est constante :  $\phi_0 dydz$  est le nombre de neutrons du faisceau frappant la surface élémentaire  $(dy, dz)$  centrée au point  $(0, y, z)$  du diffuseur. Au point  $(x, y, z)$  ce nombre sera atténué par le facteur  $\exp(-\Sigma_0 x)$  ( $\Sigma_0^{-1}$  = libre parcours moyen de neutrons d'énergie  $E_0$  dans la cible).



Le nombre de réactions  $(n, 2n)$  entre les points  $(x, y, z)$  et  $(x+dx, y+dy, z+dz)$  dont les neutrons sont émis aux angles  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  avec les énergies  $E_1$  et  $E_2$  sera, pendant le temps  $dt$  :

$$\phi_0 n \sigma(\varphi_1, \varphi_2, E_1) \exp(-\Sigma_0 x) dx dy dz dE_1 dt$$

$n$  = nombre de centre de diffuseurs par  $\text{cm}^3$

La géométrie étant plane, soit  $\rho_1(x, y)$  et  $\rho_2(x, y)$  les trajets dans le plan  $z = \text{cste}$ , des neutrons dans la cible de béryllium. Chacun des deux faisceau élémentaires subira avant de sortir de la cible une atténuation de  $\exp(-\rho_1 \Sigma(E_1))$  et  $\exp(-\rho_2 \Sigma(E_2))$ . Le nombre de réactions observables par unité de temps est alors :

$$dN = \phi_0 n \sigma \exp(-(\Sigma_0 x + \Sigma_1 \rho_1 + \Sigma_2 \rho_2)) dx dy dz dE_1 dt$$

Chaque détecteur vu de la cible sous un angle solide  $\Delta\Omega_1$ , ayant une efficacité  $\epsilon_1(E)$ , la probabilité de détecter les neutrons  $n'$  et  $n''$ , est égale à la probabilité de détecter le neutron  $n'$  dans le détecteur 1 et à la probabilité de détecter le neutron  $n''$  dans le détecteur 2, soit en symétrisant :

$$\begin{aligned} P(n' \wedge n'') &= P[(n'_1 \wedge n''_2) \cup (n'_2 \wedge n''_1)] \\ &= P(n'_1 \wedge n''_2) + P(n'_2 \wedge n''_1) \text{ les phénomènes sont indépendants} \\ &= \epsilon_1(E') \Delta\Omega_1 \epsilon_2(E'') \Delta\Omega_2 + \epsilon_2(E') \Delta\Omega_2 \epsilon_1(E'') \Delta\Omega_1 \end{aligned}$$

La fonction  $\epsilon_1(E)$  étant la même pour chaque détecteur (par. 4-4) l'on a :

$$P(n'n'') = 2\epsilon_1\epsilon_2\Delta\Omega_1\Delta\Omega_2$$

Si  $t$  désigne la durée de la mesure, le nombre de réactions observées par intervalle d'énergie sera :

$$N = \phi_0 t n \sigma(\varphi_1\varphi_2 E_1) \epsilon_1\epsilon_2 \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 dE_1 \iiint \exp[-(\Sigma_0 x + \Sigma_1 \rho_1 + \Sigma_2 \rho_2 + \Sigma_2 \rho_2)] dx dy dz$$

Si les différents facteurs de transmission étaient égaux à 1, on observerait  $N_1$  réactions ; on peut alors définir le facteur de transmission  $\theta = N/N_1$

$$\theta(\varphi_1\varphi_2 E_1) = \frac{1}{S} \iint \exp[-(\Sigma_0 x + \Sigma_1 \rho_1 + \Sigma_2 \rho_2)] dx dy \quad (1)$$

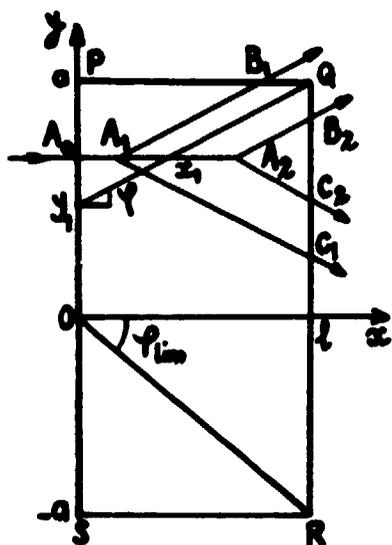
avec  $N_0 = \phi_0 t S$  = nombre total de neutrons incidents, il vient :

$$N = 2N_0 n \sigma(\varphi_1\varphi_2 E_1) \epsilon_1\epsilon_2\Delta\Omega_1\Delta\Omega_2 dE_1 e \theta(\varphi_1\varphi_2 E_1) \quad (2)$$

$e$  = épaisseur du bloc de béryllium.

### 3.2 - Expression du facteur de transmission

Le calcul est effectué dans le cas d'une géométrie symétrique. Considérons un plan horizontal de cote  $z$ , et soit PQRS la trace de la cible dans ce plan. Pour les angles de diffusion  $\varphi < \varphi_{lim}$  ( $\varphi_{lim} = \text{Arctg}(a/1) \approx 60^\circ$ ) nous distinguerons trois régions d'intégration



Région I :  $0 < x < x_1$      $x_1 = (y-y_1)/\text{tg}\varphi$

$y_1 < y < a$      $y_1 = a - \text{ltg}\varphi$

Région II :  $x_1 < x < 1$

$y_1 < y < a$

Région III :  $0 < x < 1$

$0 < y < y_1$

L'expression de la transmission dans la région  $-a < y < 0$ , se déduira du calcul précédent par symétrie.

#### 1 - Région I :

on a  $\rho_1 = A_1 B_1 = (a-y) / \sin\varphi$

$\rho_2 = A_1 C_1 = (1-x) / \cos\varphi$

en posant  $\omega_0 = 1 \Sigma_0$

$\omega_1 = 1 \Sigma_1 / \cos\varphi$

$\Sigma_1 = n\sigma_t(E_1)$

$\omega_2 = \omega_1 + \omega_0$

L'intégrale se réduit à :

$$\theta_1 = \frac{1 \operatorname{tg} \varphi}{2a(\omega_0 - \omega_2)} \left[ \frac{e^{-\omega_2} - e^{-\omega_s}}{\omega_1} - \frac{e^{-\omega_0} - e^{-\omega_s}}{\omega_s - \omega_0} \right]$$

2 - Région II :

Ici les deux trajets  $\rho_1$  et  $\rho_2$  sont égaux

$$\theta_{II} = \frac{1 \operatorname{tg} \varphi}{2a(\omega_s - \omega_2)} \left[ e^{-\omega_0} - \frac{e^{-\omega_0} - e^{-\omega_s}}{\omega_s - \omega_0} \right]$$

3 - Région III :

$\theta_{III}$  a la même expression que  $\theta_{II}$ , seules changent les bornes d'intégration

$$\theta_{III} = \frac{a - 1 \operatorname{tg} \varphi}{2a} \frac{e^{-\omega_0} - e^{\omega_s}}{\omega_s - \omega_c}$$

4 - Expression de  $\theta$

Lors des intégrations précédentes nous avons dénommé "neutron1" les neutrons émis avec un angle  $\varphi > 0$ . Pour tenir compte de la symétrie, dans la région  $y < 0$ , il suffira de changer "l'étiquette" de chaque neutron.

$$\begin{aligned} \theta_I &\longrightarrow \theta'_I \\ \theta_{II} \text{ et } \theta_{III} &\longrightarrow \theta_{II} \text{ et } \theta_{III} \end{aligned}$$

finalement nous aurons :

$$\theta = \theta_I + 2(\theta_{II} + \theta_{III}) + \theta'_I$$

soit

$$\theta(\varphi, E_1) = \frac{1 \operatorname{tg} \varphi}{2a} \left\{ \frac{e^{\omega_0} - e^{\omega_s}}{\omega_s - \omega_0} \left[ 2 \left( \frac{a}{1 \operatorname{tg} \varphi} - 1 \right) + \frac{1}{\omega_1 - \omega_0} - \frac{2}{\omega_s - \omega_0} + \frac{1}{\omega_2 - \omega_0} \right] \right. \\ \left. - \frac{e^{-\omega_2} - e^{-\omega_s}}{\omega_1(\omega_2 - \omega_0)} + \frac{2e^{-\omega_0}}{\omega_s - \omega_0} - \frac{e^{-\omega_1} - e^{-\omega_s}}{\omega_2(\omega_1 - \omega_0)} \right\}$$

La relation cinématique  $f(E_1, E_2, \varphi, Q) = 0$ , se réduit avec une assez bonne approximation à l'équation  $E_1 + E_2 = \text{Cste}$ . Une application numérique a été effectuée, sur le calculateur CAB 500, pour  $\varphi = 30^\circ$ ; la courbe d'excitation  $\sigma_t(E)$  du Be étant approchée par un polynôme. Les figures 3-1 donnent les résultats en fonction de la différence des énergies des deux neutrons et, représentent respectivement la transmission dans les deux cas suivants :

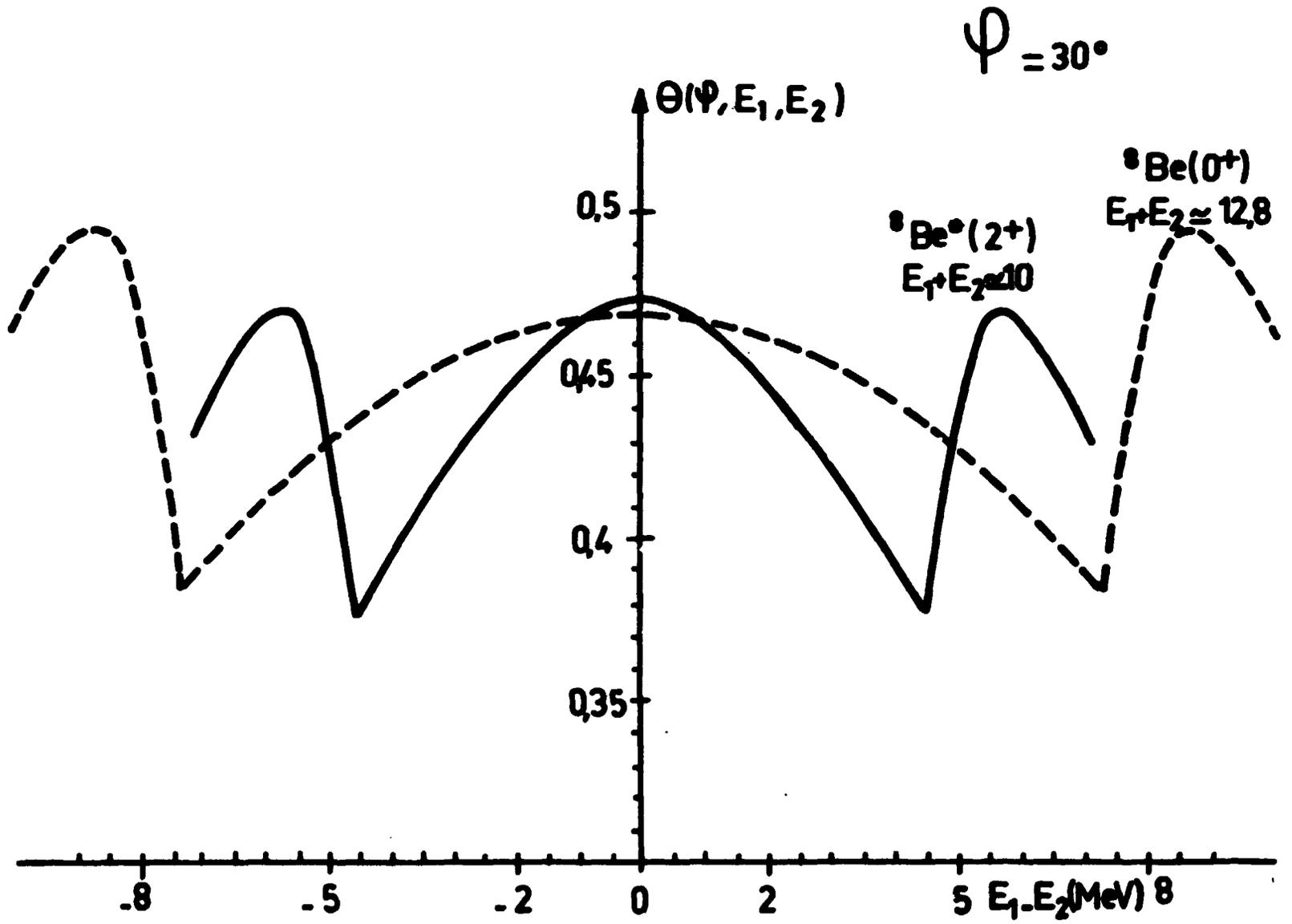
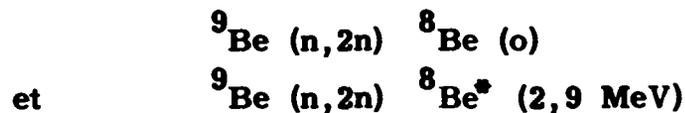


Fig. 3 -1



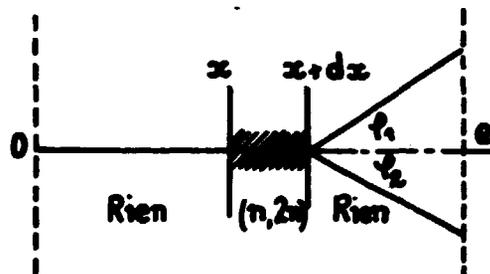
### 3.3 - Estimation de la diffusion multiple

Le nombre d'évènements observés ayant été corrigés de l'absorption du diffuseur, il nous faut apprécier l'importance des diffusions multiples. La transmission (70 pour cent), la section efficace totale composée essentiellement de  $\sigma_{n,2n}$  (540 mb) et  $\sigma_{elas}$  940 mb avec émission préférentielle vers l'avant, permettent de prévoir que les seules diffusions multiples importantes sont les réactions (n,2n) pour lesquelles, soit le neutron incident, soit l'un des neutrons émis, subit une diffusion élastique vers l'avant.

On estime la proportion  $\eta$  de ces phénomènes par le rapport de la probabilité moyenne de diffusion double, à celle de la réaction (n,2n).

#### 1 - Réaction (n,2n) seule :

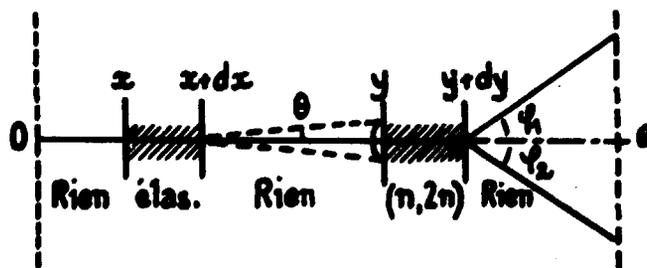
Si  $\Sigma_{n,2n} = n \sigma_{n,2n} (\varphi_1, \varphi_2, E)$  désigne la densité de probabilité de la réaction observée ; on se ramène au schéma simple :



$$P [(n,2n)] = \int_0^e \Sigma_{n,2n} dx = \Sigma_{n,2n} e$$

#### 2 - Diffusion multiple élastique - (n,2n)

Le phénomène se résume par le schéma



Avec  $\Sigma_{el} = n \int_0^\theta \frac{d\sigma_{el}(\theta, E)}{d\omega} d\omega$ , en n'envisageant que les diffusions aux faibles angles, on peut considérer qu'en moyenne (xy) est colinéaire à (0e)

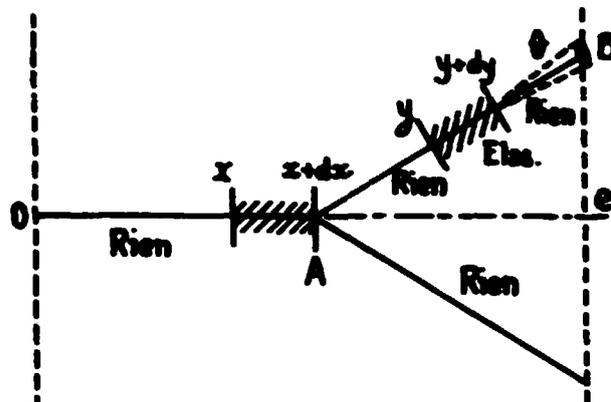
$$\text{soit } P [Elas. \cap (n,2n)] = \int_0^e \int_0^{e-x} \Sigma_{EL} dx \Sigma'_{n,2n} dy = \Sigma_{EL} \Sigma'_{n,2n} \frac{e^2}{2}$$

Dans cette hypothèse, l'énergie du neutron varie peu :

$$E' \approx E \longrightarrow \Sigma'_{n,2n} \approx \Sigma_{n,2n}, \text{ le rapport } \eta \text{ vaut : } \eta \approx \frac{\Sigma_{el} e}{2} (\leq 10 \text{ pour cent})$$

### 3 - Diffusion multiple (n,2n) - élastique

Dans le cas où l'un des deux neutrons sortant, subit une diffusion élastique, le phénomène se présente comme suit :



avec la probabilité :

$$P [(n,2n) \wedge \text{élas.}] = \int_0^e \int_0^{AB} \frac{\Sigma_{n,2n} dx \Sigma'_{el} dy}{\Sigma_{n,2n} \Sigma'_{el}} = \Sigma'_{el} \Sigma_{n,2n} \frac{e^2}{2 \cos \varphi}$$

Dans ce cas  $\Sigma'_{el}$  correspond à des neutrons d'énergie moyenne  $E' \sim 5$  MeV et le rapport  $\eta$  sera :

$$\eta = \frac{\Sigma'_{el} e}{2 \cos \varphi} \quad (\sim 6,5 \text{ pour cent})$$

Comme la même réaction peut se produire avec le 2ème neutron on a :

$$\eta \approx 13 \text{ pour cent}$$

### 4 - Conclusion

Comme on pouvait s'y attendre, la proportion de ces phénomènes est faible, et les diffusions d'ordre  $> 2$  sont très peu probables ( $< 1$  pour cent). Les réactions avec diffusion inélastiques sur le premier état excité du  $^9\text{Be}$  sont aussi négligeables ( $\sigma_{2,43} \approx \frac{1}{5} \sigma_{el}$ ). Pour l'expérience présente, la correction de diffusion double ne peut se faire, étant de l'ordre des erreurs statistiques..

#### 3.4 - Correction d'efficacité

L'efficacité, mesurée pour chaque voie par la méthode du diffuseur hydrogéné (triple coïncidence :  $\alpha$  - diffuseur-détecteur neutron ; précision  $\approx 10$  pour cent), est sensiblement la même pour chaque détecteur. La mesure relative, jusqu'à  $\approx 10$  MeV, est raccordée à une mesure absolue faite à 14,5 MeV dans le faisceau direct ; cette méthode est classique et a été développée dans la thèse de Docteur-Ingénieur de SZABO (1963).

Le facteur total de correction d'efficacité  $\epsilon = \epsilon_1(E_1) \cdot \epsilon_2(E_2)$  calculé à partir de la courbe d'efficacité "lissée" par un polynôme, est présentée fig. 3-2 le long des lignes  $E_1 + E_2 = \text{cste.}$

#### 3.5 - Conclusion

De l'ensemble des corrections énumérées (bruit-de-fond, transmission, efficacité) le

facteur multiplicatif relatif à l'efficacité totale, est le plus important. Dès que l'une des énergies est inférieure à  $\sim 3$  MeV, il est supérieur à 100, ce qui réduit la zone d'analyse des spectres dans laquelle il est possible de faire une mesure relativement précise. Pratiquement dès que l'un des neutrons a une énergie inférieure à 3 MeV la mesure est très peu précise.

La résolution angulaire ( $\pm 3^\circ$  pour chaque détecteur) conduit à une correction du second ordre étant donné que la quantité  $(E_1 + E_2)$  est quasi stationnaire pour  $\varphi$  variant entre 0 et  $60^\circ$ . Toutefois, les effets conjugués de la résolution en temps, de la diffusion multiple et de la résolution angulaire contribuent à l'élargissement des pics.

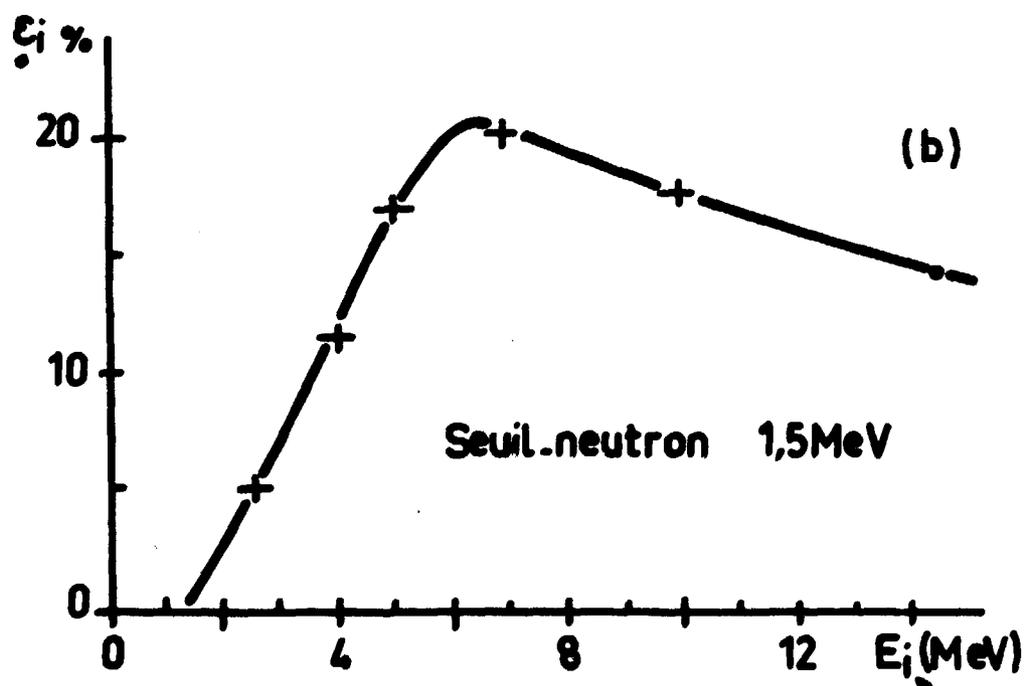
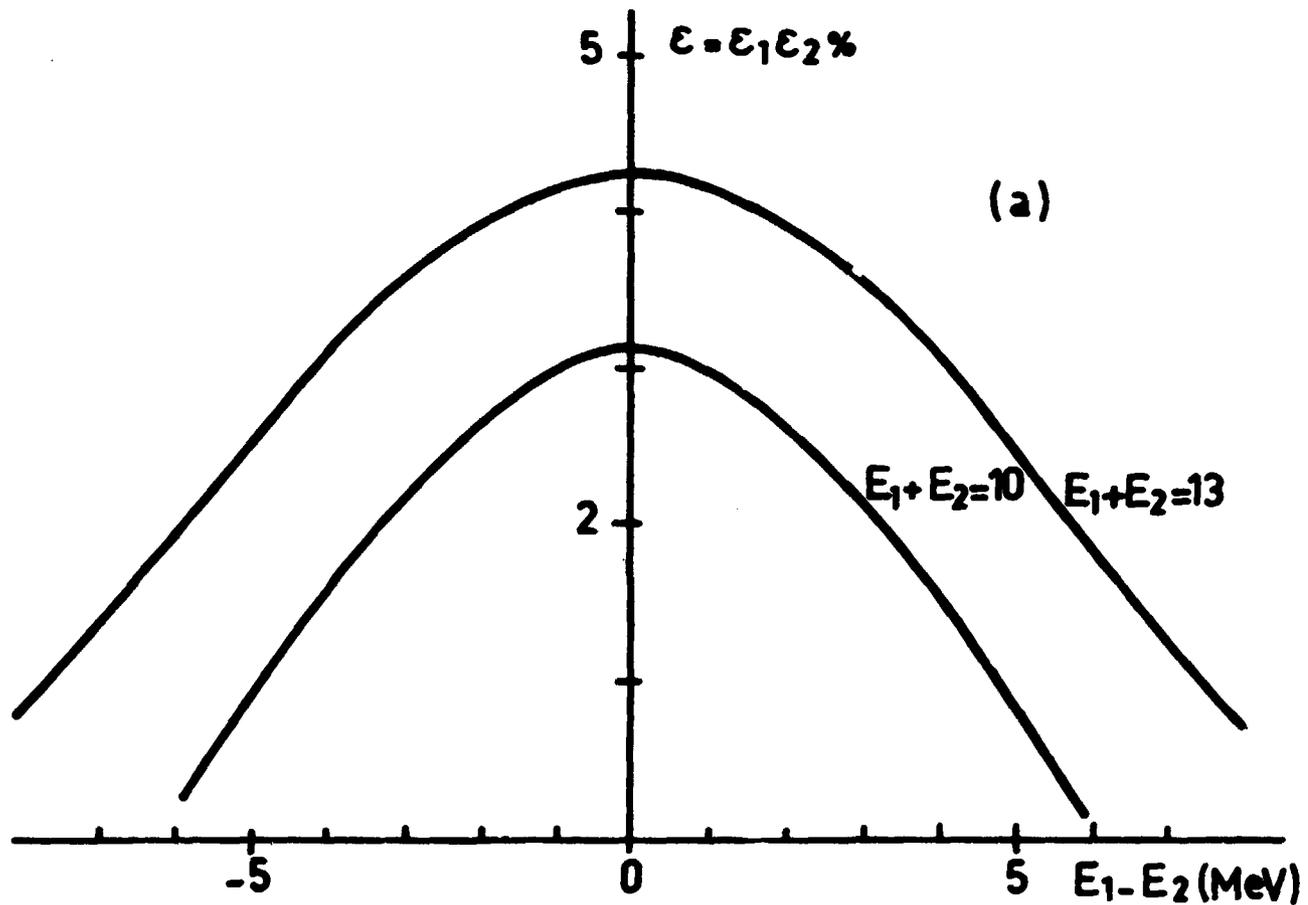


Fig. 3 -2



## CHAPITRE 4

### RESULTATS EXPERIMENTAUX CORRIGES

L'expérience a été réalisée dans deux locaux différents avec  $3.35 \cdot 10^{11}$  neutrons incidents dans le cône de coïncidence mesurés par les particules  $\alpha$ . Le flux incident ( $10^5$  neutrons/s sur le diffuseur) a été maintenu faible pour conserver une bonne séparation des événements (n,2n) et du bruit-de-fond, ceci correspond à environ  $10^7$  n/s ( $\omega_\alpha = 10^{-2} 4\pi$ ).

On obtient finalement  $\sim 10$  coïncidences-triples par heure, dont  $\approx 1.8$  correspondant aux événements (n,2n), soit un rendement global  $\approx 5 \cdot 10^{-9}$  pour le phénomène (n,2n) dans les conditions de l'expérience.

Sur approximativement 20 000 coïncidences-triples, on a identifié 1740 événements (n,2n) dont la répartition est la suivante :

- 1 050 pour les réactions  ${}^9\text{Be}(n,2n){}^8\text{Be} (0^+)$
- 620 - - -  ${}^9\text{Be}(n,2n){}^8\text{Be}^* (2^+)$
- 70 pour les autres réactions (n,2n)

#### 4.1 - Les réactions (n,2n) sans formation de ${}^8\text{Be}$

##### 1° Etat final $\alpha n n$ :

Lorsqu'on remplace la cible de  ${}^9\text{Be}$  par une cible de  ${}^{12}\text{C}$  (GONDRAND 1964), la densité d'événements dans la région des temps-de-vol élevés (fig. 2-4b), est sensiblement la même, ce qui indique une proportion extrêmement faible de réactions  $\alpha n n$ , et (n, $\alpha$ )  ${}^6\text{He}^* (2n)$  estimée  $<$  à 2 pour cent.

##### 2° Etat final ${}^5\text{He} n n$ :

Les réactions avec un état  ${}^5\text{He}$  intermédiaire (fondamental ou excité), correspondent à des répartitions localisées le long des parallèles aux axes ( $E_1$  ou  $E_2 = \text{Cst}$ ).

On observe autour de  $E_1 = 3,5$  MeV, un pic localisé (dans le plan  $E_1 = E_2$ ) seulement au point  $E_1 = E_2 \approx 3,5$  MeV qui pourrait correspondre à la réaction  ${}^9\text{Be}(n,n'){}^9\text{Be}^* (\alpha)$   ${}^5\text{He}^*(n) {}^4\text{He}$ , dont l'importance n'excède pas 2,5 pour cent de la section efficace (n,2n) à  $30^\circ$ .

#### 4.2 - Interaction $\alpha$ - $\alpha$ dans l'état final : formation de ${}^8\text{Be}$

La distribution des événements (n,2n) suivant la ligne  $E_1 = E_2$  (fig. 4-1), met en évidence les réactions  ${}^9\text{Be}(n,2n){}^8\text{Be}$  (fondamental  $0^+$  et le premier état excité  $2^+$  de 2,9 MeV); la résolution étant suffisante pour bien séparer ces deux niveaux.

Notons en outre, l'existence (MYACHKOVA 1961 ; SAKISAKA 1959) de deux points de forte densité qui simulent des états d'excitation de  $\approx 5,5$  et 7 MeV du  ${}^8\text{Be}$ . Cependant la structure ( $\alpha$ - $\alpha$ ) des premiers niveaux du  ${}^8\text{Be}$ , en rapport avec la grande cohésion de la particule  $\alpha$ , ne prévoit (WILDERMUTH 1958) pas de niveaux à ces énergies. Le premier niveau ayant un faible coefficient de parenté  $\langle {}^8\text{Be} \alpha$ - $\alpha \rangle$  apparaît à 16,6 MeV avec une structure ( ${}^7\text{Li} + p$ ) probable (MARION 1965).

La diffusion  $\alpha$ - $\alpha$  ne présente pas (LAURITSEN) de résonance dans cette région ; ces deux anomalies sont probablement dues :

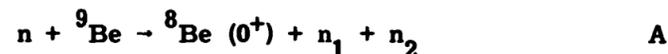
- 1 - Accumulation de 7 MeV : "pied" du niveau  $4^+$  (11,8 MeV ;  $\Gamma \approx 6,8$  MeV) du  $^8\text{Be}$
- 2 - Accumulation de 5 MeV : désintégration du  $^9\text{Be}^*$  en  $^5\text{He} + \alpha$

Les sections efficaces des deux transitions principales  $^8\text{Be} (0^+)nn$  et  $^8\text{Be}^* (2^+) nn$  sont :

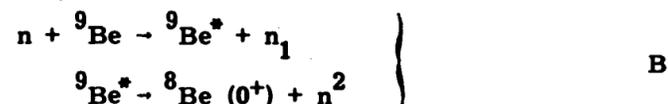
Réaction	$(d^2\sigma/d\omega_1 d\omega_2)$ mb/sr <sup>2</sup>	Erreur Stat. mb/sr <sup>2</sup>	Proportion
$^9\text{Be} (n, 2n) ^8\text{Be}(0^+)$	1,8	$\pm 0,4$	46 pour cent
$^9\text{Be} (n, 2n) ^8\text{Be}(2^+)$	2	$\pm 0,4$	50 pour cent

#### 4.3 - Analyse de la réaction $^9\text{Be} (n, 2n)$ avec interaction $\alpha$ - $\alpha$ dans l'état $^8\text{Be} (0^+)$

La cinématique prévoit que les événements relatifs à la réaction  $^9\text{Be} (n, 2n) ^8\text{Be} (0^+)$ , seront distribués le long d'une ligne  $E_1 + E_2 = 12,85$  MeV. Suivant que cette réaction a lieu par une désintégration directe en trois corps :



ou par un mécanisme en deux étapes :



le spectre en énergie le long de la droite  $E_1 + E_2 = 12,85$  MeV est différent.

1° - Distribution continue de forme sensiblement elliptique donnée par l'espace des phases, symétrique par rapport à  $E_1$  (ou  $E_2$ ) = 6,45 MeV, pour une désintégration A en trois corps,

2° - Amas d'événements symétriques, par rapport à  $E_1$  (ou  $E_2$ ) = 6,45 MeV, correspondant aux états d'excitation du  $^9\text{Be}$  dans le cas d'une interaction à deux corps avec le processus B en deux étapes.

Les figures 4-2, montrent la distribution expérimentale. On observe des états résonnants correspondant aux niveaux de 6,76 et 7,94 MeV du  $^9\text{Be}$ , les deux pics relatifs à ce dernier niveau n'étant pas résolus. Notons, outre la présence d'un petit pic situé au point  $(E_1 \text{ et } E_2) = 4,8$  et  $8,2$  MeV ( $E_x (^9\text{Be}) \approx 5,9$  ou  $9,3$  MeV), l'existence d'un large pic qui correspondrait à un état d'excitation de  $\sim 5,2$  ou  $10$  MeV du  $^9\text{Be}$ . Ces deux pics correspondent à des phénomènes résonnants qui ne s'interprètent pas par les niveaux d'excitation connus du  $^9\text{Be}$ .

Les niveaux d'énergie  $Q > 11$  MeV et  $Q < 4,5$  MeV ne peuvent pas être observés pour deux raisons :

- la présence du seuil de détection des neutrons à 1,5 MeV
- la perturbation due aux ailes des événements parasites P

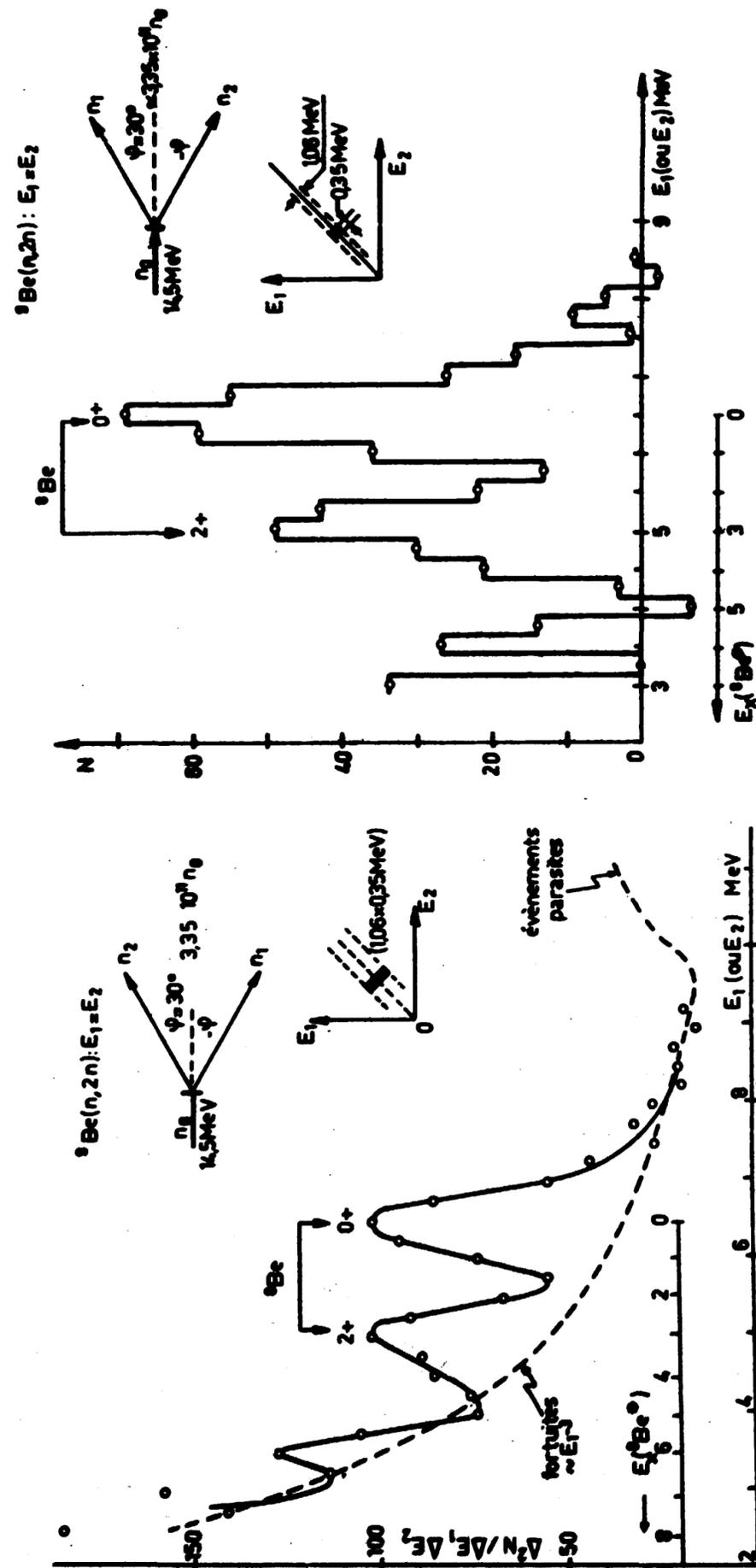


Fig. 4 - 1 - Spectre des événements  $^9\text{Be} (n, 2n)$  pour la même énergie ( $E_1 = E_2$ ) des deux neutrons mettant en évidence le passage par  $^8\text{Be}(0^+)$  et  $^8\text{Be}(2^+)$ .

Fig. 4 - 1 - Spectre des événements  $^9\text{Be}(n, 2n)$  pour la même énergie ( $E_1 = E_2$ ) des deux neutrons, mettant en évidence le passage par  $^8\text{Be}(0^+)$  et  $^8\text{Be}(2^+)$ .

a - Avec bruit-de-fond.

b - Corrigé de bruit-de-fond.

Signalons que l'on n'observe pas (ou faiblement excité) le niveau de 4,74 MeV du  $^9\text{Be}$  ; ce niveau pourrait correspondre à une diffusion inélastique  $n + ^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}^*(2^+) + n + n$  au moment de l'ouverture de la voie  $n + ^8\text{Be}^*(2^+)$ , l'énergie correspondante étant précisément 4,74 MeV.

Ex ( $\text{Be}^*$ ) en MeV	$d^2\sigma / d\omega_1 \cdot d\omega_2$ en mb/sr <sup>2</sup>	Proportion en pourcentage
6,76	$0,6 \pm 0,1$	33
7,94	$0,25 \pm 0,05$	24
$\approx 5,9$ ou $9,3$	0,15	8
$\approx 5,2$ ou $10$	$0,6 \pm 0,15$	33
Réaction directe en trois corps $^8\text{Be} (0^+) n_1 n_2$	$< 0,2$	$< 11$
Total $^8\text{Be} (n, 2, ) ^8\text{Be} (0^+)$	$1,8 \pm 0,4$	

#### 4.4 - Analyse de la réaction $^9\text{Be} (n, 2n)$ avec interaction $\alpha$ - $\alpha$ dans l'état $^8\text{Be}^* (2^+)$

La distribution des événements relatifs à cette réaction, le long de  $E_1 + E_2 = 10$  MeV, montre également des amas caractéristiques de résonance  $n$ - $^8\text{Be}^* (2^+)$  entre les particules de l'état final. Cette représentation est symétrique par rapport à  $E_1$  (ou  $E_2$ ) = 5 MeV (fig.4-3).

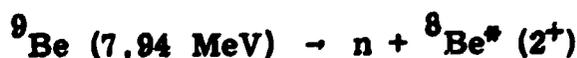
On observe principalement un très large amas central correspondant au niveau de 9,1 MeV du  $^9\text{Be}$ , apparaissant deux fois dans la distribution. Aux extrémités du spectre ( $E_2 = 2,5$  et  $7,3$  MeV) apparaissent deux amas dont l'interprétation est délicate pour deux raisons :

1° - d'une part, il y a un bruit-de-fond important dans cette région. Les événements fortuits n'étant estimés que statistiquement, la soustraction d'un fond continu "théorique" lorsqu'il est important présente des incertitudes.

2° - d'autre part, la proximité du seuil de détection (1,5 MeV) introduit une fluctuation sur la coupure, et une efficacité très faible des détecteurs. Les facteurs correctifs d'efficacité au voisinage de  $E_1$  ou  $E_2 \approx 2$  MeV étant  $> 100$ .

Ces amas pourraient toutefois, provenir en partie d'une émission de neutron du niveau de 6,76 MeV du  $^9\text{Be}$  vers  $^8\text{Be}^* (2^+)$  ou d'une émission  $\alpha$  vers  $^5\text{He}$ .

Notons enfin, que l'absence de pic aux points  $E_2 = 3,8$  et  $6,2$  MeV, montre que la transition :



est peu probable.

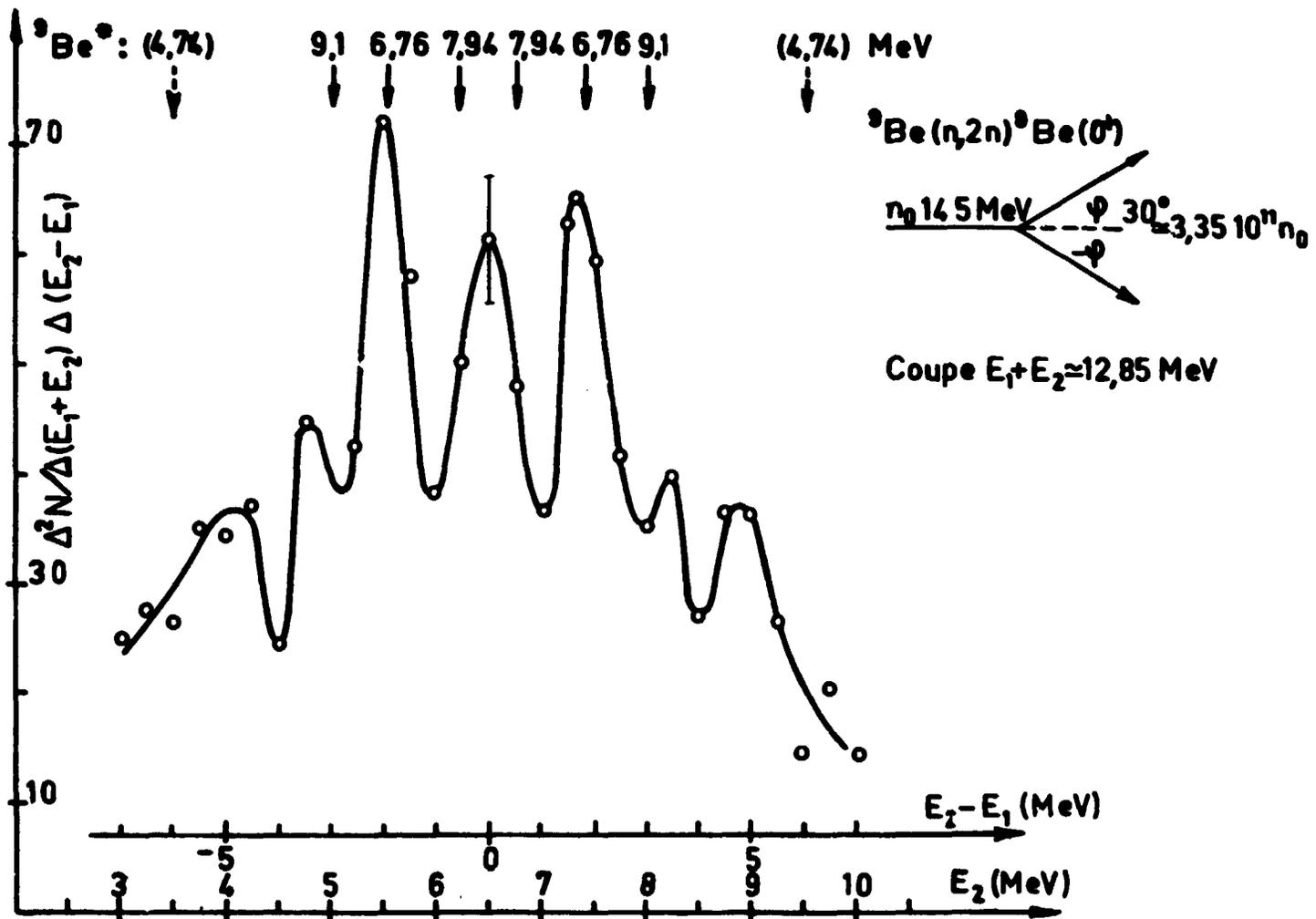


Fig. 4 -2a

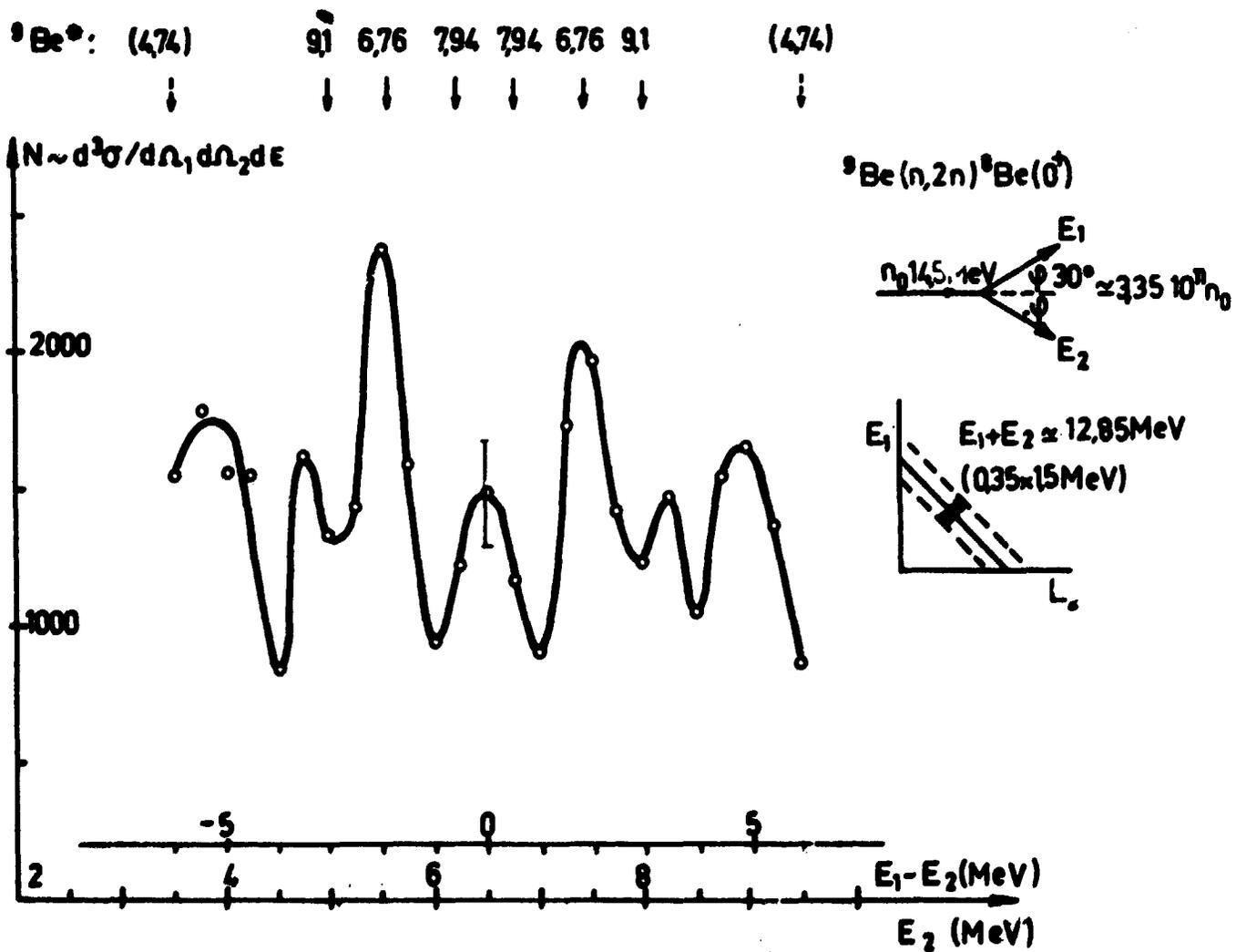


Fig. 4 -2b

Le seuil de détection-neutron nous interdit de voir les niveaux excités  $Q > 11$  et  $Q < 6$  MeV du  ${}^9\text{Be}$  ; les sections efficaces des réactions identifiées sont les suivantes :

Ex ( ${}^9\text{Be}^*$ ) en MeV :	$d^2\sigma/d\omega_1 \cdot d\omega_2$ en mb/sr <sup>2</sup>	Proportion
9,1 Ailes	$0,6 \pm 0,1$ $\approx 0,9$	30 pour cent 45 pour cent
Réaction directe en trois corps ${}^8\text{Be}^*(2^+) + n$	$< 0,2$	$< 10$ pour cent
Total ${}^9\text{Be}(n,2n){}^8\text{Be}(2^+)$	$2 \pm 0,4$	

Les résultats obtenus sont encore insuffisants, et pourraient être complétés par une expérience de corrélation angulaire.

#### 4.5 - Désintégration des niveaux du ${}^9\text{Be}$ : rapport d'embranchement

Parmi les désintégrations des niveaux du  ${}^9\text{Be}$  qui participent à la réaction  ${}^9\text{Be}(n,2n)$  à 14 MeV, l'émission des neutrons semble la plus probable.

Ces proportions sont les suivantes :

Ex ( ${}^9\text{Be}$ ) en MeV	Transitions $0^+$ en mb/sr <sup>2</sup>	Transitions $2^+$ en mb/sr <sup>2</sup>	$\sigma/\sigma_{\text{tot}}$ en pourcentage
6,76	$0,6 \pm 0,1$	*)	15,8
7,94	$0,25 \pm 0,05$	faible	6,6
9,1	faible	$0,6 \pm 0,1$	15,8

\*) Proportion difficile à estimer : bruit-de-fond important, efficacité faible.

Ce qui suggère une contribution importante de la structure du  ${}^9\text{Be}$  en un coeur de  ${}^8\text{Be}$ , dans l'état  $0^+$  ou  $2^+$ , dans le potentiel duquel se trouverait le neutron de "valence".

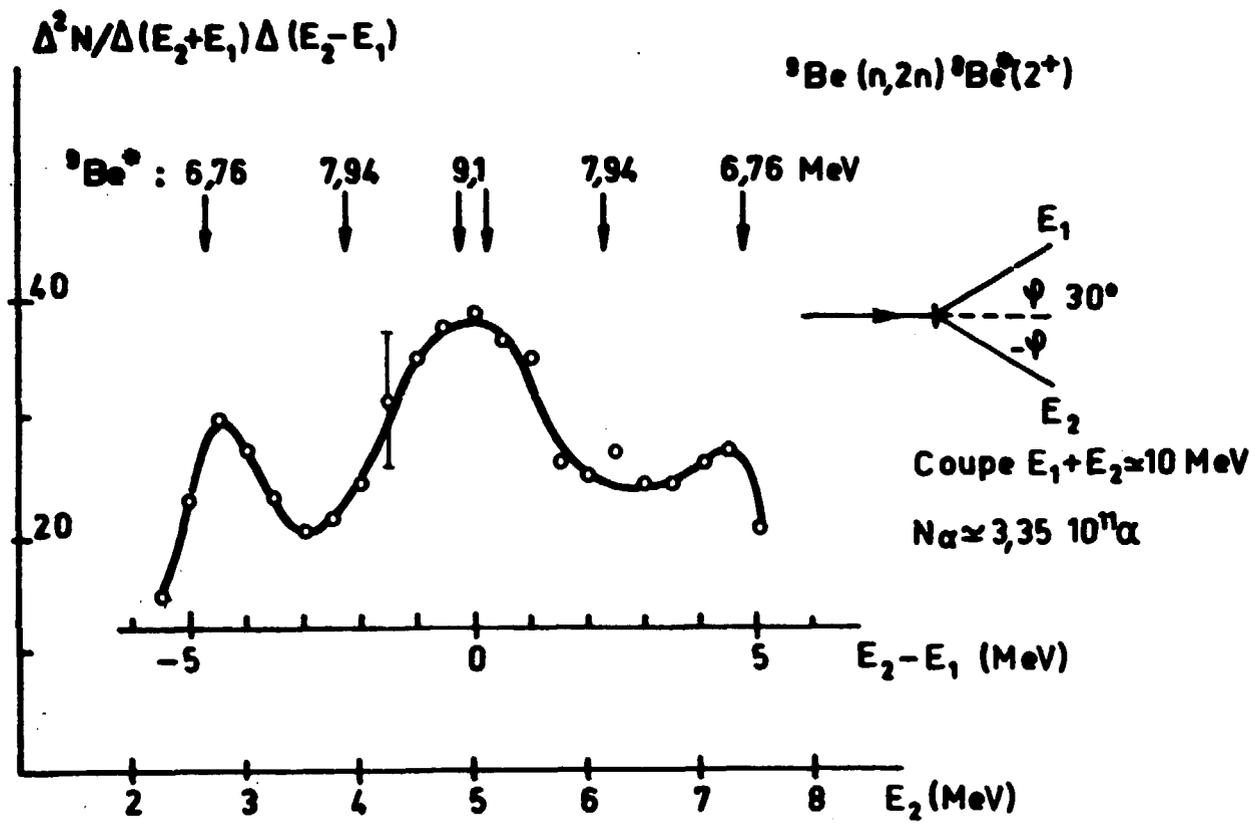


Fig. 4 -3a

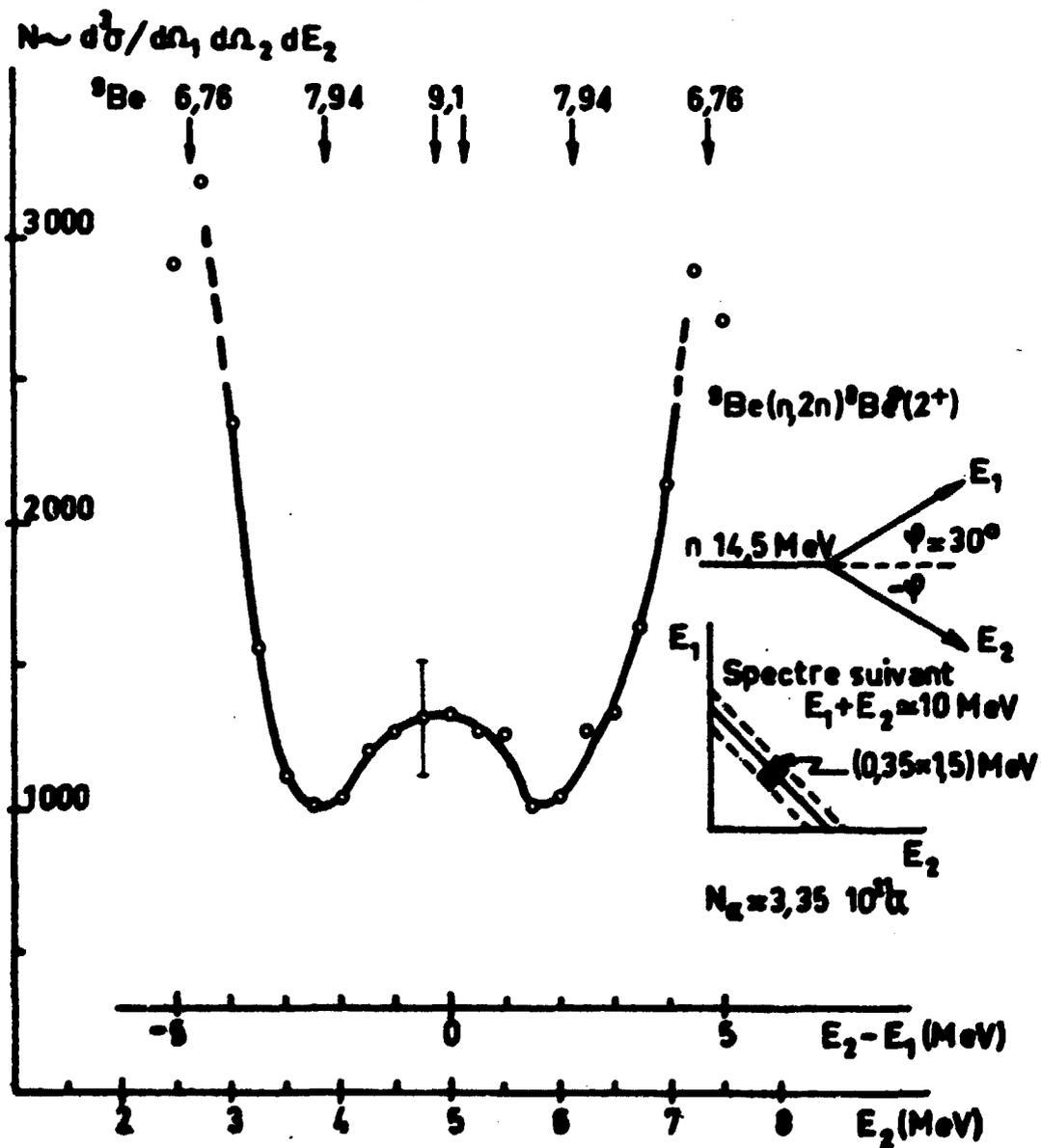


Fig. 4 -3b - Distribution des événements (n,2n) avec formation intermédiaire de  ${}^9\text{Be}^2(2^+)$ , mettant en évidence l'excitation de niveaux du  ${}^9\text{Be}$ .

b - Corrigée de bruit-de-fond et d'efficacité.



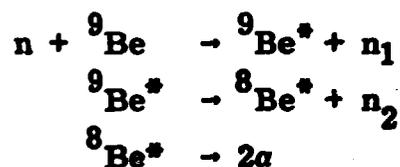
## CONCLUSIONS

### 1 - Distribution angulaire de la réaction ${}^9\text{Be}(n,2n)$ à 14 MeV, importante vers l'avant

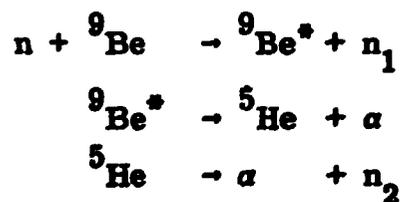
Si l'on suppose une distribution isotrope de la réaction, la section efficace différentielle mesurée conduit à  $(2 + 1,8) 16\pi^2 = 608$  mb, auxquels, si on ajoute les 180 mb correspondant à l'excitation du niveau de 2,43 MeV du  ${}^9\text{Be}$  que nous ne voyons pas dans notre expérience, nous obtenons 788 mb pour  $\sigma_{n,2n}$ . En comparant à la valeur de 540 mb adoptée, on trouve un excédent de 250 mb. Cette importante différence laisse supposer que la réaction  ${}^9\text{Be}(n,2n)$  à 14 MeV, procède avec une émission très favorisée vers l'avant (cf. JEREMIE 1961). Par ailleurs, deux expériences avec les détecteurs à  $\pm 60^\circ$ ,  $\pm 80^\circ$  du faisceau incident, ont montré que la section efficace est très faible.

### 2 - Processus en étapes avec interaction $\alpha$ - $\alpha$ donnant ${}^8\text{Be}(0^+)$ ou ${}^8\text{Be}(2^+)$ et avec la réaction ${}^8\text{Be}^*-n$

La réaction  ${}^9\text{Be}(n,2n)$  a lieu en deux étapes :



ou plus rarement :



donnant semble-t-il une égale proportion 1,8 et 2 mb/sr<sup>2</sup> vers les deux états 0<sup>+</sup> et 2<sup>+</sup> du  ${}^8\text{Be}$ .

### 3 - Excitation des niveaux du ${}^9\text{Be}$ (6,76 ; 7,94 ; 9,1 MeV, et semble-t-il $\approx 6$ et $\approx 10$ MeV)

Les niveaux du  ${}^9\text{Be}$  qui participent à la réaction, se désintègrent suivant le mode  $n + {}^8\text{Be}(0^+)$  ou  $n + {}^8\text{Be}(2^+)$ , ce qui permet de supposer une ou  $n + {}^8\text{Be}(0^+ \text{ ou } 2^+)$  pour les premiers états excités du  ${}^9\text{Be}$ .

4 - Désintégration des niveaux du  $^9\text{Be}$

Les niveaux du  $^9\text{Be}$  mis en évidence (PERRIN 1965) se désintègrent suivant le schéma :

Niveau d'excitation du $^9\text{Be}$ en MeV	Transition $^8\text{Be}(0^+)$ $\sigma(0^+)/\sigma_{\text{tot}}$ en pour cent	Transition $^8\text{Be}(2^+)$ $\sigma(2^+)/\sigma_{\text{tot}}$ en pour cent
6,76	15,8	*)
7,94	6,6	faible
9,1	faible	15,8
~ 5,9 ou 9,3	4	faible
~ 5,2 ou 10	15,8	faible

\*) Proportion difficile à estimer : bruit-de-fond important, efficacité faible

*Manuscrit reçu le 11 février 1966*

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ASHBY V.J., CARTRON H.C., TAYLOR L.L.  
Phys. Rev., 1958, 111, 616
- [2] ANDERSON J.D., GARDNER C.C., Mc CLURE J.W.  
NAKADA M.P., WONG C.  
Phys. Rev., 1958, 111, 572
- [3] ANDERSON J.D., NAKADA M.P.  
Phys. Rev., 1958, 110, 1439
- [4] BATTAT M.E.  
Phys. Rev., 1953, 89, 80
- [5] BODANSKY D.  
Phys. Rev., 1957, 108, 1019
- [6] BENVENISTE J., MITCHELL A.C., SCHRADER C.D.  
ZENGER J.H.  
Nuclear Physics , 1960, 19, 52
- [7] BRATENAHN A., PETERSON J.M., STOERING J.P.  
Phys. Rev., 1958, 110, 927
- [8] BALL W.P., Mc GREGOR M., BOOTH R.  
Phys. Rev., 1958, 110, 1392
- [9] BETHE, BEYSTER, CARTER  
J. Nuclear energy, 1957, 4, 147
- [10] COON J.H., GRAVES E.R., BARSCHALL H.H.  
Phys. Rev., 1952, 88, 562
- [11] COOK C.F., BONNER T.W.  
Phys. Rev., 1954, 94, 651
- [12] CARVER J.H., KONDAIAH E., Mc DANIEL B.  
Phil. Mag., 1954, 45, 948
- [13] COHEN A.V.  
Reactor Sc. Tech., 1961, 14, 180
- [14] CAO XUAN CHAN M.  
J. Phys. Radium, 1959, 20, 621
- [15] DAY R.B.  
Phys. Rev., 1956, 102, 767
- [16] DIDIER D., DILLEMANN H.  
J. Phys. Radium, 1963, 24, 805
- [17] DARVES-BLANC R.  
Thèse 3ème cycle Grenoble (à paraître)

- [18] FOWLER J.M., HANNA S.S., OWEN G.E.  
Phys. Rev., 1955, 98, 249A
- [19] FLEROV N.N., TALYZIN V.M.  
Sov. J. Atomic Energy, 1956, 1,4,155
- [20] GOSSET C.R., PHILIPS G.C., SCHIFFER J.P.  
WINHAM P.M.  
Phys. Rev., 1955, 100, 203
- [21] GOODMAN L.S.  
Phys. Rev., 1952, 88, 686
- [22] Mc GREGOR M., BALL W.P., BOOTH R.  
Phys. Rev., 1957, 108, 726
- [23] GORBACHEV V.M., PORETSKI L.B.  
Sov. J. At. Energy, 1958, 4, 259
- [24] GONDRAND J.C.  
Thèse Dr-Ingénieur Grenoble n° 449, 1964
- [25] HUBERT P., WAGNER R.  
Helv. Phys. Acta, 1957, 30, 257
- [26] JEREMIE H.  
Nuclear Physics, 1962, 32, 177  
Nuclear Physics, 1963, 47, 225
- [27] KUNZ P.D., HENLEY E.M.,  
Bull. Amer. Phys. Soc., 1958, 3, 323
- [28] KHALETSKII M.M.  
Soviet. Physics Doklady, 1957, 2, 129
- [29] KHOROMCHENKO S.A.  
Izv. Ak. Naouk, 1957, 19, 277
- [30] LAURITSEN T., AJZENBERG F.  
Nuclear Physics, 1959, 11, 1
- [31] LASDAY A.L.  
Phys. Rev., 1951, 81, 139
- [32] NASAKATSU SAKISAKA  
J. Phys. Soc. Japan, 1959, 14, 554
- [33] MYACHKOVA S.A., PERELYGIN V.P.  
Sov. Phys. J.E.T.P., 1961, 13, 876
- [34] MARION J.B., LEVIN J.S., GRANBERG  
Phys. Rev., 1959, 114, 1584
- [35] MARION J.B., WILSON M.  
Phys. Letters, 1965, 14, 313
- [36] PERRIN C.  
Thèse 3ème cycle Grenoble, 1965

- [37] ROSEN L., STEWART L.  
Phys. Rev., 1957, 107, 824
- [38] SZABO I.  
Thèse Dr-Ingénieur, Grenoble, n° 385, 1963
- [39] SUMMERS-GILL R.G.  
Phys. Rev., 1958, 109, 1591
- [40] TAYLOR H.L., LONSJO O., BONNER T.  
Phys. Rev., 1955, 100, 174
- [41] VASILEV S.S., KOMAROV V.V., POPOVA A.M.  
Sov. Phys. Doklady, 1958, 3, 354
- [42] WILLARD H.B., BLAIR J.K.  
Phys. Rev., 1955, 98, 609
- [43] WINTER K., TORIKI B., REMY E.  
Nuovo Cimento, 1959, 11, 1
- [44] WYMAN M.E.  
Phys. Rev., 1958, 112, 1264
- [45] WILDERMUTH K., KANELLOPOULOS Th.  
Nuclear Physics, 1958, 7, 150
- [46] DUBUS M.  
non publié 1960
- [47] BOUCHEZ R., GONDRAND J.C., PERRIN P.,  
PERRIN C., GIORNI A., QUIVY P., DUBUS M.  
Conférence on Low and Medium Energy Nuclear  
Physics, Brighton sept. 1964  
C.R. Acad. Sc., Paris 1964, 259, 3501-3503
- [48] BOUCHEZ R., DARVES-BLANC R., GIORNI A.,  
GONDRAND J.C., PERRIN C.  
International Conference on the Study of Nuclear  
Structure with Neutrons, Anvers Juillet 1965
- [49] BOUCHEZ R., PERRIN C., GIORNI A., DARVES-BLANC R.  
C.R. Acad. Sc., Paris 1965, 261, 1269-1272

**FIN**