

2m140.349.4

15 NOV 1960

DIFFUSION INELASTIQUE DES NEUTRONS DE 14 MEV  
PAR LE CARBONE, L'OXYGENE ET LE LITHIUM

par

François G.J. PEREY

Thèse présentée en vue de l'obtention du grade de  
Docteur ès Sciences

FACULTE DES SCIENCES  
UNIVERSITE DE MONTREAL

Juin 1960

504  
L416t  
v. 249

QC  
3  
U54  
1960  
v. 002

## TABLE DES MATIERES

	Page
TABLE DES FIGURES	1
SOMMAIRE	3
INTRODUCTION	4
Chapitre I	
MONTAGE EXPERIMENTAL	
1-1.0 Source de neutrons	11
1-2.0 Géométrie de diffusion	12
1-2.1 Support de cible	14
1-2.2 Détecteur d'alpha	16
1-2.3 Diffuseur	18
1-2.4 Atténuateur	20
1-2.5 Détecteur de neutrons	21
1-2.6 Système électronique	21
Chapitre II	
MESURES	
2-1.0 Détecteur d'alpha	26
2-2.0 Détecteur de neutrons	28
2-3.0 Résolution	33
2-4.0 Spectre de temps de vol	35

## Chapitre III

### RESULTATS

3-1.0	Correction due à l'absorption	39
3-2.0	Soustraction du bruit de fond	42
3-3.0	Normalisation des comptages	43
3-4.0	Correction pour le rendement du détecteur	43
3-5.0	Transformation au système de coordonnées du barycentre	43
3-6.0	Résultats finals	43

## Chapitre IV

### ERREURS

4-1.0	Incertitude sur l'énergie des neutrons	52
4-2.0	Moniteur	54
4-2.1	Pertes dans le comptage	54
4-2.2	Réactions parasites	55
4-3.0	Erreurs associées aux diffuseurs	57
4-3.1	Impuretés et concentrations isotopiques	58
4-3.2	Atténuation dans le diffuseur	59
4-3.3	Diffusions multiples	59
4-4.0	Erreurs sur le rendement du détecteur de neutrons	61
4-5.0	Erreurs sur les mesures géométriques	62
4-6.0	Erreur due à l'étalement angulaire	62
4-7.0	L'erreur indiquée	63

Chapitre V

COMPARAISON AVEC LA THEORIE

5-1.0	Théorie de Glendenning	64
5-2.0	Calculs numériques	73
5-2.1	Comparaison avec l'expérience	79

CONCLUSIONS	87
-------------	----

REMERCIEMENTS	93
---------------	----

BIBLIOGRAPHIE	94
---------------	----

## TABLE DES FIGURES

	Page
Fig. 1 - Plan de la géométrie de diffusion	13
Fig. 2 - Détail du support de cible et du montage du détecteur d'alpha	15
Fig. 3 - Forme et dimensions des diffuseurs	19
Fig. 4 - Blindage du détecteur de neutrons	22
Fig. 5 - Schéma du système électronique	23
Fig. 6 - Spectre du détecteur d'alpha	27
Fig. 7 - Forme du faisceau de neutrons coïncidant avec les alpha	29
Fig. 8 - Spectre du détecteur de neutrons	30
Fig. 9 - Rendement du détecteur de neutrons en fonction de l'énergie	34
Fig. 10 - Spectre du temps de vol des neutrons ( $\text{Li}^7$ )	37
Fig. 11 - Spectre du temps de vol des neutrons ( $\text{O}^{16}$ )	38
Fig. 12 - Sections efficaces différentielles pour le carbone	49
Fig. 13 - Sections efficaces différentielles pour l'oxygène	50
Fig. 14 - Sections efficaces différentielles pour le lithium	51
Fig. 15 - Energie des neutrons en fonction de l'angle d'émission des alpha et de l'énergie des deutérons	53
Fig. 16 - Effets de la variation du rayon d'interaction sur $\sigma(\theta)$	75

Fig. 17 - Effets de la variation de la profondeur du puits de potentiel réel sur $\sigma(\theta)$	76
Fig. 18 - Effets de la variation de la profondeur du puits de potentiel imaginaire sur $\sigma(\theta)$	77
Fig. 19 - Effets de la variation du rayon du potentiel com- plexe sur $\sigma(\theta)$	78
Fig. 20 - Courbe théorique de $\sigma(\theta)$ pour le niveau $3^-$ de $O^{16}$	81
Fig. 21 - Courbe théorique de $\sigma(\theta)$ pour le niveau $1^-$ de $O^{16}$	82
Fig. 22 - Courbe théorique de $\sigma(\theta)$ pour le niveau $2^+$ de $C^{12}$	83
Fig. 23 - Courbe théorique de $\sigma(\theta)$ pour le niveau $\frac{7^-}{2}$ de $Li^7$	84
Fig. 24 - Courbe théorique de $\sigma(\theta)$ pour le niveau à 2.43 MeV du $Be^9$	86
Fig. 25 - $O^{16}$ : comparaison de $\sigma(\theta)$ pour les réactions $(n,n')$ et $(p,p')$	88
Fig. 26 - $Li^7$ : comparaison de $\sigma(\theta)$ pour les réactions $(n,n')$ et $(d,d')$	89
Fig. 27 - $C^{12}$ : comparaison de $\sigma(\theta)$ pour les réactions $(n,n')$ et $(p,p')$	90

## SOMMAIRE

Le travail présenté dans cette thèse porte sur la diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV sur les premiers niveaux excités du carbone, de l'oxygène et du lithium. Les mesures de sections efficaces différentielles ont été faites à des angles compris entre  $30^\circ$  et  $130^\circ$ . Le faisceau analysé de deutérons de 170 keV de l'accélérateur Cockcroft-Walton frappe une cible de tritium et produit des neutrons de 14 MeV par la réaction  $T(d,n)He^4$ . L'énergie des neutrons diffusés est déterminée par une méthode de temps de vol dans laquelle on utilise la détection de la particule associée à la production du neutron pour connaître son temps de départ. Le temps de vol est converti en une impulsion de voltage qui est mesurée par un sélecteur d'amplitude à 100 canaux. La résolution dans le temps du système est de 3 nanosecondes. Pour tous les niveaux excités que nous avons pu observer, les courbes de sections efficaces différentielles inélastiques sont asymétriques par rapport à 90 degrés. Les résultats sont comparés avec les prédictions du modèle d'interaction directe de Glendenning et l'accord est satisfaisant pour tous les niveaux étudiés.

## INTRODUCTION

L'hypothèse de N. Bohr (Boh 36) selon laquelle les réactions nucléaires procèdent par deux étapes bien distinctes : la formation d'un noyau composé et ensuite sa désintégration, a dominé les idées concernant les réactions nucléaires jusqu'à ces dernières années. On suppose que, dû à la grande intensité des forces nucléaires, quand la particule incidente s'approche suffisamment près du noyau cible, elle s'y amalgame pour former un noyau composé à l'intérieur duquel elle perd toute identité propre. L'énergie cinétique de la particule incidente est rapidement distribuée à l'ensemble des nucléons, si bien que les propriétés de ce noyau composé ne dépendent pas essentiellement de la façon dont il est formé. La seconde étape est la désintégration de ce noyau composé; cette désintégration ne dépend que de l'énergie et du moment angulaire total du noyau composé.

Des expériences récentes montrent que l'hypothèse de Bohr est une idéalisation qui n'est pas valide dans tous les cas, certains résultats étant à l'encontre des prédictions basées sur cette hypothèse. Il faut donc trouver un formalisme qui puisse inclure tous les cas qui ne procèdent pas par l'intermédiaire d'un noyau composé. Des essais ont été faits en vue de développer un tel formalisme : Thomas (Tho 55) et Bloch (Blo 57) ont modifié la théorie des résonances de Wigner (Wig 52), et également Brown et Dominicus (Bro 57- 59) se basant sur la théorie de Kapur et Peierls (Kap 37).

Il faut aussi mentionner l'effort de synthèse fait par Feshbach (Fes 58a, 59).

Il semble, d'après Weisskopf (Wei 56), que l'on puisse décrire une réaction nucléaire comme procédant par trois étapes distinctes : premièrement le noyau cible agit comme un tout sur la particule incidente. Cette action peut être décrite par un potentiel. Dans cette approximation la particule incidente se déplace dans un potentiel  $V(r)$  qui est fonction de sa distance  $r$  du centre du noyau cible. La particule est influencée par le noyau mais peut être considérée comme distincte de celui-ci. Le mouvement de la particule dans le champ du potentiel  $V(r)$  représente ce qui se passe dans la "voie d'entrée" de la réaction. Cette étape est appelée celle de la particule indépendante.

Si  $V(r)$  est réel, la diffusion élastique peut seule se produire; il est donc nécessaire de lui adjoindre une partie imaginaire qui donnera lieu à une absorption dans la voie d'entrée. De cette absorption résulte la deuxième étape : celle du système composé. L'interaction peut avoir lieu de bien des façons : la particule incidente peut céder une partie de son énergie à un ou plusieurs nucléons, elle peut créer des vibrations de surface ou exciter des mouvements collectifs de différents genres. Naturellement, la particule incidente peut également donner lieu à un noyau composé dans le sens de l'hypothèse de Bohr, perdant toute identité propre au sein du noyau composé. En général on ne peut pas décrire cette seconde étape à l'aide d'un potentiel quelconque dans lequel se déplacerait la particule incidente.

La troisième étape de la réaction a lieu quand une particule est émise par le système composé. Cette étape est très semblable à la première :

la particule sortante subit l'influence du noyau résiduel avant de s'en séparer. Là encore on peut décrire cette influence par un potentiel complexe.

Certains aspects de l'interaction des nucléons avec les noyaux, notamment la section efficace totale, la section efficace de réaction et la diffusion élastique, sont très bien décrits par le modèle optique qui utilise un puits de potentiel complexe dans la voie d'entrée. Dans son article (Fes 58b), Feschbach passe en revue les différents cas où le modèle optique est employé avec succès; pour les développements plus récents, voir le rapport de la conférence internationale sur le modèle optique de 1959 (Mod 59).

Pour les réactions nucléaires proprement dites, les phénomènes sont beaucoup moins bien compris. Les résultats expérimentaux sont assez nombreux pour les particules chargées (Bur 57, Kin 57) et il semble que, dans un grand nombre de réactions, il n'y ait pas formation d'un noyau composé. Divers modèles de réactions directes ont été proposés et ils trouvent leur application dans des cas particuliers, suivant la nature de la particule incidente et du noyau cible. L'exemple le plus ancien et le mieux compris est celui des réactions de "stripping" et de "pick-up" (But 51). Blair (Blä 59, 60) a formulé une théorie basée sur les calculs de Drozdov (Dro 55) et Inopin (Ino 57) pour l'excitation directe des niveaux de rotation des noyaux non sphériques; certains résultats expérimentaux confirment un tel mécanisme d'interaction. Le succès du modèle de couche pour la description des propriétés des noyaux a conduit Austern, Butler et McManus (Aus 53) à un modèle d'interaction où le nucléon incident excite le noyau cible en

transférant une partie de son énergie à un nucléon lié qui effectue une transition à une autre couche. Les calculs ont été faits dans l'approximation de Born en considérant une interaction de surface. On néglige la déformation de l'onde incidente par le noyau cible. Cette théorie a remporté un certain succès quand il n'y a pas de transfert de moment angulaire au nucléon lié; dans les autres cas, les résultats expérimentaux sont très différents des prédictions.

Levinson et Banerjee (Lev 58) se servant du même mécanisme ont étudié la diffusion des protons par le premier niveau du carbone; dans leur calcul très complet, ils ont considéré l'effet des autres nucléons du noyau en incorporant un potentiel complexe dans les voies d'entrée et de sortie et ils n'ont pas limité l'interaction à la surface du noyau; l'accord avec l'expérience est satisfaisant sur un grand domaine d'énergie. L'inconvénient d'un tel calcul est son extrême complexité. Dans l'esprit du schéma d'une réaction proposé par Weisskopf et que nous avons décrit précédemment, Glendenning (Gle 59) reprend le même genre de calcul, mais il le simplifie en utilisant la théorie des perturbations du premier ordre et calcule l'élément de matrice de l'interaction directe en prenant dans les voies d'entrée et de sortie des ondes déformées par un potentiel complexe. L'accord avec l'expérience se trouve de beaucoup amélioré sur les résultats de Austern et al. Il est très intéressant de constater que la même chose se produit quand les calculs de stripping de la théorie de Butler sont effectués dans cette approximation plutôt que dans celle de Born (Tob 59).

Les différents modèles d'interaction sont en général comparés à des résultats expérimentaux de réactions nucléaires induites par des particules chargées. Les comparaisons se compliquent dû à l'interaction coulombienne, ce que l'on élimine partiellement en utilisant pour la particule incidente des énergies très supérieures à la barrière de Coulomb, mais alors le système composé a de nombreuses voies de désintégration d'ouvertes. La comparaison avec des sections efficaces différentielles inélastiques pour des neutrons éliminerait beaucoup d'ambiguïté mais ces résultats expérimentaux sont assez difficiles à obtenir.

Au moment où ces travaux ont été entrepris, il n'existait pas de mesure de sections efficaces différentielles inélastiques de neutrons sur des niveaux isolés de noyaux pour des énergies de bombardement supérieures à 4 MeV. La plupart des résultats expérimentaux avec des neutrons étaient explicables en termes de la formation d'un noyau composé avec une probabilité de 80 à 90 % (Bet 57, Wei 57). Seules les réactions  $(n,p)$  et  $(p,n)$  indiquaient un mode d'interaction directe. D'ailleurs Cohen (Coh 59) montre que dans ces cas, le mécanisme d'interaction doit être différent de celui des réactions  $(p,p')$ ,  $(d,d')$  ou  $(n,n')$ .

Nous avons entrepris les mesures de sections efficaces différentielles inélastiques des neutrons de 14 MeV rapportées dans cette thèse afin de voir si à cette énergie les réactions procèdent par formation d'un noyau composé ou par interaction directe. Il existe maintenant d'autres résultats expérimentaux à la même énergie pour l'excitation du premier niveau du  $C^{12}$  et  $Be^9$  (And 58),  $Mg^{24}$  (Cro 59),  $C^{12}$  et  $S^{32}$  (Cla 60). Ces résultats ainsi que les nôtres indiquent un mécanisme d'interaction directe.

Les mesures de spectres d'énergie de neutrons de quelques MeV sont relativement difficiles à effectuer car les neutrons ne peuvent être détectés que par leur interaction peu fréquente avec des noyaux. Trois techniques différentes ont été utilisées :

1 - En supposant que les neutrons sont issus d'une source ponctuelle, on mesure l'énergie des protons de recul diffusés vers l'avant dans une émulsion nucléaire (Ste 50, Whi 51, Bar 52, Gra 53). Cette méthode devient inadéquate quand il y a d'autres sources de neutrons présentes (bruit de fond) et quand les sections efficaces à mesurer sont faibles.

2 - On mesure l'énergie d'un proton de recul dans un scintillateur organique, l'angle du neutron diffusé est mesuré par un autre compteur en coincidence (Dra 52, Beg 52, Cha 53). Le rendement de cette méthode est bas et les problèmes de bruit de fond sont assez sérieux.

3 - On mesure le temps de vol du neutron sur une distance donnée. On peut ainsi obtenir la vitesse d'où l'énergie du neutron. Le temps de vol d'un neutron est donné par :

$$t = \frac{72.3 D}{\sqrt{E_n}} \text{ nsec.}$$

où D est la distance de vol en mètres et  $E_n$  l'énergie du neutron en MeV. Les inconvénients de la méthode sont les suivants : pour des énergies de l'ordre du MeV et des distances de l'ordre du mètre, les temps de vol sont seulement de quelques  $10^{-8}$  seconde; les mesures de temps doivent être faites avec le double de la précision requise sur l'énergie; deux mesures doivent être faites, l'une donnant le départ du neutron et l'autre son arrivée. Contre ces désavantages la méthode offre la possibilité d'un grand rendement

et d'une bonne résolution quand les problèmes d'intensité et de bruit de fond peuvent être résolus. Le temps de départ du neutron peut être obtenu de deux façons différentes, soit en pulsant la source de neutrons (Cra 56), soit en détectant la particule associée à la formation du neutron ( $^0\text{Ne } 53$ ). Cette seconde méthode, que nous avons utilisée, a l'avantage d'un meilleur rapport de signal à bruit et ne nécessite pas l'usage d'une instrumentation complexe pour donner des impulsions de neutrons de très courte durée.

Le temps de vol est en général converti en une impulsion de voltage qui est mesurée à l'aide d'un sélecteur d'amplitude à plusieurs canaux. Il existe maintenant des circuits capables de donner une résolution de l'ordre de la nanoseconde (Gar 60), mais quand nous avons commencé ce travail, le circuit qui donnait la meilleure résolution (3 nanosecondes) était celui de Cranberg (Cra 56) et c'est celui que nous avons utilisé.

La description du montage expérimental est faite dans le Chapitre I. Au Chapitre II sont exposés les résultats des expériences nous donnant la performance des compteurs et du système électronique. Au Chapitre III sont présentés les résultats des mesures de sections efficaces différentielles relatives ainsi que les différentes corrections que nous avons apportées au spectre de temps de vol pour les obtenir. Au Chapitre IV on discute les causes d'erreur sur nos mesures. La comparaison de nos résultats avec les calculs que nous avons faits d'après le modèle de Glendenning est décrite au Chapitre V.

## CHAPITRE I

## MONTAGE EXPERIMENTAL

1-1.0 Source de neutrons.

L'accélérateur Cockcroft-Walton de l'Université de Montréal produit des deutérons au moyen d'une source d'ions à radio-fréquence et les accélère à l'aide d'un potentiel de 500 kilovolts. Les deutérons frappent une cible de tritium et libèrent, par la réaction nucléaire  $T(d,n)He^4$ , des neutrons dont l'énergie varie autour de 14 MeV suivant l'angle d'émission.

L'accélérateur dont un article récent (Lor 57) donne une description complète, utilise une version modifiée du circuit Cockcroft-Walton-Greiner. Il est alimenté par une tension de 32 kilocycles et comporte vingt quatre étages.

La source d'ions est une source à radio-fréquence, fabriquée commercialement par High Voltage Engineering Corporation, qui produit des ions mono-, di- et tri-atomiques, la majorité étant du premier type.

Un peu après sa sortie du tube accélérateur, le faisceau passe dans l'entrefer d'un aimant permanent dont le champ magnétique analyse les différents types d'ions accélérés. On obtient ainsi trois faisceaux dont la déviation varie avec la tension accélératrice et formés de deutérons qui ont respectivement une énergie de 500 keV, de la moitié ou du tiers.

Après avoir traversé plusieurs fentes, le faisceau atteint une cible de tritium. Cette cible\* contient du tritium adsorbé dans du zirconium déposé sur une mince feuille de cuivre.

Pour les raisons exposées par la suite, il est intéressant d'utiliser des deutérons ayant une énergie aussi basse que possible, et comme par ailleurs la réaction  $T(d,n)He^4$  a un rendement maximum pour une énergie de bombardement de 110 keV, le faisceau tri-atomique a été utilisé au cours des expériences. Il est à remarquer que si l'intensité totale du faisceau diminue avec l'âge de la source d'ions, par contre le pourcentage d'ions tri-atomiques augmente, d'où un autre avantage à utiliser ce faisceau. La vie d'une source varie entre 75 et 250 heures. Quand le flux devient trop faible la source d'ions doit être démontée et nettoyée.

#### 1-2.0 Géométrie de diffusion.

Le plan du dispositif expérimental est donné par la figure 1. Le choix de cette géométrie est essentiellement fixé par l'espace disponible. Quand l'axe de symétrie du détecteur d'alpha fait un angle de  $90^\circ$  avec la direction du faisceau de deutérons, comme sur la figure, le plus petit angle de diffusion où l'on peut prendre des mesures est de  $30^\circ$ . L'angle maximum est de  $130^\circ$  car pour des angles plus grands le support de cible cache le diffuseur. Cette géométrie a été utilisée pour la diffusion sur le carbone et le lithium.

---

\* Fournie par le "Atomic Energy Research Establishment", Harwell, Didcot, Berks. Angleterre.

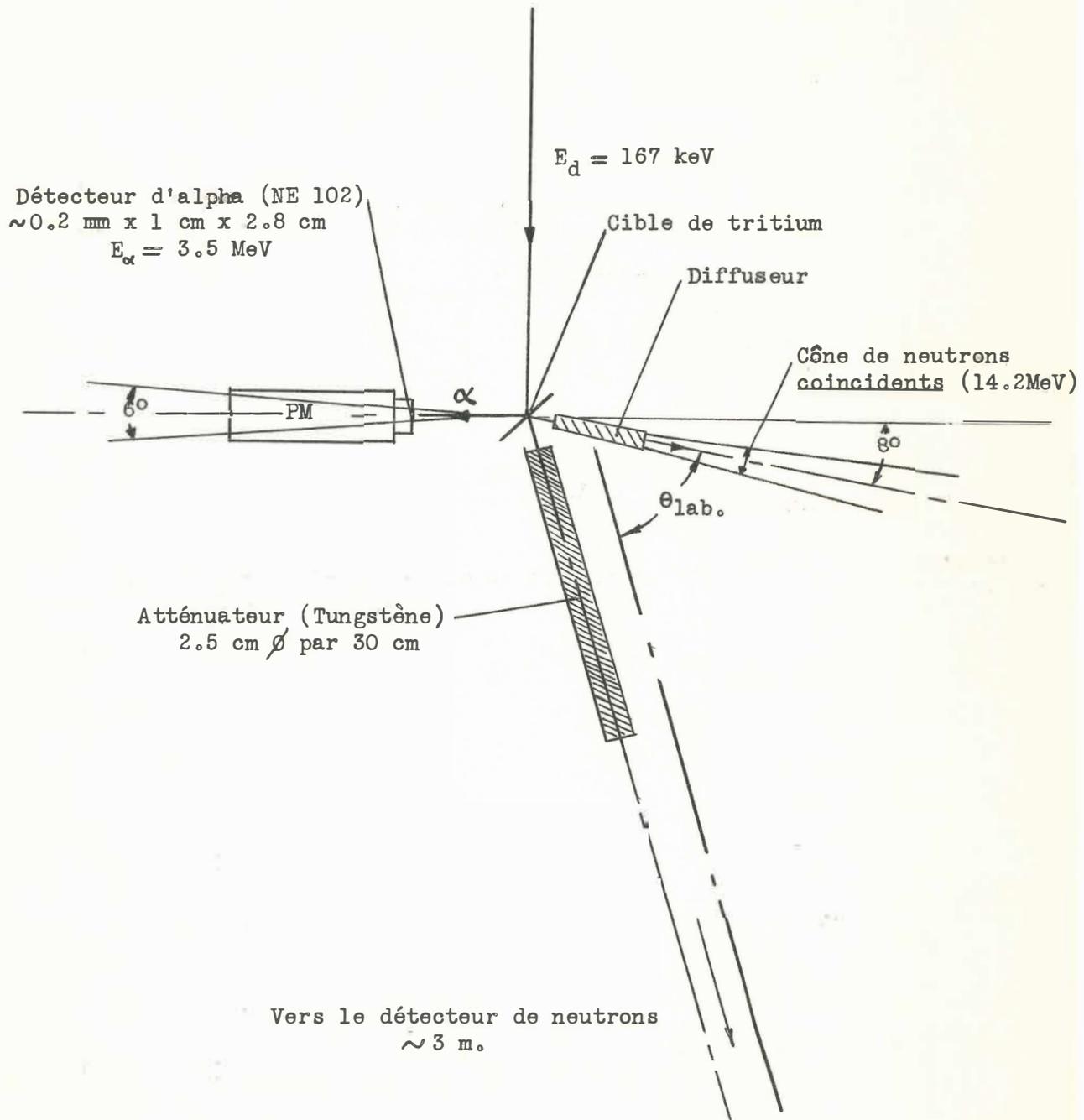


Fig. 1 - Plan de la géométrie de diffusion.

Pensant pouvoir prendre des mesures à des angles plus petits, un autre support de cible a été construit; dans ce cas l'axe du détecteur d'alpha fait un angle de  $135^{\circ}$  avec le faisceau de deutérons. Mais pour des angles de diffusion inférieurs à  $30^{\circ}$  le diffuseur cache partiellement la cible et il est impossible d'utiliser l'atténuateur. Des mesures ont été tentées mais les coïncidences au hasard étaient trop nombreuses. Donc dans ce cas également l'angle de diffusion minimum où les mesures ont été prises est de  $30^{\circ}$ . Cette dernière géométrie a été utilisée pour la diffusion sur l'oxygène.

#### 1-2.1 Support de cible.

La figure 2 montre le détail du support de cible utilisé. Le joint à vide autour de la cible de tritium est assuré par des anneaux de polythène de 0.005" d'épaisseur placés de chaque côté de la cible et comprimés par des vis de serrage. La surface de la cible exposée au faisceau est de 0.5 cm de diamètre. Quand la carbonisation sur cette surface en diminue le rendement, la cible est légèrement déplacée afin d'en utiliser une autre partie. La surface de zirconium a 2.5 cm de diamètre. La carbonisation est causée par les substances organiques venant de l'huile des pompes et du dégazage des garnitures. On réduit la carbonisation en utilisant un piège froid et des garnitures de teflon ou de polythène dans le voisinage de la cible.

Le collimateur empêche l'accumulation de deutérium dans le support autour de la cible, ne laissant passer que la partie du faisceau qui va frapper le zirconium exposé. Il est important de diminuer autant que

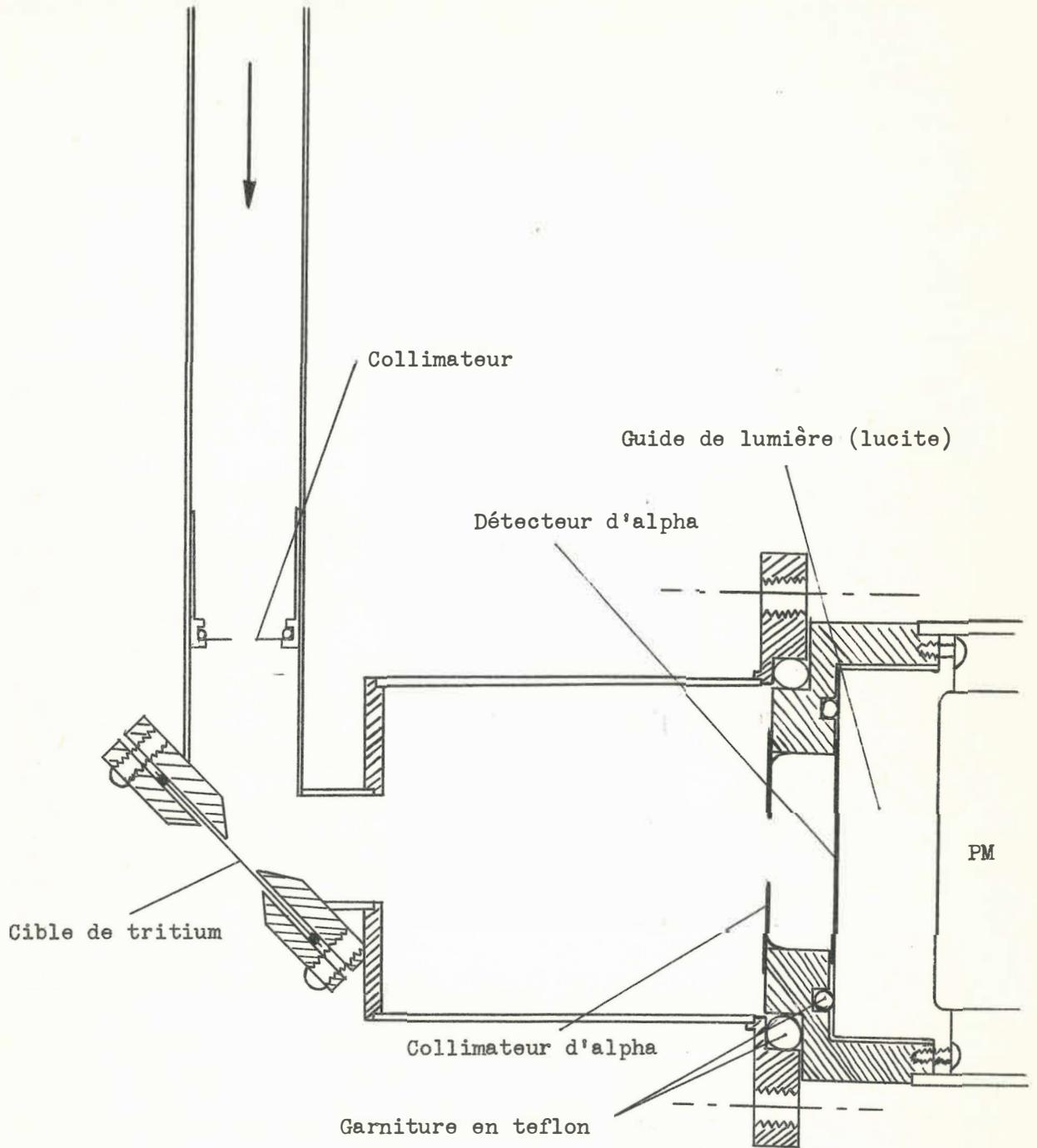


Fig. 2 - Détail du support de cible et du montage du détecteur d'alpha.

possible la réaction  $d(d,p)H^3$  dans la région où les protons pourraient être détectés par le détecteur d'alpha. Périodiquement le support de cible est chauffé au chalumeau afin d'en chasser le deutérium qui pourrait y être adsorbé.

#### 1-2.2 Détecteur d'alpha.

Le détecteur d'alpha est en NE 102<sup>-x-</sup>, scintillateur rapide au plastique. Un disque de 4 cm de diamètre et de 0.2 mm d'épaisseur est collé<sup>-x-x-</sup> sur un guide de lumière en lucite de 2.5 cm d'épaisseur. La colle sert également de joint optique entre la lucite et le scintillateur. Dû à son faible volume ce détecteur a un rendement négligeable pour la détection des neutrons. Ce plastique a un rendement de 100 % pour la détection de particules chargées; il détecte aussi les deutérons diffusés élastiquement sur le zirconium de la cible et il est nécessaire d'alluminiser la surface du détecteur afin d'absorber ces deutérons. Il est donc préférable d'utiliser un faisceau de faible énergie.

La figure 2 montre le détail du montage du scintillateur sur le support de cible et indique la façon dont le joint à vide est obtenu.

Le collimateur d'alpha se trouve à 9.0 cm du centre de la cible et permet de définir différentes formes de faisceau. Dans toutes les expériences de diffusion, une fente de 1.0 cm de largeur et de 2.8 cm de

---

\* Fabriqué par "Nuclear Enterprises Ltd." 1750 Pembina Highway, Winnipeg 9, Canada.  
 -x-x- Colle : "Eastman Kodak 910" Fabriquée par "Armstrong Cork".

hauteur a été utilisée. Le faisceau de neutrons a donc dans le plan vertical un angle d'ouverture de  $6^\circ$ . Une telle forme de faisceau, comme il le sera montré (4-3), permet d'utiliser un assez grand volume de diffuseurs sans pour cela produire trop de diffusions multiples.

Le guide de lumière est monté sur un photomultiplicateur RCA 6342A. Ces photomultiplicateurs sont plus rapides que les Dumont 6292, introduisent donc moins d'erreur sur le temps de détection des particules alpha. Une goutte d'huile de silicone de grande viscosité sert de joint optique entre le guide de lumière et le photomultiplicateur. L'indice de réfraction de cette huile étant très voisin de celui du verre et de la lucite, la réflexion de la lumière à l'interface est diminuée. Le photomultiplicateur est alimenté par 2000 volts avec des tensions égales entre les dynodes et le double de cette tension entre la photocathode et la grille focalisatrice.

Un signal est pris sur la dernière dynode et alimente un couplage de White. Ce signal permet de compter le nombre de particules alpha détectées et sert de moniteur. Le signal sur l'anode coupe une 6AK5 dans laquelle passe un courant de 10 ma. La charge sur la plaque de cette lampe est un câble coaxial court-circuité de 30 cm de longueur (RG 114; 198 ohms d'impédance caractéristique). Il en résulte une impulsion de 1 volt et de 4 nanosecondes sur la plaque de la 6AK5. Ce signal, transmis par un câble coaxial RG 114 au circuit de mesure de temps de vol, donne le temps de départ du neutron. Le couplage de White et la 6AK5 sont montés sur une plaquette dans le support du photomultiplicateur.

### 1-2.3 Diffuseurs.

La figure 3 donne la forme et les dimensions des diffuseurs utilisés. Cette forme a été préférée à celle plus conventionnelle d'un cylindre car elle permet un plus grand volume de diffuseur sans augmenter appréciablement les diffusions multiples. Il sera montré (4-3) que ces diffusions multiples sont faibles et qu'elles n'affectent pas la forme de la courbe de la section efficace différentielle inélastique. Remarquons qu'après une diffusion sous un angle plus grand que  $30^\circ$ , il ne reste au neutron qu'un faible parcours à effectuer dans le diffuseur. Pour un diffuseur infiniment mince il n'y a possibilité de diffusions multiples que si la première diffusion a lieu vers l'avant. Pour l'oxygène et le lithium la distance moyenne que parcourt dans le diffuseur le neutron diffusé est de l'ordre de  $1/20$  du libre parcours moyen  $\lambda$  des neutrons de 14 MeV (l'épaisseur du diffuseur étant environ égale à  $\lambda/10$ ).

Le diffuseur en carbone est du graphite 98 % pur.

Le lithium naturel utilisé est 99 % pur. Afin d'éviter l'oxydation le diffuseur est dans une boîte de laiton (0.005" d'épaisseur) remplie de kérosène. La couche de kérosène a moins de 1 mm tout autour du diffuseur.

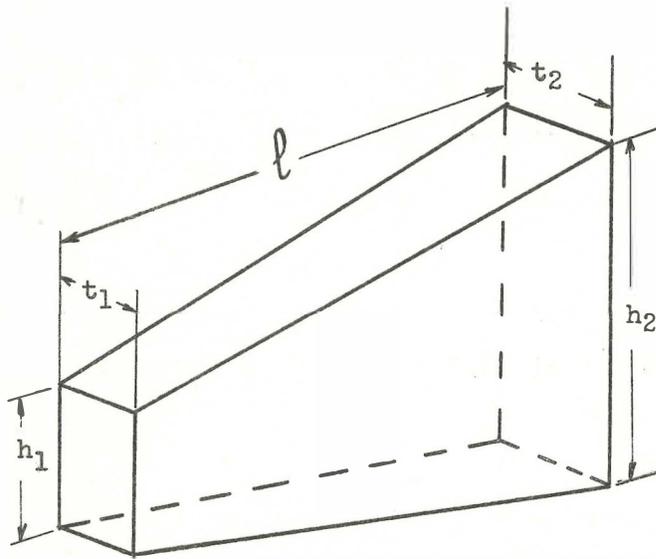
L'oxygène liquide utilisé est 99.95 % pur. La forme de styrofoam\* montrée sur la figure 3 est maintenue au fond d'un Dewar circulaire dont les parois ont 1 mm d'épaisseur. Le Dewar est rempli d'oxygène et le niveau du liquide est maintenu au-dessus du styrofoam. Ce volume d'oxygène

---

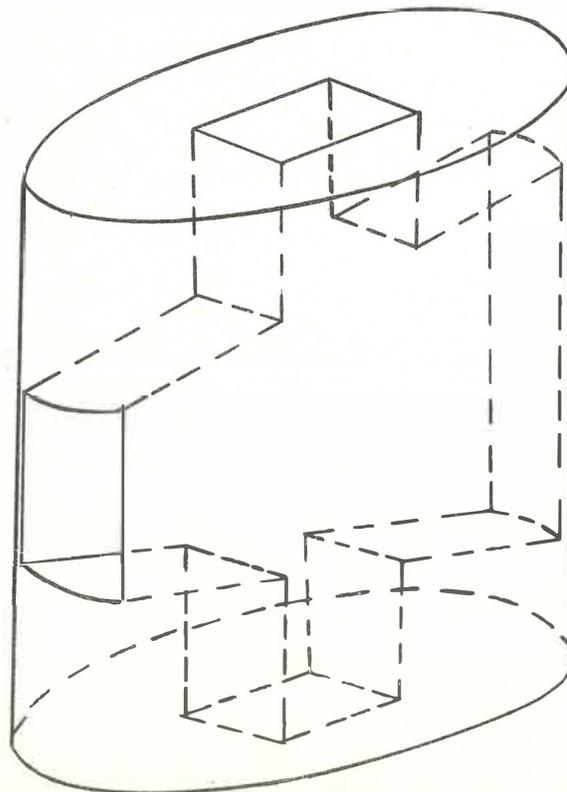
\* Fabriqué par "Morval Products Co Ltd." 156 Birch Ave., Kitchener, Ontario, Canada.

cm	$h_1$	$h_2$	$t_1$	$t_2$	$\ell$	$\lambda$
C	2.0	4.5	1.0	1.5	7.0	7
Li	2.0	4.5	1.0	1.5	7.0	17
O	3.0	5.0	1.5	1.5	7.0	16

Dimensions des diffuseurs



Forme des diffuseurs



Forme en styrofoam

Fig. 3 - Forme et dimensions des diffuseurs.

a donc la même forme que les deux diffuseurs précédents. Le styrofoam est imperméable à l'oxygène liquide et sa densité est de 0.016; il introduit donc une masse diffusante négligeable.

Dans la géométrie utilisée avec le carbone et le lithium, la mécanique des chocs, pour la réaction  $T(d,n)He^4$  donne un angle de  $31^\circ$  entre les faisceaux de neutrons et de deutérons. Pour la géométrie employée avec l'oxygène cet angle est de  $39^\circ$ . Ces valeurs ont été vérifiées expérimentalement (2-1). La distance entre la cible de tritium et les diffuseurs est de 2 cm.

#### 1-2.4 Atténuateur.

La plus grande partie du bruit de fond, comme il le sera montré (2-4), vient des coïncidences au hasard entre les impulsions des compteurs d'alpha et de neutrons. Pour empêcher les neutrons venant de la cible d'atteindre directement le détecteur, on interpose entre celui-ci et la cible un cylindre de tungstène de 2.5 cm de diamètre et 30 cm de longueur.

L'atténuation du faisceau direct est proportionnelle à  $\exp(-\sigma n l)$   
 où :  $\sigma$  est la section efficace totale à 14 MeV,  
 $n$  est le nombre de noyaux par  $cm^3$ ,  
 $l$  est la longueur de l'atténuateur.

Valeurs de  $\sigma n$  pour quelques éléments : Pt:0.352; W:0.330; Ag:0.252; Cu:0.252; Fe:0.224; Zn:0.205; Pb:0.181  $cm^{-1}$ . Le meilleur élément à utiliser pour un prix raisonnable est le tungstène.

### 1-2.5 Détecteur de neutrons.

Le détecteur de neutrons est un cylindre de NE 102 de 5 cm de diamètre et de 5 cm de longueur. Le scintillateur est dans une boîte d'aluminium dont les parois ont  $1/32''$  d'épaisseur. De la poudre de MgO est utilisée comme réflecteur entre la boîte et le scintillateur.

Un montage identique à celui du détecteur d'alpha est utilisé pour le photomultiplicateur (6342A) qui alimente également un couplage de White et un circuit donnant des impulsions de voltage de 4 nanosecondes.

Le détecteur est placé au centre d'un bloc de parafine auquel a été ajouté du bore. Le détail du bloc est donné par la figure 4. La parafine ralentit les neutrons diffusés par les murs de la pièce, ces neutrons sont ensuite captés par le bore. Le plomb absorbe les rayons venant des murs.

### 1-2.6 Système électronique.

Le schéma du système électronique est donné figure 5. Le système se divise en trois parties bien distinctes :

Le moniteur : Au cours des expériences de diffusion, le taux moyen de particules alpha détectées est maintenu autour de  $3 \times 10^4$  par seconde. Il est donc nécessaire d'avoir un numérateur rapide pour les compter sans trop de perte. Une échelle de 16 ayant un temps mort de  $0.1\mu$  sec. a été construite (Fit 49) afin de précéder le numérateur Atomique qui lui, a un temps mort de  $50\mu$  sec. Le numérateur n'enregistre qu'une impulsion sur 16; elles sont plus uniformément espacées dans le temps et peuvent être comptées sans perte.

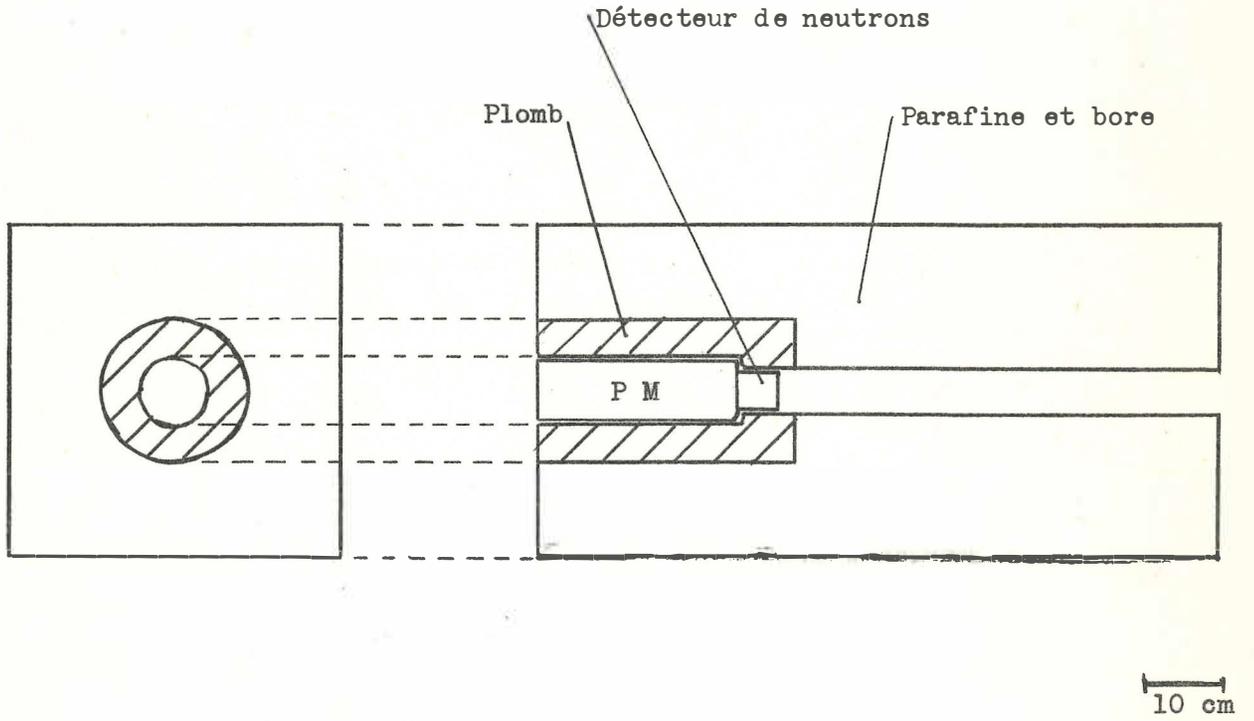


Fig. 4 - Blindage du détecteur de neutrons.

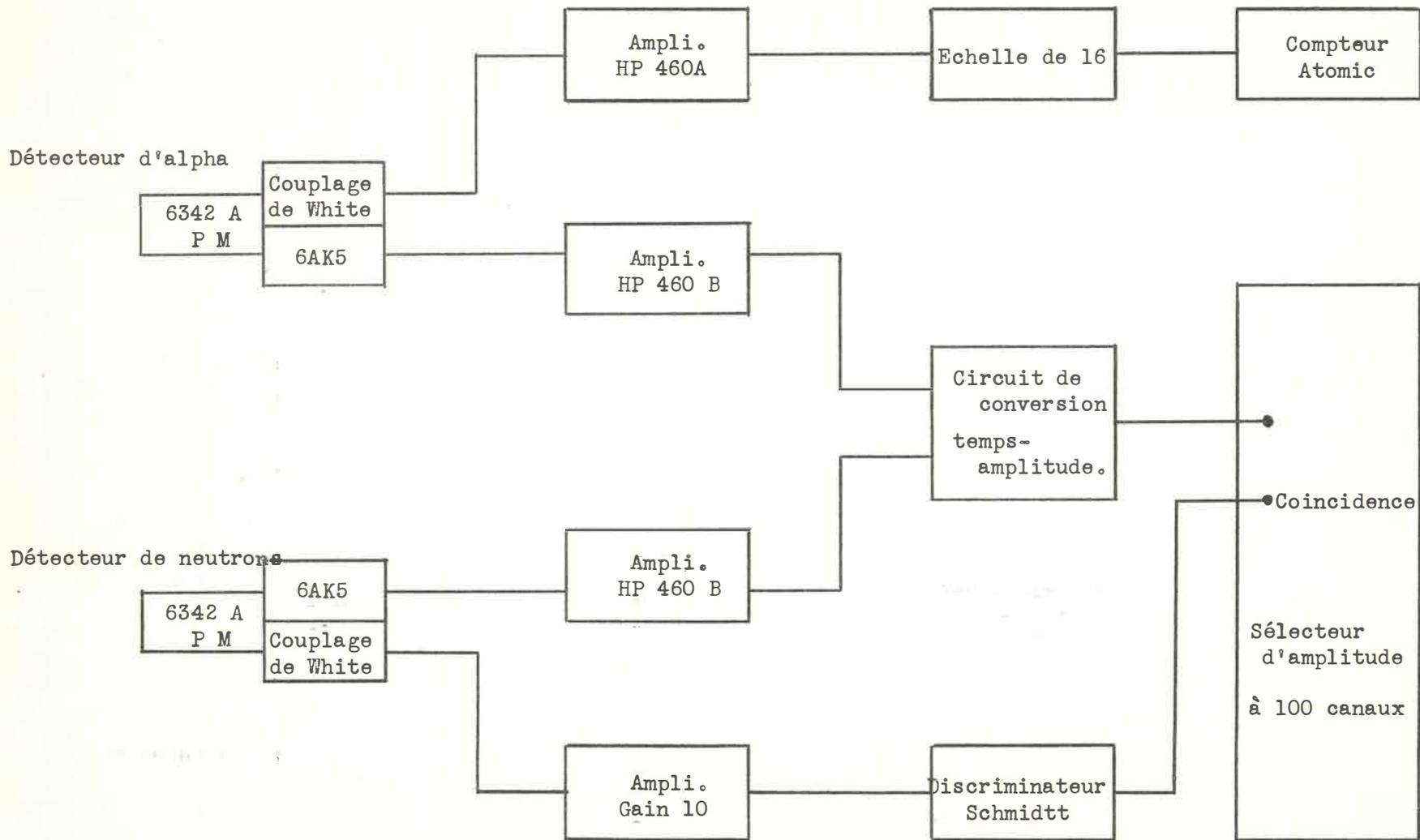


Fig. 5 - Schéma du système électronique.

La mesure du temps de vol : Les impulsions rapides des détecteurs de neutrons et d'alpha sont amplifiées par deux amplificateurs à bande large Hewlett Packard (HP 416), puis déclenchent le circuit de conversion "intervalle de temps à hauteur d'impulsion". Ce circuit a été conçu et utilisé par Cranberg (Cra 56) pour des mesures de diffusions inélastiques à 4 MeV. La version commerciale\* de ce circuit est employée.

Dans ce circuit le signal du détecteur de neutrons déclenche la décharge d'un condensateur à travers un circuit qui maintient le courant de décharge constant (6BN6). Le signal du détecteur d'alpha arrête la décharge du condensateur (coupe la 6BN6) qui se recharge alors exponentiellement. Si aucun signal ne vient du détecteur d'alpha, le condensateur se recharge automatiquement après s'être déchargé pendant  $0.4\mu$  sec. L'intervalle de temps entre les deux signaux, égal au temps de décharge du condensateur, est donc converti en une impulsion de voltage dont l'amplitude est directement proportionnelle à ce temps.

L'amplitude du signal est enregistrée par un sélecteur d'amplitude à 100 canaux\*\*. Remarquons que le signal du détecteur d'alpha est retardé à l'aide d'un cable coaxial pour qu'il n'arrive qu'après le signal du neutron qui lui correspond. Le voltage enregistré n'est pas directement proportionnel au temps de vol mais lui est relié de la façon suivante : soit  $t_\alpha$  le temps où l'alpha est détecté et  $(t_\alpha + T_\alpha)$  le temps où le

---

\* Fabriquée par "Eldorado Electronics" Berkeley, California, U.S.A.

\*\* Fabriqué par "Computing Devices of Canada Ltd." Ottawa, Canada.

signal arrive au circuit de conversion; de même posons  $t_n$  et  $(t_n + T_n)$  les temps relatifs au neutron qui lui correspond. Le temps de vol est  $(t_n + t_\alpha)$ . Or dans l'expérience ce qui est "mesuré" est :

$$(t_n + T_n) - (t_\alpha + T_\alpha) = (t_n - t_\alpha) + (T_n - T_\alpha)$$

qui est égal au temps de vol à une constante près. Ainsi les neutrons ayant des énergies différentes sont comptés dans des canaux différents. (car  $T_n$  et  $T_\alpha$  ne dépendent que des constantes du circuit et des lignes de retard).

La coincidence lente : Afin d'améliorer la résolution il faut rejeter toutes les mesures où le signal du détecteur de neutrons n'a pas coupé complètement la 6AK5 qui standardise les impulsions déclanchant le circuit de conversion. Le couplage de White du détecteur de neutrons alimente un circuit de déclenchement de Schmidt dont la sortie est appliquée à un circuit de coincidence du sélecteur à 100 canaux. Une mesure de temps de vol n'est enregistrée que s'il y a en coincidence un signal du Schmidt et un signal du circuit de conversion.

## CHAPITRE II

## MESURES

Dans ce chapitre sont décrites les expériences nécessaires pour obtenir les caractéristiques des détecteurs et des circuits électroniques utilisés pour les mesures de diffusion inélastique.

2-1.0 Détecteur d'alpha.

La figure 6 montre le spectre du détecteur d'alpha enregistré à l'aide du sélecteur d'amplitude à 100 canaux. La résolution pour la détection des alpha de 3.5 MeV est de 22 %. Cette résolution indique que la cible de tritium ( $87 \mu\text{gm/cm}^2$  de zirconium) est mince pour les alpha donc que tous les alpha émis dans la direction du détecteur sont détectés. On peut voir également d'après ce spectre que les deutérons ne sont pas détectés et que le rendement pour la détection des neutrons est très faible.

Le moniteur est ajusté de la façon suivante : le gain de l'amplificateur qui précède l'échelle de 16 est réglé pour que le numérateur n'enregistre que quelques coups par minute en l'absence de faisceau. Puis le faisceau de deutérons est envoyé sur la cible et on vérifie qu'une légère variation du gain de l'amplificateur ne change pas le taux de comptage. D'après la forme du spectre on peut voir que cet ajustement n'est pas critique.

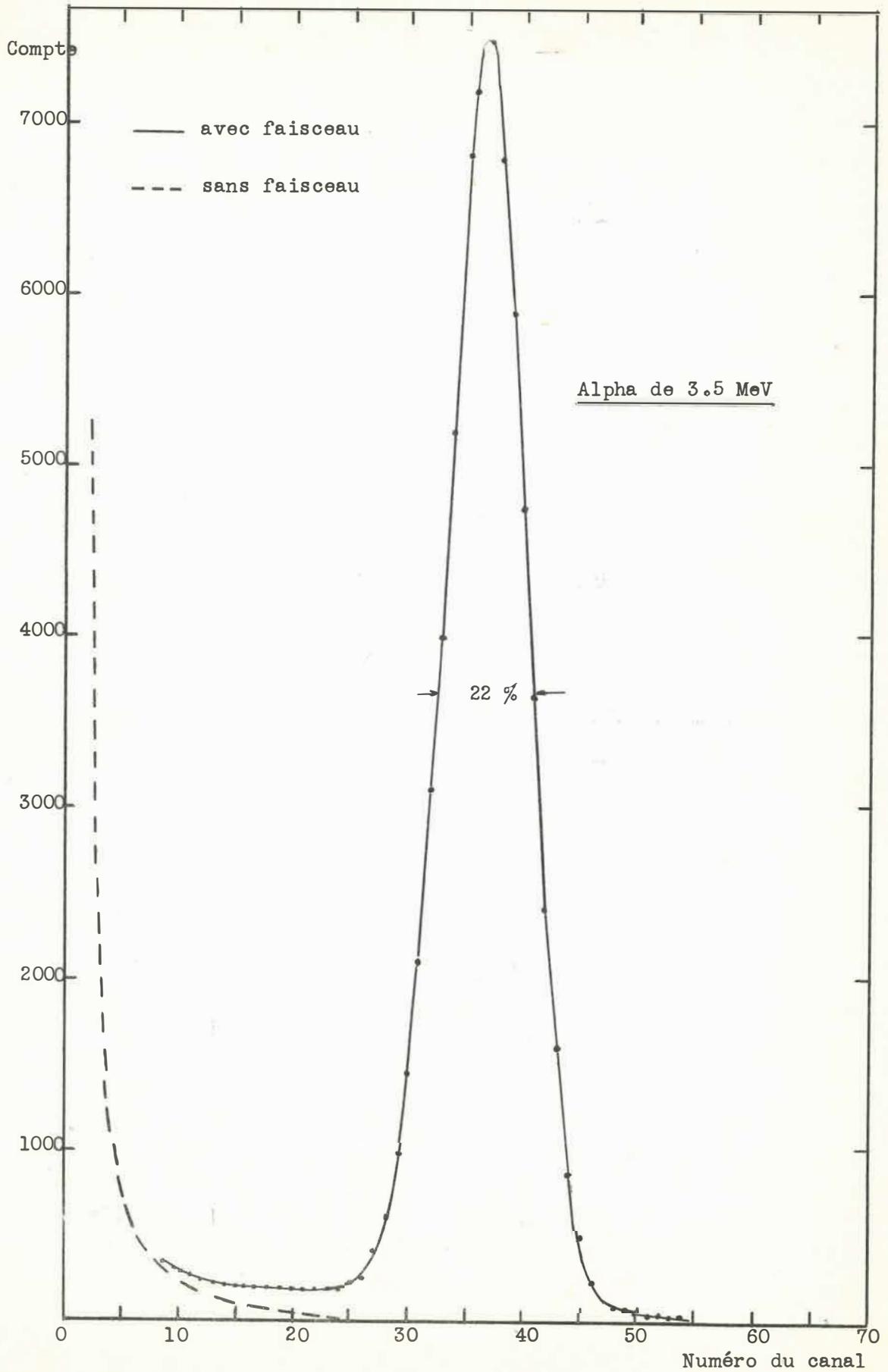


Fig. 6 - Spectre du détecteur d'alpha.

La résolution du détecteur d'alpha permet d'obtenir, si la tension d'alimentation du photomultiplicateur est portée à 2000 volts, que tous les alpha détectés coupent la 6AK5, donnant tous des impulsions de forme identique pour déclencher le circuit de conversion du temps de vol.

Pour vérifier la position et la forme du faisceau de neutrons coïncidant avec les alpha, un collimateur de deux cm de diamètre est placé devant le détecteur d'alpha et le détecteur de neutrons est placé à deux mètres de la cible. Celui-ci est partiellement masqué par des briques de plomb comme le montre la figure 7. Pour un nombre fixe de particules alpha, on mesure le nombre de coïncidences neutron-alpha, alors que le détecteur de neutrons balaie le faisceau. Les résultats pour le support de cible ayant un angle de  $135^{\circ}$  sont indiqués sur la figure 7. Les mêmes résultats ont été obtenus avec l'autre support de cible.

#### 2-2.0 Détecteur de neutrons.

La figure 8 donne le spectre du détecteur de neutrons enregistré à l'aide du sélecteur d'amplitude à 100 canaux. La forme du spectre diffère de celle du spectre des protons de recul habituel (Seg 53); il n'est pas rectangulaire mais présente un maximum près de la tête du spectre. Ce maximum a trois causes principales :

1 - Le volume du détecteur est grand et le neutron ayant déjà fait un choc avec un proton a une grande probabilité d'en faire un second (la section efficace pour les chocs n-p augmente rapidement quand l'énergie des neutrons décroît). Le photomultiplicateur "intègre" l'énergie donnée,

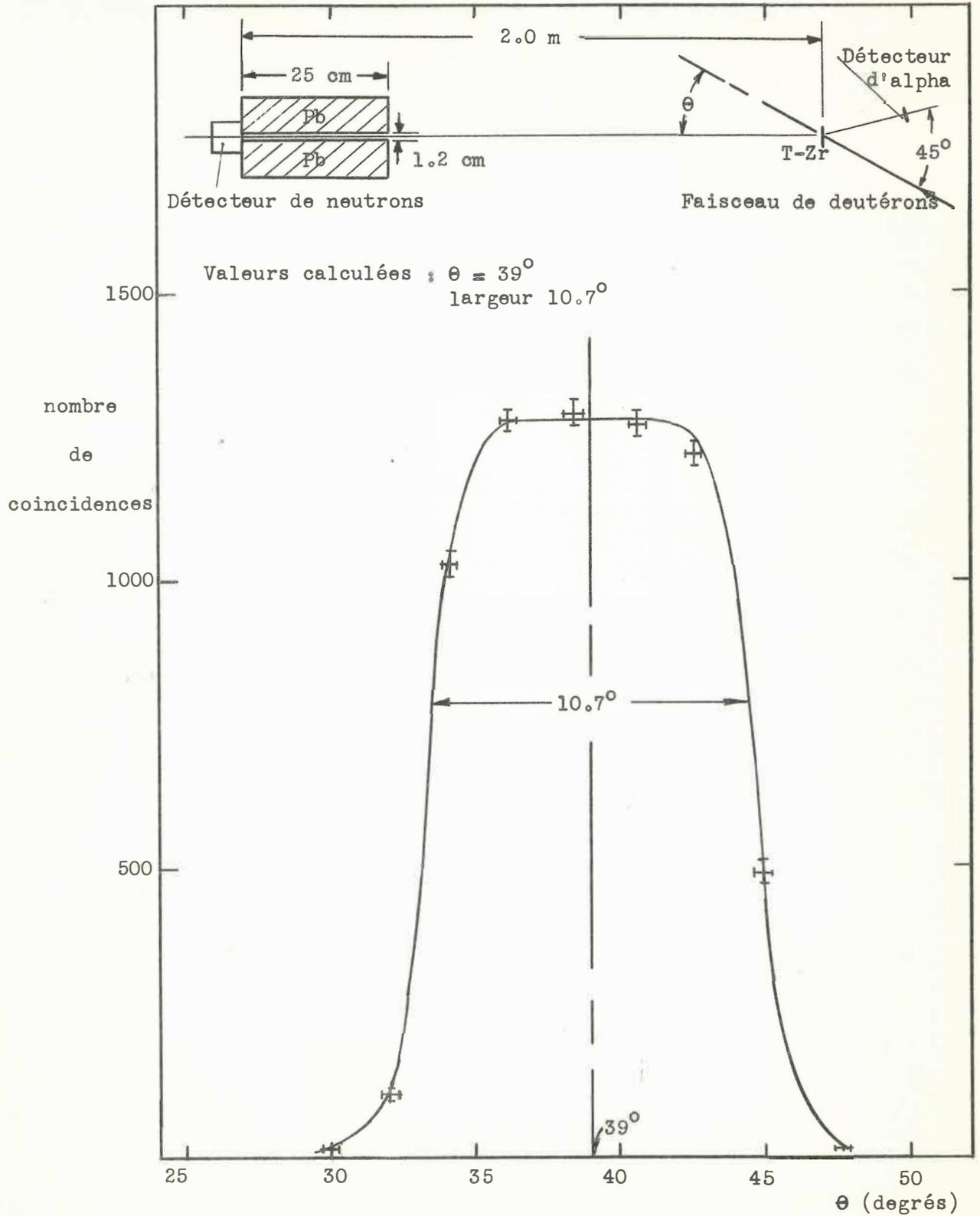


Fig. 7 - Forme du faisceau de neutrons coïncidant avec les alpha.

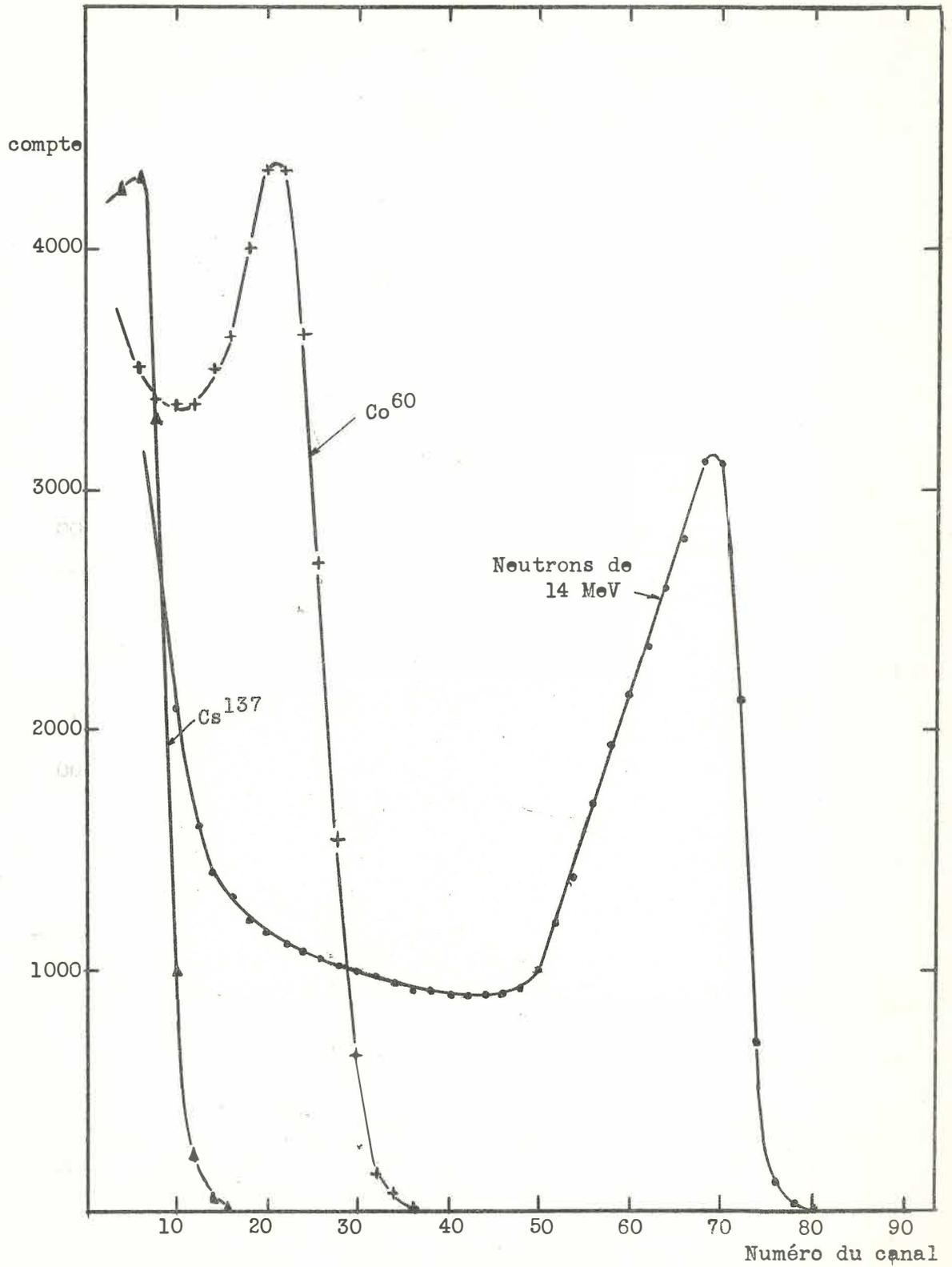


Fig. 8 - Spectre du détecteur de neutrons. (NE 102, 2" x 2"0)

par neutron, aux protons de recul, d'où une prépondérance de grandes impulsions donnant un maximum à la tête du spectre.

2 - Dans un scintillateur au plastique, les neutrons de 14 MeV ont un autre mode de détection. En effet, le NE 102 contient  $5.4 \times 10^{22}$  at/cm<sup>3</sup> d'hydrogène et  $4.8 \times 10^{22}$  at/cm<sup>3</sup> de carbone (la concentration en oxygène et en azote est environ 4000 fois plus faible); à 14 MeV la section efficace pour l'excitation du niveau de 4.43 MeV du carbone par la réaction  $C^{12}(n,n'\gamma)C^{12*}$  est de 0.35 barn (And 58), pour les chocs n-p la section efficace est de 0.69 barn. Les noyaux de carbone vont se désexciter par l'émission d'un  $\gamma$  de 4.43 MeV, ce  $\gamma$  est détecté dans le scintillateur par effet Compton. Donc 1/3 des neutrons sont détectés par ce mécanisme. Le spectre résultant de cet effet Compton présente également un maximum qui coïncide avec celui trouvé précédemment pour les chocs multiples n-p. Que le spectre causé par la détection des rayons  $\gamma$  par effet Compton présente un maximum est évident sur la figure 8 où est représenté le spectre obtenu avec une source de Co<sup>60</sup>. De plus il est connu (Tay 51) que dans un scintillateur au plastique la tête du spectre dû à des rayons  $\gamma$  d'une énergie donnée correspond à des impulsions de protons d'une énergie trois fois plus grande (les  $\gamma$  de 4.43 MeV vont donc correspondre à des protons de 13 MeV).

3 - Le photomultiplicateur alimenté à une tension élevée, "sature" aux grandes impulsions et la tête du spectre est comprimée, rehaussant ainsi le maximum.

Il a déjà été mentionné qu'il est nécessaire, pour obtenir une

bonne résolution, de n'accepter que les impulsions au-dessus d'un certain niveau. Le niveau de discrimination choisi est la tête du spectre de la détection des  $\gamma$  de 0.66 MeV du caesium qui est très facile à repérer. Afin d'avoir un autre point de comparaison, il a été déterminé, à l'aide des neutrons de la réaction  $d(d,n)He^3$  que ce niveau correspond à des protons de recul dans le détecteur de  $2.0 \pm 0.2$  MeV. Le choix d'un niveau de discrimination relié au scintillateur permet de comparer les résultats obtenus avec d'autres sans avoir à s'occuper des détails de l'électronique associée au compteur.

Au cours des expériences l'énergie des neutrons détectés varie entre 6 et 14.6 MeV (variation de l'énergie avec l'angle due aux éléments légers étudiés). Il est donc nécessaire de connaître le rendement du détecteur sur tout ce domaine d'énergie. En se servant du système de coïncidence un rendement de  $0.20 \pm 0.01$  a été trouvé pour les neutrons de 14.2 MeV. Ce résultat est une moyenne sur plusieurs mesures avec le détecteur dans le faisceau direct de neutrons à différentes distances de la cible. En se servant d'un détecteur absolu de neutrons (Ban 60) B. Banville dans ce laboratoire a déterminé à 0.20 également le rendement d'un cristal de mêmes dimensions et avec le même niveau de discrimination. Comme la variation avec l'angle de l'énergie du neutron émis dans la réaction  $T(d,n)He^4$  est très faible, il n'a pas été possible, avec la même méthode, de déterminer le rendement du détecteur à une autre énergie. Prud'Homme (Pru 58) a déterminé, pour un scintillateur au plastique de mêmes dimensions, le rendement pour la détection des neutrons jusqu'à 5 MeV; le niveau de discrimination étant des protons de recul de 0.5 MeV. A 15 MeV le rendement

trouvé par Prud'Homme est de 0.18 donc en bon accord avec la valeur trouvée au laboratoire. La figure 9 montre la courbe du rendement en fonction de l'énergie ainsi que la courbe utilisée pour corriger nos mesures. Cette courbe de rendement serait très difficile à calculer théoriquement à cause des effets secondaires importants dans le cristal et du manque de connaissances sur la variation de la section efficace pour la réaction  $C^{12}(n,n'\gamma)C^{12*}$ . Dans le Chapitre traitant des erreurs il sera montré de quelle façon le choix de cette courbe affecte la forme des distributions angulaires expérimentales.

### 2-3.0 Résolution.

Par résolution du système de temps de vol, on entend l'étalement du temps de vol mesuré pour des neutrons monocinétiques. Les neutrons ayant la même énergie vont être enregistrés par le sélecteur dans plusieurs canaux dont le nombre donne une mesure de la possibilité de distinguer deux groupes de neutrons ayant une énergie voisine. Il est conventionnel dans les circuits de temps de vol de donner la résolution comme étant la largeur à mi-hauteur du pic dû à des neutrons monocinétiques; cette largeur est exprimée en unités de temps. Pour des temps plus courts qu'une demi-heure la résolution est meilleure que 3 nanosecondes. Mais dû aux distances de vol requises pour des neutrons de 14 MeV et pour une telle résolution, l'angle solide du compteur est très faible et il faut compter pendant plus de 5 heures afin d'obtenir une statistique suffisante. La stabilité du système est telle que pendant une période de 5 heures la résolution est meilleure que 4 nanosecondes.

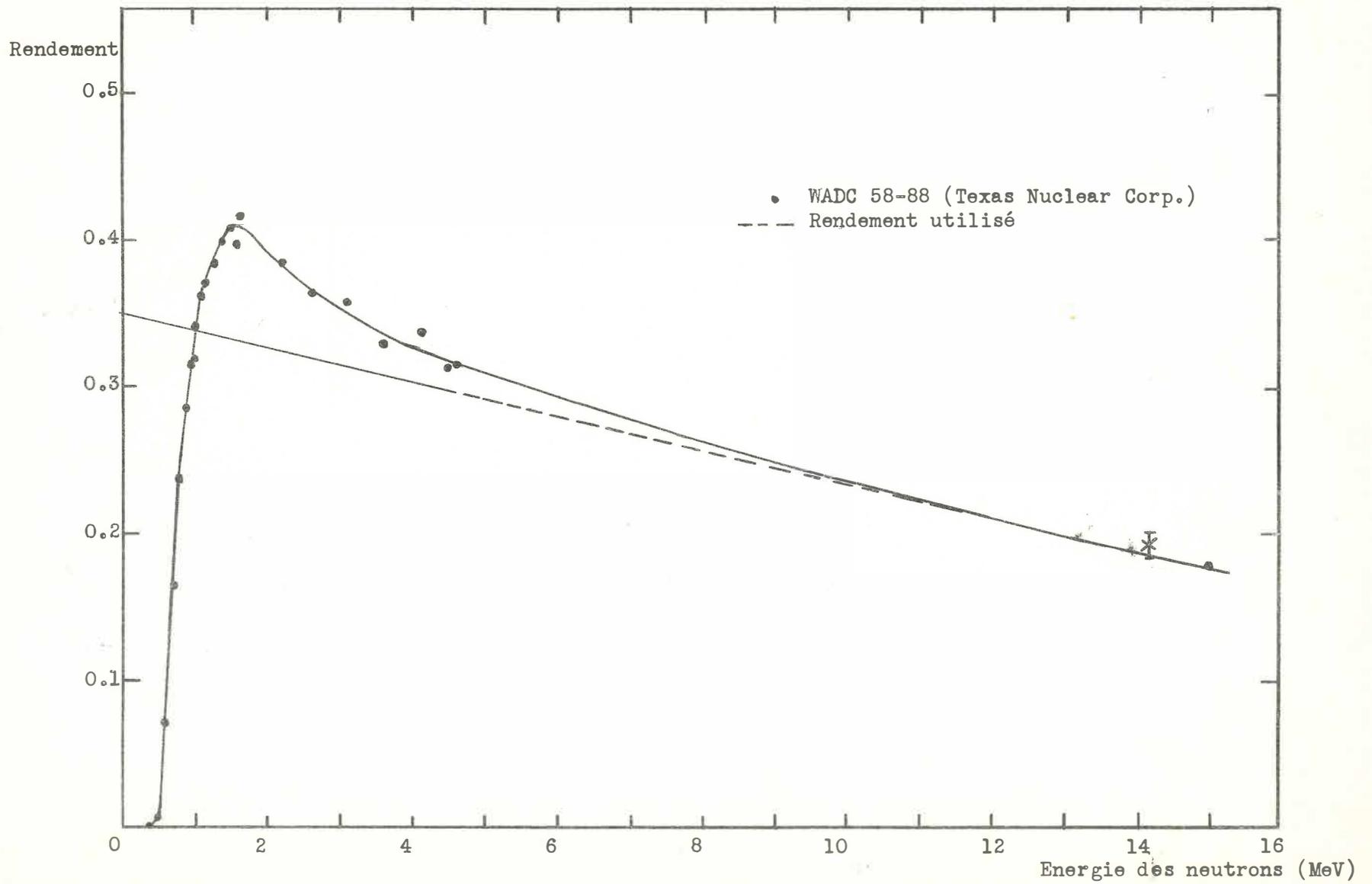


Fig. 9 - Rendement du détecteur de neutrons en fonction de l'énergie.

La largeur des canaux du sélecteur d'amplitude est ajustée pour correspondre à une nanoseconde par canal environ. L'échelle du sélecteur est calibrée à l'aide du faisceau direct de neutrons en variant la distance cible-détecteur. La distance de vol est choisie de façon à ce que la différence de temps de vol des neutrons élastiques et des neutrons inélastiques soit d'environ de 10 nanosecondes.

#### 2-4.0 Spectre de temps de vol.

En l'absence de diffuseur le "spectre" de temps de vol est uniforme. Ce bruit de fond est dû aux coïncidences au hasard entre les deux détecteurs exposés à des sources incohérentes. Il n'est donc pas nécessaire de soustraire du spectre de temps de vol un spectre pris sans le diffuseur. Cette soustraction entraînerait nécessairement des erreurs et doublerait le temps de comptage pour chaque angle; de plus il serait alors nécessaire de maintenir le taux de comptage des alpha très constant pour que les coïncidences au hasard contribuent également aux deux spectres. Nous avons vérifié que, sans diffuseur et dans toute la région où le détecteur de neutrons est utilisé, il n'y a pas de corrélation dans le temps entre les compteurs d'alpha et de neutrons. Comme le bruit de fond est uniquement dû aux coïncidences au hasard on peut soustraire des pics la moyenne des autres canaux. Pour avoir une faible erreur dans cette soustraction le taux de comptage du détecteur d'alpha est maintenu autour de  $3 \times 10^4$  coups par seconde; dans ce cas le bruit de fond est de 10 à 20 par canal, suivant la durée de l'expérience, et les fluctuations statistiques du bruit de fond sont faibles en valeur absolue.

La figure 10 montre un spectre de temps de vol typique. On remarque que le pic des neutrons diffusés élastiquement est bien séparé de celui des neutrons diffusés inélastiquement. La moyenne du bruit de fond est de 11 par canal à droite du pic élastique, de 16 par canal entre les deux pics et, à gauche du pic inélastique, de 16 à 11 en s'éloignant. Cette variation de bruit de fond peut être attribuée aux diffusions multiples dans le diffuseur. Elle a été remarquée dans tous les spectres de temps de vol. Ce phénomène sera étudié à la section 4-3.

La figure 11 montre la résolution obtenue pour les deux niveaux excités de l'oxygène.

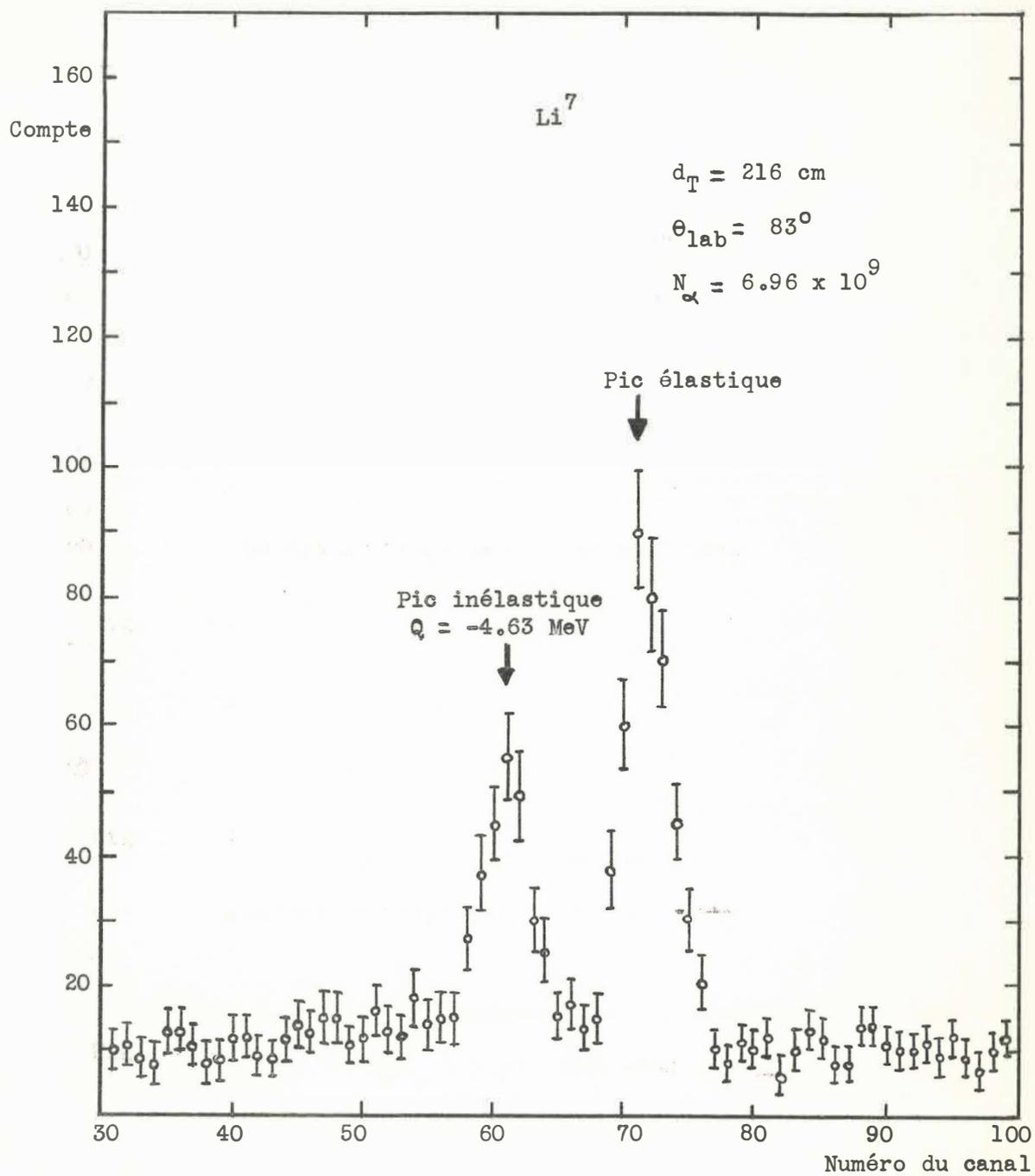


Fig. 10 - Spectre du temps de vol des neutrons.

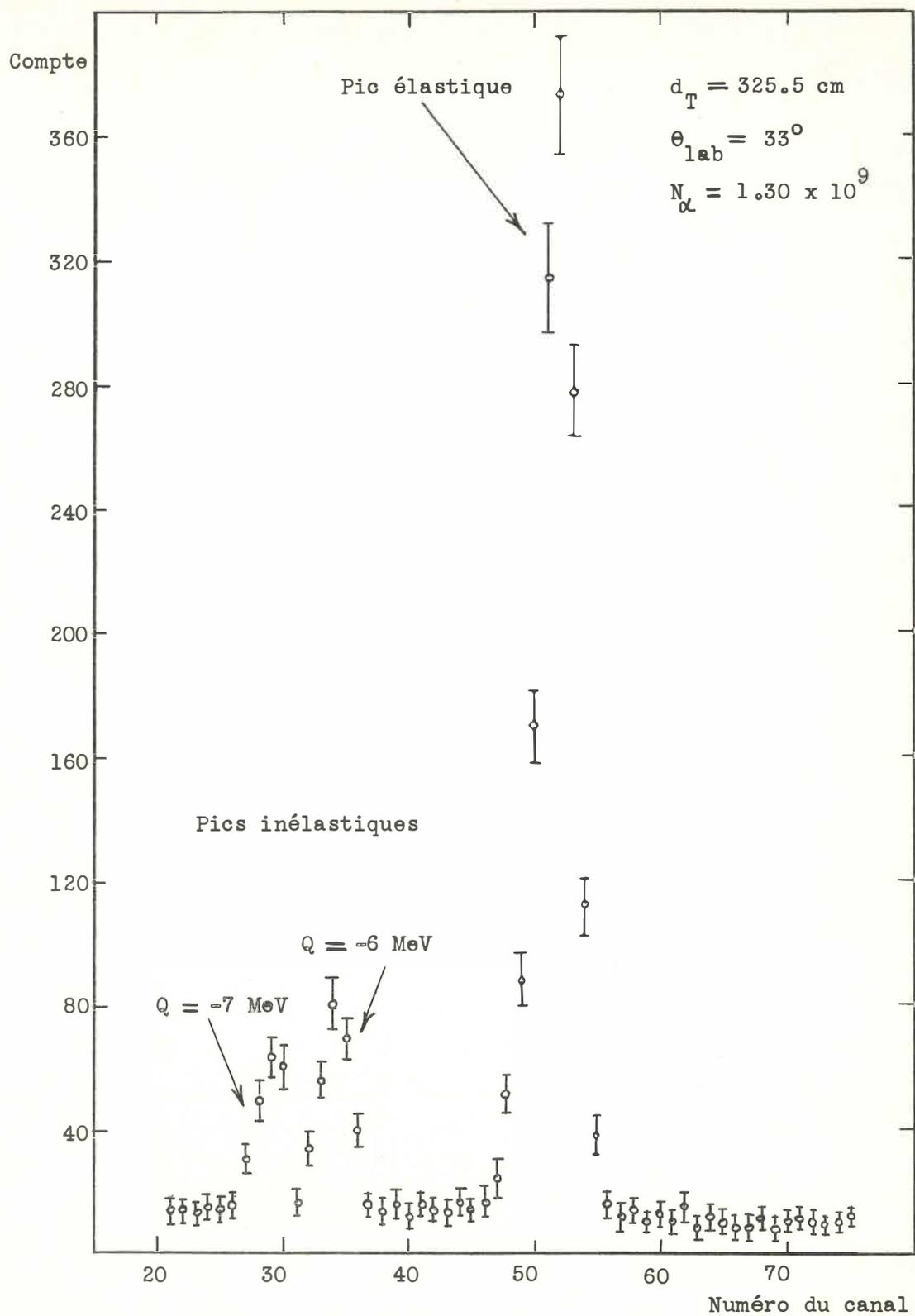


Fig. 11 - Spectre du temps de vol des neutrons pour l'oxygène.

## CHAPITRE III

## RESULTATS.

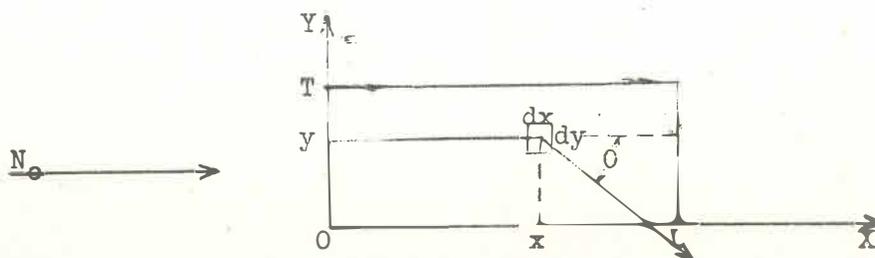
Nous exposons dans ce chapitre la méthode utilisée pour passer du spectre de temps de vol à la section efficace différentielle et nous donnons les résultats obtenus.

3-1.0 Correction due à l'absorption.

Pour avoir un taux de comptage maximum, les diffuseurs utilisés sont un peu plus grands que le faisceau de neutrons. Ceci nous empêche de calculer la valeur absolue de la section efficace, le nombre de centres diffusants n'étant pas connu. Les mesures sont donc des mesures relatives de sections efficaces différentielles.

Il est évident que si l'on ne considère que les neutrons n'ayant subi qu'un seul choc, le seul facteur géométrique qui intervient est l'absorption des neutrons diffusés qui effectuent des parcours différents suivant l'angle de diffusion.

Considérons une section du diffuseur :



où  $N_0$  est le nombre de neutrons incidents par  $\text{cm}^2$  et par seconde sur un diffuseur de longueur  $L$ , d'épaisseur  $T$  et de  $l$  cm de hauteur. Le flux de neutrons n'ayant subi aucune interaction à une distance  $x$ , est donné par :

$$N(x) = N_0 \exp[-n\sigma_T(E_0)x]$$

où  $n$  est le nombre de noyaux par  $\text{cm}^3$ .

$\sigma_T(E_0)$  est la section efficace totale pour la diffusion des neutrons ayant l'énergie  $E_0$  des neutrons incidents.

Dans un élément de volume  $l \cdot dx \cdot dy$ , le nombre de neutrons diffusés à l'angle  $\theta$  est donné par :

$$dN_{in}(\theta) = N_0 \exp[-n\sigma_T(E_0)x] n\sigma_{in}(\theta) dx dy$$

où  $\sigma_{in}(\theta)$  est la section efficace différentielle à l'angle  $\theta$  pour la réaction considérée.

Ces neutrons vont être partiellement absorbés en traversant une épaisseur  $y/\sin\theta$  avant de sortir du diffuseur. La fraction des neutrons sortant est donnée par :

$$\exp[-n\sigma_T(E') y/\sin\theta]$$

où  $\sigma_T(E')$  est la section efficace totale à l'énergie  $E'$  des neutrons diffusés.

Le nombre de neutrons détectés à l'angle  $\theta$  venant de cet élément de volume du diffuseur est :

où  $N_0$  est le nombre de neutrons incidents par  $\text{cm}^2$  et par seconde sur un diffuseur de longueur  $L$ , d'épaisseur  $T$  et de  $l$  cm de hauteur. Le flux de neutrons n'ayant subi aucune interaction à une distance  $x$ , est donné par :

$$N(x) = N_0 \exp[-n\sigma_T(E_0)x]$$

où  $n$  est le nombre de noyaux par  $\text{cm}^3$ .

$\sigma_T(E_0)$  est la section efficace totale pour la diffusion des neutrons ayant l'énergie  $E_0$  des neutrons incidents.

Dans un élément de volume  $l \cdot dx \cdot dy$ , le nombre de neutrons diffusés à l'angle  $\theta$  est donné par :

$$dN_{in}(\theta) = N_0 \exp[-n\sigma_T(E_0)x] n\sigma_{in}(\theta) dx dy$$

où  $\sigma_{in}(\theta)$  est la section efficace différentielle à l'angle  $\theta$  pour la réaction considérée.

Ces neutrons vont être partiellement absorbés en traversant une épaisseur  $y/\sin\theta$  avant de sortir du diffuseur. La fraction des neutrons sortant est donnée par :

$$\exp[-n\sigma_T(E') y/\sin\theta]$$

où  $\sigma_T(E')$  est la section efficace totale à l'énergie  $E'$  des neutrons diffusés.

Le nombre de neutrons détectés à l'angle  $\theta$  venant de cet élément de volume du diffuseur est :

$$dN_{in}(\theta) = N_0 n \sigma_{in}(\theta) \exp[-n \sigma_T(E_0)x] \exp[-n \sigma_T(E') y/\sin \theta] dx dy$$

En intégrant sur le volume du diffuseur :

$$N_{in}(\theta) = N_0 \frac{\sigma_{in}(\theta)}{\sigma_T(E_0)} \left[ 1 - \exp[-n \sigma_T(E_0)L] \right] \times \frac{\sin \theta}{n \sigma_T(E')} \left[ 1 - \exp(-n \sigma_T(E') T/\sin \theta) \right]$$

Si l'on développe le dernier terme en série de puissance et si l'on ne garde que les deux premiers termes ( $n \sigma_T$  étant seulement de quelques centièmes) l'expression devient :

$$N_{in}(\theta) = N_0 \frac{\sigma_{in}(\theta)}{\sigma_T(E_0)} \left[ 1 - \exp(-n \sigma_T(E_0)L) \right] T \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{n \sigma_T(E') T}{\sin \theta} \right]$$

La dernière parenthèse est la correction due à l'absorption dans le diffuseur.

Cette géométrie n'est pas exactement celle utilisée dans l'expérience, mais le résultat final pour la correction due à l'absorption n'en est pas changé. En effet, nous aurions pu dire tout simplement que le diffuseur étant mince comparé au libre parcours moyen, l'absorption est proportionnelle à la distance moyenne parcourue dans le diffuseur i.e.:

$$\frac{1}{2} \frac{n \sigma_T(E') T}{\sin \theta}$$

Comme les diffuseurs de lithium et de carbone n'ont pas une épaisseur constante nous avons utilisé dans ces cas, pour corriger les mesures expérimentales, l'épaisseur évaluée à la profondeur moyenne où se produisent les diffusions et calculée de la façon habituelle :

$$\bar{x} = \frac{\int_0^L x \, dN(x)}{\int_0^L dN(x)}$$

$$\text{donc } \bar{x} = \frac{\left[ \frac{1}{n\sigma_T(E_0)} - \left(1 + \frac{1}{n\sigma_T(E_0)}\right) \exp(-n\sigma_T(E_0)L) \right]}{\left[ 1 - \exp(-n\sigma_T(E_0)L) \right]} *$$

Pour résumer : la correction due à l'absorption des neutrons diffusés est faite en multipliant le comptage à l'angle  $\theta$  par :

$$1 + \frac{1}{2} \frac{n\sigma_T(E')T}{\sin \theta}$$

$\sigma_T(E')$  est pris dans BNL 325 (Hug 55) à l'énergie  $E'$  des neutrons diffusés. L'épaisseur  $T$  utilisée est celle du diffuseur à la profondeur moyenne donnée par la formule ci-haut (\*).

### 3-2.0 Soustraction du bruit de fond.

Chaque spectre de temps de vol présente des pics correspondant aux neutrons diffusés élastiquement et inélastiquement. Ces pics sont superposés à un bruit de fond dû en grande partie aux coïncidences au hasard, mais dû aussi aux diffusions multiples. La soustraction de ce bruit de fond est faite de la manière suivante :

soit  $m_1$  la moyenne dans les dix canaux à gauche du pic inélastique,

$m_2$  " " les canaux compris entre les deux pics,

$m_3$  " " " à droite du pic élastique.

$\frac{1}{2}(m_1 + m_2)$  est considéré comme étant le bruit de fond dans le pic inélastique et  $\frac{1}{2}(m_2 + m_3)$  celui dans le pic élastique.

### 3-3.0 Normalisation des comptages.

Etant donné les éléments légers utilisés comme diffuseurs, l'énergie des neutrons varie avec l'angle de diffusion. Ceci permet de diminuer la distance cible-détecteur aux grands angles tout en conservant la même résolution en énergie. Egalement pour améliorer les statistiques, le flux total de neutrons est augmenté aux angles où la section efficace est faible.

Les comptages doivent être normalisés pour tenir compte de ces variations d'angles solides et de flux total des neutrons incidents.

### 3-4.0 Correction pour le rendement du détecteur.

La figure 9 montre la courbe qui est utilisée pour corriger les effets de la variation du rendement du détecteur en fonction de l'énergie.

### 3-5.0 Transformation au système de coordonnées du barycentre.

Après avoir appliqué les corrections décrites précédemment, le comptage obtenu est proportionnel à la section efficace différentielle dans le système de coordonnées du laboratoire. Il faut convertir ces mesures au système de coordonnées du barycentre; cette transformation est faite de la manière habituelle. (Sch 55).

### 3-6.0 Résultats finals.

Un exemple des calculs intermédiaires nécessaires pour obtenir les sections efficaces différentielles relatives est fourni par le tableau 1 qui donne le détail des calculs pour la diffusion inélastique

excitant le niveau de 4.61 MeV du lithium.

Les résultats pour les différents éléments apparaissent dans les tableaux 2, 3 et 4 et sur les graphiques 12, 13, 14. Les erreurs indiquées sont seulement les erreurs statistiques dues au comptage et à la soustraction du bruit de fond; l'importance des autres sources d'erreurs est traitée au prochain chapitre. On doit noter qu'aucune correction n'a été faite pour la résolution angulaire finie des compteurs et pour les diffusions multiples.

elle inélastique de  $\text{Li}^7$  (4.61 MeV).

$\Sigma$	$\Sigma\%$	$\Sigma_{\text{ab}}$	$\Sigma_{\text{nor.}}$	$\Sigma/\eta$	$\frac{\sigma_{\text{cm}}}{\sigma_{\text{lab.}}}$	$\tilde{\sigma}_{\text{cm}}$
65	17	71	160	650	0.75	486
96	13	102	204	810	0.78	631
177	9	189	255	1000	0.80	800
138	10	146	267	1030	0.84	865
124	11	131	249	940	0.90	845
156	10	165	176	648	0.97	638
101	13	107	167	605	1.02	616
88	14	93	110	391	1.10	430
78	15	84	79	274	1.24	340

$\Sigma$  : nombre de neutrons dans le pic.

$\Sigma\%$  : erreur due à la statistique et à la soustraction du bruit de fond.

$\Sigma_{\text{ab}}$  : comptage corrigé pour l'absorption.

$\Sigma_{\text{nor.}}$  : comptage normé pour  $16 \times 10^7 \alpha$  et  $d = 1$  mètre.

$\Sigma/\eta$  : comptage corrigé pour le rendement du détecteur.

$\frac{\sigma_{\text{cm}}}{\sigma_{\text{lab.}}}$  : correction pour transformer au système de coordonnées du barycentre.

$\tilde{\sigma}_{\text{cm}}$  : résultat final en unités arbitraires.

Tabl. 1 - Calculs de la section efficace différentielle

$\theta_{\text{lab.}}$ degrés	$\theta_{\text{cm}}$ degrés	$E_{\text{lab.}}$ MeV	$\eta$	$\sigma_T$ barns	$(1 + \frac{n\sigma_T}{2\sin\theta})$	$\alpha$ $16 \times 10^6$	d cm.
30	35	9.1	0.247	1.60	1.093	40	300.0
41	48	8.7	0.252	1.64	1.072	40	282.0
48	55.6	8.4	0.255	1.68	1.066	43	240.5
58	66.7	8.0	0.260	1.74	1.060	30	234.5
70	79.7	7.5	0.265	1.82	1.056	30	239.0
83	93	6.9	0.272	1.90	1.055	43.5	216.0
91	101	6.5	0.276	1.95	1.057	30	216.0
102	112	6.1	0.281	2.02	1.060	40	217.0
122	130.7	5.45	0.288	2.1	1.072	40	194.0

$\theta_{\text{lab.}}$  : angle de diffusion dans le système de coordonnées du laboratoire.

$\theta_{\text{cm}}$  : angle de diffusion dans le système de coordonnées du barycentre.

$E_{\text{lab.}}$  : énergie des neutrons dans le laboratoire.

$\eta$  : rendement du détecteur.

$\sigma_T$  : section efficace totale des neutrons à l'énergie  $E_{\text{lab.}}$  (BNL 325).

$1 + \frac{n\sigma_T}{2\sin\theta}$  : correction pour l'absorption dans le diffuseur.

$\alpha$  : comptage du moniteur.

d : distance du détecteur au diffuseur.

Tabl. 2 - Sections efficaces différentielles de  $C^{12}$  à 14.2 MeV.  
(unités arbitraires)

$\theta_{cm}^{\circ}$	Elastique		Inélastique, $Q = -4.43$ MeV	
	$\sigma(\theta)$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \%$	$\sigma(\theta)$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \%$
30	1600	3	288	6
35	1080	3	235	6
42	600	4	168	8
49	290	7	123	7
56	190	7	112	7
60	150	10	87	12
66	120	8	69	10
80	91	8	47	10
89	130	8	42	9
94	180	8	51	9
110	170	8	60	10

Tabl. 3 - Sections efficaces différentielles de  $O^{16}$  à 14.8 MeV.  
(unités arbitraires)

$\theta_{cm}^{\circ}$	Elastique			Inélastique		
	$\sigma(\theta)$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \%$	Q -6 MeV		Q -7 MeV	
			$\sigma'(\theta)$	$\frac{\Delta\sigma'}{\sigma'} \%$	$\sigma'(\theta)$	$\frac{\Delta\sigma'}{\sigma'} \%$
30	1550	3	60	8	41	12
35	800	6	72	8	46	13
42	375	4	92	6	42	11
50	260	5	76	6	32	18
59	260	6	70	8	11	22
66	250	8	56	10	9.0	22
72	370	5	54	9	15	20
74	425	4	43	7	20	25
82	410	5	43	11	25	24
86	380	5	42	12	30	17
102	135	7	27	11	10	25
122	68	8	28	11	4.3	39

Tabl. 4 - Sections efficaces différentielles de  $\text{Li}^7$  à 14.2 MeV.  
(unités arbitraires)

Elastique			Inélastique, $Q = -4.63$ MeV		
$\theta_{\text{cm}}^{\circ}$	$\sigma(\theta)$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \%$	$\theta_{\text{cm}}^{\circ}$	$\sigma(\theta)$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \%$
34	1460	3	35	40	17
46	720	4	48	52	13
54	540	3	55	65	9
65	246	6	67	71	10
78	165	7	80	69	11
91	144	5	93	52	10
99	166	8	101	50	13
110	136	7	112	35	14
129	109	7	131	28	15

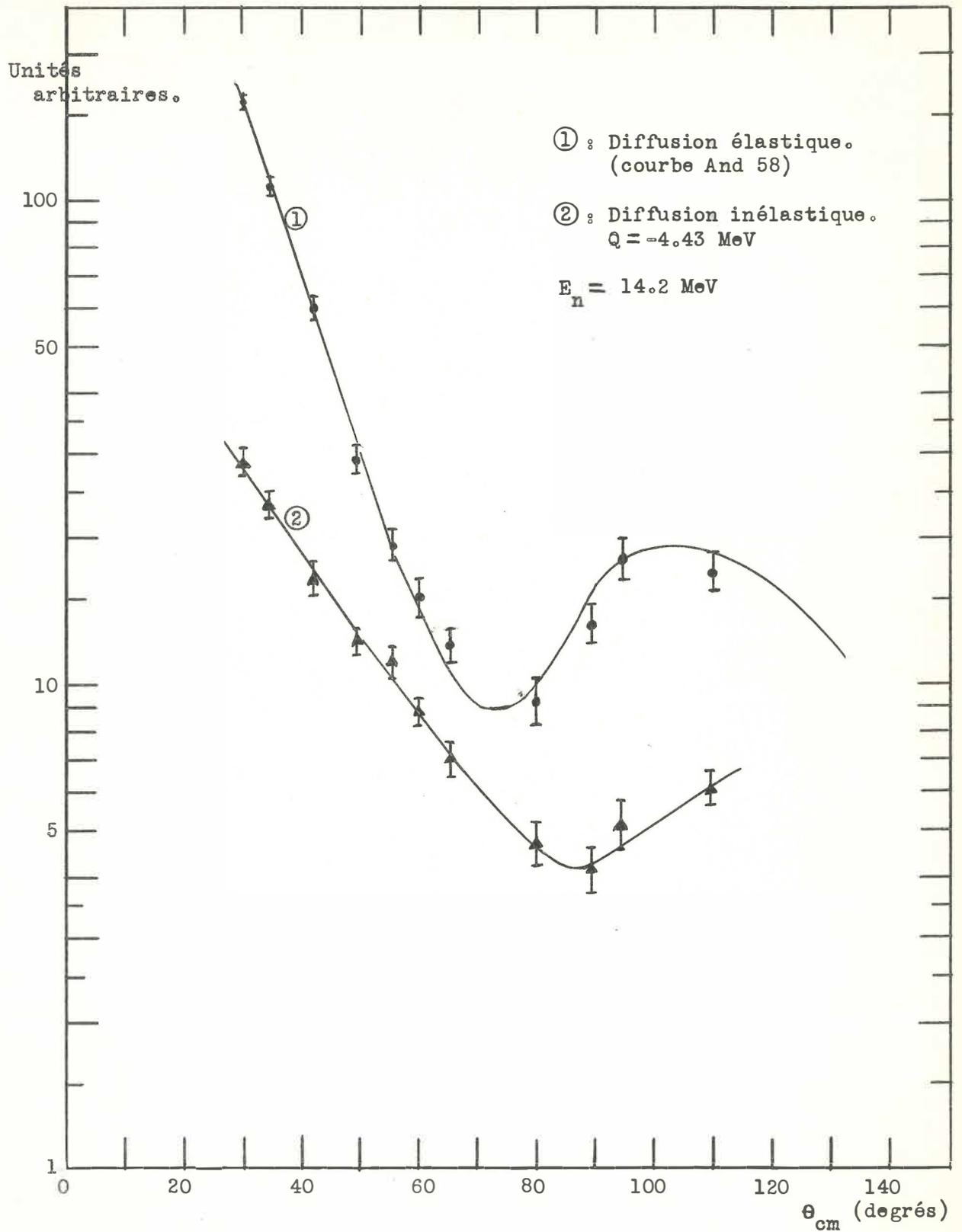


Fig. 12 - Sections efficaces différentielles pour le carbone.

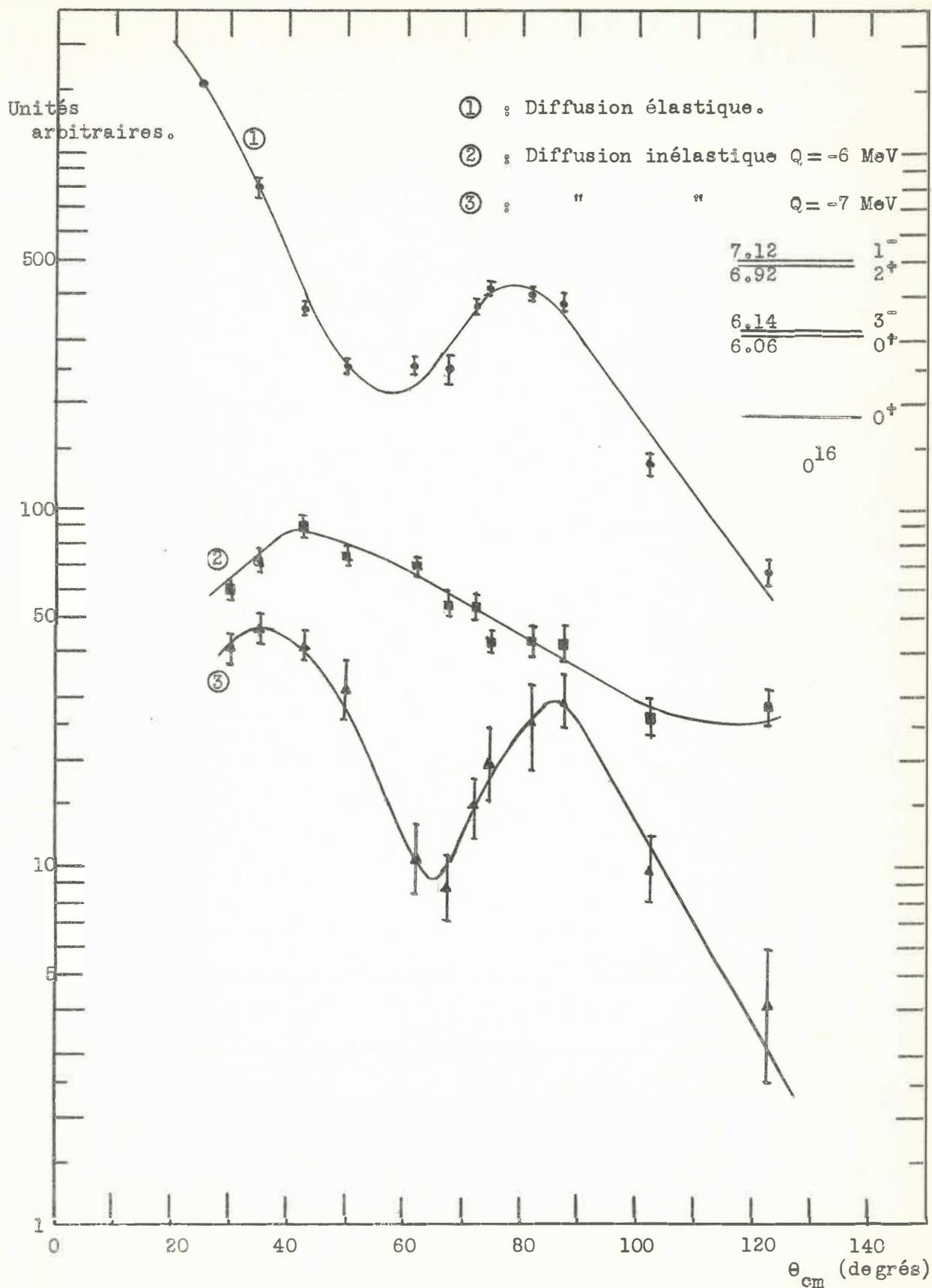


Fig. 13 - Sections efficaces différentielles pour l'oxygène.

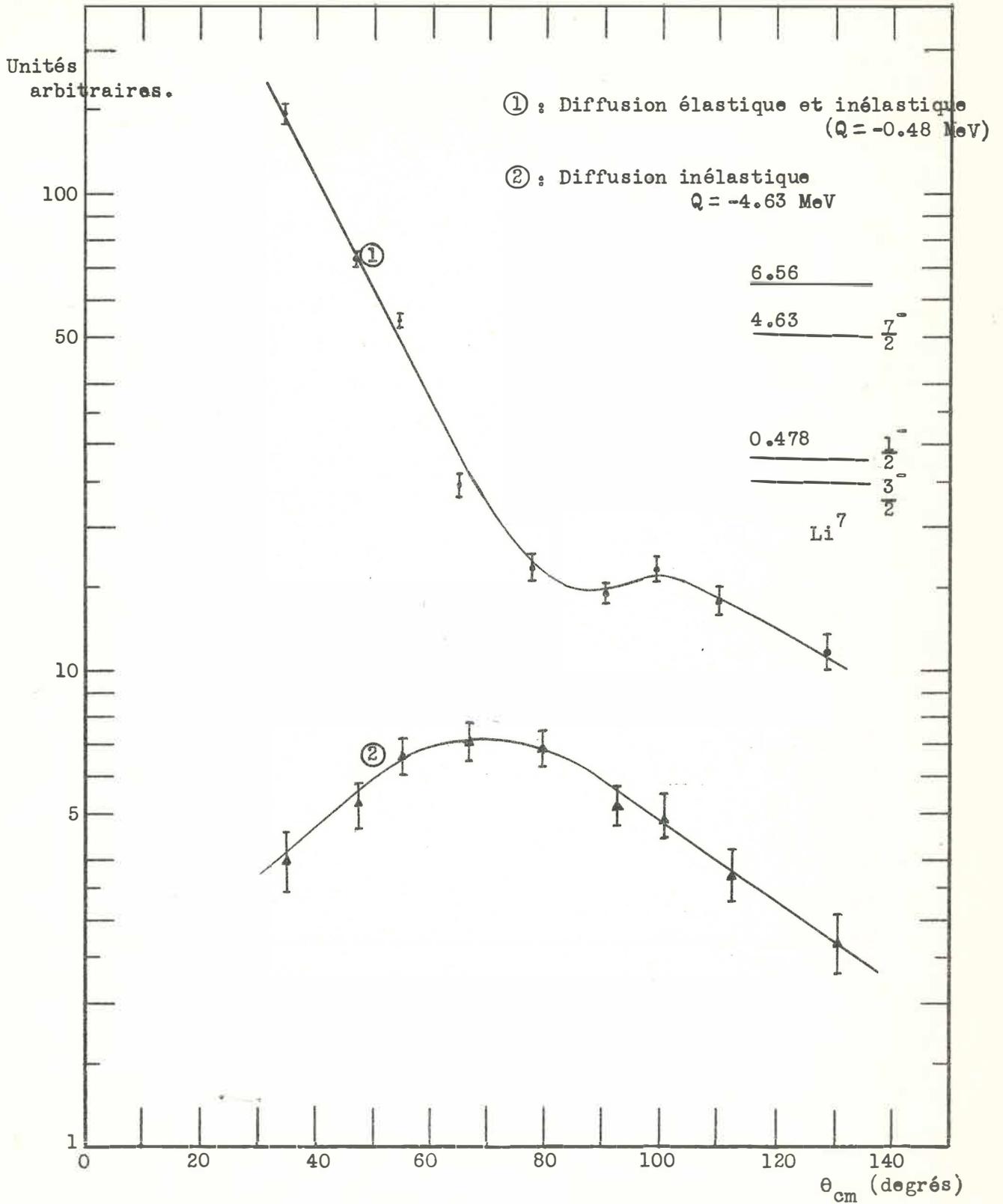


Fig. 14 - Sections efficaces différentielles pour le lithium.

## CHAPITRE IV

## ERREURS

4-1.0 Incertitude sur l'énergie des neutrons.

La figure 15 montre la variation de l'énergie des neutrons en fonction de l'angle d'observation des particules alpha associées et de l'énergie de bombardement des deutérons. L'incertitude sur l'énergie des neutrons est due à l'incertitude sur l'énergie des deutérons et à l'étalement dans l'énergie dû à l'ouverture du faisceau de neutrons utilisé.

L'énergie des deutérons est connue à une précision de 5 % d'après la tension accélératrice du Cockcroft-Walton. Le voltage est ajusté à 500 keV donc les neutrons du faisceau triatomique ont une énergie de  $166 \pm 8$  keV. D'après les graphiques on peut voir que l'énergie des neutrons est de  $14.24 \pm 0.01$  MeV avec le support de cible à  $90^\circ$  et de  $14.80 \pm 0.02$  MeV avec l'autre support.

L'étalement dans l'énergie des neutrons dû à l'ouverture du faisceau est donné directement par les courbes de la figure 15; il est de 85 keV dans le cas de la cible à  $90^\circ$  et de 50 keV dans le cas de la cible à  $135^\circ$ .

Donc dans le cas du carbone et du lithium l'énergie des neutrons est de  $14.2 \pm 0.1$  MeV et pour l'oxygène de  $14.8 \pm 0.1$  MeV.

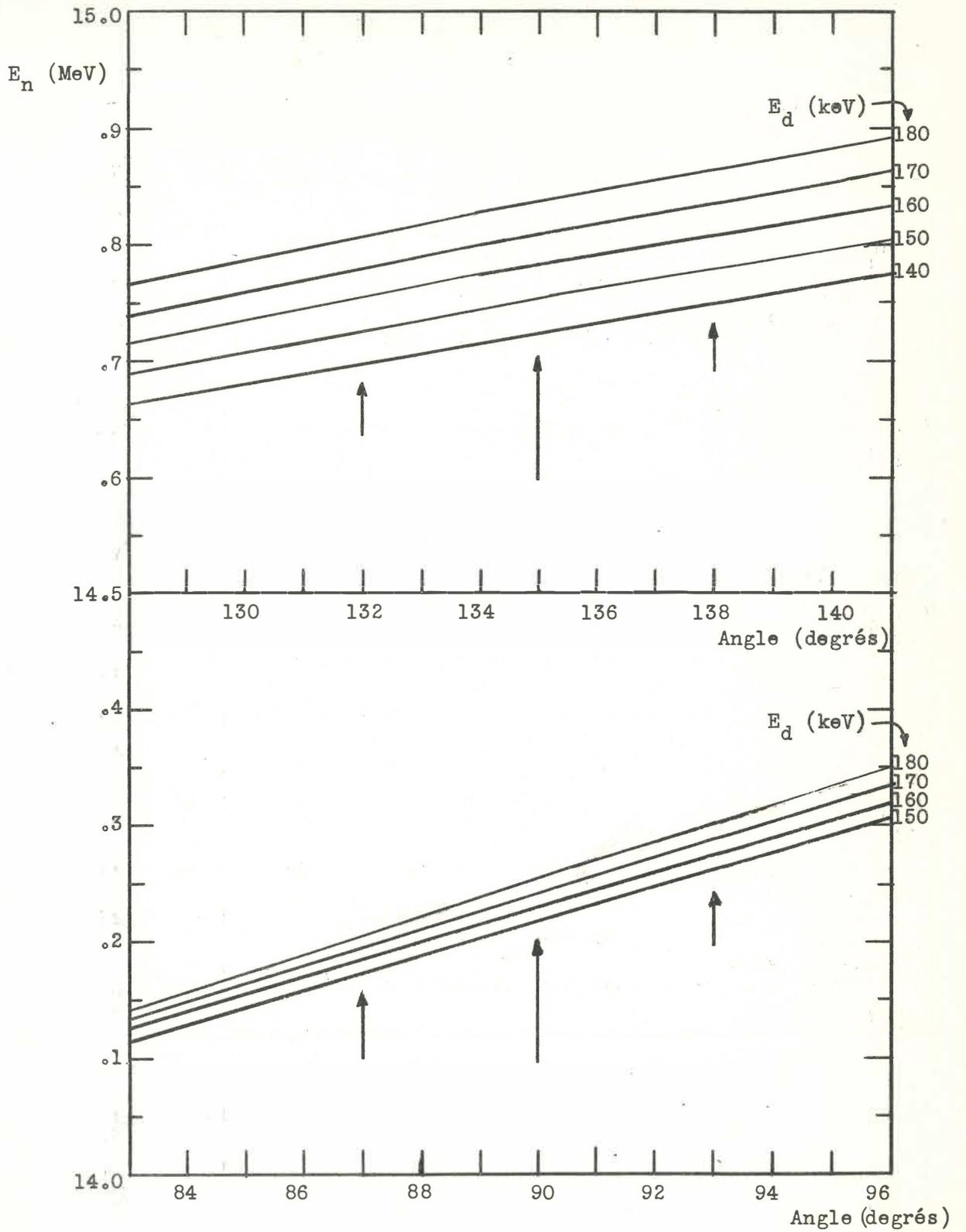


Fig. 15 - Energie des neutrons en fonction de l'angle d'émission des alpha et de l'énergie des deutérons.

Etant donné que les sections efficaces différentielles pour les réactions étudiées ne devraient pas varier rapidement avec l'énergie des neutrons incidents, l'étalement de 0.1 MeV dans l'énergie des neutrons peut être considéré comme négligeable et n'affectant pas les résultats de l'expérience.

#### 4-2.0 Moniteur.

On doit considérer deux sources distinctes d'erreur sur le comptage enregistré par le moniteur ; 1- les pertes dues aux temps morts des échelles, 2- les impulsions comptées qui ne sont pas toutes causées par la réaction  $T(d,n)He^3$  mais par d'autres réactions dans la cible. Ces deux effets affectent le comptage de façon opposée; nous allons les considérer en détail.

#### 4-2.1 Pertes dans le comptage.

Le système comporte une échelle de 16 ayant un temps mort de  $0.1 \mu\text{sec}$ . suivie d'un numérateur ayant un temps mort de  $50 \mu\text{sec}$ . Le problème des pertes dans le comptage avec une échelle rapide suivie d'un numérateur lent a été considéré en détail par Elmore (Elm 50) ; si l'on a un temps mort  $\tau_1$  secondes après chaque impulsion admise dans une échelle de  $m$  et que le temps mort du numérateur est de  $\tau_2$  secondes, quand le taux de comptage est de  $n$  coups par seconde, le pourcentage de pertes  $f$  est donné par :

$$f = \frac{\frac{(n\tau_1)^m}{m!} + n\tau_1 \exp_{m-1}(n\tau_1)}{\exp_m(n\tau_1) + n\tau_1 \exp_{m-1}(n\tau_1)}$$

$$\text{où } n\tau_m = \tau_2 - m\tau_1$$

$$\text{et } \exp_m(x) = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \dots + \frac{x^m}{m!}$$

Dans les conditions de l'expérience où le taux moyen est autour de  $3 \times 10^4$  coups par seconde et jamais au dessus de  $5 \times 10^4$  coups par seconde, l'application de la formule donne 0.5 % comme maximum de pertes.

Dû à l'effet régulateur de l'échelle de 16 sur les impulsions qui alimentent le numérateur, les pertes ont presque entièrement lieu à l'entrée de l'échelle rapide.

#### 4-2.2 Réactions parasites.

Nous allons considérer sous ce titre les réactions nucléaires autres que la réaction  $T(d,n)He^3$  qui se produisent dans la cible.

Il y en a d'abord trois dont les produits sont totalement absorbés par la couche d'aluminium qui recouvre le cristal ou donnent des impulsions trop faibles en amplitude pour déclencher le moniteur. Ce sont :

- Les deutérons du faisceau incident diffusés élastiquement dans la cible; l'épaisseur de la couche d'aluminium a été ajustée de façon à ce qu'ils soient complètement absorbés.
- Les électrons de 11 keV provenant de la désintégration  $\beta$  du tritium ( $T \rightarrow He^3 + \beta^-$  avec une demi-vie de 12 ans) qui constituent la majeure partie du bruit de fond évident sur la figure 6. Ces impulsions sont trop faibles pour déclencher le circuit du moniteur.
- Les deutérons qui pénètrent la cible de tritium et restent adsorbés forment une cible de deutérons. Il est difficile d'évaluer l'énergie des deutérons quand ils arrivent dans cette nouvelle cible, mais comme c'est vers la fin de leur parcours, les sections efficaces pour les réactions

(d,d) qui s'y produisent sont très faibles. La réaction  $d(d,n)He^3$ ,  $Q = 3.27$  MeV, a lieu, mais les  $He^3$  qui ont une énergie d'environ 0.5 MeV sont absorbés par la couche d'aluminium s'ils arrivent à sortir de la cible. Donc cette réaction ne contribue pas au comptage du moniteur.

D'autres réactions ont lieu où les particules ont suffisamment d'énergie pour être détectées. Le scintillateur a une épaisseur de 0.2 mm, ce qui correspond au parcours d'un proton de 1 MeV dans le NE 102. Donc tous les protons ayant une énergie supérieure, s'ils sont incidents normalement sur le cristal, donnent des impulsions sensiblement égales, l'amplitude étant proportionnelle à  $\frac{dE}{dX} \times 0.2$  mm. Les réactions donnant des protons monocinétiques d'énergie supérieure à 1 MeV sont :

-  $d(d,p)T$ ,  $Q = 4.03$  MeV : les neutrons du faisceau frappant les deutérons adsorbés dans la cible. Le rendement pour cette réaction est très faible car la section efficace est petite à l'énergie où ces chocs ont lieu.

-  $He^3(d,p)He^4$ ,  $Q = 18.35$  MeV : cette réaction a lieu car le tritium se désintègre en  $He^3$ . Toutes les cibles que nous avons utilisées étaient vieilles de moins d'un an donc ne contenaient pas plus de 5 % de  $He^3$ . A l'énergie de bombardement des deutérons la section efficace pour cette réaction est de l'ordre de 0.1 barn alors qu'elle est de 4 barns pour la réaction  $T(d,n)He^4$ . Le rapport entre les rendements de ces deux réactions est donc de l'ordre de 1000; cependant comme les deux particules chargées sont détectées, 0.2 % des particules comptées par le moniteur sont attribuables à cette réaction.

-  $C^{12}(d,p)C^{13}$ ,  $Q = 2.719$  MeV : la cible ne contient pas de carbone mais à l'endroit où frappe le faisceau il se produit une carbonisation

des huiles et des matières organiques contenues dans les gaz résiduels du système. Ces matières organiques viennent des pompes à diffusion et du dégazage des garnitures du système à vide. L'utilisation d'un piège à air liquide un peu avant la cible et de garnitures en teflon pour les joints à vide près de la cible diminuent beaucoup cette carbonisation.

La figure 2 montre la position du diaphragme qui empêche le faisceau de frapper le support de cible où un bombardement prolongé produirait un film de carbone. La cible est fréquemment examinée pour détecter toute carbonisation sur sa surface; au moindre changement de couleur une partie vierge de la cible est utilisée.

Il nous faut maintenant estimer le rendement du détecteur d'alpha pour la détection des neutrons par les chocs n-p dans le cristal. La limite supérieure du rendement peut être obtenue en comparant le volume du détecteur d'alpha à celui du détecteur de neutrons et en supposant le rendement proportionnel au volume du cristal. Le détecteur d'alpha a un volume 500 fois plus faible, donc un rendement de l'ordre de 0.04 %, ce qui est négligeable.

L'étude que nous venons de faire sur les réactions parasites dans la cible et sur les pertes dues aux temps morts des compteurs nous permet d'estimer que l'erreur sur le comptage obtenu par le moniteur est inférieure à 2 %.

#### 4-3.0 Erreurs associées aux diffuseurs.

Dans ce paragraphe nous allons considérer l'effet des impuretés et

de la concentration isotopique des éléments, de l'atténuation du faisceau de neutrons et des diffusions multiples dans le diffuseur.

#### 4-3.1 Impuretés et concentration isotopique.

A 14 MeV nous sommes en dehors du domaine de résonance des réactions nucléaires. Le produit  $\sigma$  pour les différents éléments du diffuseur est donc en gros proportionnel à leur concentration. Nous entendons par là que les impuretés, qui sont en très faible quantité, n'ont pas un produit  $n$  beaucoup plus grand que les éléments en grande concentration comme ce serait le cas si l'énergie des neutrons était inférieure à 1 MeV.

Le carbone contient 2 % d'impuretés\*, principalement des éléments lourds, et 1 % de  $C^{13}$ . Les trois premiers niveaux de  $C^{13}$  sont à 3.09, 3.68 et 3.85 MeV. Les neutrons diffusés inélastiquement par ces niveaux tombent sur le bord du pic des neutrons diffusés par le niveau de 4.43 MeV de  $C^{12}$ . La section efficace inélastique pour la diffusion des neutrons de 14 MeV par  $C^{13}$  n'a jamais été mesurée.

L'oxygène ne contient que 0.5 % d'impuretés et 0.24 % de  $O^{17}$  et de  $O^{18}$ , donc nous pouvons négliger complètement ces impuretés et considérer que nous n'avons que du  $O^{16}$ .

Le lithium contient 1 % d'impuretés. Sa concentration isotopique est : 93 % de  $Li^7$  et 7 % de  $Li^6$ . La diffusion inélastique des neutrons

---

\*"Robb Joseph & Co. Ltd." Montréal, Canada.

de 14 MeV par le  $\text{Li}^6$  n'a jamais été mesurée. Les trois premiers niveaux du  $\text{Li}^6$  sont à 2.18, 3.56 et 4.52 MeV. Il est donc possible que dans nos mesures il y ait une contribution due à la diffusion inélastique des neutrons par le troisième niveau. Cependant cette contribution devrait être faible étant produite par l'excitation du troisième niveau.

#### 4-3.2 Atténuation dans le diffuseur.

L'atténuation du faisceau direct de neutrons dans le diffuseur fait qu'il nous faut considérer les chocs multiples; ceci sera traité au prochain paragraphe. Les mesures de diffusion sont corrigées pour l'absorption dans le diffuseur des neutrons ayant subi un choc. La procédure suivie est expliquée au paragraphe 3-1.0. L'absorption est faible car les diffuseurs sont minces par rapport au libre parcours moyen des neutrons. Sur tout le domaine d'angles considéré la variation de cette correction n'est que de 4 % au maximum et nous estimons à moins de 1 % les erreurs associées à cette correction. Cette erreur vient des légères variations qu'il peut y avoir dans la position du diffuseur et de l'incertitude sur les valeurs des sections efficaces totales prises dans BNL 325.

#### 4-3.3 Diffusions multiples.

En prenant des diffuseurs dont les dimensions sont petites par rapport au libre parcours moyen des neutrons, on peut rendre la probabilité de diffusion multiple négligeable. Malheureusement cette solution idéale ne peut pas toujours être employée car elle diminue de beaucoup les taux de comptage. Il faut donc corriger les résultats expérimentaux pour tenir

compte des diffusions multiples. Cette correction est toujours très difficile à évaluer. On peut l'évaluer approximativement en faisant des calculs basés sur la méthode de Monte-Carlo. Ces calculs nécessitent l'emploi d'un ordinateur digital électronique rapide, et les programmes sont très complexes.

Pour obtenir une bonne résolution en énergie, il faut de grandes distances de vol. Le compteur de neutrons sous-tend alors un angle solide faible, ce qui rend les taux de comptage très bas. Pour y remédier, on doit utiliser des diffuseurs assez grands. Cependant, la situation n'est pas trop défavorable car les éléments choisis sont légers et l'énergie des neutrons diffusés varie appréciablement en fonction de l'angle. Les neutrons ayant subi plusieurs collisions peuvent ainsi être séparés des autres par leurs différents temps de vol. Les dimensions des diffuseurs utilisés, ainsi que le libre parcours moyen des neutrons sont donnés dans le tableau de la figure 3. Il est évident d'après la forme des diffuseurs que seuls les neutrons diffusés dans un cône de faible ouverture, environ  $15^\circ$ , ont une assez grande probabilité de subir une seconde interaction. A 14 MeV la section efficace différentielle élastique présente un très fort maximum vers l'avant comme il est évident d'après nos résultats. Donc la plupart des neutrons qui subissent plusieurs interactions dans le diffuseur ont d'abord subi une diffusion élastique vers l'avant en ne perdant que très peu d'énergie dû au recul des noyaux; à la seconde interaction, s'ils sont détectés par le détecteur de neutrons, on ne pourra pas les distinguer des neutrons ayant subi une seule interaction car dans les deux cas les neutrons ont sensiblement le même temps de vol.

Il nous aurait fallu corriger les résultats pour les diffusions multiples de ce genre à l'aide d'un calcul de Monte-Carlo. Ce calcul n'a pas été fait mais l'on peut estimer l'effet de ces diffusions sur la forme de la courbe de la section efficace différentielle. Ces neutrons qui ont subi une première collision élastique à un petit angle et qui subissent une seconde diffusion vont seulement varier légèrement l'ouverture angulaire du faisceau de neutrons. Comme la section efficace différentielle inélastique ne varie pas rapidement avec l'angle, cet étalement angulaire ne déforme pas l'allure de la courbe et l'effet est sensiblement le même à tous les angles.

Pour les autres cas de diffusions multiples où une des diffusions a lieu à un angle plus grand que  $30^\circ$  les neutrons perdent suffisamment d'énergie pour tomber en dehors des pics élastique et inélastiques. Ces neutrons constituent un bruit de fond qui s'ajoute à celui venant des coïncidences au hasard. Comme il a été remarqué au paragraphe 3-2, la méthode utilisée pour soustraire le bruit de fond permet de corriger les mesures pour ces diffusions multiples.

#### 4-4.0 Erreurs sur le rendement du détecteur de neutrons.

La courbe du rendement du détecteur en fonction de l'énergie, utilisée pour corriger nos mesures, est donnée à la figure 9. Le choix de cette courbe a été justifié à la section 2-2.0.

Une erreur sur la pente de cette courbe aurait les effets suivants :

- Dû à la variation de l'énergie des neutrons avec l'angle de

diffusion, la courbe de la section efficace différentielle serait changée : la section efficace augmenterait (ou diminuerait) de façon continue pour des angles croissants; la pente moyenne de la courbe de la section efficace serait modifiée, mais l'allure générale de cette courbe serait conservée.

- Dû aux différentes énergies des neutrons diffusés élastiquement et inélastiquement, il y aurait une erreur sur le rapport de la section efficace élastique à la section efficace inélastique.

L'excellent accord entre nos résultats et ceux d'Anderson (And 58), quant à la courbe des sections efficaces du carbone, montre que les erreurs introduites par notre choix du rendement du détecteur sont inférieures aux erreurs statistiques.

#### 4-5.0 Erreurs sur les mesures géométriques.

Les angles et les distances sont mesurés en projetant sur le plancher du laboratoire, à l'aide d'un fil à plomb, la position des détecteurs et du diffuseur, ainsi que la direction du faisceau de deutérons. Comme les distances mesurées sont toutes plus grandes que deux mètres et que l'erreur absolue sur leur détermination est inférieure à un cm, l'erreur dans la section efficace causée par l'imprécision des mesures géométriques est inférieure à 1 %. L'angle de diffusion est mesuré à une précision d'un quart de degré.

#### 4-6.0 Erreur due à l'étalement angulaire.

Le détecteur d'alpha a une ouverture angulaire de  $6^{\circ}$  et celle du détecteur de neutrons est inférieure à  $1^{\circ}\frac{1}{2}$ . Il faudrait corriger nos

résultats pour la résolution angulaire finie des compteurs. Cette correction en principe n'est pas difficile à calculer, mais elle requiert la connaissance de la seconde dérivée de la courbe de la section efficace différentielle. Or dû aux erreurs statistiques des comptages, les sections efficaces ne sont mesurées qu'à une précision de l'ordre de 10 % ce qui rend très grande l'incertitude sur la seconde dérivée. Comme d'autre part la section efficace ne varie pas beaucoup avec l'angle, sauf dans le cas des niveaux de 7 MeV de l'oxygène, la seconde dérivée est faible et cette correction ne modifierait pas beaucoup l'allure des courbes. La correction n'ayant pas été faite, les angles des tableaux 2, 3, 4 ne sont donnés qu'au degré près.

#### 4-7.0 L'erreur indiquée.

L'erreur indiquée dans les tableaux des résultats et sur les graphiques est seulement l'erreur statistique associée aux comptages. C'est l'écart quadratique moyen obtenu par la loi de propagation des erreurs appliquée au comptage dans les pics et du bruit de fond. Le rapport du signal au bruit pour la diffusion inélastique varie de 1 à 4 suivant la valeur de la section efficace différentielle. L'erreur statistique associée au comptage est de l'ordre de 10 % et est beaucoup plus grande que celle venant des autres causes considérées dans ce chapitre. S'il nous avait été possible de mesurer la valeur absolue de la section efficace différentielle il aurait fallu évaluer les corrections avec plus de précision. Nous nous sommes bornés à nous assurer que la forme des courbes de la section efficace différentielle n'est pas modifiée au point d'invalider les conclusions que nous pouvons tirer de ces expériences.

## CHAPITRE V

## COMPARAISON AVEC LA THEORIE.

Dans ce chapitre nous présentons d'abord les étapes principales du calcul de Glendenning (Gle 59) puis nous comparons nos résultats avec les prédictions du modèle.

5-1.0 Théorie de Glendenning.

La théorie emploie le formalisme du modèle de couche. On suppose le noyau cible comme pouvant être décrit en termes d'un cœur formé de couches complètes et de nucléons à l'extérieur du cœur. Ces nucléons déterminent les propriétés du niveau fondamental et des premiers niveaux excités du noyau. On représente ces nucléons par les fonctions radiales de l'oscillateur harmonique avec les moments angulaires et les spins couplés de façon à donner une description en termes des nombres quantiques  $n, \ell, j, m$  où  $n$  est le nombre quantique principal,  $\ell$  est le moment angulaire orbital,  $j$  le moment angulaire total et  $m$  sa composante suivant l'axe des  $Z$ . Le nucléon incident interagit avec un des nucléons du noyau cible et cause une transition à un état excité. Le potentiel entre les deux nucléons est choisi de forme gaussienne et indépendant du spin. Ce choix de fonctions d'onde et de potentiel entre deux nucléons est habituel dans les calculs du modèle de couche : (Tru 58, Tal 52).

Le nucléon libre, avant et après l'interaction directe, est sujet à une diffusion élastique et à une absorption partielle par le noyau. Dû au succès du modèle optique dans la description de la diffusion élastique des nucléons par des noyaux complexes (Mel 56, Bjo 56, Bjo 58, Woo 54, Bey 56) on considère que la particule libre se déplace en présence d'un puits de potentiel complexe.

La section efficace est calculée en se servant de la théorie des perturbations de premier ordre (Mot 49) :

$$\sigma(\theta) = \frac{k'}{k} \left( \frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 |\mathcal{M}|^2$$

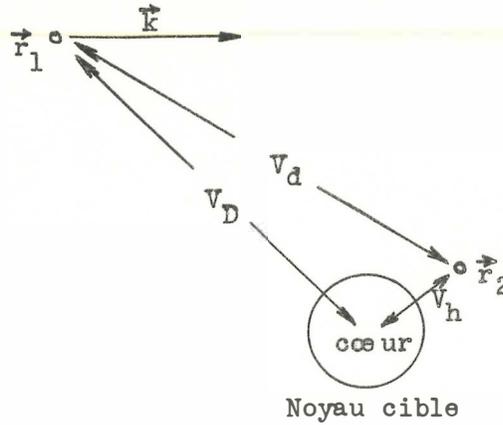
où  $k$  et  $k'$  sont respectivement les nombres d'onde de la particule incidente et diffusée,

$m$  est la masse réduite de la particule incidente,

$\mathcal{M}$  est l'élément de matrice du potentiel d'interaction directe pris entre l'état initial et final du système.

Afin d'illustrer la méthode nous allons considérer le cas où il y a un seul nucléon à l'extérieur du cœur. Nous avons alors la figure suivante :

Particule incidente



$\vec{r}_1$  représente la position du nucléon libre,  
et  $\vec{r}_2$  la position du nucléon lié.

$V_h$  est le potentiel de l'oscillateur harmonique,

$V_d$  est le potentiel d'interaction directe entre les deux nucléons,

$V_D$  est le potentiel complexe du modèle optique.

A la suite de l'interaction directe, le noyau cible devient excité  
et le nucléon lié change de nombres quantiques :

$$n, \ell, j, m \rightarrow n', \ell', j', m'.$$

La fonction d'onde décrivant le nucléon lié est donnée par :

$$|n \ell j m\rangle = R_{n\ell}(\vec{r}_2) |\ell j m\rangle$$

où  $R_{n\ell}(\vec{r}_2)$  est la fonction radiale et  $|\ell j m\rangle$  donne la dépendance  
sur l'angle et le spin :

$$|j, m\rangle = \sum_{m_l, m_s} C(l, s, j; m_l, m_s, m) |l, m_l\rangle |s, m_s\rangle$$

où  $C(j_1, j_2, j; m_1, m_2, m)$  est un coefficient de Clebsch-Gordan,

$|s, m_s\rangle$  est une fonction de spin,

$|l, m_l\rangle = Y_l^{m_l}(\theta, \varphi)$  est une harmonique sphérique.

On peut considérer la particule libre comme n'ayant pas de spin puisque l'interaction directe est choisie indépendante du spin. Comme la particule libre se déplace dans le champ du potentiel optique, sa fonction d'onde en termes d'ondes partielles est donnée par :

$$|k\rangle = \sum_p \left\{ 4\pi(2p+1) \right\}^{\frac{1}{2}} i^p \int_p(kr_1) |p0\rangle$$

la direction de  $\vec{k}$  définit l'axe polaire;  $|p0\rangle$  est une harmonique sphérique et  $\int_p(kr)$  est la fonction radiale solution de l'équation différentielle :

$$\left( \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} r - \frac{p(p+1)}{r^2} - \frac{2m}{\hbar^2} V_D(r) + k^2 \right) \int_p = 0$$

où  $V_D$  est le potentiel optique,

et  $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$  où  $E$  est l'énergie de la particule incidente.

Quand  $V_D = 0$ ,  $\int_p(kr) = j_p(kr)$ , une fonction de Bessel sphérique.

En général la particule est diffusée dans une direction différente de  $\vec{k}$ , alors nous prenons comme solution pour la particule diffusée :

$$\langle k' | = 4\pi \sum_{p', \mu} (-i)^{p'} \int_{p'} (k' r_1) \langle p' \mu | Y_{p'}^{\mu}(\hat{k}')$$

L'état final et l'état initial du système sont donc donnés par :

$$|i\rangle = (4\pi)^{\frac{1}{2}} \sum_p i^p (2p+1)^{\frac{1}{2}} \int_p (kr_1) |p0\rangle_1 R_{n\ell}(r_2) |jm\rangle_2$$

$$\langle f | = 4\pi \sum_{p', \mu} (-i)^{p'} \int_{p'} (k' r_1) \langle p' \mu |_1 Y_{p'}^{\mu}(\hat{k}') R_{n'\ell'}^*(r_2) \langle j' m' |_2$$

Le potentiel d'interaction directe peut être développé en termes d'harmoniques sphériques de la façon suivante :

$$\begin{aligned} V_d(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) &= \sum_L v_L(r_1, r_2) P_L(\cos \theta_{12}) \\ &= \sum_L \frac{4\pi}{2L+1} v_L(r_1, r_2) \sum_M (-1)^M Y_L^M(1) Y_L^{-M}(2) \end{aligned}$$

L'élément de matrice à calculer est donc :

$$\mathcal{M} = \langle f | V_d | i \rangle = (4\pi)^{5/2} \sum_{pp'L} \sum_{M\mu} (-1)^M i^{p-p'} (2p+1)^{\frac{1}{2}} Y_{p'}^{\mu}(\hat{k}')$$

$$\times R_{p'Lp} \langle p' \mu | Y_L^{-M} | p0 \rangle \langle \ell' j' m' | Y_L^M | \ell jm \rangle$$

$$\text{où } R_{p'Lp} = \frac{1}{2L+1} \int dr_1 dr_2 r_1^2 r_2^2 \int_{p'} (k' r_1) R_{n'\ell'}^*(r_2) v_L(r_1, r_2) \int_p (kr_1) R_{n\ell}(r_2)$$

$$\text{Les éléments de matrice } \langle p' \mu | Y_L^{-M} | p0 \rangle \text{ et } \langle \ell' j' m' | Y_L^M | \ell jm \rangle$$

peuvent être évalués en se servant des méthodes développées par Racah (Ros 57) :

$$\langle p' \mu | Y_L^{=M} | p 0 \rangle = (4\pi)^{-\frac{1}{2}} [p] [L] [p']^{-1} C(pLp'; 0-M\mu) C(pLp'; 000)$$

$$\langle l' j' m' | Y_L^M | l j m \rangle = (4\pi)^{-\frac{1}{2}} (-1)^{\frac{1}{2}L-l-j'} [l] [L] [j] C(jLj'; mMm') \\ \times C(lLl'; 000) W(l j l' j'; \frac{1}{2}L)$$

$$\text{où } [p] = (2p+1)^{\frac{1}{2}}$$

et  $W(abcd; ef)$  est un coefficient de Wigner.

Il y a une double sommation à effectuer sur  $M$  et  $\mu$ , mais à cause du coefficient  $C(pLp'; 0-M\mu)$  on peut remplacer  $\mu$  par  $-M$  et ne garder qu'une sommation sur  $M$ .

L'élément de matrice devient :

$$\mathcal{M} = (4\pi)^{3/2} [l] [j] (-1)^{\frac{1}{2}l-j'} \sum_{pp'L} (-1)^L i^{p-p'} [p]^2 [p']^{-1} [L]^2 R_{p'Lp} \\ \times C(lLl'; 000) C(pLp'; 000) W(l j l' j'; \frac{1}{2}L) \sum_M C(pLp'; 0MM) C(jLj'; mMm') Y_{p'}^{M*}(\hat{k}')$$

Il faut maintenant élever au carré l'élément de matrice  $\mathcal{M}$  et faire une moyenne sur  $m$ , orientations possibles du noyau avant la réaction, et une somme sur  $m'$ , orientations possibles du noyau résiduel.

La section efficace est donnée par :

$$\sigma(\theta) = \frac{k^0}{k} \left( \frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \sum_{\text{moy.}} |\mathcal{M}|^2$$

$$\text{où } \sum_{\text{moy.}} \equiv \frac{1}{2j+1} \sum_{m, m'}$$

Le résultat final devient :

$$\sigma'(\theta) = \frac{k'}{k} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{2^{j+1}} \sum_{pp'qq'} \sum_{Ln} i^{p-p'+q-q'} \left\{ (2p'+1)(2q'+1) \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\times (2p+1)(2q+1) R_{p'Lp} R_{q'Lq}^* C(pLp';000) C(qLq';000) C(pqn;000)$$

$$\times C(p'q'n;000) Z^2 \left( l_j l_{j'}; \frac{1}{2}L \right) W(pp'qq';Ln) P_n(\cos \theta)$$

où  $q$  et  $q'$  sont introduits pour  $p$  et  $p'$  quand on élève l'élément de matrice au carré et où l'indice  $n$  vient de la sommation sur  $M$ .

Il est intéressant de noter que le coefficient  $Z$  défini de la façon suivante :

$$Z(abcd;ef) = \left\{ (2a+1)(2b+1)(2c+1)(2d+1) \right\}^{\frac{1}{2}} C(acf;000) W(abcd;ef)$$

nous donne les règles de sélection pour  $L$  :

$$l + l' + L \equiv \text{pair}$$

$$\vec{l} + \vec{l}' + \vec{L} = 0$$

$$\vec{j} + \vec{j}' + \vec{L} = 0$$

Egalement si le noyau cible a un spin zéro,  $L = J$  où  $J$  est le spin du niveau excité.

Nous allons maintenant montrer comment on peut évaluer l'intégrale radiale  $R_{p'Lp}$ . Le potentiel d'interaction directe est pris de forme gaussienne :

$$V_d = -V_0 \exp(-\beta |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^2)$$

$$V_d = -V_0 \exp[-\beta(r_1^2 - r_2^2)] \sum_L (2L+1) i^L j_L(-2i\beta r_1 r_2) P_L(\mu)$$

où  $\mu = \cos \theta_{12}$ .

$$\text{donc } v_L(r_1, r_2) = -(2L+1) i^L v_0 j_L(-2i\beta r_1 r_2) \exp[-\beta(r_1^2 - r_2^2)]$$

ce qui donne :

$$R_{p' L p} = -i^L v_0 \int_0^{\infty} dr_1 r_1^2 f_p(kr_1) f_{p'}(k'r_1) \exp(-\beta r_1^2) \\ \times \int_0^{\infty} dr_2 r_2^2 R_{n'l}^*(r_2) \exp(-\beta r_2^2) j_L(-2i\beta r_1 r_2) R_{n'l}(r_2)$$

Les fonctions  $R_{n'l}$  sont les fonctions radiales de l'oscillateur harmonique. L'intégration sur  $r_2$  peut être faite en se servant de l'intégrale de Weber et Sonine. Dans les cas qui nous intéressent un seul  $L$  est permis et comme d'autre part nous ne savons pas la valeur absolue de la section efficace différentielle et ne voulons comparer que les formes des courbes, il ne nous est pas nécessaire de procéder à l'évaluation de l'intégrale sur  $r_2$ . L'intégrale sur  $r_1$  est immédiatement évaluée en prenant une interaction de surface, c'est à dire en modifiant l'interaction directe de la façon suivante :

$$V_d = -v_0 \delta(r_1 - R_I) \exp(-\beta |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^2)$$

$R_I$  étant le rayon d'interaction.

Nous pouvons alors écrire :

$$R_{p' L p} = N(n, l, n', l', L, v_0, \beta, R_I) f_p(kR_I) f_{p'}(k'R_I)$$

Le facteur  $N$  est fonction des quantités indiquées qui ont toutes

été définies excepté  $\psi$  qui caractérise le potentiel de l'oscillateur harmonique et entre dans  $R_{nl}$ . Nous avons pu effectuer une mise en facteur dans  $R_{p'lp}$  des termes qui dépendent du puits de potentiel complexe et des indices  $p$  et  $p'$  des ondes partielles.

Si nous écrivons :

$$\sigma(\theta) = \sum_L \sigma_L(\theta)$$

nous avons :

$$\begin{aligned} \sigma_L(\theta) = & \frac{k'}{k} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{2j+1} N^2 Z^2(l, j, l', j'; \frac{1}{2}L) \\ & \times \sum_{pp'qq'n} i^{p-p'+q-q'} \left\{ (2p'+1)(2q'+1) \right\}^{\frac{1}{2}} (2p+1)(2q+1) \\ & \times \int_p (kR_I) \int_{p'} (k'R_I) \int_q^* (kR_I) \int_{q'}^* (k'R_I) C(pLp'; 000) C(qLq'; 000) \\ & \times C(pqn; 000) C(p'q'n; 000) W(pp'qq'; Ln) P_n(\cos \theta) \end{aligned}$$

Dans tous les cas où il y a plus d'un nucléon dans la dernière couche, Glendenning a montré comment l'on peut obtenir la section efficace différentielle en termes de celle où il n'y en a qu'un seul. Comme la section efficace n'est affectée que d'un facteur multiplicatif indépendant de l'angle, la forme de la courbe est inchangée dans ces cas.

Nous nous sommes bornés à donner l'essentiel de la théorie, juste assez pour comprendre les calculs que nous avons effectués pour fin de comparaison avec nos résultats expérimentaux. Pour une justification plus complète du modèle ainsi que pour une étude plus détaillée de l'effet des différentes approximations (interaction de surface, non inclusion des forces

d'échange, ect...), se rapporter à l'article de Glendenning.

#### 5-2.0 Calculs numériques.

Pour tous les niveaux étudiés, les règles de sélections ne permettent qu'une seule valeur du transfert de moment angulaire  $L$ ; nous n'avons donc évalué que la somme dans l'expression de  $\sigma_L$  page 72.

Le potentiel optique utilisé est un puits de potentiel complexe à bords carrés. Une telle forme de puits a été beaucoup utilisée au début du modèle optique, mais l'accord avec les résultats expérimentaux est sensiblement amélioré quand on utilise un puits à bords arrondis ; une dizaine de formes différentes ont été utilisées avec succès (Fes 58b). C'est dans un but pratique que nous avons pris un puits de potentiel à bords carrés; l'équation différentielle que satisfait  $\psi_p(kr)$  peut alors être résolue par une méthode analytique; nous devrions autrement la résoudre par intégration numérique ce qui allongerait beaucoup les calculs. Glendenning, pour la diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV sur le niveau de 4.43 MeV du carbone, a fait les calculs en employant un puits de potentiel carré et un autre aux bords arrondis de forme dite de Saxon (Woo 54), les résultats sont très semblables si l'on prend dans le cas du puits carré la partie imaginaire plus profonde. Vraisemblablement on se trouve ainsi à compenser la réflexion excessive du potentiel à bords carrés.

Le puits de potentiel complexe utilisé est :

$$\begin{aligned} V_D &= -(V + iW) & r \leq R \\ &= 0 & r > R \end{aligned}$$

Il nous faut spécifier le rayon d'interaction  $R_I$ . Dans l'esprit du modèle ce rayon doit être d'une fraction de Fermi plus grand que le rayon du puits. Nous avons donc quatre paramètres ( $V, W, R, R_I$ ) qui déterminent la forme de la courbe de la section efficace différentielle inélastique pour une transition donnée.

Pour des neutrons de 14 MeV, les calculs les plus complets qui ont été effectués afin de déterminer les paramètres du potentiel optique sont ceux de Bjorklund et Fernbach (Bjo 58). Nous avons commencé nos calculs avec leurs valeurs ( $V = 44$  MeV,  $W = 11$  MeV) que nous avons ensuite variées de telle sorte à obtenir un accord avec nos résultats expérimentaux.

Les calculs ont été effectués à l'aide d'une IBM 650. Suivant la valeur de  $L$  il faut de 15 à 30 minutes pour obtenir une courbe des sections efficaces différentielles. Ayant quatre paramètres à varier il ne nous a donc pas été possible d'en trouver les valeurs optima pour chaque courbe expérimentale, encore moins de trouver les quatre paramètres qui donneraient la meilleure description pour toutes les courbes de diffusion inélastique. Partant des valeurs de Bjorklund, nous avons varié les paramètres jusqu'à ce qu'un ensemble de valeurs donne une courbe dont la forme est proche de celle trouvée expérimentalement.

Afin d'illustrer la variation de la forme de la courbe en fonction des paramètres, nous avons successivement gardé trois d'entre eux fixes et varié le quatrième. Les résultats pour le niveau  $1^-$  de l'oxygène sont donnés par les figures 16, 17, 18 et 19.

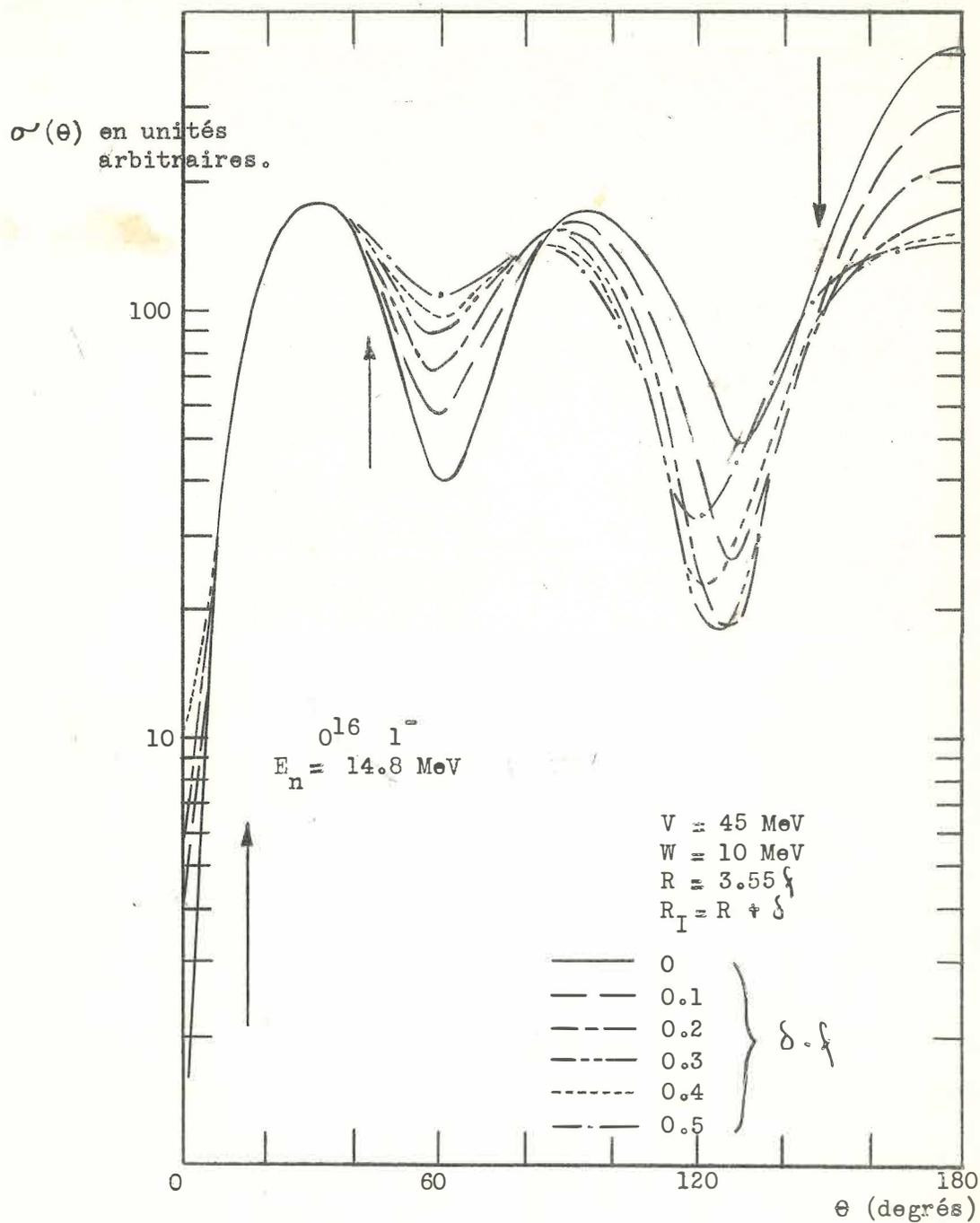


Fig. 16 - Effets de la variation du rayon d'interaction sur  $\sigma(\theta)$ .

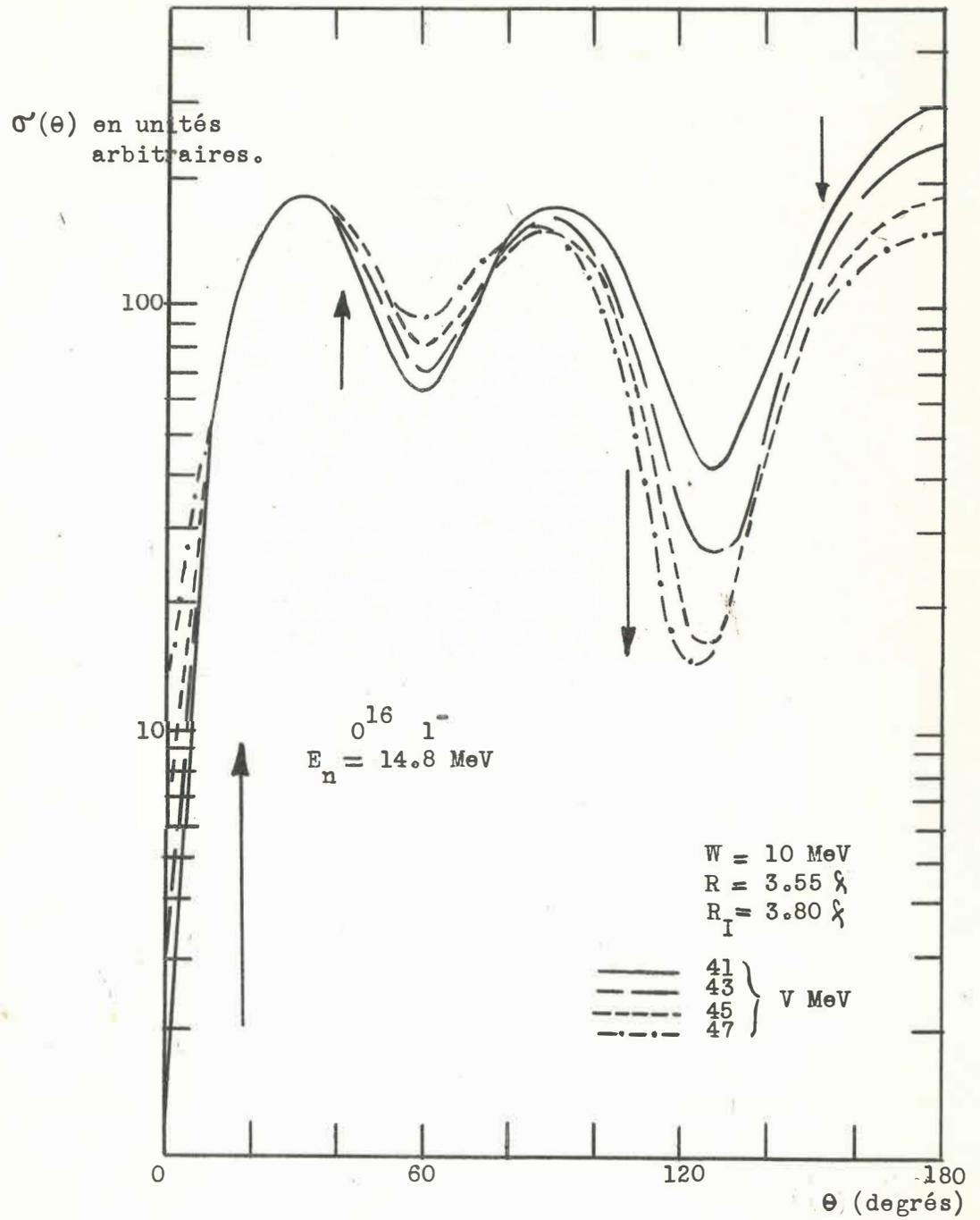


Fig. 17 - Effets de la variation de la profondeur du puits de potentiel réel sur  $\sigma(\theta)$ .

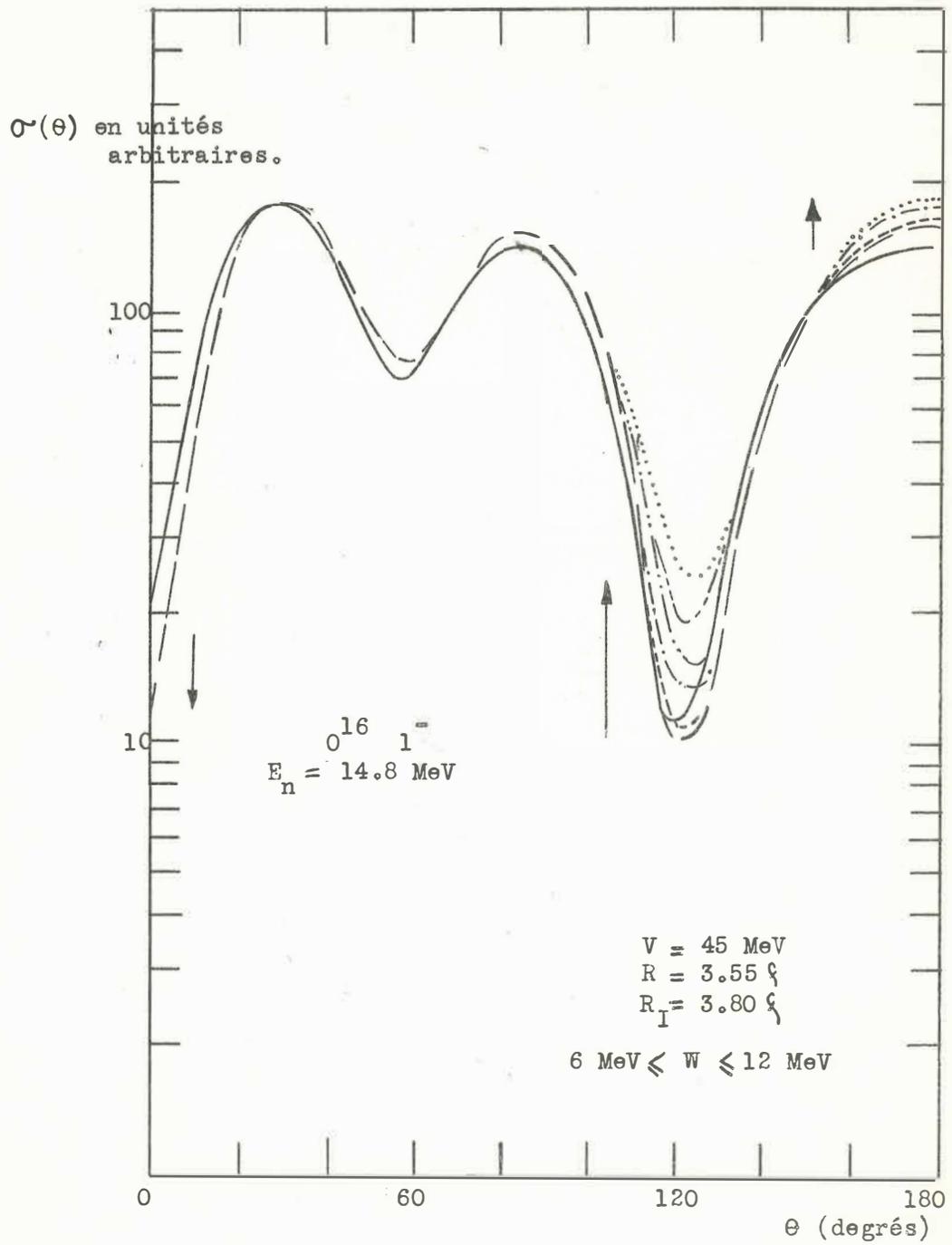


Fig. 18 - Effets de la variation de la profondeur du puits de potentiel imaginaire sur  $\sigma(\theta)$ .

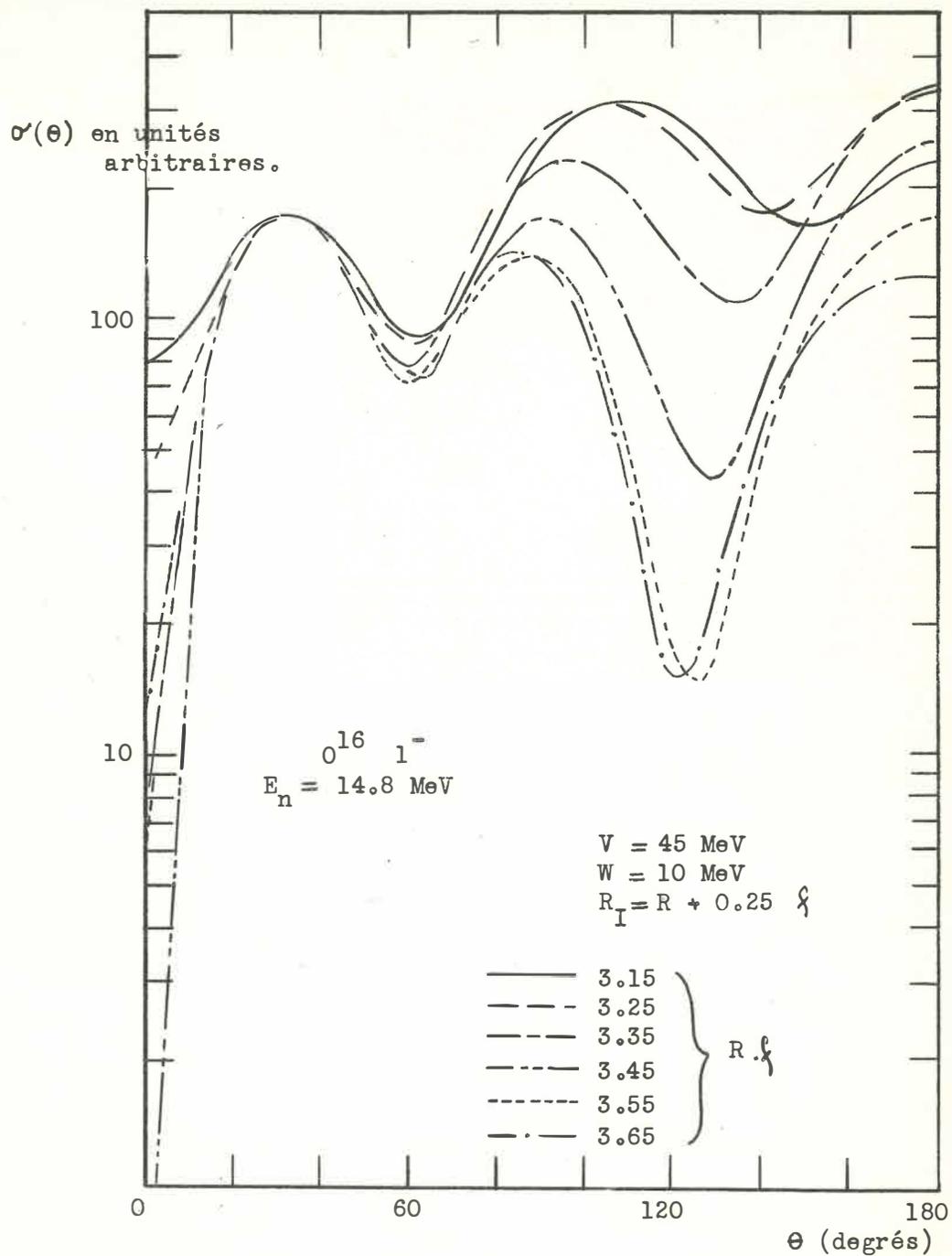
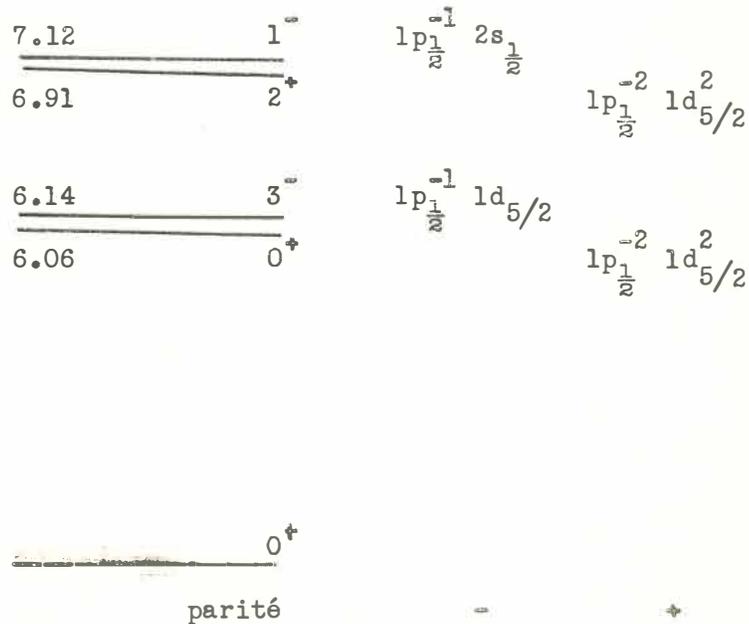


Fig. 19 - Effets de la variation du rayon du potentiel complexe sur  $\sigma(\theta)$ .

Toutes les courbes ont été arbitrairement normalisées pour donner la même valeur de  $\sigma(\theta)$  au premier maximum. Les flèches sur les graphiques indiquent le sens de la variation progressive de la valeur des maxima et des minima quand le paramètre augmente. Il faut se garder de faire des remarques générales basées sur des calculs numériques limités, cependant pour tous les niveaux étudiés les calculs ont montré que l'allure générale des courbes est la même sur un assez grand domaine de variation des paramètres.

### 5-2.1 Comparaison avec l'expérience.

- Oxygène ; la figure suivante, tirée de Burcham (Bur 57), montre la description des niveaux de l'oxygène d'après le modèle de couche :



Expérimentalement nous n'avons été capable que de résoudre la diffusion venant des niveaux de 6 MeV de celle venant des niveaux de 7 MeV.

D'après le modèle de couche, les niveaux de parité positive sont dûs à l'excitation de deux nucléons de la couche  $p_{\frac{1}{2}}$ , tandis que ceux de parité négative à l'excitation d'un seul nucléon. Dans le modèle de réaction considéré, l'excitation des niveaux  $3^-$  et  $1^-$  est donc beaucoup plus probable et nous avons cherché les paramètres pour les transitions suivantes :

$$3^- : 1p_{\frac{1}{2}} \longrightarrow 1d_{5/2}$$

$$1^- : 1p_{\frac{1}{2}} \longrightarrow 2s_{\frac{1}{2}}$$

Les courbes se rapprochant le plus des résultats expérimentaux sont données sur les figures 20 et 21, les paramètres correspondants y sont indiqués.

- Carbone : Glendenning a déjà fait les calculs pour la diffusion des neutrons de 14 MeV sur le niveau de 4.43 MeV du carbone. L'on considère une transition :

$$1p_{3/2} \longrightarrow 1p_{\frac{1}{2}}$$

Les résultats sont donnés par la figure 22.

- Lithium : il ne nous a pas été possible de résoudre la diffusion élastique de la diffusion sur le premier niveau excité à 0.48 MeV. Nous n'avons pu obtenir la diffusion inélastique que sur le niveau de 4.6 MeV. Pour le calcul nous avons considéré une transition :

$$1p_{3/2} \longrightarrow 1p_{\frac{1}{2}}$$

Les résultats sont donnés par la figure 23.

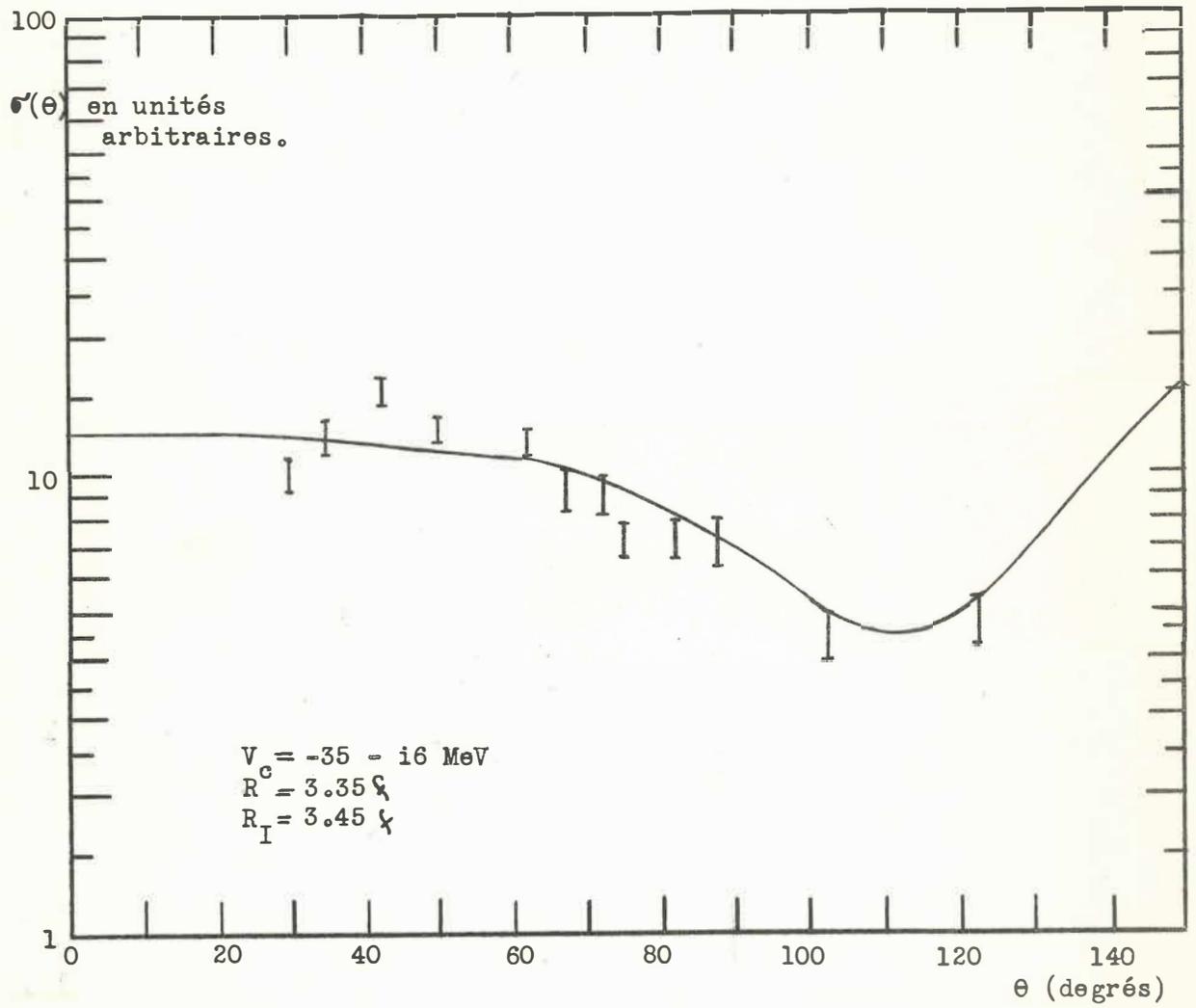


Fig. 20 - Courbe théorique de  $\sigma(\theta)$  pour le niveau  $3^-$  de  $O^{16}$ .

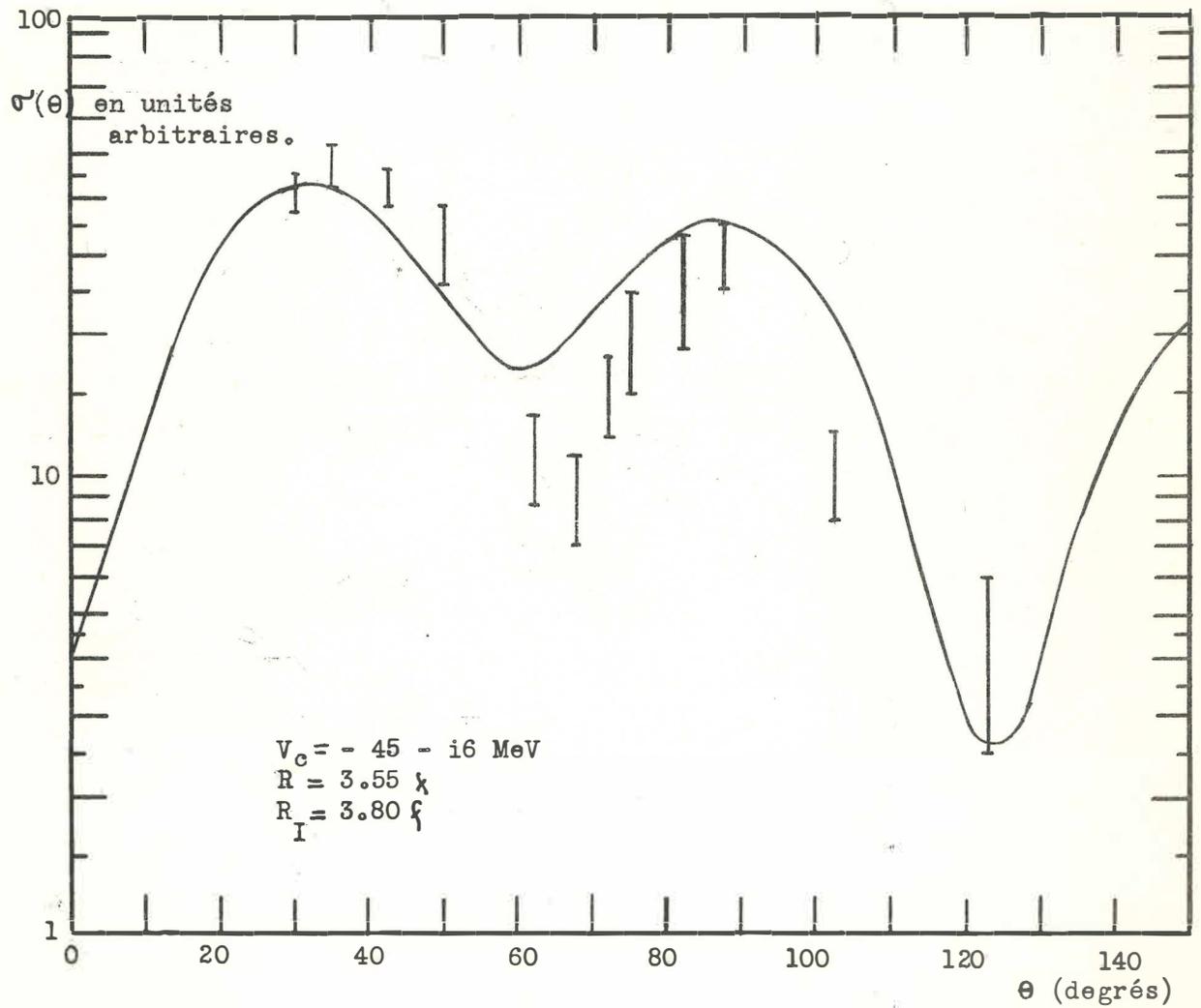


Fig. 21 - Courbe théorique de  $\sigma'(\theta)$  pour le niveau  $1^-$  de  $O^{16}$ .

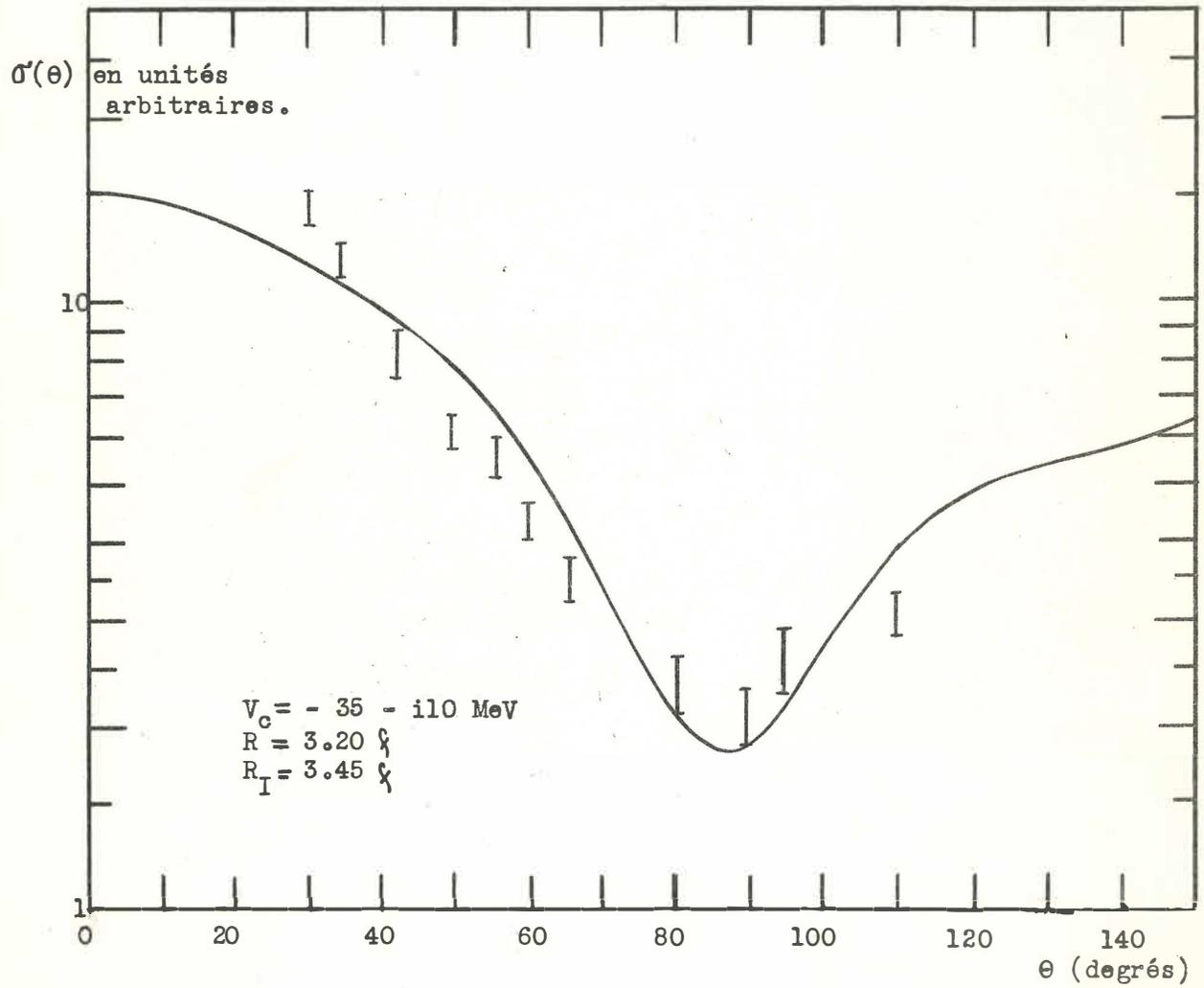


Fig. 22 - Courbe théorique de  $\sigma(\theta)$  pour le niveau  $2^+$  de  $C^{12}$ .

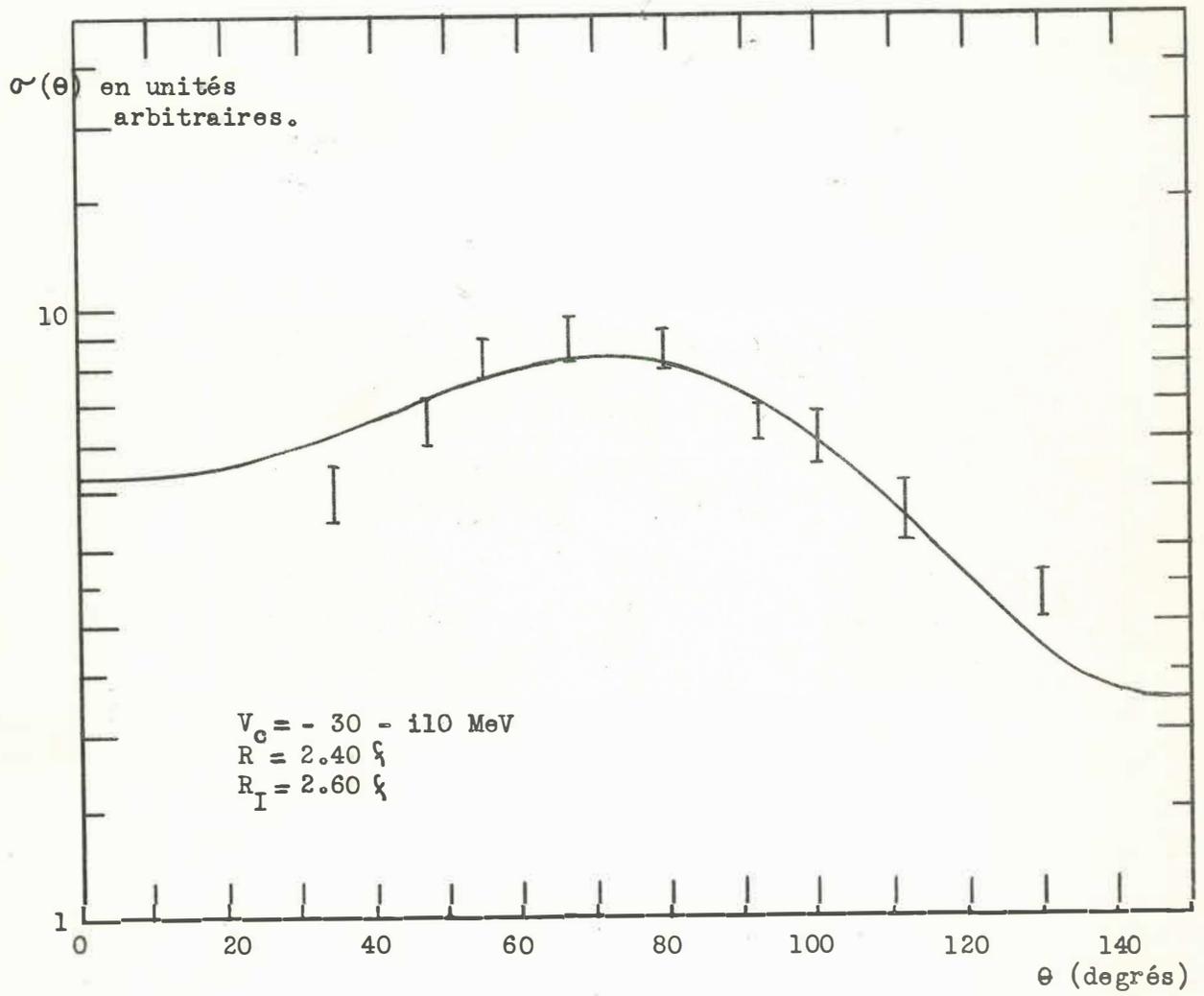


Fig. 23 - Courbe théorique de  $\sigma(\theta)$  pour le niveau  $(7/2)^-$  du  $\text{Li}^7$ .

- Béryllium : la diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV par le béryllium a été étudiée par Anderson et al (And 58). Les niveaux d'énergie les plus bas sont à 1.75, 2.43 et 3.04 MeV, mais ils attribuent leurs résultats à l'excitation du niveau de 2.43 MeV. Nous avons supposé pour l'analyse une transition :

$$1p_{3/2} \longrightarrow 1p_{1/2}$$

Les résultats expérimentaux d'Anderson ainsi que la courbe que nous avons calculée sont donnés par la figure 24.

Pour fin de comparaison, le tableau suivant montre les paramètres que nous avons trouvés pour les différents niveaux étudiés.

Elément	Niveau	Transition	Potentiel optique				Rayon d'interaction $R_I$	
			-Q	-V	-W	$r_o$		R
			MeV	MeV	MeV	fermi		fermi
Li <sup>7</sup>	4.63	$1p_{3/2} \longrightarrow 1p_{1/2}$	30	10	1.25	2.40	2.60	
Be <sup>9</sup>	2.43	$1p_{3/2} \longrightarrow 1p_{1/2}$	30	10	1.34	2.80	3.05	
C <sup>12</sup>	4.43	$1p_{3/2} \longrightarrow 1p_{1/2}$	35	10	1.39	3.20	3.45	
O <sup>16</sup>	6.14	$1p_{1/2} \longrightarrow 1d_{5/2}$	35	6	1.33	3.35	3.45	
O <sup>16</sup>	7.12	$1p_{1/2} \longrightarrow 2s_{1/2}$	45	6	1.41	3.55	3.80	

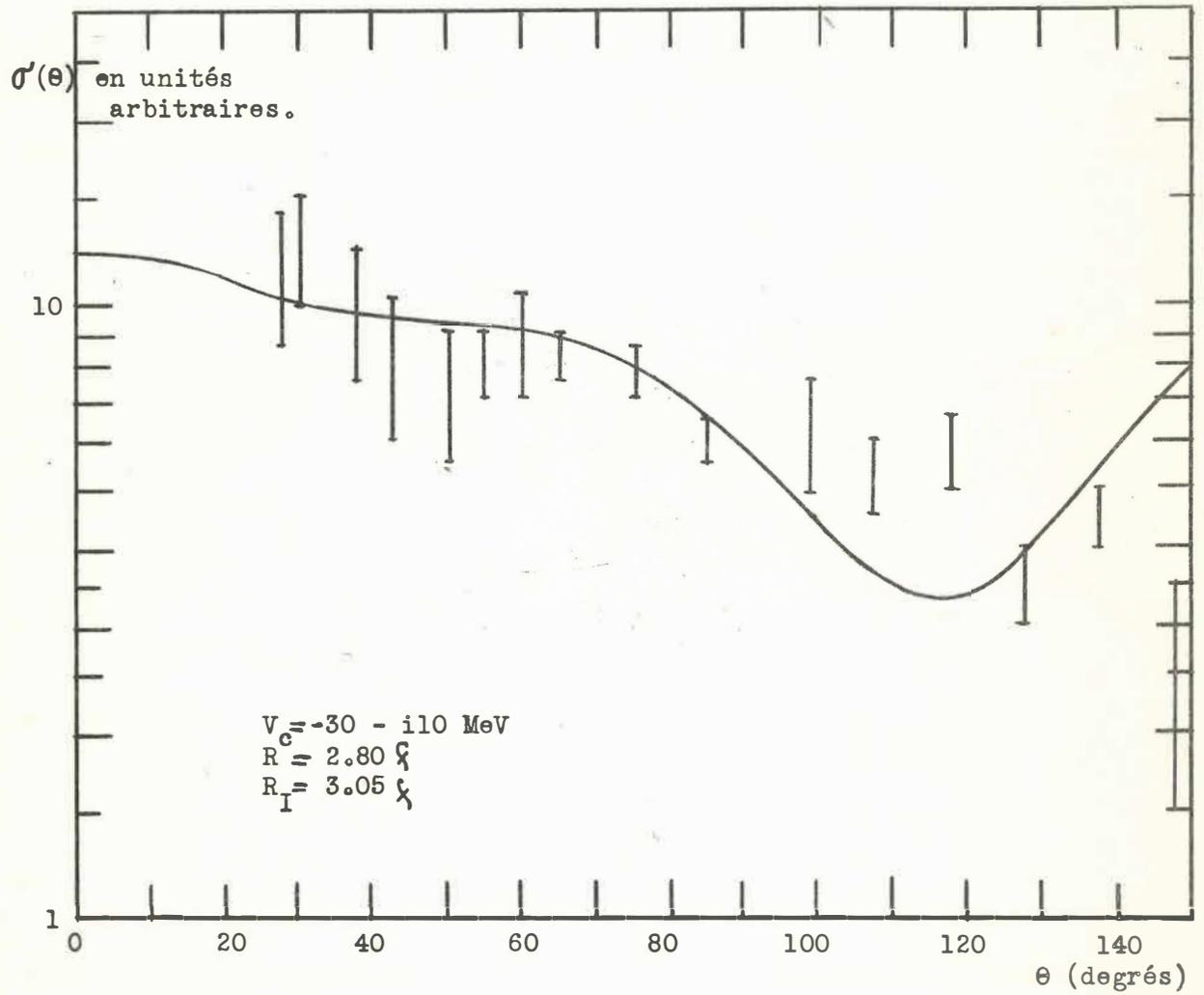


Fig. 24 - Courbe théorique de  $\sigma'(\theta)$  pour le niveau à 2.43 MeV de  $\text{Be}^9$ .

## CONCLUSIONS.

Il est très intéressant de comparer la forme de nos courbes de sections efficaces inélastiques à celles obtenues avec des protons et des deutérons de même énergie. C'est ce que nous avons fait sur les graphiques 25, 26 et 27. Les résultats sont très voisins et semblent indiquer que les réactions ont procédé par un mécanisme d'interaction directe. En effet, s'il y avait eu formation de noyaux composés, ils auraient été différents dans le cas des particules chargées et des neutrons et auraient donné des distributions angulaires différentes.

Les calculs que nous avons effectués d'après le modèle d'interaction directe de Glendenning reproduisent assez bien la forme des courbes de sections efficaces différentielles obtenues expérimentalement. Il est bien connu (Fes 58b) que dans le cas de la diffusion élastique, il est possible de trouver différentes valeurs des paramètres du potentiel optique pour une courbe de sections efficaces différentielles expérimentale donnée. Il est probable que la même chose puisse se produire pour la diffusion inélastique; nous n'avons pas pu examiner cette question à cause de la longueur des calculs sur une IBM 650, il faudrait utiliser un ordinateur plus rapide comme la IBM 704 ou 709. Cependant il semble douteux qu'on puisse obtenir un accord avec nos résultats expérimentaux en utilisant une valeur de 44 MeV pour la profondeur du puits réel tel que requis pour la diffusion élastique. Le cas du niveau  $1^{-}$  de l'oxygène est un peu spécial car il y a

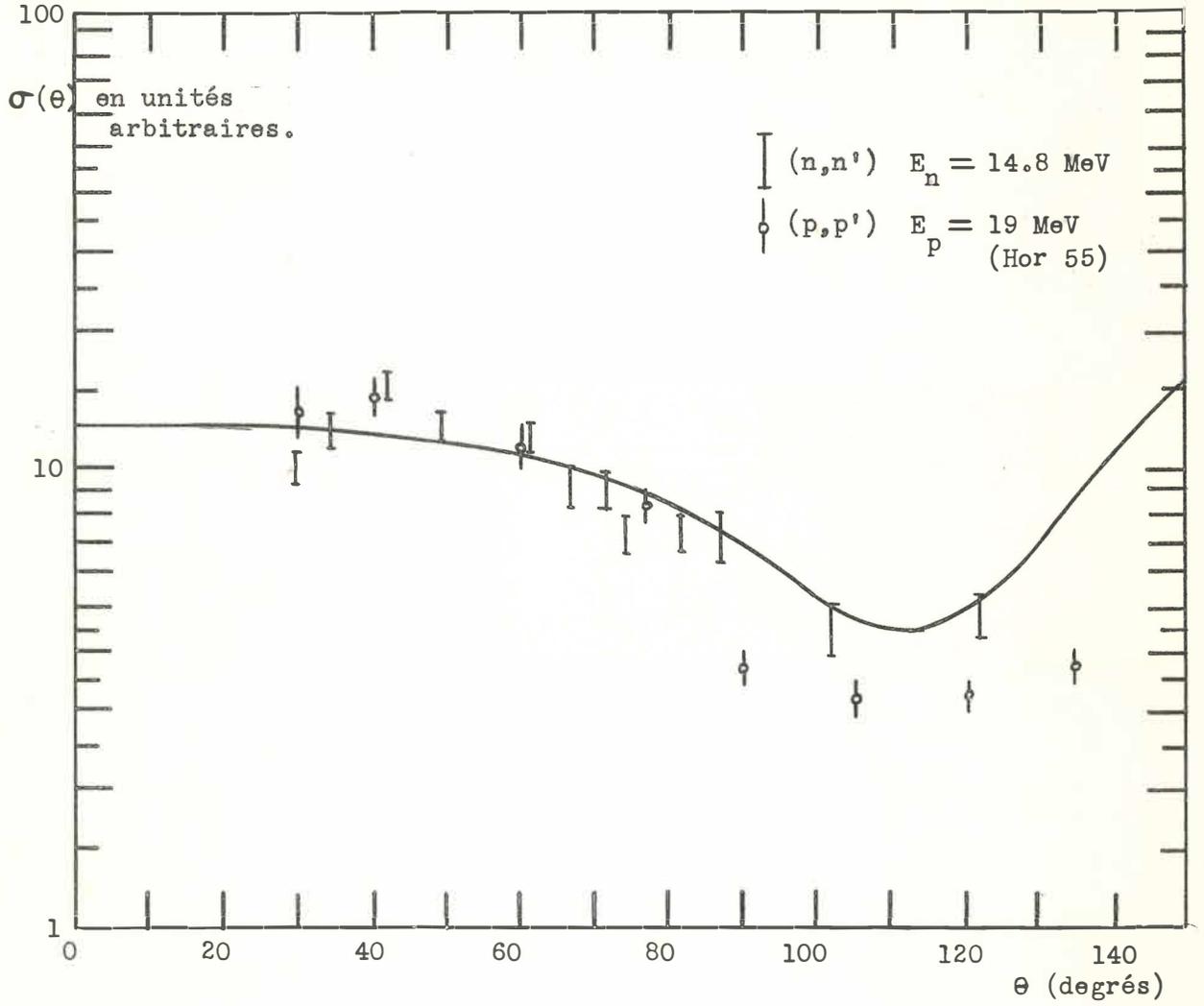


Fig. 25 -  $O^{16}$  ( $3^-$ ) : comparaison de  $\sigma(\theta)$  pour les réactions (n,n')  
 et (p,p').



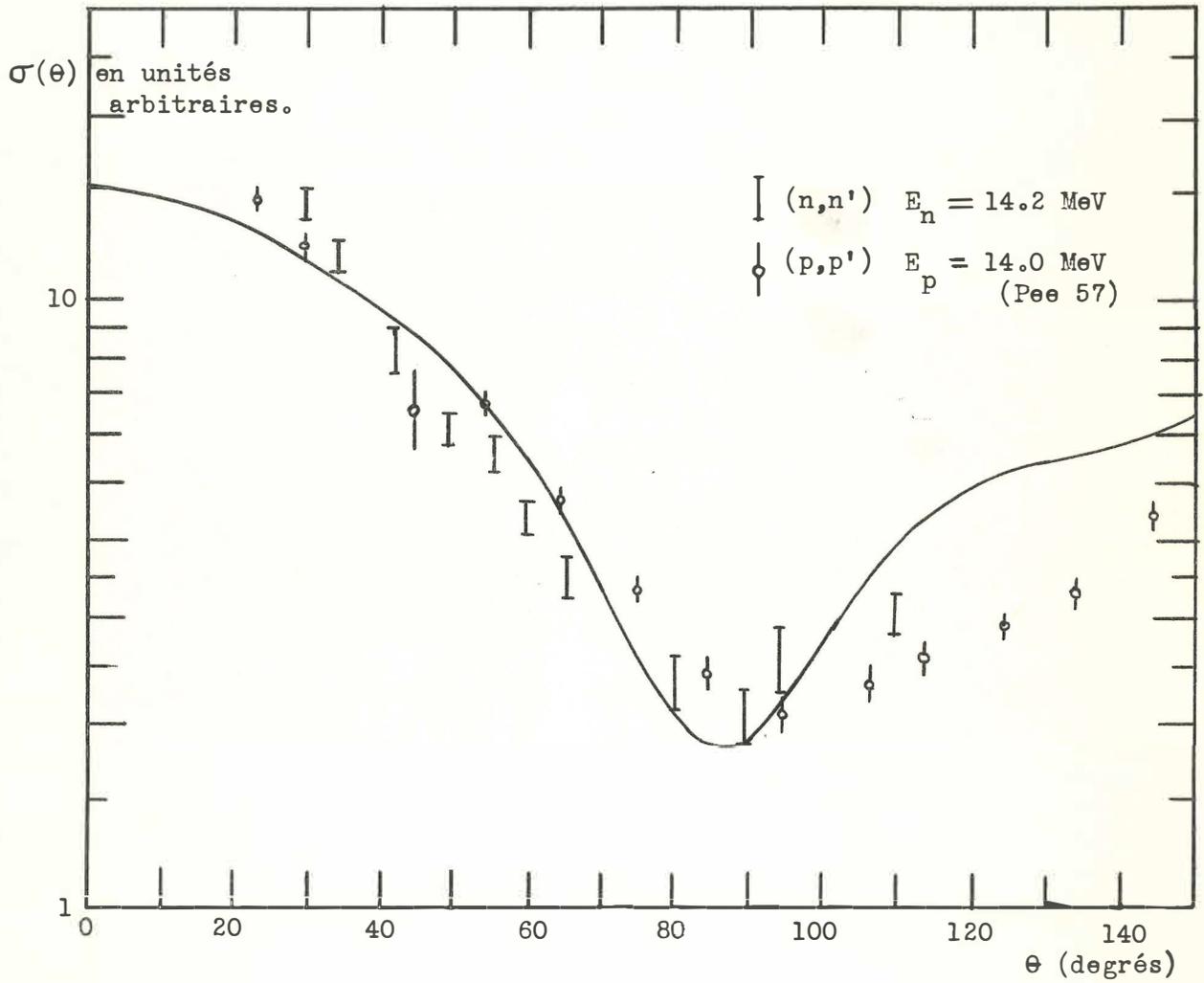


Fig. 27 -  $C^{12}(2^+)$  : comparaison de  $\sigma(\theta)$  pour les réactions (n,n') et (p,p').

une résonance autour de 7 MeV dans la section efficace de l'oxygène, ce qui pourrait bien être la raison de la valeur élevée que nous avons dû utiliser. Levinson et Banerjee (Lev 58) ont également trouvé au cours de leurs calculs très complets sur la diffusion des protons par le carbone, qu'ils ne pouvaient obtenir un accord avec les résultats expérimentaux qu'à condition de réduire la profondeur du puits réel. Fowler (Fow 58) a proposé une explication de ce phénomène en termes de diffusions multiples, mais le libre parcours moyen des nucléons de cette énergie dans la matière nucléaire étant de l'ordre de 4 fermis, il semble que la correction due aux diffusions multiples ne puisse expliquer cette grande différence surtout pour des noyaux légers. Rodberg (Rod 60) propose une autre explication à ce phénomène ; comme l'interaction directe a lieu en surface, le nucléon incident, dû à la faible portée des forces nucléaires, ne "voit" pas le centre du noyau et seuls les nucléons de la surface produisent la distorsion dans le cas de la diffusion inélastique. Les calculs détaillés de Rodberg sur le carbone montrent qu'il faut prendre un puits de potentiel qui est les  $2/3$  de celui utilisé pour la diffusion élastique. En supposant une correction du même ordre dans les autres cas, nos paramètres s'accordent avec ceux de la diffusion élastique.

La théorie prédit une légère variation de la distribution angulaire en fonction de l'énergie des nucléons incidents. Il serait intéressant de vérifier expérimentalement cette prédiction. Il est possible d'améliorer substantiellement le système que nous avons utilisé, ce qui permettrait de diminuer l'erreur statistique et de pouvoir mesurer la valeur absolue de la section efficace. Bell (Gre 58) a constaté qu'en réduisant la tension

d'alimentation de la 6BN6 du circuit de conversion de temps de vol, on peut le déclencher avec des impulsions de faible amplitude permettant ainsi une résolution d'une fraction de nanoseconde. Egalement, il faudrait remplacer la 6342A que nous avons employée par une RCA 7264 de fabrication récente et qui a une bien meilleure résolution tout en ayant une plus grande photocathode ce qui permettrait un plus grand volume de détecteur de neutrons.

## REMERCIEMENTS.

Je désire remercier tout d'abord M. le professeur Paul Lorrain pour l'intérêt qu'il a porté au présent travail ainsi que pour avoir mis à ma disposition toutes les ressources du laboratoire.

Je désire également remercier M. B. Banville pour les mesures de rendement du détecteur de neutrons, et M. J. Déziel dont les différents travaux techniques ont toujours été effectués avec soin et promptitude.

Je tiens à remercier le professeur Earl Lomon de l'université McGill pour les conseils qu'il m'a donnés dans l'étude théorique des résultats et ainsi que les professeurs P.R. Wallace et D. Thorpe pour avoir gracieusement mis à ma disposition les ressources du Centre de Calcul de l'Université McGill. Je remercie Harish Khare pour m'avoir montré comment me servir du calculateur IBM 650.

Je remercie finalement le Conseil National des Recherches pour les bourses qu'il m'a octroyées.

BIBLIOGRAPHIE

- And 58 Anderson, Gardner, McClure, Nakada et Wong, Phys. Rev. 111, 572 (1958)
- Aus 53 Austern, Butler et McManus, Phys. Rev. 92, 350 (1953)
- Ban 60 Banville B., Thèse de Doctorat, Faculté des Sciences,  
Université de Montréal (1960)
- Bar 52 Barshall, Rosen, Taschek et Williams, Rev. Mod. Phys. 24, 1 (1952)
- Beg 52 Beghian, Allen, Calvert et Alban, Phys. Rev. 86, 1044 (1952)
- Bet 57 Bethe H.A., International Conference on the Neutron Interactions  
with the Nucleus, Columbia University (1957)  
U.S.A.E.C. Report TID-7547
- Bey 56 Beyster, Walt et Salmi, Phys. Rev. 101, 1832L (1956)
- Bjo 58 Bjoklund F.E. et Fernbach S., Phys. Rev. 109, 1295 (1958)
- Bla 59 Blair J.S., Phys. Rev. 115, 928 (1959)
- Bla 60 Blair J.S., Sharp D. et Willets L., Bull. Am. Phys. Soc.  
Ser. II 5, 34 (1960)
- Blo 57 Bloch C., Nucl. Phys. 4, 503 (1957)
- Boh 36 Bohr N., Nature 137, 344 (1936)
- Bro 57 Brown G.E. et Dominicis C.T., Proc. Phys. Soc. A70, 668 (1957)
- Bro 59 Brown G.E., Rev. Mod. Phys. 31, 893 (1959)
- Bur 57 Burcham W.E., Encyclopedia of Physics, Vol. XL, Nuclear Reactions I  
page 1 (1957)
- But 51 Butler S.T., Proc. Roy. Soc. (London) A208, 559 (1951)

- Cha 53 Chagnon, Madansky et Owen, Rev. Sci. Inst. 24, 656 (1953)
- Cla 60 Clarke R.L. et Cross W.G., Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II 5, 245 (1960)
- Coh 59 Cohen B.L., Phys. Rev. 116, 426 (1959)
- Cra 56 Cranberg L. et Levin J.S., Phys. Rev. 103, 343 (1956)
- Cro 59 Cross W.G. et Clarke R.L., Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II 4, 259 (1959)
- Dra 52 Draper J. et McDaniel B.D., Phys. Rev. 87, 185 (1952)
- Dro 55 Drozdov S.I., Soviet Phys. JETP 1, 588, 591 (1955)
- Elm 50 Elmore W.C., Nucleonics 6, 26 (1950)
- Fes 58a Feshbach H., Ann. Phys. 5, 357 (1958)
- Fes 58b Feshbach H., "Annual Review of Nuclear Science" (1958)  
Annual Reviews Inc., Stanford.
- Fes 59 Feshbach H., Proceedings of International Conference on the Nuclear  
Optical Model. Florida State University, Tallahassee (1959)
- Fit 49 Fitch V., Rev. Sci. Inst. 20, 942 (1949)
- Fow 58 Fowler T.K., Phys. Rev. Let. 1, 371 (1958)
- Gar 60 Garg J.B., Nucl. Inst. 6, 72 (1960)
- Gle 59 Glendenning N.K., Phys. Rev. 114, 1297 (1959)
- Gra 53 Graves E.R. et Rosen L., Phys. Rev. 89, 343 (1953)
- Gre 58 Green R.E. et Bell R.E., Nucl. Inst. 3, 127 (1958)
- Hor 55 Hornyak W.F. et Sherr R., Phys. Rev. 100, 1409 (1955)
- Hug 55 Hughes D.I. et Carter R.S., BNL 325 "Neutron Cross Sections"
- Ino 57 Inopin E.V., Soviet Phys. JETP 4, 764 (1957)
- Kap 37 Kapur P.I. et Peirls R., Proc. Phys. Soc. A166, 277 (1937)
- Kin 57 Kinsey B.B., Encyclopedia of Physics, Vol. XL,  
Nuclear Reactions I, page 202 (1957)

- Lev 55 Levine, Bender et McGrueur, Phys. Rev. 97, 1249 (1955)
- Lev 58 Levinson C.A. et Banerjee M.K., Ann. Phys. 2, 471 (1957),  
2, 499 (1957), 3, 67 (1958)
- Lor 57 Lorrain P., Beique R., Gilmore P., Girard P.E., Breton A. et Piché P.  
Can. J. Phys. 3, 299 (1957)
- Mel 56 Melkanoff, Moszkowski, Nodvick et Saxon, Phys. Rev. 101, 507 (1956)
- Mod 59 Proceeding of the International Conference on the Nuclear Optical  
Model, Florida State University, Tallahassee (1959)
- Mot 49 Mott N.F. et Massey H.S.W., "The Theory of Atomic Collisions"  
Oxford University Press. (1949)
- O'Ne 53 O'Neill G.K., Phys. Rev. 92, 853 (1953)
- Pee 57 Peele R.W., Phys. Rev. 105, 1311 (1957)
- Pru 58 Prud'Homme, Bostrom, Morgan, Okhuysen, Sattar.  
WADC Technical Report 58 - 88.
- Rod 60 Rodberg L.S., Ann. Phys. 3, 373 (1960)
- Ros 57 Rose M.E., "Elementary Theory of Angular Momentum"  
J. Wiley and Sons (1957)
- Sch 55 Schiff L.I., "Quantum Mechanics" McGraw-Hill (1955), page 99.
- Seg 53 Segrè E., "Experimental Nuclear Physics", J. Wiley and Sons,  
(Volume 1, page 131)
- Ste 50 Stelson P.H. et Goodman G., Phys. Rev. 82, 69 (1950)
- Tal 52 Talmi, Helv. Phys. Acta. 25, 185 (1952)
- Tay 51 Taylor J.C. et al, Phys. Rev. 84, 1041 (1951)
- Tho 55 Thomas R.G., Phys. Rev. 97, 224 (1955); 100, 25 (1955)
- Tob 59 Tobocman W., Phys. Rev. 115, 98 (1959)

- Tru 58 True W.W. et Ford K.W., Phys. Rev. 109, 1675 (1958)
- Wei 56 Weisskopf V.F., Physica 22, 952 (1956)
- Wei 57 Weisskopf V.F., Rev. Mod. Phys. 29, 174 (1957)
- Whi 51 Whitmore B.G. et Dennis G.E., Phys. Rev. 84, 296 (1951)
- Wig 52 Wigner E.P. et Teichman T., Phys. Rev. 87, 123 (1952)
- Woo 54 Woods R.D. et Saxon D.S., Phys. Rev. 95, 577 (1954)