

FR 81 00 685

FRNC-TH - 1014

ORSAY

N° d'ordre : 234

THESE

1

PRESENTÉE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITE
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Henri QUECHON

DETERMINATION DE L'INTENSITE DES FAISCEAUX DE PARTICULES
AU MOYEN DE LA REACTION D'ACTIVATION «PARTICULE + C $\rightarrow$ ^{11}C + X» :
MESURE DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DU ^{11}C DANS LE CARBONE
PAR DES IONS INCIDENTS ^2H , ^3H ET ^4He ENTRE 0,1E ET 0,8 GeV PAR NUCLEON

Soutenu le 1er juillet 1980, devant la Commission d'Examen

MM. MARTY

Président

GOLDZAHL

JOFFRE

Examineurs

THEVENET

THIRION

ORSAY
N° d'ordre : 234

T H E S E

PRESENTÉE

**A L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Henri QUECHON

**DETERMINATION DE L'INTENSITÉ DES FAISCEAUX DE PARTICULES
AU MOYEN DE LA RÉACTION D'ACTIVATION «PARTICULE + C $\rightarrow$ ^{11}C + X» :
MESURE DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DU ^{11}C DANS LE CARBONE
PAR DES IONS INCIDENTS ^2H , ^3H ET ^4He ENTRE 0,16 ET 0,8 GeV PAR NUCLEON**

Soutenue le 1er juillet 1980, devant la Commission d'Examen

MM. MARTY

Président

GOLDZAHL

JOFFRÉ

THEVENET

THIRION

Examineurs

REMERCIEMENTS

C'est à l'insatigation de Monsieur L. GOLDZAHN qu'a été entrepris le travail présenté ici ; c'est à la bienveillance qu'il n'a cessé de me témoigner, aux constants encouragements et conseils qu'il m'a inlassablement prodigués, que je dois d'avoir pu mener, sous sa direction, ce travail à son terme. Je lui exprime ici ma profonde gratitude.

Je suis reconnaissant à Madame Le Professeur N. MARTY de l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant de patronner cette thèse et de présider le jury.

Mes plus vifs remerciements s'adressent à Monsieur H. JOFFRE, à Monsieur B. THEVENET et à Monsieur J. THIRION, qui ont bien voulu faire partie du jury, pour l'intérêt qu'ils m'ont témoigné.

Les résultats présentés dans ce mémoire ont été obtenus par le travail de deux équipes : la première a effectué les mesures dans les faisceaux d'alphas et la seconde celles dans les faisceaux de deutons et de tritons.

En premier lieu, j'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur J. RADIN qui m'a généreusement fait bénéficier de son expérience et de tout le travail qu'il a effectué au sein du premier groupe avec Madame F. VIOU et Monsieur G. RAISBECK. Je les remercie d'avoir bien voulu me permettre d'utiliser à des fins personnelles les résultats des travaux de ce groupe.

J'assure de ma gratitude Monsieur J. BERGER et Monsieur J.F. LECOLLEY pour leur amicale et décisive collaboration à l'intérieur du deuxième groupe.

Je remercie Messieurs R. ANNE et M. VAN DEN BOSSCHE pour leur assistance lors de la réalisation des faisceaux de très faible intensité.

Je suis reconnaissant à Monsieur A. LELEUX pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée.

Je remercie Monsieur M. COTTEREAU d'avoir examiné et critiqué le manuscrit.

Que Messieurs J. DROUET et H. VIALETES, qui m'ont autorisé à poursuivre ce travail et accordé les meilleures facilités, soient sincèrement remerciés.

Que mes camarades de l'équipe de radioprotection de SATURNE, qui m'ont apporté leur aide trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I - Réaction d'activation (particule incidente + C + ^{11}C + X) pour la mesure de l'intensité des faisceaux de particules aux énergies intermédiaires et hautes

- I.1 - Intérêt de la méthode de mesure par activation de carbone
- I.2 - Expression de l'activité induite dans une cible
 - I.2.1 - Noyaux activables
 - I.2.2 - Activité induite dans un flux continu constant
 - I.2.3 - Activité induite dans un flux continu variable
 - I.2.4 - Activité induite dans une irradiation intermittente
- I.3 - Mesure de l'activité du ^{11}C
 - I.3.1 - Caractéristiques radioactives du ^{11}C
 - I.3.2 - Comptage β de cibles autoabsorbantes
 - I.3.3 - Comptage des scintillations produites dans un scintillateur activé
 - I.3.4 - Comptage des photons d'annihilation
 - I.3.5 - Corrections de comptage

CHAPITRE II - Bases de la méthode de mesure des sections efficaces d'activation

- II.1 - Le choix des techniques
 - II.1.1 - Mesure du flux incident
 - II.1.2 - Mesure de l'activité induite

II.2 - Correction des pertes de comptage d'un télescope dues au temps mort

II.2.1 - Par une mesure des coïncidences fortuites

II.2.2 - Par extrapolation à une intensité nulle ou à un temps mort nul

II.3 - Mesure de l'activité par la méthode des coïncidences β - γ et détermination de l'efficacité de comptage β

II.3.1 - Les coïncidences 4π β - γ et les corrections

II.3.2 - Efficacités de comptage β obtenues

CHAPITRE III - Mesure de la section efficace de la réaction C (α ,X) ^{11}C à 0,64 - 1,2 - 2,0 et 2,8 GeV

III.1 - Méthode expérimentale

III.2 - Traitement des données

III.2.1 - Analyse des courbes de décroissance du ^{11}C

III.2.2 - Corrections effectuées

III.3 - Résultats

Appendices du Chapitre III

Appendice 1.A - Sections efficaces expérimentales apparentes

1.B - Procédures d'ajustement aux sections efficaces expérimentales

Appendice 2 - Contribution des particules secondaires créées dans la cible à la production du ^{11}C

CHAPITRE IV - Mesure de la section efficace de la réaction C (d,X) ^{11}C à 0,32 - 0,59 et 1,62 GeV

IV.1 - Dispositif expérimental

IV.2 - Analyse des données

IV.2.1 - Activité du ^{11}C

IV.2.2 - Corrections sur l'activité

IV.2.3 - Mesure du flux de deutons

IV.3. - Résultats

CHAPITRE V - Section efficace pour la réaction C (t,X) ^{11}C à 2 GeV

CONCLUSION

INTRODUCTION

La mesure de l'intensité de forts faisceaux de particules, dans le domaine des énergies intermédiaires et hautes, doit être effectuée le plus souvent au moyen d'une méthode indirecte ; les réactions d'activation sont très fréquemment utilisées pour cette mesure.

Parmi ces réactions d'activation, la réaction "particule + C + ^{11}C + X" est la mieux connue et elle sert généralement de référence / 2, 3 /. C'est cette méthode de mesure qui est employée pour mesurer les faisceaux délivrés par le synchrotron SATURNE (I puis II) et pour étalonner les moniteurs relatifs. Pour cette raison, nous donnons dans le premier chapitre quelques détails sur les mesures par activation de carbone.

Si la fonction d'excitation de la réaction induite par les protons - $\text{C}(p, X)^{11}\text{C}$ - est bien connue du seuil, ≈ 20 MeV, à 370 GeV, les sections efficaces des réactions induites par d'autres particules sont plus rares et disponibles pour des domaines d'énergie nettement plus restreints. Ainsi, les fonctions d'excitation des réactions produites par les ions ^2H , ^3H , ^4He sont inconnues pour des énergies incidentes supérieures à 0,1 GeV par nucléon / 3 /.

Pour poursuivre le travail qui avait déjà été entrepris à SATURNE afin de combler de telles lacunes (mesure de la section efficace pour des deutons de 2,33 GeV / 38 / et estimation de la fonction d'excitation pour des neutrons entre 0,45 et 1,2 GeV / 48 /), les sections efficaces des réactions produites par les ions ^2H , ^3H et ^4He , ont été déterminées aux énergies suivantes :

- C (^4He , X) ^{11}C à 0,64 - 1,2 - 2 et 2,8 GeV
- C (^2H , X) ^{11}C à 0,32 - 0,59 et 1,62 GeV
- C (^3H , X) ^{11}C à 2 GeV.

Des faisceaux primaires d'alphas et de deutons extraits de SATURNE I, de faible intensité, ont été utilisés pour les deux premières réactions. Pour la dernière réaction, le faisceau secondaire de tritons a été obtenu par la fragmentation des alphas d'un faisceau primaire / 44 /.

Ce sont ces mesures qui sont présentées dans ce travail. Les bases de la méthode expérimentale utilisée sont donnés dans le Chapitre II : détermination du flux incident avec un télescope de compteurs et mesure absolue de l'activité induite dans un scintillateur plastique par coïncidences β - γ .

Les mesures des sections efficaces pour les alphas sont présentées dans le troisième chapitre ⁽⁺⁾.

Les mesures des sections efficaces pour les deutons et les tritons sont respectivement décrites dans les chapitres IV et V ⁽⁺⁺⁾.

A la suite de cet ensemble de résultats, les fonctions d'excitation des réactions induites par les deutons et les alphas peuvent être estimées. avec une bonne précision entre 0,1 et 1 GeV/nucléon et la méthode d'activation de carbone peut donc être employée maintenant pour ces ions.

-
- (+) Ces mesures ont été faites à la demande du Laboratoire René BERNAS à Orsay (où se poursuivait une étude des réactions d'activation induites par des alphas de 4,6 GeV) avec J. RADIN, G. RAISBECK et F. YIOU.
 - (++) Ces mesures ont été faites sur l'initiative de L. GOLDZAHN, du Laboratoire National SATURNE, avec J. BERGER et J.F. LECOLLEY.

CHAPITRE 1

REACTION D'ACTIVATION (PARTICULE INCIDENTE + C + ^{11}C + X)
POUR LA MESURE DE L'INTENSITE DES FAISCEAUX AUX
ENERGIES INTERMEDIATRES ET HAUTES

Dans ce chapitre, après avoir évoqué l'intérêt de cette méthode de mesure des faisceaux par activation, nous donnons les expressions qui relient l'activité induite et le flux de particules en tenant compte des fluctuations de l'intensité du faisceau. Les techniques de comptage que nous utilisons pour mesurer l'activité induite sont ensuite décrites.

I.1 - INTERET DE LA METHODE DE MESURE PAR ACTIVATION DU CARBONE

La mesure de l'intensité des faisceaux d'ions délivrés par les accélérateurs d'énergie intermédiaire ou haute, est nécessaire à la conduite des expériences de physique réalisées auprès de ces machines et à l'exploitation des résultats qui y sont obtenus.

Avec des faisceaux de faible intensité, la mesure directe par comptage des particules incidentes est possible. La détection individuelle des particules chargées est alors réalisée avec, par exemple, des compteurs à scintillations (on peut aussi dénombrer les traces enregistrées par des émulsions nucléaires, mais cette technique est surtout employée pour mesurer des sections efficaces d'activation). Mais de tels faisceaux, d'intensité inférieure à 10^6 ou 10^7 particules par seconde, ne sont que très rarement utilisés.

C'est pour évaluer l'intensité de forts faisceaux dans le domaine des énergies intermédiaires et hautes - supérieures à plusieurs centaines de MeV pour les protons par exemple - qu'apparaissent des difficultés. Les dispositifs permettant une mesure absolue du courant de tels faisceaux deviennent d'une conception, d'une technologie et d'une utilisation beaucoup plus délicates - voire même problématiques - que celles des mesureurs utilisés dans le cas des basses énergies. En effet, l'application des méthodes de mesure absolue, par collection totale de toutes les charges électriques (cylindre

de Faraday) ou par absorption totale de l'énergie incidente ("calorimètres"), se trouve alors compliquée par l'existence d'une cascade hadronique qui se propage non seulement longitudinalement mais aussi latéralement.

L'utilisation de techniques permettant seulement une mesure relative mais réalisée en continu durant les expérimentations avec ces faisceaux est donc très généralement de règle / 1 /. Des instruments de mesure non calibrés sont placés soit directement dans le faisceau (chambres d'ionisation à gaz, chambres à émission secondaire, cibles captrices de charges, etc...), ou bien en dehors de celui-ci pour enregistrer des particules secondaires émises, à un angle défini, par une cible d'interaction principale ou auxiliaire (téléscopes de compteurs dits "moniteurs de cibles"). Les premiers utilisent les techniques de mesure des courants faibles (intégration des charges), tandis que les seconds font appel à des méthodes de détection et d'enregistrement propres à la physique nucléaire (comptage d'impulsions dues à l'ionisation dans un scintillateur ou à l'effet Cerenkov), ce qui explique leur emploi fréquent.

Pour déterminer le nombre de particules dans le faisceau avec ces mesureurs relatifs, ils doivent auparavant avoir été étalonnés par comparaison avec un autre dispositif de mesure directe ou indirecte. Dans certains cas, une succession d'opérations de comparaisons intermédiaires entre différents mesureurs peut être nécessaire, du fait de conditions d'utilisation très différentes, quant à l'intensité notamment (par exemple, avec un faisceau d'intensité croissante, la cascade d'opérations suivante peut être envisagée : comptage des particules + chambre d'ionisation à gaz ou dispositif de mesure par ionisation fonctionnant en intégrateur + chambre à émission secondaire ou moniteur de cible). La lourdeur d'une telle procédure de transfert la condamne et le recours à d'autres méthodes de mesure indirecte s'impose alors pour cet étalonnage, méthodes basées sur la mesure de grandeurs liées à l'intensité du faisceau par des relations connues. Certaines réactions nucléaires, dont les sections efficaces sont connues, offrent cette possibilité : réactions d'activation - où l'activité induite dans une cible est mesurée -, diffusion élastique - où les particules incidentes qui ont subi cette diffusion lors de la traversée d'une cible sont comptées -, etc...

Parmi les réactions d'activation, celle de production du ^{11}C dans des cibles de carbone naturel (graphite, polystyrène, polyéthylène, scintillateurs plastiques) est considérée comme une référence / 2, 3 /. En effet, sa section efficace peut être aisément déterminée, la période du ^{11}C et son mode de désintégration permettant la mesure directe de l'activité induite à la suite d'expositions dans les conditions nécessaires (c'est-à-dire faibles faisceaux) pour effectuer une mesure également directe du nombre de projectiles incidents. Cette section efficace sert ensuite généralement de référence pour déterminer d'autres sections efficaces d'activation. La réaction particule + C $\rightarrow$ ^{11}C + X est donc très largement utilisée pour mesurer l'intensité des faisceaux aux énergies intermédiaires et hautes et permettre ainsi l'étalonnage et le contrôle de mesureurs relatifs. Cette technique est de mise en oeuvre aisée, d'une grande souplesse d'utilisation et est très économique :

- les matériaux-cibles de bonne pureté sont disponibles facilement, formes et dimensions à la demande,
- la mesure de l'activité ne nécessite qu'un matériel simple, sûr et fiable,
- la mise en place du détecteur à activation ne pose généralement aucun problème, même sur une ligne de transport sous vide,
- la disponibilité est permanente et la couverture de l'ensemble des faisceaux des aires d'une machine est assurée facilement et ... économiquement, quelle que soit l'intensité ou l'énergie,
- la gamme des intensités mesurables est très étendue : pour fixer les idées, de l'ordre de 10^4 à 10^{12} particules par seconde de manière routinière,
- la gamme couverte en énergie est celle où la fonction d'excitation de la réaction est disponible : pour les protons, elle va de 20 MeV à 300 GeV,
- la précision de la mesure est le plus souvent très acceptable : c'est au mieux celle avec laquelle la section efficace est connue, soit environ 5 % pour les protons et légèrement moins pour les deutons et les alphas (3 à 4 % d'après nos mesures).

La méthode d'activation du carbone a pourvu, dans une très large part, aux étalonnages des mesureurs utilisés pour les faisceaux délivrés par le synchrotron SATURNE I à Saclay et continue d'y pourvoir à SATURNE II qui lui a succédé.

I.2 - EXPRESSIONS DE L'ACTIVITE INDUITE DANS UNE CIBLE

Dans ce qui suit, le faisceau irradiant la cible est constitué de particules identiques, monoénergétiques et animées de vitesses parallèles ; la totalité de ces particules traverse une section droite du faisceau inférieure à l'aire de la cible. La cible, en forme de disque par exemple, est exposée normalement au faisceau et son épaisseur, uniforme, est assez faible pour rendre négligeables les effets d'absorption et de pertes d'énergie des particules incidentes.

I.2.1 - Noyaux activables

Le nombre de noyaux-cibles activables est n_0 et il demeure constant.

Si la cible est constituée d'un élément chimiquement pur, le nombre de noyaux activables par unité de surface est :

$$n_0 = \frac{N_A}{A} \times a \times x_i \quad (\text{noyaux par cm}^2)$$

où

N_A : nombre d'Avogadro ($6,022 \cdot 10^{23}$ molécule/mole)

A : masse atomique de l'élément cible

a : abondance isotopique des atomes activables

x_i : masse surfacique de la cible (g/cm^2).

Si la cible est formée d'une espèce moléculaire définie, on a :

$$n_0 = \frac{N_A}{M} \times a \times n_{(c)} \times x_T \quad (\text{noyaux activables par cm}^2)$$

où

$n_{(c)}$: est le nombre de noyaux activables par molécule de la cible

M : est la masse moléculaire du matériau cible (g/mole).

Pour la réaction d'activation conduisant à la formation de ^{11}C à partir de carbone irradié par des particules de haute énergie ⁽⁺⁾, c'est le nombre de noyaux de carbone naturel qui doit être considéré (donc $a = 1$).

Des hydrocarbures purs sont souvent utilisés comme cibles de carbone. La fraction en poids des noyaux de carbone de quelques-uns de ces matériaux, donnée par :

$$f_p = \frac{12,011}{1,008 \frac{n(\text{H})}{n(\text{C})} + 12,011} \quad \text{où} \quad \frac{n(\text{H})}{n(\text{C})} \quad \text{est le rapport du}$$

nombre d'atomes d'hydrogène (masse atomique 1,008) au nombre d'atomes de carbone (masse atomique 12,011), est indiquée ci-dessous :

- polyéthylène $(\text{CH}_2)_n$: 0,8563
- polystyrène $(\text{C}_6\text{H}_5)_n$: 0,9226
- scintillateurs organiques (polyvinyltoluène et p-terphényl)
- PILQ B, NE 102 A : 0,9152 avec $\frac{n(\text{H})}{n(\text{C})} = 1,104$

1.2.2 - Activité induite dans un flux continu constant

Soient :

- φ_0 : le nombre total de particules dans le faisceau (particules par seconde) désigné aussi "flux" dans la suite par commodité.
- σ : la section efficace d'activation (nombre de réactions par particule incidente et pour un noyau-cible par cm^2).

(+) La réaction d'activation C (particule, X) ^{11}C est, par tradition, souvent écrite sous la forme : $^{12}\text{C}(x, xn)^{11}\text{C}$, où x est le projectile. Les noyaux cibles pris en compte sont en fait les noyaux de carbone naturel, le ^{13}C (abondance isotopique 1,1 %) pouvant également conduire par spallation à la formation de ^{11}C . Cette notation conventionnelle appropriée seulement pour l'un des mécanismes de production du ^{11}C , n'en exclut aucun autre pour autant.

n_0 : nombre de noyaux-cibles activables par cm^2 .

λ : constante radioactive du radionucléide produit (s^{-1}).

Le nombre de noyaux radioactifs présents à la fin d'une exposition de durée T_A dans le faisceau est :

$$N(T_A) = \frac{n_0 \sigma \varphi_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda T_A}) \quad (I.1)$$

L'activité correspondante est :

$$A(T_A) = \lambda N(T_A) \quad (I.2)$$

Après un temps de décroissance T_D succédant à cette durée d'irradiation, l'activité est donnée par :

$$A(T_A, T_D) = n_0 \sigma \varphi_0 (1 - e^{-\lambda T_A}) e^{-\lambda T_D} \quad (I.3)$$

Par la suite, on s'intéressera surtout au nombre total de particules ayant traversé la cible. En faisant apparaître ce flux intégral reçu pendant le temps T_A (soit ici $F = \varphi_0 \times T_A$), on a donc aussi :

$$A(T_A, T_D) = n_0 \sigma F \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda T_A})}{T_A} \cdot e^{-\lambda T_D} \quad (I.4)$$

I.2.3 - Activité induite dans un flux continu variable / 4 /

En appelant $\varphi(t)$ l'intensité au temps t , l'activité à la fin d'une exposition ininterrompue de durée T_A suivie d'un temps de décroissance T_D est maintenant donnée par :

$$A(T_A, T_D) = n_0 \sigma \lambda \int_0^{T_A} \varphi(t) e^{-\lambda t} dt \cdot e^{-\lambda (T_A + T_D)} \quad (I.5)$$

Le flux intégral reçu pendant le temps T_A est :

$$F = \int_0^{T_A} \varphi(t) dt \quad (I.6)$$

On peut donc aussi écrire :

$$A(T_A, T_D) = n_0 \sigma F \lambda \frac{\int_0^{T_A} \varphi(t) e^{-\lambda t} dt \cdot e^{-\lambda (T_A + T_D)}}{\int_0^{T_A} \varphi(t) dt} \quad (I.7)$$

Sous cette forme, on voit que $\varphi(t)$, qui apparaît au numérateur et au dénominateur, peut être remplacé par une autre grandeur lui étant simplement proportionnelle, comme celle donnée par un mesureur relatif (moniteur de cible, chambre à émission secondaire, etc...).

En substituant à la valeur absolue de $\varphi(t)$ cette indication $I(t)$

avec $I(t) = \alpha \varphi(t)$ (α étant un coefficient de proportionnalité)

l'activité s'écrit finalement :

$$A(T_A, T_D) = n_0 \sigma F \lambda \frac{\int_0^{T_A} I(t) e^{-\lambda t} dt \cdot e^{-\lambda (T_A + T_D)}}{\int_0^{T_A} I(t) dt} \quad (I.8)$$

Quand l'intensité est variable, on peut donc encore atteindre la valeur absolue du flux intégral reçu pendant une irradiation à condition de suivre, de manière relative seulement, cette variation d'intensité.

L'activité et le temps d'irradiation étant fixés, on obtiendrait en négligeant cette variation et en utilisant les relations valables pour une intensité constante :

- soit un flux apparent F_a différent de F (σ étant connue),
- soit une section efficace σ_a différente de σ (F étant connu).

Le facteur de correction qu'il faudrait alors apporter pour tenir compte des fluctuations de l'intensité est tel que :

$$f_{\varphi} = \frac{\sigma}{\sigma_a} = \frac{F}{F_a}$$

soit :

$$f_{\varphi} = \frac{(1 - e^{-\lambda T_A}) \cdot e^{-\lambda T_D} \int_0^{T_A} \varphi(t) dt}{\lambda T_A \int_0^{T_A} \varphi(t) e^{\lambda t} dt \cdot e^{-\lambda (T_A + T_D)}} \quad (I.9)$$

Avec $I(t) = \alpha \varphi(t)$ et en appelant M le résultat intégré de la mesure donné par le moniteur d'intensité :

$$\text{soit} \quad M = \int_0^{T_A} I(t) dt$$

le facteur f_{φ} devient :

$$f_{\varphi} = \left(\frac{1 - e^{-\lambda T_A}}{\lambda T_A} \right) \frac{M}{e^{-\lambda T_A} \int_0^{T_A} I(t) e^{\lambda t} dt}$$

ou encore

$$f_{\varphi} = \left(\frac{e^{\lambda T_A} - 1}{\lambda T_A} \right) \frac{M}{\int_0^{T_A} I(t) e^{\lambda t} dt} \quad (I.10)$$

On donne souvent la valeur trouvée pour ce facteur : une valeur très voisine de l'unité indique que les variations d'intensité ont été faibles et qu'en conséquence les erreurs, dues aux approximations faites pour estimer les intégrales des expressions (I.7) ou (I.8), sont négligeables.

Pour calculer ces intégrales, on doit recourir à des méthodes numériques ou graphiques si la fonction $I(t)$ est obtenue à partir de l'enregistrement en continu du courant délivré par le moniteur d'intensité (cas d'une chambre d'ionisation fonctionnant en courant, par exemple).

On peut aussi remplacer la durée totale T_A de l'exposition en un nombre suffisant d'intervalles, égaux ou non, de manière qu'à l'intérieur de chaque créneau l'intensité puisse être considérée comme constante. Cet histogramme est construit à postériori si l'on dispose de l'enregistrement graphique de la fonction $I(t)$. On peut également exploiter un fac-similé numérique obtenu par échantillonnage à intervalles réguliers de la valeur instantanée du courant ou par prélèvements successifs de la mesure intégrée pendant chacun de ces intervalles. La durée de ces derniers, fixée a priori, doit être choisie suffisamment courte, compte tenu des variations de l'intensité, de la période radioactive et de la durée d'activation..

Soit un fractionnement en n parties de la durée totale T_A d'une exposition continue. En appelant T_{Aj} la durée du segment j et en admettant que l'intensité y est constante :

$$\text{c'est-à-dire que } \varphi_j(t) = \varphi_j \quad \text{donc} \quad I_j(t) = I_j$$

la relation (I.5) devient :

$$A(T_A, T_D) = n_0 \sigma \sum_{j=1}^n \varphi_j (1 - e^{-\lambda T_{Aj}}) \left[\exp - \lambda \left(\sum_{k=j+1}^n T_{Ak} \right) \right] e^{-\lambda T_D} \quad (I.11)$$

En faisant apparaître les sommes suivantes :

$$F = \sum_{j=1}^n \varphi_j T_{Aj}$$

$$M = \sum_{j=1}^n I_j T_{Aj}$$

et en rappelant qu'on a : $I_j = \alpha \varphi_j$ et $M = \alpha F$,

on obtient :

$$A(T_A, T_D) = n_0 \sigma F \sum_{j=1}^n \frac{I_j}{M} (1 - e^{-\lambda T_{Aj}}) \left[\exp - \lambda \left(\sum_{k=j+1}^n T_{Ak} \right) \right] e^{-\lambda T_D} \quad (I.12)$$

Dans le cas où c'est la valeur intégrée ($I_j T_{Aj}$) qui est prélevée pour chaque intervalle, on remplace bien sûr :

$$\frac{I_j}{M} (1 - e^{-\lambda T_{Aj}}) \quad \text{par} \quad \frac{(I_j T_{Aj})}{M} \left(\frac{1 - e^{-\lambda T_{Aj}}}{T_{Aj}} \right)$$

dans l'expression ci-dessus.

1.2.4 - Activité induite dans une irradiation intermittente / 5 /

On considère une exposition comprenant un nombre n de cycles irréguliers, chacun d'eux étant constitué d'une phase d'activation de durée T_{Aj} suivie d'un temps de désactivation T_{Dj} avant le début du cycle suivant. Le flux de particules est supposé constant à l'intérieur de chaque phase d'activation :

$$\varphi_j(t) = \varphi_j$$

En appelant T_j le temps séparant le début du cycle j de la fin du cycle n , soit :

$$T_j = \sum_{i=j}^n (T_{Ai} + T_{Di})$$

l'activité en fin d'exposition est donnée par :

$$A_n = n_0 \sigma \sum_{j=1}^n \varphi_j (e^{\lambda T_{Aj}} - 1) e^{-\lambda T_j} \quad (I.13)$$

Si le flux de particules est émis de manière pulsée au cours de cycles réguliers, avec les caractéristiques suivantes :

T_{Aj}	= δ	durée d'émission à chaque pulse
$T_{Aj} + T_{Dj}$	= Δ	période de récurrence des pulses
$\varphi_j(t)$	= φ_j	intensité constante à l'intérieur d'un pulse, mais variable d'un cycle à l'autre.

l'activité après un nombre p de cycles est alors donnée par :

$$A_p = n_0 \sigma (e^{\lambda \delta} - 1) \sum_{j=1}^p \varphi_j e^{-\lambda(p-j+1)\Delta} \quad (I.14)$$

qui s'écrit aussi :

$$A_p = n_0 \sigma (1 - e^{-\lambda \delta}) e^{-\lambda(\Delta-\delta)} \sum_{j=1}^p \varphi_j e^{-\lambda(p-j)\Delta} \quad (I.15)$$

Le terme $e^{-\lambda(\Delta-\delta)}$ disparaît si on exprime l'activité à la fin du dernier pulse et non plus à la fin du dernier cycle complet comme ci-dessus. En continuant d'appeler l'activité A_p , elle est donnée alors par :

$$A_p = n_0 \sigma (1 - e^{-\lambda \delta}) \sum_{j=1}^p \varphi_j e^{-\lambda(p-j)\Delta} \quad (I.16)$$

Dans l'hypothèse, rarement rencontrée en pratique, où l'intensité conserve la même valeur φ pour tous les pulses de rayonnement, l'activité à la fin de p cycles complets est :

$$A_p = n_0 \sigma (1 - e^{-\lambda \delta}) e^{-\lambda(\Delta-\delta)} \frac{1 - e^{-\lambda p \Delta}}{1 - e^{-\lambda \Delta}} \quad (I.17)$$

Quand p tend vers l'infini, la fraction de la relation précédente tend vers la valeur asymptotique $(1 / (1 - e^{-\lambda \Delta}))$.

Pour déduire d'une mesure par activation dans un faisceau pulsé non constant le nombre total de particules reçues pendant l'exposition, on introduit maintenant dans les expressions précédentes les définitions suivantes :

- à un nombre ϕ_j de particules contenu dans le pulse j de durée δ correspond

$$\text{l'intensité } \varphi_j = \frac{\phi_j}{\delta} ;$$

- le nombre total de particules dans p pulses est $F = \sum_{j=1}^p \phi_j ;$

- la variation relative de l'intensité est donnée par l'indication M_j d'un mesureur, intégré sur la durée du pulse, proportionnelle à ϕ_j ($M_j = \alpha \phi_j$) ;
- pour ce moniteur, on peut disposer, en fin d'exposition, de la somme :

$$S_M = \sum_{j=1}^p M_j, \text{ soit } S_M = \alpha F.$$

L'expression (I.16), que nous retiendrons par la suite, devient alors :

$$A_p = n_0 \sigma \frac{1 - e^{-\lambda \delta}}{\delta} F \sum_{j=1}^p \frac{M_j}{S_M} e^{-\lambda (p-j) \Delta} \quad (I.18)$$

C'est sur cette observation d'ordre pratique que nous terminerons ce paragraphe, observation concernant les mesures par activation de carbone effectuées de façon routinière auprès d'un synchrotron. On considère alors le plus souvent que l'intensité du faisceau délivré est stable (le non respect de cette hypothèse a d'autant moins d'incidence que l'irradiation est de courte durée devant la période du radionucléide, ce qui est le cas envisagé ci), et on se contente de relever la durée totale de l'exposition, en temps d'horloge, sans se préoccuper des valeurs de δ et de Δ , pour appliquer la relation d'activation valable dans un flux continu constant (relation I.4).

Le flux apparent F_a (ou ϕ_a) trouvé avec cette procédure simplifiée, si l'intensité est bien constante, est lié au flux réel F (ou ϕ) par :

$$\frac{F}{F_a} = \frac{\delta (1 - e^{-\lambda \Delta})}{\Delta (1 - e^{-\lambda \delta})}$$

Ce rapport dépasse l'unité de moins de 0,1 % dans le cas du ^{11}C de période 20,4 minutes, d'un pulse de durée 0,1 seconde et d'une période de répétition de 3 secondes, qui sont des valeurs types pour le synchrotron SATURNE.

Quand on souhaite un maximum de précision et pour des durées d'exposition de 10 à 15 minutes, comme c'est le cas lors de mesures des sections efficaces, on doit tenir compte naturellement des fluctuations de l'intensité du faisceau.

I.3 - MESURE DE L'ACTIVITE DU ^{11}C

I.3.1 - Caractéristiques radioactives du ^{11}C / 6, 7 /

Le Carbone 11 est un radionucléide qui se désintègre par émission β^+ pour former du ^{11}B : $^{11}\text{C} (\beta^+) ^{11}\text{B}$. Avec une très faible probabilité, il peut y avoir aussi désintégration par capture d'électrons K : le rapport de la capture électronique à l'émission β^+ est de 0,23 %.

On admettra donc le taux de 0,99/7 β^+ par désintégration pour les calculs d'activité.

L'énergie maximale du spectre des β^+ est égale à 0,961 MeV.

Les valeurs données pour la période de désintégration du ^{11}C varient entre $(20,40 \pm 0,04)$ minutes et $(20,38 \pm 0,02)$ minutes / 6, 7, 8 /.

On a admis une période de décroissance :

$$T_{1/2} = 20,39 \text{ mn}$$

soit une constante radioactive

$$\lambda = 3,40.10^{-2} \text{ mn}^{-1}$$

avec une erreur relative de 0,2 %.

I.3.2 - Comptage β de cibles autoabsorbantes / 9, 10, 11 /

- Correction d'autoabsorption

Les rayonnements ayant un faible parcours dans la matière (le parcours maximal des β^+ du ^{11}C est voisin de 500 mg/cm^2 dans le graphite) subissent une absorption importante au sein même de la source qui les émet.

La correction d'autoabsorption peut se faire en considérant que l'absorption suit une loi exponentielle caractérisée par un coefficient d'absorption massique.

On désigne par :

- A l'activité totale de la cible (désintégrations par seconde)
- β le nombre de β émis par désintégration
- x_T l'épaisseur de la cible (g/cm^2)
- μ le coefficient d'absorption massique (cm^2/g)

et on considère une tranche d'épaisseur dx située à la profondeur x sous la surface présentée au compteur.

La contribution de cette tranche au taux total d'événements détectés par le compteur supposé idéal (bruit de fond et temps mort nuls) est :

$$dN_e = \epsilon_\beta(x) R(x) \frac{A\beta}{x_T} e^{-\mu x} dx$$

où

- $\epsilon_\beta(x)$ est l'efficacité globale du compteur pour une source non auto-absorbante occupant la position de la tranche dx (cette efficacité comprend le facteur purement géométrique, l'absorption dans l'air et la fenêtre du compteur, l'efficacité intrinsèque du compteur) ;
- $R(x)$ est le facteur de rétrodiffusion qui modifie la contribution de la tranche dx en augmentant la proportion des β émis en direction du compteur.

Du fait de l'absorption, l'épaisseur "utile" de la cible est très faible et on peut admettre que l'efficacité est constante ($\epsilon_\beta(x) = \epsilon_\beta$) et égale à celle pour $x = 0$, même pour une géométrie proche de 2π . Quant au coefficient de rétrodiffusion, il atteint rapidement une valeur limite appelée coefficient de rétrodiffusion à saturation (pour $x_T - x$ voisin de $1/5$ du parcours) et on admet donc $R(x) = R$.

Dans ces conditions le taux total d'événements détectés par le compteur est :

$$N_e = \frac{A\beta}{x_T} R \epsilon_\beta \int_0^{x_T} e^{-\mu x} dx$$

$$\text{ou} \quad N_e = A \, g \, R \, \epsilon_g \frac{1 - e^{-\mu x_T}}{\mu x_T} \quad (I.19)$$

L'activité exprimée au paragraphe précédent se calcule donc au moyen de la relation suivante :

$$A = \frac{N_e}{\epsilon_g \, R \, g} \left(\frac{\mu x_T}{1 - e^{-\mu x_T}} \right) \quad (I.20)$$

Le terme entre parenthèses est le facteur de correction d'auto-absorption. Pour une épaisseur suffisamment grande - dite infinie -, ce facteur se réduit à μx_T ce qui revient à dire que tout se passe, vu du compteur, comme pour une source sans autoabsorption dont l'épaisseur (en g/cm^2) serait égale à $\frac{1}{\mu}$).

Le nombre d'événements enregistré ne dépend plus alors que de l'activité par unité de masse de la cible.

Pour le ^{11}C émis par une cible de carbone, on utilise les valeurs suivantes des coefficients d'autoabsorption et de rétrodiffusion / 10 / :

$$\begin{aligned} \mu &= 15 \, \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \\ R &= 1,15 \end{aligned}$$

- Dispositif de mesure utilisé

La cellule de comptage g comprend un compteur de mesure à circulation de gaz Argon (90 %) - Méthane (10 %) fonctionnant en régime proportionnel et possédant une fenêtre mince ($0,9 \, \text{mg/cm}^2$) de 80 mm de diamètre. Un compteur de garde couvrant largement ce compteur de mesure est mis en anticoïncidence avec lui de manière à réduire le bruit de fond qui peut descendre ainsi de 40 impulsions par minute jusqu'à 2 impulsions par minute sous 5 cm de Plomb sélectionné.

L'efficacité du compteur en fonction de l'énergie maximale des β a été déterminée de la manière décrite dans la référence / 10 / au moyen de

sources étalonnées ponctuelles ou étendues. Pour les 8 du ^{11}C , l'efficacité ϵ_g (pratiquement le facteur géométrique) est égale à 40 % environ. La géométrie source-compteur est fixe.

L'ensemble de comptage (compteur et électronique associée) est affecté d'un temps mort égal à 20 μs , qui se situe un ordre de grandeur au-dessous de celui des compteurs Geiger-Müller et un ordre de grandeur au-dessus de celui des compteurs à scintillations.

Les valeurs du bruit de fond et du temps mort d'une part, les possibilités d'intervenir au niveau du choix de la durée d'irradiation et du délai d'attente avant comptage d'autre part, conditionnent en grande partie l'étendue des mesures réalisables avec ce dispositif. Pour fixer les idées, il permet de mesurer sans problèmes particuliers et avec une précision acceptable, les faisceaux d'intensité comprise entre 10^5 et 10^{11} à 10^{12} particules par seconde.

Les cibles utilisées pour ces mesures sont des disques de graphite de grande pureté (99,995 %) à structure très fine dont la masse volumique est voisine de $1,8 \text{ g/cm}^3$. Les disques, dont le diamètre peut atteindre jusqu'à 80 mm, ont une épaisseur standardisée égale à 5 mm. Cette épaisseur peut être considérée comme infinie, l'épaisseur "utile" $\frac{1}{\mu}$ étant ici égale à 0,37 mm.

Du fait de la dynamique couverte très suffisante, de la simplicité de mise en oeuvre allée à une grande sûreté (pas de pesée des cibles, pas de défaut d'uniformité de l'épaisseur à craindre, électronique associée simple et très stable ne nécessitant pas de réglage préalable), cette méthode de comptage très fiable a été retenue pour effectuer les mesures des intensités des faisceaux à SATURNE de manière routinière.

Des comparaisons avec d'autres méthodes de mesure d'activité ont naturellement été faites, car on pouvait craindre que les incertitudes liées aux coefficients d'autoabsorption et de rétrodiffusion entraînent une erreur résultante trop élevée. En effet, les valeurs de ces coefficients ont été obtenues à partir de relations empiriques établies pour certaines conditions de mesure (géométrie, type de compteur, épaisseur de la fenêtre) et donc sujettes à variations en cas de changement de ces conditions.

On a pu comparer, en irradiant des empilements de cibles appropriées ou en comptant d'une autre manière une même cible, les activités obtenues par les trois méthodes suivantes :

- comptage α de cibles épaisses en graphite,
- comptage γ de cibles en graphite ou de scintillateurs,
- comptage des scintillations internes dans un scintillateur-cible.

Un bon accord entre ces trois méthodes de comptage a été obtenu. L'écart maximal n'excédant pas 3 %.

Récemment, des mesures de la section efficace absolue de diffusion élastique de protons sur le carbone ont été faites à 450, 800 et 1 000 MeV au SPES I à SATURNE II * . Par comptage des protons diffusés, il est alors possible de remonter au flux primaire du faisceau intense incident. En comparant le flux de protons trouvé par cette méthode de mesure absolue, maintenant applicable sur ce spectromètre et le flux trouvé dans le même temps par activation de cibles épaisses de graphite, on constate un excellent accord entre les deux valeurs qui diffèrent de moins de 3% à 800 MeV. *

I.3.3 - Comptage des scintillations produites dans un scintillateur actif

Lorsqu'un scintillateur organique solide (92 % de carbone en poids) a été irradié, l'activité du ^{11}C qui y a été produit peut être mesurée en couplant simplement cette cible à un photomultiplicateur pour y détecter les scintillations créées par les g^+ du ^{11}C .

Le milieu "source" et le milieu "détecteur" étant ici confondus, on obtient dans ce cas, du fait de l'absence d'effet d'absorption - celle des photons lumineux est négligeable -, des efficacités de détection très élevées qui dépassent 90 % ou atteignent près de 100 % suivant les conditions de mesure. Ces valeurs d'efficacité pour des cibles épaisses sont comparables à celles des compteurs proportionnels dits 4π à mais valables là pour des cibles très minces.

* T. BAUER Communication privée

De tels rendements de détection rendent cette technique attrayante pour certaines applications telles la mesure de faibles flux de neutrons de haute énergie basée sur la réaction $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$ (emploi de gros scintillateurs) / 12 / ou la mesure de l'activité induite par des faisceaux de faible intensité (détermination des sections efficaces de production du ^{11}C ou mesure de ces faibles faisceaux) / 2, 13 /.

C'est précisément pour effectuer les mesures des sections efficaces de formation du ^{11}C dans le carbone présentées dans ce travail que nous avons été conduits à utiliser cette méthode et à installer deux ensembles de comptage semblables à celui décrit par J. RADIN / 14 /.

Sur la photocathode d'un photomultiplicateur 56 DVP est collé au ciment optique un mince guide de lumière en plexiglass ayant la forme d'une coupelle très plate avec un diamètre de 42 mm, un fond de 2 mm d'épaisseur et un rebord haut de 1 mm. Le guide a pour fonction d'assurer le centrage du scintillateur lors de sa mise en place et de contenir les quelques gouttes de glycérine utilisées pour assurer un bon couplage optique. Cette mise en place du scintillateur venant d'être irradié est effectuée sous un éclairage inactinique (écran Kodak n° 2) pour réduire les effets d'excitation de la photocathode (dérive de gain du PM par exemple).

La cible, le guide et l'extrémité du PM sont ensuite recouverts par un habillage de feuilles d'aluminium afin d'assurer une bonne collection des photons lumineux.

L'ensemble est abrité dans un chateau de plomb cylindrique ayant 5 cm d'épaisseur qui est étanche à la lumière.

Le signal issu d'un photomultiplicateur est traité par une chaîne électronique classique comprenant : préamplificateur, amplificateur, discriminateur et échelle de comptage.

Le seuil de discrimination est réglé et contrôlé au moyen d'une source d'Américium 241 et d'un analyseur d'amplitude. Cette source émet principalement deux raies X à 13,9 keV (13,3 %) et 17,8 keV (19,3 %) et des photons de 59,5 keV (35,7%) /7/.

Le large pic photoélectrique apparaissant facilement et qui correspond à l'absorption totale des photons de basse énergie dans le scintillateur, sert à caler le seuil de détection à l'énergie de 16 keV (énergie - moyenne pondérée des raies X). Le pic photoélectrique due aux photons de 59,5 keV apparaît plus difficilement, du fait de la diminution rapide des sections efficaces pour l'effet photoélectrique quand l'énergie augmente (le rapport des nombres d'impulsions aux sommets des pics est égal à 125). Cet étalonnage en énergie peut être vérifié à l'aide d'autres sources : ^{106}Cd (22 et 88 keV), ^{113}Sn (24 keV) par exemple.

Les efficacités de détection du dispositif ont été déterminées pour ces deux seuils de coupure en énergie (16 et 60 keV) à partir de mesures absolues de l'activité effectuées par la méthode des coïncidences $\beta\gamma$ (voir Chapitre II).

Pour un scintillateur de 3 mm d'épaisseur, l'efficacité ϵ_β est égale à 93 % au seuil de 60 keV et à 99 % au seuil fixé à 16 keV.

Le bruit de fond est d'une quinzaine d'impulsions par minute avec un scintillateur de 3 mm d'épaisseur et le temps mort de la chaîne de comptage est égal à 3 μs . Compte tenu de ces valeurs et de celle de l'efficacité de détection, on peut mesurer normalement l'activité induite par des faisceaux dont l'intensité est comprise entre quelques 10^3 particules par seconde et plusieurs 10^9 p/s.

Avec cette méthode de mesure, le taux d'événements détectés N_e et le taux d'événements réellement produits A sont simplement liés par la relation :

$$A = \frac{N_e}{\epsilon_\beta \cdot \beta} \quad (1.21)$$

1.3.4 - Comptage des photons d'annihilation

Puisque le ^{11}C est émetteurs β^+ , il est facile de mesurer l'activité de cibles en détectant les photons d'annihilation.

Le choix de la nature des cibles n'est dans ce cas pas restreint : graphite, scintillateur, polystyrène ou polyéthylène. Leur épaisseur peut être

très variable mais on se trouve limité pour les cibles minces par les problèmes d'homogénéité de cette épaisseur et surtout, dans le cas des matériaux plastiques, par les pertes d'activité dues à la formation de gaz marqués au ^{11}C pouvant diffuser hors de la cible / 2, 3 /. Les cibles de fortes épaisseurs - plusieurs mm à quelques cm - peuvent être utilisées. La correction d'absorption reste faible dans ce cas (le coefficient d'atténuation massique dans le carbone des photons de 0,511 MeV est égal à $8,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$). Par contre, une correction doit être appliquée pour tenir compte de la production de particules secondaires dans la cible ; cette correction est proportionnelle à l'épaisseur et ne peut être faite avec beaucoup de précision.

Des scintillateurs NaI(Tl) de 76 x 76 mm et 102 x 102 mm sont utilisés pour les mesures. Ces sondes ont été étalonnées à l'aide de sources étalons. Une source de ^{85}Sr émettant des photons de 0,514 MeV s'avère très utile. L'activité peut être mesurée soit par comptage total au-dessus d'un seuil fixé par exemple à 50 keV, soit par comptage des événements situés dans une fenêtre centrée sur le pic photoélectrique de 0,511 MeV. La cible doit être placée entre deux écrans destinés à localiser l'annihilation des β^+ à son niveau.

Les efficacités sont de quelques pour cent pour une source située à une dizaine de cm des sondes, donc du même ordre que l'efficacité globale de comptage β de cibles épaisses.

Les bruits de fond sont voisins de quelques centaines d'impulsions par minute en comptage total et de plusieurs dizaines d'impulsions par minute en sélecteur de bande. Ces chiffres montrent qu'on ne peut attendre de la méthode de comptage γ des performances améliorées par rapport à la méthode de comptage β quant à l'étendue et aux valeurs extrêmes de la gamme des mesures. Comme elle est d'une mise en oeuvre plus complexe (pesée des cibles, réglage du gain, du seuil ou de la largeur de bande, contrôle des dérives en l'absence de stabilisateur de spectre), nous ne l'utilisons pas pour les mesures de routine.

Pour mémoire, nous citerons la méthode de mesure par coïncidences $\gamma\text{-}\gamma$ applicable avec le ^{11}C . Elle présente l'intérêt de permettre une mesure absolue de l'activité, c'est-à-dire ne nécessitant pas d'étalonnage préalable.

I.3.5 - Corrections de comptage

Pour obtenir le taux réel d'événements à partir du nombre d'événements effectivement enregistrés par un compteur, on doit tenir compte :

- des pertes de comptage dues au temps mort,
- de la décroissance de l'activité pendant la durée du comptage,
- de l'existence d'un mouvement propre.

Les corrections dues à ces effets peuvent être associées / 15 /.

Soit :

N_e le taux réel d'événements dus à la source seule au début de la mesure (bruit de fond exclu),

T_c la durée de cette mesure,

C le nombre total d'impulsions enregistrées pendant T_c , bruit de fond inclu,

$\frac{C}{T_c}$ le taux de comptage moyen observé durant T_c ,

B le taux de comptage, constant, dû au mouvement propre,

τ le temps mort du dispositif de comptage.

Le taux réel N_e en début de la mesure est donné par la relation suivante / 15 / :

$$N_e = \frac{1 + \tau B}{\tau} \left(\frac{e^x - e^{-\lambda T_c}}{1 - e^x} \right) \quad (I.22)$$

avec $x = \left(1 - \frac{\tau C}{T_c}\right) (1 + \tau B) \lambda T_c$

Une bonne approximation est donnée par :

$$N_e = \left(\frac{C}{T_c} - \tau C - B \right) \left(\frac{\lambda T_c}{1 - e^{-\lambda T_c}} \right) (1 + k) \quad (I.23)$$

où k est approximativement égal à :

$$k = \frac{\tau C (\lambda T_c)^2}{12 T_c}$$

Dans l'expression (I.23) le premier facteur entre parenthèses représente la correction des pertes de comptage pour un temps mort de type non cumulatif et le deuxième facteur entre parenthèses tient compte de la décroissance pendant le temps de comptage.

Pour estimer la valeur du temps mort, il est préférable d'utiliser une méthode de mesure dynamique, basée sur l'analyse d'une courbe de décroissance d'un radionucléide de période bien connue (^{56}Mn , ^{11}C) / 16, 17, 18 /. Cette méthode permet en plus de préciser l'étendue de la gamme des taux de comptage à l'intérieur de laquelle la correction peut effectivement être faite sous la forme envisagée et avec la valeur de temps mort trouvée / 17 /.

CHAPITRE II

BASES DE LA METHODE DE MESURE DES
SECTIONS EFFICACES D'ACTIVATION

Dans ce deuxième chapitre, nous rappelons d'abord comment peuvent être corrigées les pertes de comptage dues au temps mort d'un télescope de compteurs à scintillations utilisé pour dénombrer les particules dans un faisceau.

L'étalonnage du dispositif de mesure de l'activité du ^{11}C , effectué au moyen de la méthode des coïncidences $\beta\gamma$, est ensuite décrit.

II.1 - LE CHOIX DES TECHNIQUES

Pour déterminer une section efficace d'activation, il faut mesurer, d'une part, le flux de particules incidentes et, d'autre part, l'activité induite dans la cible par ce flux. La précision de cette détermination dépend bien sûr de la précision qu'il est possible d'atteindre lors de la mesure de chacune de ces deux grandeurs.

II.1.1 - Mesure du flux incident

Les techniques de mesure absolue du flux sont peu nombreuses et ont toutes leurs contraintes ou limites. Les cylindres de Faraday doivent collecter la totalité des charges du faisceau primaire ainsi que les charges des particules secondaires créées par la cascade hadronique et la cascade électromagnétique. Ils sont, de ce fait, utilisés à basse énergie et généralement avec des faisceaux de forte intensité (c'est pratiquement la seule méthode qui a été utilisée pour obtenir les sections efficaces de la réaction $\text{C}(p, X)^{11}\text{C}$ en-dessous de 400 MeV). De récents essais ont été faits pour tester l'efficacité de ce type de mesureur avec des protons de 500 MeV / 19 / et de 800 MeV / 20 /.

Les transformateurs de courant à tores de ferrites sont réservés à la mesure de l'intensité des faisceaux délivrés en pulses de très courte durée ;

ils ne sont pas adaptés aux faisceaux des synchrotrons à protons mais plutôt à ceux fournis par les accélérateurs linéaires ou les synchrocyclotrons.

Avec des faisceaux de faible intensité, on peut recourir aux méthodes permettant de dénombrer une à une les particules incidentes. Deux techniques sont utilisées ; elles ont contribué à part égale aux déterminations des sections efficaces de la réaction $C(p,X)^{11}C$ au-dessus de 500 MeV.

La première technique consiste à dénombrer au microscope les traces enregistrées dans une émulsion nucléaire (voir par exemple les références / 14 / - alphas de 920 MeV et / 21 / - ^{14}N de 3,78 GeV). La densité des traces ne doit pas dépasser 10^7 traces par cm^2 environ ; une répartition spatiale uniforme est souhaitable pour réduire le nombre des échantillonnages, la répartition des particules incidentes dans le temps pouvant être quelconque.

Dans la seconde méthode, les particules sont détectées une par une avec des compteurs à scintillations. Les caractéristiques des ensembles de comptage actuels, très performants (photomultiplicateurs, discriminateurs, échelles), permettent d'enregistrer des taux d'impulsions pouvant atteindre quelques 10^6 impulsions par seconde. Cependant, l'étude des pertes de comptage dues au temps mort des dispositifs doit être faite avec soin ; en effet, l'existence de cycles utiles et de structures en temps peu favorables qui affectent les faisceaux des accélérateurs complique quelque peu la correction de ces pertes et en limite la précision.

Le principal avantage qu'offre cette technique sur celle des émulsions tient à ce que la mesure du flux est instantanée au lieu d'être différée et fastidieuse. Aucun frein n'empêche alors de multiplier les expositions et de varier les conditions de mesure, dans le but d'améliorer la précision finale.

Le comptage direct des particules dans le faisceau à l'aide d'un télescope de détecteurs à scintillations est donc maintenant souvent choisi lors de déterminations de sections efficaces d'activation / 22, 23, 24 /. C'est le procédé que nous avons utilisé à SATURIE pour mesurer le nombre d'ions dans les faisceaux de 2H , 3H et 4He . Le télescope est constitué de

deux compteurs mis en coïncidence pour fournir la valeur du flux traversant les scintillateurs. La correction des pertes par temps mort sera discutée au paragraphe suivant.

II.1.2 - Mesure de l'activité induite

Le choix de la cible de carbone et du dispositif de mesure de son activité doit tenir compte du niveau susceptible d'être atteint par cette activité ; il est donc lié à l'intensité du faisceau. Aux énergies intermédiaires et hautes, seules les faibles intensités peuvent être mesurées de façon absolue. On emploie alors toujours un scintillateur plastique comme cible de carbone : le comptage des scintillations qui y sont produites par les β^+ du ^{11}C peut être fait avec une grande efficacité, ce qui est nécessaire pour mesurer avec suffisamment de précision la faible activité induite. Cette technique de mesure a été décrite au paragraphe 3 du Chapitre I. Le fait que cette efficacité soit grande (supérieure à 90 %) permet d'effectuer, dans de bonnes conditions, c'est-à-dire avec des corrections et des erreurs minimales, une mesure directe du taux de désintégration du ^{11}C par coïncidences entre les β^+ et les photons d'annihilation. C'est justement d'une telle mesure, effectuée avec une cible suffisamment active, que l'on peut déduire la valeur précise de l'efficacité de comptage β . Cet étalonnage est décrit par la suite (paragraphe II.3).

II.2 - CORRECTION DES PERTES DE COMPTAGE D'UN TELESCOPE DUES AU TEMPS MORT

II.2.1 - Par une mesure des coïncidences fortuites

On considère un télescope comprenant deux compteurs alignés (A et B). L'électronique associée permet de constituer les voies de comptage suivantes :

- comptage des impulsions simples issues de A et de B.
- comptage des coïncidences directes (promptes) entre A et B.
- comptage des coïncidences accidentelles entre les impulsions de A et celles de B préalablement déphasées par l'introduction d'un retard sur cette voie.

Ce télescope est destiné à compter les particules du faisceau extrait d'un accélérateur. Le cycle utile de cet accélérateur est faible et la répartition des particules pendant la durée du déversement est mal connue. Ce déversement est exempt de microstructures. La section droite du faisceau, l'écartement des compteurs et l'épaisseur des scintillateurs sont tels qu'on obtient pratiquement l'égalité entre les comptages simples et les coïncidences directes (dans nos expériences, les écarts relatifs sont restés inférieurs à 0,5 % la plupart du temps).

La correction des pertes par temps mort de la voie des coïncidences directes peut être estimée à partir de la proportion de coïncidences fortuites enregistrées. Les paramètres importants de la voie directe et de la voie retardée intervenant pour cette correction (temps mort, temps de résolution) sont mesurés soit sur des courbes donnant les coïncidences en fonction du retard entre les impulsions simples, soit à l'aide de générateurs d'impulsions. La forme de ces courbes de retard, dites aussi courbes de résolution, est calculable point par point (voir par exemple / 25 /).

Les expressions tenant compte de cette correction dans le cas d'un "flux pulsé" sont dérivées des expressions correspondantes valables dans un "flux continu" qui sont connues / 26 /.

Dans ce qui suit, les lettres minuscules sont utilisées en flux continus pour désigner des taux de comptage (ou des particules par seconde), les lettres majuscules sont employées en flux pulsés pour désigner des nombres d'impulsions ou de particules, intégrés sur la durée d'un cycle (ou sur une durée quelconque). Soient :

- φ le nombre réel de particules incidentes par seconde.
- n_{AB} le nombre de coïncidences par seconde, observé dans la voie directe (n_A, n_B les impulsions des voies A et B).
- n_D le nombre de coïncidences par seconde observé dans la voie retardée.
- ϕ, N_{AB}, N_D (ainsi que N_A, N_B) les quantités dérivées des précédentes, intégrées pendant la durée d'un pulse de déversement de l'accélérateur.
- τ le temps mort du télescope ($\tau_A = \tau_B = \tau_D = \tau$).

- θ_D le temps de résolution de la voie des coïncidences retardées (somme des largeurs d'impulsions à l'entrée du sélecteur de coïncidences).
- D le délai intervenant dans cette dernière voie.
- δ la durée d'un pulse de déversement, supposé "rectangulaire" (taux de déversement des particules constant pendant cette durée δ).

Pour $D > \tau$ (et δ demeurant très grand devant ces temps), le nombre de coïncidences fortuites est donné en première approximation par :

$$n_D = \theta_D n_A n_B \quad \text{en flux continu} \quad (+) \quad (II.1)$$

et
$$N_D = \theta_D \frac{N_A N_B}{\delta} \quad \text{en flux pulsé} \quad (II.2)$$

Comme on a dans notre cas les nombres N_A , N_B et N_{AB} très peu différents, on arrive à la série suivante d'égalités donnant le rapport R des impulsions observées dans la voie retardée et la voie directe :

$$\frac{n_D}{n_{AB}} = \frac{N_D}{N_{AB}} = \theta_D n_{AB} = \theta_D \frac{N_{AB}}{\delta} = R \quad (II.3)$$

Si le taux de déversement varie pendant δ , il intervient un facteur de structure f_s qui tient compte globalement de la contraction de l'intervalle moyen séparant les impulsions, égal à $\frac{\delta}{f_s \cdot N_{AB}}$. Il faut donc remplacer δ

dans les expressions précédentes par la durée "effective" du déversement (inconnue en principe) :

$$\delta_e = \frac{\delta}{f_s}$$

(+) Si les suites d'impulsions n_A et n_B suivent une loi de Poisson, le nombre moyen de coïncidences fortuites par unité de temps est :

$$n_D = n_A (1 - e^{-\theta_D n_B}) \approx \theta_D n_A n_B$$

Au passage, notons que si le temps de résolution θ_D est connu, on peut déduire d'une simple mesure du rapport R en flux pulsé la durée effective du déversement ainsi que l'intensité équivalente d'un flux continu (qui donnerait le même rapport R et la même proportion de pertes par temps mort). On remarquera que l'évaluation du facteur de structure qui pourrait être faite le serait uniquement en fonction du choix arbitraire de δ : largeur à mi-hauteur d'un déversement triangulaire ou gaussien, largeur à la base d'un déversement trapézoïdal, ou quasi-rectangulaire, etc...

L'efficacité du circuit de coïncidence étant égale à 1, le nombre de particules incidentes dérive directement du nombre de coïncidences enregistrées corrigé des pertes. Suivant le type de temps mort considéré / 26 /, le nombre de particules incidentes donné en flux continu par :

$$\varphi = \frac{n_{AB}}{1 - \tau n_{AB}} \quad (II.4)$$

ou par

$$\varphi = n_{AB} \cdot e^{\tau \varphi} \quad (II.5)$$

est donné dans le cas d'un flux pulsé par l'une ou l'autre des relations suivantes :

$$\varphi = \frac{N_{AB}}{1 - \frac{\tau N_{AB}}{\delta e}} \quad (II.6)$$

$$\text{ou} \quad \varphi = N_{AB} e^{\tau \varphi / \delta e} \quad (II.7)$$

Cette dernière expression sera calculée par itération en partant de la valeur approchée pour φ donnée par

$$\varphi_1 = N_{AB} e^{\tau N_{AB} / \delta e} \quad \text{pour arriver à} \quad \varphi_j = N_{AB} e^{(\tau \varphi_{j-1}) / \delta e} \quad (II.8)$$

En posant : $k = \frac{\tau}{\theta_D}$, le terme inconnu $\frac{\tau}{\delta e} N_{AB}$ peut être remplacé dans ces expressions par kR , qui est connu dès que τ et θ_D sont correctement évalués puisque $R (= N_D / N_{AB})$ est mesuré.

On remarquera que cette méthode de correction est insensible à la structure du déversement (sauf aux structures causées par la haute fréquence accélératrice dont la période serait inférieure à D) du fait que cette structure se répercute de la même façon sur le nombre de coïncidences fortuites enregistrées et sur la fraction des impulsions perdues par la voie directe :

- pour les coïncidences fortuites :

$$N_D = \frac{f_s}{\delta} \cdot \theta_D \cdot N_{AB}^2$$

- pour les pertes relatives (cas de la relation (II.6) par exemple) :

$$\frac{\phi - N_{AB}}{N_{AB}} = \frac{f_s}{\delta} \cdot \tau \cdot N_{AB}$$

expression égale à kR dans tous les cas.

On observe aussi que les pertes ne peuvent se réduire à la simple quantité N_D comme cela se voit parfois puisqu'elles sont données en fait, dans le cas de l'expression (II.6), par :

$$\phi - N_{AB} = \frac{k}{1 - kR} \cdot N_D$$

La durée effective du déversement et le nombre de particules délivrées étant rarement constants d'un cycle à l'autre, il faudrait en toute rigueur effectuer les corrections de temps mort pulse après pulse. On se contente en fait d'appliquer une correction moyenne sur le nombre total de coïncidences intégrées en un nombre p de pulses durant l'irradiation.

Appelons $S_{AB} (= \sum_{i=1}^p N_{AB_i})$ la somme des coïncidences directes,

$S_D (= \sum_{i=1}^p N_{D_i})$ la somme des coïncidences retardées

et $R = \frac{S_D}{S_{AB}}$.

Si l'on considère l'expression (II.6), le flux intégral corrigé donné par :

$$F = \sum_{i=1}^p \phi_i$$

sera approximé par :

$$F \approx \frac{S_{AB}}{1 - k \bar{R}} \quad (\text{II.9})$$

Si l'on considère l'expression (II.7), le flux intégral corrigé sera calculé par :

$$F_j \approx S_{AB} e^{k \bar{R}_j} \quad (\text{II.10})$$

avec $\bar{R}_j = \bar{R} e^{k \bar{R}_j - 1}$.

Quand l'intensité du faisceau et la durée de son déversement subissent des fluctuations, les corrections effectuées à partir de quantités intégrales restent valables tant que ces fluctuations demeurent faibles (non linéarité des relations (II.6) et (II.7)).

Ce qui précède s'applique aux mesures du télescope prises isolément. En considérant maintenant la relation reliant la section efficace de production du ^{11}C , l'activité de la cible et le flux incident, on va voir que la correction de temps mort effectuée au niveau du flux intégral continue à être valable.

A la fin du dernier pulse d'une irradiation en comportant p , l'activité est donnée par la relation (I.16) :

$$A_p = n_0 \sigma (1 - e^{-\lambda \delta}) \sum_{i=1}^p \frac{\phi_i}{\delta} e^{-\lambda \Delta (p-i)}$$

où, rappelons-le :

A_p est l'activité induite totale, après exposition à un nombre p de pulses.

- n_0 est le nombre de noyaux-cibles.
 δ la durée du déversement, supposée constante.
 ϕ_i / δ le nombre de particules par seconde dans la $i^{\text{ème}}$ pulse, avec ϕ_i déjà défini.
 Δ la période de récurrence des pulses d'éjection.
 λ constante de décroissance du ^{11}C .

En faisant apparaître le flux intégral corrigé F défini précédemment, l'expression ci-dessus s'écrit (voir relation I.18) :

$$A_p = n_0 \sigma \frac{(1 - e^{-\lambda \delta})}{\delta} \quad F = \sum_{i=1}^p \frac{\phi_i}{F} e^{-\lambda \Delta (p-i)}$$

Sous cette forme, on remarque les points suivants :

- la durée choisie pour le déversement intervient peu, tant que le produit $\lambda \delta$ reste très petit devant l'unité (on peut prendre aussi bien δ , δ_e ou à la limite Δ).
- les fluctuations d'intensité, suivies par le rapport ϕ_i / F , peuvent l'être aussi par le rapport d'autres grandeurs proportionnelles à ϕ_i et à F telles que les indications $M_i / \sum_{i=1}^p M_i$ d'un moniteur linéaire quelconque.
- ϕ_i / F peut être remplacé en particulier par N_{ABi} / S_{AB} dans la mesure où les fluctuations d'intensité restent assez faibles pour confondre le facteur de correction du temps mort pour chaque pulse et le même facteur pour la somme S_{AB} .
- c'est justement l'hypothèse ci-dessus qui a été admise pour calculer le flux intégral corrigé F en passant des expressions (II.6) ou (II.7) aux expressions approchées (II.9) ou (II.10).

Ceci étant admis, la correction de temps mort peut être aussi bien faite dans notre cas au niveau du calcul des sections efficaces. La section efficace corrigée de ces effets, σ , est alors donnée par l'une ou l'autre des expressions suivantes :

$$\sigma_a \approx \frac{\sigma}{1 - k R} \quad (II.11)$$

$$\sigma_a \approx \sigma_j e^{k R_j} \quad (II.12)$$

dans lesquelles σ_a est la section efficace apparente, obtenue en n'effectuant pas de correction sur le flux apparent S_{AB} mesuré par le télescope (on rappelle que $\sigma F = \sigma_a S_{AB}$).

Nous avons utilisé cette méthode de correction des pertes par temps mort lors des mesures effectuées dans les faisceaux de deutons, tritons et alphas.

II.2.2 - Par extrapolation à une intensité nulle ou à un temps mort nul

Il est également possible de se passer des informations de la voie des coïncidences retardées pour corriger les pertes par temps mort dans un flux pulsé, à la condition de disposer d'un nombre suffisant de mesures de sections efficaces σ_a réparties sur une gamme adéquate d'intensités pour permettre une extrapolation à intensité nulle.

En effet, gardant l'hypothèse d'une intensité du faisceau relativement stable (c'est-à-dire d'une correction des pertes voisine pour tous les pulses), on peut écrire en partant de l'expression (II.6) par exemple :

$$F = \frac{p}{i-1} \phi_i \approx \frac{S_{AB}}{1 - \frac{\tau}{\delta_e} N_{AB}} \quad (II.13)$$

et par conséquent :

$$\sigma_a \approx \frac{\sigma}{1 - \frac{\tau}{\delta_e} N_{AB}} \quad (II.14)$$

Dans le cas du deuxième type de temps mort, on aura par analogie :

$$\sigma_a \approx \sigma_j e^{-(\tau/\delta_e) (N_{AB})_j} \quad (II.15)$$

$$\text{avec} \quad (N_{AB})_j = N_{AB} e^{-(\tau/\delta_e) (N_{AB})_{j-1}}$$

Dans ces relations :

N_{AB} est le nombre moyen de coïncidences par cycle, observé durant l'irradiation comportant p pulses ($N_{AB} = \frac{S_{AB}}{p}$).

$\frac{N_{AB}}{\delta_e}$ représente l'intensité instantanée équivalente, en impulsions par seconde, qui est inconnue puisque δ_e l'est (on ignore ici l'existence des coïncidences retardées).

Le rapport (τ/δ_e) sera considéré comme un paramètre libre lors de la procédure d'ajustement de (II.14) ou (II.15) aux valeurs expérimentales de σ_a obtenues pour différentes intensités moyennes par cycle N_{AB} .

En plus de la méthode précédente, nous avons utilisé ce procédé d'extrapolation lors des mesures effectuées avec les faisceaux d'ions ^4He .

On peut aussi envisager d'extrapoler à un temps mort nul les comptages enregistrés par plusieurs voies ayant des temps morts imposés différents mais connus. Cette extrapolation a été faite avec les mesures dans les faisceaux de deutons. La relation (II.13) peut en effet se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{1}{S_{AB}} = \frac{1}{F} + \frac{\tau}{p \cdot \delta_e} \quad (II.16)$$

qui est une fonction linéaire de τ .

REMARQUE : Lorsque le déversement du faisceau présente une microstructure importante, la mesure des coïncidences fortuites permet encore de calculer les pertes de comptage sous réserve d'hypothèses sur cette microstructure. Des expressions ont été proposées dans divers cas / 24, 27 /, mais leur vérification s'est avérée difficile / 24 /.

II.3 - MESURE DIRECTE DE L'ACTIVITE INDUITE PAR LA METHODE DES COINCIDENCES α - γ ET DETERMINATION DE L'EFFICACITE DE COMPTAGE β

Nous avons été amenés à faire ces mesures pour les deux raisons suivantes :

- Aucune valeur de l'efficacité de détection (au seuil de 60 keV) n'était disponible dans la littérature pour les cibles de 3-6 et 10 mm d'épaisseur qui ont été utilisées pour nos mesures de sections efficaces. Il existait seulement des résultats pour des scintillateurs d'épaisseur égale à 3,2 mm ou à 25,4 mm et de diamètre parfois différent de celui de nos cibles.
- De nouvelles valeurs non publiées / 28 /, obtenues pour des scintillateurs d'épaisseur comprise entre 1,6 et 6,5 mm étaient proposées, mais s'écartaient de 5 à 6 % des valeurs précédentes.

II.3.1 - Les coïncidences $4\pi \beta^+ - \gamma$ et les corrections / 29, 30, 31 /

Par cette méthode, nous avons donc déterminé l'efficacité de détection des β^+ du ^{11}C de l'ensemble de comptage déjà décrit (I.3.3). A cette voie de comptage β a été ajoutée une voie de mesure γ . Un détecteur NaI(Tl) de 102 x 102 mm a été positionné axialement au-dessus du compteur β à environ 5 cm du scintillateur-cible. Le seuil de la voie β était réglé à 60 keV (ou 16 keV) avec une source de ^{241}Am . La voie γ comprenait un sélecteur d'amplitude dont la fenêtre était centrée sur le pic photoélectrique des photons d'annihilation de 0,511 MeV.

Du fait de la faible efficacité du compteur γ , les cibles utilisées ici ont été exposées dans des faisceaux intenses.

Pour un schéma de désintégration simple, la méthode est élémentaire dans son principe, si l'on néglige les corrections de temps mort, de bruits de fond, de coïncidences accidentelles et si l'on suppose la source ponctuelle.

Soit :

- N_0 le taux exact de désintégration de la source
- ϵ_B l'efficacité du compteur β
- N_B le taux d'événements enregistré par ce compteur
- ϵ_Y l'efficacité du compteur γ (qui tient compte des deux photons émis pour chaque β^+)
- N_Y le taux d'événements enregistré par ce détecteur
- N_C le taux des coïncidences réelles (l'efficacité d'enregistrement de ces coïncidences est de 100 %).

Les efficacités ϵ_B et ϵ_Y peuvent être interprétées comme des probabilités de détection ; la probabilité pour que la même désintégration soit détectée simultanément par les deux compteurs est alors $\epsilon_B \cdot \epsilon_Y$. On a donc les relations :

$$N_B = N_0 \epsilon_B \quad (II.17)$$

$$N_Y = N_0 \epsilon_Y \quad (II.18)$$

$$N_C = N_0 \epsilon_B \epsilon_Y \quad (II.19)$$

d'où l'équation fondamentale de la méthode de mesure par coïncidence $\beta\gamma$:

$$N_0 = \frac{N_B N_Y}{N_C} \quad (II.20)$$

Quand la source n'est pas ponctuelle, la relation (II.20) devient :

$$N_0 = \frac{\overline{\epsilon_B \epsilon_Y}}{\overline{\epsilon_B} \overline{\epsilon_Y}} \cdot \frac{1}{N_C} \quad (II.21)$$

où $\overline{\epsilon_B}$, $\overline{\epsilon_Y}$ et $\overline{\epsilon_B \epsilon_Y}$ sont les valeurs moyennes des efficacités et de leur produit.

Il suffit que l'une des efficacités soit constante pour tous les points de la source pour que l'on retrouve l'équation (II.20).

Dans notre cas, c'est ϵ_B qui est constant : si le seuil de détection des scintillations dues au ^{11}C est suffisamment bas, celles-ci sont pratiquement enregistrées avec la même efficacité pour tout le volume du scintillateur, cette efficacité pouvant être voisine de l'unité.

Le compteur β n'est pas totalement insensible aux photons : soit $\epsilon_{\beta\gamma}$ cette efficacité. On a alors, d'une manière générale :

$$N_B = N_0 [\epsilon_B + (1 - \epsilon_B) \epsilon_{\beta\gamma}] \quad (\text{II.22})$$

$$N = N_0 \epsilon_Y$$

$$N_C = N_0 [\epsilon_B \epsilon_Y + (1 - \epsilon_B) \epsilon_C] \quad (\text{II.23})$$

où ϵ_C est la probabilité pour qu'un photon soit détecté simultanément par les deux compteurs.

Il en découle que :

$$\frac{N_B N_Y}{N_C} = N_0 \left[\frac{\epsilon_B \epsilon_Y + (1 - \epsilon_B) \epsilon_{\beta\gamma} \epsilon_Y}{\epsilon_B \epsilon_Y + (1 - \epsilon_B) \epsilon_C} \right] \quad (\text{II.24})$$

qui s'écrit aussi :

$$\frac{N_B N_Y}{N_C} = N_0 \left[1 + \frac{(1 - \epsilon_B) (\epsilon_Y \epsilon_{\beta\gamma} - \epsilon_C)}{\epsilon_B \epsilon_Y + (1 - \epsilon_B) \epsilon_C} \right] \quad (\text{II.24}')$$

En admettant pour le photon que le fait d'être détecté par le compteur β modifie peu ses chances d'être détecté par le compteur γ , on a :

$$\epsilon_C \approx \epsilon_{\beta\gamma} \cdot \epsilon_Y$$

et l'équation (II.24) redevient l'équation (II.20).

Cela revient à dire que l'efficacité ϵ_B du compteur β est purement et simplement remplacée dans les relations (II.17) et (II.19) par une efficacité apparente :

$$\epsilon_B^* = \epsilon_B + (1 - \epsilon_B) \epsilon_{BY}$$

comme l'avait proposé J.B. CUMMING / 13 /.

C'est finalement celle qui nous intéresse ; elle est donnée, abstraction faite des corrections qui suivent, par le rapport du taux de comptage des coïncidences au taux de comptage du détecteur γ :

$$\epsilon_B^* = \frac{N_C}{N_Y} \quad (II.25)$$

Il reste à prendre en considération les corrections instrumentales qui tiennent compte des imperfections des compteurs et de l'électronique : temps morts, bruits de fond, temps de résolution et coïncidences accidentelles.

Des solutions approximatives ont été proposées pour le calcul de N_O / 29, 30, 31 /.

Désignons par :

N_B^* , N_Y^* , N_C^*	les taux de comptage observés, bruits de fond inclus, sur la voie β , la voie γ et la coïncidence, respectivement
τ_B , τ_Y	les temps morts,
$\tau_{\min}$	le plus petit de ces deux temps morts
B_B , B_Y , B_C	les bruits de fond
τ_R	le temps de résolution de la coïncidence ($2\tau_R = \theta_B + \theta_Y$),
θ_B , θ_Y	les largeurs des impulsions à l'entrée du sélecteur de coïncidences.

Le nombre d'impulsions qu'aurait enregistré le compteur β sans les pertes dues au temps mort et mouvement propre déduit est :

$$N_B = \frac{N_B^*}{1 - \tau_B N_B^*} - B_B \quad (II.26)$$

De même pour la voie Y :

$$N_Y = \frac{N_Y'}{1 - \tau_Y N_Y'} - B_Y \quad (II.27)$$

L'efficacité du compteur β est obtenue par :

$$\epsilon_{\beta}^* = \frac{N_{\beta}}{N_0} \quad \text{soit} \quad \epsilon_{\beta}^* = \frac{1}{N_0} \left(\frac{N_{\beta}'}{1 - \tau_{\beta} N_{\beta}'} - B_{\beta} \right) \quad (II.28)$$

Avec la solution proposée par A. GANDY / 30 / pour le calcul de N_0 , on a :

$$\epsilon_{\beta}^* = \frac{N_C' (1 + \tau_{\beta} N_{\beta}'' + \tau_Y N_Y'') - 2 \tau_R N_{\beta}'' N_Y''}{N_Y (1 - \theta_{\beta} N_Y'' - \theta_Y N_{\beta}'' + \tau_{\min} N_C')} \quad (II.29)$$

où

$$N_{\beta}'' = \frac{N_{\beta}'}{1 - \tau_{\beta} N_{\beta}'}$$

et

$$N_Y'' = \frac{N_Y'}{1 - \tau_Y N_Y'}$$

Avec la solution proposée par P.J. CAMPION / 29 / pour le calcul de N_0 , on obtient :

$$\epsilon_{\beta}^* = \frac{(N_C' - B_C - 2 \tau_R N_{\beta}' N_Y') (1 - \tau_{\min} N_Y')}{[1 - \tau_R (N_{\beta}' + N_Y')] [N_Y' - B_Y (1 - \tau_Y N_Y')] (1 - \tau_{\beta} N_{\beta}')} \quad (II.30)$$

Ces deux formulations de l'efficacité nous ont donné les mêmes résultats.

II.3.2 - Efficacités de comptage β obtenues

Trois irradiations seulement ont pu être faites. Pendant la décroissance des cibles, les comptages successifs qui étaient effectués fournissaient autant de résultats de mesure de l'efficacité ; les conditions expérimentales

pouvaient être changées d'une série de comptages à l'autre. On a utilisé le plus souvent les réglages suivants : $\theta_B = 0,5 \mu s$; $\theta_Y = 1,5 \mu s$; $\tau_B = 1,5 \mu s$ ($= \tau_{min}$) et $\tau_Y = 4 \mu s$; le taux de comptage sur la voie β est resté inférieure à 10^6 impulsions par minute.

Dans les mêmes conditions que pour les mesures des sections efficaces (seuil de 60 keV et habillage du scintillateur avec des feuilles minces d'aluminium de 8 mg.cm^{-2} d'épaisseur totale) nous avons évalué des efficacités égales à 0,925 - 0,936 et 0,955 (avec des écarts-types d'environ $\pm 0,005$) pour les épaisseurs de 3-6 et 10 mm, respectivement.

Toujours pour un seuil de 60 keV, mais avec un écran d'aluminium de 400 mg.cm^{-2} coiffant le réflecteur, des valeurs légèrement supérieures ont été observées : 0,936 - 0,942 et 0,957 pour les mêmes épaisseurs. Ces résultats montrent que l'influence de "l'environnement" du scintillateur est peu importante, dès que son épaisseur atteint 6 mm.

Dans le cas des scintillateurs de 3 mm et 10 mm, la variation des efficacités en fonction du seuil de discrimination a pu être étudiée également. De ces mesures ont été déduites les efficacités au seuil de 50 keV parfois choisi par certains auteurs et au seuil bien plus bas de 16 keV (raie X " ^{241}Am ").

Pour résumer, les efficacités que nous avons mesurées à 50 et à 60 keV pour des scintillateurs de 3 - 6 - 10 mm d'épaisseur et de diamètre 38 mm, sont reportées dans le Tableau 1 et comparées aux évaluations analogues d'autres auteurs.

Pour tenir compte de l'ensemble des valeurs données, on peut exprimer la variation de l'efficacité avec l'épaisseur. Le tracé de cette courbe montre que les résultats du Tableau 1 sont homogènes et suggère à 60 keV des efficacités "moyennes" égales à :

$$(0,930 \pm 0,01) \quad , \quad (0,945 \pm 0,01) \quad \text{et} \quad (0,955 \pm 0,01)$$

pour des cibles de 3 - 6 - 10 mm d'épaisseur respectivement. Ce sont ces valeurs qui ont été utilisées dans le présent travail pour calculer les sections efficaces (Chapitres III à V).

TABLEAU 1
Efficacités de détection des β^+ du ^{11}C dans des scintillateurs
plastiques

Epaisseur des scintillateurs (mm)	Seuils de discrimination	
	50 keV	60 keV
3	$(0,940 - 0,950) \pm 0,005$ (a)	$(0,925 - 0,936) \pm 0,005$ (a)
3,2	$0,945 \pm 0,01$ / 32 /	$0,932 \pm 0,02$ / 33 /
	$0,954 \pm 0,002$ / 22 /	
	$0,944 \pm 0,001$ / 28 /	$0,930 \pm 0,001$ / 28 /
6		$(0,936 - 0,942) \pm 0,005$ (a)
10	$0,965 \pm 0,005$ (a)	$0,956 \pm 0,005$ (a)
25,4	$0,975 \pm 0,01$ / 13 /	$0,97 \pm 0,01$ / 13 /

(a) Présent travail (la première valeur donnée est valable pour un réflecteur mince et la seconde pour un réflecteur épais assurant l'annihilation totale des β^+).

Les autres valeurs du tableau proviennent des références indiquées entre crochets.

Avec un seuil de comptage fixé à 16 keV, nous avons trouvé les efficacités suivantes, pour les scintillateurs de 3 - 6 et 10 mm d'épaisseur, respectivement :

- écran Al de 8 mg/cm² :

$$(0,988 \pm 0,002) - (0,992 \pm 0,002) - (0,993 \pm 0,001)$$

- écran Al de 400 mg/cm² :

$$(0,991 \pm 0,002) - (0,993 \pm 0,002) - (0,994 \pm 0,001)$$

Ces valeurs sont en bon accord avec celles mesurées à Berkeley / 28 / par la même méthode, au seuil de détection annoncé près : manifestement, le pic de 16 keV a été pris pour celui de 60 keV. Les auteurs donnent une relation entre l'efficacité ϵ_{β}^* et l'épaisseur de la cible x_T qui ajuste au mieux leurs résultats obtenus pour $0,16 \text{ cm} < x_T < 0,66 \text{ cm}$

$$\epsilon_{\beta}^* = 0,9964 - \frac{0,0019}{x_T} \quad (x_T \text{ en cm})$$

Pour des cibles de 3 - 6 et 10 mm, les valeurs respectives de ϵ_{β}^* données par cette relation sont : 0,990 - 0,993 et 0,994, valeurs pratiquement identiques à celles que nous avons trouvées.

Nous pensons qu'à l'avenir il sera préférable d'adopter le seuil de détection à 16 keV : l'efficacité est très élevée (la mesure par coïncidences β - γ fournit alors la meilleure précision possible), elle est aussi peu dépendante de l'épaisseur du scintillateur et de la matière qui entoure celui-ci.

REMARQUE :

En ne considérant que les erreurs d'origine statistiques, l'erreur fractionnaire qu'il est possible d'atteindre lors de la détermination de l'efficacité ϵ_{β} est / 30.a, 34 / :

$$\frac{\sigma_{\epsilon_{\beta}}}{\epsilon_{\beta}} = \left(\frac{1 - \epsilon_{\beta}}{N_c} \right)^{1/2}$$

Dans le cas d'un scintillateur de 3 mm, le rapport des efficacités à 16 keV et à 60 keV conduit à espérer une erreur relative dans le premier cas 2,6 fois plus petite que dans le second.

CHAPITRE III

MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE LA REACTION

C (α, X) ^{11}C A 0,64 - 1,2 - 2,0 ET 2,8 GeV

. Depuis plusieurs années, les accélérateurs de haute énergie ne délivrent plus seulement des protons, mais aussi des ions légers et des ions lourds dont les énergies se situent dans le domaine du GeV par nucléon (environ 0,1 à 2 GeV/N). Il est nécessaire de pouvoir mesurer facilement l'intensité de ces nouveaux faisceaux.

Les méthodes absolues sont généralement inadaptées à la mesure directe du faisceau au cours même des expériences de physique : l'intensité est trop forte pour permettre le comptage des ions et l'énergie est trop élevée pour envisager l'intégration des charges électriques. Par contre, la méthode de mesure par activation de cibles, dont la dynamique en intensité comme en énergie est extrêmement étendue, fournit un moniteur primaire de faisceau de bonne précision.

La section efficace de production du ^{11}C dans le carbone naturel, souvent utilisée comme référence primaire pour mesurer les intensités des faisceaux de protons / 2, 3 / est très mal connue dans le cas des ions légers et lourds d'énergie supérieure à 0,1 GeV par nucléon. Dans ce chapitre sont présentés les résultats de mesure de la section efficace pour la réaction $\text{C}(\alpha, \text{X})^{11}\text{C}$ obtenus avec le faisceau d'ions ^4He du synchrotron "SATURNE I" de Saclay, à 0,64 - 1,2 - 2,0 et 2,8 GeV.

III.1 - METHODE EXPERIMENTALE

Les techniques dont on dispose pour déterminer les sections efficaces absolues des réactions d'activation à haute énergie sont très limitées, et elles ont été discutées par CUMMING / 2 /. La méthode adoptée pour le présent travail nécessite d'une part de mesurer, au moyen d'un télescope de compteurs à scintillation, le nombre des alphas interceptés par une

cible constituée d'un scintillateur plastique et, d'autre part, d'évaluer le nombre de noyaux de ^{11}C produits dans cette cible en comptant ensuite les scintillations internes qui y sont produites par la décroissance β^+ du ^{11}C .

Les mérites et les limites de cette méthode ont été discutés par CUMMING. L'un des avantages les plus significatifs réside en la possibilité de multiplier les déterminations, sans qu'il en coûte beaucoup de temps et d'efforts, une fois que l'ensemble de mesure est opérationnel. La plus forte contrainte est due : l'obligation d'utiliser des faisceaux extraits de faible intensité et demeurant bien contrôlables. Cette restriction se trouve maintenant quelque peu atténuée par l'existence d'ensembles électroniques rapides performants, mais ce problème doit néanmoins être abordé avec soin.

Pour obtenir un tel faisceau, nous avons dû en premier lieu réduire autant qu'il était possible l'intensité des ions accélérés tout en conservant un fonctionnement stable de la machine (au moment de cette expérience, l'accélération dans SATURNE requerrait un asservissement continu du faisceau interne par une boucle de contre-réaction, ce qui empêchait d'emblée d'avoir une large réduction à ce niveau).

La ligne de transport du faisceau extrait par le système d'extraction résonnante est représentée sur la figure 1. Le faisceau traverse successivement deux collimateurs à fentes variables (C_1 et C_2) et un collimateur à section fixe (C_3). C_1 et C_2 (dont la commande à distance n'était malheureusement pas disponible alors) étaient ajustés manuellement afin d'obtenir la valeur maximale souhaitée pour l'intensité ($\approx 10^6$ ions par cycle). A partir de cette valeur, l'intensité pouvait alors être réduite, à distance cette fois, en déplaçant le faisceau avec l'aimant de déviation M_1 devant l'entrée du collimateur C_3 pour y faire pénétrer seulement une fraction des alphas.

Cette méthode de réglage de l'intensité du faisceau, qui a dû être adoptée pour gagner du temps, pouvait éventuellement provoquer une contamination du faisceau par des deutons et/ou des neutrons, en particulier pour les faibles débits.

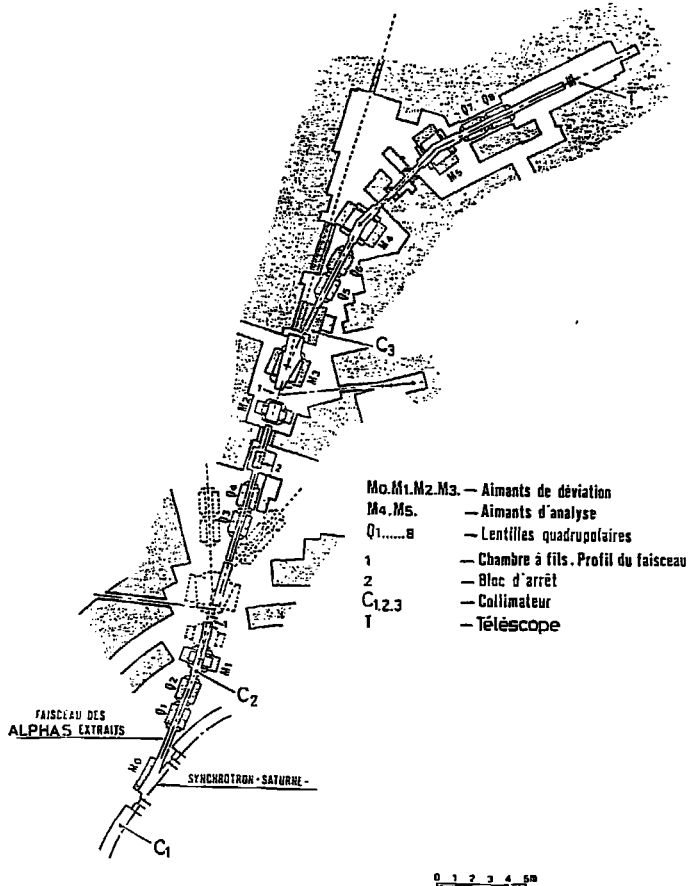


Figure 1

La ligne de faisceau utilisée comportant des éléments magnétiques incapables de transporter le faisceau d'alphas à l'énergie maximale (4,6 GeV) délivrée par l'accélérateur, les présentes mesures ont été pour cette raison limitées à une énergie de 2,8 GeV.

Le télescope consistait en trois scintillateurs (NE 102) alignés avec la cible placée entre les deux premiers, comme indiquée sur la figure 2a. Ces trois scintillateurs avaient une épaisseur de 3 mm, et le diamètre des deux premiers (A et B) était égal à celui de la cible (38 mm).

Le dernier scintillateur (C) avait un diamètre plus grand (55 mm) afin de pouvoir contrôler l'alignement avec le faisceau et détecter d'éventuelles pertes dues à la diffusion, aux dimensions du faisceau, etc... Les scintillateurs étaient optiquement couplés à des photomultiplicateurs XP 2020 par des guides de lumière de 8 cm de longueur, et des absorbeurs appropriés avaient été placés à l'interface des photomultiplicateurs pour permettre un fonctionnement optimal avec une haute tension de 2 000 Volts environ.

Les performances de l'électronique rapide associée, qui est représentée schématiquement sur la figure 2b, sont liées aux caractéristiques des discriminateurs utilisés : seuil minimal de 60 mV, temps mort nominal de 10 ns pour des impulsions de 4 ns de largeur en sortie. Ces caractéristiques ont été vérifiées avec un générateur double-pulse. Toutefois, des valeurs de temps mort "effectif" quelque peu différentes ont été évaluées lors d'une mesure dans le faisceau par la méthode du délai variable et lors d'une analyse des pertes par temps mort, comme on le verra par la suite.

A chaque irradiation, les nombres d'impulsions totalisées pour les simples (S_A , S_B , S_C), pour les coïncidences directes (S_{AB} , S_{AC}) et pour la coïncidence retardée (S_D), étaient enregistrés. La coïncidence S_{AB} fournit la mesure brute du nombre d'hélions, et la coïncidence retardée S_D permet d'effectuer une correction pour les pertes dues au temps mort (voir Chapitre II).

Pour tenir compte, lors des calculs d'activation, des fluctuations d'intensité du faisceau pendant les irradiations, le nombre de coïncidences S_{AB} était relevé tous les dix cycles.

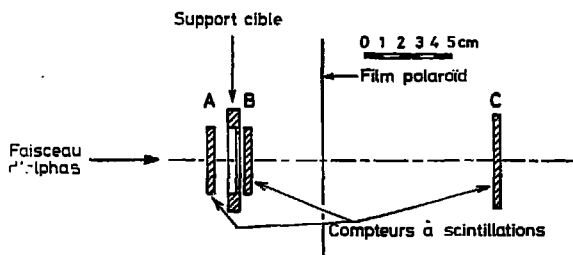


Fig.2a Schéma du dispositif

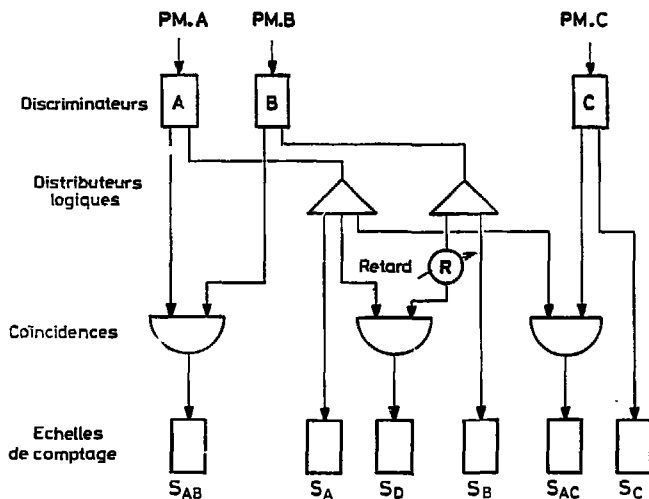


Fig.2b Synoptique de l'électronique

La durée d'un cycle était égale à 2 ou 2,4 secondes suivant l'énergie. La variation avec le temps du nombre de particules déversées dans le faisceau extrait était de forme approximativement triangulaire, avec une largeur à mi-hauteur égale à environ 100 millisecondes. La haute fréquence de l'accélérateur était mise à l'arrêt avant l'extraction dans le but d'éviter au maximum la présence de microstructures dans le faisceau sorti.

Les expositions ont été faites à des intensités moyennes de 2.10^4 à 4.10^5 alphas par pulse, qui correspondent à des débits continus de 3.10^5 à 8.10^6 alphas par seconde (évaluation faite avec les relations (II.3)). La durée de ces expositions a varié de 5 à 15 mn, donnant des flux intégrés compris entre 5.10^6 et 7.10^7 alphas.

Des scintillateurs plastiques cylindriques (NE 102-A ou PILOT-B), d'épaisseur 3 - 6 ou 10 mm, de 38 mm de diamètre, polis sur toutes les faces, servaient de cible de carbone.

Les dimensions du faisceau, qui étaient vérifiées avant ainsi que pendant chaque irradiation au moyen de films POLAROID, n'ont pas excédé 2 cm. Dans le but de déceler de possibles effets de bord ou d'alignement, deux expositions ont été faites avec un faisceau délibérément défocalisé pour le rendre plus large que le diamètre des cibles et du télescope. L'excellent agrément entre les sections efficaces obtenues dans ce cas et celles obtenues dans les conditions normales confirme que l'incidence de tels effets est négligeable.

Après l'irradiation, les cibles étaient transportées dans une salle de comptage située en sous-sol pour mesurer l'activité du ^{11}C dans des conditions identiques à celles décrites dans / 14 / et en I.3.3. Les scintillations dues aux β^+ étaient détectées par un photomultiplicateur (56 DVP) sur la photocathode duquel était collé un mince guide de lumière, ayant pour fonction de contenir les quelques gouttes de glycérine utilisées pour le couplage optique et d'assurer le centrage du scintillateur-cible. La mise en place de la cible était effectuée sous lumière rouge pour réduire les effets d'excitation de la photocathode. L'ensemble était abrité dans un chateau de plomb de 5 cm d'épaisseur.

Le signal issu du photomultiplicateur était traité par une chaîne électronique classique comprenant : préamplificateur, amplificateur, discriminateur et échelle. Le seuil de discrimination était fixé à 60 KeV (au moyen du rayonnement γ d'une source d'Américium 241 et d'un analyseur d'amplitude) et ce réglage était contrôlé au début et à la fin du comptage de chaque cible.

Un système d'automatisation des mesures était utilisé, commandant les durées de marche et d'arrêt des échelles, l'impression des contenus et les remises à zéro à raison d'un cycle toutes les deux minutes. La décroissance des cibles a ainsi été suivie durant 2 à 4 périodes du ^{11}C .

Le temps séparant la fin de l'irradiation et le début du comptage était compris entre 8 et 12 minutes, et les taux de comptage initiaux se trouvaient dans la gamme 250-3000 impulsions par minute.

Deux ensembles de comptage complets, identiques à celui décrit ci-dessus, ont été utilisés pour augmenter la fréquence - donc le nombre - des irradiations.

III.2 - TRAITEMENT DES DONNEES

III.2.1 - Analyses des courbes de décroissances du ^{11}C

Ces courbes ont été analysées au moyen d'un programme de calcul * par la méthode des moindres carrés. Cette analyse est basée sur la présence de deux composantes : l'une ayant une période imposée de 20,39 mn (celle du ^{11}C), l'autre étant un bruit de fond constant. La valeur de ce bruit de fond pouvait être soit fixée au départ, soit calculée si on la considérait comme un paramètre libre. La différence entre les activités du ^{11}C déterminées par ces deux méthodes, moyennée sur toutes les expositions, a été de $(0,8 \pm 0,9) \%$. Comme le bruit de fond des cibles (qui avait été mesuré soigneusement avant de les exposer ainsi que plusieurs jours après irradiation) était bien connu et stable, la solution dans laquelle sa valeur est imposée a été retenue pour le calcul final de la section efficace

Le χ^2 moyen pour ces ajustements était égal à $1,2 \pm 0,3$. L'erreur statistique moyenne sur l'activité du ^{11}C , calculée par le programme d'ajustement des courbes de décroissance, valait $(1,0 \pm 0,4) \%$.

Le nombre total de noyaux de ^{11}C formés a été calculé en tenant compte de la décroissance durant l'irradiation et des fluctuations de l'intensité du faisceau. Le rapport de branchement des β^+ du ^{11}C a été pris égal à 0,998. Pour les deux scintillateurs NE-102 et PILOT-B, une fraction pondérale du carbone de 0,9152 a été utilisée.

Les cibles étaient suffisamment épaisses pour que les pertes par diffusion de noyaux de ^{11}C puissent être négligées / 3 /

Les efficacités de détection des β^+ ont été évaluées par la méthode des coïncidences $4\pi\beta\gamma$ lors d'expériences séparées (voir Chapitre II) et des valeurs égales à $(0,930 \pm 0,010)$, $(0,945 \pm 0,010)$, $(0,955 \pm 0,010)$ ont été utilisées pour les cibles de 3 mm, 6 mm et 10 mm, respectivement.

III.2.2 - Corrections effectuées

- Effet des cibles sur les coïncidences

Un certain nombre de comparaisons du rapport des impulsions en coïncidence aux impulsions simples (S_{AB}/S_A) a été fait à 1,2 GeV, en l'absence et en la présence de cibles de différentes épaisseurs. Ces mesures ont permis d'établir un facteur de correction pour augmenter le nombre de coïncidences enregistrées d'une quantité proportionnelle à $3,4 \cdot 10^{-3} \cdot x_T$, où x_T est l'épaisseur surfacique de la cible en g.cm^{-2} . Ce même facteur a été utilisé pour corriger les flux mesurés dans les faisceaux aux autres énergies.

- Correction de temps mort

La technique expérimentale adoptée pour mesurer le nombre d'ions dans le faisceau requiert une évaluation soignée des pertes de comptage provoquées par le temps mort du télescope. Ceci était particulièrement nécessaire dans notre cas du fait d'un cycle utile relativement pauvre conduisant à des intensités instantanées élevées.

Les méthodes qui ont été considérées pour faire ces corrections sont discutées en détail dans l'Appendice 1. Leur exploitation repose sur le fait qu'un nombre suffisant d'expositions a été effectué, couvrant une gamme d'intensités assez large pour permettre une étude systématique des effets dus au temps mort au cours de la procédure d'ajustement aux résultats expérimentaux.

Ces ajustements ont été effectués en prenant comme variable indépendante soit les données de la voie des coïncidences retardées, soit l'intensité moyenne apparente observée par cycle d'accélération.

Des valeurs de temps mort (considéré comme un paramètre libre) de 2 à 3 fois plus grandes que les valeurs mesurées par la méthode du délai variable ou avec un générateur d'impulsions déphasables ont été déduites de ces ajustements.

- Contamination du faisceau par les deutons

La réduction de l'intensité du faisceau extrait au moyen de fentes avait pour inconvénient, entre autres, de produire une contamination en deutons résultant de la cassure des alphas sur les bords des collimateurs.

Les deutons ainsi produits, qui se trouvent avoir une impulsion déterminée et une rigidité égale en moyenne à celle des alphas, pouvaient être en partie acceptés par la ligne de transport du faisceau et contribuer à la formation de ^{11}C dans la cible. Ces deutons donnaient en sortie des compteurs des signaux dont l'amplitude, égale au quart de celle due aux alphas, était inférieure aux seuils affichés sur les discriminateurs. Pour observer la présence de ces deutons, le signal de l'un des compteurs était visualisé sur un oscilloscope.

Nous avons vu apparaître en certaines occasions les signaux donnés par de telles particules, particulièrement lorsque l'intensité du faisceau était descendue à son plus bas niveau au moyen de l'aimant de déviation (le fait de ne prendre qu'une "queue" du faisceau principal à l'entrée du collimateur renforçait les possibilités d'effets de bords).

Nous n'avons pas d'information quantitative sur le taux de cette contamination par les deutons, mais en comparant les résultats obtenus lorsque des deutons sont signalés présents et lorsqu'ils ne le sont pas, on ne relève pas de différences systématiques dans nos limites détectables ($\approx 3\%$), ce qui indique que ce taux était faible. Nous avons toutefois admis une erreur systématique possible de $\sim 3\%$ sur les résultats trouvés pour tenir compte de cette contamination.

- Contamination par les neutrons rapides

Des neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV présents dans le champ neutronique d'ambiance au niveau du télescope peuvent produire du ^{11}C dans les cibles. Dans le but d'évaluer cette activité parasite, une cible a été placée à ≈ 10 cm sur le côté du télescope durant l'une des irradiations faites à 2,8 GeV. L'activité massique relevée à cette position représentait environ 2,6 % de celle mesurée pour la cible irradiée dans le faisceau. Cette valeur, relativement importante, peut probablement être considérée comme une limite supérieure incluant la contribution, à cette position, d'un "halo" entourant le faisceau. Pour cette raison, une correction de $(-1,3 \pm 1,3)\%$ a été effectuée, en admettant que la part de cette activité parasite était la même à la position du télescope et constante pour toutes les intensités et toutes les énergies du faisceau.

- Contribution des particules secondaires

Les alphas, en interagissant dans la cible, donnent naissance à des particules secondaires de haute énergie qui peuvent, elles aussi, produire du ^{11}C . Elles sont pour la plupart émises dans la direction avant, et nous avons estimé leur effet par des expériences distinctes consistant à irradier des cibles empilées pour évaluer l'évolution de l'activité spécifique en fonction de la profondeur dans l'empilement.

Les résultats de ces expériences, sur lesquelles des détails sont donnés dans l'Appendice 2, conduisent à un coefficient de correction α , exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, dont la valeur varie avec l'énergie des alphas incidents suivant la relation :

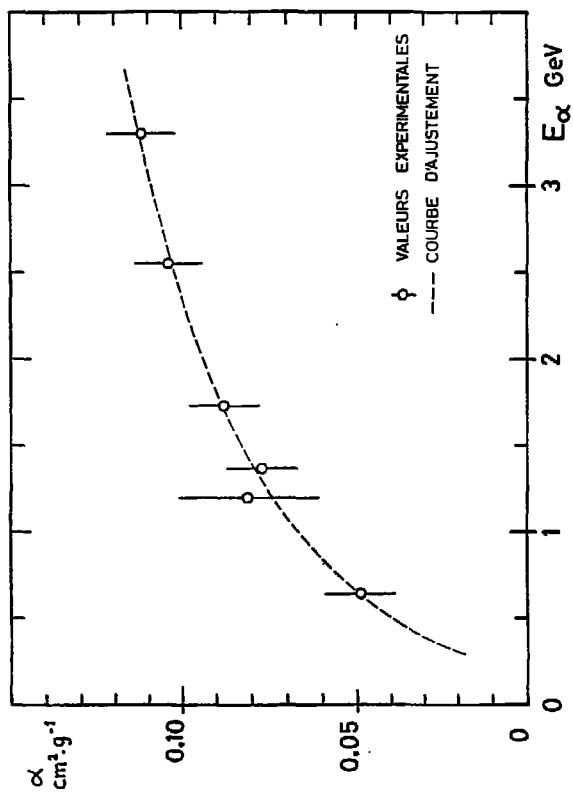


Figure 3

Coefficient d'augmentation de l'activité due aux
particules secondaires

$$\alpha = (6,65 \pm 0,14) \cdot 10^{-2} + (3,88 \pm 0,19) \cdot 10^{-2} \ln E_{\alpha}$$

où E_{α} est exprimé en GeV.

La figure 3 montre cette variation et les valeurs expérimentales obtenues.

La contribution des particules secondaires à l'activité totale a été soustraite en tenant compte de toute la matière présente sur le devant du plan médian de la cible. Cette correction, maximale dans le cas des cibles de 10 mm d'épaisseur, a varié alors de $(4 \pm 0,4) \%$ pour 0,64 GeV à $(9 \pm 0,9) \%$ pour 2,8 GeV.

III.3 - RESULTATS

Sur un total de 53 irradiations effectuées, 48 résultats bruts, qui sont donnés dans l'Appendice 1A, ont été retenus (12 à chaque énergie) pour l'évaluation des sections efficaces par la procédure d'ajustement décrite dans l'Appendice 1 B.

Au cours de cette analyse, certains de ces points de mesure ont dû être rejetés : intensité du faisceau trop élevée pour les possibilités de l'électronique (1 point à 2,8 GeV, 2 points à 0,64 GeV) ou résultats s'écartant de plus de trois fois l'écart type lié à l'ajustement (2 points à 2,8 GeV et 1 point à 1,2 GeV).

Les valeurs finales adoptées pour les sections efficaces et leurs erreurs sont données dans le Tableau 2. Ces valeurs sont les moyennes des résultats extrêmes obtenus lors de la procédure d'ajustement, diminuées de 1,3 % du fait de la contamination par les neutrons.

Les erreurs aléatoires mentionnées viennent principalement des erreurs statistiques estimées lors de l'analyse des courbes de décroissance des activités de ^{11}C (voisines de 1 % pour toutes les expositions). Pour chacune des énergies, les erreurs systématiques sont les suivantes : $\pm 1,3 \%$ pour la contamination par les neutrons, -3% pour la contamination du faisceau

TABLÉAU 2

Sections efficaces de la réaction $C(\alpha, X)^{11}C$

E_{α} GeV	Nombre de mesures	σ mb	Erreur statistique %	Erreur systématique %	Erreur totale % mb	
0,64	10	55,6	0,3	3,6	4	2,2
1,2	11	48,2	0,3	3,6	4	1,9
2,0	12	44,1	0,4	3,6	4	1,8
2,8	9	42,0	0,4	3,6	4	1,7

par les deutons de cassure, $\pm 1\%$ pour la contribution des particules secondaires créées dans la cible et $\pm 1\%$ pour l'efficacité de comptage du ^{11}C . La combinaison quadratique de ces erreurs systématiques donne une erreur résultante de $\pm 3,6\%$, en ignorant la dissymétrie des signes. L'erreur finale totale est la somme arithmétique de l'erreur statistique et de l'erreur systématique combinée.

Les résultats obtenus ici ainsi que ceux disponibles dans la littérature sont reportés sur la figure 4. La valeur mesurée à 920 MeV par RADIN / 14 / ($48,9 \pm 1,8$ mb), celle de CRANDALL et al. à 380 MeV / 35 / corrigée dans / 3 / ($58,2 \pm 3$ mb) et nos propres valeurs se répartissent assez correctement sur une courbe qui décroît lentement avec l'énergie pour tendre probablement vers une valeur asymptotique constante au-delà de plusieurs GeV.

Depuis nos mesures, d'autres valeurs de la section efficace ont été obtenues récemment : une à 700 MeV par DOLLHOPF / 36 / (50 ± 4 mb) et deux autres / 37 / à 1,59 GeV ($45,9 \pm 1,4$ mb) et à 4,19 GeV ($42,1 \pm 1,3$ mb).

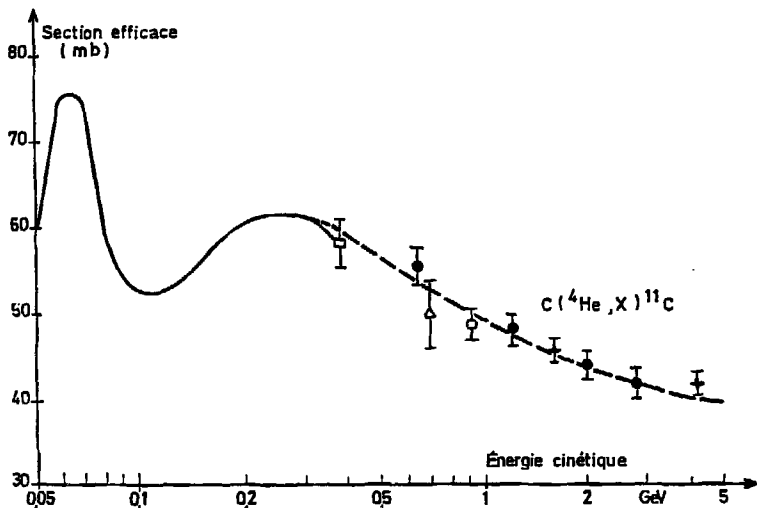


Figure 4 - Section efficace de la réaction $C(a, X)^{11}C$

- D'après les valeurs recommandées dans /3/
- CRANDALL /35/ valeur corrigée dans /3/
- RADIN /14/
- △ DOLLHOFF /36/
- + /37/
- pas résultats
- fonction d'excitation proposée

APPENDICES AU CHAPITRE III

APPENDICE 1

A - SECTIONS EFFICACES EXPERIMENTALES APPARENTES

Les sections efficaces σ_a non corrigées des pertes par temps mort (ni de la pollution par les neutrons, soit une correction de -1,3 % à apporter) sont données dans les tableaux suivants, en même temps que les principales conditions de mesure.

Les erreurs indiquées ($\pm \Delta\sigma_a$) sont seulement les erreurs statistiques calculées par le programme d'analyse des courbes de décroissance.

Les lignes de ces tableaux sont ordonnées suivant les valeurs croissantes du rapport R.

TABLEAU III
Sections efficaces brutes σ_a à 0,64 GeV

N° de la mesure	Epaisseur de la cible (mm)	Intensité moyenne par cycle (imp./cycle)	R	σ_a (mb)	$\pm \Delta\sigma_a$ (mb)	Observations
9	10	$4,23 \cdot 10^4$	+	56,60	0,65	faisceau large
8	10	6,01		56,87	0,61	
2	10	6,33		57,32	0,61	
11	10	6,53		57,96	0,58	
1	10	$1,21 \cdot 10^5$		57,18	0,72	
10	3	1,26		56,66	0,62	faisceau large
5	10	1,30		57,08	0,50	
12	10	1,54		58,35	0,51	
7	3	3,07		59,98	0,42	
6	10	3,78		60,71	0,49	
4	10	4,39		69,64	0,56	} intensité trop élevée. Résultats rejetés
3	10	7,00		88,28	0,69	

+ à cette énergie, la voie des coïncidences retardées n'était pas disponible.

TABLEAU IV
Sections efficaces brutes σ_a à 1,2 GeV

N° de la mesure	Epaisseur de la cible (mm)	Intensité moyenne par cycle (imp./cycle)	R	σ_a (mb)	$\pm \Delta\sigma_a$ (mb)	Observations
9	6	$3,62 \cdot 10^4$	$7,29 \cdot 10^{-3}$	52,79	0,68	situé à +3 écarts types
11	3	3,84	7,37	51,47	0,98	
10	3	3,97	7,51	51,20	0,84	
8	10	4,03	8,05	50,88	0,59	
4	10	6,06	$1,21 \cdot 10^{-2}$	51,37	0,54	
5	6	7,18	1,41	52,76	0,64	
7	3	7,36	1,43	52,04	0,59	
6	3	7,57	1,50	51,48	0,57	
3	3	$1,00 \cdot 10^5$	1,86	51,83	0,51	
2	6	1,01	1,91	52,46	0,47	
1	10	1,05	1,97	51,40	0,50	
12	10	3,33	5,01	58,14	0,47	

TABLEAU V

Sections efficaces brutes σ_a à 2,0 GeV

N° de la mesure	Epaisseur de la cible (mm)	Intensité moyenne par cycle (imp./cycle)	R	σ_a (mb)	$\pm \Delta\sigma_a$ (mb)	Observations
5	10	$2,05 \cdot 10^4$	$2,28 \cdot 10^{-3}$	44,82	0,65	
4	10	3,65	5,23	45,17	0,64	
6	10	5,57	6,69	46,29	0,52	
3	10	4,87	6,83	43,87	0,61	
7	3	6,21	7,85	47,86	0,84	
8	3	6,54	9,12	46,01	0,65	
1	10	6,01	9,45	45,88	0,52	
2	6	5,81	9,61	45,53	0,55	
9	10	$1,13 \cdot 10^5$	$1,30 \cdot 10^{-2}$	46,69	0,42	
11	6	1,59	1,72	47,50	0,37	
10	3	1,97	2,09	47,95	0,45	
12	10	4,23	5,15	53,58	0,43	

TABLEAU VI
Sections efficaces brutes σ_a à 2,8 GeV

N° de la mesure	Epaisseur de la cible (mm)	Intensité moyenne par cycle (imp./cycle)	R	σ_a (mb)	$\pm \Delta\sigma_a$ (mb)	Observations
2	10	$3,19 \cdot 10^4$	$7,12 \cdot 10^{-3}$	44,94	0,81	à +4 } écarts à -6 } types
4	10	4,10	9,37	43,78	0,56	
1	10	4,46	9,68	45,01	0,85	
12	10	4,78	$1,59 \cdot 10^{-2}$	47,85	0,63	
5	10	7,50	1,69	42,55	0,44	
9	6	$1,02 \cdot 10^5$	1,91	45,95	0,44	
10	3	1,13	2,23	45,80	0,59	
3	10	1,48	2,65	47,58	0,43	
7	6	1,99	3,50	49,59	0,43	
6	3	1,96	3,86	51,23	0,52	
8	10	2,23	4,02	50,82	0,48	
11	10	3,21	5,90	61,63	0,51	
						Intensité trop élevée -
						Valeur rejetée

B - PROCEDURES D'AJUSTEMENT AUX SECTIONS EFFICACES EXPERIMENTALES

a) La variable indépendante est le rapport $R = \frac{S_D}{S_{AB}}$

Puisque les mesures effectuées couvrent une assez large gamme d'intensités du faisceau, il a été possible de rechercher le meilleur ajustement des données expérimentales R et σ_a au moyen des expressions (II.11) et (II.12) dans lesquelles le coefficient k a été considéré comme un paramètre libre.

Cet ajustement a été fait par la méthode des moindres carrés, en recherchant la valeur de k minimisant le χ^2 .

Certaines des expositions ont délibérément été faites à des intensités assez fortes, dans le but de mieux mettre en évidence les effets du temps mort et donc de vérifier plus facilement la validité des corrections effectuées. Cependant, pour de telles intensités, il importait de savoir si les hypothèses utilisées pour établir ces corrections demeuraient respectées ou plus simplement si le télescope - compteurs et électronique - continuait à fonctionner dans des conditions "normales" (on notera que 3.10^5 particules par cycle déversées pendant une durée effective δ_e de 30 ms par exemple, équivalent à 10^7 particules par seconde, donc à une séparation moyenne de 100 ns seulement entre les impulsions). C'est le but de la procédure ci-dessous.

Pour s'assurer que la prise en compte des valeurs obtenues à ces débits élevés ne venait pas fausser les résultats des ajustements, ces derniers d'abord faits avec toutes les valeurs expérimentales disponibles à chaque énergie ont ensuite été repris plusieurs fois en éliminant une à une les valeurs correspondant aux plus fortes intensités. Si une diminution significative du χ^2 était observée, elle était alors interprétée comme la mise en évidence d'un "comportement anormal" du (ou des) résultat qui venait d'être soustrait de l'ajustement et justifiait l'élimination définitive de tels points (1 mesure à 2,8 GeV et 2 mesures à 0,64 GeV ont été rejetées de cette façon).

Le tableau 7 présente les valeurs finalement retenues pour les sections efficaces après correction des effets du temps mort par les relations (II.11) et (II.12), ainsi que des valeurs intermédiaires illustrant ce qui vient d'être dit ou explicitant l'incidence d'autres critères de sélection adoptés dans certains cas.

Les sections efficaces corrigées à l'aide des expressions (II.11) et (II.12) restent très voisines. Ceci montre qu'il n'est pas utile de rechercher quel type de temps mort affecte le télescope.

Les erreurs indiquées sont seulement les erreurs statistiques provenant essentiellement des erreurs statistiques estimées pour chaque irradiation lors de l'analyse des courbes de décroissance du ^{11}C .

Le point important à noter ici est la valeur de k déduite de ces ajustements, qui est bien plus grande que celle estimée sur la base des évaluations faites séparément pour σ_0 et τ . Dans le tableau 7 figure à 2 GeV un exemple dans lequel une valeur de k égale à 2 ayant été imposée, il en résulte un χ^2 significativement élevé.

Pour chaque énergie, la figure 5a montre, en fonction de R , les sections efficaces expérimentales brutes σ_a et la courbe calculée (dans le cas de l'expression II.11) ajustant au mieux ces valeurs.

b) La variable indépendante est l'intensité moyenne par cycle

Dans ce cas, les ajustements ont été faits à l'aide de l'expression (II.15) seulement (puisque l'on vient de voir que le type de temps mort choisi est pratiquement sans influence sur le résultat).

Cet ajustement, qui ignore les informations délivrées par le circuit de coïncidences retardées, fournit une estimation de la section efficace corrigée indépendante de la précédente évaluation. Pour les mesures effectuées à 0,64 GeV, cette méthode s'imposait d'ailleurs puisque nous n'avons pas utilisé de voie retardée à cette énergie.

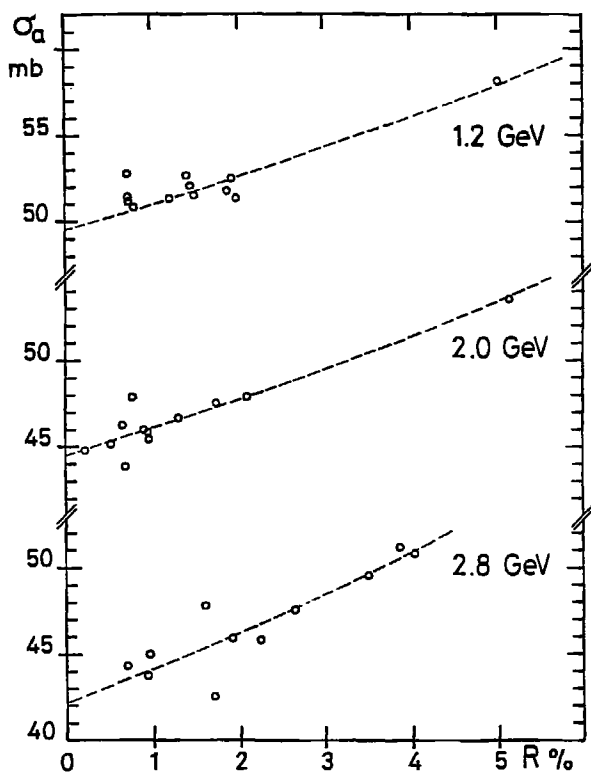


Figure 5a - Sections efficaces apparentes en fonction du rapport R des coïncidences retardées aux coïncidences directes

• Points expérimentaux
 --- courbes ajustées

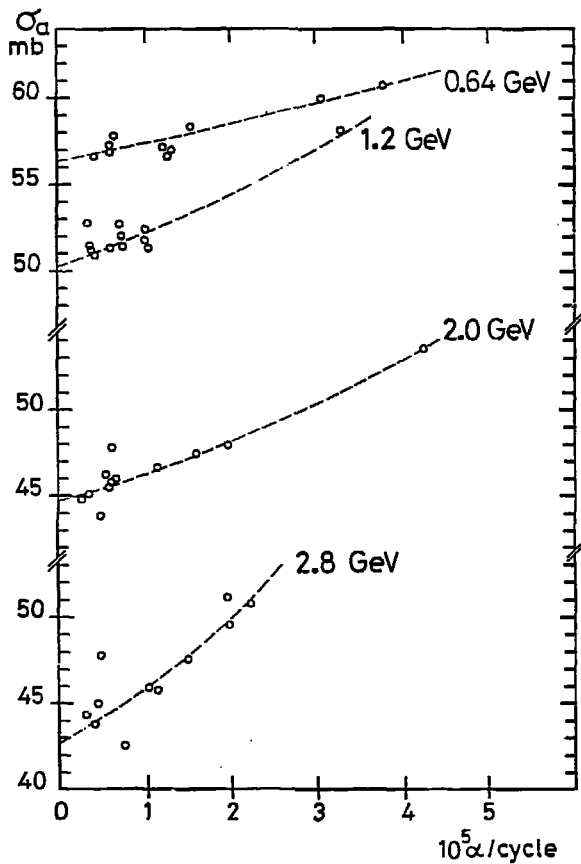


Figure 1b - Sections efficaces apparentes en fonction de l'intensité du faisceau d'alphas par cycle

○ Points expérimentaux
 --- Courbes ajustées

La procédure d'ajustement précédente a également été suivie dans le cas présent pour décider de l'acceptation ou du rejet des mesures à haute intensité. Elle a conduit au rejet des mêmes points que précédemment.

Les sections efficaces extrapolées à une intensité nulle et les valeurs du paramètre libre d'ajustement (τ/δ_0) qui ont été obtenues sont indiquées dans le tableau 7. Les erreurs mentionnées pour σ sont seulement les erreurs statistiques.

On peut observer que des valeurs trouvées pour τ/δ_0 , on peut déduire des estimations de τ (ou de δ_0) à partir de celles faites auparavant pour δ_0 (ou τ) qui se recoupent assez bien entre elles.

Pour chaque énergie, la figure 5b montre, en fonction de l'intensité moyenne par cycle, la répartition des sections efficaces expérimentales brutes autour de la courbe calculée au moyen de l'expression (II.15).

Pour conclure, on voit sur le tableau 7 que les sections efficaces corrigées σ obtenues à chacune des énergies au moyen des trois ajustements sont très voisines. La valeur qui a été finalement adoptée est la moyenne des deux valeurs extrêmes (données par les relations (II.11) et (II.12). Cette valeur moyenne, diminuée de 1,3 % pour tenir compte de la contamination due aux neutrons, est celle qui figure dans le tableau 2.

c) Comparaison des valeurs obtenues pour le paramètre k

On a trouvé pour le temps de résolution θ_D de la coïncidence retardée une valeur égale à 6,4 ns avec un générateur bi-pulsés déphasables et à 7,4 ns avec un générateur d'impulsions aléatoires. En choisissant θ_D égal à 6,9 ns on trouve des valeurs moyennes de la durée effective δ_0 du déversement pendant nos mesures égales à 35 - 58 et 33 millisecondes pour les énergies 1,2 - 2 et 2,8 GeV respectivement, soit un déversement assez médiocre pouvant être la cause de la constatation suivante.

La valeur nominale du temps mort τ a été trouvée égale à 10 ns avec un générateur de pulses déphasables alors que dans le faisceau à 1,2 GeV, la courbe des coïncidences en fonction du retard conduit à une valeur égale à 14 ns. Le rapport $k = \frac{\tau}{\theta_0}$ devrait être, d'après ces valeurs, voisin de 1,5 à 2 environ. Or, lors de la procédure d'ajustement qui précède, on a trouvé pour k une valeur comprise entre 3 et 4, c'est-à-dire double de l'estimation précédente.

d) Récapitulation des valeurs atteintes par les corrections de temps mort

Les valeurs données ci-dessous sont celles du rapport
(σ non corrigée/ σ corrigée) :

- à 0,64 GeV : 1,08 au plus (< 1,03 pour 8 résultats sur 10)
- à 1,2 GeV : 1,17 au plus (< 1,06 pour 10 résultats sur 11)
- à 2 GeV : 1,20 au plus (< 1,08 pour 11 résultats sur 12)
- à 2,8 GeV : 1,20 au plus (< 1,12 pour 6 résultats sur 9).

TABLEAU VII

Sections efficaces et paramètres ajustés

E (GeV)	Nombre points ajustés	Relation (II.11)			Relation (II.12)			Relation (II.15)		
		k	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\frac{\chi^2}{\nu}$	k	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\frac{\chi^2}{\nu}$	$\left(\frac{\tau}{\delta_e}\right)$ (10 ⁻⁷)	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	$\frac{\chi^2}{\nu}$
0,64	12 (a) 10 (b)							4,20 1,85	53,8 $\pm$ 0,6 56,3 $\pm$ 0,2	17,2 0,95
1,2	12 (c) 11 (b)	2,75 2,90	49,8 $\pm$ 0,2 49,5 $\pm$ 0,2	1,88 1,14	2,55 2,65	49,9 $\pm$ 0,2 49,7 $\pm$ 0,2	1,77 1,06	3,65 3,75	50,4 $\pm$ 0,2 50,2 $\pm$ 0,2	1,40 0,84
2,0	12 (b) 12 (d)	3,30 2,0	44,6 $\pm$ 0,2 45,7 $\pm$ 0,4	1,62 0,27	2,95 2,0	44,7 $\pm$ 0,2 45,6 $\pm$ 0,3	1,68 5,41	3,55	44,7 $\pm$ 0,2	1,47
2,8	12 (e) 11 (f) 9 (b)	5,60 4,55 4,30	40,6 $\pm$ 0,4 41,7 $\pm$ 0,4 42,2 $\pm$ 0,15	8,30 6,50 0,20	4,45 4,05 3,85	41,4 $\pm$ 0,3 41,9 $\pm$ 0,3 42,4 $\pm$ 0,15	6,50 6,40 1,71	8,10 6,75 6,70	41,7 $\pm$ 0,4 42,6 $\pm$ 0,4 42,8 $\pm$ 0,2	8,99 7,81 1,45

Les valeurs des sections efficaces ci-dessus doivent être corrigées de -1,3 % (contamination par les neutrons)

- (a) dont 2 résultats à forte intensité (un χ^2 trop élevé conduit à rejeter ces points).
 (b) valeurs ajustées finalement retenues.
 (c) dont un résultat situé à 3 fois l'écart-type de l'ajustement.
 (d) exemple d'ajustement avec une valeur de $k = 2$ imposée.
 (e) dont un résultat à forte intensité, rejeté par la suite.
 (f) dont un résultat situé à -5 écarts types et un autre à +4 écarts types.

ν désigne le nombre de degrés de liberté.

APPENDICE 2

CONTRIBUTION DES PARTICULES SECONDAIRES CREEES DANS LA CIBLE A LA PRODUCTION DU ^{11}C

Dans des cibles épaisses, les particules secondaires créées lors de l'interaction des ions primaires peuvent à leur tour interagir et produire elles aussi du ^{11}C . Cette contribution est éliminée en extrapolant l'activité de cibles épaisses à une épaisseur nulle.

La comparaison directe de quelques évaluations de sections efficaces apparentes, obtenues avec des cibles d'épaisseurs différentes irradiées dans des faisceaux de faible intensité, ne permet généralement pas d'atteindre, du fait des erreurs statistiques, une bonne précision pour cette extrapolation.

Nous avons préféré estimer cette correction lors d'expériences séparées, en exposant dans des faisceaux intenses (10^8 à 10^{11} alphas par cycle) des empilements de cibles et en comparant les activités spécifiques à différentes profondeurs. Pour cette comparaison, on admet que l'activité spécifique augmente linéairement pour de faibles épaisseurs (celles des empilements a varié entre 1 et 2 g.cm $^{-2}$). De plus, on fait l'hypothèse que les rayonnements secondaires sont émis vers l'avant, c'est-à-dire que l'activité spécifique au début de l'empilement est indépendante de l'épaisseur de celui-ci. L'énergie des particules secondaires nécessaire pour produire du ^{11}C dans le carbone, supérieure à une vingtaine de MeV dans le cas des protons ou des neutrons et même davantage avec les mésons π^+ , justifie une telle hypothèse.

Des empilements de cibles en polystyrène, en graphite et en scintillateur NE 102, de diamètre compris entre 38 et 80 mm, ont ainsi été irradiés.

L'activité de la première et de la dernière cible, parfois d'une cible intermédiaire, était mesurée au moyen de deux détecteurs NaI(Tl) (76 x 76 mm et 102 x 102 mm) montés en regard l'un de l'autre. Chacun d'eux formait une voie de mesure indépendante, elle-même subdivisée en deux : comptage total et comptage avec analyseur monocanal centré sur 0,511 MeV. Cette multiplicité des voies avait pour objectif d'améliorer la précision finale (compensation partielle des dérives, des écarts de centrage, des différences d'épaisseurs, etc...).

Pour chaque irradiation, le coefficient d'augmentation linéaire (α) de l'activité spécifique était évalué et rapporté à l'activité calculée à la profondeur zéro.

Au total, dix sept expositions d'empilements ont été effectuées à six énergies différentes. Ces résultats ont déjà été donnés sur la figure 3. On remarquera que ce coefficient α rend compte globalement, au niveau de l'activité de la cible, des effets d'augmentation dus aux particules secondaires et des effets d'absorption des particules primaires.

Aux erreurs près, nous n'avons pas constaté de différence entre la nature des matériaux utilisés ni entre les différents diamètres. Ce dernier point confirme que peu de secondaires sont émis transversalement, et justifie d'avoir négligé ceux émis vers l'arrière pour formuler l'hypothèse précédente.

Dans ces conditions, l'activité spécifique corrigée A_0 d'une cible non auto-absorbante d'épaisseur x_T g.cm⁻², d'activité spécifique moyenne mesurée $\bar{A}_T$, est telle que

$$\frac{\bar{A}_T}{A_0} = 1 + \alpha \frac{x_T}{Z}$$

avec α exprimé en cm².g⁻¹.

Comme la cible se trouvait placée juste derrière le scintillateur de l'élément "A" du télescope, l'épaisseur de celui-ci a été ajoutée à l'épaisseur-moitié de la cible pour calculer la correction finale.

CHAPITRE IV

MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE LA REACTION

$C(d,x)^{11}C$ A 0,32 - 0,59 ET 1,62 GeV

La fonction d'excitation de cette réaction est connue jusqu'à 190 MeV / 3 /. Nous avons déjà mesuré à SATURNE I, par une méthode relative basée sur l'effet Cérénkov, la section efficace pour des deutons de 2,33 GeV / 38 /. Une autre valeur obtenue au Bévatron du LBL à 3 GeV a été citée ensuite / 39 /.

Afin d'estimer avec une précision correcte la fonction d'excitation entre 0,2 et 3 GeV, nous avons mesuré à SATURNE I trois valeurs de la section efficace à 0,32 - 0,59 et 1,62 GeV (soit respectivement 1,15 - 1,60 et 2,95 GeV/c). Ces mesures sont présentées dans le présent chapitre.

La méthode expérimentale est la même que celle utilisée précédemment avec les ions ^4He et décrite au Chapitre III. Des faisceaux d'intensités instantanées plus faibles ont pu être employés afin de réduire la correction des pertes lors du comptage des particules incidentes ; une méthode supplémentaire a été utilisée ici pour faire cette correction.

IV.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Un faisceau extrait de faible intensité est utilisé pour irradier un scintillateur servant de cible de carbone. Pendant cette irradiation, la mesure absolue du nombre des particules incidentes est effectuée à l'aide d'un "télescope" de compteurs à scintillations. L'activité induite dans la cible est ensuite mesurée par comptage des scintillations produites en son sein même par les β^+ du ^{11}C .

Le mode d'extraction "Piccioni" a été préféré au système d'extraction résonnante, la durée du déversement du faisceau étant alors plus longue. La ligne de transport du faisceau extrait est représentée sur la figure 6. Après les réductions d'intensité opérées au niveau de l'injection puis de l'accélération, le flux dans le faisceau extrait était à son tour réduit au

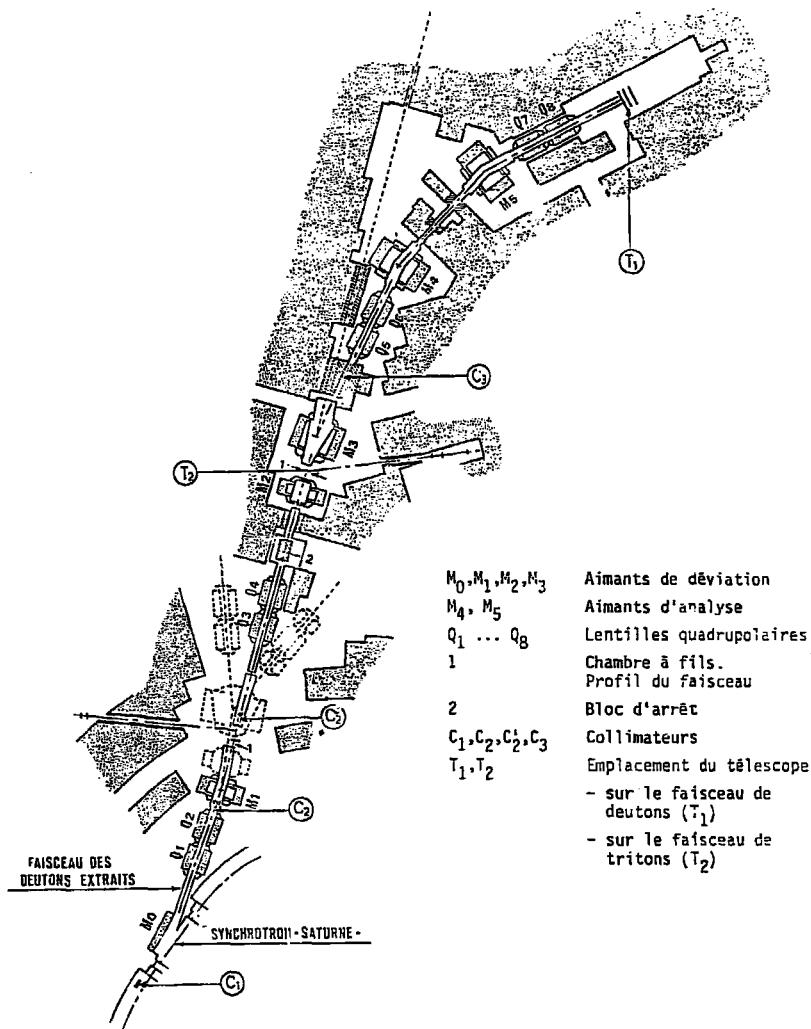


Figure 6 - Ligne de transport du faisceau.

moyen de trois collimateurs répartis sur la ligne (C_1 , C_2 et C_3). L'intensité était ajustée à la valeur désirée avec les collimateurs variables situés en tête de ligne : une fente à ouverture manuelle (C_1) suivie de deux fentes séparément ajustables commandées à distance (C_2). Uniquement par ces moyens mécaniques, il a été possible de couvrir la gamme souhaitée (de $\approx 10^4$ à 10^5 - et plus - particules par cycle).

La conduite du faisceau était facilitée par des chambres à fils à air placées en différents points de la ligne, et la surveillance des caractéristiques du faisceau à intensité réduite demeurait possible grâce à une chambre à fils proportionnelle / 40 / située en arrière du télescope. A ce niveau, les faisceaux utilisés avaient une section approximativement elliptique, de grand axe au plus égal à y 1,5 - 2 cm à l'énergie la plus basse. La section et la position moyennes du faisceau durant chaque irradiation étaient en plus contrôlées au moyen de films POLAROID.

La durée du déversement a varié - suivant l'énergie - de $\approx$ 300 à 400 ms, et la période de répétition des pulses est passée de 1,5 sec (à 1,15 et 1,6 GeV/c) à 2,4 sec (à 2,95 GeV/c).

Les scintillateurs plastiques (NE 102 A) de 38 mm de diamètre et 3 ou 10 mm d'épaisseur utilisés comme cible de carbone, étaient positionnés soit entre les deux premiers éléments du télescope, soit devant celui-ci, et irradiés pendant une dizaine de minutes pour recevoir un flux total compris entre 1.10^7 et 4.10^7 deutons. L'activité en ^{11}C induite dans ces cibles était ensuite mesurée dans les conditions identiques à celles décrites au Chapitre III (mêmes ensembles de comptage, seuil de 60 keV). Au mode de comptage automatique cyclé avait été ajouté le matériel nécessaire pour opérer également en comptage continu dans un but de sécurité et pour comparaison.

La mesure du nombre de deutons dans le faisceau a été réalisée avec le même télescope qui avait été utilisé à cet effet lors des mesures effectuées avec les hélions. L'électronique rapide associée ayant été modifiée et complétée, le schéma synoptique en est donné figure 7.

La coïncidence directe S_{AB} entre les impulsions des deux premiers détecteurs A et B fournit la mesure brute du nombre de particules incidentes sur la cible. La coïncidence retardée S_D (effectuée entre le signal A et le signal B retardé de 50 ns) permet de corriger les pertes dues au temps mort de la voie directe. Cette correction fait intervenir de façon directement proportionnelle le rapport de la valeur du temps mort τ_{AB} de la voie directe à la valeur du temps de résolution θ_D de la voie retardée. Afin de mieux préciser cette correction (avec les alphas - Chapitre III, la valeur mesurée pour ce rapport ne correspondait pas à la valeur donnant le meilleur ajustement des résultats expérimentaux bruts), ces voies ont été dédoublées pour fournir les coïncidences directes S_1 et S_2 (affectées par les temps morts τ_1 et τ_2 respectivement) ainsi que les coïncidences retardées S_{D1} et S_{D2} de temps de résolution respectifs θ_{D1} et θ_{D2} . Ces temps morts et ces temps de résolution ont été mesurés dans le faisceau même par la méthode du délai variable.

A partir de la voie directe possédant le plus faible temps mort, quatre voies dérivées (S_3, S_4, S_5, S_6) ayant chacune un temps de paralysie imposé différent ($\tau_3, \tau_4, \tau_5, \tau_6$) fournissent la possibilité, par extrapolation à un temps mort nul, d'obtenir une seconde estimation du flux corrigé, indépendante du circuit de coïncidences retardées.

La coïncidence S_2 , divisée en fréquence d'un facteur 8.10^2 , était enregistrée dans un analyseur fonctionnant en mode multi-échelle pour suivre les fluctuations d'intensité du faisceau au cours des irradiations et en tenir compte lors des calculs d'activation (+).

A la fin de chaque mesure, les données suivantes étaient enregistrées sur imprimante :

- le nombre de pulses extraits p,
- les coïncidences directes entre les détecteurs A et B ($S_1, \dots, S_6, S_{2/8}$) et entre A et C (S_{AC}),
- les coïncidences retardées S_{D1} et S_{D2} ,
- les impulsions simples S_A, S_B, S_C ,
- le contenu des mémoires du multi-échelle.

(+) Le rapport f_q - cf. § I.2.3 - est resté compris entre 0,998 et 1,004.

IV.2 - ANALYSE DES DONNEES

Pour les deutons de 1,15 et 1,6 GeV/c, huit irradiations à chaque impulsion ont été effectuées, et seulement quatre irradiations à 2,95 GeV/c.

IV.2.1 - Activité du ^{11}C

L'exploitation des comptages cyclés a été faite en analysant les courbes de décroissance par une méthode des moindres carrés, dans laquelle la période du ^{11}C est fixée (égale à 20,39 mn) et un bruit de fond constant imposé. Ce bruit de fond a été mesuré avant les irradiations ainsi qu'après (une fois l'activité disparue) pour les différents scintillateurs utilisés (+).

Sur l'ensemble des vingt irradiations, la valeur moyenne du χ^2 normalisé vaut $1,2 \pm 0,3$ et la moyenne des erreurs statistiques sur les activités initiales calculées par le programme d'ajustement est égale à $(1,35 \pm 0,33) \%$.

Le calcul des activités a aussi été fait à partir des comptages en continu effectués parallèlement aux comptages cyclés. La durée de ces comptages, égale à 40 mn, résulte d'un compromis entre la recherche d'une erreur statistique minimale / 42/ et le rythme souhaité pour les expositions.

(+) On a trouvé que le bruit de fond des ensembles variait de façon directement proportionnelle avec la somme de la section de base et de la section latérale des scintillateurs plastiques (pente de la courbe voisine de 1 en représentation logarithmique avec cette variable, et très différente de 1 pour d'autres variables, dont le poids). Cette observation diffère de ce qui se passe avec des scintillateurs NaI(Tl) / 41 /.

Les erreurs statistiques ont été calculées en appliquant la loi de Poisson ; l'erreur ainsi évaluée est supérieure à celle qui serait déduite de la loi binomiale applicable ici. La moyenne de ces erreurs statistiques pour les 20 irradiations est égale à $(1,34 \pm 0,28) \%$.

Le rapport moyen entre l'activité calculée à partir des comptages cyclés et l'activité déduite du comptage de longue durée vaut pour 19 expositions $(1 \pm 0,01)$. Une valeur a été rejetée, le rapport ci-dessus étant égal à 1,14.

Le deuxième mode de comptage a donc permis de sauvegarder une irradiation et de ramener l'erreur statistique finale sur la moyenne des deux activités à moins de 1 %. De plus, ce mode de comptage est seul susceptible de donner des résultats dans le cas d'activités très faibles, proches du bruit de fond (par exemple, mesure du "fond neutrons" en dehors du faisceau).

Le calcul du nombre total de noyaux de ^{11}C formés tient ensuite compte de la décroissance pendant l'irradiation et des variations d'intensité du faisceau.

Les noyaux-cibles sont les noyaux de carbone naturel et la fraction en poids égale 0,9152 pour les scintillateurs utilisés.

Le rapport de branchement des β^+ a été pris égal à 0,9977.

L'efficacité de détection mesurée par la méthode de coïncidences 4π $\beta^+\gamma$, est égale à $(0,93 \pm 0,01)$, $(0,945 \pm 0,01)$, $(0,955 \pm 0,01)$ pour des scintillateurs d'épaisseur 3 - 6 et 10 mm respectivement.

IV.2.2 - Corrections sur l'activité

a) Effet des particules secondaires

Les cibles étaient suffisamment épaisses pour négliger les pertes par diffusion de noyaux radioactifs / 3 /.

Par contre, une extrapolation à épaisseur nulle a dû être faite pour corriger l'influence des particules secondaires créées dans la cible elle-même et qui contribuent à la production de ^{11}C .

Cet effet a pu être estimé lors d'expériences séparées en irradiant avec des faisceaux intenses des cibles empillées et en comparant les activités spécifiques de la première et de la dernière cible ⁽⁺⁾. Des empilements de polystyrène, de graphite et de scintillateur, de diamètres compris entre 40 et 80 mm, ont ainsi été exposés et les activités mesurées avec des détecteurs NaI(Tl). Aucune différence entre ces matériaux ou diamètres n'a pu être décelée.

Un total de 18 expositions, effectuées à 10 énergies se situant entre 0,3 et 1,7 GeV, a permis d'évaluer la variation du coefficient d'augmentation α de l'activité spécifique avec l'énergie des deutons. Les résultats sont reportés sur la figure 8, et peuvent être reliés par la relation linéaire suivante :

$$\alpha \text{ (cm}^2/\text{g)} = (4,55 \pm 0,54) \cdot 10^{-2} \times E \text{ (GeV)} + (1,4 \pm 4) \cdot 10^{-3}$$

Pour une cible d'épaisseur x_T (g.cm^{-2}) et d'activité spécifique moyenne mesurée ($\bar{A} = A(x_T/2)$), l'activité corrigée A_0 a été obtenue au moyen de l'expression :

$$\frac{\bar{A}}{A_0} = 1 + \alpha \frac{x_T}{2}$$

(+) Pour de faibles épaisseurs, on admet que l'activité spécifique augmente de façon linéaire avec l'épaisseur. On admet de plus que l'activité spécifique au début de l'empilement n'est pas influencée par l'épaisseur de celui-ci (c'est-à-dire que les rayonnements secondaires sont tous émis vers l'avant - ce qui est particulièrement vérifié pour les nucléons provenant de la cassure des deutons, mais aussi, bien qu'à un degré moindre, pour les particules de cascade).

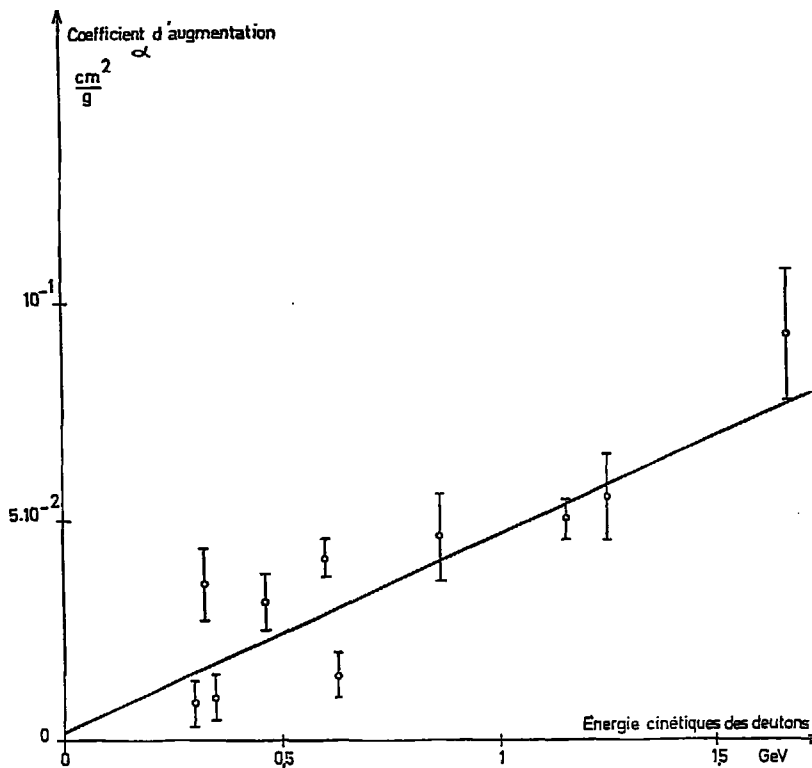


Figure 8 - Coefficient d'augmentation de l'activité due aux particules secondaires dans les cibles en fonction de l'énergie des deutons.

dans laquelle il a été tenu compte, le cas échéant, de la matière présente sur le devant de la cible (élément de télescope par exemple).

b) "Bruit de fond" neutrons

Pour évaluer la contribution parasite d'un éventuel fond de neutrons de haute énergie, quelques cibles (2 à 0,32 GeV et 1 pour chacune des deux autres énergies) ont été placées à $\approx$ 20 cm du faisceau sur le côté du télescope. L'activité spécifique de ces cibles représentait une fraction égale à $(0,42 \pm 0,25)$, $(0,15 \pm 0,25)$, $(0,25 \pm 0,26)$ % de l'activité mesurée en position normale (à 1,15 - 1,6 et 2,95 GeV/c respectivement). Cette contamination neutron, supposée uniforme dans le plan des cibles, a été soustraite des mesures (et en supposant que la fraction ci-dessus était constante quand l'intensité du faisceau variait).

La contamination du faisceau par les protons de cassure est négligeable, ceux-ci étant éliminés du fait de leur rigidité très différente de celle des deutons.

IV.2.3 - Mesure du flux de deutons

a) Evaluation des caractéristiques du télescope

L'estimation du nombre de particules ayant traversé la cible, fournie par la coïncidence AB, doit être corrigée de l'influence de certains effets. Pour cela, l'assurance que le télescope fonctionne correctement et la connaissance de certaines de ses caractéristiques sont nécessaires.

Les paliers "haute tension", tracés pour chaque compteur, montrent que les seuils de discrimination choisis n'entraînent aucune perte de comptage. Les courbes de résolution, obtenues pour chaque voie de coïncidence, permettent de choisir le réglage optimal des retards et d'atteindre l'efficacité maximale du comptage en coïncidence. L'égalité entre comptages simples et coïncidences, $(\frac{S_A}{S_B} - 1)$ variant de 2.10^{-4} à $1,5.10^{-3}$ et $(\frac{S_A}{S_1} - 1)$ de 2.10^{-3} à 6.10^{-3} suivant l'énergie, pour une intensité de $\approx 5.10^4$ particules par cycle) confirme que l'ensemble fonctionnait correctement.

Les temps morts et les temps de résolution des différentes voies ont été évalués avec soin lors des mesures dans le faisceau à 1,15 GeV/c par la technique du retard variable. Les valeurs suivantes ont été obtenues :

- pour les temps morts des voies de coïncidences directes, $\tau_1 = 12,2$ ns et $\tau_2 = 15$ ns (12,1 et 15,7 ns sur les voies retardées correspondantes qui ne doivent pas présenter de temps mort supplémentaire) ;
- pour les temps de résolution des coïncidences retardées, $\theta_{D1} = 5,8$ ns et $\theta_{D2} = 2,1$ ns (5,6 et 5,5 ns respectivement sur les voies directes).

Les durées de mise en forme imposant les temps de paralysie (τ_3 à τ_6) aux quatre voies dérivées de S_1 , égales dans l'ordre à 19 - 32 - 44 et 59 ns ($\pm 0,5$ ns), ont été mesurées à l'oscilloscope.

b) Influence de la cible sur les coïncidences enregistrées

Le télescope est peu sensible à l'absorption par interactions nucléaires des particules incidentes du fait que la plupart des produits secondaires sont émis vers l'avant et donnent - individuellement ou après sommation - un signal détectable dans les compteurs successifs.

L'étude de la variation du rapport $\frac{S_1}{S_A}$ (ainsi que $\frac{S_B}{S_A}$) avec l'épaisseur x_T de la cible placée entre les compteurs A et B, a permis d'effectuer les corrections pour cet effet. Des pentes très faibles ont été relevées : $3 \cdot 10^{-3}$ - $2 \cdot 10^{-3}$ et $1,3 \cdot 10^{-3}$ de diminution par $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ à 1,15 - 1,6 et 2,95 GeV/c respectivement. Ces faibles variations montrent qu'en grande partie, l'absorption des deutons (vue du compteur B) est compensée par la création des particules secondaires chargées. Dans l'extrapolation à épaisseur nulle qui a été effectuée, la matière présentée par les compteurs A et B a été ajoutée à l'épaisseur des cibles (pour celles placées devant le télescope, les mêmes taux de diminution ont été conservés).

c) Correction de temps mort

La première méthode de correction des pertes occasionnées par le temps mort du télescope fait intervenir les informations fournies par un

circuit de coïncidences retardées, informations qui remédient à l'impossibilité de connaître la distribution temporelle des particules durant le déversement.

Le flux réel reçu pendant p pulses est donné par :

$$F = \frac{S_{AB}}{\tau \cdot S_{AB}} \quad (IV.1)$$

$$1 - \frac{\delta_e}{\delta_e \times p}$$

où

- δ_e est la durée effective du déversement,
- F le nombre total de particules incidentes reçues pendant la durée de l'exposition,
- S_{AB} le total des coïncidences directes cumulées au cours de ce même temps.

Le circuit de coïncidences retardées délivre (pour un retard $D > \tau$) un nombre total d'impulsions S_D égal à :

$$S_D = \frac{\theta_D (S_{AB})^2}{\delta_e \times p} \quad (IV.2)$$

Avec cette expression, (IV.1) peut s'écrire :

$$F = \frac{S_{AB}}{\tau \cdot S_D}$$

$$1 - \frac{\theta_D \cdot S_{AB}}{\theta_D \cdot S_{AB}}$$

En posant $\frac{S_D}{S_{AB}} = R$ et $\frac{\tau}{\theta_D} = k$, on obtient :

$$F = \frac{S_{AB}}{1 - k R} \quad (IV.3)$$

Cette forme de correction, portant sur des quantités intégrales, n'est correcte que si l'intensité par cycle et la durée du déversement restent approximativement constantes pendant les irradiations.

Un retard D égal à 50 ns a été choisi, et les courbes de retard relevées jusqu'à 400 ns n'ont révélé aucune structure de fréquence élevée.

On disposait de deux voies de comptage indépendantes, l'une avec $k_1 = 2,10$, l'autre avec $k_2 = 7,14$ qui ont donné deux estimations F_1 et F_2 du nombre réel de particules incidentes.

La figure 9 représente la variation des rapports R_1 et R_2 avec l'intensité moyenne par cycle $\frac{S_1}{P}$ ou $\frac{S_2}{P}$ à 1,15 GeV/c. Cette variation, qui reste bien linéaire dans la gamme d'intensités explorée, valide l'expression (IV.2). De la pente de ces droites, on déduit le temps moyen de déversement δ_e . Les valeurs suivantes ont été trouvées : (130 à 140) ms, (170 - 195) ms et (160 - 180) ms pour 1,15 - 1,6 et 2,95 GeV/c respectivement.

Le flux corrigé retenu est la moyenne des flux F_1 et F_2 ; l'écart relatif moyen entre ces deux valeurs était égal à : 4.10^{-4} à 1,15 GeV/c - 1.10^{-4} à 1,6 GeV/c et $2,5.10^{-4}$ à 2,95 GeV/c.

La deuxième méthode de correction utilise les comptages S_3 à S_6 des voies dérivées de temps morts imposés τ_3 à τ_6 pour obtenir la vraie valeur par extrapolation à un temps mort nul.

L'expression (IV.1) s'écrit aussi :

$$\frac{1}{S_i} = \frac{1}{F_i} + \frac{\tau_i}{\delta_e \times P} \quad \text{avec } i = 3, \dots, 6 \quad (\text{IV.4})$$

Les expressions précédentes sont valables dans l'hypothèse d'un temps mort de type "non paralysable" / 26 /. Pour un temps mort du type "paralysable", l'expression / IV.3 / est remplacée par :

$$F_j = S_{AB} e^{k R_j} \quad (\text{IV.5})$$

où F_j est calculée après j itérations avec $R_j = R e^{k R_{j-1}}$.

Avec les intensités rencontrées ici, la différence entre les résultats données par (IV.3) et (IV.5) est absolument négligeable, et la forme

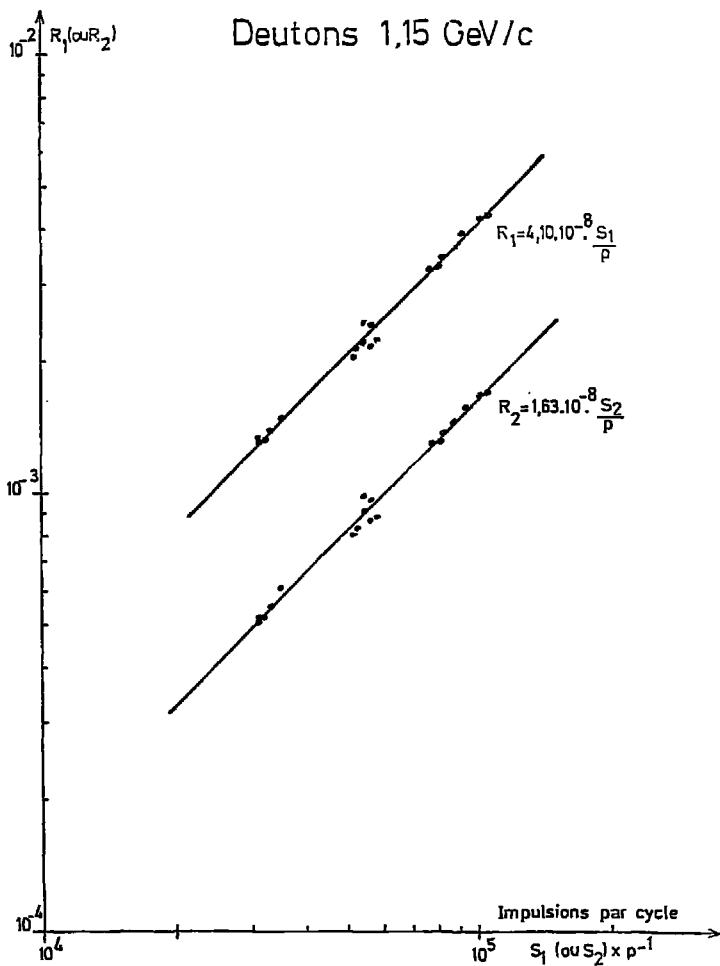


Figure 9 - Variation du rapport des coïncidences retardées aux coïncidences directes en fonction de l'intensité par cycle.

(IV.4) a été conservée pour l'extrapolation à un temps mort nul. Pour cette même raison, il n'était pas nécessaire de tenir compte de la composition des temps morts successifs, de types éventuellement différents / 26 /.

L'ajustement des données par moindres carrés au moyen de la relation (IV.4) linéaire en τ fournit, d'une part, une autre estimation de la vraie valeur du flux F et d'autre part, une valeur du temps de déversement effectif δ_e .

Des valeurs moyennes de δ_e égales à 145 - 203 et 185 ms ont été obtenues à 1,15 - 1,6 et 2,95 GeV/c. Elles s'avèrent en bon accord avec les valeurs correspondantes précédemment évaluées et on remarquera qu'avec cette méthode, le matériel nécessaire à l'estimation de δ_e peut être extrêmement réduit.

La figure 10 donne, à titre d'exemple, l'ajustement obtenu par (V.4) des comptages S_3 à S_6 observés pour une exposition à 1,15 GeV/c réalisée à une intensité du faisceau voisine de la plus forte intensité utilisée lors de nos expériences. Les résultats des comptages S_1 et S_2 ont également été placés sur cette figure pour montrer qu'ils se situent correctement sur le "chemin" de l'extrapolation.

La valeur de F déterminée de cette façon est en excellent accord avec la valeur moyenne évaluée par la première méthode. L'écart relatif entre ces valeurs a été trouvé égal, en moyenne, à $1,5 \cdot 10^{-4}$ - $4,5 \cdot 10^{-5}$ et $8,5 \cdot 10^{-5}$ pour les faisceaux de 1,15 - 1,6 et 2,95 GeV/c respectivement.

Le flux finalement retenu pour le calcul des sections efficaces est la moyenne des valeurs obtenues par les deux méthodes.

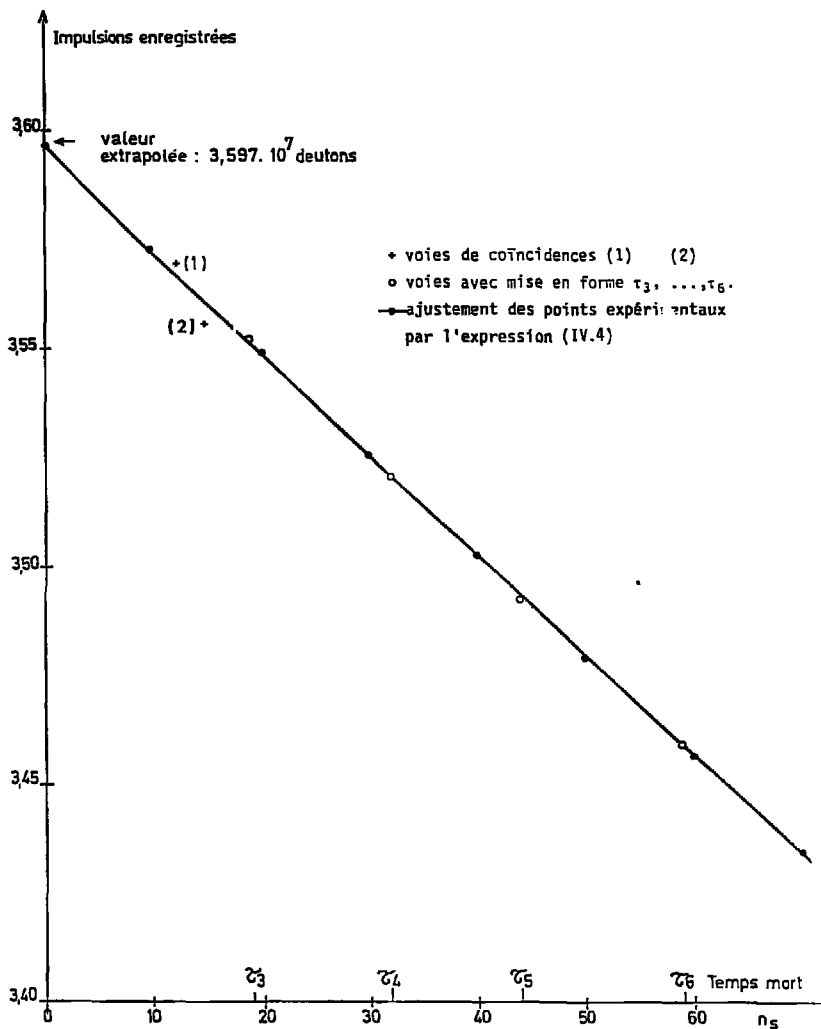


Figure 10 - Variation du nombre d'impulsions enregistrées en fonction du temps mort.

IV.3 - RESULTATS

Les sections efficaces expérimentales pour la réaction d'activation $C(d,X)^{11}C$, les corrections effectuées et les erreurs sont données dans les tables 8.a, 8.b et 8.c, pour des deutons incidents d'impulsion respectivement égale à 1,15 - 1,6 et 2,95 GeV/c.

La position de la cible est repérée à l'aide d'un numéro :

- (1) lorsque la cible a été exposée devant le compteur A du télescope ;
- (2) lorsqu'elle était placée entre les compteurs A et B.

La section efficace apparente σ_a est la valeur brute obtenue, corrigée seulement des pertes dues au temps mort. A titre indicatif, cette correction a été au plus égale à 1,1 % pour la table 8.a, à 0,9 % pour la table 8.b et à 0,7 % pour la table 8.c (cas de la correction effectuée à l'aide des coïncidences retardées pour la voie de comptage S_2 la plus affectée).

Le facteur multiplicatif de correction globale f_c qui intervient ensuite correspond au produit des corrections suivantes : correction pour l'effet des particules secondaires créées dans la cible, correction pour la présence d'un "fond neutrons" et correction pour l'influence de la cible sur les comptages du télescope (le détail de ces corrections figure dans la table 9).

L'erreur statistique qui est reportée dans la table 8 résulte de la combinaison des écarts-types estimés pour chacune des deux méthodes de comptage du ^{11}C .

Le détail des erreurs systématiques est exposé dans la table 9. Deux d'entre elles sont prépondérantes : celle sur l'efficacité de comptage et celle sur la correction pour l'effet des secondaires créés dans la cible. De ce fait, l'erreur systématique attribuée à chaque mesure devrait être la somme simple des erreurs systématiques / 43 %. C'est ce que nous

avons fait pour exprimer les résultats donnés dans les tableaux 8.a, 8.b et 8.c. Pour chaque impulsion des deutons, la moyenne pondérée a été calculée en attribuant aux mesures individuelles une erreur égale à la somme de l'erreur statistique et de l'erreur systématique. L'erreur systématique retenue pour le résultat final est l'erreur systématique moyenne, et l'erreur totale est égale à la simple somme de l'écart-type de la moyenne et de l'erreur systématique "moyenne".

Ce mode de combinaison des erreurs, semble à celui généralement retenu pour les étalons radioactifs / 43 /, pourrait l'être aussi ici puisque ces valeurs de sections efficaces seront utilisées comme des références primaires, et que les erreurs totales seront considérées alors comme des erreurs systématiques possibles attachées à la procédure de transfert.

Cependant, afin de ne pas rompre avec la tradition, nous donnons ci-dessous les erreurs finales obtenues de manière conventionnelle. En composant quadratiquement les erreurs systématiques élémentaires du Tableau 9, les erreurs systématiques finales données dans les Tableaux 8.a, 8.b et 8.c deviennent environ deux fois plus faibles. L'erreur totale qui en découle est évidemment plus flatteuse et nos résultats s'expriment dans ce cas comme il suit :

- à 0,32 GeV : $\sigma = (53,3 \pm 1,1)$ mb
- à 0,59 GeV : $\sigma = (47,5 \pm 0,9)$ mb
- à 1,62 GeV : $\sigma = (42,3 \pm 1,2)$ mb

Ces valeurs sont reportées sur la figure 11 avec les autres résultats disponibles :

- ceux de CRANDALL / 35 / corrigés dans / 3 / en-dessous de 200 MeV ($62,3 \pm 3,1$ mb à 190 MeV) ;
- celui cité par DUBAL / 39 / à 3 GeV ($39,9 \pm 0,4$ mb) dont la précision est remarquable, mais la méthode utilisée n'est pas mentionnée ;
- celui obtenu à SATURNE I par BANAIGS / 38 / à 2,33 GeV ($41,7 \pm 2,9$ mb).

La fonction d'excitation que nous proposons est indiquée sur la figure 11 par la courbe en tirets.

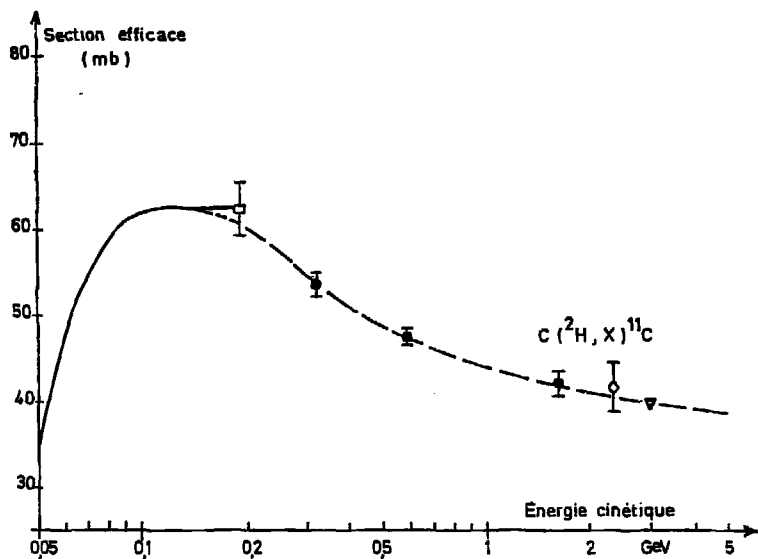


Figure 11 - Section efficace de la réaction $C(d, X)^{11}C$

- d'après les valeurs recommandées dans /3/
- CRANDALL /35/ valeur corrigée dans /3/
- ◇ BANAIGS /38/
- ▼ Mc CASLIN /39/
- nos résultats
- fonction d'excitation proposée

TABLEAU 8.a

Sections efficaces expérimentales pour la réaction $C(d,X)^{11}C$ à 1,15 GeV/c (0,324 GeV)

N° de l'irradiation	Position de la cible	Epaisseur de la cible (g.cm ⁻²)	Intensité du faisceau (10 ⁴ deutons par cycle)	σ_a (mb)	Facteur de correction globale	σ corrigée (mb)	Erreur statistique ±(%)	Somme des erreurs systématiques ±(%)
1	2	0,309	5,77	52,88	0,9846	52,1	0,9	2,4
2	2	0,307	5,83	55,64	"	54,8	0,9	2,4
3	2	0,313	8,32	54,22	"	53,4	0,8	2,4
4	2	0,309	8,45	54,18	"	53,4	0,7	2,4
5	2	0,312	9,55	53,98	"	53,2	0,6	2,4
6	2	0,309	3,18	55,52	"	54,7	1,7	2,4
7	2	0,311	3,37	51,83	"	51,0	1,3	2,4
8	1	0,312	5,40	54,43	0,9903	53,9	1,0	2,1

Moyenne pondérée des 8 valeurs

53,3 mb

Ecart-type de la moyenne

± 0,4 mb

Erreur systématique

± 1,3 mb

Erreur totale

± 1,7 mb (= ± 3,2 %)

TABLEAU 8.b

Sections efficaces expérimentales pour la réaction $C(d,x)^{11}C$ à 1,60 GeV/c (0,590 GeV)

N° de l'irradiation	Position de la cible	Epaisseur de la cible (g.cm ⁻²)	Intensité du faisceau (10 ⁴ deutons par cycle)	σ_a (mb)	Facteur de correction globale	σ corrigée (mb)	Erreur statistique ± (%)	Somme des erreurs systématiques ± (%)
1	2	0,311	5,43	48,09	0,9817	47,2	1	2,36
2	2	0,309	5,51	46,81	"	46,0	1	2,36
3	2	0,307	5,47	47,57	"	46,7	1	2,36
4	2	1,010	5,43	48,71	0,9706	47,3	0,5	2,69
5	1	0,313	4,41	48,03	0,9922	47,7	1,1	2,04
6	1	0,309	5,10	48,06	0,9922	47,7	1	2,04
7	2	0,314	10,37	48,71	0,9817	47,8	0,7	2,36
8	1	0,318	5,75	49,25	0,9922	48,9	0,9	2,04

Moyenne pondérée des 8 valeurs

47,5 mb

Ecart-type de la moyenne

± 0,3 mb

Erreur systématique

± 1,1 mb

Erreur totale

± 1,4 mb (± 3 %)

TABLEAU 8.c

Sections efficaces expérimentales pour la réaction $C(d,X)^{11}C$ à 2,95 GeV/c (1,62 GeV)

N° de l'irradiation	Position de la cible	Epaisseur de la cible (g.cm ⁻²)	Intensité du faisceau (10 ⁴ deutons par cycle)	σ_a (mb)	Facteur de correction globale	σ corrigée (mb)	Erreur statistique ± (%)	Somme des erreurs systématiques ± (%)
1	2	0,312	5,64	42,65	0,9561	40,8	1,2	3,10
2	1	0,309	5,88	44,41	0,9839	43,7	1,1	2,30
3	2	0,311	6,89	43,34	0,9561	41,4	0,9	3,10
4	1	0,312	6,17	43,72	0,9839	43,0	1,1	2,30

Moyenne pondérée

42,3 mb

Ecart-type de la moyenne

± 0,6 mb

Erreur systématique

± 1,1 mb

Erreur totale

± 1,7 mb (± 4 %)

TABLEAU 9

Détail des corrections et des erreurs systématiques

a) <u>Corrections et erreurs dépendantes des conditions expérimentales ou de l'énergie</u>			
Impulsion des deutons	N° des mesures	Corrections (sur la section efficace) données dans l'ordre suivant : - effet des secondaires dans la cible - fond neutrons - influence de la cible sur le télescope (en %)	Erreur systématique en résultant (en %)
1,15 GeV/c	1 & 7	- 0,82	+ 0,5
		- 0,42	± 0,25
		- 0,31	± 0,1
	8	- 0,25 - 0,42 - 0,31	+ 0,15 ± 0,25 ± 0,1
1,60 GeV/c	1,2,3,7	- 1,49	+ 0,45
		- 0,13	± 0,25
		- 0,21	± 0,06
	5,6,8	- 0,45	+ 0,13
		- 0,13	± 0,25
		- 0,21	± 0,06
	4	- 2,47	+ 0,74
		- 0,13	± 0,25
		- 0,35	± 0,1
2,95 GeV/c	1,3	- 4,02	+ 1,2
		- 0,25	± 0,26
		- 0,13	± 0,04
	2,4	- 1,23	+ 0,4
		- 0,25	± 0,26
		- 0,13	± 0,04
b) <u>Erreurs systématiques communes à toutes les mesures</u>			
Fraction en poids de carbone dans les cibles			± 0,1 %
Épaisseur massique des cibles			± 0,15 %
Efficacité de comptage du ^{11}C			± 1,1 %
Période du ^{11}C (erreurs sur le calcul de l'activité à saturation)			± 0,2 %
Correction de temps mort du télescope			< ± 0,05 %

CHAPITRE V

SECTION EFFICACE POUR LA REACTION $C(t,X)^{11}C$ A 2 GeV (3,8 GeV/c)

Le dispositif expérimental et la méthode utilisée sont les mêmes que précédemment.

Le faisceau extrait d'alphas de 5,1 GeV/c (mode d'extraction résonnante ici) interagissait dès le début de la ligne de transport représentée sur la figure 6 avec une cible mince située en C_1 , constituée d'un scintillateur de 5 mm d'épaisseur, pour produire par cassure un faisceau secondaire de tritons d'impulsion égale à 3,8 GeV/c, avec $(\Delta P/P \approx 3 \%) / 44 \%$.

Ce faisceau était analysé par les aimants M_0 et M_1 et spatialement défini par les collimateurs C_2 et C_2' (ce dernier ajouté spécialement pour la circonstance).

Le télescope, constitué des deux compteurs A et B, était placé entre les aimants M_2 et M_3 . A ce niveau, le faisceau de tritons avait une section approximativement elliptique (1,5 x 4 cm d'axes) et une intensité d'environ 8.10^4 particules par cycle au moment des irradiations. La durée du déversement était de l'ordre de 150 ms et la période de répétition égale à 3,5 secondes.

L'électronique associée au télescope était celle représentée sur la figure 7, à l'exception des voies dérivées S_3 à S_6 non montées et des éléments propres au troisième compteur C inemployé.

Quatre irradiations seulement, de durée comprise entre 5 et 15 minutes, ont pu être faites. Les cibles, d'épaisseur 3 ou 6 mm, ont toutes été exposées en position 1, devant le compteur A.

L'analyse des données a été conduite de la manière indiquée au paragraphe IV.2. Le comptage des cibles s'est fait suivant le mode cyclé seulement (mesures de 110 secondes espacées de 2 minutes).

L'effet des particules secondaires créées dans la cible même a été évalué lors de deux irradiations d'emplacements de disques de graphite effectuées à 1,87 GeV dans un faisceau de H^3 plus intense. Le coefficient d'augmentation d'activité α , précédemment défini, a été trouvé égal à $(7 \pm 2) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Si on exprime l'énergie des particules incidentes en GeV/Nucléon, la valeur du coefficient α trouvée pour les tritons (à 620 MeV/Nucléon) se situe entre celle obtenue pour les alphas ($\approx 10 \cdot 10^{-2}$) et celle qui vient d'être mesurée pour les deutons ($\approx 6 \cdot 10^{-2}$). Pour les mesures dans le faisceau de tritons à 2 GeV, la correction pour cet effet a été effectuée avec α égal à $(7,5 \pm 1) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

Une évaluation du "fond neutrons" a été faite en irradiant une cible de 10 mm d'épaisseur en dehors du faisceau, à environ 20 cm sur le côté du télescope. L'activité spécifique induite à cet endroit, rapportée à l'activité spécifique induite dans le faisceau, a été estimée à $(8 \pm 4) \cdot 10^{-3}$.

Les protons ou les deutons de cassure provenant du faisceau primaire d'alphas ou du faisceau secondaire de tritons ne pouvaient contaminer ce dernier du fait des rigidités différentes.

Les caractéristiques du télescope, évaluées dans le faisceau par la méthode du délai variable, étaient les suivantes :

- $\tau_1 = 12 \text{ ns}$ et $\tau_2 = 17,7 \text{ ns}$ pour les temps morts des voies de coïncidences directes (11,5 ns et 16,4 ns pour les voies retardées correspondantes) ;
- $\theta_{D1} = 6,1 \text{ ns}$ et $\theta_{D2} = 2,1 \text{ ns}$ pour les temps de résolution des coïncidences retardées (6 ns et 5,8 ns respectivement sur les voies directes).

Pendant les mesures, le délai introduit dans les voies retardées a été fixé à 50 ns.

La différence entre comptages des impulsions simples était de 0,3 à 0,4 % et celle entre impulsions simples et impulsions en coïncidences de la voie la plus rapide était voisine de 1,5 % (pour $6 \cdot 10^4$ à $8 \cdot 10^4$ particules par cycle). On peut en déduire un fonctionnement correct de l'ensemble, compte tenu des dimensions du faisceau (ailes ...) probablement à l'origine de cet écart de 1,5 %.

La correction de temps mort (faite avec la relation (IV.3)) est restée $< \approx 5 \%$ pour la voie la plus affectée (S_2).

Le temps de déversement effectif δ_0 a été trouvé égal à ≈ 35 ms (expression (IV.2)). Cette valeur confirme la mauvaise qualité du déversement en éjection résonnante et est voisine de celle évaluée pour les mêmes conditions dans le faisceau ^4He (Chapitre III).

Le flux réel dans le faisceau incident a été pris égal à la moyenne des valeurs corrigées, données par les deux voies de coïncidences (expression (IV.3)) avec $k_1 = 1,97$ et $k_2 = 8,43$. L'écart relatif moyen entre ces deux valeurs du flux est au plus égal à $\approx 0,2 \%$.

L'influence de la cible placée devant le télescope sur les coïncidences enregistrées a été évaluée. Un compteur à scintillations placé devant l'aimant M_2 (figure 6) fonctionnant en intégration de courant a pu être utilisé pour normaliser les comptages des voies de coïncidences relevés pour différentes épaisseurs de cibles (proche dans le principe de celui décrit dans / 38 /, ce compteur était destiné à servir de moniteur relatif lors d'expériences utilisant un faisceau de tritons plus intense). Une diminution d'environ 2% par g/cm^2 de cible a été ainsi mesurée. Cette diminution est d'un ordre de grandeur plus forte que celle évaluée dans le cas des deutons : la section du faisceau de tritons étant ici importante, on peut penser que la plupart des particules situées près des bords des scintillateurs ont été perdues par diffusion. La correction qui a été effectuée tient compte des éléments A et B du télescope en plus de la cible.

Les sections efficaces de production du ^{11}C obtenues avec des tritons de $3,8 \text{ GeV/c}$ sur le carbone naturel sont données dans le Tableau 10, formé de la même manière que le Tableau 8.

Pour chaque mesure, l'erreur statistique correspond à l'écart-type sur l'activité du ^{11}C donné par le programme d'analyse des courbes de décroissance. Les erreurs systématiques figurent dans le Tableau 11 ainsi que les corrections utilisées.

Dans le Tableau 10, l'erreur totale qui est donnée a été obtenue par addition de l'erreur statistique sur la moyenne et de la somme arithmétique moyenne des erreurs systématiques. Si l'on considère pour ces dernières la racine de la somme quadratique moyenne, l'erreur totale devient égale à 1,1 mb (au lieu de 1,9 mb).

L'expression finale du résultats de notre mesure de la section efficace pour la réaction $C(^3H,X)^{11}C$ à 2 GeV est donc :

$$\sigma = (43,8 \pm 1,1 \text{ mb})$$

C'est à notre connaissance le seul résultat actuellement disponible pour cette réaction, la réalisation d'un tel faisceau de 3H étant suffisamment rare / 44 /.

TARLEAU 10

Sections efficaces expérimentales pour la réaction $C(t,X)^{11}C$ à 3,8 GeV/c (2 GeV)

N° de l'irradiation	Position de la cible	Epaisseur de la cible (g.cm ⁻²)	Intensité du faisceau (10 ⁴ tritons par cycle)	σ_a (mb)	Facteur de correction globale	σ corrigée (mb)	Erreur statistique (%)	Somme des erreurs systématiques (%)
1	1	0,314	7,81	44,96	0,9612	43,2	3,3	3,1
2	1	0,618	8,07	47,59	0,9440	44,9	1,7	3,7
3	1	0,299	7,18	45,04	0,9618	43,3	1,7	3,1
4	1	0,602	8,27	46,20	0,9455	43,7	1,5	3,7

Moyenne pondérée	43,8 mb
Ecart-type sur la moyenne	$\pm 0,4$ mb
Erreur systématique	$\pm 1,5$ mb
Erreur totale	$\pm 1,9$ mb (4,3 %)

TABLEAU 11
Corrections et erreurs systématiques
(mesures dans le faisceau de tritons)

	N° mesure	Correction (sur la section efficace) %	Erreur systématique qui en résulte %
Effet des secondaires dans la cible	1	- 1,16	$\pm 0,3$
	3'	- 1,11	
	2	- 2,27	$\pm 0,7$
	4	- 2,21	
Influence de la cible sur le téléscope	1,3	- 2	$\pm 0,6$
	2,4	- 2,6	$\pm 0,8$
Soustraction du "fond neutrons"		- 0,8	$\pm 0,4$
Correction de temps mort			$\pm 0,25$
Fraction pondérale des noyaux de carbone			$\pm 0,1$
Epaisseur massique des cibles			$\pm 0,15$
Efficacité de comptage du ^{11}C			$\pm 1,1$
Période du ^{11}C			$\pm 0,2$

CONCLUSIONS

Afin de pouvoir utiliser la réaction d'activation ($\text{ion} + \text{C} \rightarrow {}^{11}\text{C} + \text{X}$) pour mesurer les faisceaux intenses de deutons et d'alphas aux énergies intermédiaires, nous avons déterminé les sections efficaces permettant d'estimer les fonctions d'excitation pour ces ions incidents entre 0,1 GeV/nucléon - énergie au-delà de laquelle elles étaient inconnues - et 1 GeV/nucléon. Nous avons aussi mesuré la première section efficace de la réaction $\text{C}({}^3\text{H}, \text{X}) {}^{11}\text{C}$ à 0,67 GeV/nucléon.

En effectuant, pour chacune de ces déterminations, un nombre important de mesures avec des conditions expérimentales variables, et en réalisant séparément des expériences auxiliaires, nous avons pu aboutir à une bonne précision (3 à 4 %) et contribuer à la solution ou à la clarification de certains points importants : correction des pertes de comptage du télescope, effet des particules secondaires créées dans la cible pour toutes les gammes d'énergies explorées, efficacité de comptage des cibles pour différentes conditions de détection faciles à reproduire.

A la suite de cet ensemble de mesures, il est maintenant possible de déterminer l'intensité de forts faisceaux d'ions ${}^2\text{H}$ et ${}^4\text{He}$ entre 0,1 et 1 GeV/nucléon par la méthode d'activation du carbone avec une incertitude totale n'excédant par 5 à 6 %.

On peut essayer de comparer entre elles les fonctions d'excitation des réactions ($\text{ions} + \text{C} \rightarrow {}^{11}\text{C} + \text{X}$) induites par différents ions. En assimilant le carbone naturel de la cible à du ${}^{12}\text{C}$, la formation de ${}^{11}\text{C}$ résulte de la perte d'un neutron par le noyau cible. Avec des énergies suffisamment fortes, l'éjection de ce seul neutron implique une réaction de surface dans

laquelle les nucléons de la cible et du projectile interagissent individuellement. Il est normal alors, pour cette comparaison, de faire intervenir l'énergie cinétique par nucléon du projectile.

Dans la figure 12, nous avons rassemblé les fonctions d'excitation et les valeurs des sections efficaces disponibles pour les réactions avec les ions ^1H , ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , ^{14}N et ^{20}Ne , en fonction de l'énergie par nucléon (GeV/A) de ces projectiles. A partir de cette figure, on peut faire les constatations suivantes :

- les fonctions d'excitation des réactions $\text{C}(^2\text{H}, \text{X})^{11}\text{C}$ et $\text{C}(^4\text{He}, \text{X})^{11}\text{C}$ sont pratiquement confondues entre 0,05 et 1,5 GeV/A.
- le résultat que nous avons obtenu à 0,67 GeV/A pour la réaction $\text{C}(^3\text{H}, \text{X})^{11}\text{C}$ se trouve être aussi placé sur cette courbe commune.
- la fonction d'excitation de la réaction $\text{C}(^3\text{He}, \text{X})^{11}\text{C}$ est très au-dessus des précédentes : on peut dans ce cas invoquer la formation possible de ^{11}C par l'éjection d'une sous-structure α du ^{12}C (réaction $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^4\text{He})^{11}\text{C}$).
- au-delà de 1 GeV par nucléon, les sections efficaces des réactions induites par les deutons et les alphas semblent ne diminuer que très lentement comme dans le cas de la réaction induite par les protons.

Par ces simples constatations, on découvre qu'il est difficile de supputer les sections efficaces d'une réaction à partir de celles d'une ou de plusieurs autres. On ne peut, en particulier, relier les sections efficaces pour ces différents projectiles légers par une paramétrisation simple dans laquelle interviendrait le nombre de masse de la particule incidente, puisque les valeurs restent confondues pour ^2H , ^3H et ^4He .

Des mesures d'un grand nombre de sections efficaces sont nécessaires si l'on veut utiliser la réaction d'activation du carbone pour déterminer l'intensité de faisceaux d'ions plus lourds que l'hélium. Un programme expérimental est prévu en ce sens auprès de SATURNE II qui doit accélérer de tels ions.

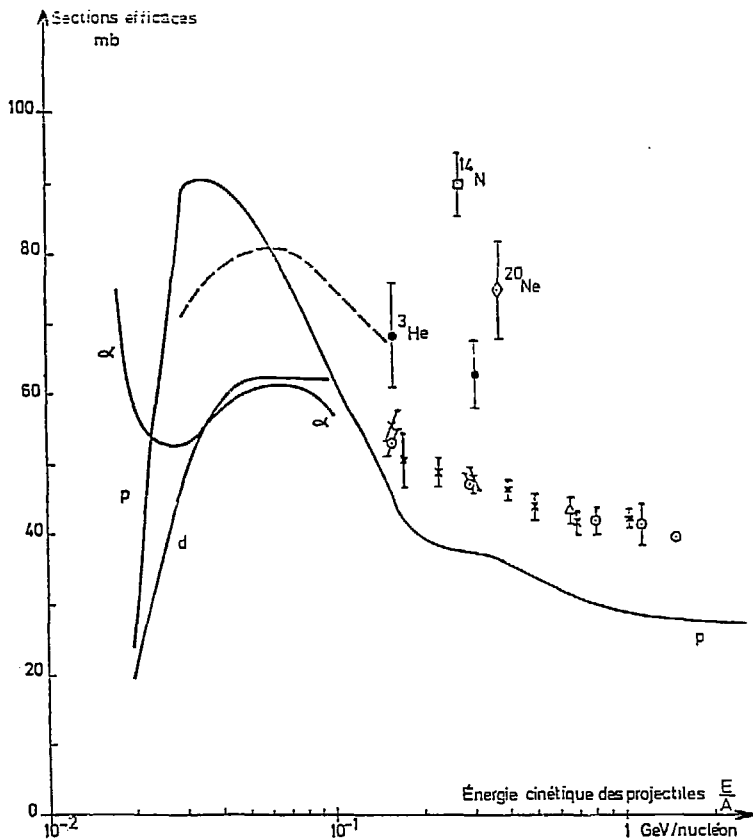


Figure 12 - Sections efficaces de production du ^{11}C dans le carbone pour différents ions incidents

- p, d, α , /3/
- ^3He /45 - 46/
- o ^2H /38 - 39/ et nos résultats
- Δ ^3H notre résultat
- x ^4He /14 - 36 - 37/ et nos résultats
- $\square$ ^{14}N /21/
- $\diamond$ ^{20}Ne /47/

REFERENCES

- 1 - Symposium on Beam Intensity Measurement, Daresbury, DNPL/R1, 1968.
Proceedings edited by V.W. HATTON and S.A. LOWNDES.
- 2 - J.B. CUMMING
Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 261 (1963).
- 3 - J. TOBAILEM, C.H. LASSUS SAINT-GENIES et L. LEVEQUE
Commissariat à l'Energie Atomique (France).
Notes CEA-N-1466 (1) (1971) et 1466 (2) (1972).
- 4 - H.W. PATTERSON and R.H. THOMAS
Accelerator Health Physics - Chapitre 5.
Academic Press, New York, 1973.
- 5 - O. ANTONINI, P. MOIOLI, E. PEDRETTI, R. SCAFE and A. VISENTIN
Nucl. Instr. and Meth., 151, 567 (1978).
- 6 - F. AJZENBERG-SELDVE
Nucl. Phys., A 248, 31 (1975).
- 7 - C.M. LEDERER and V.S. SHIRLEY
Table of isotopes, 7th ed., Wiley-Interscience, New York, 1978.
- 8 - G. AZUELOS and J.E. KITCHING
Phys. Rev., C 12, 563 (1975).

- 9 - Mesures d'activité nucléaire.
Commissariat à l'Energie Atomique - CETAMA.
MASSON, Paris, 1973.
- 10 - J. LAMBERIEUX
C.E.N. Saclay France.
Rapport C.E.A. n° 2251, 1963.
- 11 - C. OLDAVO and A. PASQUERELLI
Nucl. Instr. and Meth., 36, 192, 1965.
- 12 - J.B. Mc CASLIN
Health Physics, 2, 399, 1960.
- 13 - J.B. CUMMING and R. HOFFMAN
Rev. Sci. Instrum., 29, 1104, 1958.
- 14 - J. RADIN
Phys. Rev. C2, 793, 1970 et errata Phys. Rev. C4, 1010, 1971.
- 15 - E.J. AXTON and T.B. RYVES
Int. J. Appl. Rad. Isotopes 14, 159 (1963).
- 16 - G.R. MARTIN
Nucl. Instr. and Meth., 13, 263, 1961.
- 17 - G. MANENT, J. de SCHEEMECKER
C.E.N Saclay (France).
Rapport C.E.A. R-3440, 1968.
- 18 - L. FAVA and V. SANGIUST
Nucl. Instr. and Meth., 42, 325 (1966).
- 19 - Y. ARAKITA, H. HIRAYAMA, T. INAGAKI and M. MIYAJIMA
Nucl. Instr. and Meth., 164, 255 (1979).

- 20 - R.J. BARRETT, B.D. ANDERSON, H.B. WILLARD, A.N. ANDERSON and N. JARMIE
Nucl. Instr. and Meth., 129, 441, 1975.
- 21 - L. SKOSKI, M. MERKER and B.S.P. SHEN
Phys. Rev. Lett., 30, 51 (1973).
- 22 - G.W. BUTLFR, S.B. KAUFMAN, E.P. STEINBERG and B.D. WILKINS
Phys. Rev., C6, 1153 (1972).
- 23 - S.B. KAUFMAN, M.W. WEISFIELD, B.D. WILKINS, D. HENDERSON and E.P. STEINBERG
Phys. Rev., C13, 253 (1976).
- 24 - B.J. DROPESKY, G.W. BUTLER, C.J. ORTH, R.A. WILLIAMS, M.A. YATES-WILLIAMS, G. FRIEDLANDER and S.B. KAUFMAN
Phys. Rev., C20, 1844 (1979).
- 25 - M. MIGUEL et H. HOUTERMANS
Standardization of Radionuclides.
IAEA, Vienne, 1967, p. 135.
- 26 - J.W. MULLER
Nucl. Instr. and Meth., 112, 47, (1973).
- 27 - O.N. JARVIS and G.F. COX
Nucl. Phys., 79, 297 (1966).
- 28 - A.R. SMITH, J.R. RADIN
Communication privée.
- 29 - P.J. CAMPION
Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 4, 232 (1959).
- 30a - A. GANDY
Préparation et étalonnage des sources radioactives de référence.
Collection Monographies, n° 14, IAEA, Vienne, 1961.

- 30b - A. GANDY
Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 11, 75 (1961) et 13, 501 (1962).
- 31 - J. BRYANT
Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 14, 143 (1963).
- 32 - J.B. CUMMING, G. FRIEDLANDER and S. KATCOFF
Phys. Rev., 125, 2078 (1962).
- 33 - A.M. POSKANZER, L.P. REMSBERG, S. KATCOFF and J.B. CUMMING
Phys. Rev., 133, B 1507 (1964).
- 34 - P.J. CAMPION and J.G.V. TAYLOR
Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 10, 131 (1961).
- 35 - W.E. CRANDALL, G.P. MILLBURN, R.V. PYLE and W. BIRNBAUM
Phys. Rev., 101, 329 (1956).
- 36 - W.E. DOLLHOPF
Thèse, College of William and Mary, 1975, non publiée.
Citée dans : W.E. DOLLHOPF et al.
Nucl. Phys., A316, 350 (1979).
- 37 - J. CARROLL
Communication privée.
- 38 - J. BANAIGS, J. BERGER, J. DUFLU, L. GOLDZAHN, O. HARFF,
M. COTTEREAU, F. LEFEBVRES, H. OUECHON, P. TARDY-JOUBERT
Nucl. Instr. and Meth., 95, 307 (1971).
- 39 - J.B. Mc CASLIN et al. cités par L. DUBAL et al.
Phys. Rev. D, 9, 597 (1974).
- 40 - R. ANNE, G. MILLERET, A. GIULIANI, A. LEFOL; R. PERRET, J. POUPARO,
A. TROGNO, M. VAN DEN BOSSCHE, N'GUYEN SIEU VIET
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (France).
Rapport C.E.A. R-4857 (1977).

- 41 - Th. COURBOIS, L. VAN GELDEREN et H. LEUTZ
Nucl. Instr. and Meth., 69, 93 (1969).

- 42 - H.A. MUNERA
Nucl. Instr. and Meth., 130, 149 (1975).

- 43 - Certification of standard radioactive sources.
ICRU Report 12 (1968).

- 44 - G. BIZARD et al.
Nucl. Instr. and Meth., 166, 323 (1979).

- 45 - Pour la réaction $C(^3\text{He}, X)^{11}\text{C}$, on trouve dans :
H.J. KIM, W.T. MILNER and F.K. Mc GOWAN
Nuclear Data Section A, Vol. 2, 149 (1966).
des valeurs tabulées obtenue à partir de la courbe donnée
par W.E. CRANDALL et al. dans la référence / 35 /.

- 46 - E. ASLANIDES et al.
Phys. Rev. Lett., 43, 1466 (1979).

- 47 - A.R. SMITH and R.H. THOMAS
Nucl. Instr. and Meth., 137, 459 (1976).

- 48 - G. BIZARD, F. BONTONNEAU, J.L. LAVILLE, F. LEFEBVRES,
J.C. REGIMBERT, J. DUFLO, F. PLOVIN, H. QUECHON
Nucl. Instr. and Meth., 129, 569 (1975).

