



CM-P00073366

PH III-67/18
10.4.1967

COMITE DE PHYSIQUE III

PROPOSITION D'EXPERIENCE SUR
L'ETUDE DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE DE
DIFFUSION π^-He^4 A UNE ENERGIE INCIDENTE DE 1,12 GeV

par

J. COMBE (CERN)

M. QUERROU, J. GARDÈS et J.P. ALARD

(Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand)

* *
*I. INTRODUCTION

Une expérience de diffusion π^-He^4 est proposée à une énergie incidente de 1,12 GeV en vue de déterminer la section efficace différentielle de diffusion élastique et de la comparer aux prédictions de la théorie du modèle optique dans laquelle on tient compte des effets de diffusion multiple (double, triple, quadruple).

On utilise une cible à hélium gazeux et on détecte les He^4 et He^3 de recul. Le détecteur de charges $Z = 2$ est l'émulsion photographique de faible sensibilité.

La discrimination entre He^3 et He^4 est faite par voie cinématique en mesurant simultanément l'angle d'émission et le parcours dans l'émulsion.

On obtient comme sous produit le spectre en angle et en moment des He^3 .

Dans une réaction à deux corps, la détection et l'analyse faite sur le recul apparaît très avantageuse. Elle diminue, pour une cible d'hélium en particulier, la contribution des He^4 excités. La méthode du recul est susceptible d'être utilisée avec la même efficacité pour des réactions

élastiques p- α et p-d à toutes les énergies du proton incident.

II. INTERET DE L'ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE π^- -He⁴

Des travaux récents (1)(2) ont montré que les sections efficaces différentielles de diffusion élastique proton-deuton et proton-alpha présentent des maxima et minima secondaires pour des énergie incidentes suffisamment élevées (≥ 1 GeV).

Une première interprétation théorique à l'aide du modèle optique de Glauber (3) a été faite par Franco (4) et Czyz (5) qui fait intervenir les diffusions multiples cohérentes de la particule incidente sur les divers nucléons du noyau. Le double scattering serait à l'origine du premier minimum de la section efficace élastique proton-alpha trouvé par Palevsky pour une valeur de Δ^2 , le carré de l'impulsion transférée à l' α , égale à $0,23$ (GeV/c)². Ces effets de diffusion double sont aussi prévus à partir de la théorie des pôles de Regge (6) qui prévoit de plus une diminution de leur importance quand l'énergie augmente.

Une expérience utilisant des pions est possible compte tenu des intensités actuellement disponibles (10^6 particules par pulse), si on utilise une cible d'hélium et la détection des He⁴ de recul.

Nous nous sommes placés à une énergie de 1,12 GeV. Cette énergie est suffisamment élevée pour que les conditions de l'approximation des hautes énergies utilisées par Glauber soient déjà à peu près satisfaites, pour les petits angles de diffusion du pion. On doit pouvoir observer les maxima et minima secondaires de la théorie et faire un rapprochement avec le p- α à 1,7 GeV/c de Palevsky.

Les problèmes de détection et en particulier la mesure de l'angle d'émission du noyau de recul nécessaire à l'identification du choc élastique sont faciles à résoudre à 1 GeV. A énergie plus élevée le resserrement des angles autour de 90° est un facteur défavorable.

La valeur de 1,12 GeV est d'abord choisie pour être suffisamment différente des énergies de résonance π -nucléon (900 et 1340 MeV) car l'interprétation serait plus difficile à la résonance. (Voir par exemple Glauber⁽⁹⁾).

Une étude ultérieure près de ces pics pourrait cependant avoir de l'intérêt.

De plus pour cette valeur précise les sections efficaces totales π^-p et π^-n ($\approx \pi^+p$) sont égales (35 mb). Nous admettons que les rayons d'interaction, a , sont aussi égaux de même que les rapports

$\alpha = \frac{\text{partie réelle}}{\text{partie imaginaire}}$ de l'amplitude de diffusion. Cette dernière hypothèse est en accord avec la théorie des relations de dispersion⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ qui prévoit une valeur approximativement commune (0,20) à cette énergie. Les amplitudes de diffusion π^-p et π^-n sont donc égales et peuvent s'écrire:

$$f(p, \delta) = \frac{(i + \alpha)}{4\pi} p \sigma_{\pi n} e^{-a\delta^2/2}$$

où p est le moment du π incident dans le système du centre de masse, δ l'impulsion transférée au nucléon, $\sigma_{\pi n}$ la section efficace totale π -nucléon.

Dans ces conditions l'amplitude de diffusion π - α s'exprime simplement en fonction des paramètres de la diffusion simple π -nucléon.

On peut, dans la région de faible transfert se contenter⁽⁴⁾ des termes de diffusion simple et double et l'amplitude de Czyz s'écrit alors:

$$\langle 0 | f | 0 \rangle = \frac{ip}{2} (R^2 + 2a) e^{(1/16)R^2 \Delta^2} \left[C \frac{1}{4} (1 - i\alpha) \frac{\sigma_{\pi n}}{2\pi(R^2 + 2a)} e^{-\frac{1}{4}(R^2 + 2a) \Delta^2} - C \frac{2}{4} (1 - i\alpha)^2 \frac{1}{8} \left(\frac{\sigma_{\pi n}}{2\pi(R^2 + 2a)} \right)^2 e^{-\frac{1}{8}(R^2 + 2a) \Delta^2} \right]$$

- p est le moment de la particule incidente dans le système centre de masse;
- Δ^2 est le carré du transfert d'impulsion invariant;
- $\sigma_{\pi n}$, a, α sont des paramètres déjà définis caractérisant la diffusion π -nucléon;
- C_4^1 et C_4^2 sont les nombres de combinaison que l'on peut former avec 4 nucléons pris un à un (diffusion simple) et pris deux à deux (diffusion double);
- R est le rayon de l'hélium (1,35 fm) qui intervient par sa fonction d'onde. On a utilisé les résultats d'Herman et Hofstadter⁽¹⁰⁾ donnant une distribution gaussienne de probabilité de présence du nucléon.

La section efficace est alors approximativement:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = | \langle 0 | f | 0 \rangle |^2 = \left(\frac{p\sigma_{\pi n}}{\pi} \right)^2 e^{-\Delta^2 \left(\frac{R^2+2a}{2} \right) - \frac{R^2}{8}} \left[\left(1 - \frac{3\sigma_{\pi n}}{8\pi(R^2+2a)} e^{(R^2+2a)\frac{\Delta^2}{8}} \right)^2 + \alpha^2 \left(1 - \frac{3\sigma_{\pi n}}{4\pi(R^2+2a)} e^{(R^2+2a)\frac{\Delta^2}{8}} \right)^2 \right]$$

Le premier terme entre crochets représente la contribution de la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion, il est habituellement prépondérant; le deuxième terme correspond à la partie réelle dont la contribution est habituellement petite du fait de la faible valeur de α .

La contribution de la diffusion double apparait sous forme de termes correctifs dans les deux parties.

Le terme en facteur est approximativement celui qui apparait dans les théories moins raffinées du modèle optique où n'intervient que la diffusion simple. Il suffit à expliquer le comportement de la section efficace à très petit transfert [$\Delta^2 < 0,05 \left(\frac{\text{GeV}}{c} \right)^2$].

Pour $\Delta^2 > 0,05 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$ l'influence des termes de diffusion double devient importante (voir fig. 1). Le minimum de la section efficace correspond à la valeur de Δ^2 qui annule la partie imaginaire.

$$\Delta_{\min}^2 = \frac{8}{(R^2+2a)} \log \frac{8\pi(R^2+2a)}{3\sigma_{\pi n}}$$

A cet endroit la section efficace est fournie par la partie réelle de l'amplitude de diffusion et elle est proportionnel à α .

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\min} = \alpha^2 \left(\frac{p\sigma_{\pi n}}{\pi}\right)^2 e^{-\Delta_{\min}^2} \left(\frac{R^2+2a}{2} - \frac{R^2}{8}\right).$$

Pour les transferts d'impulsion supérieurs, la contribution des termes de diffusion double devient prépondérante notamment dans la région du premier maximum secondaire.

Les renseignements d'ordre théorique suivants résultent des particularités énoncées ci-dessus.

- 1°) La valeur de Δ^2 au creux est très sensible au facteur de forme de l'hélium (rayon R) et au rayon, a, d'interaction π -nucléon. Elle permettra de préciser ce couple de valeurs par comparaison avec d'autres expériences (p-He⁴, p ou π -deuton). Si on utilise les mêmes paramètres a et R que pour p-He⁴ la valeur de Δ_{\min}^2 est de $0,26 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$.
- 2°) La valeur de la section efficace au minimum permet une bonne mesure du rapport $\alpha = \frac{\text{partie réelle}}{\text{partie imaginaire}}$ de l'interaction π -nucléon, qui n'a jamais pu être déterminé avec précision dans les expériences de diffusion π -nucléon. Cette valeur ne devrait pas différer notablement de celle calculée pour un transfert d'impulsion nul au moyen des relations de dispersion (11)(12).

Si on prend pour α la valeur 0,2 prévue par cette théorie pour $\Delta^2 = 0$ la section efficace au creux serait de l'ordre de 32 μb . D'un point de vue plus général, Glauber⁽⁷⁾ a remarqué que l'aspect de la courbe $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\Delta^2)$ aux environs d'un minimum est très sensible aux déphasages des diffusions simples; la comparaison avec les autres minima secondaires obtenus sur la même cible (entre diffusion double et diffusion triple, diffusion triple et quadruple) ou sur tout autre cible légère (deuton ou He³) permettront de préciser la variation de α avec le transfert d'impulsion dans la diffusion simple π -nucléon.

3°) L'analyse de la courbe aux environs du premier maximum où la contribution du double scattering est très importante permettrait de donner des informations sur les corrélations entre paires de nucléons.

Le calcul de Czyz ne fait pas intervenir ces corrélations dans la fonction d'onde de l'hélium vue comme un produit de fonctions d'onde de nucléons indépendantes. Dans la région du maximum les valeurs calculées sont d'ailleurs inférieures aux valeurs expérimentales de Palevsky. Des calculs à Brookhaven sont en cours⁽⁷⁾ et feraient intervenir certaines formes de corrélations.

L'intérêt de pions incidents dans ce genre de considération se justifierait dans la mesure où la "sensibilité" du pion aux corrélations (n-n)(n-p)(p-p) serait différente de celle du proton.

III. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Nous utilisons dans cette expérience une cible d'hélium gazeux dont la pression peut aller jusqu'à 10 atmosphères et nous détectons l' α de recul provenant de la réaction de diffusion élastique π - α . Nous utilisons comme détecteur des émulsions n'enregistrant que les particules de charge 2 (³He ou ⁴He) ou des charges plus élevées.

Les ^4He élastiques sont reconnus par une relation cinématique basée sur la mesure de l'angle θ d'émission du recul et sur la mesure de son parcours. Toute erreur dans les mesures, dans la géométrie de l'expérience ou toute contamination (^3He ou ^4He excité) augmente le nombre de particules parasites tombant à l'intérieur de ces critères cinématiques.

Nous cherchons de plus à déterminer la position en abscisse du creux de la courbe $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\Delta^2)$ (Figure 1) avec une incertitude de $0,02 (\text{GeV}/c)^2$ et à fournir une valeur de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ au creux avec une précision de 10%.

Pour atteindre ce but, il est nécessaire que la divergence du faisceau n'excède pas 0,5 degré et que le nombre total de pions incidents atteigne environ 2×10^{10} (voir tableau I). D'autre part, la section du faisceau doit être inférieure au cm^2 dans le cas du gaz à 10 atm. afin que le straggling introduit par l'absorption dans le gaz ne soit pas gênant.

Dans l'interaction $\pi-\alpha$, l' ^3He , produit par $\pi^- + ^4\text{He} \rightarrow \pi^- + n + ^3\text{He}$, constitue un fond parasite qui peut éventuellement être gênant dans l'étude de la diffusion $\pi-\alpha$. Des expériences $\pi-\alpha$ à énergie plus faible (330 MeV) ⁽¹⁴⁾ donnent des spectres angulaires et en énergie des noyaux résiduels de l'hélium (^3He et ^3H). On observe un pic pour des quantités de mouvement de l'ordre de 150 MeV/c. Une interprétation de ce spectre par une méthode Monte-Carlo utilisant le modèle de Serber-Goldberger pour le noyau et "l'impulsion approximation" a donné un bon accord avec l'expérience. Nous avons extrapolé les résultats de ce calcul pour évaluer le bruit de fond à 1 GeV.

La Fig. 3 indique à quelle contamination ^3He on peut, d'après les calculs, s'attendre dans le pic ^4He pour $\theta_\alpha = 74^\circ$ ($\theta_\alpha = 74^\circ$ correspond au voisinage du creux de la courbe de diffusion élastique).

Cependant, l'étude des ^3He produits dans la réaction $\pi-\alpha$ (tout comme dans la réaction $p-\alpha$) présente un intérêt⁽¹³⁾ pour l'interprétation de la fragmentation des noyaux légers (et même lourds), dans l'hypothèse de l'existence de sous-structure α . ^3He peut aussi être le recul témoin de certaines résonances π -nucléon (dans l'interaction $\pi-\alpha$) de masses voisines de celles de l'énergie du pion incident. Ces résonances pourraient être mises en évidence par l'étude de la distribution des projections des moments de transfert de ^3He sur la direction avant⁽¹⁵⁾. Le spectre de l' ^3He serait également intéressant à connaître pour une éventuelle étude, à énergie plus élevée, de la production cohérente de résonances multiples dans le champ du noyau d'hélium.

Les ^4He excités, à cause de leur vie moyenne très courte, (10^{-20} sec.)⁽⁸⁾ ne sont pas enregistrés. C'est un avantage de la méthode par détection du recul sur la méthode par analyse du pion diffusé dont les caractéristiques mesurables varient peu suivant que ^4He est resté dans son état fondamental ou qu'il a été excité.

Les détails techniques qui permettent de réaliser les conditions énoncés ci-dessus sont les suivants:

Cible: La cible est constituée par de l'hélium gazeux sous pression de 1 à 10 atm. dans un container cylindrique de 50 cm de diamètre et de 100 cm de longueur utile. Le faisceau traverse le gaz suivant l'axe du container.

Expositions: Les problèmes d'absorption et de contamination par ^3He varient suivant les parties de la courbe que l'on veut déterminer. Nous proposons de faire 3 expositions: une exposition "test" et deux expositions définitives.

Première exposition définitive: La pression du gaz est de 10 atm. Les émulsions sont placées tout autour du faisceau comme l'indique la figure 4. Cette exposition est destinée à recueillir les noyaux d'hélium émis dans l'intervalle angulaire

68°-76° dans lequel se trouve le creux (voir tableau I). Intensité totale des pions: 2×10^{10} .

Deuxième exposition définitive: La pression du gaz est de une atmosphère. Les émulsions sont placées tout autour du faisceau comme l'indique la figure 5. Cette exposition est destinée à recueillir les noyaux d'hélium mis dans l'intervalle angulaire 78°-82° sans que l'absorption de l'hélium par le gaz soit trop importante (voir tableau I). Intensité totale des pions: 10^{10} .

Exposition test: Cette exposition est destinée à voir les conditions de "background" général et à donner une idée de la contamination en ^3He (courbe de la figure 3). La pression du gaz est de 10 atmosphères et l'intensité totale des pions: 2×10^9 .

Faisceau: Le faisceau nécessaire est un faisceau de π^- de 1.12 GeV ($\pm 0,01$ GeV) de section de l'ordre du cm^2 et dont la divergence doit être inférieure à 0,5 degré. Le faisceau a_9 utilisé pour la mesure du moment magnétique du Λ^0 possède des caractéristiques voisines de celles exigées.

Emulsions: Les émulsions Ilford K-1 sont, en principe les mieux adaptées à cette expérience, car elles ne détectent que les charges de $Z \geq 2$. Des émulsions de type K-0 pourraient être aussi employées.

Les sensibilités de ces divers types de plaques vont être étalonnées, grâce à des faisceaux de deutons (28 MeV) et d' α (56 MeV) produits par le cyclotron de l'Institut de Recherches Nucléaires de Lyon. Les caractéristiques d'angle et de parcours des traces α dans l'expériences de diffusion π - α seront simulées permettant de rechercher les meilleures méthodes de dépouillement à utiliser dans l'étude de la diffusion π - α .

Nombre d'émulsions: Pour la première exposition il faut, au moins, 12 émulsions. Il est toutefois possible d'exposer, en une seule fois, jusqu'à 40 émulsions.

Pour la deuxième exposition 6 émulsions suffisant de même que pour l'exposition test.

Les dimensions des émulsions sont 7,5 x 2,5 x 0,06 cm. Ces émulsions peuvent être développées à Clermont-Ferrand. Il faudra les munir d'une grille de repérage et prendre tout le soin nécessaire pour connaître le facteur de contraction.

Dépouillement et analyse: Les méthodes de recherche et de mesure des traces seront déterminées à partir des tests de Lyon. Pour chaque trace il faut donner l'angle avec la direction du faisceau et le parcours. Les premières estimations permettent de dire qu'en travaillant pendant 3 mois 3 microscopistes peuvent dépouiller une dizaine d'émulsions.

* * *

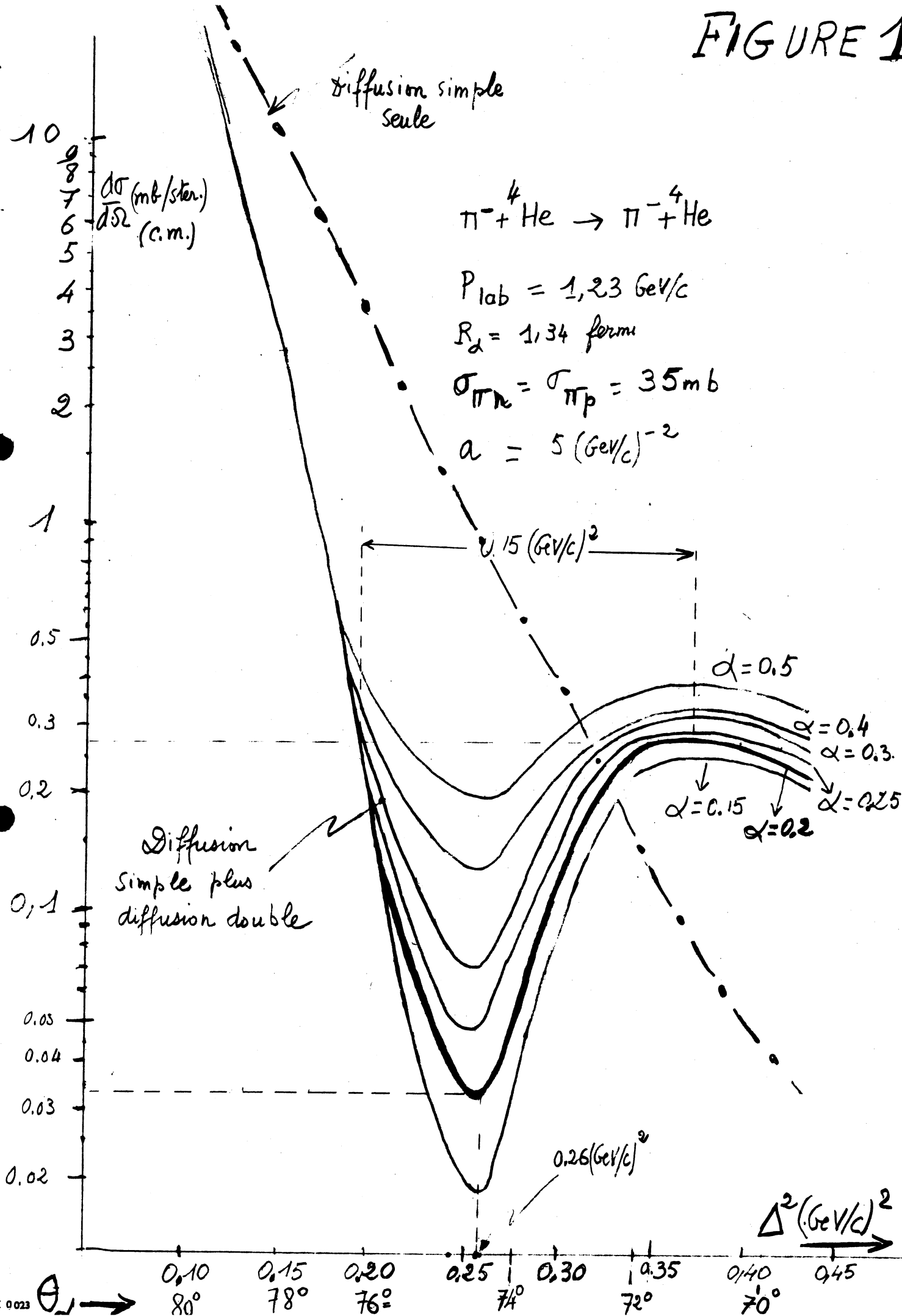
REFERENCES

- (1) Coleman, Heinz, Overseth, Pellet, Phys.Rev.Letters 16, 761 (1966).
- (2) Palevsky, Nuclear Structure Physics with 1 BeV Protons, talk presented at the International Conference on Nuclear Physics, September 12-17, 1966, Gatlinburg.
- (3) Glauber, High-Energy Collision Theory, Lectures in Theoretical Physics I, (1959), Interscience Publication.
- (4) Franco and Coleman, Phys.Rev.Letters 17, 827 (1966).
- (5) Czyz, Lemiak, TPJU 1/67, Preprint submitted for publication in Physics Letters.
- (6) Abers, Burkhardt, Teplitz, Wilkin, Nuovo Cimento 42 (1966) 365, Physics Letters 21, 379 (1966).
- (7) Glauber, communication privée.
- (8) Argan, Mantovani, Marazzini, Piazzoli, Scannicchio, Nuovo Cimento Suppl. 3, 245 (1965).
- (9) Glauber, High-Energy Collision Theory, Lectures in Theoretical Physics I, (1959), p. 368.
- (10) Herman, Hofstadter, High-Energy Electron Scattering Tables, Stanford University Press (1960).
- (11) Höler et al., π N Forward Scattering Amplitudes, Nuclear Physics 48, 470 (1963).
- (12) Saxer, High-Energy π^- p Elastic Scattering and Forward Dispersion Calculations, University of Michigan, Technical report 03106-19-T (1964).
- (13) J. Combe, Letter of intention about the study of some typical reactions which could play a role in the fragmentation of a nucleus into ^2H , ^3H , ^3He , ^4He . Additional interest of some of these reactions, Ph III Committee, September 1966.

(14) Kozodaev, Kulyukin, Sulyaev, Filippov, Shcherbakov, JETP 12,
No 4 (1961), Angular and Momentum Distributions of Residual
Nuclei produced in the Inelastic Scattering of fast pions and
protons on Helium.

(15) Ericson, Communication privée.

FIGURE 1



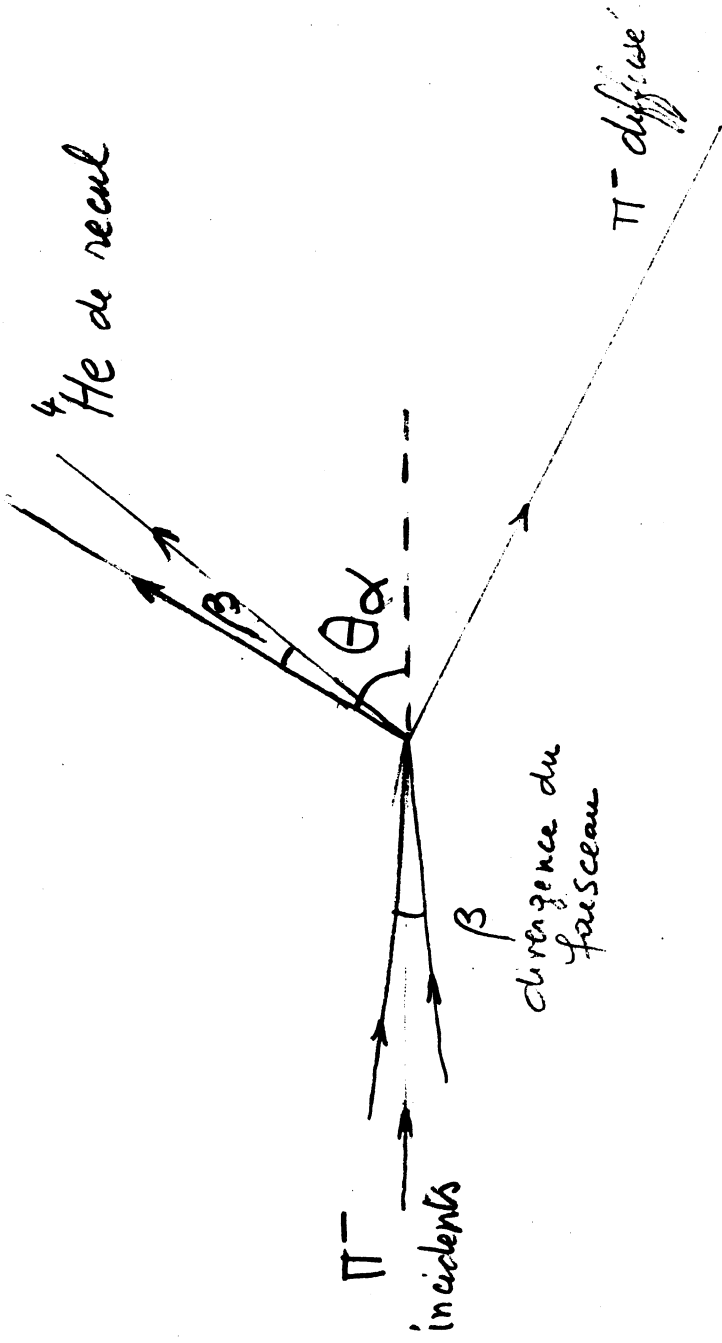
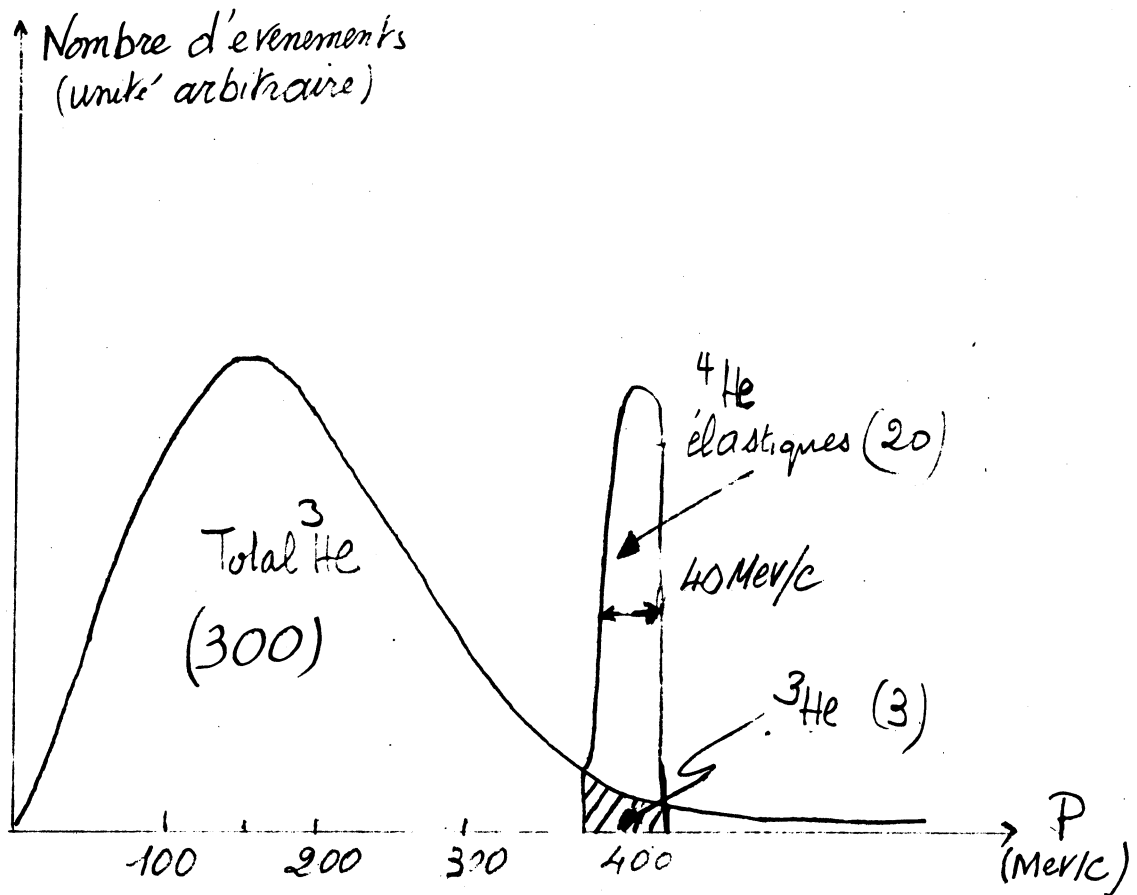


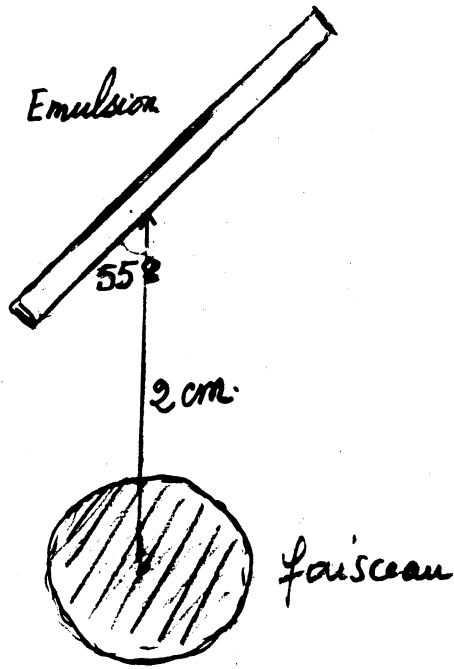
FIGURE 2

FIGURE 3



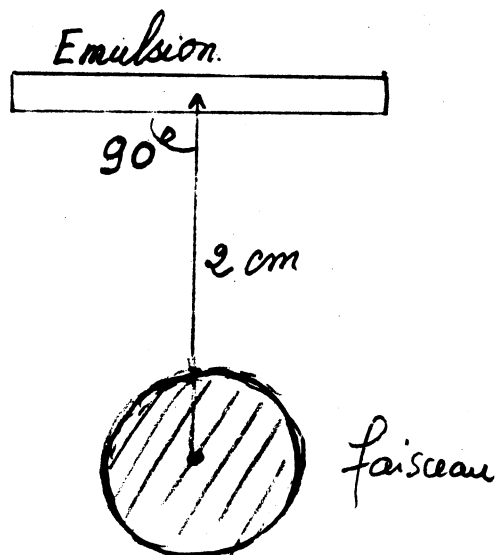
Spectre en moment des ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$
à un angle de 74° (Calculé d'après Ref. 14).

FIGURE 4



Exposition à 55° (pression ${}^4\text{He}$: 10 atm.)

FIGURE 5



Exposition à 90° (pression ${}^4\text{He}$ = 1 atm.)

Tableau n°1 (10 atmosphères) pour 2×10^{10} π^- incidents

θ_α	68°	70°	72°	74°	76°	78°	80°	82°	84°
$\frac{d\sigma}{\Omega}$ (mb/ster.)	0,190	0,250	0,250	0,100	0,210	3	13	30	60
E_α (MeV)	66,6	55,2	45	35,9	27,5	20,4	14,2	9,05	5,2
Δ^2 (gpc) ²	0,494	0,410	0,337	0,285	0,203	0,153	0,106	0,067	0,037
Perte énergie (MeV) dans 2cm gaz He 10atm	0,4	0,5	0,6	0,7	0,9	1	1,5	2	4
Parcours dans l'émission (μ)	1300	950	660	440	290	160	80	30	5
Nbre d'événements par émulsion (14 cm ²) $\Delta\theta_\alpha = \pm 0.5$ deg.	77	103	103	41	86	1222	5300	8150	24480
Pourcentage d'Helium 3 (calculé d'après ref 14)	0%	0%	1%	15%	9,3%	0,15%	1,2%	1,9%	0,9%

Bulleau n° 2 (Atmosphère) pour 10° 11 incidents

θ_α	68°	70°	72°	74°	76°	78°	80°	82°	84°
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/ster)	0,120	0,250	0,260	0,100	0,210	3	13	20	60
E_α (MeV)	66,6	55,2	45	35,9	27,5	20,4	14,2	9,05	5,2
Δ^2 (g/c) ²	0,494	0,410	0,337	0,285	0,203	0,153	0,106	0,067	0,037
Perte d'énergie (MeV) pour 2 cm gaz He 1 atm	0,04	0,05	0,06	0,07	0,09	0,1	0,15	0,2	0,4
Parcours dans l'émission (μ)	1300	950	670	470	300	180	100	50	21
Nombre d'événements par émission (14 cm ²) $\Delta\theta_\alpha = \pm 0,5$ degrés	6	8	8	4	7	96	408	665	1920
Pourcentage d'He (calculé après ref 14)	0%	0%	1%	15%	9,3%	0,15%	1,2%	1,9%	0,9%