Étude expérimentale de la réaction ^+ + ^4_2He ^+^- ppd à 1,7 GeV/c

Autor(en): **Bogdanski, M. / Jeanneret, J.-B. / Jeannet, E.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **51 (1978)**

Heft 3

PDF erstellt am: **27.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-114958

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Helvetica Physica Acta, Vol. 51 (1978), Birkhäuser Verlag, Basel

Étude expérimentale de la réaction $\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+\pi^- ppd$ à 1,7 GeV/c[1])

par **M. Bogdanski, J.-B. Jeanneret** et **E. Jeannet**

Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel

(17.IV.1978)

Abstract. Events of the type $\pi^+ {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+\pi^- ppd$ produced by π^+ of 1.7 GeV/c incident momentum in a helium bubble chamber have been analysed. The cross-section for this reaction is found to be (1.22 ± 0.16) mb. This process is characterized by a large amount of deuterons acting as spectators and by an abundant production of $\Delta(1232)$ and $\rho(770)$ resonances associated to a $\pi^+ n \rightarrow \pi^+\pi^- p$ reaction on a bound neutron of the helium nucleus.

1. Introduction

Dans le cadre de notre étude [1] de la réaction de double échange de charge ${}^4_2\mathrm{He}(\pi^+, \pi^-)4p$ au moyen d'une chambre à bulles à hélium, nous avons été amenés à mesurer des événements à cinq branches qui proviennent, dans une certaine proportion, de l'état final $\pi^+\pi^- ppd$.

D'un point de vue strictement expérimental, l'intérêt de cette réaction est double. Premièrement, la technique de la chambre à bulles permet de détecter et de mesurer toutes les particules émises, ce qui conduit à un ajustement cinématique à quatre contraintes. Deuxièmement, le deuton est une particule dont les interactions dans l'état final modifient peu l'impulsion; on ne connaît en effet pas d'état résonnant πd et une diffusion élastique πd à grand transfert est peu probable en raison de la faible énergie de liaison du deuton.

Il convient d'autre part de souligner que cette réaction n'a, à notre connaissance, jamais été étudiée.

Le but de cet article, basé sur 129 événements du type $\pi^+ {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+\pi^- ppd$, est de présenter les caractéristiques générales de ce canal.

2. Méthode expérimentale

Nos résultats ont été obtenus sur la base de clichés de la chambre à bulles à hélium d'Oxford/RHEL, irradiée à NIMROD par un faisceau de π^+ d'impulsion incidente moyenne égale à 1,73 GeV/c et d'étalement en impulsion valant ± 0,08 GeV/c.

---

[1]) Cet article est dédié au Professeur JEAN ROSSEL à l'occasion de son soixantième anniversaire.

La chambre [2] a un volume de (82,5 × 44,0 × 45,7) cm^3; la température de l'hélium liquide est de 3°K, sa pression de 0,3 atm et sa densité au moment de la détente vaut (0,140 ± 0,007) g/cm^3; le champ magnétique est pratiquement homogène dans tout le volume de la chambre et vaut 21 kG. Les photographies sont prises stéréoscopiquement au moyen de quatre caméras.

Nous avons exploré 17 000 clichés en vue de sélectionner les événements à cinq branches dans l'état final. L'efficacité de cette recherche, évaluée grâce à une deuxième exploration, atteint 99%. Les événements retenus, au nombre de 2600, ont été mesurés sur un appareil semi-automatique ENETRA et reconstruits géométriquement et cinématiquement au moyen de la chaîne de programmes THRESH-GRIND du CERN.

Les collisions $\pi^+ {}^4_2He$ à cette énergie conduisent à de nombreux états finals comprenant cinq particules chargées. Plusieurs de ces états, caractérisés par des énergies de réaction favorables, ont été introduits à titre d'hypothèses dans le programme GRIND. Tous les événements pour lesquels au moins une hypothèse $\pi^+\pi^-$ *ppd* était caractérisée par une probabilité $P(\chi^2) \geq 4\%$ ont été examinés sur la table de projection afin d'effectuer un comptage de bulles et de comparer le résultat obtenu à l'ionisation prédite par l'ajustement. Cette comparaison a permis de retenir une hypothèse unique dans le 98% des cas.

Une proportion importante (35%) d'événements mesurés ont été rejetés par les programmes, certaines traces ayant été mesurées sur une longueur trop faible pour

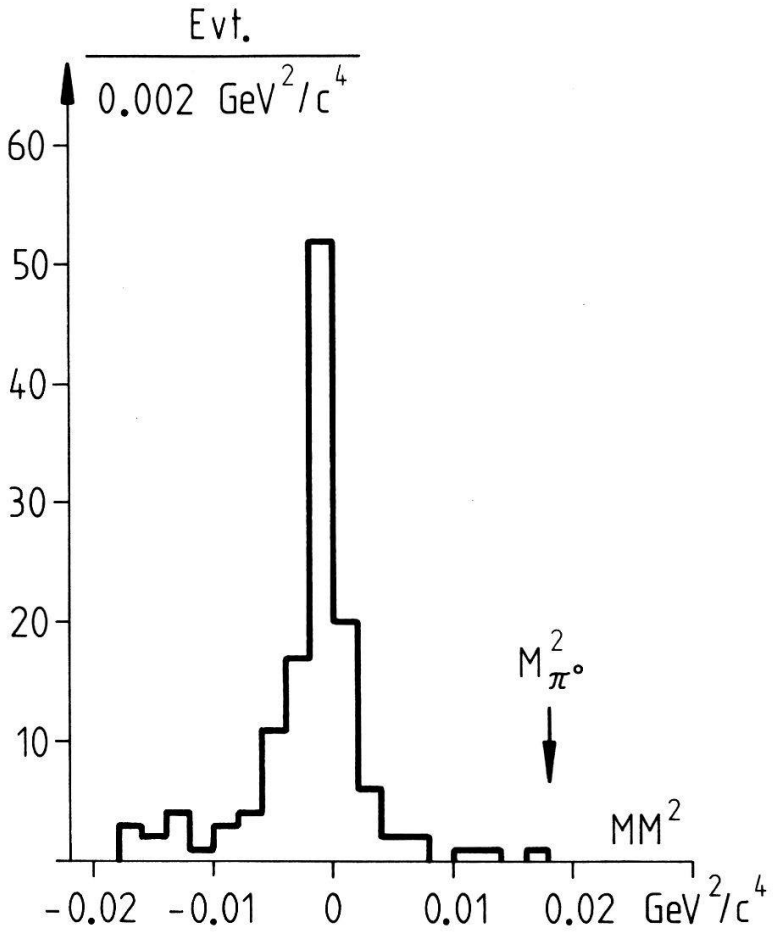

Figure 1
Distribution de la masse manquante au carré $MM^2 = (E_i - E_f)^2 - (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f)^2$ pour les 129 événements retenus.

permettre d'atteindre une précision suffisante sur la détermination de la courbure (interaction secondaire près du vertex ou événement au bord de la chambre). Cette perte implique une correction de la section efficace que nous avons appelée efficacité de traitement.

La figure 1 représente la distribution du carré de la masse manquante pour les 129 événements retenus. On constate la parfaite élimination des événements du type $\pi^+\pi^- ppd\pi^\circ$ qui présentent la même configuration que la réaction étudiée.

3. Résultats expérimentaux

3.1 Section efficace

La section efficace de la réaction $\pi^+ + {}^4_2\mathrm{He} \to \pi^+\pi^- ppd$ a été obtenue au moyen de la relation $\sigma = 1/n\lambda$ où n est le nombre de noyaux d'hélium par cm^3 dans la chambre et λ le libre parcours moyen des π^+ relativement à la réaction considérée. La valeur de λ est déterminée en mesurant le flux moyen de π^+ incidents par cliché, la longueur totale des π^+ dans un volume de référence de la chambre et le nombre moyen d'interactions du type donné dans ce volume et par cliché [3].

La section efficace ainsi obtenue est corrigée pour tenir compte de l'efficacité de l'exploration ($\varepsilon_{\mathrm{exp}} = 0{,}99 \pm 0{,}01$), de l'efficacité de traitement ($\varepsilon_{\mathrm{tr}} = 0{,}65 \pm 0{,}03$), de la coupure imposée à $P(\chi^2) = 0{,}04$ pour la probabilité de l'ajustement cinématique et enfin de l'impossibilité de détecter les protons et les deutons très lents ayant un parcours projeté (sur un plan perpendiculaire à l'axe des caméras) inférieur à 1 mm (multiplication par un facteur $1{,}14 \pm 0{,}03$). La méthode utilisée pour évaluer cette dernière correction est esquissée plus loin.

Toutes corrections faites, la section efficace est, pour des π^+ incidents de $(1{,}73 \pm 0{,}08)$ GeV/c:

$$\sigma = (1{,}22 \pm 0{,}16)\ \mathrm{mb}.$$

3.2 Spectres d'impulsion

Dans ce qui suit, nous avons utilisé le système de référence du laboratoire pour représenter les impulsions. L'erreur moyenne sur les impulsions ajustées par le programme cinématique est de 25 MeV/c.

Deutons. L'histogramme en trait continu de la figure 2 représente le spectre d'impulsion obtenu pour les deutons. On constate une forte accumulation entre 100 et 300 MeV/c que nous interprétons par la présence de deutons spectateurs. Le flanc gauche du spectre est déformé en raison de l'impossibilité de détecter les deutons de parcours inférieur à 1 mm (impulsion correspondante de 130 MeV/c). Nous avons évalué cette perte en adaptant une distribution du type $dN/dp = Ap^2 \exp(-\alpha p^2)$ prédite par un modèle de noyau d'hélium en oscillateur harmonique. Pratiquement, nous avons effectué l'adaptation au moyen des quatre valeurs obtenues entre 150 et 350 MeV/c. La courbe résultante est celle reportée sur la figure 2; la partie hachurée de l'histogramme représente la contribution des deutons non détectés; nous l'avons utilisée pour corriger la section efficace.

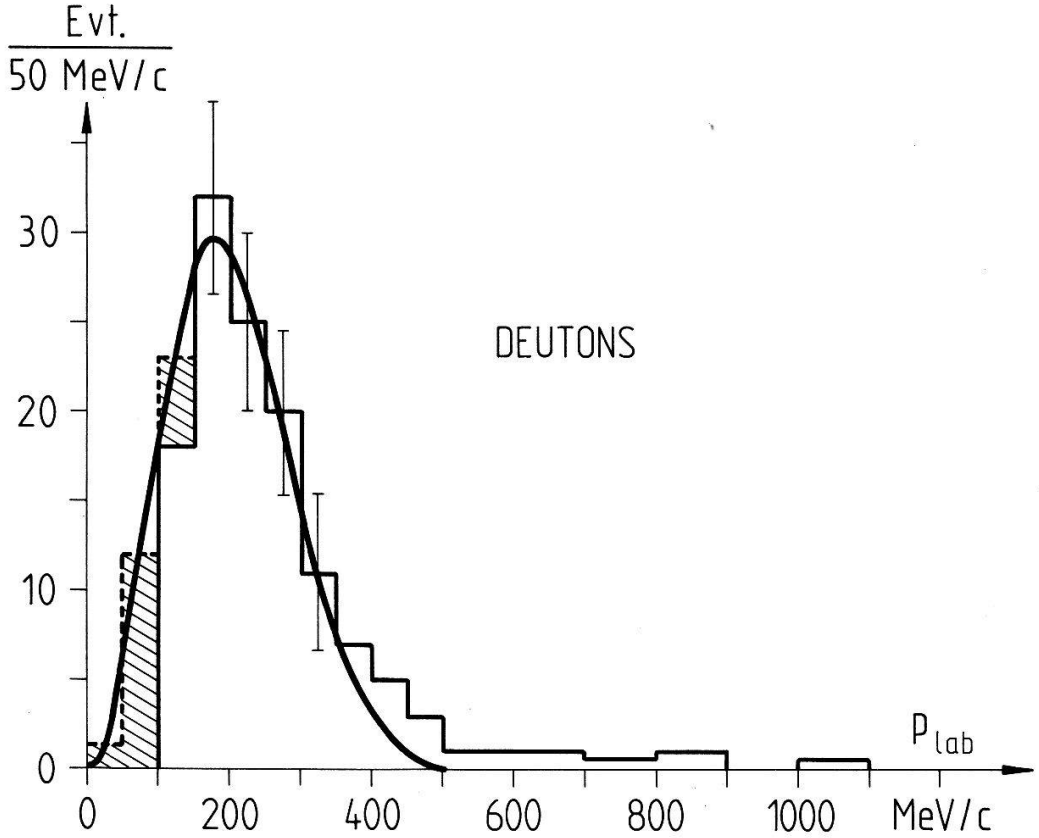

Figure 2
Spectre d'impulsion des deutons. L'histogramme en trait plein représente nos résultats. La courbe (voir texte) est le résultat d'une adaptation du type $dN/dp = Ap^2 \exp(-\alpha p^2)$. La surface hachurée représente les pertes dues aux deutons de faible impulsion.

Avec cette paramétrisation, le maximum de la distribution est obtenue pour l'impulsion $p_m = \alpha^{-1/2}$, nous avons trouvé $p_m = (181 \pm 5)$ MeV/c. Les deutons de cette impulsion ont un parcours de 3,5 mm dans l'hélium liquide et sont facilement détectés. Les quelques deutons observés avec une impulsion supérieure à 400 MeV/c ne satisfont pas à cette paramétrisation.

Protons. L'histogramme en trait continu de la figure 3 représente le spectre d'impulsion obtenu pour les protons (deux protons par événement). Comme pour les deutons, on constate une forte accumulation de particules de faible impulsion et le problème est de savoir s'il s'agit de protons spectateurs.

En étudiant la réaction $\pi^+ {}^4_2\mathrm{He} \rightarrow \pi^+\pi^- pppn$ sur le même lot d'étoiles à cinq branches, J.-B. Jeanneret [3] a montré que les protons spectateurs ont une distribution en impulsion du même type que celle que nous observons pour les deutons mais avec un maximum à $p_m = 120$ MeV/c (le parcours limite de 1 mm correspond à 75 MeV/c pour les protons). Rien de tel n'apparaît dans nos résultats. Nous reviendrons sur ce problème dans la discussion (§ 4).

Les croix reportées sur la figure 3 représentent le résultat d'un calcul de Monte-Carlo dans lequel des événements $\pi^+\pi^- pp\, d_{\mathrm{spect}}$ sont générés sur la base de l'espace de phase uniquement. Les point reportés sur la même figure concernent un calcul analogue mais dans lequel des résonances ρ et Δ sont introduites de manière à reproduire les distributions de masses effectives (voir plus loin). On constate que les

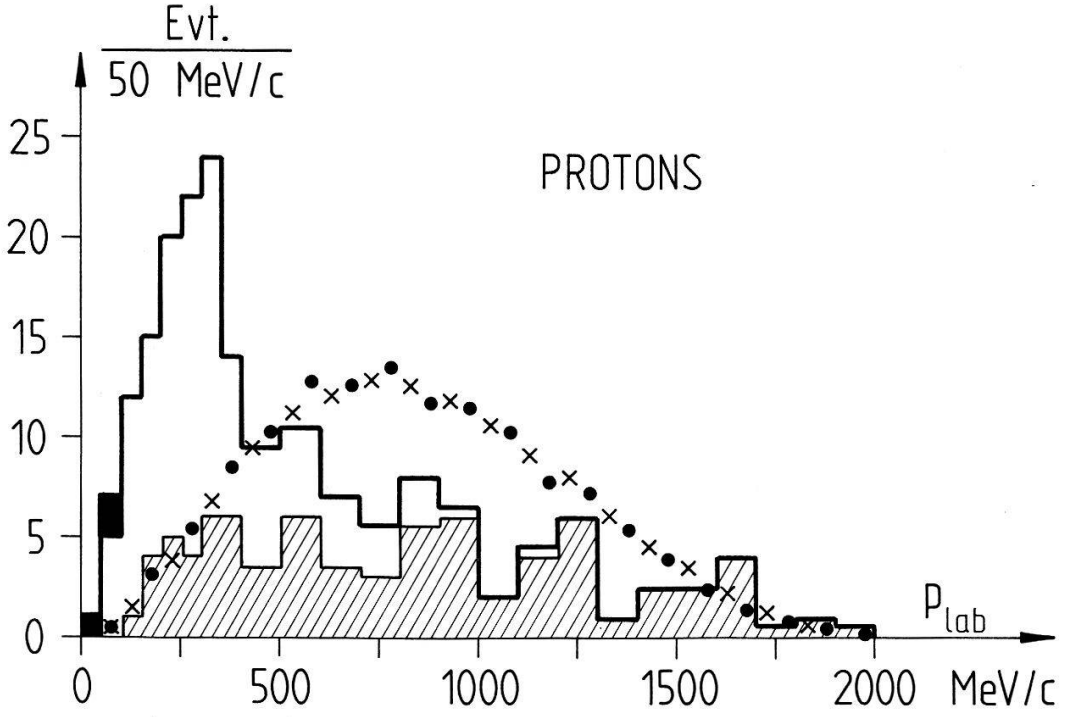

Figure 3
Spectre d'impulsion des protons. L'histogramme représente nos résultats, la surface hachurée est la contribution des 'protons rapides' et les surfaces noires une évaluation des pertes dues aux protons de faible énergie. Les points et les croix représentent les distributions attendues sous deux hypothèses différentes (voir texte).

deux calculs conduisent aux mêmes distributions d'impulsion et surtout qu'elles ne reproduisent absolument pas la distribution observée.

Nous avons appelé, pour chaque événement, 'proton lent' et 'proton rapide', celui qui a la plus petite impulsion, respectivement la plus grande. La distribution en impulsion des 'protons rapides' est représentée par l'histogramme hachuré de la figure 3, on peut alors constater que leur distribution est décrite de manière satisfaisante par l'un ou l'autre des calculs de simulation, le désaccord provenant essentiellement des 'protons lents'.

Le nombre de protons non détectés a été évalué par une méthode analogue à celle utilisée pour corriger le spectre d'impulsion des deutons, mais avec une distribution ayant son maximum à $p_m = 120$ MeV/c. Le résultat (trois protons non détectés!) est représenté par des surfaces noires sur la figure 3.

Pions. Les distributions d'impulsion des π^+ et des π^- sont semblables. Nous les avons regroupées sur la figure 4. Les points représentent la distribution attendue sur la base de l'espace de phase du canal $\pi^+\pi^- pp\, d_{\mathrm{spect}}$, les croix, celle attendue sur la base de l'espace de phase du canal $\pi^+\pi^-$-$pp_{\mathrm{spect}}\, d_{\mathrm{spect}}$. Cette dernière hypothèse rend mieux compte du spectre expérimental que la première.

3.3 Distributions angulaires

Les distributions angulaires en $\cos\theta_{\mathrm{lab}}$ (cosinus de l'angle d'émission par rapport à la direction des π^+ incidents) sont reportés sur la figure 5.

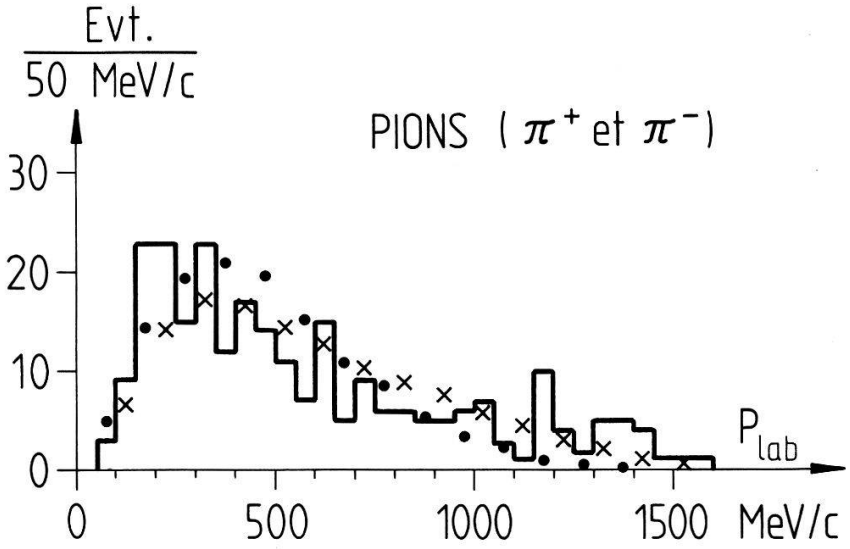

Figure 4
Spectre d'impulsion des pions (π^+ et π^-). L'histogramme représente nos résultats. Les points et les croix représentent les distributions attendues sur la base de l'espace de phase des canaux $\pi^+\pi^- pp\, d_{spect}$ et $\pi^+\pi^- p\, p_{spect} d_{spect}$, respectivement.

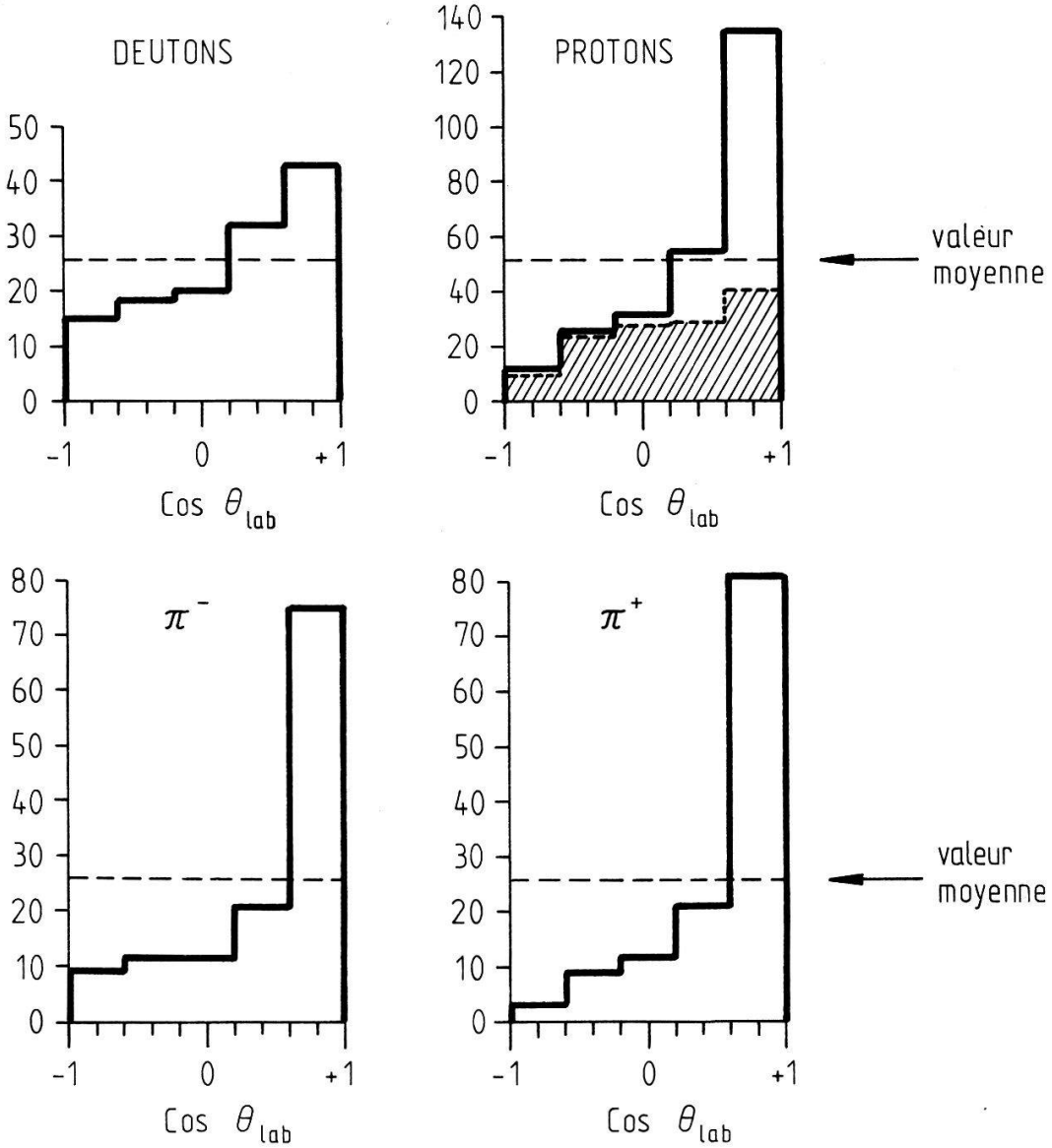

Figure 5
Distributions angulaires des deutons, protons et pions. La surface hachurée de l'histogramme des protons représente la distribution des 'protons lents' (voir texte).

La distribution des deutons n'est pas isotrope comme on pourrait s'y attendre pour des deutons spectateurs. N_{AV} et N_{AR} étant le nombre de particules émises avec $\cos\theta_{lab} > 0$ et avec $\cos\theta_{lab} < 0$ respectivement, le coefficient d'anisotropie $(N_{AV} - N_{AR})/N_{AV} + N_{AR})$ de notre distribution vaut $0{,}33 \pm 0{,}04$.

La distribution angulaire des 'protons lents', représentée par la partie hachurée de l'histogramme des protons, est très semblable à celle des deutons; son coefficient d'anosotropie vaut $0{,}29 \pm 0{,}04$.

Les distributions angulaires des π^+ et des π^- présentent une grande analogie entre eux.

3.4 Masses effectives

Les deutons et les 'protons lents' étant présumés spectateurs et quasi-spectateurs, les masses effectives π-deuton et π-'proton lent' ne présentent pas d'intérêt particulier. Ces distributions ne sont pas reproduites ici.

Etant donné notre faible statistique et le fait que les π^+ et les π^- présentent des distributions analogues en impulsion et en angle, nous présentons sur la figure 6 les distributions de masses effectives π^+p et π^-p regroupées, p représentant le 'proton rapide'. Cette manière de procéder nous fait perdre toute information concernant l'isospin.

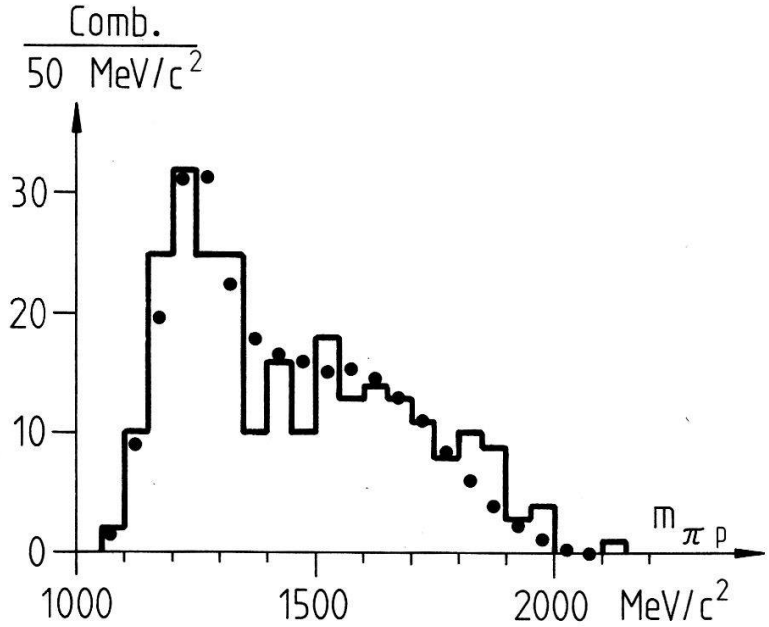

Figure 6
Distribution des masses effectives $\pi^{\pm}p$ pour les 'protons rapides'. L'histogramme représente nos résultats, les points résultent d'un calcul de Monte-Carlo basé sur 90% d'événements $\pi n \rightarrow \Delta(1232)\,\pi$ et 10% d'événements $\pi n \rightarrow \rho p$.

Un signal dû à la résonance $\Delta(1232)$ ressort nettement de l'histogramme expérimental; mais il est impossible de mettre en évidence des résonances de masses plus élevées qui existent en grand nombre entre 1400 et 1900 MeV/c^2.

La distribution des masses invariantes $\pi^+\pi^-$ est représentée par l'histogramme de la figure 7.

Les points reportés sur les figures 6 et 7 sont le résultat d'un calcul de simulation

de la réaction $\pi^+ n \to \pi^+ \pi^- p$ (laissant spectateurs un proton et un deuton du noyau d'hélium) dans lequel on impose 10% d'événements dans le canal ρp et 90% dans le canal π $\Delta(1232)$. Cette simulation, qui représente qualitativement la forme des distributions expérimentales, montre en particulier que le plateau entre 1400 et 1700 MeV/c^2 de la distribution de $m_{\pi p}$ (figure 6) est dû à une réflexion du $\Delta(1232)$. D'autre part, le mauvais accord pour les grandes masses effectives ($m_{\pi p} > 1800$ MeV/c et $m_{\pi\pi} > 900$ MeV/c^2, figures 6 et 7) provient du fait que les limites de ces spectres sont liées à l'énergie totale dans le centre de masse du système $\pi^+ n$; elles dépendent donc de notre hypothèse que tous les 'protons lents' sont spectateurs. Il convient de mentionner qu'une simulation de la réaction $\pi^+ d \to \pi^+ \pi^- pp$ (avec production de ρ et de Δ) ne permet pas de reproduire convenablement les distributions observées, à l'exception des domaines des grandes masses invariantes pour lesquels l'accord est alors satisfaisant.

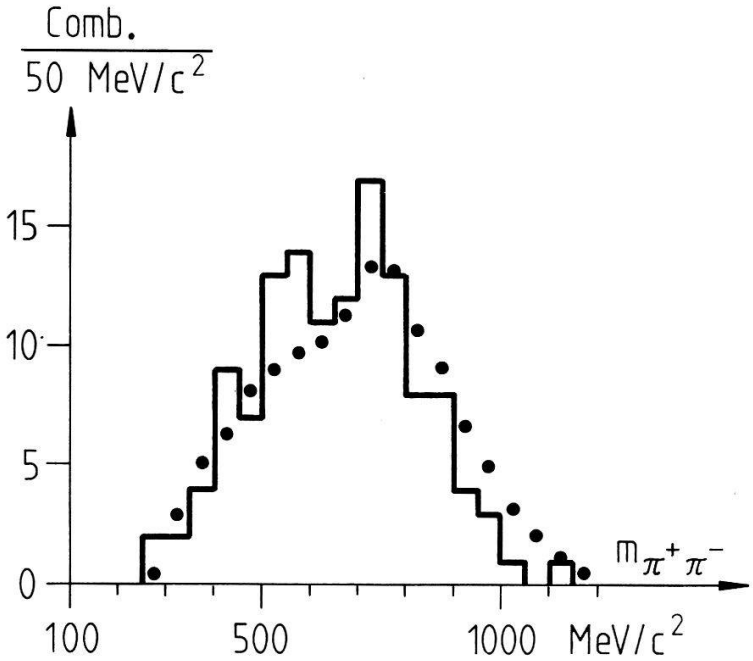

Figure 7
Distribution des masses effectives $\pi^+\pi^-$. L'histogramme représente nos résultats et les points résultent du même calcul que pour la figure 6.

A la difficulté que les 'protons lents' ne sont pas vraiment spectateurs s'ajoute celle du choix des paramètres à introduire dans le calcul de simulation, le neutron cible étant lié dans le noyau d'hélium. Nous l'avons résolue en admettant que le système (pion incident, neutron) possède une énergie totale $E' = 2520$ MeV et une impulsion $p' = 1562$ MeV/c dans le laboratoire. Ces valeurs sont obtenues d'une part en soustrayant de l'énergie $E_\pi^{\text{inc}} + M_{\text{He}}c^2$ à disposition dans le laboratoire les énergies de masse des deutons et des protons spectateurs ainsi que leurs énergies cinétiques moyennes et d'autre part en soustrayant de l'impulsion incidente du pion les impulsions longitudinales moyennes emportées par les spectateurs. E' et p' ainsi fixés conduisent à une 'masse effective' du neutron de 952 MeV/c^2, ce qui traduit le fait que le neutron, bien que lié dans le noyau, possède une inertie plus grande qu'un neutron libre en raison des contraintes imposées par les spectateurs. Pratiquement, nous avons introduit une distribution d'impulsion incidente centrée à 1562 MeV/c et de demi-largeur valant 150 MeV/c pour tenir compte de l'étalement

en impulsion du faisceau et pour simuler la distribution en 'masse effective' du neutron cible.

4. Discussion

Le petit nombre d'événements à notre disposition n'autorise pas une analyse détaillée de la réaction étudiée. Toutefois, les résultats obtenus permettent de dégager quatre caractéristiques essentielles:

(1) La section efficace trouvée pour la réaction $\pi^+{}^4_2\mathrm{He} \to \pi^+\pi^- ppd$ à 1,7 GeV/c, soit 1,22 mb, n'est qu'approximativement trois fois inférieure à celle de la réaction $\pi^+{}^4_2\mathrm{He} \to \pi^+\pi^- pppn$: $\sigma = 3{,}68$ mb [3] à la même impulsion incidente. Ces résultats incitent à penser que les paires *pn* du noyau d'hélium se comportent souvent comme des deutons.

(2) Le deuton de l'état final se comporte comme un spectateur. Il est intéressant de comparer la section efficace obtenue à celle donnée par Manning [4] pour la réaction $\pi^+ n \to \pi^+\pi^- p$ à 1,69 GeV/c: $\sigma = 7{,}25$ mb. Comme il existe deux possibilités de produire une réaction $\pi^+ n \to \pi^+\pi^- p$ sur l'hélium, la probabilité d'observer un deuton spectateur en relation avec une telle collision est d'environ 8%.

(3) Les distributions angulaires des deutons et des 'protons lents' ne sont pas isotropes bien que plusieurs indices conduisent à penser qu'il s'agit de spectateurs (spectres d'impulsion, distributions de masses effectives πp. En fait, une collision avec un nucléon du noyau ne conduit pas forcément à une distribution angulaire isotrope des spectateurs et ceci pour deux raisons liées au mouvement de Fermi du nucléon cible [5]. Ce sont la variation de $\sigma(\pi^+ n)$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse du système $\pi^+ n$ et le fait que le flux incident dépend des vitesses relatives des particules. Dans notre cas, ces effets sont négligeables car ils conduisent à un coefficient d'anisotropie de l'ordre du pourcent. L'anisotropie observée ne peut donc provenir que d'interactions dans l'état final. Le fait que la grandeur de l'impulsion semble peut modifiée nous pousse à penser qu'il s'agit d'interactions avec les pions.

(4) L'hypothèse que le deuton est spectateur suggère d'examiner l'idée que le noyau d'hélium est constitué de deux deutons. Dans ce cas, la réaction étudiée serait à interpréter comme une collision π^+ $(d_1 d_2)$ sur le neutron du deuton d_1 laissant le proton de d_1 spectateur dans le système du centre de masse de d_1 (ou antisystème de d_2, le deuton détecté). Nous avons calculé la distribution d'impulsion des protons lents dans l'antisystème du deuton d_2 afin d'examiner dans quelle mesure elle est assimilable à une distribution de protons dans le deuton d_1. Ce n'est pas le cas. La distribution obtenue est caractérisée par un maximum à 350 MeV/c alors que pour une distribution de Hulthen, le maximum se situe à 50 MeV/c. L'hypothèse d'un noyau d'hélium formé de deux deutons n'est donc pas à retenir. Les 'protons lents' sont des protons ayant vraisemblablement participé à la réaction dans l'état final, ce pourquoi nous les considérons comme des pseudo-spectateurs.

En résumé, la réaction étudiée est caractérisée par une forte proportion de résonances $\Delta(1232) \to \pi p$ ($\sim 90\%$) et $\rho \to \pi\pi$ ($\sim 10\%$) de même que par la présence importante de deutons.

Remerciements

Nous tenons à remercier le docteur D. Roaf et le groupe qui a construit la chambre à bulles d'Oxford/RHEL. Les docteurs M. G. Bowler à Oxford et J. Guy à RHEL ont mis les films à notre disposition et nous les remercions vivement de leur aide. Nous tenons aussi à exprimer notre gratitude au groupe des exploratrices de Neuchâtel qui ont assuré l'exploration et la mesure des films, ainsi qu'à l'équipe du Centre de Calcul de l'EPF à Lausanne où les calculs ont été effectués.

Cette recherche a bénéficié de l'aide du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

RÉFÉRENCES

[1] F. Gaille, S. Mureramanzi, M. Bogdanski, J.-B. Jeanneret, E. Jeannet and D. Perrin, Nuovo Cim. *40A*, 31 (1977).
[2] D. Roaf, C. A. Bailey, G. Davey, B. A. Hands, J. McKenzie, A. B. Miller, J. Moffatt, T. D. Peel, D. F. Shaw, W. Turner, G. C. Weeks, H. Hadley, M. Snowden, W. J. Tallis, R. N. Walker and W. T. Welford, Nucl. Instr. Meth. *64*, 301 (1968).
[3] J.-B. Jeanneret, Thèse, Université de Neuchâtel, à paraître.
[4] R. J. Manning, Thesis 1969, UCRL No 19339.
[5] A. Friedman, Fortschritte der Physik *23*, 243 (1975).