

EXPÉRIENCES DE COÏNCIDENCES ($e, e'p$) SUR LE DEUTÉRIUM

PAUL BOUNIN†

*Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Ecole Normale Supérieure,
ORSAY, S. et O., France*

et

MICHEL CROISSIAUX

Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg, France

Reçu le 3 août 1964

Abstract: The scattered electrons and recoil protons were detected in coincidence from a beam of 350 MeV electrons colliding on a deuterium target.

The scattered electrons were detected at 60° and 90° ; the protons were detected in the direction of the momentum transfer.

We compared our results with the simple theory admitting the impulse approximation and the equality of the form factors of the free and bound proton. Except for protons with a momentum of more than 90 MeV/c in the nucleus, the agreement is better than 10 %.

E

NUCLEAR REACTION $^2\text{H}(e, e'p)$, $E = 350$ MeV;
measured $e'p$ coin ($E_{e'}$)

1. Introduction

Les premières expériences de coïncidence électron-proton dans le choc inélastique électron-deutéron ont été réalisées en 1961 à l'Accélérateur Linéaire de Stanford ¹⁾. Elles ont été reprises par Aitken ^{2, 3)} en 1962–1963. De semblables expériences avec, en outre, détection de coïncidences électron-neutron, ont aussi été faites par Stein *et al.* à l'Université de Cornell ⁴⁾: elles sont une élégante méthode de détermination des facteurs de forme du neutron, ceux du proton étant supposés connus.

Dans ses premières expériences ²⁾ Aitken a détecté des protons qui ont, avant l'interaction, une certaine quantité de mouvement dans le noyau de deutérium, mais aucun résultat quantitatif n'a été publié. Plus tard ³⁾ il s'est placé dans des conditions telles que les coïncidences correspondaient à des protons quasiment au repos, avant l'interaction, dans le deutérium. Il avait pour but de comparer les facteurs de forme du proton libre et du proton à l'état lié. En variant l'énergie incidente et l'angle de détection, il se maintenait à un quadritransfert $q^2 = 6.8 \text{ fm}^{-2}$. Un accord meilleur que 10 % a été obtenu avec la théorie de Durand ⁵⁾ en supposant égaux les facteurs de forme du proton libre et du proton lié.

Avec un montage expérimental identique en son principe à celui de Stanford, nous avons repris les expériences de coïncidences électron-proton pour une énergie con-

† Actuellement au Laboratorio del CNEN, Frascati, Provincia di Roma.

stante des électrons incidents, $p_e = 350$ MeV, mais en détectant des protons ayant, dans le deutérium, différentes quantités de mouvement. La comparaison avec la théorie doit nous permettre d'en déduire des conclusions sur le facteur de forme du proton lié. En outre, cette expérience se présente comme la plus simple des expériences ($e, e'p$) proposées par Jacob et Maris⁶) en 1961 pour déterminer la structure en couche des nucléons et la distribution des différentes quantités de mouvement.

Dans le paragraphe 2, nous donnons l'expression de la section efficace différentielle de coïncidences et exposons quelques détails théoriques qui permettent de préciser les approximations. Au paragraphe 3, nous décrivons brièvement le montage expérimental et la façon de réaliser les différents tests et mesures. Nous donnons dans les paragraphes 4 et 5 les résultats de l'expérience et les conclusions qui peuvent en être tirées.

2. Considérations Théoriques

2.1. CINÉMATIQUE

Un électron relativiste (quantité de mouvement p_e , énergie cinétique p_e [†]) interagit avec un noyau de deutérium; après l'interaction il y a trois particules: l'électron diffusé (p'_e , p'_e), le proton de recul (p'_p , T'_p) et le neutron (p'_n , T'_n). Si B est l'énergie de liaison, la loi de conservation du quadrivecteur impulsion-énergie dans le choc permet d'écrire (fig. 1):

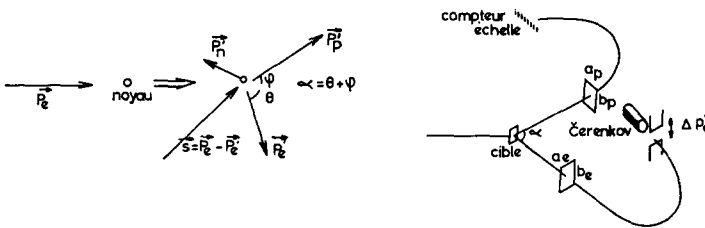


Fig. 1. Schéma de l'expérience des coïncidences ($e, e'p$). A gauche: Schéma de la cinématique. A droite: Schéma de l'appareillage expérimental.

$$\begin{aligned} s &= p_e - p'_e = p'_p + p'_n, \\ \Delta E &= p_e - p'_e = T'_p + T'_n + B. \end{aligned} \quad (1)$$

Pour une énergie déterminée des électrons incidents, si on détecte simultanément l'électron et le proton, chacun dans un spectromètre, le problème est surdéterminé. Cinq paramètres seulement peuvent être choisis arbitrairement; nous pouvons prendre:

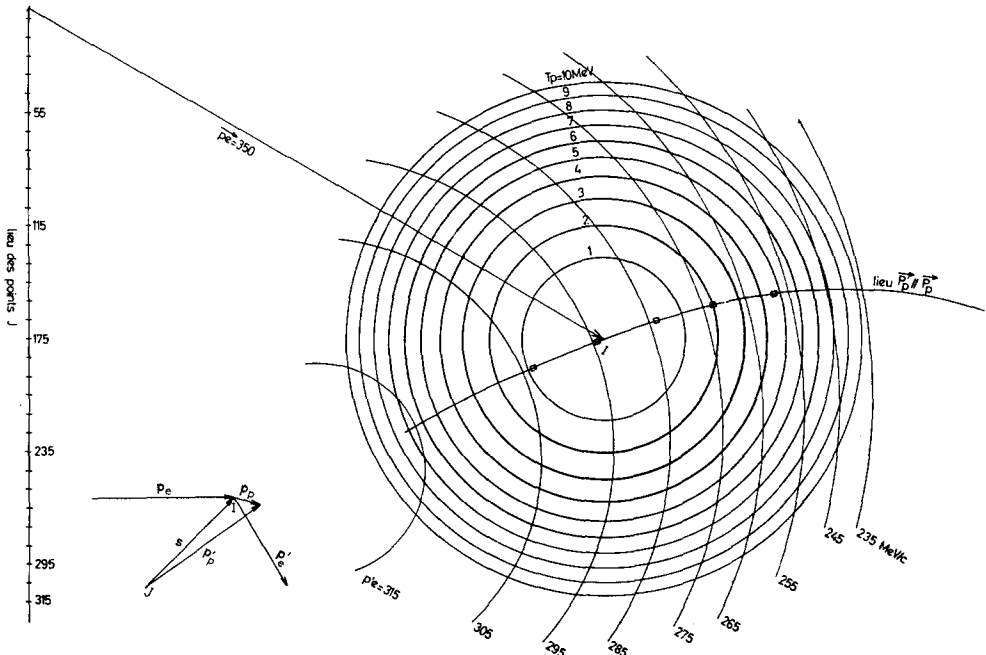
direction et énergie de l'électron détecté	3 paramètres,
direction du proton détecté	2 paramètres;

l'énergie du proton est alors déterminée par la cinématique et on peut définir une

[†] Nous négligeons la masse de l'électron devant son énergie cinétique.

section efficace cinq fois différentielle $d^3\sigma/d\Omega_e d\Omega_p dp'_e$ que nous écrirons souvent, pour abrégé, $d^3\sigma$ (en toute rigueur nous devrions écrire: $d^5\sigma$).

Nous avons donné ^{7,8}) une interprétation géométrique des relations cinématiques (1). La fig. 2 en donne un exemple.



Il est alors aisé de montrer que la section efficace de détection en coïncidences se présente comme le produit de trois termes:

$$d^3\sigma = C\sigma_{ep}\rho, \quad (2)$$

où C est un coefficient cinématique égal à ⁷⁾

$$C = \frac{1 - \beta'_p \cos(\mathbf{p}'_e, \mathbf{p}'_p)}{\beta'_p + \beta_p \cos(\mathbf{p}_p, \mathbf{p}'_p)} p_p'^2,$$

où β est la vitesse de la particule rapportée à celle de la lumière; σ_{ep} est la section efficace de l'interaction électron-proton dans les conditions de l'expérience: la théorie permet de la calculer (formule de Rosenbluth), ou elle peut être déterminée directement par l'expérience ⁹⁾. Elle comprend notamment les facteurs de forme du proton libre. Enfin ρ est la probabilité de trouver le proton avec la quantité de mouvement $p_p = p$ avant l'interaction. On peut calculer cette probabilité à partir de la transformée de Fourier des fonctions d'onde du deutérium (principe de décomposition spectrale de Born). Avec les notations classiques (u , w) pour les parties radiales de la fonction d'onde, on trouve

$$\rho = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} (F^2 + G^2)$$

avec

$$F = \int_0^\infty u(r) j_0\left(\frac{pr}{\hbar}\right) r dr, \quad G = \int_0^\infty w(r) j_2\left(\frac{pr}{\hbar}\right) r dr,$$

où j_0 et j_2 sont les fonctions de Bessel sphériques d'ordre zéro et deux. Pratiquement, dans les conditions de notre expérience, G^2 était négligeable devant F^2 (moins de 1% dans les cas les plus défavorables et quelles que soient les fonctions d'onde du deutéron).

Finalement on peut écrire:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e d\Omega_p dp'_e} = \frac{1 - \beta'_p \cos(\mathbf{p}'_e, \mathbf{p}'_p)}{\beta'_p + \beta_p \cos(\mathbf{p}_p, \mathbf{p}'_p)} p_p'^2 \sigma_{ep} \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} F^2. \quad (3)$$

Cette formule a déjà été proposée en 1959 par Durand ⁵⁾ bien que sous une forme différente (elle est écrite dans le système du centre de masses des nucléons sortant après le choc) mais il est possible de l'y ramener moyennant une transformation de Lorentz, des calculs trigonométriques élémentaires et des approximations tout à fait justifiées ⁷⁾.

Une étude plus poussée devrait tenir compte de plusieurs contributions ⁵⁾, dont

les principales sont: interactions d'état final entre le neutron et le proton, termes dûs à l'interaction sur les neutrons, termes d'interférence. Dans les conditions de notre expérience, ces contributions sont négligeables.

Dans l'expérience déjà citée ³⁾, les différentes fonctions d'onde possibles du deutérium conduisaient toutes au même résultat théorique. Il était alors possible de déduire des résultats expérimentaux une comparaison des facteurs de forme du proton à l'état libre et à l'état lié.

Nous nous sommes placés dans des conditions différentes: on peut considérer notre expérience comme du type (e, e'p), équivalente à une expérience (p, 2p) ⁶⁾. Cela nous a menés à adopter la ligne de conduite suivante: nous admettons la formule (3) et l'identité des facteurs de forme. La mesure de plusieurs $d^3\sigma$, jointe au calcul du coefficient cinématique et à la mesure de σ_{ep} , permet d'en déduire la probabilité ρ pour un certain nombre de valeurs de la quantité de mouvement p_p du proton avant la collision. Pour permettre la comparaison de la probabilité ρ expérimentalement déterminée avec les valeurs déduites des fonctions d'onde du deutérium (déterminées à partir d'autre expériences) nous indiquons donc à la fois la section efficace mesurée $d^3\sigma$ et le rapport $\rho = d^3\sigma/C\sigma_{ep}$.

Parmi toutes les directions possibles de p_p avant l'interaction, il en est une privilégiée, qui permet une simplification de la formule (3) et de l'interprétation des résultats, sans limiter leur généralité. Cette direction est telle que p_p , p'_p et $s = p_e - p'_e$ soient parallèles. Alors les protons, au cours de l'interaction, reçoivent une impulsion qui modifie leur énergie, mais non leur direction. Nous avons systématiquement choisi cette condition pour la détection des protons. Il en résulte que, pour p_e et θ donnés, le sommet du vecteur p_p décrit une courbe qui se trouve représentée sur la fig. 2 dans un cas particulier. Pour chaque mesure nous modifions donc à la fois l'énergie de l'électron détecté et l'angle de détection des protons de façon que le spectromètre à protons soit dans la direction $s = p_e - p'_e$.

3. Montage Expérimental et Conduite de l'Expérience

L'expérience a été faite dans la „salle 500 MeV” de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay (fig. 3). Le faisceau est dévié par un système de deux aimants et tombe sur une cible translatable à hydrogène et deutérium liquides déjà décrite ¹⁰⁾.

La cible proprement dite était contenue entre deux feuilles d'acier inoxydable de 12 μm , serrées sur un montant en cuivre de 6 mm d'épaisseur. Elle était dans le vide, en communication directe avec le vide de l'accélérateur.

La cible était placée (à 1 mm près) sur l'axe de rotation commun d'un ensemble de deux spectromètre à double focalisation, type Siegbahn, de 180° d'ouverture et d'indice $n = \frac{1}{2}$. Le petit aimant avait 70 cm de rayon moyen; il permettait de détecter les électrons à l'aide d'un compteur Čerenkov placé à sa sortie. Le grand aimant, de 111 cm de rayon moyen, servait à la détection des protons à l'aide d'un compteur-échelle placé dans le plan focal image et formé de 8 éléments identiques; chacun

des compteurs comprenait un scintillateur plastique de $5 \times 33 \times 50$ mm optiquement relié à un photomultiplicateur 56 AVP. L'acceptance moyenne était ainsi de 0.8 % environ par détecteur.

L'électronique était classique. Les signaux des dernières dynodes permettaient de régler les seuils et de vérifier à tout instant les spectres des impulsions. Les signaux d'anodes étaient utilisés pour les circuits de coïncidence: celui provenant du compteur Čerenkov était divisé en huit signaux identiques par un standardiseur à seuil: chacun d'eux était envoyé en même temps que le signal d'un des éléments du compteur-

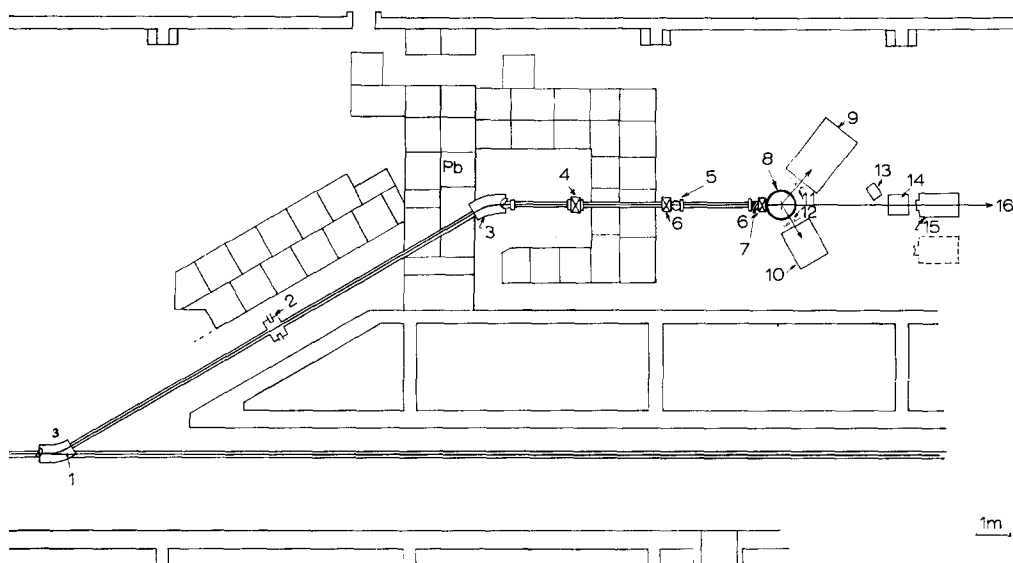


Fig. 3. Schéma de la salle 500 MeV de l'accélérateur linéaire d'Orsay où a été réalisée l'expérience des coïncidences.

1. Sonde à protons 2. Fente d'analyse 3. Aimant de déviation 4. Vanne rapide 5. Banc de pompage 6. Vannes manuelles 7. Tombac 8. Cible hydrogène et deutérium liquides 9. Spectro B (protons) 10. Spectro A (électrons) 11. Fentes mobiles 12. Fentes fixes 13. Télévision 14. Moniteur électrons secondaires 15. Cylindre de Faraday 16. Le faisceau se perd dans une ouverture au fond de la salle à 15 m de la cible.

échelle dans un circuit à coïncidences rapides (largeur de la courbe de résolution ~ 10 ns) déjà décrit¹¹). Ces deux signaux étaient ensuite repris dans un autre circuit identique, mais avec un retard supplémentaire d'environ 30 ns, et servaient à l'évaluation du nombre de coïncidences fortuites. Il y avait 25 échelles de comptage: 8 pour compter les coïncidences réelles, 8 pour compter les coïncidences fortuites, 8 pour compter les événements simples protons et 1 pour compter les événements simples électrons.

L'expérience était alors conduite de la façon suivante:

1) Les tests et réglages se faisaient sur la cible d'hydrogène:

Réglage des seuils des différents circuits.

Spectre de l'hydrogène sur chaque spectromètre et réglage des retards correspondant à chacun des circuits par les courbes de résolution.

Détermination de l'efficacité des compteurs en prenant le même spectre sur chaque canal (cette efficacité s'est révélée être la même pour tous les canaux).

2) On prenait le spectre en coïncidences. On en déduisait σ_{ep} expérimental, ce qui permettait une calibration de l'expérience.

3) La cible d'hydrogène était alors remplacée par la cible de deutérium et une première valeur de la section efficace différentielle en coïncidences était obtenue.

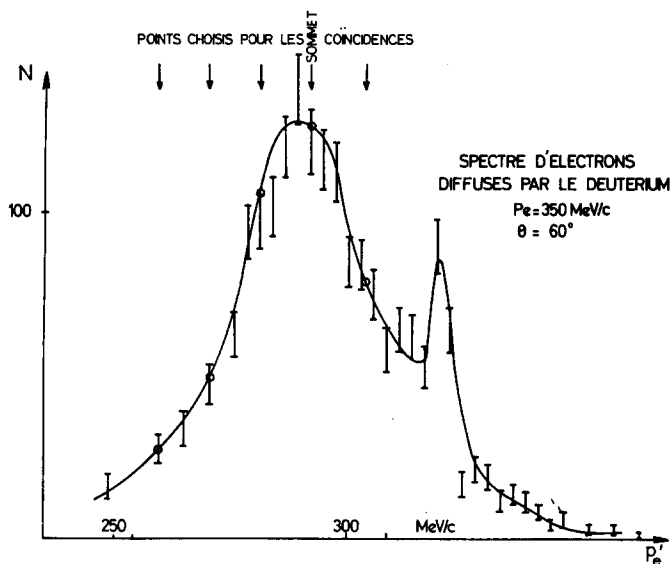


Fig. 4. Spectre d'électrons de 350 MeV diffusés par le deutérium à 60°. On observe nettement le pic élastique et le spectre quasi élastique dû à la diffusion incohérente des électrons sur les protons et les neutrons du noyau. Aux points choisis pour les mesures, marqués sur la fig. 2, correspondent les valeurs de p'_e marquées par des flèches. Les pics de coïncidence correspondant sont tracés sur la fig. 5.

Le spectre inélastique des électrons diffusés dans le choc électron-deuteron (fig. 4) présente un maximum au voisinage de l'énergie correspondant au choc électron-proton libre. Au maximum, les électrons correspondent donc à des collisions pour lesquelles les protons sont pratiquement au repos dans le deuteron avant le choc. Cette première mesure de $d^3\sigma$ est donc la mesure „au sommet”.

4) Pour la mesure suivante, on modifiait l'énergie de détection des électrons diffusés de façon à se trouver sur une des pentes du spectre inélastique des électrons. Comme nous l'avons indiqué ci-dessus, il fallait également modifier l'angle et

l'énergie des protons détectés. On obtenait ainsi des coïncidences correspondant à une valeur différente de la quantité de mouvement p_p des protons dans le deutérium. Plus p_p était grand, plus la mesure était longue.

Nous expliquons ailleurs ⁷⁾ le choix des paramètres, le dépouillement des résultats et le problème posé par les coïncidences fortuites. Disons seulement, sur ce dernier point, que la faible valeur du „duty cycle” (facteur de forme ou coefficient de remplissage du faisceau, de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$) nous a empêchés de détecter des coïncidences pour des protons ayant plus de 100 MeV/c de quantité de mouvement dans le deutéron avant le choc.

4. Résultats

La fig. 5 donne un exemple des pics de coïncidences pris sur le deutérium, les électrons étant déviés de 60° . Le fig. 2 montre quelles étaient les quantités de mouvement du proton avant l'interaction, correspondant aux différents pics. La fig. 4 montre quelles étaient les valeurs des énergies correspondantes des électrons diffusés. On constate sur la figure que les sommets ne se trouvent pas exactement aux positions théoriquement prévues, la différence étant de l'ordre de 1 %: nous avons attribué ce désaccord à la mauvaise connaissance de l'étalonnage des spectromètres.

En mesurant l'aire sous chaque pic de coïncidences, on peut déterminer une valeur mesurée de la section efficace $d^3\sigma/d\Omega_e d\Omega_p dp'_e$. Pour obtenir la section efficace expérimentale, à comparer avec la valeur théorique, il faut appliquer des corrections calculables ou mesurables:

a) *Corrections radiatives*. Dans les cas de détection d'électrons ou de protons, ces corrections ont été calculées par de nombreux auteurs. Pour le cas de la détection en coïncidences d'électrons et de protons, le problème est plus complexe. Atkinson ¹²⁾ a montré que la section efficace réelle peut être déduite de la formule

$$d^3\sigma_{\text{réel}} = \frac{d^3\sigma_{\text{mesuré}}}{1 - \delta},$$

où

$$\delta = \frac{4\alpha}{\pi} \left[\frac{1}{12} + \left(\log \frac{q}{m} - \frac{1}{2} \right) \left(\log \frac{\sqrt{p_e p'_e}}{\Delta E} - \frac{1}{12} \right) - \frac{1}{2} \log \frac{\sqrt{E_D E'_p}}{\Delta E} \right]$$

et où α est la constante de structure fine, m est la masse de l'électron, q est le quadri-transfert d'impulsion-énergie $q^2 = 2p_e p'_e (1 - \cos \theta)$, E_D est la masse au repos du deutéron et E'_p l'énergie totale du proton après l'interaction.

Dans nos expériences δ était de l'ordre de 10 %.

b) *Corrections d'ouverture*. Du fait des valeurs finies des acceptances nous ne mesurons pas ρ en un point mais sa valeur moyenne $\bar{\rho}$ dans un domaine de l'espace des p_p . Si nous connaissons la fonction ρ et les acceptances nous pouvons en déduire

$$\bar{\rho} = \rho(1 + K).$$

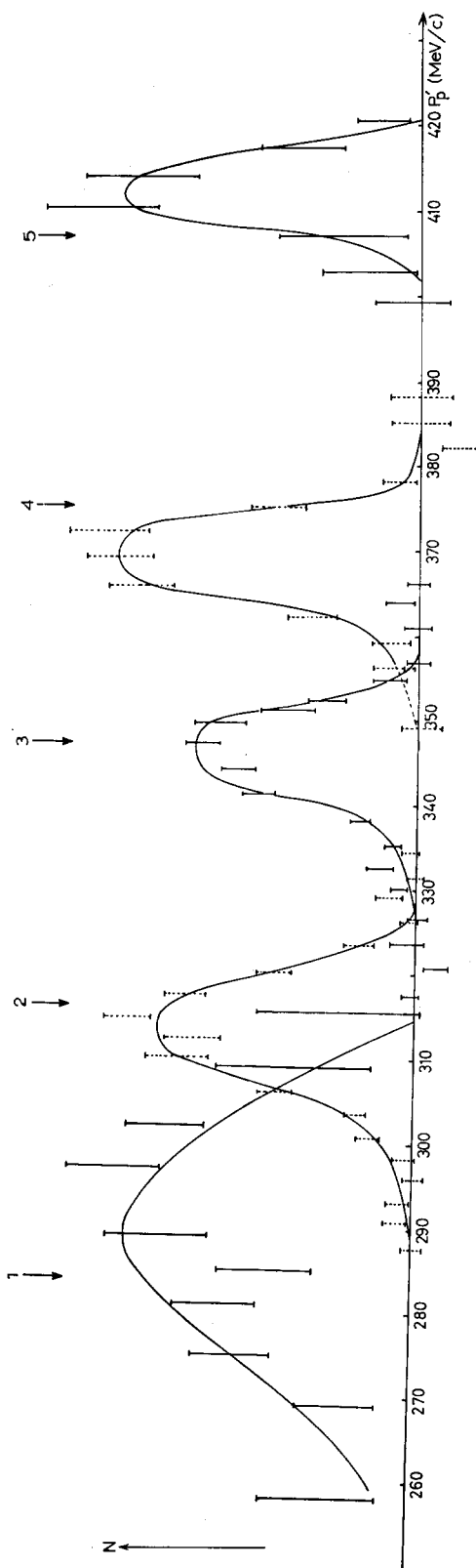


Fig. 5. Coïncidences deutérium $\theta = 60^\circ$, $p_e = 350$ MeV/c. Nous avons reporté ici les pics de coïncidences correspondant aux différentes valeurs de p_p et p'_e indiquées sur les figs. 2 et 4. Les mesures ayant été prises dans des conditions expérimentales différentes, les échelles des ordonnées ne correspondent pas entre elles. Les flèches indiquent la position théorique du pic: le désaccord cinématique était de l'ordre de 1 %.

- | | | | | |
|---|---|---|---|---|
| 1. $p'_e = 304$ MeV/c
$\varphi = 53^\circ 25'$ | 2. $p'_e = 295.6$ MeV/c
$\varphi = 51^\circ 33'$ | 3. $p'_e = 284.5$ MeV/c
$\varphi = 49^\circ 30'$ | 4. $p'_e = 273.5$ MeV/c
$\varphi = 47^\circ 40'$ | 5. $p'_e = 258$ MeV/c
$\varphi = 45^\circ 41'$ |
|---|---|---|---|---|

Dans l'expression de K , que nous ne détaillons pas ici ⁷⁾ interviennent les dérivées successives de la fonction ρ . Nous avons évalué K en admettant a priori pour ρ la fonction déduite du potentiel de Hulthén. Les acceptances ont toujours été choisies pour que K ne dépasse pas 10 %.

c) *Corrections de normalisation.* Pour éliminer des erreurs systématiques dues, par exemple, à la mesure absolue du courant, à l'incertitude sur l'épaisseur de la cible, sur les angles solides, etc., nous avons rapporté nos mesures à celles faites sur l'hydrogène. Par comparaison avec la valeur théorique de σ_{ep} , on peut en déduire le facteur de normalisation N :

$$N = \frac{\sigma_{ep \text{ théorique}}}{\sigma_{ep \text{ mesuré}}}.$$

On obtient finalement:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e d\Omega_p dp'_e} = N \frac{d^3\sigma_{\text{mesuré}}}{(1-\delta)(1+K)} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{d^3\sigma_{\text{mesuré}}}{C\sigma_{ep \text{ mesuré}}(1-\delta)(1+K)}.$$

Les mesures ont été faites pour une énergie incidente de 350 MeV. Les électrons ont été détectés à 60°, puis à 90°. Deux séries de mesures indépendantes ont été faites à chaque angle. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 1 et la fig. 6.

TABLEAU 1
Résultats des mesures à une quantité de mouvement incidente $p_e = 350 \text{ MeV}/c$

Série	I			II			
$\theta = (p_e, p'_e)$	60°			60°			
$p'_e \text{ MeV}/c$	295.6	284.5	273.5	304	295.6	285	258.2
$q^2 \text{ fm}^{-2}$	2.66	2.56	2.46	2.74	2.66	2.56	2.32
$\varphi = (p_e, p'_p)$	51°33'	49°30'	47°40'	53°25'	51°33'	49°30'	45°41'
$p_p \text{ MeV}/c^a$	-7±3	27±3	59±3	-40±12	-8±8	26±3	94±5
$d^3\sigma \text{ théorique} \times 10^{32}$	14.7	9.71	2.31	7.29	17.7	9.1	0.27
$(\text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-2} \cdot \text{MeV}/c^{-1})$							
$\rho \times 10^6 (\text{MeV}/c)^{-3}$	1.3	0.87	0.20	0.69	1.6	0.80	0.023
Erreur	21 %	21 %	24 %	23 %	21 %	21 %	32 %
Série	III			IV			
$\theta = (p_e, p'_e)$	90°			90°			
$p'_e \text{ MeV}/c$	261	254.5	244	268	257.5	235	
$q^2 \text{ fm}^{-2}$	4.70	4.58	4.39	4.82	4.63	4.23	
$\varphi = (p_e, p'_p)$	36°40'	36°04'	34°48'	37°27'	36°03'	33°51'	
$p_p \text{ MeV}/c^a$	-25±6	-4±4	25±4	-43±10	-14±5	50±4	
$d^3\sigma \times 10^{32}$	4.1	5.17	2.81	1.22	4.19	0.606	
$(\text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-2} \cdot \text{MeV}/c^{-1})$							
$\rho \times 10^6 (\text{MeV}/c)^{-3}$	1.4	1.8	1.0	0.42	1.5	0.22	
Erreur	15 %	11 %	13 %	14 %	13 %	16 %	

^{a)} Une valeur négative signifie que p_p et p'_p sont de sens opposés; une valeur positive qu'ils sont de même sens.

De l'incertitude cinématique résulte une importante incertitude sur les valeurs de p_p pour lesquelles on mesure ρ . Les erreurs sont évaluées par convolution entre: l'erreur statistique, les erreurs sur la mesure des angles solides, la dispersion des spectromètres etc., les erreurs sur δ et K , l'erreur sur le coefficient de normalisation N .

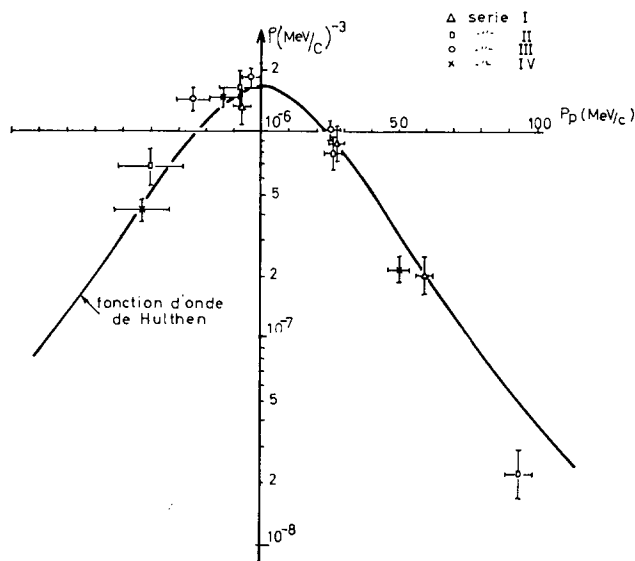


Fig. 6. Résultats de l'expérience des coïncidences. Nous reportons sur cette figure les résultats du tableau 1.

5. Conclusions

Les résultats sont rassemblés sur la fig. 6. Nous constatons que, à l'exception de trois d'entre eux, tous les points se placent bien sur la courbe théorique dans le cas d'un potentiel de Hulthén. En particulier des points pris dans des conditions géométriques différentes donnent bien la même valeur pour ρ . Pour deux des trois points écartés de la courbe, l'écart est compatible avec une fluctuation statistique. Mais le dernier point de la série II, correspondant à $p_p = 94$ MeV/c (donc à des protons de presque 5 MeV d'énergie cinétique dans le deutéron) se trouve nettement en dehors de la courbe théorique. Il s'agit peut-être d'une mesure irrégulière et nous n'avons pas eu l'occasion de la reprendre. Mais ce sont peut-être aussi les interactions d'état final qui ont abaissé la section efficace, phénomène déjà observé dans une expérience analogue avec les protons ¹³).

TABLEAU 2
Regroupement des résultats du tableau 1

$p = p_p$ (MeV/c)	9	26	42	55	94
erreur sur p (MeV/c)	2.5	2	7	2.5	5
$\rho \times 10^6$ (MeV/c) ⁻³	1.59	0.99	0.46	0.22	0.023
erreur sur ρ	7.6 %	8.3 %	12 %	13 %	32 %

Pour comparer nos résultats à la théorie, il est intéressant de regrouper les résultats voisins en appliquant la méthode des moindres carrés. On obtient le tableau 2 et la fig. 7.

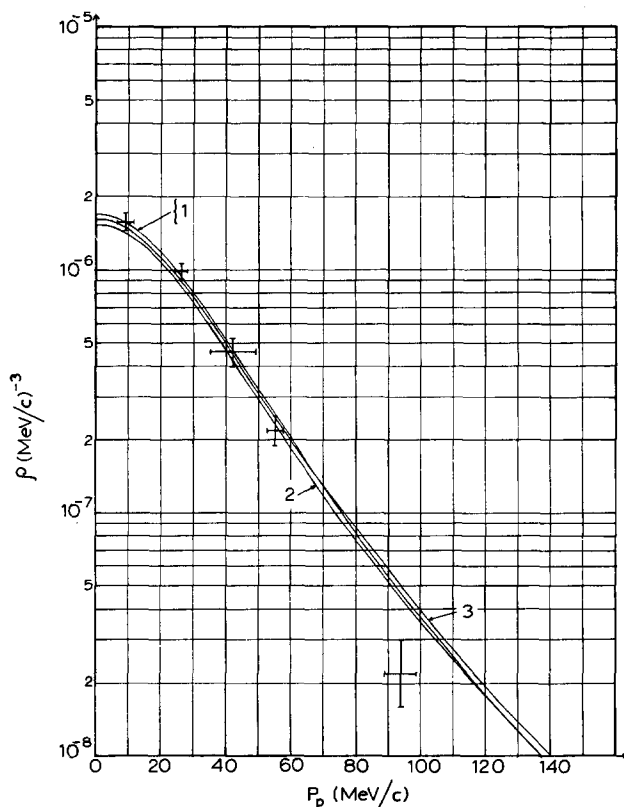


Fig. 7. Regroupement des résultats. Nous reportons sur cette figure les résultats du tableau 2. Nous y avons également reporté une portion de la fig. 8.

1. Breit, Glendenning-Kramer No. 8 2. Hamada 3. Hulthén.

Sur cette même figure et sur la fig. 8, nous avons porté la fonction ρ pour quatre potentiels possibles pour le deuteron: Hulthén¹⁴⁾, Hamada¹⁵⁾, Breit (Yale)¹⁶⁾ et Glendenning-Kramer n° 8¹⁷⁾.

Les trois derniers ont un cœur dur de l'ordre de 0.5 fm.

On constate que, dans le domaine des quantités de mouvement p_p exploré, il n'y a pas de différence sensible entre les diverses fonctions d'onde. Il nous semble que le bon accord avec l'expérience nous autorise aux conclusions ci-après:

Dans le domaine expérimentalement exploré, et pour des quantités de mouvement au plus égales à 60 MeV/c, les résultats sont en accord à mieux que 10 % avec la théorie exposée plus haut, ce qui entraîne en particulier que:

*Le facteur de forme du proton libre est égal à celui du proton lié.
Les interactions d'état final sont négligeables.*

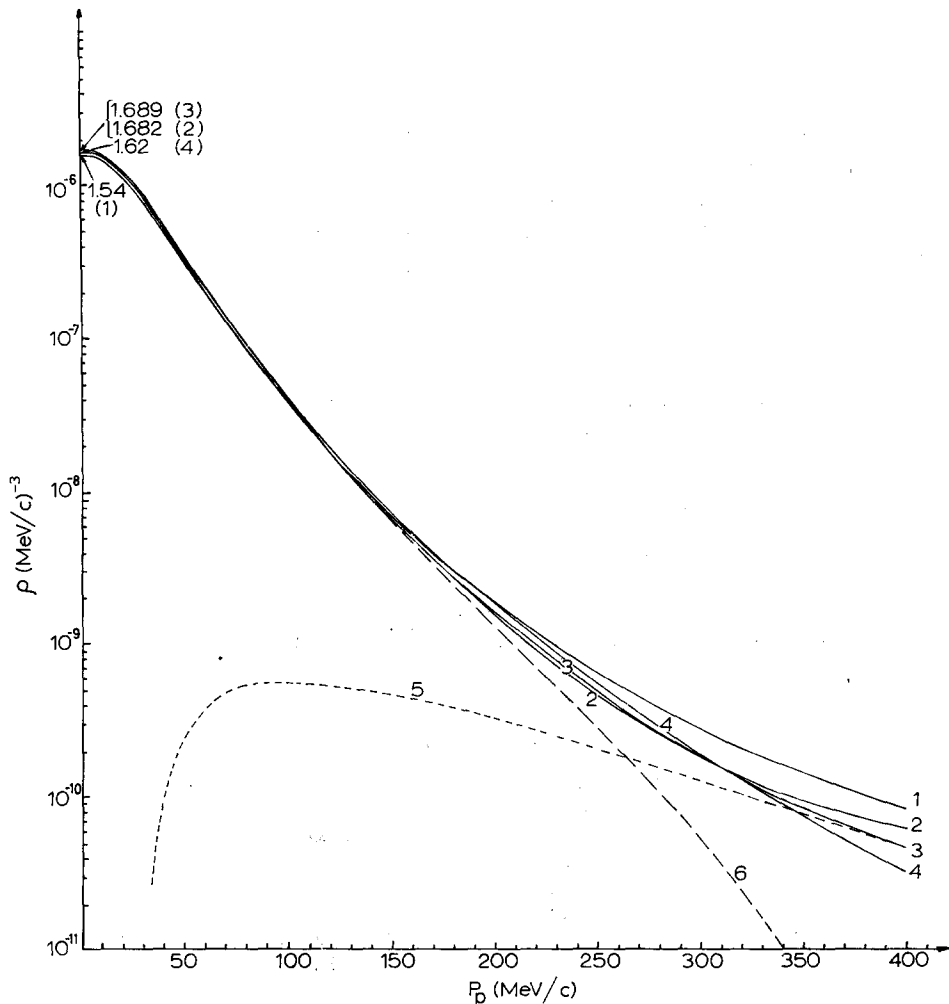


Fig. 8. Valeur théorique de la fonction ρ pour divers potentiels possibles pour le deutérium. Dans le cas du potentiel de Glendenning-Kramer n° 8. Nous avons séparé les contributions des états S et D, montrant comment ce dernier état tend à donner de fortes valeurs à la quantité de mouvement.

Il nous a malheureusement été impossible d'explorer expérimentalement cette région.

1. Hamada 2. Breit 3. Glendenning-Kramer No. 8 4. Hulthén 5. G.K.8 fonction w
6. G.K.8 fonction u .

L'expérience analogue faite à Stanford ³⁾, mais seulement avec des mesures „au sommet”, aboutissait aux mêmes conclusions.

On peut aussi considérer cette expérience comme une expérience du type (e, e'p). L'expérience correspondante (p, 2p) sur du deutérium, a déjà été faite avec des protons

de 145 MeV ¹³). Dans ce dernier cas, il y avait désaccord avec la théorie simple fondée sur l'approximation de l'impulsion: les interactions d'état final étaient trop importantes. Notre expérience prouverait donc, comme la préoyaient les théoriciens, que les résultats obtenus par (e, e'p) sur des éléments plus lourds seront plus faciles à interpréter que ceux obtenus par (p, 2p).

Nous désirons remercier tout spécialement MM. D. Drickey, J. Lefrançois, B. Milman pour leur aide au cours des expériences et leurs stimulantes discussions; MM. V. Round et M. Jeanjean qui nous ont aidé au montage expérimental, MM. D. Larner et R. Rausch qui ont construit l'électronique. Un des auteurs (M.C.) tient à remercier le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay de lui avoir permis de participer à cette expérience.

Note ajoutée à l'épreuve: En utilisant le même montage expérimental, mais avec, au lieu de deutérium, une cible de ⁶Li nous avons, avec B. Merkel, détecté les protons initialement au repos de la couches (cf. rapport L.A.L. 1112, Accélérateur Linéaire d'Orsay, 1964).

La valeur expérimentale de la section efficace

$$(d^3\sigma = 1.54 \cdot 10^{-32} \pm 0.58 \text{ pour } p_e = 350 \text{ MeV, } \theta = 60^\circ)$$

est compatible avec la valeur théorique déduite des expériences analogues (p, 2p), et en admettant un coefficient d'absorption nucléaire $F = 0.33$. Le taux considerable de coïncidences fortuites rendait malheureusement l'expérience très difficile.

Références

- 1) M. Croissiaux, Rapport HEPL 264, Université de Stanford (1962); Phys. Rev. **127** (1962) 613
- 2) Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Nuclear Physics, Geneva, 1962 (CERN Scientific Information Service, Geneva, Switzerland, 1962) p. 191-193
- 3) D. Aitken, Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Structure, Stanford, 1963 (Stanford University Press, 1964) p. 366; Phys. Rev., à paraître
- 4) B. D. McDaniel, voir réf. ²) p. 193;
P. Stein, R. W. McAllister, B. D. McDaniel et W. M. Woodward, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 403;
Les mêmes et M. Binkley, Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Structure, Stanford, 1963, p. 373
- 5) L. Durand III, Phys. Rev. **115** (1959) 1020
- 6) G. Jacob et Th. A. J. Maris, Nuclear Physics **31** (1962) 139
- 7) P. Bounin, Ann. de Phys. 13^e série, **10** (1965)
- 8) P. Bounin et G. R. Bishop, J. Phys. et Rad. **24** (1963) 974
- 9) R. Hofstadter, Nuclear and nucleon structure (W. A. Benjamin P., New York, 1963)
- 10) V. Round, D. Benaksas et P. Bounin, Nucl. Inst. **26** (1964) 348
- 11) G. I. Alon et R. Rausch, Nucl. Instr. **24** (1963) 229
- 12) R. Atkinson, thèse, Université de Stanford, à paraître
- 13) A. F. Kuckes, Rich. Wilson et P. F. Cooper Jr., Ann. of Phys. **15** (1961) 193
- 14) L. Hulthén et M. Sugawara, Handbuch der Physik, vol. 39
- 15) T. Hamada, Prog. Theor. Phys. **25** (1961) 247
- 16) M. H. Hull, K. E. Lassila, H. M. Ruppel, F. A. McDonald et G. Breit, Phys. Rev. **128** (1962) 830
- 17) N. K. Glendenning et G. Kramer, Phys. Rev. **126** (1962) 2159; rapport UCRL n° 9904 (Université de Californie)