Mesure des paramètres P et D dans la diffusion p.p à 138 MeV

C. Caverzasio, A. Michalowicz, K. Kuroda, M. Poulet, N. Poutcherov

▶ **To cite this version:**

C. Caverzasio, A. Michalowicz, K. Kuroda, M. Poulet, N. Poutcherov. Mesure des paramètres P et D dans la diffusion p.p à 138 MeV. Journal de Physique, 1963, 24 (11), pp.1048-1051. 10.1051/jphys:0196300240110104801 . jpa-00205597

HAL Id: jpa-00205597
https://hal.science/jpa-00205597

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE TOME 24, NOVEMBRE 1963, PAGE 1048,

MESURE DES PARAMÈTRES P ET D DANS LA DIFFUSION p.p A 138 MeV

Par C. CAVERZASIO, A. MICHALOWICZ, K. KURODA, M. POULET et N. POUTCHEROV,
Laboratoire Joliot-Curie, Orsay.

Résumé. — Le faisceau de protons polarisés du Synchrocyclotron d'Orsay ($E = 138$ MeV ; $P_1 = 0{,}44$) a été diffusé sur une cible d'hydrogène liquide. L'asymétrie gauche-droite des protons diffusés a été mesurée dans l'intervalle 12° — 100° (CM) et la valeur de P_2 déduite. La composante des spin $< \sigma >_2 . n$ du faisceau diffusé a été mesurée grâce à une troisième diffusion sur cible CH, les asymétries observées permettent le calcul de D. Les valeurs expérimentales aux grands angles confirment les prédictions de la solution YLAM du groupe de Yale.

Abstract. — Polarized protons from the Orsay S. C. ($E = 138$ MeV ; $P_1 = 0.44$) have been scattere don a liquid hydrogen target in the angular range $\theta_2 = 12° — 100°$ (CM) and the value of P_2 deduced from experimental asymmetries. The polarization component $< \sigma >_2 . n$ normal to the second scattering plane is then observed by horizontal subsequent scattering on a plastic scintillator, the left-right asymmetries giving the depolarisation parameters D at four angles. Results at large angles are in agreement with YLAM solution of the Yale group.

En vue de déterminer les éléments de la matrice d'interaction nucléon-nucléon ($T = 1$) à 150 MeV, nous avons mesuré l'asymétrie et la dépolarisation dans la diffusion proton-proton à l'aide du faisceau polarisé récemment mis au point au laboratoire. La figure 1 schématise le dispositif expérimental mis en œuvre. Le faisceau interne du synchrocyclotron est diffusé à 8° sur une cible de carbone T_1, le faisceau secondaire ainsi obtenu a une énergie de $140 \pm 2{,}2$ MeV et une polarisation

$$P_1 = 0{,}44 \pm 0{,}01$$

perpendiculaire au plan de diffusion. La valeur de P_1 est acquise lors d'une expérience de double diffusion sur cible de carbone par mesure des asymétries gauche-droite. Après transfert dans la salle d'expériences, focalisation par l'ensemble de lentilles Q_1, Q_2 et de diaphragmes φ_1, φ_2, le faisceau frappe une cible d'hydrogène liquide T_2 de 10 cm de diamètre et de 5 cm d'épaisseur moyenne. L'image centrale obtenue a des dimensions de $2{,}5 \times 6$ cm et correspond à une intensité de $3{,}4 \times 10^7$ p/s mesurée à la chambre d'ionisation. L'énergie du faisceau au centre de la cible T_2 est de $138 \pm 2{,}3$ MeV. La cible est fixée au centre d'une enceinte à vide cylindrique de 100 cm de rayon et ceinturée à son extrémités supérieure par un collier où viennent se souder deux bras pouvant tourner indépendam-

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphys:0196300240110104801

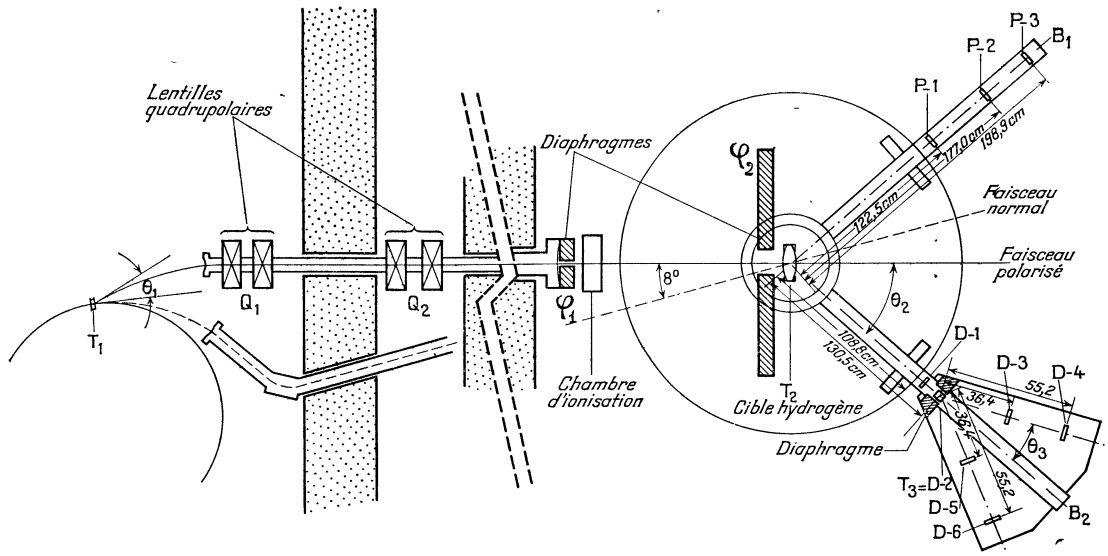

FIG. 1.

ment autour d'un axe vertical concentrique à la cible. L'un d'eux sert de support au télescope P-1, P-2, P-3 utilisé dans la mesure de P_2, le second reçoit la table de triple diffusion constituée par l'ensemble T_3, D1, D2, D3, D4, D5, D6 nécessaire à la mesure de D.

La polarisation dans la diffusion p.p a été mesurée dans l'intervalle 12° — 100° (CM) à partir des asymétries expérimentales des taux de coïncidences N_{123} en fonction de θ_2 et en calculant P_2 par la relation caractéristique :

$$\varepsilon_2 = P_1 P_2 \qquad \varepsilon_2 = \frac{(N_{123})+ - (N_{123})}{(N_{123})+ + (N_{123})} \qquad (1)$$

où les indices + (—) se réfèrent respectivement à une diffusion de même sens (opposé) que celle ayant lieu en T_1.

Afin d'avoir une bonne résolution angulaire et minimiser les fausses asymétries dues à des défauts d'alignement, la distance T_2 — P_3 a été choisie relativement grande (199 cm) et les dimensions du scintillateur P_3 de 10 × 2 × 0,2 cm ; dans le même but, le faisceau primaire a été diaphragmé en une tâche de 4 × 2 cm. L'ensemble cible T_2 et télescope P1 — P2 — P3 a été préalablement centré optiquement, tandis que la coïncidence du centre de distribution d'intensité du faisceau incident et de l'axe de rotation θ_2 a été vérifié expérimentalement par étude des profils du faisceau à $\theta_2 = 0°$ et $\theta_2 = 180°$; la différence $\theta_2(0) - \theta_2(180°$ a été trouvée égale à $180° \pm 0{,}1$. Une sélection en énergie des protons diffusés est introduite dans le télescope P1 — P2 — P3, en intercalant des absorbants en Cu entre P2 et P3 ; il en résulte une diminution relative du bruit de fond ; l'épaisseur de Cu a été changée en fonction de θ_2 afin de tenir compte des variations de l'énergie des protons.

Le circuit de coïncidence utilisé permettait d'obtenir indépendamment les taux de comptage P1 — P2 et P1 — P2 — P3 avec une résolution de 10^{-8} s. Il était ainsi aisé, par comparaison des coïncidences doubles et triples, de déterminer à tout instant l'efficacité de détection du sélecteur d'énergie constitué par les écrans de Cu. Chaque mesure de ε_2 a été répétée à plusieurs reprises, cible pleine, cible vide et un grand soin a été apporté à l'égalisation des vitesses de comptage droite-gauche afin de réduire au minimum les fausses asymétries électroniques.

L'ensemble des résultats $P_2 = f(\theta_2)$ est groupé dans le tableau 1 et reporté sur la figure 2, conjointement aux résultats similaires de Harwell [1] et Harvard [2]. Les prédictions théoriques des deux solutions YLAM et YRB1 du groupe de Yale [3] sont également reportées sur cette figure 2.

TABLEAU 1

ASYMÉTRIE P_2 DANS LA DIFFUSION p, p A 138 MeV

θ_2 (C. M.)	P_2 (*)	θ_2 (C. M.)	P_2
20°7	0,208 ± 0,008	65°84	0,147 ± 0,007
24°84	0,224 ± 0,005	69°90	0,142 ± 0,005
28°97	0,227 ± 0,005	73°94	0,123 ± 0,004
33°09	0,247 ± 0,006	77°98	0,099 ± 0,003
37°21	0,245 ± 0,006	82°01	0,07 ± 0,005
41°32	0,245 ± 0,006	86°03	0,005 ± 0,006
45°43	0,234 ± 0,005	88°03	— 0,02 ± 0,006
49°53	0,222 ± 0,005	92°03	— 0,05 ± 0,007
53°62	0,219 ± 0,005	98°02	— 0,09 ± 0,008
57°70	0,193 ± 0,006	102°	— 0,13 ± 0,008
61°78	0,189 ± 0,006		

(*) L'erreur quadratique est obtenue par propagation de l'incertitude sur P_1, de l'erreur statistique et des fausses asymétries.

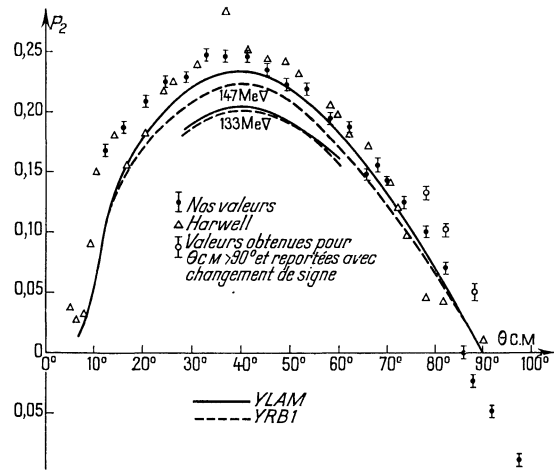

FIG. 2. — Polarisation P_2 à 138 MeV.
Barre d'erreur tenant compte uniquement de la statistique et de l'incertitude sur P_1.

La mesure du paramètre de dépolarisation $D(\theta_2)$ nécessite 3 diffusions successives coplanaires dont la normale commune est désignée par n.

La première diffusion (T_1) donne à un faisceau de protons initialement non polarisés une polarisation $< \overline{\sigma_1} > . n$; celle-ci est modifiée au cours de la seconde diffusion en $< \overline{\sigma_2} > n$ (composante normale au plan de diffusion sur T_2) dont la mesure nécessite une 3ème diffusion (T^3) de pouvoir d'analyse P_3. L'asymétrie observée dans ce scattering a pour expression :

$$e_{3n} = P_3 \frac{P_2 \pm DP_1}{1 \pm P_1 P_2} \qquad (2)$$

l'alternance de signe tenant compte du sens de θ_2 par rapport à la première diffusion en T_1 ; P_3 peut être défini comme l'asymétrie mesurable dans une diffusion simple d'un faisceau complètement polarisé sur la cible T_3. La connaissance de sa variation en fonction de l'énergie de la seconde diffusion nécessite une expérience séparée. La figure 1 indique la disposition expérimentale adoptée ; le faisceau doublement diffusé en T_2 est défini angulairement par les scintillateurs D1, D2 respectivement de $8 \times 4 \times 0{,}2$ cm et $8 \times 2{,}5 \times 2$; le scintillateur D2 joue en plus le rôle de cible d'analyse T_3. L'asymétrie e_{3n} est mesurée à $\theta_3 = 13°$ par deux télescopes indépendants D3 — D4 et D5 — D6 dont l'efficacité de détection et l'angle solide ont été ajustés exactement. Leurs dimensions sont identiques $10 \times 4{,}5 \times 0{,}2$ cm avec D4 et D6 placés à 55,2 cm de D2. L'alignement respectif des centres de T_2, D2, D4, D5, D6 a été réalisé rigoureusement par visée optique. Un circuit transistorisé de coïncidences rapides ($2T = 5 \times 10^{-9}$) permet le relevé des taux de comptage N_{12}, N_{1234}, N_{1256}, l'asymétrie e_{3n} étant calculée à partir des deux taux de coïncidences quadruplés par les relations :

$$e_{3n}(\theta_{2g}) = \frac{N_{1234} - N_{1256}}{N_{1234} + N_{1256}} \quad e_{3n}(\theta_{2d}) = \frac{N_{1256} - N_{1234}}{N_{1234} + N_{1256}} \qquad (3)$$

La séparation des contributions inélastiques et élastiques dans la 3e diffusion est réalisée comme pour P_2 à l'aide d'écrans de Cu placés devant D4 et D6, le seuil introduit étant de l'ordre de 15 MeV.

L'importance des fausses asymétries dues pour la plupart à des défauts d'alignement entre les centres de T_2 T_3 et les axes de rotations θ_2, θ_3 a été estimée expérimentalement de trois façons :

— Par étude des profils du faisceau polarisé à $\theta_2 = 0°$ et $\theta_2 = 180°$.

— Par comparaison des profils obtenus pour chacun des télescopes D3 — D4 et D5 — D6 à plusieurs valeurs de θ_2.

— Par simulation de l'expérience en faisceau non polarisé. Cette dernière méthode s'est avérée très efficace, à partir de la relation 2 on voit en effet que si $P_1 = 0$

$$e_{2n} = P_2 P_3 \qquad (4)$$
$$P_1 = 0$$

valeur indépendante du sens de θ_2. En comparant les quantités e_{2n} (θ_{2d}) et e_{2n} (θ_{2g}) pour $P_1 = 0$, on a directement une estimation des fausses asymétries dues à des écarts d'alignement du pivot de θ_2 dans une direction normale au faisceau polarisé ; de même les asymétries :

$$e_{2n} = \frac{N_{1234}(g) - N_{1234}(d)}{N_{1234}(d) + N_{1234}(g)}, \quad P_1 = 0 \qquad (5)$$
$$e_{2n} = \frac{N_{1256}(d) - N_{1256}(g)}{N_{1256}(d) + N_{1256}(g)}$$

permettent l'appréciation des erreurs d'alignement dans une direction parallèle au faisceau (1). Expérimentalement, nous pouvions aisément passer de l'utilisation du faisceau non polarisé au faisceau polarisé par simple rotation de la plateforme sup-

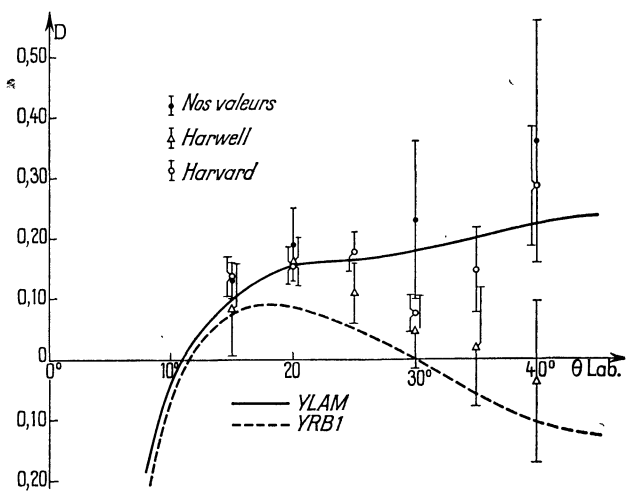

FIG. 3. — Dépolarisation D à 138 MeV.

(1) Les différences d'asymétrie entre gauche et droite ont été directement introduites dans le calcul d'erreur sur D.

portant l'enceinte à vide ; sans modifier la géométrie des seconde et troisième diffusions. Les valeurs de $P_2 P_3$ calculées à partir de la relation (2)

$$2P_2 P_3 = (1 + P_1 P_2)\, e_{3n}(\theta_{2g} + (1 - P_1 P_2)\, e_{3n}(\theta_{2d}) \quad (6)$$

peuvent être comparées à celles obtenues en faisceau non polarisé, la coïncidence des résultats soulignent une similitude des conditions expérimentales. P_3 a été mesuré lors d'une expérience de double diffusion du faisceau polarisé dégradé à énergie $E_2(\theta_2)$ correspondant à celle des protons effectivement diffusée sur T_2 à l'angle θ_2.

TABLEAU 2

DÉPOLARISATION DANS LA DIFFUSION p, p A 138 MeV

θ_2 LAB.	E_3 (*) MeV	P_2 (**) DOUBLE DIF.	P_2 (***) DIF. TRIPLE	D	D RÉF. [4]	D RÉF. [5]
15°	119	0,23 ± 0,01	0,214 ± 0,02	0,13 ± 0,03	0,082 ± 0,077	0,137 ± 0,033
20°	109	0,25 ± 0,005	0,26 ± 0,03	0,19 ± 0,06	0,16 ± 0,04	0,156 ± 0,031
30°	89	0,14 ± 0,02	0,15 ± 0,04	0,23 ± 0,13	0,045 ± 0,06	0,076 ± 0,031
40°	65	0,08 ± 0,03	0,08 ± 0,05	0,36 ± 0,20	— 0,037 ± 0,133	0,286 ± 0,1

(*) Énergie moyenne au centre de D_2.
(**) Asymétries observées lors de la mesure de P_2 sans discrimination d'énergie.
(***) Asymétries observées lors de la mesure de D sans discrimination d'énergie.

Les valeurs numériques de $D(\theta_2)$ figurant au tableau 2 sont la moyenne des résultats obtenus de part et d'autre du faisceau polarisé. L'erreur qui les accompagne a été calculée en tenant compte des erreurs sur P_2, P_3, des fausses asymétries et de la statistique ; celle-ci est le facteur déterminant.

Sur la figure 3 on a reporté la variation angulaire de D à côté des résultats obtenus à Harwell [4], Harvard [5] et des prédictions YLAM et YRB1. Alors que les mesures de P_2 ne permettaient pas la séparation des deux solutions, nos résultats favorisent YLAM.

BIBLIOGRAPHIE

[1] TAYLOR (A. F.), WOOD (E.) et BIRD, *Nuclear Physics*, 1960, **16**, 320.
[2] PALMIERI (J. N.) et al., *Ann. Rev. Phys.*, 1958, **5**, 299.
[3] BREIT (G.) et al., *Phys. Rev.*, 1960, **20**, 2227.
[4] BIRD (L.) et al., *Nuclear Physics*, 1961, **27**, 586.
[5] HWANG, THORNDIKE et WILSON, *Phys. Rev.*, 1960, **120**, 1819.