

Un calcul de la polarisation des protons émergents dans un type particulier de réaction de stripping

E. El-Baz

► **To cite this version:**

E. El-Baz. Un calcul de la polarisation des protons émergents dans un type particulier de réaction de stripping. Journal de Physique, 1963, 24 (11), pp.876-878. 10.1051/jphys:019630024011087601 . jpa-00205647

HAL Id: jpa-00205647

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00205647>

Submitted on 1 Jan 1963

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.

**UN CALCUL DE LA POLARISATION DES PROTONS ÉMERGENTS
DANS UN TYPE PARTICULIER DE RÉACTION DE STRIPPING**

Par E. EL-BAZ,

Institut de Physique Nucléaire, Lyon.

Résumé. — L'approximation de Born, avec l'adjonction d'une interaction dite « complémentaire », pouvant améliorer le calcul des courbes $\sigma(\theta)$ pour certaines réactions de stripping, nous avons calculé la polarisation des protons émergents en conservant les mêmes hypothèses mais en utilisant un potentiel d'interaction de Yukawa dépendant du spin. Application à la réaction $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$ à 9 MeV.

Abstract. — Since the addition of a complementary interaction of the emerging proton with the residual nucleus in the Born approximation is useful for fitting certain stripping curves, we have calculated in a similar fashion the polarization of the emerging proton using a Yukawa potential depending on the spin. Application is made to the reaction $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$ at 9 MeV.

Introduction. — La théorie des réactions de stripping du deuton a donné lieu à de très nombreuses recherches, notamment quant à l'explication des remontées des courbes de distribution angulaire au delà de 90° pour certaines réactions. Nous avons essayé d'expliquer cette remontée en calculant l'effet de l'interaction du proton émergent avec le noyau résiduel. Pour cela nous avons considéré un certain genre de noyau cible pour lequel le calcul semble plus facile. Considérons par exemple le silicium 29. C'est un noyau dont toutes

les couches sont remplies en neutron et en proton et possédant un dernier neutron sur une couche s .

Ce dernier neutron possède une énergie de liaison de 8,48 MeV tandis que les nucléons des couches sous-jacentes sont liés par 12,73 MeV. On peut donc penser que seul le neutron extérieur sera responsable d'une interaction dite « complémentaire » et que les phénomènes d'échange seront négligeables. Cette idée est d'ailleurs confirmée par le fait que la réaction $^{28}\text{Si}(dp)^{29}\text{Si}$ ne présente pas de remontée notable tandis que les réactions $^{29}\text{Si}(dp)^{30}\text{Si}$,

³⁰Si(dp)³¹Si en présentent une importante, plus grande dans le cas du noyau cible ³⁰Si qui possède 2 neutrons « extérieurs » [1 et 2].

Nous avons calculé la distribution angulaire de la réaction ²⁹Si(dp)³⁰Si pour l'état fondamental à 4,3 MeV en conservant des ondes planes dans la voie d'entrée et de sortie (approximation de Born) et une interaction de contact entre le proton émergent et les neutrons capturés et extérieurs. Les résultats théoriques semblent recouper convenablement les points expérimentaux [3]. Mais en conservant des ondes planes entrantes et sortantes, il n'est pas possible de calculer la polarisation des protons émergents si l'interaction mise en jeu ne dépend pas du spin. Nous avons donc effectué le calcul de cette polarisation avec les mêmes hypothèses mais en utilisant un potentiel d'interaction de Yukawa dépendant du spin.

Nous décrirons d'une manière classique l'amplitude de transition

$$I = \int \psi_p^*(k_p r_p) \chi_{I_B M_B}^*(\xi r_n r_{n_1}) \{ V_{np} + \mu V_{np} \} \psi_{I_A M_A}(\xi r_n r_{n_1}) d\tau$$

notant par l'indice n_1 les variables dépendant du neutron extérieur et par l'indice n les variables dépendant du neutron capturé.

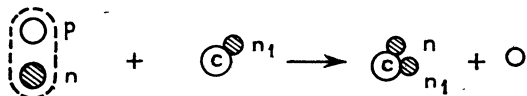


FIG. 1.

Le schéma de la réaction A(dp)B considérée sera le suivant. En appelant I_c le moment du cœur, nous écrirons

$$I_A = I_C + J_{n_1}$$

avec

$$J_{n_1} = l_{n_1} + \frac{1}{2}$$

$$I_B = I_c + J_n + J_{n_1}$$

avec

$$J_n = l_n + \frac{1}{2} \text{ et } J_{n_1} = l_{n_1} + \frac{1}{2}$$

Les interactions V_{np} et V_{n_1p} seront de la forme

$$V_0(1 + \lambda LS) f(|r - r_N|).$$

Nous aurons donc à calculer 4 termes correspondant aux interactions

$$\begin{aligned} V_0 f(|r_p - r_N|) & \quad V_0 \lambda LS f(|r_p - r_N|) \\ V_0 f(|r_p - r_{n_1}|) & \quad V_0 \lambda L_1 S_1 f(|r_p - r_{n_1}|) \end{aligned}$$

c'est-à-dire que nous écrirons l'amplitude totale sous forme

$$I = I_D + \lambda I_{DC} + \mu(I_C + \mu I_{CC}).$$

Utilisant alors la même méthode de calcul que celle qui est exposée par Robson [4] nous pourrions évaluer les différentes contributions à la distribution angulaire totale et à la polarisation. Les résultats théoriques obtenus sont les suivants :

$$\sigma_T = \sigma_D + \mu\sigma_R + \mu^2\sigma_C + \lambda^2(\sigma_{DC} + \mu\sigma_{CD} + \mu^2\sigma_{CC})$$

$$P_T = \lambda(P_1 + \mu P_2 + \mu P_3 + \mu^2 P_4) + \lambda^2(P_5 + \mu P_6 + \mu^2 P_7)$$

et

$$P_Z = P_T / \sigma_T$$

$$\begin{aligned} \sigma_D = 1/12 U_0^2 \sum (-1)^{l_p - l'_p} i^{l_p + \bar{l}_p + \bar{l}_n + l'_p + \bar{l}'_p + \bar{l}'_n} \\ \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 D_{\bar{l}_n 0 \bar{l}_n}^* D_{l'_n 0 l'_n}^* C_{\bar{l}_n l_p \bar{l}_p}^* C_{l'_n l'_p l'_p}^* \\ \begin{pmatrix} \bar{l}_p & \bar{l}_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} \bar{l}'_p & \bar{l}'_n & l'_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} l_p & l'_p & t \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 P_t(\cos \theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_R = 1/6 U_0^* \mathcal{R}_0 F_{00} \sum (-)^{l_p} \\ \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 \begin{pmatrix} \bar{l}_p & \bar{l}_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} l_p & l'_p & t \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 i^{-l_p - \bar{l}_p - \bar{l}_n} \\ C_{0 l'_p l'_p}^* D_{\bar{l}_n 0 \bar{l}_n}^* C_{\bar{l}_n l_p \bar{l}_p}^* P_t(\cos \theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_C = 1/4 |\mathcal{R}_0|^2 |F_{00}|^2 \sum \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 C_{0 l_p l_p}^* C_{0 l'_p l'_p}^* \\ \begin{pmatrix} l_p & l'_p & t \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 P_t(\cos \theta) \end{aligned}$$

Les termes σ_{DC} , σ_{CD} et σ_{CC} ont des expressions analogues.

Pour les polarisations on obtient

$$\begin{aligned} P_1 = 4B/9\sqrt{2} U_0 \sum (-)^{J+l'_p} \\ \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 D_{\bar{l}_n 0 \bar{l}_n}^* D_{l'_n 0 l'_n}^* C_{\bar{l}_n l_p \bar{l}_p}^* C_{l'_n l'_p l'_p}^* A_{J l'_p} \\ i^{\bar{l}_p + \bar{l}_n + \bar{l}_p + \bar{l}'_p + \bar{l}'_n + \bar{l}'_p} \\ \begin{pmatrix} \bar{l}_p & \bar{l}_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} \bar{l}'_p & \bar{l}'_n & l'_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} l_p & l'_p & t \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \\ \left\{ \begin{matrix} l'_p & l'_p & 1 \\ 1 & 1 & J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l'_p & l'_p & 1 \\ t & t & l_p \end{matrix} \right\} M_t(\theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_2 = -4\pi/\sqrt{2} \mathcal{R}_0^* F_{00}^* U_0 \sum (-)^{J_{p_1} + l'_p} \\ \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 A_{J l'_p} i^{-l_p - l_n - l'_p} C_{0 l_p l_p}^* C_{\bar{l}_n l_p \bar{l}_p}^* D_{\bar{l}_n 0 \bar{l}_n}^* \\ \begin{pmatrix} l_p & l'_p & t \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} \bar{l}_p & \bar{l}_n & l'_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \\ \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ J_1 & J_{p_1} & l_p \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} t & t & 1 \\ l_p & l_p & l'_p \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ l_p & l_p & J_{p_1} \end{matrix} \right\} M_t(\theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_3 = -4\pi \sqrt{3} \mathcal{R}_0 U_0^* F_{00} \sum (-)^{J_p + l'_p + 1/2} \\ \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 \hat{l}_p^2 \hat{l}'_p{}^2 \hat{l}_n^2 \hat{l}'_n{}^2 A_{J l'_p} C_{0 l'_p l'_p}^* C_{\bar{l}_n l_p \bar{l}_p}^* D_{\bar{l}_n 0 \bar{l}_n}^* i^{\bar{l}_p + \bar{l}_n + l_p} \\ \begin{pmatrix} \bar{l}_p & \bar{l}_n & l_p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} l_p & l'_p & t \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \\ \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ J & J_p & l_p \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_p & l_p & 1 \\ 1/2 & 1/2 & J_p \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} t & t & 1 \\ l_p & l_p & l'_p \end{matrix} \right\} M_t(\theta) \end{aligned}$$

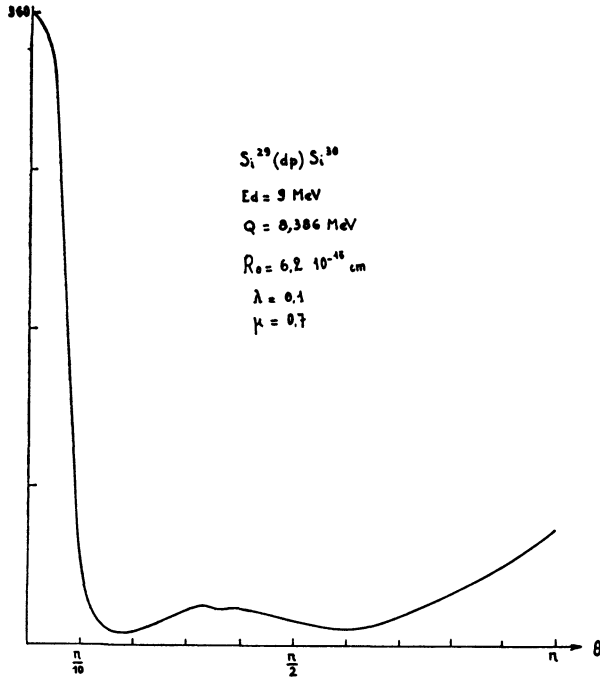


FIG. 2.

$$P_4 = -\frac{(4\pi)}{4} |\mathcal{R}_0|^2 |F_{00}|^2 \sum (-)^{J_{D_1} + 1/2 + l_D}$$

$$\hat{J}_D^2 \hat{J}_D'^2 \hat{J}_1^2 \hat{J}_1'^2 \hat{J}_2^2 \hat{J}_2'^2 C_{0l_D l_D} C_{0l_D' l_D'}^* \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ J_1 & J_{D_1} & l_D' \end{matrix} \right\}^2 \left\{ \begin{matrix} l_D' & l_D' & 1 \\ t & t & l_D \end{matrix} \right\} \left(\begin{matrix} l_D' & l_D' & t \\ 0 & 0 & 0 \end{matrix} \right)^2 M_t(\theta)$$

et des termes P_5 , P_6 et P_7 d'allure identique. Nous avons posé dans ces calculs :

$$M_t(\theta) = \sum_r \begin{pmatrix} t & t & 1 \\ \tau & -\tau & 0 \end{pmatrix} Y_{t\tau}(\Omega_{k_D}) Y_{t-\tau}(\Omega_{kd/2})$$

$$U_0 = \int u_0(K_N^A x) u_0(K_N^B x) x^2 dx$$

$$\mathcal{R}_0 = \int u_0(K_B x) j_0\left(\frac{kd}{2} x\right) x^2 dx$$

$$F_{00} = \int j_0\left(\frac{i}{a} x\right) u_0(K_N^A x) u_0(K_N^B x) x^2 dx$$

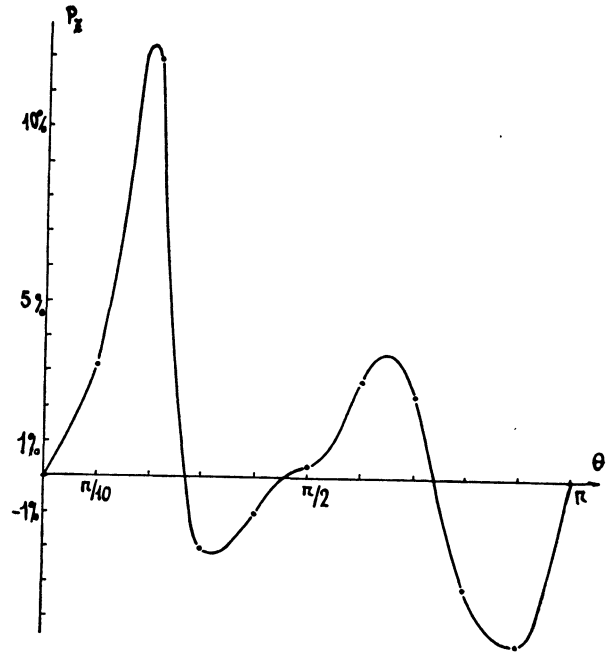


FIG. 3.

$$D_{l_n 0 l_n} = \int \bar{j}_n\left(\frac{i}{a} x\right) u_0(K_B x) \bar{j}_n\left(\frac{kd}{2} x\right) x^2 dx$$

$$C_{l_n l_D l_D}^* = \int \bar{h}_{l_n}^*\left(\frac{i}{a} x\right) j_{l_D}(k_D x) \bar{j}_{l_D}\left(\frac{kd}{2} x\right) x^2 dx$$

Application numérique à la réaction $^{29}\text{Si}(dp)^{30}\text{Si}$.

$$K_N^A = 0,639 \times 10^{13} \quad K_N^B = 0,715 \times 10^{13} \\ K_B = 0,723 \times 10^{13}$$

La portée du potentiel de Yukawa a été prise égale à $0,43 \times 10^{-13}$ cm et le rayon de cut-off à $6,2 \times 10^{-13}$ cm. Les termes en λ^2 étant petits par rapport aux termes indépendants de λ nous les avons négligés dans le calcul de $\sigma(\theta)$. Les résultats obtenus sont représentés dans la figure 2.

Pour calculer la polarisation de protons émergents le paramètre λ a été choisi égal à 0,1 le paramètre μ nécessaire à l'ajustement des courbes $\sigma(\theta)$ égal 0,7 ce qui donne en définitive la courbe représentée dans la figure 3.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KUEHNER et BROMLEY, *Nucl. Physics*, 1960, **21**, 555.
- [2] SUKHAREVSKII, *J. Eksp. Teor. Fiz.*, 1959, **36**, 37.
- [3] EL BAZ et LAFOUCRIÈRE, *C. R. Acad. Sc.*, 1962, **20**, 2591.
- [4] ROBSON, *Nucl. Physics*, 1961, **22**, 47.