

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ6.22
Л-88

2/III-73

P2 - 7089

2481/2-73

Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов

УПРУГОЕ P - He_3 РАССЕЯНИЕ

В МОДЕЛИ ГЛАУБЕРА СО СПИНОМ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7089

Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов

УПРУГОЕ Р-He₃ РАССЕЯНИЕ
В МОДЕЛИ ГЛАУБЕРА СО СПИНОМ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

SUMMARY

Spin effects in elastic p - He_3 scattering at $T_p = 600$ MeV are studied in the Glauber approximation.

The amplitude F may be written as a function of the scalar amplitudes of the N - N - scattering.

The calculations of the differential cross section indicate (see Fig. 1) that spin effects give significant contribution to the differential cross section at large momentum transfers. Let us compare the curves "c" and "a". The curve "c" is $d\sigma/d\Omega$ calculated in the frame of the "spinless" Glauber approximation^{/1/}. The curves "a", "b" are differential cross sections with the spin dependence of N - N amplitudes included for the different density distributions of nucleons in the nuclear He_3 (see the expressions for $\rho_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$, $\rho_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ of this paper).

The inclusion of the spin dependence of the N - N amplitudes succeeds in describing the experimental data of $d\sigma/d\Omega$ (see Fig. 1).

Proton polarization is very sensitive to the form of the nuclear density distribution at large momentum transfers ($-t > 0.5$ (GeV/c²)).

Опубликованные недавно экспериментальные данные /1,2/ об угловой зависимости сечения упругого p - He_3 -рассеяния при $T_p = 600$ мэв заметно расходятся в области передач $|t| > 0,3$ /Гэв/с² с предсказаниями "бесспиновой" модели Глаубера. В работе авторов /3/ показано, что подобное расхождение между теорией и экспериментом в случае реакции $p \rightarrow He_4 \rightarrow p - He_4$ при той же энергии может быть устранено, если при расчетах в модели Глаубера учесть спиновую зависимость амплитуд N - N рассеяния.

Ниже приводятся результаты исследования упругого p - He_3 -столкновения в приближении Глаубера с учетом спиновой структуры амплитуд N - N взаимодействия.

Мы не будем останавливаться на описании процедуры включения спина в теорию Глаубера, т.к. эти вопросы подробно обсуждались в /3,4/. Отметим лишь основные приближения, использованные в настоящей работе.

Прежде всего, для обеспечения T -инвариантности амплитуды p - He_3 -рассеяния основные соотношения теории Глаубера записывались не в лабораторной системе, как это обычно принято делать, а в системе Брайта ядра-мишени, являющейся естественным T -инвариантным обобщением лабораторной системы при ненулевых передачах импульса /5,11-13/.

Далее предполагалось, что нуклоны в ядре находятся, в основном, в S -состоянии, пространственная часть волновой функции которого симметрична относительно перестановки координат нуклонов. Это позволило, как

и в рассматриваемом ранее случае p - He_4 -рассеяния ^{/3/}, заменить z -упорядоченные произведения некомутирующих функций профиля их симметризованными произведениями. Наконец, как и в работе ^{/3/}, пренебрегалось величинами порядка d^2/R^2 , где d - радиус взаимодействия нуклонов, R - радиус ядра.

Это заметно упростило процедуру интегрирования по внутриядерным импульсам, позволив вынести амплитуды $N-N$ взаимодействия из-под знака интеграла ^{/3/}, что весьма существенно в рассматриваемом случае, когда эти амплитуды восстанавливаются из результатов фазового анализа ^{/6/} и не могут быть аппроксимированы простыми аналитическими выражениями.

Пусть амплитуда F процесса упругого рассеяния $1/2 + 1/2 \rightarrow 1/2 + 1/2$ параметризована в с.ц.и. сталкивающихся частиц следующим образом:

$$F = a + b(\sigma_1 n)(\sigma_2 n) + ic(\sigma_1 n) + id(\sigma_2 n)$$

$$+ e(\sigma_1 m)(\sigma_2 m) + f(\sigma_1 \ell)(\sigma_2 \ell)$$

$$m = (p_i - p_f) / |p_i - p_f|; \ell = (p_i + p_f) / |p_i + p_f|; n = \ell \times m,$$

где: p_i, p_f - импульсы частицы до и после рассеяния в с.ц., σ_1, σ_2 - спиновые операторы налетающей частицы и мишени. /В случае $N-N$ рассеяния $d=c$ в силу изотопической инвариантности сильных взаимодействий ^{/7/} /.

Тогда для скалярных амплитуд $N-He_3$ - рассеяния в модели Глаубера со спином при использовании описанных выше приближений получаются следующие выражения через скалярные амплитуды $N-N$ рассеяния /индексы амплитуд различают рассеиватели, с которыми взаимодействует налетающий нуклон/

$$a_{He_3}(s, t) = G_1(2a_p + a_n) + G_2(\bar{a}_p^2 - \bar{b}_p^2) -$$

$$- \bar{e}_p^2 - \bar{f}_p^2 + 2\bar{a}_p \bar{a}_n - 2\bar{c}_p \bar{c}_n) +$$

$$+ G_3[\bar{a}_n \cdot (\bar{a}_p^2 - \bar{b}_p^2 - \bar{e}_p^2 - \bar{f}_p^2) + 2\bar{c}_p \bar{c}_n (\bar{b}_p - \bar{a}_p)].$$

$$b_{He_3}(s, t) = G_1 b_n + 2G_2(\tilde{a}_p \tilde{b}_n - \tilde{c}_p \tilde{c}_n) +$$

$$+ \frac{1}{3} G_3 [\bar{b}_n (3\bar{a}_p^2 - 3\bar{b}_p^2 - \bar{e}_p^2 - \bar{f}_p^2) + 6\bar{c}_n \bar{c}_p \times \\ \times (\bar{b}_p - \bar{a}_p)];$$

$$c_{He_3} = G_1(2c_p + c_n) + 2G_2[\tilde{c}_p(\tilde{a}_p - \tilde{b}_p + \tilde{a}_n) +$$

$$+ \tilde{a}_p \tilde{c}_n] + \frac{1}{3} G_3 [\bar{c}_n (3\bar{a}_p^2 - 3\bar{b}_p^2 - \bar{e}_p^2 - \bar{f}_p^2) + \\ + 6\bar{c}_p \bar{a}_n (\bar{a}_p - \bar{b}_p)];$$

$$d_{He_3} = G_1 c_n + 2G_2(\bar{a}_p \bar{c}_n + \bar{c}_p \bar{b}_n) +$$

$$+ G_3 [\bar{c}_n (\bar{a}_p^2 - \bar{b}_p^2 - \bar{e}_p^2 - \bar{f}_p^2) + 2\bar{c}_p \bar{b}_n \cdot (\bar{a}_p - \bar{b}_p)];$$

$$e_{He_3} = G_1 e_n + 2G_2 \tilde{a}_p \tilde{e}_n + \frac{1}{3} G_3 \bar{e}_n (3\bar{a}_p^2 - \\ - \bar{b}_p^2 - \bar{f}_p^2 - 3\bar{e}_p^2 + 2\bar{c}_p^2);$$

$$f_{He_3} = G_1 f_n + 2G_2 \tilde{a}_p \tilde{f}_n + \frac{1}{3} G_3 \bar{f}_n (3\bar{a}_p^2 - \\ - \bar{b}_p^2 - 3\bar{f}_p^2 - \bar{e}_p^2 + 2\bar{c}_p^2),$$

где $a = a_{He_3} = a_{He_3}(s, t)$;

$$a_{p(n)} = a_{p(n)}(s_1, t); \quad \bar{a}_{p(n)} = \bar{a}_{p(n)}(s_1, t/4)$$

$$\bar{a}_{p(n)} = \bar{a}_{p(n)}(s_3, t/9) \quad \text{и т.д.}$$

$$s = (M + m)^2 + 2MT; \quad s_1 = 4m^2 + 2mT,$$

M, m - массы He_3 и нуклона соответственно. T - кинетическая энергия налетающего нуклона в л.с.

$$G_1 = (s/M^2)^{-1/2} (s_1/m^2)^{+1/2} \int G(b_1, b_2, -b_1 - b_2).$$

$$e^{iq(b_1 + b_2)} d^2 b_1 d^2 b_2$$

$$G_2 = (2\pi)^{-1} (s/M^2)^{-1/2} (s_1/m^2)^{+1} k_B^{-1} \int G(b, b, -2b) \times$$

$$\times e^{iqb} d^2 b$$

$$G_3 = (2\pi)^2 (s/M^2)^{-1/2} (s_1/m^2)^{+3/2} k_B^{-2} G(0, 0, 0)$$

$$G(b_1, b_2, b_3) = \int \rho(r_1, r_2, r_3) \delta(z_1 + z_2 + z_3) \times$$

$$\times dz_1 dz_2 dz_3$$

$$\vec{r}_i = (\vec{b}_i, z_i); \quad z_i = \frac{\vec{r}_i \cdot \vec{k}_B}{k_B}; \quad \vec{b}_i \cdot \vec{k}_B = 0$$

$$\int G(b_1, b_2, b_3) \delta(\vec{b}_1 + \vec{b}_2 + \vec{b}_3) d^2 b_1 d^2 b_2 d^2 b_3 = 1,$$

$\vec{k}_B = \frac{1}{2}(\vec{k}_i + \vec{k}_f)$ - полусумма импульсов нуклона до и после рассеяния в системе Брайта ядра-мишени.

$$k_B^2 = s(k_{c.m.}^2 + t/4)/(M^2 - t/4)$$

$$k_{c.m.}^2 = [s - (M + m)^2][s - (M - m)^2]/4s,$$

t - инвариантная передача импульса налетающей частицы ядру, $\rho(r_1, r_2, r_3)$ - плотность распределения нуклонов в ядре.

При численных расчетах использовались скалярные амплитуды $N-N$ рассеяния из работы /6/, восстановленные по результатам фазовых анализов.

Ядерная плотность $\rho(r_1, r_2, r_3)$ аппроксимировалась либо простым произведением функций Гаусса, как и в работе /1/:

$$\rho_1(r_1, r_2, r_3) = N_1 \prod_{i=1}^3 \exp(-r_i^2/R^2); \quad R^2 = 2.38\phi^2,$$

либо суперпозицией гауссианов, лучше описывающих экспериментальные данные о $e-He_3$ -рассеянии /8,9/:

$$\rho_2(r_1, r_2, r_3) = N_2 \prod_{i=1}^3 \exp(-r_i^2/R^2) [1 - D \exp(-r_i^2/R^2 \gamma^2)];$$

$$D = 0,4; \quad R^2 = 2.38\phi^2; \quad \gamma^2 = 0,09/\phi^2.$$

Угловая зависимость сечения в с.ц.м. упругого $p-He_3$ -рассеяния при $T = 600$ мэв для этих двух распределений представлена на рис. 1 /кривые "а" и "б" соответственно/. Для сравнения приведены также результаты расчета в рамках "бесспиновой" модели Глаубера из работы /1/, экспериментальные значения при $T = 600$ мэв взяты из той же работы.

Учитывая приближенный характер вычислений, согласие между теорией и экспериментом можно считать вполне удовлетворительным.

Из сравнения кривых "а" и "б" (рис. 1 видно, что сечение малочувствительно к форме ядерной плотности.

Значительно более чувствительной к виду плотности оказывается поляризация протонов при $|t| > 0,5$ Гэв/с²/см. рис. 2, кривая — и - - - соответствуют функциям плотности ρ_1, ρ_2 /.

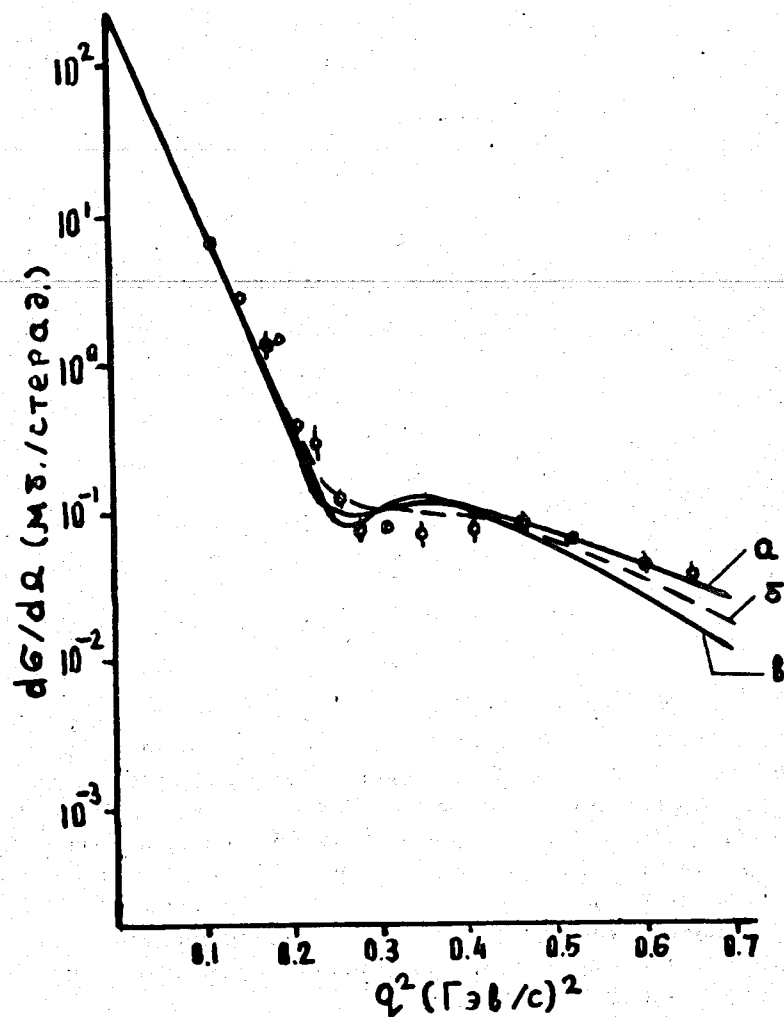


Рис. 1. Дифференциальное сечение в с.ц.м. "а", "б" - для ядерных плотностей ρ_2 , ρ_1 соответственно; "в" - расчеты в бесспиновой модели Глаубера /1/ ; - экспериментальные данные, взятые из работы /1/

На рис. 2 приведены также значения поляризации ядра отдачи.

Основной вывод настоящей и предыдущей /3/ работ авторов можно суммировать следующим образом: при учете спиновой структуры амплитуд $N-N$ взаимодействия в модели Глаубера теоретические расчеты сечений упругих $p-He_3$, $p-He_4$ рассеяний при $T_p = 600$ мэв приводят к согласию с экспериментом, не худшему чем расчеты в "бесспиновой" модели Глаубера при высоких энергиях $/T_N > 1$ Гэв/:

Этот факт совместно с удовлетворительным описанием упругих $\pi-C^{12}$ и $\pi-O^{16}$ рассеяний при $T_\pi = 200$ мэв в рамках Глауберовой модели /10/ побуждает пересмотреть сложившееся мнение о том, что "глауберистика" есть сугубо высокоэнергетическая теория, и выяснить причины удовлетворительного описания ею упомянутых реакций частиц на ядрах при средних энергиях $/T < 1$ Гэв/.

Авторы признательны Б.З.Копелиовичу и Л.И.Липидусу за полезные обсуждения и ценные советы.

Литература

1. M.V.Blecher et al. *Phys.Rev.Lett.*, 24, 1126 (1970).
2. E.T.Boschitz et al. *Phys.Rev.*, 6C, 457 (1972).
3. Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов. *ЯФ*, 17, 301 /1973/. Препринт ОИЯИ Р2-6562, Дубна, 1970.
4. А.В.Тарасов, Ч.Черен. Препринт ОИЯИ Р2-4994, Дубна, 1970.
5. L.Bertocchi and A.Capella. *Nuovo Cim.*, 51A, 369 (1967).
6. Б.М.Головин, А.М.Розанова. Препринт ОИЯИ, Р-2861, Дубна, 1966.
7. С.М.Биленький, Л.И.Липидус, Р.М.Рындин. *УФН*, 84, 243 /1964/.
8. R.H.Rassel, C.Wilkin. *Phys.Rev.*, 174, 1179 (1968).
9. Б.З.Копелиович, И.К.Помашникова. *ЯФ*, 13, 1032 /1971/.
10. C.Wilkin. "Topical Seminar on Interactions of Elementary Particles with Nuclei". Trieste, September, 1970, p. 329.
11. G.Alberi, L.Bertocchi. *Nuovo Cim.*, 63A, 285 (1969).
12. G.Alberi, L.Bertocchi, M.A.Gregorio. *Nuovo Cimento.*, 10A, 37 (1972).
13. G.Faldt. *Nucl.Phys.*, 46B, 460 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел 19 апреля 1973 года.

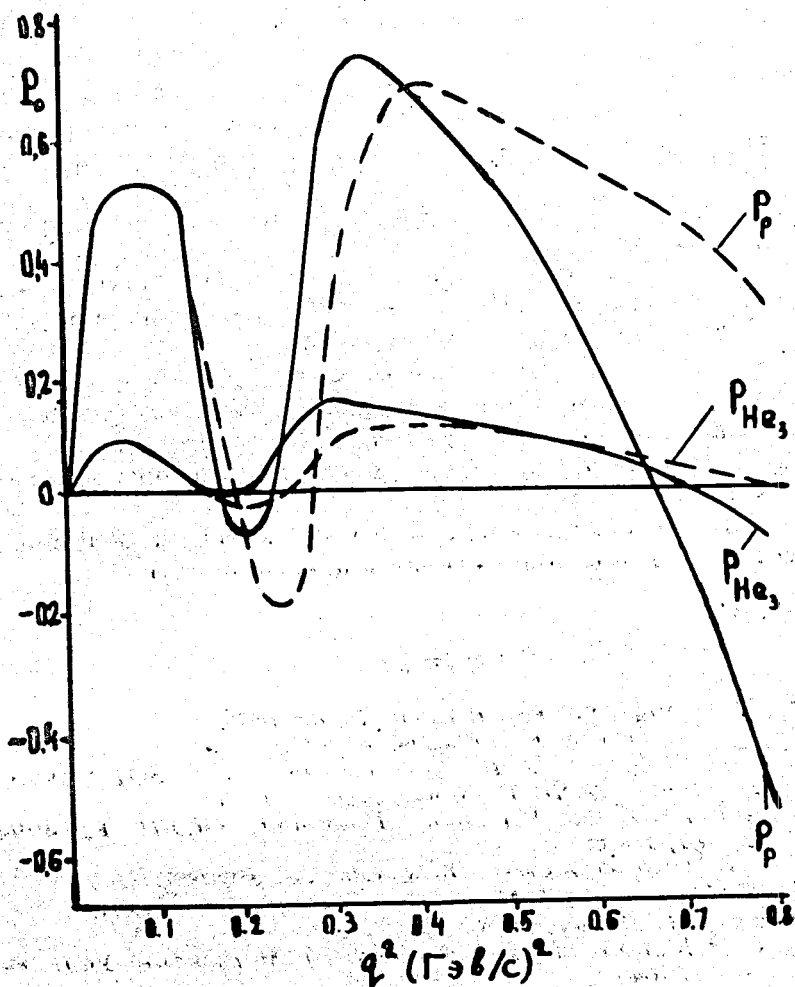


Рис. 2. Значения поляризации протонов P_p и ядра отдачи P_{He_3} для функции плотности ρ_1 (---) и для ρ_2 (—).