

6
J-64

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ



Б.М. Головин

P-672

О РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ
ДЕЙТРОНАМИ

Дубна 1961 год

Б.М. Головин

P-672

О РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ
ДЕЙТРОНАМИ

7/1986
198

Объединенный институт
ядерных исследований
КНИИ ЯИО

В настоящее время имеется уже немало работ ^{/1/}, в которых рассеяние нуклонов дейтронами рассматривается в импульсном приближении. Однако почти во всех этих работах либо учитывается лишь центральное взаимодействие между нуклонами, либо используются недостаточно обоснованные явные выражения для потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия. Все это снижает общность полученных результатов и затрудняет сопоставление их с экспериментальными данными.

В данной работе вычисления проводятся с квазипотенциалами ^{/2,3/}, построенными так, чтобы при использовании формального аппарата борновского приближения получались правильные результаты для рассеяния нуклонов нуклонами. Такой квазипотенциал можно записать в виде

$$V_{nd} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \{ A_{12} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + A_{13} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_3) \} = V_{12} + V_{13} \quad (1)$$

здесь m - масса нуклона, $\delta(\vec{r}_i - \vec{r}_k)$ - дельта функции; \vec{r}_i и \vec{r}_k радиусы векторы нуклонов i и k ;

$$\begin{aligned} A_{12} &= \alpha_{12} + \beta_{12} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{n} + \gamma_{12} \vec{\sigma}_1 \vec{n} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{n} + \delta_{12} \vec{\sigma}_1 \vec{m} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{m} + \epsilon_{12} \vec{\sigma}_1 \vec{l} \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{l} \\ A_{13} &= \alpha_{13} + \beta_{13} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_3) \vec{n} + \gamma_{13} \vec{\sigma}_1 \vec{n} \cdot \vec{\sigma}_3 \vec{n} + \delta_{13} \vec{\sigma}_1 \vec{m} \cdot \vec{\sigma}_3 \vec{m} + \epsilon_{13} \vec{\sigma}_1 \vec{l} \cdot \vec{\sigma}_3 \vec{l} \end{aligned} \quad (2)$$

- амплитуды рассеяния нуклонов нуклонами, заданные в системе центра инерции двух нуклонов.

Для определенности полагаем, что налетающей частицей является нуклон 1, дейтрон образован нуклонами 2 и 3, причем нуклоны 1 и 2 являются тождественными. Используя для антисимметризации волновых функций системы оператор перестановки пространственных и спиновых координат тождественных нуклонов

$\mathcal{P}_{12} = P_{12} Q_{12}$, запишем матричный элемент интересующего нас перехода

$$V_{fi} = \Psi_f^* (1 - \mathcal{P}_{12}) V \Psi_i = \chi_f^* \{ \psi^* (V_{12} + V_{13}) \Phi - \psi^* V_{23} Q_{12} \bar{\Phi} \} \chi_i \quad (3)$$

Здесь $\Psi_i = \Phi \chi_i$ - волновая функция начального состояния, $\Psi_f = \psi \chi_f$ - волновая функция конечного состояния, Φ, ψ - координатные части соответствующих

функций, χ_i, χ_f - спиновые части волновых функций, Q_{12} - оператор перестановки спиновых координат нуклонов, $\bar{\Phi} = P_{12} \Phi$.

Выражение в фигурных скобках можно рассматривать как спиновый оператор, пропорциональный амплитуде $/\mathcal{N}d/$ -рассеяния. С учетом плотности уровней конечного состояния ρ_E и нормировки на поток падающих частиц амплитуду $/\mathcal{N}d/$ -рассеяния можно записать в виде

$$M_{\mathcal{N}d} = \sqrt{\frac{2\pi\Omega\rho_E}{\hbar v}} \left\{ \varphi^* [(V_{12} + V_{13})\Phi - V_{23}Q_{23}\bar{\Phi}] \right\}. \quad (4)$$

Используя амплитуду $/\mathcal{N}d/$ -рассеяния (4), найдем сечение упругого $/\mathcal{N}d/$ -рассеяния и полное сечение рассеяния нуклонов дейтронами на заданный угол,

Упругое рассеяние нуклонов дейтронами

Вычисления будем проводить в системе координат, связанных с центром инерции падающего нуклона и дейтрона, для чего от лабораторных координат $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$ нуклонов перейдем к координатам

$$\vec{R} = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3}{3}; \quad \vec{X} = \vec{r}_1 - \frac{\vec{r}_2 + \vec{r}_3}{2}; \quad \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_3. \quad (5)$$

В качестве волновых функций начального и конечного состояний возьмем выражения

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{i\vec{k}\vec{X}} \Phi_0(\vec{r}) T_{23} \chi \\ \Psi_f &= \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{i\vec{k}'\vec{X}} \Phi_0(\vec{r}) T_{23} \chi \end{aligned} \quad (6)$$

$\hbar\vec{k}$ и $\hbar\vec{k}'$ - начальный и конечный импульсы относительного движения нуклона и дейтрона. $\vec{K} = \frac{2}{3}\vec{K}_0$, где $\hbar\vec{K}_0$ - лабораторный импульс падающего нуклона.

χ - спиновые функции, соответствующие полному набору функций для трех нуклонов. $T_{23} = \frac{3 + \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3}{4}$ - оператор триплетного проецирования, выделяющий функции со спином $S = 1$ по нуклонам 2 и 3. Ω - нормировочный объем. $\Phi_0(\vec{r})$ - волновая функция основного состояния дейтрона.

После несложных вычислений амплитуда упругого / Nd / - рассеяния приводится к виду

$$A_{Nd}^{(упр)} = T_{23} M_{Nd} T_{23} = \sqrt{\frac{64\pi^3 k^4}{3mK}} g_E T_{23} \{A_{12} T_1 + A_{13} T_2 - A_{23} Q_{12} T_3\} \quad (7)$$

здесь

$$\begin{aligned} T_1 &= \int \exp(-i \frac{\Delta \vec{k}}{2} \vec{r}) \cdot |\Phi_0(\vec{r})|^2 d\vec{r} \\ T_2 &= \int \exp(i \frac{\Delta \vec{k}}{2} \vec{r}) \cdot |\Phi_0(\vec{r})|^2 d\vec{r} \\ T_3 &= \int \exp(-i \vec{k}' \cdot \vec{r}) \Phi_0^*(0) \Phi_0(\vec{r}) d\vec{r} \\ \Delta \vec{k} &= \vec{k}' - \vec{k} \end{aligned} \quad (8)$$

В ряде работ^{/1,4/} отмечалось, что третий член в (7) существенен лишь для углов, близких к 180° ^{x)}. Ограничивая рассмотрение меньшими углами, можно отбросить этот член и в дальнейшем рассматривать амплитуду

$$A_{Nd}^{(упр)} = \frac{4}{3} \{T_{23} A_{12} T_{23} + T_{23} A_{13} T_{23}\} T, \quad (9)$$

x) Полученные нами оценки свидетельствуют о том, что члены, содержащие T_3 , начинают вносить существенный вклад в сечение лишь при углах

$\theta \geq 100^\circ - 110^\circ$.

где учтено, что

$$\begin{aligned} v &= \frac{3}{2} \frac{\hbar k}{m} \\ \rho_E &= \Omega \frac{mk'}{12\pi^3 \hbar^2} d\Omega' \\ T_1 &= T_2 = T. \end{aligned}$$

Так как матрица плотности спиновых состояний системы, состоящей из неполяризованного нуклона и неполяризованного дейтрона, есть

$$\rho_{in} = \frac{1}{24} (3 + \vec{\sigma}_2 \vec{\sigma}_3) = \frac{1}{6} T_{23}, \quad (10)$$

сечение упругого / Nd / - рассеяния $\bar{I}_{Nd}^{(упр)}(\theta)$ будет равно

$$\bar{I}_{Nd}^{(упр)}(\theta) = \text{Sp} (A_{Nd}^{(упр)} \rho_{in} A_{Nd}^{(упр)\dagger}). \quad (11)$$

Проводя шпурование получим следующее выражение сечения упругого / Nd / - рассеяния через коэффициенты амплитуд рассеяния нуклонов нуклонами:

$$\bar{I}_{Nd}^{(упр)}(\theta) = \frac{16}{9} (A + B + C) S(\Delta K). \quad (12)$$

Здесь $S(\Delta K) = T^2 = \left| \int \exp(i \frac{\Delta \vec{K}}{2} \vec{r}) |\Phi(r)|^2 dr \right|^2$ - стикинг-фактор.

θ - угол рассеяния в системе центра инерции нуклона и дейтрона,

$$\begin{aligned} A &= \frac{2}{3} [|\alpha_{12}|^2 + |\gamma_{12}|^2 + |\delta_{12}|^2 + |\epsilon_{12}|^2 + 2|\beta_{12}|^2] + \frac{1}{3} [|\alpha_{12}|^2 + |\beta_{12}|^2] \\ B &= \frac{2}{3} [|\alpha_{13}|^2 + |\gamma_{13}|^2 + |\delta_{13}|^2 + |\epsilon_{13}|^2 + 2|\beta_{13}|^2] + \frac{1}{3} [|\alpha_{13}|^2 + |\beta_{13}|^2] \\ C &= 2 \text{Re} \left\{ \frac{2}{3} [\alpha_{12} \alpha_{13}^* + \gamma_{12} \gamma_{13}^* + \delta_{12} \delta_{13}^* + \epsilon_{12} \epsilon_{13}^* + 2\beta_{12} \beta_{13}^*] + \frac{1}{3} [\alpha_{12} \alpha_{13}^* + \beta_{12} \beta_{13}^*] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Полученное выражение для C удобно преобразовать, выделив в нем части, соответствующие рассеянию нуклонов в состояниях с изотопическими спинами $T=0$ и $T=1$:

$$\begin{aligned}
 C = & \frac{2}{3} \left[\frac{1}{2} (|a_1|^2 + |b_1|^2 + |c_1|^2 + |d_1|^2 + |e_1|^2) \right] + \frac{1}{12} (|a_1|^2 + |b_1|^2 + |e_1|^2) + \frac{1}{6} \operatorname{Re} a_1 b_1^* + \\
 & + \frac{1}{3} \operatorname{Re} (a_1 \alpha_0^* + b_1 b_0^* + c_1 c_0^* + d_1 d_0^* + e_1 e_0^*) + \frac{1}{12} \operatorname{Re} (a_1 \alpha_0^* + b_1 b_0^* + e_1 e_0^*) + \\
 & + \frac{1}{12} \operatorname{Re} (a_1 b_0^* + b_1 \alpha_0^*). \quad (13a)
 \end{aligned}$$

Здесь $a = \alpha + \gamma$; $b = \alpha - \gamma$; $c = \delta + \varepsilon$; $d = \delta - \varepsilon$; $e = 2\beta$.

Индексы 1 и 0 соответствуют значениям изотопического спина. Сравнивая полученные выражения с формулами, связывающими результаты опытов по рассеянию нуклонов нуклонами с коэффициентами амплитуд рассеяния^{5,6/}, видим, что

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{3}{4} \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \frac{1}{12} \bar{I}_{12}(\vartheta) \left\{ D_{nn}^+ (D_{zm}^+ D_{xe}) \sin \frac{\vartheta}{2} + (D_{ze} - D_{xm}) \cos \frac{\vartheta}{2} \right\}_{12} \\
 B &= \frac{3}{4} \bar{I}_{-13}(\vartheta) + \frac{1}{12} \bar{I}_{13}(\vartheta) \left\{ D_{nn}^+ (D_{zm}^+ D_{xe}) \sin \frac{\vartheta}{2} + (D_{ze} - D_{xm}) \cos \frac{\vartheta}{2} \right\}_{13} \\
 C &= A + \frac{3}{4} \left[\bar{I}_{-np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi - \vartheta) \right] + \frac{1}{24} \bar{I}_{\text{интерф}}(\vartheta) \left\{ D_{nn}^+ (D_{zm}^+ D_{xe}) \sin \frac{\vartheta}{2} + (D_{ze} - D_{xm}) \cos \frac{\vartheta}{2} \right\}_{\text{интерф}}
 \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{2}{3} \bar{I}_{-12}(\vartheta) \leq A \leq \bar{I}_{-12}(\vartheta)$$

$$\frac{2}{3} \bar{I}_{-13}(\vartheta) \leq B \leq \bar{I}_{-13}(\vartheta)$$

$$\frac{2}{3} \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \frac{7}{6} [\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi-\vartheta)] \leq C \leq \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \frac{1}{3} [\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi-\vartheta)] \quad \text{при } \bar{I}_{np}(\vartheta) < \bar{I}_{np}(\pi-\vartheta) \quad (14a)$$

$$\frac{2}{3} \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \frac{1}{3} [\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi-\vartheta)] \leq C \leq \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \frac{7}{6} [\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi-\vartheta)] \quad \text{при } \bar{I}_{np}(\vartheta) > \bar{I}_{np}(\pi-\vartheta)$$

Индекс "интерф" указывает на то, что соответствующая величина относится к интерференции рассеяний в состояниях с $T=0$ и $T=1$.

D_{ik} - компонент тензора тройного рассеяния нуклонов нуклонами, описывающий действие i - компоненты начальной поляризации на K - компоненту конечной поляризации. ϑ - угол рассеяния в системе центра инерции двух нуклонов; $\sin \frac{\vartheta}{2} = \frac{4}{3} \sin \frac{\theta}{2}$. Отметим, что согласно (14a) сечение интерференции положительно при всех углах рассеяния и энергиях, для которых $\bar{I}_{np}(\vartheta) > \bar{I}_{np}(\pi-\vartheta)$. Это сечение может принимать отрицательные значения лишь в тех случаях, когда

$$\bar{I}_{np}(\pi-\vartheta) > \frac{4}{7} \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \bar{I}_{np}(\vartheta).$$

Попытаемся оценить вклад сечений интерференции $C \cdot S(\Delta K)$ в сечение упругого / Nd / - рассеяния, сопоставляя результаты наших вычислений с экспериментальными данными. Для этого введем функции $f_1(\theta)$ и $f_2(\theta)$

$$f_1(\theta) = \frac{16}{9} (\bar{I}_{-12}(\vartheta) + \bar{I}_{-13}(\vartheta)) S(\Delta K)$$

$$f_2(\theta) = \frac{2}{3} f_1(\theta) \quad (15)$$

и отметим, что сечение интерференции $C \cdot S(\Delta K)$ в (12) будет заключено в интервале

$$\bar{I}_{Nd}^{(упр)}(\theta) - f_1(\theta) \leq C \cdot S(\Delta K) \leq \bar{I}_{Nd}^{(упр)}(\theta) - f_2(\theta). \quad (16)$$

Функции $f_1(\theta)$ и $f_2(\theta)$ были рассчитаны по экспериментальным данным о сечениях (pp)-рассеяния и n_p / -рассеяния ¹⁷⁾. Для подсчета стикинг-фактора были использованы волновые функции основного состояния дейтрона

$$\Phi_0(z) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \cdot \frac{\exp(-\alpha z)}{z} \quad (17a)$$

$$\Phi_0(z) = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\alpha-\beta)^2}} \cdot \frac{\exp(-\alpha z) - \exp(-\beta z)}{z} \quad (17b)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha^{-1} &= 4,31 \cdot 10^{-13} \text{ см} \\ \beta &= 1,502 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1} \end{aligned} \right\} [1]$$

Результаты вычислений, вместе с экспериментальными данными об упругом n_d / - рассеянии ^{8,9,10,11)}, приведены на рис. 1^{x)}. Из этого рисунка видно, что хюльеновская функция (17b) дает при всех рассмотренных энергиях значительно лучшее согласие, чем функция (17a). Роль интерференции при рассмотренных энергиях, по-видимому, невелика.

Полное сечение n_d / - рассеяния на заданный угол

В отличие от предыдущего параграфа, где рассматривались лишь упругие соударения, вычислим теперь сечение такого процесса, когда детектор регистрирует все нуклоны, тождественные с падающим и вылетающие из мишени под заданным углом к начальному пучку, независимо от их энергии. Поперечное сечение такого процесса (или вернее суммарное сечение ряда процессов) мы будем называть полным сечением рассеяния на заданный угол.

Вычисления проводим в лабораторной системе координат. Квазипотенциал взаимодействия налетающего нуклона с дейтроном, как и раньше, берем в виде (1). Во всех количественных расчетах в качестве волновой функции основного состояния дейтрона берется выражение (17b). Волновые функции начального и конечного состояния возьмем в виде:

^{x)} Данные работы ¹⁹⁾ о (pd)-рассеянии при энергии 146 Мэв были перенормированы нами в отношении $\frac{3,8}{4,99}$ в соответствии с усредненными данными о (pp)-рассеянии ¹⁷⁾ при этой энергии.

$$\begin{aligned}\Psi_i &= \frac{1}{\Omega} e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_1} \Phi_0(|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|) T_{23} \neq \\ \Psi_f &= \frac{1}{\Omega^{3/2}} e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}_1} e^{i(\vec{k}_2 + \vec{k}_3) \cdot \frac{\vec{r}_2 + \vec{r}_3}{2}} \Phi_f(\vec{r}_2, \vec{r}_3) \neq\end{aligned}\quad (18)$$

Φ_f - волновая функция относительного движения нуклонов 2 и 3. Оператор триплетного проецирования в конечной функции отсутствует, так как в рассматриваемом процессе все пары нуклонов в конечном состоянии могут находиться как в триплетном, так и в синглетном состояниях. Амплитуда $\mathcal{N}d$ /-рассеяния для этого процесса имеет вид:

$$\mathcal{N}d = \sqrt{\frac{2\pi\Omega}{\hbar v}} \rho_E \left\{ (A_{12} T_{23}) T_1 + (A_{13} T_{23}) T_2 - (A_{23} Q_{12} T_{23}) T_3 \right\}. \quad (19)$$

В этом случае плотность уровней конечного состояния ρ_E и скорость относительного движения v равны

$$\rho_E = \frac{\Omega^2}{(2\pi)^3} \frac{m}{\hbar^2} \frac{\kappa' d\sigma'}{1 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\kappa \cos \theta_4}{\kappa'}\right)} \frac{d\vec{f}}{(2\pi)^3} \quad (20)$$

$$v = \frac{\hbar \kappa_0}{m}.$$

$\hbar \vec{f}$ - импульс относительного движения нуклонов 2 и 3. Матрица плотности для начального состояния, как и прежде, равна (10)

$$\begin{aligned}T_1 &= \int \exp(-i \frac{\Delta \vec{\kappa}}{2} \cdot \vec{r}) \Phi_f^*(\vec{r}) \Phi_0(r) d\vec{r} \\ T_2 &= \int \exp(i \frac{\Delta \vec{\kappa}}{2} \cdot \vec{r}) \Phi_f^*(\vec{r}) \Phi_0(r) d\vec{r} \\ T_3 &= \int \exp(i \vec{\kappa}' \cdot \vec{r}) \Phi_f^*(0) \Phi_0(r) d\vec{r}.\end{aligned}\quad (21)$$

Ограничиваясь, как и прежде, областью не очень больших углов, отбросим третий член в (19)^{x)} и получим следующее выражение для полного сечения рассеяния в интервал телесных углов $d\Omega' = 2\pi \sin\theta_L d\theta_L$:

$$\bar{I}_{Nd}(\theta_L) = 4 \int \left(\frac{K'}{K_0}\right) \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{K_0 \cos\theta_L}{K'}\right)} \text{Sp}(A_{Nd} \text{Sin} A_{Nd}^+) \frac{d\vec{f}}{(2\pi)^3}. \quad (22)$$

θ_L - угол / Nd / -рассеяния в лабораторной системе координат; $\theta_L = 2\vartheta$.

Для проведения интегрирования по всем возможным с точки зрения законов сохранения значениям импульса относительного движения $\hbar \vec{f}$ необходимо знать явный вид волновых функций $\Phi_{\vec{f}}(\vec{r})$. Так как эти функции в настоящее время неизвестны, при вычислениях приходится делать те или иные предположения об их свойствах. Положение несколько упрощается благодаря тому, что по экспериментальным данным^{/12/} импульс рассеянной частицы при / Nd / -рассеянии в подавляющем большинстве случаев мало отличается от того, какой наблюдался бы при рассеянии на свободном нуклоне. Поэтому мы не сделаем большой ошибки, положив в (22) $K' = K_0 \cos\theta_L$. При таком предположении \vec{K}' , следовательно и $\Delta\vec{K}$, можно считать постоянными (для данного угла рассеяния) и независимыми от \vec{f} . Распространяя интегрирование до бесконечности (что позволит воспользоваться теоремой полноты) и вычитая результат интегрирования по области $|\vec{f}| > f_m$, где $\hbar f_m$ - наибольшая величина импульса относительного движения, допускаемая законами сохранения, приходим к следующему выражению для сечения:

$$\bar{I}_{Nd}(\theta_L) = 4 \cos\theta_L \left\{ I_{12}(\vartheta)(1-T_1') + I_{13}(\vartheta)(1-T_2') + 2 \text{Re} F \cdot (J(\theta_L) - J'(\theta_L)) \right\} \\ T_{1,2}' = \int_{> f_m} \frac{d\vec{f}}{(2\pi)^3} |T_{1,2}|^2; \quad J'(\theta_L) = \int_{> f_m} \frac{d\vec{f}}{(2\pi)^3} T_1 T_2^*; \quad J(\theta_L) = \int e^{i\Delta\vec{k}\vec{r}} |\Phi_0(\vec{r})|^2 d\vec{r} \quad (23)$$

x) Выполненные нами оценки показывают, что вклад в сечение $\bar{I}_{Nd}(\theta_L)$ членов с T_3 оказывается существенным лишь при $\theta_L \geq 60^\circ$.

$$\begin{aligned}
2 \operatorname{Re} F &= 2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{3} (\alpha_{12} \alpha_{13}^* + \delta_{12} \delta_{13}^* + \varepsilon_{12} \varepsilon_{13}^* + 2 \beta_{12} \beta_{13}^*) + \frac{2}{3} (\alpha_{12} \alpha_{13}^* + \beta_{12} \beta_{13}^*) \right\} = \\
&= \frac{1}{2} \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \frac{1}{6} \bar{I}_{-12}(\vartheta) \left\{ \mathcal{D}_{nn} + (\mathcal{D}_{zm} + \mathcal{D}_{xe}) \sin \frac{\vartheta}{2} + (\mathcal{D}_{ze} - \mathcal{D}_{xm}) \cos \frac{\vartheta}{2} \right\}_{12} + \\
&+ \frac{1}{2} \left[\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi - \vartheta) \right] + \frac{1}{12} \bar{I}_{\text{интерф}}(\vartheta) \left\{ \mathcal{D}_{nn} + (\mathcal{D}_{zm} + \mathcal{D}_{xe}) \sin \frac{\vartheta}{2} + (\mathcal{D}_{ze} - \mathcal{D}_{xm}) \cos \frac{\vartheta}{2} \right\} \quad (24)
\end{aligned}$$

$$\frac{1}{3} \bar{I}_{-12}(\vartheta) - \frac{1}{3} \left[\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi - \vartheta) \right] \leq 2 \operatorname{Re} F \leq \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \frac{4}{3} \left[\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi - \vartheta) \right] \quad \left. \begin{array}{l} \text{при } \bar{I}_{np}(\vartheta) > \bar{I}_{np}(\pi - \vartheta) \\ \text{при } \bar{I}_{np}(\vartheta) < \bar{I}_{np}(\pi - \vartheta) \end{array} \right\} \quad (25)$$

$$\frac{1}{3} \bar{I}_{-12}(\vartheta) + \frac{4}{3} \left[\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi - \vartheta) \right] \leq 2 \operatorname{Re} F \leq \bar{I}_{-12}(\vartheta) - \frac{1}{3} \left[\bar{I}_{np}(\vartheta) - \bar{I}_{np}(\pi - \vartheta) \right]$$

Для оценки значений T_1' и T_2' эти функции были вычислены с $\Phi_f(\vec{r})$, записанной в виде плоской волны. Можно надеяться, что такая оценка не является слишком грубой, так как интегрирование ведется лишь по области очень больших импульсов относительного движения. Результаты вычислений приведены на рис. 2. Численные значения функции $J(\theta_L) - J'(\theta_L)$ приведены на рис. 3. Из этих рисунков видно, что множители $1 - T_1'$ и $1 - T_2'$ в (23) заметно отличаются от единицы лишь при углах рассеяния $\theta_L \geq 50^\circ$, а сечения интерференции при углах рассеяния $\theta_L \geq 20 - 25^\circ$ не превышают нескольких процентов от сечения / σ_d / - рассеяния на тот же угол.

Автор благодарен В.П. Джелепову за постоянный интерес к этой работе.

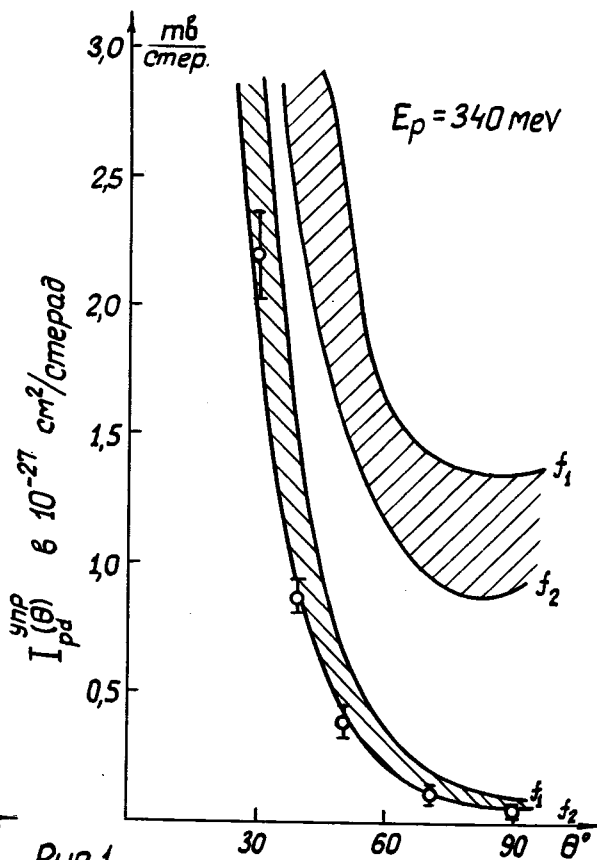
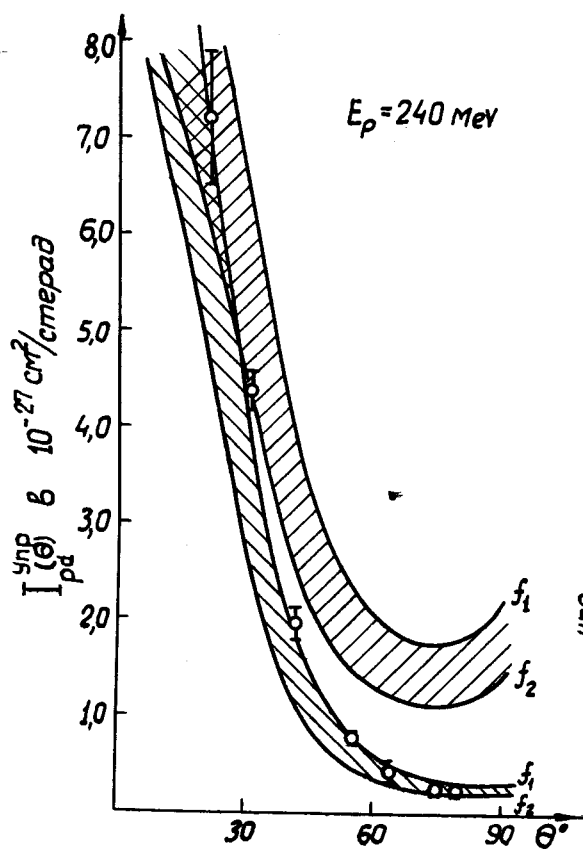
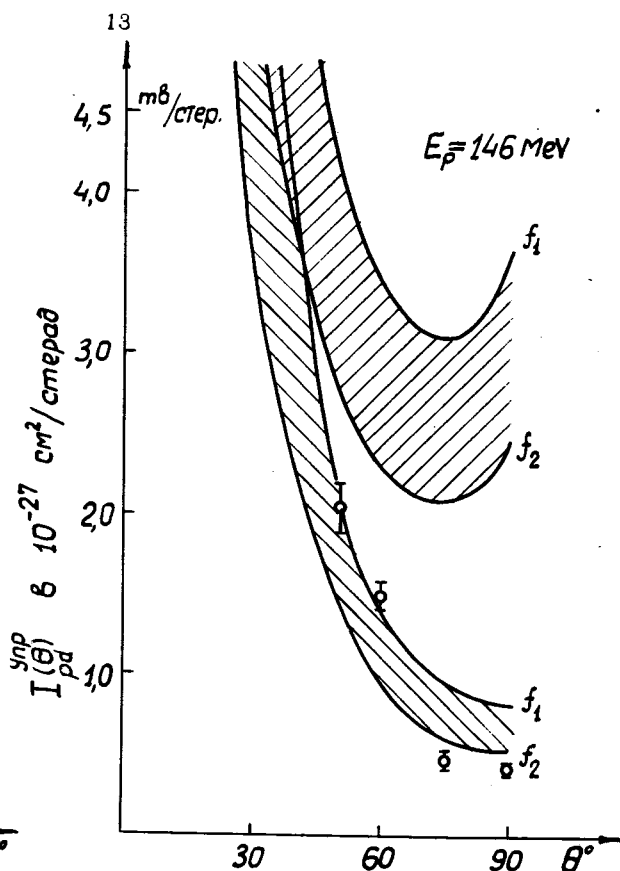
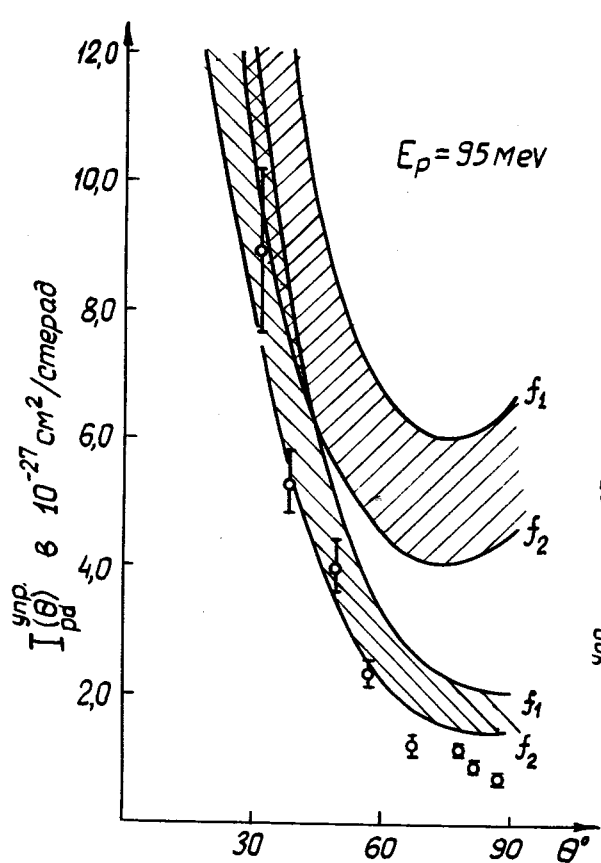


Рис.1

- область $f_1 - f_2$, вычисленная с функцией (17а)
- область $f_1 - f_2$, вычисленная с функцией (17б)

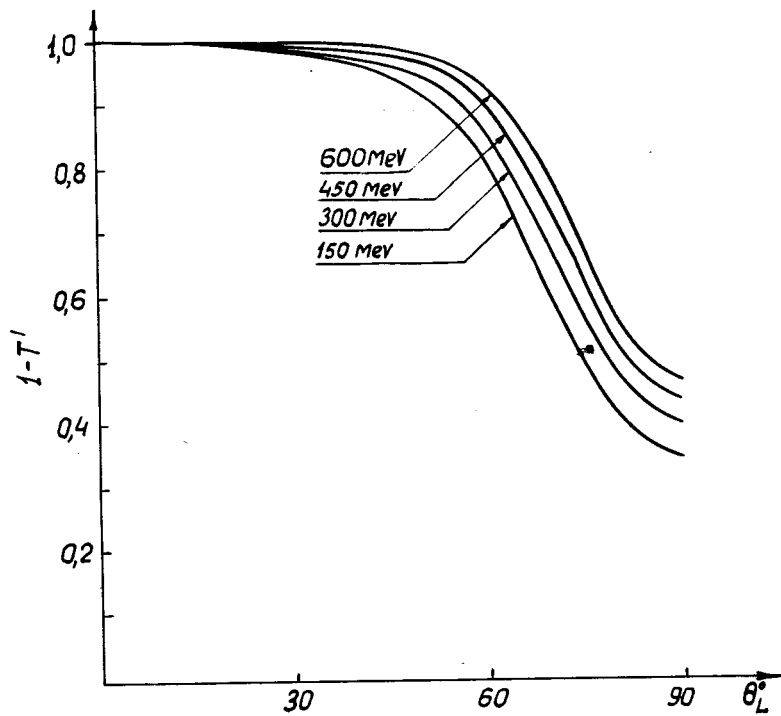


Рис. 2

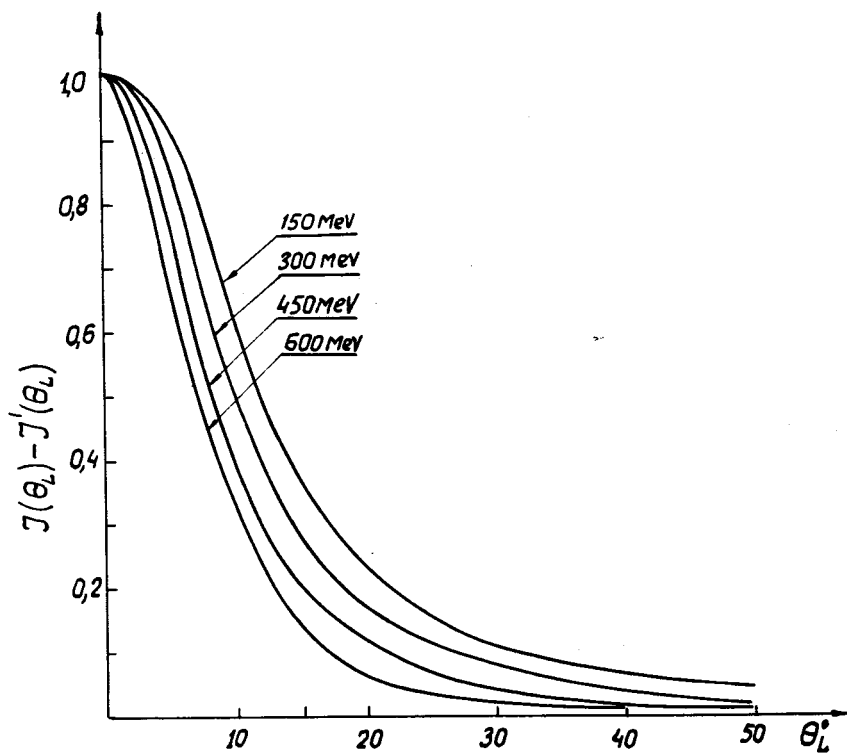


Рис. 3

Л и т е р а т у р а

1. Y.Sakamoto, T.Sasakawa. Progr.Theor.Phys. 21, 879, 1959.
см. также библиографию к этой статье.
2. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 21, 1114, 1951.
3. И.М.Шмушкевич. Докторская диссертация. ЛФТИ. 1952.
4. T.Fulton, P.Schwed. 'Elastic Nucleon-Deuteron Scattering as a Test of the Impuls Approximation'. The Johns Hopkins University. препринт.
5. Л.Пузиков, Р.Рындин, Я.Сморodinский. ЖЭТФ, 32, 592, 1957.
6. Б.Головин, В.Джелепов, В.Сатаров, В.Надеждин. ЖЭТФ, 36, 433, 1959.
7. W.N.Hess. Rev.Mod. Phys. 30, 368, 1958.
8. O.Chamberlain, M.O.Stern. Phys.Rev. 94, 666, 1954.
9. J.M.Cassels, G.H.Stafford, T.G.Pickavance. Nature 168, 468, 1951.
10. R.D.Shamberger. Phys. Rev. 83, 1276, 1951.
11. D.Clark, O.Chamberlain. Phys.Rev. 102, 473, 1956.
12. J.B.Cladis, W.N.Hess, B.J.Moyer. Phys. Rev. 87, 425, 1952.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 февраля 1961 года.