ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2 - 8221

Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, Ф.Ш.Хамраев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ НУКЛОНОВ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ В РЕАКЦИИ $pd \to ppn$

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 8221

Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, Ф.Ш.Хамраев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ НУКЛОНОВ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ В РЕАКЦИИ $pd \to ppn$

Направлено в ЯФ

P2 - 8221

Головин Б.М., Лыкасов Г.И., Хамраев Ф.Ш.

Взаимодействие двух нуклонов в конечном состоянии в реакции $pd \to ppn$

Анализируется вклад $N-N$ взаимодействий в конечном состоянии реакции $pd \to ppn$ после одно- и двукратных соударений нуклонов. Приводятся результаты численных расчетов дифференциальных сечений $d^3\sigma / d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$ при T_p = 585, 600 МэВ, которые сопоставляются с экспериментальными данными.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1974

P2 - 8221

Golovin B.M., Likasov G.I., Chamrayev F.Sh.

Interaction of Two Nucleons in Final State in $pd \to ppn$ -Reaction

The contribution of final state NN -interaction from single and double scattering in the reaction $pd \to ppn$ is analysed. The results of calculations of the differential sections $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$ at T_p = 585, 600 MeV are given and compared with experimental data.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1974

ВВЕДЕНИЕ

В наших предыдущих работах [1-3] реакция $pd \to ppn$ рассматривалась на основе формализма многократного рассеяния Ватсона в импульсном приближении. Было показано, что по мере удаления от кинематики, соответствующей упругому NN-рассеянию, возрастающую роль играют эффекты двукратного рассеяния нуклонов нуклонами.

Указанные расчеты были выполнены в предположении, что после реакции все частицы описываются плоскими волнами, т.е. являются свободными, не взаимодействуют между собой.

Учет взаимодействия в конечном состоянии реакции $Nd \to Npn$ ранее проводился [4-6], в основном, в кинематической области, где наиболее существенны однократные NN-рассеяния. При этом согласие теории с экспериментом заметно улучшалось.

Вклад взаимодействий в конечном состоянии после двукратного рассеяния при Nd -соударениях до сих пор в литературе не рассматривался, хотя анализ этих эффектов представляет интерес по крайней мере при той кинематике, где NN-перерассеяния играют преобладающую роль.

В настоящей работе исследуется взаимодействие двух нуклонов в конечном состоянии реакции $pd \to ppn$ при промежуточных энергиях как после однократного, так и после двойного рассеяния налетающего протона на нуклонах дейтрона. Приводятся результаты численных расчетов сечений этой реакции при

T_p = 600 Мэв и их сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

§ I

При анализе взаимодействия в конечном состоянии двух нуклонов в реакции $pd \to ppn$ будем использовать, как и ранее, формализм многократного рассеяния Ватсона в импульсном приближении[7].

Если налетающий протон до и после рассеяния описывается плоской волной, то матричный элемент соответствующий рассматриваемой реакции можно записать в виде:

$$F_{pd} = \langle \Psi_f^+(\vec{r}) | T | \Psi_{in}(\vec{r}) \rangle , \qquad (I)$$

где: $\Psi_{in}(\vec{r})$ - волновая функция начального состояния дейтрона, зависящая от относительного расстояния $\vec{r}$ между нуклонами.

$\Psi_f(\vec{r})$ - волновая функция двух нуклонов развалившегося дейтрона после реакции.

T - оператор $pd \to ppn$ - рассеяния, описывающий многократные столкновения нуклонов в импульсном приближении[8,9].

$$T = t_{p_2p_1} + t_{np_1} + t_{np_1} g t_{p_2p_1} + t_{p_2p_1} g t_{np_1} + t_{p_2p_1} g t_{np_1} g t_{p_2p_1} + \ldots \qquad (2)$$

Здесь t_{pp}, t_{pn} - операторы p-p и p-n -рассеяний, g - соответствующая двухчастичная функция Грина.

Как и в ранней работе[I], мы ограничимся рассмотрением членов ряда (2), соответствующих одно- и двукратным столкновениям. Тогда амплитуду данной реакции F_{pd} можно записать в виде

$$F_{pd} = M_1 + M_2 + M_3 + M_4 . \qquad (3)$$

Взаимодействие двух нуклонов в конечном состоянии после однократного рассеяния подробно исследовалось в работах[4]. Поэтому приведем только общие выражения для членов ряда (3), описывающих однократные NN - столкновения с учетом NN - взаимодействия в конечном состоянии:

$$M_1 = F(\vec{q}, \vec{\varkappa}) f_{p_1p_2} ; \qquad M_2 = F(\vec{q}, -\vec{\varkappa}) f_{p_1n} ;$$

$$F(q, \varkappa) = \int \Psi_f^+(\vec{r}) \Phi_0(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}/2} d^3\vec{r}$$

$\vec{q} = \vec{P}_0 - \vec{P}_1$ - переданный импульс,
f_{pp}, f_{pn} - амплитуды свободного p-p-, p-n - рассеяния в л.с.,соответственно).

Вывод выражений для членов ряда (2), описывающих двойные NN -столкновения приведен в работе[I]. Покажем,как изменится вид M_3, M_4 при учете взаимодействия нуклонов в конечном состоянии.

Запишем амплитуду M_3 (соответствующая диаграмма показана на рис. I) в виде[I]:

$$M_3 = -\frac{1}{(2\pi)^3 4mE(\vec{P}_0 - \vec{P}_1)} f_{np_1} f_{p_2p_1} \int \Psi_f^+(\vec{r}) \times$$
$$\times e^{-i(\vec{P}_0 - \vec{q}_1)\vec{r}/2 + i(\vec{q}_1 - \vec{P}_1)\vec{r}/2} G \Phi_0(\vec{r}) d^3\vec{r} d^3\vec{q}_1 \qquad (4),$$

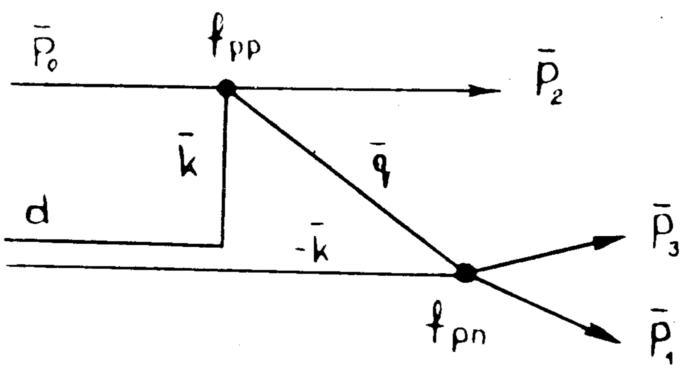

Рис. I. Диаграмма, соответствующая амплитуде M_3.

где $\quad G = [M_d + E(\vec P_0) - E(-\vec K) - E(\vec q_1) - E(\vec P_2) + i\varepsilon]^{-1}$

$E(P)=\sqrt{P^2+m^2}$ – полная энергия нуклона с импульсом P,

$\vec K$ – внутридейтронный импульс.

Делая замену переменных $\vec q_1 = \vec P_0 + \vec K - \vec P_2$, интеграл выражения (4) запишем в виде:

$$\int \Psi_f^+(\vec r)\, e^{-i\frac{\vec P_2-\vec P_3}{2}\vec r}\, e^{i\vec K\vec r}\, G(\vec K)\, d^3\vec r\, d^3\vec K \qquad (5)$$

($\frac{\vec P_2-\vec P_3}{2}=\vec\varkappa$ – импульс относительного движения двух нуклонов после рассеяния).

Представим $G(\vec K)$, как и в работе /I/, в виде:

$$G(\vec K) = [\lambda - \vec V\vec K + i\varepsilon]^{-1},$$

где $\lambda = m + E(P_0) - E(P_2) - E(P_0-P_2)$; $\vec V = (\vec P_0-\vec P_2)/|\vec P_0-\vec P_2|$.

Тогда после простых преобразований (5) переходит в

$$-\frac{i(2\pi)^3}{V}\int_0^\infty \Psi_f^+(x\vec V_0)\, e^{-ix\vec\varkappa\vec V_0}\, e^{ixa}\, \Phi_0(x\vec V_0)\, dx \qquad (6)$$

$$\vec V_0 = \vec V/|\vec V| \quad ; \quad a = \lambda/|\vec V| \quad .$$

Видно, что, если в качестве Ψ_f взять плоскую волну двух нуклонов

$$\Psi_f^- = (2\pi)^{-3/2}\, e^{-ix\vec\varkappa\vec V_0},$$

то (6) в точности переходит в выражение (4) работы /I/, где взаимодействие двух нуклонов в конечном состоянии не учитывалось.

Подставляя конкретный вид Ψ_f^- и Φ_0 в интеграл (6), можно получить аналитическое выражение для члена M_3.

В качестве Ψ_f в настоящей работе бралась волновая функция типа Мигдала-Ватсона[10] для двух нуклонов, взаимодействующих в конечном состоянии; она имеет резонансный вид при малых $\varkappa$ и может быть записана как:

$$\Psi_f = {}^s\Psi_\varkappa + {}^t\Psi_\varkappa$$

(${}^s\Psi_\varkappa$, ${}^t\Psi_\varkappa$ - волновые функции синглетного и триплетного состояний, складывающиеся из плоской волны и функции, описывающей только взаимодействие в конечном состоянии). Явный вид этих функций:

$${}^{s,t}\Psi_\varkappa = (2\pi)^{-3/2} e^{-i\vec{\varkappa}\vec{r}} + {}^{s,t}\chi_\varkappa + {}^{s,t}\Phi_\varkappa .$$

${}^{s,t}\chi_\varkappa - S$ - волна, ${}^{s,t}\Phi_\varkappa$ -сумма всех парциальных волн с $\ell > 0$.

$${}^{s,t}\chi_\varkappa = \frac{(2\pi)^{-3/2}}{i\varkappa + \sqrt{2m\varepsilon_{s,t}}} \; \frac{e^{-i\vec{\varkappa}\vec{r}}}{r}$$

$${}^{s,t}\Phi_\varkappa = -(2\pi)^{-3/2} \sin(\varkappa r)/\varkappa r .$$

Конкретный вид интегралов типа (6), входящих в M_3, M_4 приведен в приложении.

§ 2

В работе[12] описаны результаты опытов по измерению сечений $d\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dp_1$ в условиях, когда два регистрируемых протона под углами $\theta_1 = 41^0$ и $\theta_2 = 61^0$, а импульсы относительного движения первого протона и нейтрона малы и, следовательно, NN - взаимодействие в конечном состоянии должно играть заметную роль.

Это побудило нас выполнить по описанному выше методу расчеты протонных спектров для этой кинематики и сравнить их с экспериментальными данными.

Следует отметить, что в этом случае конечное состояние нуклонов может возникнуть в результате либо прямого рассеяния[13], либо процесса типа "захвата" ($pLC - \mu p$)[14] с образованием квазисвязанного состояния p-n -системы.

Использованный нами формализм не учитывает эффекта "захвата" налетающей частицы. Поэтому в численных расчетах принималось во внимание взаимодействие в конечном состоянии каждого из протонов с нейтроном дейтрона после однократного рассеяния, а после двойного рассеяния учитывалось лишь взаимодействие протона и нейтрона, входивших ранее в состав дейтрона. Результаты наших расчетов вместе с экспериментальными данными работы[12] приведены на рис. 2.

Из этого рисунка видно, что учет взаимодействия в конечном состоянии после однократного NN -рассеяния довольно хорошо описывает пик в спектре протонов, расположенный в области минимума относительной энергии протона и нейтрона*).

Учет взаимодействия в конечном состоянии только после двойных соударений неплохо описывает части спектра, расположен-

---

*) Авторы экспериментальной работы[12] указывают, что выполненные ими аналогичные расчеты приводят к совпадению положений расчетного и экспериментально измеренного пиков, но к необходимости введения нормировочного множителя для согласования величин расчетного и экспериментального сечений. Наши расчеты никаких нормировочных множителей и других свободных параметров не содержат.

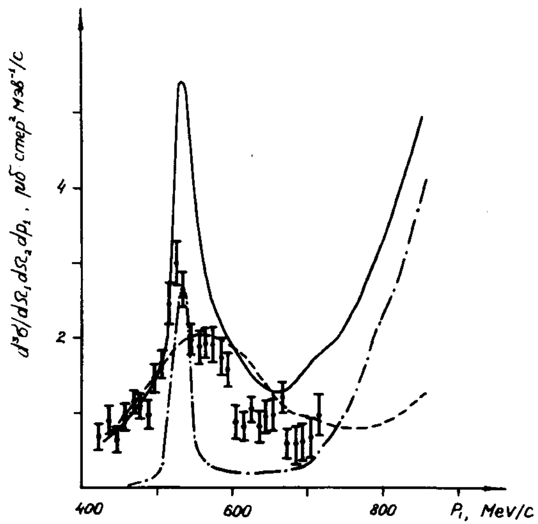

Рис. 2. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2\, dT_p$
(T_p = 585 Мэв, $\theta_{p_1} = 41^0$, $\theta_{p_2} = 61^0$).
Сплошная кривая - результаты теоретических расчетов с учетом однократного, двукратного NN- рассеяний и NN-взаимодействия в конечном состоянии (В.К.С.).
Штрихпунктирная кривая - вклад только однократных NN столкновений и В.К.С.
Пунктирная кривая - вклад двойных NN-столкновений и ВКС после них.
I - экспериментальные данные, взятые из работы[12].

ные вне пика, связанного с однократным рассеянием. Однако совместный учет однократного, двукратного рассеяний и NN-взаимодействия в конечном состоянии приводит к заметным расхождениям с экспериментом, особенно в области минимума энергии относительного движения протона и нейтрона. Проводившаяся при расчетах антисимметризация волновой функции конечного состояния по двум протонам мало меняет результаты.

Возможные причины такого расхождения могут быть связаны с тем, что, во-первых, функция Мигдала-Ватсона по величине приближенно описывает NN - взаимодействие в конечном состоянии[15], во-вторых, тем, что используемый формализм многократного рассеяния, как указывалось выше, не учитывает возможность "захвата".

Поскольку оба эффекта, нарушающие согласие с опытом, сильнее всего сказываются при малых импульсах относительного p-n - движения, кажется полезным исследовать правильность описания на основе рассмотренного формализма экспериментальных данных примерно при той же энергии, но в условиях достаточно больших импульсов относительного движения конечных нуклонов.

В качестве примера в настоящей работе расчитывались сечения $d\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$ при $T_0 =$ 600 Мэв и симметричной кинематике ($T_1 = T_2$, $\theta_1 = \theta_2$). Результаты этих расчетов вместе с экспериментальными данными работы[16] приведены на рис. 3. Видно, что даже при углах вылета протонов $\theta_1 = \theta_2 \simeq 56^0$, когда импульсы относительного $p-n$ -движения достигают $\frac{1}{2}|\vec{P}_2 - \vec{P}_3| \simeq 350$ Мэв/с, учет взаимодействия в конечном состоянии увеличивает расчетные сечения в два раза и приводит к хорошему

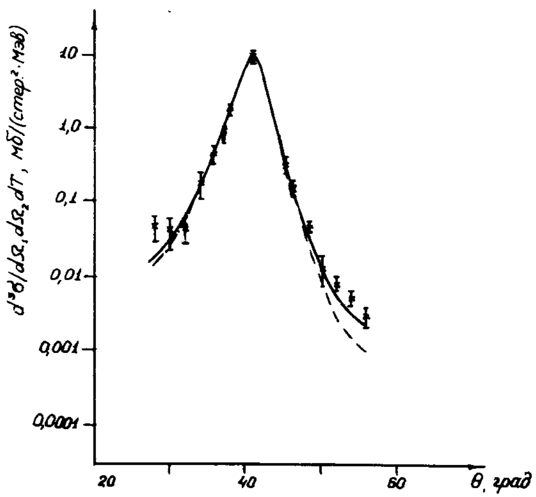

Рис. 3. Дифференциальное сечение реакции $pd \to ppn$ при T_p = 600 Мэв в симметричной кинематике ($\theta_1 = \theta_2$, $T_I = T_2$).
Сплошная кривая - результаты расчетов с учетом однократного, двойного NN- рассеяний и NN-взаимодействия в конечном состоянии после них.
Пунктирная - то же самое, в пренебрежении ВКС.
Ȋ - экспериментальные данные, взятые из работы /I7/.

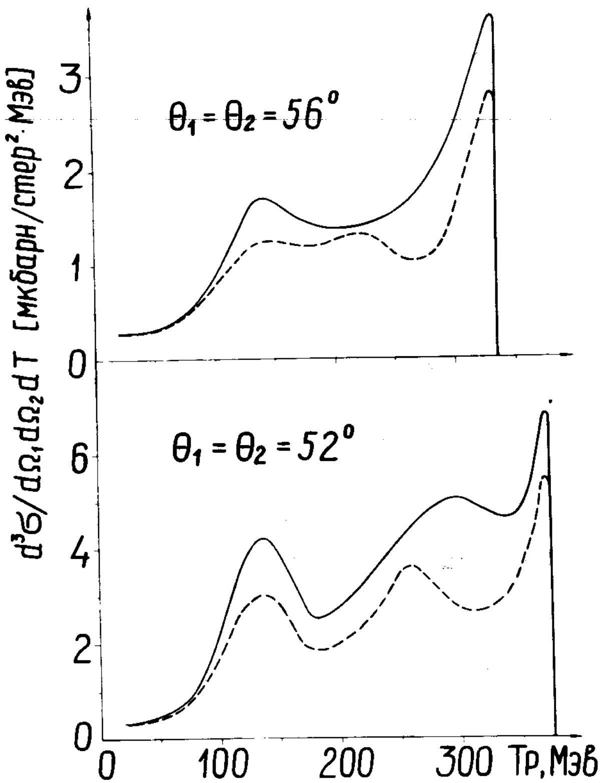

Рис. 4. Энергетические спектры протонов при T_p = 600 Мэв. $\theta_1 = \theta_2 = 56^0$, $\theta_1 = \theta_2 = 52^0$.

описанию экспериментальных данным во всей исследованной области углов вылета протонов.

Расчитанные нами спектры протонов в симметричной геометрии ($\theta_1 = \theta_2$) при той же начальной энергии T_0 = 600 Мэв приведены на рис. 4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в настоящей работе анализ эффектов взаимодействия в конечном состоянии реакции $pd \to ppn$ показал, что они существенны не только после однократного, но и после двукратного соударения.

Поскольку в последнем случае включение в рассмотрение взаимодействий в конечном состоянии является по-существу частичным учетом эффектов тройного рассеяния, не следует ожидать, что такие перерассеяния при промежуточных энергиях ($100 \leq T_0 \leq 1000$ Мэв) пренебрежимо малы.

Авторы выражают свою благодарность Л.И.Лапидусу за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов, Л.В.Черкасовой и В.К.Антоновой-за оказанную ими помощь при подготовке работы к печати.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Если в качестве Ψ_f и Φ_0 взять функцию типа Мигдала-Ватсона, указанную в тексте, и функцию Мак Ги, описывающую основное остояние дейтрона, то интеграл типа (6) легко вычисляется в конечном виде:

$$\int_0^\infty \Psi_\varkappa^{+}(x\cdot\vec{V}_0)\, e^{-ix\vec{\varkappa}\vec{V}_0}\, e^{ixa}\, \Phi_0(x\vec{V}_0)\,dx =$$

$$= \int_0^\infty \frac{u(r)}{r}\, e^{iar}\,dr + \frac{1}{\sqrt{8}}\left[3(\vec{\sigma}_1\vec{V}_0)\times\right.$$

$$\left.\times(\vec{\sigma}_2\vec{V}_0) - (\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)\right] \int_0^\infty \frac{w(r)}{r}\, e^{iar}\,dr +$$

$$+ \frac{1}{i\varkappa + \sqrt{2m\varepsilon_s}} \int_0^\infty \frac{u(r)}{r^2}\, e^{iar}\,dr - \frac{1}{2i\varkappa}\times$$

$$\times\left\{ \int_0^\infty e^{ic_1 r} \frac{u(r)}{r^2}\,dr - \int_0^\infty e^{ic_2 r} \frac{u(r)}{r^2}\,dr \right\} +$$

$$+ \left[3(\vec{\sigma}_1\vec{V}_0)(\vec{\sigma}_2\vec{V}_0) - (\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)\right] \left\{ \frac{1}{i\varkappa + \sqrt{2m\varepsilon_s}} \times\right.$$

$$\left\{ \frac{1}{i\varkappa + \sqrt{2m\varepsilon_s}} \int_0^\infty \frac{w(r)}{r^2}\, e^{iar}\,dr - \frac{1}{2i\varkappa}\times\right.$$

$$\left.\times\left[\int_0^\infty \frac{w(r)}{r^2}\, e^{ic_1 r}\,dr - \int_0^\infty \frac{w(r)}{r^2}\, e^{ic_2 r}\,dr \right]\right\} \qquad (\text{П}.1)$$

здесь $u(r)$, $w(r)$ - радиальные волновые функции S- и D - состояний дейтрона.

$$c_1 = a + 2\varkappa\cos^2\frac{\alpha_0}{2}\ ; \quad c_2 = a - 2\varkappa\sin^2\frac{\alpha_0}{2}$$

$$\alpha_0 = \vec{V}_0\cdot\vec{\varkappa}_0 \quad ; \quad \vec{\varkappa}_0 = \vec{\varkappa}/|\vec{\varkappa}|$$

Выражения для первых двух интегралов в (П.I) приведены в работе/3/. А остальные интегралы (П.I) выражаются следующим образом:

$$\int_0^\infty \frac{u(r)}{r^2} e^{i\tau r} dr = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} \sum_{i=1}^{5} c_i (\varepsilon_i - i\tau) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{2} \ln|\varepsilon_i^2 + \tau^2| - i\,\mathrm{arctg}\frac{\tau}{\varepsilon_i} \right\}$$

$$\int_0^\infty \frac{w(r)}{r^2} e^{i\tau r} = \frac{N\rho}{\sqrt{4\pi}} \sum_{i=1}^{6} c_i' \varepsilon_i'^{-1} \times$$

$$\times \left\{ \frac{3\tau^2 + \varepsilon_i'^2}{3} + \frac{\tau}{\varepsilon_i'} (\tau^2 + \varepsilon'^2) \left[\frac{i}{2} \ln|\tau^2 + \varepsilon_i'^2| \right.\right.$$

$$\left.\left. + \mathrm{arctg}\frac{\tau}{\varepsilon_i'} \right] \right\}; \qquad \tau = a, c_1, c_2 .$$

Здесь $u(r)$ и $w(r)$ взяты, как и в работе/3/, в виде функций Мак Ги.

ЛИТЕРАТУРА

I.Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова, А.В.Тарасов, ЯФ, I6, I096 (I972).

2.Б.М.Головин, Г.И.Лыкасов, А.М.Розанова, Ф.Ш.Хамраев, ЯФ, I8, 333 (I973).

3.Б.М.Головин, И.К.Кульджанов, Г.И.Лыкасов, Ф.Ш.Хамраев, ЯФ, I9, 820 (I974).

4.Allan H. Cromer. Phys.Rev. 129, 1680 (1963).

5.Ch. N. Brown. Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree Doctor of Philosophy (1968). Rochester,New-York.

6. F. Takeutehi et al. Phys.Lett. 35B, 498 (1971).

7.А.В.Тарасов, Ч.Цэрэн. ЯФ, I2, 978 (I970).

8.A. Everett. Phys. Rev. 126, 831 (1962).

9. Pumplin. Phys. Rev. 173, 1651 (1968).

I0.А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 22, 3, (I955).

II. K.M. Watson. Phys. Rev. 88, 1163 (1952).

I2. M. Furic et al. Phys. Lett. 47B, 241 (1973).

I3. G.F. Chew. Phys. Rev. 80, 196 (1950); Phys. Rev. 87, 778 (1952); Phys. Rev. 85, 636 (1951).

I4. G.F. Chew, M.L. Goldberger. Phys.Rev. 77, 470 (1950).

I5. M. Chemarin. Proceedings of the International Conference on Few Particle Problems in the Nuclear Interaction (Los Angelos, August-September, 1972), p. 478.

I6. C.F. Perdrisat et al. Phys.Rev. 187, 1201 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 августа I974 г.