

ЯФ, 1968, т. 8, №6, с. 1227-1231

Ц-98

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 3778

Ч.Цэрэн

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
ПРИ УПРУГОМ Nd- -РАССЕЯНИИ
В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЛАУБЕРА

УСТРОЙСТВО
ЛАЗЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ИССЛЕДОВАНИЙ

1968

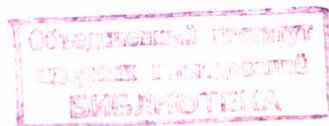
P2 - 3778

4282/3 49.

Ч.Цэрэн

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
ПРИ УПРУГОМ Nd- -РАССЕЯНИИ
В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЛАУБЕРА**

Направлено в ЯФ



A b s t r a c t

The dependence of the total cross section of the Nd-elastic scattering has been considered in the Glauber approximation.

The expression for the double scattering amplitude corresponding to diagram 1b has been obtained.

It is written in the form of (6) after the summation of three diagrams (2a), (2b) and (2c). By means of (6) one may calculate the σ_{tot} -total cross section of Nd-interaction and the $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0)$ -cross section of the Nd-elastic scattering.

Using the optical theorem ($\sigma_{tot} = \frac{k}{4\pi} \text{ImSp}(\rho F(0))$), where ρ is the spin matrix density) we obtain expression (7) for the contribution, due to the double collision of a particle with nucleons in the deuteron, to the impulse approximation.

In this case the main contribution of the amplitude in the zero angle neighbourhood may be written behind the integral sign. In the case of π d-scattering series expansion has been made and, thus, integration [3] was made.

The numerical estimate obtained in the energy range of 66-630 MeV shows that the correction due to the double collision equals on the average to 9-10% with respect to impulse approximation (see Tables I and II).

В связи с появлением поляризованных мишеней представляется интересным рассмотреть процессы, в которых они могут быть применены. Можно думать, что экспериментальное исследование спиновых эффектов в Nd -рассеянии при высоких энергиях будет способствовать дальнейшему развитию теории столкновений трех частиц.

Сами поляризационные эффекты более чувствительны к используемым приближениям, чем усредненные по спинам сечения. Мы рассмотрим ниже поляризационные эффекты в упругом Nd -рассеянии вперед.

В приближении Глаубера^{/1/} можно выразить амплитуду рассеяния частицы высокой энергии на ядре в виде суммы амплитуд однократного рассеяния, в котором налетающая частица взаимодействует только с одним из нуклонов мишени, и амплитуд многократных рассеяний, в которых учитывается, что частица претерпевает также столкновения с двумя разными нуклонами (двукратное рассеяние) или в общем с n -нуклонами. Ограничимся учётом лишь эффектов двукратного рассеяния.

В большинстве работ, в которых рассматривались эффекты двукратного рассеяния, пренебрегалось зависимостью амплитуд от спинов. Только в недавней работе Франко и Глаубера^{/2/} были учтены спины сталкивающихся частиц и в некотором приближении вычислен вклад двукратного рассеяния в полное сечение Nd -взаимодействия для неполяризованных дейтронов. Используя это же приближение, мы получили выражение для полного Nd -сечения в зависимости от начальных состояний поляризации дейтрона, в частности, от выстроенности дейтрона. Зависимость от выстроенности появляется только при учёте многократного

столкновения частицы с нуклонами дейтрона^{13/}. В наших вычислениях мы учитываем процесс перезарядки, который также возникает в двукратном рассеянии.

Амплитуду рассеяния вперед, соответствующую диаграмме, изображенной на рис. 16, можно записать в следующем виде:

$$F^{(2)} = \frac{i}{2\pi k} \int S(\mathbf{q}) \left\{ M_{\epsilon_1 \gamma, \beta \rho}^{(2)}(\sigma \cdot \epsilon_2) g_{\alpha\beta} M_{\alpha\lambda \gamma\delta, \lambda\mu}^{(1)}(\sigma \cdot \epsilon_1) g_{\mu\nu} g_{\nu\rho} \right\} d^2 \mathbf{q} \quad (1)$$

Здесь интегрирование производится по двумерной плоскости, перпендикулярной к падающему пучку, а

$$S(\mathbf{q}) = \int \exp(i\vec{q}\vec{r}) |\Phi(\vec{r})|^2 d\vec{r}$$

— формфактор основного состояния дейтрона; g_{ik} — антисимметричный тензор в спиновом пространстве. Он обладает следующими свойствами:

$$g_{ik} g_{kl} = -\delta_{il}$$

$$(g\vec{\sigma} \cdot \mathbf{g})_{ik} = -\sigma_{ki}$$

$$g_{ik} = -g_{ki}$$

$\vec{\epsilon}_1$ и $\vec{\epsilon}_2$ — векторы поляризации дейтрона начального и конечного состояний, соответственно; $\vec{\sigma}$ — матрица Паули для частицы со спином 1/2; \vec{k} — лабораторный импульс налетающей частицы, $M(1)$ и $M(2)$ — амплитуды NN-рассеяния, соответствующие вершинам (1) и (2) (см. рис. 16). Как известно из общих требований инвариантности относительно пространственных отражений и обращения времени, $M(1)$ и $M(2)$

^{x/} На возможность такой записи указал А.Тарасов, которому я признателен.

имеют вид:

$$M(1;2) = a_{1;2} + b_{1;2} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + i c_{1;2} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{n} + \\ + e_{1;2} (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) (\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + f_{1;2} (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_2 \vec{\ell}),$$

где

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_1 \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_1 \times \vec{k}_f|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_f - \vec{k}_1}{|\vec{k}_f - \vec{k}_1|}, \quad \vec{\ell} = \frac{\vec{k}_1 + \vec{k}_f}{|\vec{k}_1 + \vec{k}_f|}$$

- единичные векторы по направлению импульсов рассеянной частицы в вершинах (1) и (2). Коэффициенты $a_1, a_2, b_1, b_2, c_1, c_2, e_1, e_2, f_1$ и f_2^- - комплексные функции от энергии и угла рассеяния в системе центра масс.

В выражении (1) $S(q)$ быстро падает с ростом q . В то же время значения $M(1)$ и $M(2)$ или медленно меняются, или (при высоких энергиях) также спадают с ростом q . Поэтому существенная область интегрирования есть окрестность малых углов. Ввиду этого рассмотрим рассеяния вперед. Тогда $M(1)$ и $M(2)$ принимают вид:

$$M(1;2) = a_{1;2} + b_{1;2} (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + (f_{1;2} - b_{1;2}) (\vec{\sigma}_1 \vec{k}) (\vec{\sigma}_2 \vec{k}), \quad (2)$$

так как $c(0) = 0$, $b(0) = e(0)$. С другой стороны, эти же амплитуды $M(1)$ и $M(2)$ могут быть представлены в виде:

$$M = AI + B \vec{\sigma} \vec{\sigma}, \quad (3)$$

где I - единичная матрица. Сравнение (2) и (3) позволяет написать, что

$$A_{1;2} = a_{1;2}$$

$$\vec{B}_{1;2} = b_{1;2} \vec{\sigma} + (f_{1;2} - b_{1;2}) (\vec{\sigma} \vec{k}) \vec{k} .$$

Принимая во внимание свойства g_{ik} и разложения (3), после выполнения соответствующих преобразований из (1) получаем:

$$F^{(2)}(0) = \frac{i}{4\pi k} \int S(q) \left\{ \frac{1}{2} \text{Sp} [(\vec{\sigma} \vec{\epsilon}_2) M(2) (\vec{\sigma} \vec{\epsilon}_1) M(1')] \right\} d^2 q . \quad (4)$$

где $M(1') = A_1 I - \vec{B}_1 \vec{\sigma}$, $1/2$ возникает из нормировки. После вычисления шпура по спиновым переменным одного из нуклонов получаем выражение для амплитуды двукратного рассеяния (вклад одной диаграммы) в виде:

$$\begin{aligned} F^{(2)}(0) = & \frac{i}{2\pi k} \int S(q) \left\{ \left(\frac{1}{2} a_1 a_2 + \frac{1}{3} b_1 b_2 + \frac{1}{6} f_1 f_2 \right) I + \right. \\ & + \frac{1}{2} (a_1 b_2 + a_2 b_1) (\vec{\sigma} \vec{s}) - \frac{\sqrt{2}}{3} (b_2 b_1 - f_2 f_1) T_{20} + \\ & + \frac{1}{2} [a_1 (f_2 - b_2) + a_2 (f_1 - b_1)] \sigma_x s_x + \\ & \left. + i (f_1 b_2 - b_1 f_2) [(\vec{\sigma} \vec{m}) (\vec{s} \vec{n}) (\vec{s} \vec{\ell}) - (\vec{\sigma} \vec{n}) (\vec{s} \vec{m}) (\vec{s} \vec{\ell})] \right\} d^2 q , \end{aligned} \quad (5)$$

где \vec{s} - матрица оператора спина для дейтрона. Наличие в (5)

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (3s_x^2 - 2)$$

приводит к зависимости амплитуды Nd -рассеяния вперед от выстроенности дейтрона. Напомним, что аналогичная зависимость амплитуды n^d -рассеяния возникала только при учёте отклонения $M(1)$ и $M(2)$ от значений амплитуд рассеяния вперед^{3/}. Мы имеем три возможных диаграммы типа

16 (см. рис. 2). Диаграммы 2а и 2б отличаются друг от друга только перестановкой вершин. Вклады этих диаграмм в амплитуду двукратного Nd -рассеяния складываются. Диаграмма с перезарядкой (2в) имеет противоположный знак по отношению к двум другим диаграммам вследствие принципа Паули^{4/}. В результате суммирования этих диаграмм выражение (4) приобретает вид:

$$\begin{aligned}
 F^{(2)}(0) = & \frac{i}{2\pi k} \int S(q) \left\{ (a_p a_n + \frac{2}{3} b_p b_n + \frac{1}{3} f_p f_n - \frac{1}{2} a_o^2 - \frac{1}{3} b_o^2 - \frac{1}{6} f_o^2) I + \right. \\
 & + (a_p b_n + a_n b_p - a_o b_o) (\vec{\sigma} \vec{s}) + [a_p (f_n - f_n) + \\
 & + a_n (f_p - b_p) - a_o (f_o - b_o)] \sigma_n s_n - \\
 & \left. - \frac{\sqrt{2}}{3} (2 b_p b_n - 2 f_p f_n + f_o^2 - b_o^2) T_{20} \right\} d^3 q,
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

где индексы p, n и o означают pp -, pn -рассеяния и перезарядку, соответственно. Формула (6) позволяет в рассматриваемом приближении вычислить полное сечение Nd -взаимодействия $-\sigma_{tot}$ и $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0)$ - сечение упругого Nd -рассеяния вперед.

Согласно Франко и Глауберу, если радиус взаимодействия падающей частицы с нейтроном и протоном меньше среднего расстояния между протоном и нейтроном в дейтроне, уравнение (6) можно аппроксимировать в окрестности нуля. При этом

$$\int S(q) d^3 q = 2\pi \langle \frac{1}{r} \rangle, \quad \langle \frac{1}{r^2} \rangle = \int \Phi(r) \frac{1}{r^2} \Phi(r) dr,$$

где $\Phi(r)$ - волновая функция основного состояния дейтрона.

Используя оптическую теорему, можно написать выражение следующего вида для поправки к сечению Nd -рассеяния из-за эффектов двукратных столкновений.

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im Sp}(\rho \cdot F(0)) \quad - \text{ где } \rho \text{ - спиновая матрица плот-}$$

ности.

$$\delta\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \text{Re} \left\{ (a_p a_n + \frac{2}{3} b_p b_n + \frac{1}{3} f_p f_n - \frac{1}{2} a_o^2 - \frac{1}{3} b_o^2 - \frac{1}{6} f_o^2) + \right.$$

(7)

$$+ (a_p b_n + a_n b_p - a_o b_o) \langle \vec{s} \rangle \langle \vec{s}^* \rangle + [a_p (f_n - b_n) + a_n (f_p - b_p) -$$

$$- a_o (f_o - b_o)] \langle \sigma_n^* \rangle \langle \sigma_p \rangle - \frac{\sqrt{2}}{3} (2 b_p b_n - 2 f_p f_n - b_o^2 + f_o^2) \langle T_{20} \rangle \}.$$

Здесь скалярные амплитуды NN -рассеяния берутся при нулевом угле рассеяния. В случае πd -рассеяния спин-зависимая амплитуда πN -рассеяния обращалась в нуль для рассеяния вперед. Поэтому там пришлось разложить ее в ряд и тем самым провести интегрирование^{/3/}. В данном случае нет необходимости делать это. Можно вынести за знак интеграла главный вклад - амплитуды в окрестности нулевого угла рассеяния, так как они не обращаются в нуль.

Заметим, что если мишень не поляризована и если пренебречь перезарядкой, то выражение (7) совпадает с результатами Франко и Глаубера^{/2/}.

Предположим, что $b = f$. Тогда зависимость от выстроенности исчезает. В полное сечение дает вклад кроме первого члена (7) член, пропорциональный $\langle \sigma^* \rangle \langle \sigma \rangle$. Для того чтобы существование этого члена в (7) проявилось в эксперименте по измерению полного сечения и пучок и мишень должны быть поляризованы и векторы их поляризаций должны быть параллельны.

Рассмотрим теперь некоторые состояния поляризации и выражения для сечений двукратного рассеяния.

1. Пусть пучок и мишень не поляризованы:

$$\delta\sigma_0 = \frac{4\pi}{k^2} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \operatorname{Re} \left\{ a_p a_n + \frac{2}{3} b_p b_n + \frac{1}{3} f_p f_n - \frac{1}{2} a_0^2 - \frac{1}{3} b_0^2 - \frac{1}{6} f_0^2 \right\}.$$

2. Пучок и мишень поляризованы так, что $\langle T_{20} \rangle = 0$,

$$\langle \vec{\sigma} \rangle \parallel \langle \vec{s} \rangle \perp \vec{k}.$$

$$\delta\sigma_1 = \delta\sigma_0 + \frac{4\pi}{k^2} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \operatorname{Re} \{ a_p b_n + b_p a_n - a_0 b_0 \} \langle \vec{\sigma}_\perp \rangle \langle \vec{s}_\perp \rangle. \quad (8)$$

3. Пучок и мишень поляризованы так, что $\langle T_{20} \rangle = 0$,

$$\langle \vec{\sigma} \rangle \parallel \langle \vec{s} \rangle \parallel \vec{k}$$

$$\delta\sigma_2 = \delta\sigma_0 + \frac{4\pi}{k^2} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \operatorname{Re} \{ a_p f_n + a_n f_p - a_0 f_0 \} \langle \vec{\sigma}_\parallel \rangle \langle \vec{s}_\parallel \rangle.$$

4. Неполаризованный (или поляризованный) нуклон рассеивается

на выстроенном дейтроне $\langle T_{20} \rangle \neq 0$, $\langle \vec{s} \rangle = 0$,

$$\delta\sigma_3 = \delta\sigma_0 - \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{4\pi}{k^2} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \operatorname{Re} \{ 2 b_p b_n - 2 f_p f_n - b_0^2 + f_0^2 \} \langle T_{20} \rangle.$$

В импульсном приближении амплитуду Nd-рассеяния, соответствующую диаграмме (рис. 1а), легко можно написать, действуя точно так же, как и в случае двукратного рассеяния.

После суммирования диаграмм (3а) и (3б), она имеет вид:

$$F(0) = (a_p + a_n) I + (b_p + b_n) (\vec{\sigma} \vec{s}) + [(f_p - b_p) + (f_n - b_n)] (\sigma_n s_n). \quad (9)$$

Приведем теперь соответствующее полное сечение для рассмотренных выше в (8) некоторых спиновых состояний:

1. $\sigma_0 = \sigma_n + \sigma_p + \delta\sigma_0$
2. $\sigma_1 = \sigma_n + \sigma_p + \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im}(b_p + b_n) \langle \vec{\sigma}_\perp \rangle \langle \vec{s}_\perp \rangle + \delta\sigma_1$
3. $\sigma_2 = \sigma_n + \sigma_p + \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im}(f_p + f_n) \langle \vec{\sigma}_\parallel \rangle \langle \vec{s}_\parallel \rangle + \delta\sigma_2$
4. $\sigma_3 = \sigma_n + \sigma_p + \delta\sigma_3$

(8')

где σ_p и σ_n - полные сечения pp- и pn-рассеяния.

Оценки для поправок к импульсному приближению даны в таблице 2.

В рассмотренном приближении для сечения $n d$ -рассеяния учёт эффектов двойного столкновения на малые углы приводит к поправкам порядка 4% при энергии 5 Гэв. Выражение для σ_{tot} зависит чувствительно от $\phi(0)^{1/3}$. Проведение измерений интересно и с этой точки зрения.

Для полноты рассматриваемого нами вопроса мы провели некоторые численные оценки на основании данных об амплитудах упругого рассеяния^{15/} в области энергий 66 + 630 Мэв. В наших оценках мы использовали волновую функцию вида

$$\Phi(r) = \sqrt{\frac{\alpha(\alpha + \beta)\beta}{(\beta - \alpha)^2}} \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r}$$

и соответствующее ей значение $\langle \frac{1}{r^2} \rangle = 0,61 f^{-2}$. В таблице I приведены оценки для полного сечения Nd -взаимодействия в импульсном приближении, сечения на выстроенном дейтроне и, наконец, вклад двукратного рассеяния в импульсное приближение. В таблице II приведены оценки для вкладов двукратного рассеяния в зависимости от различных состояний поляризации пучка и мишени.

Видно, что поправка двукратного рассеяния при приведенных значениях энергий ощутима. Она составляет в среднем 9% по отношению к импульсному приближению. Что касается сечения на выстроенном дейтроне, то оно мало при высоких энергиях вперед. Заметим, что начиная со 140 Мэв и ниже применение импульсного приближения становится сомнительным.

Формулы (7), (8) и (8') позволяют написать полное сечение Nd -рассеяния вперед в виде:

$$\sigma_{tot} = \alpha + \beta \langle \vec{\sigma}_{\perp} \rangle \langle \vec{s}_{\perp} \rangle + \gamma \langle \vec{\sigma}_{\parallel} \rangle \langle \vec{s}_{\parallel} \rangle + \delta \langle T_{20} \rangle.$$

1. Пусть пучок и мишень не поляризованы, тогда

$$\sigma_0 = \alpha.$$

2. Состояния поляризации таковы, что $\langle T_{20} \rangle = 0$, $\langle \vec{\sigma} \rangle \parallel \langle \vec{s} \rangle \perp \vec{k}$, тогда

$$\sigma_1 = \alpha + \beta.$$

3. Состояния поляризации таковы, что $\langle T_{20} \rangle = 0$, $\langle \vec{\sigma} \rangle \parallel \langle \vec{s} \rangle \parallel \vec{k}$,

тогда
$$\sigma_2 = \alpha + \gamma.$$

4. Нуклон рассеивается на тензорно-поляризованном дейтроне, т.е.

$$\langle T_{20} \rangle \neq 0, \quad \langle \vec{s} \rangle = 0$$

$$\sigma_s = \alpha + \delta.$$

Таким образом, в рассмотренном приближении сечение Nd - взаимодействия можно выразить через измеряемые величины в виде:

(10)

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_0 + (\sigma_1 - \sigma_0) \langle \vec{\sigma}_\perp \rangle \langle \vec{s}_\perp \rangle + (\sigma_2 - \sigma_0) \langle \vec{\sigma}_{\parallel} \rangle \langle \vec{s}_{\parallel} \rangle + (\sigma_3 - \sigma_0) \langle T_{20} \rangle.$$

Нетрудно вычислить дифференциальное сечение рассеяния вперед. С помощью выражений (6) и (9) получаем для дифференциальных сечений Nd-рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = |A|^2 + 2|B|^2 + \frac{2}{3}|C|^2 + \frac{4}{3} \operatorname{Re} B^* C,$$

где

$$A = a_p + a_n + \frac{i}{k} \langle \frac{1}{r^2} \rangle (a_p a_n + \frac{2}{3} b_p b_n + \frac{1}{3} f_p f_n - \frac{1}{2} a_o^2 - \frac{1}{3} b_o^2 - \frac{1}{6} f_o^2)$$

$$B = b_p + b_n + \frac{i}{k} \langle \frac{1}{r^2} \rangle (a_p b_n + a_n b_p - a_o b_o)$$

$$C = (f_p - b_p) + (f_n - b_n) + \frac{i}{k} \langle \frac{1}{r^2} \rangle [a_p (f_n - b_n) + a_n (f_p - b_p) - a_o (f_o - b_o)].$$

С помощью выражения (2) работы^{/3/} нетрудно получить для сечения πd -рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = |a_p|^2 + |a_n|^2 + 2 \operatorname{Re}(a_p^* a_n) + \frac{k}{2\pi} \delta\sigma \operatorname{Im}(a_n^* + a_p^*).$$

При высоких энергиях $a_p = a_n = a$, тогда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0) = 4|a|^2 \left(1 + \frac{\delta\sigma}{\sigma}\right),$$

где

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} I m a.$$

Из этих выражений видно, что выстроенность не дает вкладов в дифференциальное сечение вперед.

Я глубоко благодарен проф. Л.И.Липидусу и А.В.Тарасову за многочисленные полезные обсуждения по вопросам, затронутым в работе, и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. R.Glauber. *Phys. Rev.*, **100**, (242) 1955.
2. V.Franco and R.Glauber. *Phys. Rev.*, **142**, 1195, (1966).
3. Ч.Шэрэн. Препринт ОИЯИ P2-3546, 1967.
4. L.Bertocchi and A.Capella. Preprint CERN-743, 1967.
5. Б.М.Головин, А.М.Розанова. Препринт ОИЯИ P-2861, Дубна 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 марта 1968 года.

Таблица 1

| Т (МэВ) (мВ) | 630 | 400 | 310 | 210 | 147 | 95 | 66 |
|------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| σ_{1A} | 69 | 64 | 74 | 81 | 114 | 113 | 152 |
| $\sigma(T_{20})$ | 1 | 4 | 7 | -4 | -22 | -9 | -7 |
| $\delta\sigma$ | -6 | -5 | -5 | -13 | -35 | -30 | -20 |

Таблица 2

| Т (МэВ) (мВ) | 630 | 400 | 310 | 210 | 147 | 95 | 66 |
|------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $\delta\sigma_0$ | -8 | -9 | -8 | -7 | -3 | -1 | +18 |
| $\delta\sigma_1$ | -10 | -2 | -2 | -4 | -9 | -10 | +14 |
| $\delta\sigma_2$ | -7 | -7 | -11 | -11 | -14 | -25 | -14 |
| $\delta\sigma_3$ | -7 | -5 | -1 | -11 | -25 | -10 | +11 |

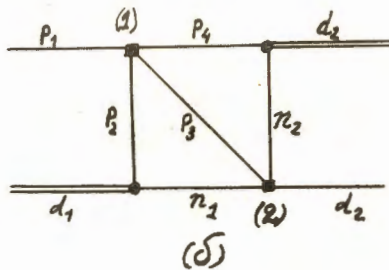
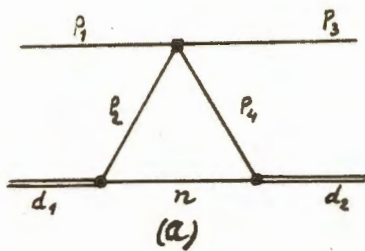


Рис. 1. а) Импульсное приближение (однократное рассеяние).
 б) Двукратное рассеяние частицы на нуклонах дейтрона.

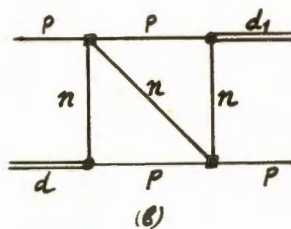
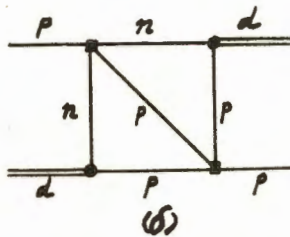
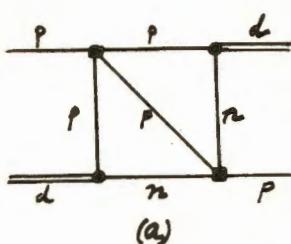


Рис. 2. Вклады двукратного pd -рассеяния в импульсное приближение.

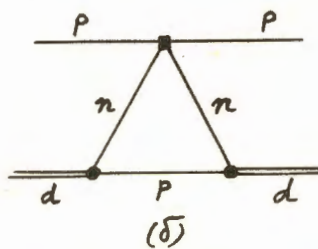
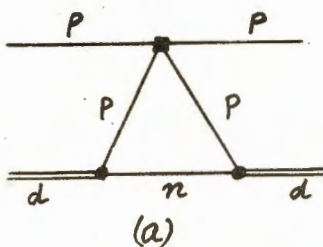


Рис. 3. Импульсное приближение для pd -упругого рассеяния.