

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-883

14/5-74

P2 - 7507

Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов

148/2-74

ЭФФЕКТЫ ОТДАЧИ И ПЕРЕЗАРЯДКИ В УПРУГИХ
РАССЕЯНИЯХ ПРОТОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ
 ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7507

Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов

ЭФФЕКТЫ ОТДАЧИ И ПЕРЕЗАРЯДКИ В УПРУГИХ
РАССЕЯНИЯХ ПРОТОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ
 ^3He , ^4He

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Лыкасов Г.И., Тарасов А.В.

P2 - 7507

Эффекты отдачи и перезарядки в упругих рассеяниях протонов на легких ядрах ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$

Показывается, что при анализе упругих $p-{}^3\text{He}$, $p-{}^4\text{He}$ рассеяний ($T_p = 600$ МэВ) учет эффектов отдачи и непрямолинейности распространения налетающей частицы в ядре дает дополнительную фазу в слагаемых амплитуд этих процессов, описывающих многократные столкновения. Это приводит к существенному изменению значений поляризаций протонов в $p-{}^3\text{He}$, $p-{}^4\text{He}$ соударениях в области минимума кривых и при больших передачах. Исследуется также чувствительность наблюдаемых величин в $p-{}^4\text{He}$ рассеянии ($T_p = 600$ МэВ) к учету двух последовательных перезарядок налетающего протона на нуклонах ядра $pn \rightarrow pr$, $np \rightarrow rp$.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1973

Lykasov G.I., Tarasov A.V.

P2 - 7507

The Recoil and Charge Exchange Effects in Proton Elastic Scattering by ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ Nuclei

The recoil effects in the elastic $p-{}^3\text{He}$, $p-{}^4\text{He}$ scatterings are considered. They give the additional phase-shifts to the parts of the amplitudes of these processes describing the multiple collisions. That changes strongly the values of the polarizations of protons in the $p-{}^3\text{He}$ and $p-{}^4\text{He}$ scatterings ($T_p = 600$ MeV) in the curve minimum and at large momentum transfers. The sensitivity of observables in the elastic $p-{}^4\text{He}$ scattering at $T_p = 600$ MeV to the intermediate charge-exchange effects is also analysed.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

В предыдущих работах авторов /1,2/ анализировались процессы упругих $p-{}^4\text{He}$, $p-{}^3\text{He}$ рассеяний при энергии $T_p = 600$ МэВ в рамках теории Глаубера с включением в нее спиновой структуры амплитуд $N-N$ -взаимодействия f_{NN} . Было показано, что учет спиновой зависимости амплитуд f_{NN} позволяет улучшить согласие теории с экспериментом при описании дифференциальных сечений вышеуказанных процессов. Однако расчетные значения поляризации в случае упругого $p-{}^4\text{He}$ столкновения расходятся с экспериментальными данными в области минимума кривой и при больших передачах. При этом пренебрегалось импульсом ядра-отдачи и предполагалось, что нуклоны в нем покоятся.

Поляризационные эффекты, как явление интерференционное, более чувствительны, чем сечения, к динамике адрон-ядерных взаимодействий и структуре ядра. Поэтому необходимо учитывать эффекты, величина которых в области промежуточных энергий налетающих частиц $/T < 1$ ГэВ/ и больших передачах может оказаться значительной.

В частности, при анализе вышеуказанных процессов не корректно пренебрегать эффектами отдачи и непрямолинейности распространения падающего адрона на нуклонах ядра /6/.

Такие эффекты в случае упругого $p-d$ рассеяния при средних и высоких энергиях исследовались рядом авторов /3-7/. Им было показано, что помимо существенных поправок, обусловленных ненулевым импульсом ядра-отдачи, возникает дополнительная фаза у части полной амплитуды этого процесса, описывающей двукратное рассеяние протонов на нуклонах дейтрона.

В работе Г.Альбери, Л.Бертокки, Грегорио /8/ отмечалось, что такое введение дополнительной фазы может значительно изменить угловое поведение поляризационных величин в упругом $p-d$ рассеянии при промежуточных энергиях / $T_p < 1$ ГэВ/, мало меняя значения дифференциального сечения во всей области передач $0 \leq |t| \leq 1$ /ГэВ/с².

В настоящей работе исследуется роль эффектов отдачи в упругих рассеяниях протонов на легких ядрах ³He, ⁴He и вклад двух последовательных перезарядок $pn \rightarrow np$, $pn \rightarrow np$ в амплитуду процесса $p-^4\text{He} \rightarrow p-^4\text{He}$ при средних энергиях / $T_p = 600$ МэВ/.

§1. Эффекты отдачи

В случае упругих рассеяний протонов на ядрах ³He, ⁴He учет эффектов отдачи импульса налетающей частицы нуклонам ядра, как и в $p-d$ столкновении, приводит к дополнительной фазе в частях амплитуд этих процессов, описывающих многократные рассеяния.

Покажем это на примере члена амплитуды $p-^4\text{He}$ взаимодействия, обусловленного двойным рассеянием протонов на нуклонах ядра.

Поскольку потенциальную энергию нуклонов в ядре, т.е. вклад перерассеяний кратности, большей числа нуклонов в ядре, вычислить трудно, то мы ограничимся лишь учетом их кинетической энергии.

В системе Брайта /2,3,8,9/ ядра-мишени импульсы начальных протона и ⁴He пусть равны $\vec{k}_0 + \vec{\Delta}/2$, $-\vec{\Delta}/2$ соответственно. А импульсы рассеянного протона и ядра-отдачи $\vec{k}_0 - \vec{\Delta}/2$, $\vec{\Delta}/2$ соответственно. При этом $\vec{k}_0 \vec{\Delta} = 0$, $\vec{\Delta}$ - переданный импульс, \vec{k}_0 - импульс в системе Брайта.

В качестве волновой функции ядра в импульсном представлении возьмем функцию, зависящую от координат Якоби, описывающую относительное движение нуклонов ⁴He. Другими словами, отделим движение центра тяжести, представив Ψ_0 в виде /10/:

$$\Psi_0(\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_4) = N \delta(-\vec{\Delta}/2 - \sum_{i=1}^4 \vec{p}_i) \Phi_0(\vec{\eta}_1, \vec{\eta}_2, \vec{\eta}_3),$$

где $\vec{\eta}_i$ - координаты Якоби /10/, \vec{p}_i - импульсы нуклонов в ядре, N - множитель, возникающий из условия нормировки Ψ_0 :

$$\int |\Psi_0(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_4)| \delta(\sum_{i=1}^4 \vec{r}_i) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_4 = 1,$$

$$\vec{\eta}_\ell = \frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} (\ell \vec{p}_{\ell+1} - \sum_{k=1}^{\ell} \vec{p}_k) \quad /1/$$

Согласно теории многократного рассеяния Ватсона, в рамках импульсного приближения одно из слагаемых полной амплитуды, описывающее двойное столкновение, представим в виде /11/ в системе Брайта/:

$$\begin{aligned} & \frac{N_1}{(2\pi)^2} f_{NN}(\vec{k}_0 + \vec{\Delta}/2, -\vec{\Delta}/4; \vec{k}_0, \vec{\Delta}/4) f_{NN}(\vec{k}_0, -\vec{\Delta}/4; \\ & \vec{k}_0 - \vec{\Delta}/2, \vec{\Delta}/4) \int \delta(\vec{\eta}_2 - \vec{\zeta}_2 - \frac{\vec{\Delta}}{\sqrt{6}}) \delta(\vec{\eta}_3 - \vec{\zeta}_3 - \frac{\vec{\Delta}}{2\sqrt{3}}) \times \\ & \times \Phi_0^*(\vec{\zeta}_1, \vec{\zeta}_2, \vec{\zeta}_3) \Phi_0(\vec{\eta}_1, \vec{\eta}_2, \vec{\eta}_3) \{ E(\vec{k}_0 - \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\eta}_1 - \vec{\zeta}_1)) \times \\ & \times [E(\vec{k}_0 + \vec{\Delta}/2) + \frac{\Delta^2}{32m} - E(\vec{k}_0 - \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\eta}_1 - \vec{\zeta}_1)) - \\ & - E'_{кин.} + i\epsilon] \}^{-1} d^3\vec{\eta}_1 \dots d^3\vec{\zeta}_3 \\ & E'_{кин.} = \frac{1}{2m} (p_2^2 + p_3^2 + p_4^2 + p_1'^2); \end{aligned}$$

\vec{p}'_1 - импульс одного из нуклонов ядра в конечном состоянии, m - масса нуклона.

При получении /1/ амплитуды f_{NN} были вынесены из-под знака интеграла в точках $\vec{\eta}_i = 0$, $\vec{\zeta}_i = 0$, как медленно меняющиеся функции от внутриядерных импульсов по сравнению с быстроубывающей волновой функцией Φ_0 .

После несложных преобразований и интегрирования по переменным $\vec{\zeta}_2, \vec{\zeta}_3$ интеграл в выражении /1/ можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 & - \frac{i}{k_0} N_2 \int_0^\infty dr \int \Phi_0 \left(\frac{\vec{\delta}'_1 + \vec{\delta}_1}{\sqrt{2}}, \vec{\eta}_2, \vec{\eta}_3 \right) \times \\
 & \times \Phi_0^* \left(\frac{\vec{\delta}_1 - \vec{\delta}'_1}{\sqrt{2}}, \vec{\eta}_2 - \frac{\vec{\Delta}}{\sqrt{6}}, \vec{\eta}_3 - \frac{\vec{\Delta}}{2\sqrt{3}} \right) \times \quad /2/ \\
 & \times \exp \left\{ i r \left[\eta + \delta_{1z} - \frac{\delta_1^2}{2v_0 E(k_0)} - \frac{\Delta^2}{16mv_0} - E''_{кин.} \right] \right\} \times \\
 & \times d^3 \vec{\delta}_1 d^3 \vec{\delta}'_1 d^3 \vec{\eta}_2 d^3 \vec{\eta}_3,
 \end{aligned}$$

где:

$$\begin{aligned}
 E''_{кин.} &= \frac{1}{2mv_0} \left\{ \frac{1}{2} (\delta_1^2 + \delta_1'^2) + \eta_2^2 + \eta_3^2 - \right. \\
 & - (2\vec{\delta}'_1 - \vec{\delta}_1) \cdot \frac{\vec{\Delta}}{4} - \frac{\sqrt{3}}{2} \vec{\Delta} \vec{\eta}_2 - \frac{1}{2\sqrt{3}} \vec{\Delta} \vec{\eta}_3 - \\
 & \left. - \sqrt{2/3} \vec{\delta}_1 (\eta_2 + \eta_3 / \sqrt{2}) + \frac{1}{3\sqrt{2}} \vec{\eta}_2 \vec{\eta}_3 \right\};
 \end{aligned}$$

$$\eta = \frac{E(k_0 + \Delta/2) - E(k_0)}{v_0} \approx \frac{\Delta^2}{8k_0}, \quad v_0 = \frac{k_0}{E(k_0)}$$

N_2 - коэффициент, возникающий при переходе от одних переменных интегрирования к другим.

При выводе /2/ использовалось разложение энергии распространяющейся в ядре частицы по степеням ее импульса \vec{q}_1 , при этом оставались члены, содержащие q_1^2 . Другими словами, учитывалась непрямолинейность распространения частицы в ядре.

Из выражения /2/ видно, что учет эффектов отдачи и непрямолинейности распространения дает дополнительную фазу в части амплитуды, описывающей двукратное рассеяние протонов на нуклонах ${}^4\text{He}$.

Для оценки величины этих поправок в качестве волновой функции из соображений простоты расчетов возьмем обычное произведение гауссианов:

$$\Psi_0(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_4) = N \prod_{i=1}^4 e^{-r_i^2/R^2}$$

Выполняя точно интегрирование по $d^3 \vec{\delta}_1, d^3 \vec{\delta}'_1, d^3 \vec{\eta}_2, d^3 \vec{\eta}_3$ и приближенно - по $d\vec{r}$ для множителя C_2 , входящего в слагаемые, описывающие двойные столкновения /см. формулы П1, П2 работы /1//, получим выражение:

$$G'_2 \left[1 + i \left(\eta - \frac{3}{2k_0 R^2} - \frac{\Delta^2}{16mv_0 R^2} - \frac{3}{mv_0 R^2} \right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} R \right], \quad /3/$$

где $G'_2 = (s/M^2)^{-1/2} (s_1/m^2) \frac{p}{k_0} G_2$ - т.к. рассмотрение

ведется в системе Брайта ядра-мишени, $s = (M+m)^2 + 2MT$, $s_1 = 4m^2 + 2mT$, p - импульс протона в л.с., T - кинетическая энергия налетающей частицы, M, m - массы ядра и нуклона соответственно.

Вещественные поправки, обусловленные ненулевым импульсом ядра-отдачи, составляют величину, не превышающую 5% во всей области передач вплоть до $1/\text{ГэВ}/c^2$. Поэтому они опущены в /3/.

Второй член в круглых скобках в выражении /3/ соответствует учету непрямолинейности распростране-

ния частицы в ядре, а третий и четвертый там же - кинетической энергии внутриядерного движения нуклонов.

Из формулы /3/ видно, что мнимые поправки могут достигать большой величины порядка 40% при $T_p = 600$ МэВ. Заметим, что при рассеянии вперед ($\Delta=0$) они не исчезают.

Качественно такой же результат приведен и в работе Колыбасова, Кондратюка /7/ для случая упругого $p-d$ рассеяния.

Поскольку потенциальная энергия нуклонов в ядре имеет знак, противоположный кинетической, то учет ее может лишь уменьшить величину этих поправок /6,7/.

Мнимые поправки $\frac{1}{mv_0 R}$, $\frac{1}{k_0 R}$ появятся и в частях полной амплитуды упругого $p-^4\text{He}$ взаимодействия, описывающих трехкратные и четырехкратные столкновения, если ввести в рассмотрение отдачу импульса нуклонам ядра и непрямолинейность распространения.

В случае упругого $p-^3\text{He}$ рассеяния учет вышеуказанных эффектов также дает дополнительную фазу в частях полной амплитуды, описывающих трехкратные и четырехкратные соударения. Получение мнимых поправок при этом ничем не отличается от рассмотренного выше случая $p-^4\text{He}$ взаимодействия. Поэтому мы не будем приводить их вывода, остановимся лишь на анализе окончательных результатов.

На рис. 1 приведены значения поляризации протонов P_p в упругом $p-^3\text{He}$ рассеянии с учетом и в пренебрежении эффектами отдачи и непрямолинейности распространения для ядерной плотности ^3He типа:

$$\rho_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = N_0 \prod_{i=1}^3 \exp(-r_i^2/R^2) \times$$

$$\times [1 - D \exp(-r_i^2/R^2 \gamma^2)];$$

$$D = 0,4; \quad R^2 = 2,38 \text{ fm}^2; \quad \gamma^2 = 0,09 \quad /13/$$

Из него видно, что величина P_p значительно меняется в области провала кривой с включением в рассмотрение такого рода поправок. Значение дифференциального сечения при этом остается почти неизменным /меняется не более чем на 20%/ во всей области передач вплоть до $1 \text{ ГэВ}/c^2$. Использование функции плотности, взятой в виде обычного произведения гауссианов /2/, обнаруживает большую чувствительность P_p к обсуждаемым эффектам, чем применение ρ_2 в расчетах.

В случае $p-^3\text{He}$ рассеяния, как и для $p-^4\text{He}$ взаимодействия, учитывалась лишь кинетическая энергия нуклонов в ядре и пренебрегалось их потенциальной энергией. Поэтому, как указывалось выше, приведенные на рис. 1 результаты есть максимальный эффект отдачи, величина которого может уменьшиться при рассмотрении перерассейний кратности, больше двух /7/.

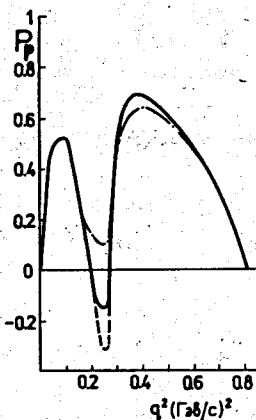


Рис. 1. Поляризация протонов P_p в упругом $p-^3\text{He}$ рассеянии / $T_p = 600$ МэВ/ при использовании ядерной плотности ρ_2 вида /13/. Штрих-пунктирная кривая - с учетом и непрямолинейности распространения, и эффектов отдачи. Пунктирная - с учетом только непрямолинейности распространения налетающей частицы в ядре. Сплошная - в пренебрежении всеми этими эффектами.

Результаты расчетов дифференциального сечения и поляризации протонов в случае $p-^4\text{He}$ рассеяния ($T_p = 600$ МэВ) с учетом вышеуказанных эффектов и переза-

рядки налетающих частиц на нуклонах ядра $pn \rightarrow np$, $pn \rightarrow pn$ при различных волновых функциях ${}^4\text{He}$ приведены ниже /§2/.

§2. Вклад перезарядки $pn \rightarrow np$, $pn \rightarrow pn$ в упругое $p-{}^4\text{He}$ рассеяние

Возможность двух последовательных перезарядок протонов на нуклонах ядра $pn \rightarrow np$, $pn \rightarrow pn$ при упругом $p-{}^4\text{He}$ -рассеянии анализировалась Р.Басселем, Ц.Вилкиным /14/ в пренебрежении спином нуклонов. При высоких энергиях $T > 1 \text{ ГэВ}$ вклад таких процессов в сечение рассматриваемой реакции оказался невелик из-за малой величины спиннезависящей части амплитуды перезарядки. В области средних энергий $T < 1 \text{ ГэВ}$, как следует из результатов фазовых анализов $N-N$ взаимодействия, частями амплитуды $p-n$ перезарядки $f_c = f_p - f_n$ с перевертанием спина пренебрегать нельзя /15/. Поэтому представляется интересным оценить вклад эффекта перезарядки $pn \rightarrow np$, $pn \rightarrow pn$ в дифференциальное сечение и поляризацию вышеуказанного процесса при энергиях $T < 1 \text{ ГэВ}$.

Амплитуду упругого $p-{}^4\text{He}$ рассеяния с учетом такой перезарядки протонов на нуклонах ядра можно представить в виде:

$$F(\vec{p}, \vec{q}) = C(\vec{p}, \vec{q}) - C^c(\vec{p}, \vec{q}) + i [V(\vec{p}, \vec{q}) - V^c(\vec{p}, \vec{q})] (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) .$$

Формулы для C и V приведены в работе авторов /1/ /см. П1, П2/, а для C^c , V^c - в Приложении.

При выводе выражений C^c , V^c через скалярные амплитуды $N-N$ взаимодействия применялись те же приближения и та же техника учета спина нуклонов, что и в работе авторов /1/. Поэтому здесь опущены промежуточные выкладки и приведены лишь окончательные результаты расчетов.

Кривые рис. 2 показывают, что значения дифференциального сечения более чувствительны к учету вышеуказанной перезарядки протонов на нуклонах ядра, чем к эффектам отдачи при использовании в расчетах ядерной плотности типа

$$\rho_1 = N_1 \left\{ \prod_{i=1}^4 e^{-r_i^2/R^2} - D_1 \frac{R^3}{R_1^3} \prod_{i=1}^3 e^{-r_i^2/R^2} \right\}$$

$$R = 1.31 \text{ fm.}; \quad R_1 = 0.45 \text{ fm.}; \quad D_1 = 0.0978 ,$$

удовлетворительно описывающей экспериментальные данные о $e-{}^4\text{He}$ рассеянии /1/.

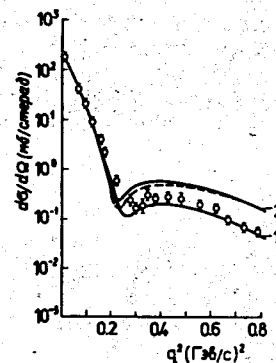


Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого $p-{}^4\text{He}$ рассеяния $T_p = 600 \text{ МэВ}$ для ядерной плотности ρ_1 /с.ц.м./ Пунктирная кривая - с учетом перезарядки и эффектов отдачи. Кривая "2" соответствует учету только перезарядки. "1" - в пренебрежении всеми этими эффектами. ϕ - экспериментальные данные /17/.

Все эти эффекты незначительно /не более, чем на 30%/ изменяют величину сечения, если в качестве фактора брать функцию типа ρ_2 с параметрами, указанными в работе авторов /1/. При этом поляризация сильно меняется для ядерных плотностей ρ_1 и ρ_2 , особенно в области провала кривой /см. рис. 3,4/. Имеющие

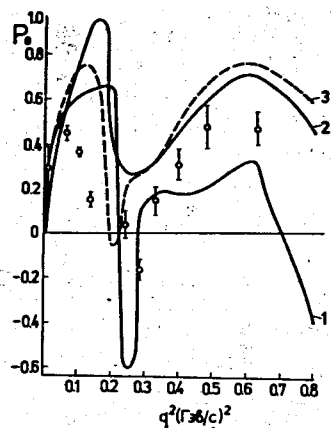


Рис. 3. Поляризация протонов P_0 в упругом p - ${}^4\text{He}$ рассеянии / $T_p = 600 \text{ МэВ}$ / в с.ц.м. при использовании ядерной плотности ρ_1 . Кривая "2" - с учетом только перезарядки $pn \rightarrow np$, $np \rightarrow pn$. "3" - с учетом эффектов отдачи и перезарядки. "1" - в пренебрежении всеми этими эффектами. ϕ - экспериментальные данные /17/.

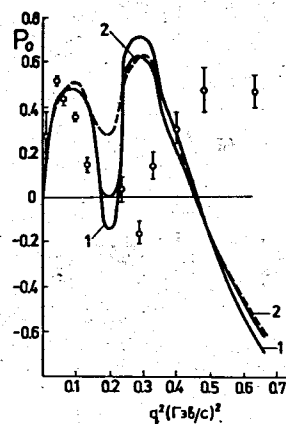


Рис. 4. Поляризация протонов P_0 в упругом p - ${}^4\text{He}$ рассеянии / $T_p = 600 \text{ МэВ}$ / для ядерной плотности типа ρ_2 /с.ц.м./ Пунктирная кривая - с учетом перезарядки и эффектов отдачи. "2" - с учетом только перезарядки. "1" - в пренебрежении всеми этими эффектами.

ся расхождения между теоретическим описанием поляризации протонов в упругом p - ${}^4\text{He}$ рассеянии / $T_p = 600 \text{ МэВ}$ / и экспериментальными данными можно объяснить приближенным характером расчетов. Волновая функция ядра выбиралась в простом виде, учитывалось лишь S - состояние ядра и пренебрегалось вкладами парциальных волн с $\ell \neq 0$ в Ψ_0 , величина которых может быть существенной при больших передачах /16/.

Основной вывод настоящей работы: при анализе взаимодействий нуклонов с легкими ядрами ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ в области средних энергий необходимо учитывать эффекты отдачи, непрямолинейности распространения налетающей частицы в ядре и перезарядки ее на нуклонах ядра. Ко всем этим эффектам чувствительнее, чем сечения, оказываются поляризационные явления.

В заключение отметим, что в работе Г.Альбери, Л.Бертокки и Грегорко /8/ дополнительная фаза в слабые амплитуды упругого p - d рассеяния, описывающие двойные соударения, вводилась произвольно с целью выяснения чувствительности результатов к ней.

В нашей же работе, как и в работах авторов /3-7/, анализирующих упругое p - d взаимодействие, такая фаза в членах амплитуд упругих p - ${}^3\text{He}$, p - ${}^4\text{He}$ рассеяний, обусловленных многократными столкновениями, возникает естественным образом при учете эффектов отдачи и непрямолинейности распространения падающей частицы в ядре.

Авторы признательны Л.И.Лapidусу за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$C^c = G_2 C_2^c + G_3 C_3^c + G_4 C_4^c;$$

$$B^c = G_2 B_2^c + G_3 B_3^c + G_4 B_4^c;$$

$$C_2^c = a_c^2 + b_c^2 + d_c^2 + e_c^2 - g_c^2; \quad B_2^c = 2g_c(a_c + b_c);$$

$$C_3^c = (a_p + a_n)(a_c^2 + b_c^2 + d_c^2 + e_c^2 - 2g_c^2) - 2(b_p + b_n)$$

$$\times (a_c b_c - g_c^2) - 2a_c [b_c(b_p + b_n) + d_c(d_p + d_n) +$$

$$+ e_c(e_p + e_n)];$$

$$B_3^c = (g_p + g_n)(a_c^2 + b_c^2 - 2a_c b_c + d_c^2 + e_c^2) +$$

$$+ 2g_c [(a_p + a_n)(a_c + b_c) - (b_p + b_n)(a_c + b_c) -$$

$$- d_c(d_p + d_n) - e_c(e_p + e_n)] - 2a_c b_c (g_p + g_n);$$

$$C_4^c = \frac{1}{6} [\bar{a}_c (\bar{a}_p + \bar{a}_n + 4\bar{a}_{pn}) - \bar{b}_c (\bar{b}_p + \bar{b}_n + 2\bar{b}_{pn}) +$$

$$+ 2\bar{b}_{np}) - 4(\bar{d}_{cn} \bar{e}_{cn} - \bar{g}_{cn} \bar{f}_{cn} + \bar{d}_{cp} \bar{e}_{cp} -$$

$$- \bar{g}_{cp} \bar{f}_{cp})] - \frac{1}{12} [(\Gamma_1 - \Gamma_2) + 4a_c^2 (a_c - b_c)^2];$$

$$B_4^c = \frac{1}{6} [\bar{b}_c (\bar{a}_p + \bar{a}_n + 4\bar{a}_{pn}) + \bar{a}_c (\bar{b}_p + \bar{b}_n + 2\bar{b}_{pn}) +$$

$$+ 2\bar{b}_{np}) - 4(\bar{d}_{cp} \bar{g}_{cp} + \bar{e}_{cp} \bar{f}_{cp} + \bar{d}_{cn} \bar{g}_{cn} +$$

$$+ \bar{e}_{cn} \bar{f}_{cn})] - \frac{1}{3} g_c (a_c - b_c) (\Gamma_1 - \Gamma_2);$$

где:

$$\Gamma_1 - \Gamma_2 = a_c^2 - b_c^2 - d_c^2 - e_c^2;$$

$$\bar{a}_{c,p,n} = a_{c,p,n}^2 + d_{c,p,n}^2 + b_{c,p,n}^2 + e_{c,p,n}^2 - 2g_{c,p,n}^2;$$

$$\bar{b}_{pn} = 2g_p(a_n + b_n); \quad \bar{b}_{np} = 2g_n(a_p + b_p);$$

$$\bar{d}_{cp} = a_c a_p - g_c g_p; \quad \bar{d}_{cn} = a_c a_n - g_c g_n;$$

$$\bar{b}_{c,p,n} = 2g_{c,p,n} (a_{c,p,n} + b_{c,p,n});$$

$$\bar{a}_{pn} = a_p a_n + b_p b_n + d_p d_n + e_p e_n - 2g_p g_n;$$

$$\bar{g}_{cp} = b_c (g_p + 2g_n) + g_c (b_n + 2b_p);$$

$$\bar{e}_{cp} = b_c (b_p + 2b_n) + d_c (d_p + 2d_n) + e_c (e_p + 2e_n) -$$

$$- g_c (g_p + 2g_n);$$

$$\bar{e}_{cn} = b_c (b_n + 2b_p) - g_c (g_n + 2g_p) + d_c (d_n + 2d_p) +$$

$$+ e_c (e_n + 2e_p);$$

$$\bar{f}_{cp} = g_c a_p + g_p a_c; \quad \bar{f}_{cn} = g_c a_n + g_n a_c;$$

$$a_c = a_p - a_n; \quad b_c = b_p - b_n; \quad d_c = d_p - d_n;$$

$$g_c = g_p - g_n, \quad e_c = e_p - e_n;$$

$a_{p,n}; b_{p,n}; \dots$ - скалярные амплитуды p - p и p - n рассеяний.

Литература

1. Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов. ЯФ, 17, 301 /1973/.
2. Г.И.Лыкасов, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-7089, Дубна, 1973.
3. G.Fäldt. Nucl.Phys., B46, 460 (1972).
4. K.Gottfried. Annals of Physics, 66, 868 (1971).
5. Gunion, Blankenbecler. Phys.Rev., 3D, 2125 (1971).
6. В.М.Колыбасов. Материалы IV международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. Изд. ОИЯИ, Д1-6349, Дубна, 1971, стр. 27.
7. В.М.Колыбасов, Л.А.Кондратюк. Материалы IV международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. Изд. ОИЯИ, Д1-6349, Дубна, 1971, стр. 33.
8. G.Alberi, L.Bertocchi and Gregorio. Nuovo Cimento, 10A, 37 (1972).
9. L.Bertocchi and A.Capella. Nuovo Cimento, 51A, 369 (1967).
10. А.А.Тарасов, Ч.Цэрен. ЯФ, 13, 727 /1971/.
11. А.В.Тарасов, Ч.Цэрен. Препринт ОИЯИ, P2-4994, Дубна, 1970.
12. С.М.Биленький, Л.И.Липидус, Р.М.Рындин. УФН, 84, 243 /1964/.
13. Б.З.Копелиович, И.К.Поташникова. ЯФ, 13, 1032 /1971/.
14. R.H.Bassel, C.Wilkin. Phys.Rev., 174, 1179 (1969).
15. Б.М.Головин, А.М.Розанова. Препринт ОИЯИ, P-2861, Дубна, 1966.
16. V.K.Samaranyeka and G.Wilk. Lett al Nuovo Cim., 4, 27 (1972).
17. E.T.Boschitz et al. Phys.Rev., 6C, 457 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 октября 1973 года.