

МЕХАНИЗМ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ ${}^6\text{He}$

О. Имамбеков

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы

Представлена серия расчетов дифференциальных сечений упругого p - ${}^6\text{He}$ -рассеяния при двух энергиях 0.07 и 0.7 ГэВ/нуклон, в рамках глауберовской теории многократного дифракционного рассеяния. Использовались трехчастичные волновые функции: α - n - n с реалистическими потенциалами межкластерных взаимодействий. Исследована чувствительность упругого рассеяния к динамике протон-ядерного взаимодействия и к структуре ядер. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и с расчетами в рамках других формализмов.

Исследование как механизмов взаимодействия частиц с ядрами, так структуры самих ядер является фундаментальной задачей ядерной физики. Возможности для изучения свойств ядерной материи значительно расширились с получением пучков радиоактивных ядер. Измерение дифференциальных и полных сечений рассеяния протонов на этих ядрах в инверсной кинематике дает важную информацию об их структуре: неравномерностях нейтронной и протонной плотностей (гало), новых областях деформации и новом типе коллективных возбуждений при низких энергиях (мягком дипольном резонансе), нерегулярности в заполнении оболочек и др. Для того чтобы получить из экспериментальных данных надежные информации о структуре ядер мы должны хорошо знать механизмы взаимодействия частиц с исследуемыми ядрами при данной кинематической области. В связи с этим основное внимание в этой работе уделяется вопросу, какие именно свойства многочастичных моделей гало-ядер зондируются упругим рассеянием на протонах при промежуточных (от десятков до сотен МэВ/нуклон) энергиях. В частности, значительный интерес представляет проверка, насколько чувствителен этот процесс к динамике протон-ядерного взаимодействия, какова зависимость ДС от вклада высших кратностей рассеяния и от малых компонент ВФ при разной энергии налетающих частиц.

В работе представлена серия расчетов дифференциального сечения (ДС) упругого рассеяния протонов на изотопе ${}^6\text{He}$ в методе многократного дифракционного рассеяния Глаубера. Для ядра использовались волновые функции (ВФ), полученные в рамках современных трехчастичных ядерных моделей: α - n - n с реалистическими потенциалами межкластерных взаимодействий. Мы также сравниваем разные подходы к оценке ДС, чтобы выявить обоснованность разных моделей и значимость членов высших порядков в ряде многократного рассеяния. Проведено сравнение не только с имеющимися экспериментальными данными [1], но и с расчетами других авторов [2], выполненных в различных формализмах.

В соответствии с теорией многократного рассеяния Глаубера амплитуда упругого рассеяния протона на составном ядре массой A может быть записана, согласно [3], как интеграл по прицельному параметру \mathbf{p}_\perp :

$$M_{if}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_i M_f} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{p}_\perp d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{p}_\perp) \delta(\mathbf{R}_A) \langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle, \quad (1)$$

индексом « \perp » обозначены двумерные векторы, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка, $\langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle$ – амплитуда перехода из начального $\Psi_i^{JM_i}$, в конечное $\Psi_f^{JM_f}$, состояние ядра под действием оператора Ω ; в случае упругого рассеяния

$\Psi_i^{JM_J} = \Psi_f^{JM'_J}$, $\mathbf{R}_A = \frac{1}{A} \sum_{n=1}^A \mathbf{r}_n$ – координата центра масс ядра, \mathbf{k} – импульс налетающих частиц в с.ц.м., \mathbf{q}_\perp – переданный в реакции импульс.

В динамических мультикластерных моделях [4] для описания ядра как системы взаимодействующих кластеров конструируется пробная функция в виде произведения внутренних ВФ подсистем различных кластерных конфигураций частиц, соединенных координатами Якоби \mathbf{r}, \mathbf{R} :

$$\Psi_{i,f}^{JM_J} = \Psi_1 \Psi_2 \Psi_3 \Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (2)$$

где Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3 – внутренние ВФ кластеров (которые полагаются такими же, как ВФ свободных частиц), $\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ – ВФ их относительного движения. Индексом 1 обозначена α -частица, индексами 2 и 3 – n . Координата \mathbf{r} описывает относительное n - n - движение, ей сопряжен орбитальный момент λ с проекцией μ ; координата \mathbf{R} описывает относительное движение между центром масс n - n - и α -кластером, ей сопряжен орбитальный момент l с проекцией m . Волновую функцию относительного движения разложим в ряд по парциальным волнам

$$\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{\lambda l S} \Psi_{\lambda l S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (3)$$

Каждая парциальная функция факторизуется на радиальную и спин-угловую:

$$\Psi_{\lambda l S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Phi_{\lambda l}(r, R) F_{\lambda l S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (4)$$

Радиальная часть ВФ аппроксимируется линейной комбинацией гауссовских функций:

$$\Phi_{\lambda l}(r, R) = r^\lambda R^l \sum_{ij} C_{ij}^{\lambda l} \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2). \quad (5)$$

Веса компонент $C_{ij}^{\lambda l}$ находятся в результате численного решения уравнения Шредингера вариационным методом, коэффициенты α_i, β_j задаются на тангенциальной сетке. Спин-угловая часть

$$F_{\lambda l S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{M_L M_S \mu m} \langle \lambda \mu l m | L M_L \rangle \langle s_1 m_1 s_2 m_2 | S M_S \rangle \langle L M_L S M_S | J M_J \rangle Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r}) Y_{lm}(\mathbf{R}) \chi_{S M_S} \quad (6)$$

есть произведение коэффициентов Клебша–Гордана, определяющих схему сложения моментов ($s_i m_i$ – спины и проекции «валентных» частиц (n, p), L, M_L, S, M_S, J, M_J – орбитальный, спиновый и полный моменты ядер), на сферические $Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r}), Y_{lm}(\mathbf{R})$ и спиновую $\chi_{S M_S}$ функции.

Конфигурация ВФ определяется квантовыми числами $\lambda l L S$.

В соответствии с представлением ВФ в виде (2), оператор Ω может быть записан в виде разложения в ряд многократного рассеяния протона на каждой налетающей подсистеме:

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 - \Omega_1 \Omega_2 - \Omega_1 \Omega_3 - \Omega_2 \Omega_3 + \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3. \quad (7)$$

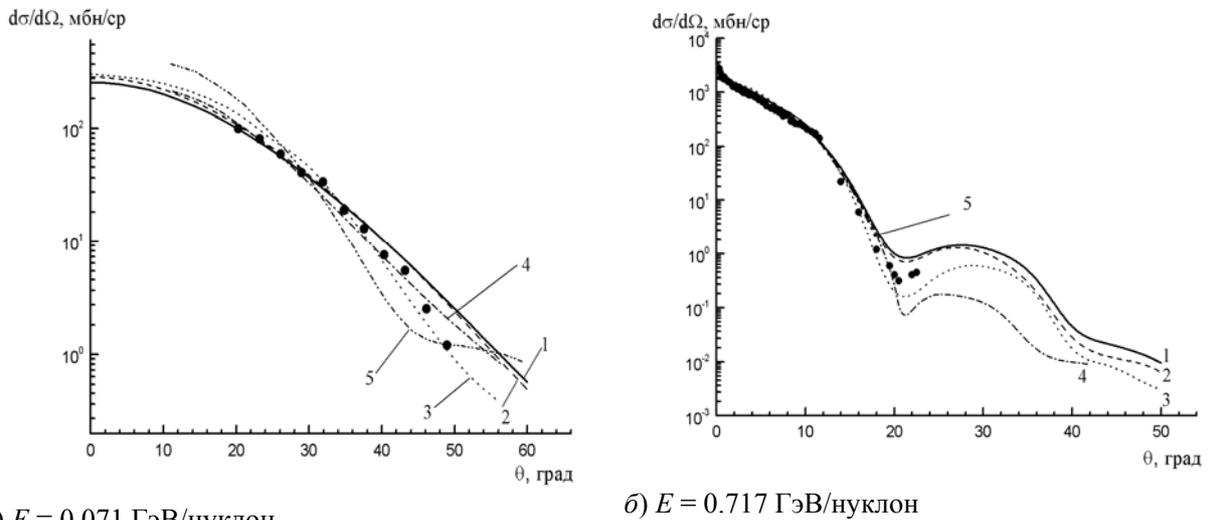
Здесь индексы 1, 2, 3 нумеруют те же кластеры, что и в ВФ. Техника вычисления матричного элемента с трехчастичными ВФ (2) подробно рассмотрена в работе [5]. Заметим только, что ВФ, разложенная по гауссоидам (5) и оператор Ω , записанный в виде (7), согласованным с видом трехчастичных ВФ, позволяют проинтегрировать амплитуду (1), аналитически, что повышает точность расчета.

Дифференциальное сечение, измеряемое в эксперименте, с которым мы сравниваем полученные результаты, определяется как квадрат модуля матричного элемента:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_{if}(\mathbf{q}_{\perp})|^2. \quad (8)$$

Рассчитав ДС упругого рассеяния протонов на ядре ${}^6\text{He}$ в инверсной кинематике, мы сравниваем их с имеющимися экспериментальными данными и с расчетами как в глауберовском, так и в других формализмах.

На рис.1 показана зависимость ДС p - ${}^6\text{He}$ -рассеяния от модельных ВФ, рассчитанных с разными потенциалами взаимодействий для двух энергий $E = 0.071$ ГэВ/нуклон (а) и $E = 0.717$ ГэВ/нуклон (б). Кривые 1, 2 и 3 вычислены с ВФ в моделях 1, 2 и оболочечной. В модели 1 и 2 различаются с разными n - α потенциалами. В случае 1 это потенциал Сака-Биденхаона-Брейта, а в случае 2 - потенциал с расщепленной по четности орбитального момента. Экспериментальные данные на рис.1а взяты из работы [1].



а) $E = 0.071$ ГэВ/нуклон

б) $E = 0.717$ ГэВ/нуклон

Рис.1. Зависимость ДС p - ${}^6\text{He}$ -рассеяния от модельных ВФ, рассчитанных с разными потенциалами взаимодействий для двух энергий

Сравнение расчета с экспериментом на рис.1а при 0.071 ГэВ/нуклон показывает, что при малых углах рассеяния ($\theta < 38^\circ$) ДС с трехчастичными ВФ хорошо согласуется с экспериментальными данными, при больших углах ($\theta > 38^\circ$) расчетные кривые идут выше экспериментальных точек. Сечение, рассчитанное с оболочечной ВФ [6]: $\Psi^{JM_J} = 0.973 [2]^{31}S + 0.23 [11]^{33}P$ хуже, чем с трехчастичной, описывает эксперимент. Различия в описании ДС с различными модельными ВФ связаны с их поведением внутри ядра и на периферии. В случае малых углов рассеяния переданный импульс мал (при $\theta = 2^\circ$, $q = 0.011$ ГэВ/с) и может быть прондирована только периферическая область ядра (т.е. асимптотика ВФ). У трехчастичной ВФ она более протяженная, чем у оболочечной. При больших углах рассеяния частицы больше взаимодействуют во внутренней области ядра, где эффекты корреляции частиц проявляются сильнее, и мы наблюдаем различное поведение угловых распределений. Для сравнения с нашими результатами на рис.1а приведены результаты из работы [7], в которой расчет проведен в фолдинг-модели с тремя различными плотностями ${}^6\text{He}$: LSSM [8], расчет с ней показан линией 4, COSMA [9], расчет с ней показан линией 5 и плотность, использованная Tanihata (она близка

к COSMA и на рисунке не показана). Из рисунка видно, что наилучшее согласие с экспериментом достигнуто в расчете с плотностью в LSSM, тогда как расчет с плотностью COSMA неудовлетворительно описывает экспериментальные данные при всех углах. Физические причины предпочтительности LSSM плотности заключаются в ее более протяженной экспоненциальной асимптотике, по сравнению с плотностью, основанной на гауссоидах (COSMA).

На рис.1б видно, что сечения, рассчитанные нами с трехчастичными α - n - n ВФ очень близки друг к другу (кривые 1 и 2), что говорит о малой чувствительности ВФ к различным межкластерным потенциалам взаимодействия. Расчет с оболочечной ВФ отличается от кластерных, что особенно заметно в области минимума сечения и при больших углах. Для сравнения с нашим расчетом (кривые 1, 2, 3) мы приводим расчет из работы [10]. В этих работах расчет ДС также проведен в глауберовском приближении. Кривая 5 рассчитана с фаддеевской трехтельной ВФ. Поскольку идеология работы [10] близка к нашей, то на рисунке кривые 1 и 5 буквально сливаются. Однако если при малых углах $\theta < 14^\circ$ имеется не только качественное, но и количественное согласие с экспериментом, то при $\theta > 14^\circ$ расчетные кривые идут выше экспериментальных точек, что может быть обусловлено как неадекватностью ВФ, так и неприменимостью глауберовского приближения для больших углов.

Таким образом, показано, что ДС хотя и зависят от структуры ВФ, однако при малых углах рассеяния (там, где заметно играет роль асимптотическое поведение ВФ), зависимость эта очень слабая: все кривые одинаково описывают сечение до углов $\theta < 20^\circ$. Однако в области минимума сечений ни одна из расчетных кривых не согласуется с экспериментальными данными, хотя все они (кроме кривой 5, которая рассчитана только до $\theta \sim 18^\circ$) предсказывают минимум в этой области

Рассмотрим более детально, какой вклад в ДС дают различные компоненты ВФ в p^6 He-рассеянии. ВФ относительного движения ${}^6\text{He}$ можно записать как сумму двух компонент: $\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{\lambda LS} \Psi_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Psi_{0000}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{1111}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$. Подставив ее в амплитуду (1), а затем в

ДС (8), можем вычислить, какой вклад в сечение дает каждая из компонент

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \cdot \left| \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_s M_s'} \int d\mathbf{p}_\perp d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{p}_\perp) \delta(\mathbf{R}_A) \left\{ \langle \Psi_{0000}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{0000}^{JM_J} \rangle + \langle \Psi_{1111}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{1111}^{JM_J} \rangle \right\} \right|^2 \quad (9)$$

На рис. 2 показан вклад в ДС (кривая 1, та же, что кривая 1 на рис.1б) от S-волны (кривая 2), соответствующей учету первого члена в формуле (9), и P-волны (кривая 3), соответствующей учету второго члена в формуле (9) при $E = 0.717$ ГэВ/нуклон. Чтобы объяснить поведение сечения, обратимся к геометрической форме различных ядерных состояний, которые рассчитаны в [4]. S-состояние включает в себя две геометрические конфигурации: динейтронную α -(2n) и сигарообразную (n- α -n) с α -частицей между двумя нейтронами. Эти конфигурации характеризуются следующими внутриядерными расстояниями: α -(2n) - $r_{n-n} = 1.7$ Фм, $R_{\alpha-2n} = 3$ Фм; (n- α -n) - $r_{n-n} = 4$ Фм, $R_{\alpha-2n} = 1$ Фм, где r_{n-n} - среднее расстояние между двумя нейтронами, $R_{\alpha-2n}$ - среднее расстояние между центром масс двух нейтронов и α -частицей. Из-за того, что в α -(2n)- конфигурации $r_{n-n} = 1.7$ Фм следует, что динейтронный кластер в ядре сильно сжат, поскольку размер свободного дейтрона равен 4.3 Фм. На рисунке видно, что сечение, рассчитанное с S-волной, в соответствие со своим весом (95.7% в модели 1) дает основной вклад и полностью доминирует при малых углах рассеяния. Конфигурация P-волны близка к равностороннему треугольнику с $r_{n-n} = 2.3$ Фм, $R_{\alpha-2n} = 1.8$ Фм, который

вращается вокруг общего центра масс. Эта конфигурация дает небольшой вклад в сечение, заметный лишь при больших углах рассеяния $\theta > 45^\circ$. В сечении с P -волной наблюдается резкий минимум при $\theta \approx 13^\circ$, не влияющий, однако, на суммарное сечение, т.к. значение ДС с S -волной в этой области на 4 порядка больше.

В нашем подходе глауберовский оператор Ω (формула (7)) разложен в ряд рассеяния на составляющих ядро подсистемах (кластерах). Подставив его в ДС, получим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| M_{ij}^{(1)}(\mathbf{q}) - M_{ij}^{(2)}(\mathbf{q}) + M_{ij}^{(3)}(\mathbf{q}) \right|^2, \quad (11)$$

где $M_{ij}^1(\mathbf{q}_\perp)$, $M_{ij}^2(\mathbf{q}_\perp)$, $M_{ij}^3(\mathbf{q}_\perp)$ – парциальные амплитуды одно-, двух- и трехкратного соударений.

На рис. 3 показаны парциальные ДС для $p^6\text{He}$ -рассеяния ($\Omega_1 = \Omega_\alpha$, $\Omega_2 = \Omega_{n1}$, $\Omega_3 = \Omega_{n2}$), в которых учитываются отдельно первый (кривая 1), второй (кривая 2) и третий (кривая 3) члены формулы (11), и их сумма с учетом интерференции (кривая 4). Из рисунка видно, что основной вклад при малых углах рассеяния ($\theta < 20^\circ$) дают однократные соударения с α -кластером и двумя валентными нейтронами, однако амплитуда их быстро убывает и с увеличением угла рассеяния начинают доминировать высшие кратности. Видно также, что при малых углах рассеяния кривая 1 расположена выше суммарной кривой 4, поскольку в ряде (11) член двукратного рассеяния вычитается из однократного и суммарное сечение уменьшается, что улучшает согласие с экспериментом. В точке, где кривые одно- и двукратного сечений пересекаются, в суммарной кривой 4 имеет место минимум, возникающий из-за деструктивной интерференции при возведении в квадрат матричных элементов в формуле (11). После интерференционного минимума начинают доминировать двукратные соударения и при $\theta \approx 50^\circ$ к ним приближаются трехкратные. Разложение (7) дает нам удобный способ установления значимости членов однократного и рассеяния высших порядков. Из рисунка видно, что для корректного описания ДС в широком угловом диапазоне (до $\theta \sim 50 \div 60^\circ$) необходимо учитывать вклады высших порядков соударений. Этот вывод подтверждает и ряд других работ [11], в которых анализировался вклад в сечение высших порядков ряда многократного рассеяния при рассеянии протонов на ядрах ^6He , ^{11}Li , ^{11}Be в инверсной кинематике.

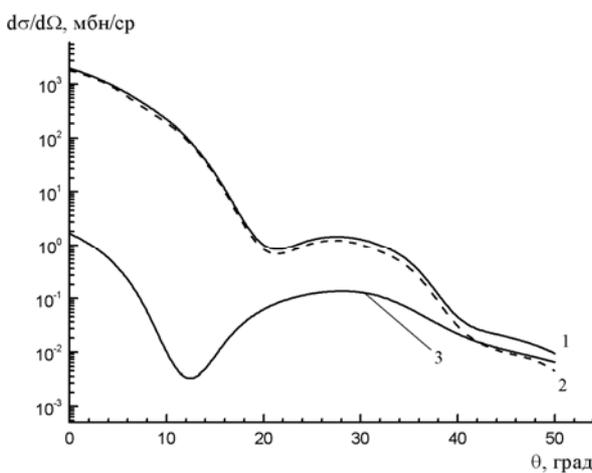


Рис. 2. Вклад в ДС от S - и P - волн

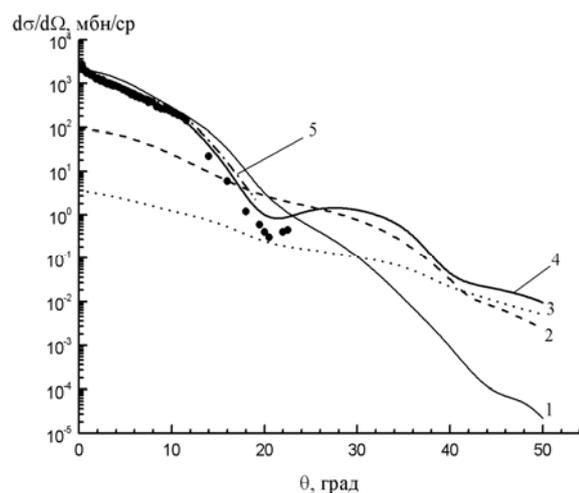


Рис. 3. Парциальные ДС для $p^6\text{He}$ -рассеяния

В нашей модели в однократном рассеянии имеется несколько составляющих. Первая определяется кором ($\Omega_1 = \Omega_\alpha$), вторая – валентная составляющая, определяется рассеянием на нейтронах ($\Omega_2 + \Omega_3 = \Omega_{n1} + \Omega_{n2}$). Таким образом, в однократном рассеянии содержится существенная информация о структуре как кора, так и кожа.

Сечение однократного рассеяния можно записать:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| M_{ij}^{(1)}(\Omega_1) + M_{ij}^{(1)}(\Omega_2) + M_{ij}^{(1)}(\Omega_3) \right|^2, \quad (15)$$

Результат такого расчета для $p^6\text{He}$ -рассеяния при $E = 0.717$ ГэВ/нуклон показан на рис. 4. Кривая 2 – рассеяние на α -частице, соответствующее учету первого члена (15), кривая 3 – рассеяние на двух валентных нуклонах, соответствующее учету второго и третьего членов (15), кривая 1 – вклад всех членов формулы (15). Из рисунка видно, что при всех углах рассеяния основной вклад в сечение вносит рассеяние на α -частице, рассеяние на нуклонах дает небольшой вклад в области передних углов рассеяния.

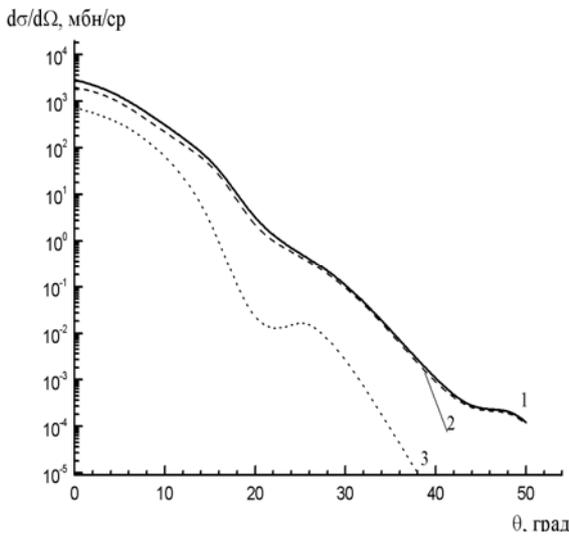


Рис.4. Сечение однократного рассеяния

Понятно, что избыточные нейтроны локализованы в поверхностной области, поэтому их вклад в ДС заметен при малых углах, но уже при $\theta > 10^\circ$ ДС рассеяния на нуклонах становится на порядок меньше ДС рассеяния на коре, и дальше оно быстро спадает, так что рассеяние на большие углы полностью определяется кором. При нулевом угле ($\theta = 0^\circ$) согласно оптической теореме сечение определяется мнимой частью амплитуды в нуле, которая прямо связана с полным сечением σ_{tot} в элементарной амплитуде pn - и $p\alpha$ -рассеяния; для $E = 0.7$ ГэВ, $\sigma_{tot}^{pp} = 4.55$ Фм² [12], $\sigma_{tot}^{p\alpha} = 12.5$ Фм² [13], первое в три раза меньше, чем второе, поэтому и при нулевом угле ДС рассеяния на α -частице больше, чем на нейтронах.

В работе рассчитаны характеристики упругого $p^6\text{He}$ -рассеяния при двух энергиях 0.07 и 0.7 ГэВ/нуклон, в рамках глауберовского формализма. Существенной частью представленного расчета является то, что мы использовали реалистические трехчастичные ВФ, полученные в рамках современных ядерных моделей. Из проведенного расчета и анализа ДС упругого рассеяния протонов на ядре ^6He в инверсной кинематике можно сделать следующие выводы.

1. Анализируя ДС, рассчитанные с различными модельными ВФ (как в глауберовском приближении, так и в других формализмах) мы показали, что ДС слабо зависит от поведения ВФ на асимптотике (что соответствует малым переданным импульсам, т.е. рассеянию на малые углы), гораздо сильнее зависимость от внутренней части ВФ (что соответствует большим переданным импульсам, т.е. рассеянию на большие углы).

2. Первый вывод подтверждается расчетом вклада различных составляющих в сечение однократного рассеяния. Выделив в нем члены, зависящие от рассеяния на коре и на коже, мы показали, что ДС упругого рассеяния во всей области углов определяется, в основном, рассеянием на коре. Рассеяние же на нейтронах, находящихся на периферии, дает небольшой вклад в сечение только при малых углах рассеяния, поскольку низкоплотностный скин не может отклонить частицу на большой угол.

3. Разложив глауберовский оператор многократного рассеяния в ряд рассеяния на кластерах и нуклонах, входящих в состав ядер, мы рассчитали ДС с учетом всех кратностей соударения и парциальные – одно-, двух- и трехкратные сечения и показали, что хотя основной вклад в ДС при малых переданных импульсах дают однократные соударения, при больших переданных импульсах динамические вклады высших порядков значительны и обязательно должны учитываться.

4. Сравнение с результатами расчетов, проведенными в других формализмах (HEA, оптическая модель, FIA, FSA) и с различными модельными ВФ, показало хорошую точность глауберовского приближения и непротиворечивое описание экспериментальных данных.

Литература

1. Moon C. B. et al., Phys. Lett. 1992, v.B297, p.39; Alkhasov G. D. et al. // Phys.Rev.Lett., 1997, v.78, p.2313; Dobrovolsky A. V. et al. // Nucl.Phys., 2006, v.A766, p.1.
2. Dortmans P.J. et al., Phys. Rev., 1998, v.C58, p.2249; Al-Khalili S. et al. // Phys.Rev., 2007, v.C75, p.024608; Lukyanov K. V. et al. // Eur.Phys.J., 2007, v.A33, p.389.
3. Glauber R. J. Lectures in Theoretical Physics. N.Y.: Intersci., 1959, p.315.
4. Kukulin V.I. et al. // Nucl.Phys. 1986, v.A453, p.365; Kukulin V.I. et al. // Nucl.Phys., 1995, v.A586, p.151.
5. Жусупов М. А., Ибраева Е. Т., Имамбеков О., Сагиндыков Ш. Ш. // ЯФ, 2008, т.71, с.1300.
6. Бояркина А. Н., Структура ядер 1р-оболочки 19736 Изд. МГУ, с.45.
7. Лукьянов К. В. и др. // Изв РАН сер. физ., 2008, т.72, с.903
8. S. Karataglidis et al. // Phys. Rev. C 61, 024319 (2000).
9. Zhukov M. V. et al. // Phys. Rev., 1994, v.C50, p.25.
10. Abu-Ibrahim B. et al. // Nucl.Phys., 1999, v.A657, p.391.
11. Crespo R. et al. // Phys. Rev., 1999, v.C60, p.034007.
12. Hasell D. K. et al. // Phys. Rev., 1986, v.C34, p.236.
13. Tag Eldin I. M. A. et al. // J.Phys., 1990, v.G16, p.1051.

ПРОТОНДАРДЫҢ ${}^6\text{He}$ ЯДРОСЫНАН СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫНЫҢ МЕХАНИЗМІ

О.Имамбеков

Глаубердің көпретті диффракциялық шашырау теориясының ауқымында екі, 0.07 және 0.7 ГэВ/нуклон, энергияларында ${}^6\text{He}$ -шашырауының дифференциалдық кимасының бірқатар есептеулері келтірілген. Кластераралық әсерлесудің α - n - n нақтылы потенциалдарына негізделген үшбөлшекті толқындық функциялар пайдаланылған. Серпімді шашыраудың протон-ядролық әсерлесудің динамикасы мен ядро құрылымына сезімталдығы зерттелген. Нәтиже басқа формализмдердің ауқымында жүргізілген есептеулермен және қолда бар тәжірибелік деректермен салыстырылған.

THE MECHANISM OF PROTONS ELASTIC SCATTERING ON ${}^6\text{He}$ NUCLEI

O. Imambekov

A series of differential cross sections calculations of the elastic ${}^6\text{He}$ -scattering at two energies 0.07 and 0.7 GeV/nucleon by the Glauber theory of the multiple diffraction scattering is presented. The wave functions, received within the three-body nuclear model, were used: α - n - n with realistic potentials of intercluster interactions. The sensitivity of elastic scattering to dynamics of proton-nucleus interaction and to the nuclei structure has been investigated. The comparison with the experimental data and calculations available in other formalisms was carried out.