

УДК 539.172

ОПИСАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ И КВАЗИУПРУГОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ЯДЕР ^3He НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА В S -МАТРИЧНОЙ МОДЕЛИ С ПОЛЮСАМИ РЕДЖЕ**А.В. Кузниченко¹, Г.М. Онищенко¹, В.В. Пилипенко², Н. Буртебаев³**¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы 4, Харьков 61077²Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", ул. Академическая 1, Харьков 61108³Институт ядерной физики, ул. Ибрагимова 1, Алматы 480082, Республика Казахстан

Поступила в редакцию 25 ноября 2005 г.

Предложено обобщение феноменологической S -матричной модели с учетом обособленных полюсов Редже для одновременного описания рефракционных эффектов в сечениях упругого рассеяния и квазиупругих реакций перезарядки легких ионов на ядрах. Проанализированы сечения упругого рассеяния ^3He и квазиупругой реакции ($^3\text{He}, ^3\text{H}$) с возбуждением изобар-аналогов основных состояний ядер мишени на ядрах ^{14}C при 72 МэВ и на ядрах ^{13}C при 72 и 39,6 МэВ. Показано, что предложенная модель позволяет удовлетворительно описать рассмотренные случаи упругого рассеяния и реакций перезарядки, правильно воспроизводя рефракционные эйри-структуры и эффект аномального рассеяния назад.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: легкие ионы, реакции перезарядки, рефракционные эффекты, S -матрица, полюсы Редже

На протяжении последних двух с половиной десятилетий значительное внимание уделялось экспериментальному и теоретическому исследованию рефракционных эффектов в дифференциальных сечениях процессов столкновений легких ядер ядрами, измеряемых в широком диапазоне углов в области средних энергий. Анализ таких эффектов является незаменимым источником информации о характере взаимодействия между ядрами в его внутренней области и позволяет существенно уточнить характерные особенности соответствующих оптических потенциалов для данных систем рассеяния (см. [1] и ссылки там же). При этом наибольший интерес привлекает изучение рефракционных эффектов типа эйри-структур (т.е. поведения сечений, подобного картине радужного рассеяния) и аномального рассеяния назад (ALAS).

Наряду с изучением рефракционных эффектов в угловых распределениях упругого рассеяния ядер, все больший интерес привлекают исследования аналогичных явлений в процессах квазиупругих столкновений ядер в рассматриваемой области энергий. Исторически первым примером таких процессов явилось неупругое рассеяние легких ионов с возбуждением низколежащих коллективных состояний ядер мишени. Проявление эффекта ядерной радуги в сечениях неупругого ядерного рассеяния дало основание предполагать, что и в других процессах квазиупругих ядерных столкновений также могут иметь место рефракционные эффекты, подобные ядерной радуге в сечениях упругого рассеяния. К числу таких квазиупругих процессов относятся, в частности, реакции перезарядки легких ядер, сопровождающиеся возбуждением изобарического аналога основного состояния ядер мишени. Ядерные реакции перезарядки представляют значительный интерес для изучения свойств ядерных сил и механизмов взаимодействия ядер. Они являются важным источником информации об изоспиновой части ядерного взаимодействия. Реакции перезарядки привлекли к себе внимание еще в начале 60-ых годов после работы [2], в которой было экспериментально обнаружено, что в реакции (p, n) на средних ядрах возбуждаются уровни малой ширины, идентифицированные как изобар-аналоги основных состояний ядер мишени. Вскоре возбуждение изобар-аналоговых состояний было обнаружено и в реакции ($^3\text{He}, ^3\text{H}$) [3]. В [4] было показано, что не только в легких, но и в средних и тяжелых ядрах изотопический спин является применимым квантовым числом и изобар-аналоговые состояния должны существовать и в тяжелых ядрах, что было подтверждено экспериментально [5].

В работах [6–8] впервые была предсказана возможность проявления эффекта ядерной радуги в реакции изобар-аналоговой перезарядки ($^3\text{He}, ^3\text{H}$) на ядрах. Вскоре были предприняты попытки [9–13] экспериментально обнаружить такие рефракционные эффекты в реакциях перезарядки ($^3\text{He}, ^3\text{H}$) и ($^6\text{Li}, ^6\text{He}$) на легких ядрах, с возбуждением как изобар-аналоговых, так и других конечных состояний. Эти исследования увенчались обнаружением в угловых распределениях изучаемых реакций достаточно хорошо выраженных радугоподобных горбов с последующим экспоненциальным убыванием сечения. Кроме того, в [11] при очень больших углах рассеяния был также обнаружен эффект подъема сечения, аналогичный ALAS при упругом рассеянии. В этих работах был сделан вывод, что анализ реакции перезарядки совместно с упругим рассеянием позволяет сузить неоднозначность выбора оптических потенциалов.

На протяжении ряда лет авторами настоящей работы развивалась феноменологическая S -матричная модель [14–19], с помощью которой удалось провести успешный анализ рефракционных эффектов в сечениях упругого рассеяния легких ядер ядрами в широком диапазоне энергий налетающих ядер и в полном диапазоне углов рассеяния. При анализе рефракционных картин типа сложных эйри-структур и аномального рассеяния назад, наблюдаемых при энергиях вблизи и ниже критической энергии ядерной радуги ($E \leq E_{\text{cr}}$), данная модель была усовершенствована путем учета “обособленных” полюсов Редже [16–19], которые приближаются к

действительной оси углового момента и, как предполагается, играют важную роль в формировании этих эффектов. Данная модель рассматривается нами как дополнительный метод анализа рефракционных эффектов при столкновениях ядер, который можно использовать, в частности, для уточнения выводов, получаемых на основе оптической модели. Недавно данная S -матричная модель с учетом обособленных полюсов Редже была обобщена и успешно применена для одновременного анализа рефракционных эффектов как при упругом рассеянии легких ядер, так и при неупругом рассеянии с возбуждением низколежащих коллективных состояний ядер мишени. При этом описание сечений неупругого рассеяния рассматривалось как критический тест для результатов анализа сечений упругого рассеяния. В настоящей работе проводится дальнейшее развитие модели с обособленными полюсами Редже для совместного анализа рефракционных эффектов в сечениях упругого рассеяния и квазиупругих реакций перезарядки легких ядер. Предлагаемая модель применяется для анализа нескольких угловых распределений упругого рассеяния и зарядово-обменной реакции (^3He , ^3H) (с возбуждением изобар-аналога основного состояния ядер мишени) на ядрах углерода $^{13,14}\text{C}$.

ОПИСАНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ S -МАТРИЧНОЙ МОДЕЛИ

В используемой феноменологической S -матричной модели мы исходим из стандартного выражения для амплитуды упругого рассеяния ядер $f(\theta)$ в форме разложения по парциальным волнам:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [e^{2i\sigma_l} - S(L)] P_l(\cos \theta), \quad (1)$$

где $f_c(\theta)$ – амплитуда кулоновского рассеяния двух точечных зарядов, равных зарядам сталкивающихся ядер, k – модуль волнового вектора, σ_l – кулоновская фаза рассеяния для точечных зарядов, $P_l(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра. Матрица рассеяния $S(L)$, полностью определяющая процесс рассеяния, как функция углового момента $L=l+1/2$ выбирается в виде определенной параметризации, выбираемой из физических соображений, и в полном варианте модели представляется в следующей форме:

$$S(L) = S_N^{(b)}(L) S^{(p)}(L) \exp[2i\sigma_c(L)]. \quad (2)$$

В (2) множитель $S_N^{(b)}(L)$ описывает гладкую зависимость ядерной части S -матрицы от L , для которой нами была найдена следующая параметризация [14, 15]:

$$S_N^{(b)}(L) = \eta(L) \exp[2i\delta(L)], \quad (3)$$

$$\eta(L) = \exp[\ln(\varepsilon)g(L, L_0, \Delta_0)], \quad 2\delta(L) = \delta_0 g^2(L, L_1, \Delta_1), \quad (4)$$

где $g(L, L_i, \Delta_i)$ удобно выбрать в форме симметризованной размытой ступенчатой функции [20]:

$$g(L, L_i, \Delta_i) = \frac{\text{sh}(L_i / \Delta_i)}{\text{ch}(L_i / \Delta_i) + \text{ch}(L / \Delta_i)}. \quad (5)$$

В (5) параметры L_0 , Δ_0 и L_1 , Δ_1 характеризуют размеры и размытие поглощающей и преломляющей областей взаимодействия сталкивающихся ядер в пространстве моментов. Параметр δ_0 задает величину ядерной рефракции, ε – прозрачность ядра-мишени в области малых моментов. Функция $\sigma_c(L)$ в (2) – фаза кулоновского рассеяния на потенциале $V_c(R_c, r)$ однородно заряженной сферы радиуса R_c , для которой используется квазиклассическое выражение, приведенное в [14]. Фактор $S_N^{(b)}(L)$ мы называем “фоновым” в отличие от полюсного фактора $S^{(p)}(L)$, который необходим для учета влияния одного или нескольких полюсов и нулей S -матрицы, расположенных вблизи действительной оси L . Можно полагать, что фоновый фактор $S_N^{(b)}(L)$ описывает суммарный вклад от фонового интеграла и множества (бесконечного в случае большинства используемых оптических потенциалов) полюсов S -матрицы, расположенных достаточно далеко от действительной оси. При энергиях выше критической энергии ядерной радуги, $E > E_{\text{cr}}$, все полюсы и нули S -матрицы находятся достаточно далеко от действительной оси [21], и можно использовать простой вариант модели [14], положив $S^{(p)}(L) = 1$:

$$S(L) = S_N^{(b)}(L) \exp[2i\sigma_c(L)]. \quad (6)$$

В этом случае модуль S -матрицы и действительная фаза рассеяния являются монотонными функциями L , причем играющая важную роль квазиклассическая функция отклонения $\Theta(L) = d[\text{Arg } S(L)]/dL$ имеет минимум, отвечающий эффекту ядерной радуги. Такой вариант модели хорошо описывает радужное рассеяние ядер. При анализе сечений в области энергий вблизи и ниже критической энергии, $E \leq E_{\text{cr}}$, необходим учет одного или нескольких обособленных полюсов и нулей S -матрицы с помощью полюсного фактора $S^{(p)}(L)$. Появление обособленных полюсов при $E \leq E_{\text{cr}}$ объяснялось в [21] существованием квазистационарных резонансов в потенциальном кармане в действительной части эффективного оптического потенциала в определенной области значений L . Заметим, что обособленные полюсы Редже можно рассматривать как квантовый аналог классического режима закручивания, имеющего место при энергиях $E \leq E_{\text{cr}}$. Полюсный фактор удобно представить в виде:

$$S^{(p)}(L) = \exp[\chi^{(p)}(L)], \quad (7)$$

где выражение для функции $\chi^{(p)}(L)$ можно выбрать, используя представление типа Ченга [22]. При этом нами было предложено следующее выражение для вклада от каждой учитываемой пары полюс-нуль [16, 17]:

$$\chi^{(p)}(L) = L g_F(L, L_F, \Delta_F) \int_{L_p}^{L_z} dL' \frac{F(L', L)}{L' g_F(L', L_F, \Delta_F) (L' - L)}. \quad (8)$$

Здесь функция $g_F(L, L_F, \Delta_F)$ характеризует геометрию области взаимодействия между ядрами и в простейшей форме может быть выбрана как Ферми-ступенька:

$$g_F(L, L_F, \Delta_F) = \left[1 + \exp\left(\frac{L - L_F}{\Delta_F}\right) \right]^{-1}. \quad (9)$$

В (9) Δ_F – большая из величин Δ_0 и $\Delta_1/2$, величина L_F является характерным граничным значением L , которое мы определяем согласно условию $|S_N^{(b)}(L_F)| = (1 + \varepsilon)/2$. Для функции $g_F(L, L_F, \Delta_F)$ можно использовать другие равноценные формы, выбор которых обсуждается в [16, 17]. В формуле (8) вместе с обособленным полюсом L_p учитывается нуль S -матрицы в точке L_z , который также может приближаться к действительной оси [21]. При наличии неупругих каналов соотношение $L_z = L_p^*$ не выполняется, и обособленные нули могут лежать в четвертом или первом квадранте, тогда как рассматриваемые полюсы всегда расположены в первом квадранте. В случае учета N пар полюсов и нулей S -матрицы функцию $\chi^{(p)}(L)$ можно представить в виде:

$$\chi^{(p)}(L) = g_F(L, L_F, \Delta_F) \sum_{i=1}^N [\Phi(L, L_{zi}) - \Phi(L, L_{pi})], \quad (10)$$

$$\Phi(L, L_{p,z}) = \ln\left(\frac{L - L_{p,z}}{L_{p,z}}\right) - \exp\left(\frac{L - L_F}{\Delta_F}\right) E_1\left(\frac{L - L_{p,z}}{\Delta_F}\right) + \exp\left(-\frac{L_F}{\Delta_F}\right) E_1\left(-\frac{L_{p,z}}{\Delta_F}\right), \quad (11)$$

где $E_1(z) = \int_0^\infty dt \exp(-t)/t$ – интегральная экспонента. При получении (11) из (8) была опущена возникающая плавная добавка к действительной фазе рассеяния, не зависящая от L_p и L_z , так как ее можно учесть варьированием параметров фоновой части S -матрицы.

Обратимся теперь к обобщению модели на случай учета изоспиновой зависимости S -матрицы с целью описания изобар-аналоговой реакции перезарядки. При этом будем ориентироваться на описание таких реакций на основе оптической модели. В работе [23] было предложено обобщение оптической модели путем добавления к обычному оптическому потенциалу $U_0(r)$ члена, зависящего от изотопических спинов сталкивающихся ядер:

$$U(r) = U_0(r) + U_t(r) \mathbf{t} \mathbf{T}, \quad (12)$$

где $\mathbf{t}$ и $\mathbf{T}$ – операторы изоспина налетающей частицы и ядра мишени. Такая модель, называемая моделью Лейна, позволяет описать реакции перезарядки с возбуждением изобар-аналоговых состояний в ядрах мишени и применялась во многих работах. Аналогично, для описания квазиупругих реакций перезарядки частиц с изоспином $t=1/2$ (например, ядер ^3He) на основе S -матричного подхода необходимо в выражении для ядерной части матрицы рассеяния учесть изоспиновое слагаемое

$$S(L) = S_0(L) + S_i(L)\mathbf{tT}. \quad (13)$$

Чтобы выбрать выражение для изоспиновой части S -матрицы $S_i(L)$, следует учесть, что реакции перезарядки носят поверхностный характер. Это, в частности, проявляется в том, что радиальную зависимость изоспиновой части оптического потенциала $U_i(L)$, зачастую удается выбрать подобной производной от $U_0(r)$, что эквивалентно включению в $U_0(r)$ малой изоспиновой добавки к радиусу ядра:

$$R(\mathbf{t}, \mathbf{T}) = R + \rho \mathbf{tT}, \quad |\rho| \ll R. \quad (14)$$

В связи с этим для описания квазиупругой реакции (^3He , ^3H) учтем изоспиновую зависимость S -матрицы с помощью приема, аналогичного процедуре, примененной в [24–26] при изучении реакций перезарядки в рамках дифракционной модели. Согласно этому рецепту, чтобы ввести изоспиновую часть в выражение для амплитуды рассеяния, следует, по аналогии с (14), ввести в граничные моменты L_0 и L_1 малые добавки, зависящие от операторов изоспина. При использовании выражения (2) для S -матрицы в общем случае нужно также учесть изоспиновую зависимость полюсного фактора $S^{(p)}(L)$, так как он несет в себе часть гладкой фоновой фазы рассеяния и зависит от геометрического параметра L_F , являющегося некоторой функцией радиуса ядра R . В итоге, следует произвести следующую замену:

$$L_{0,1} \rightarrow L_{0,1}(\mathbf{t}, \mathbf{T}) = L_{0,1} + \lambda_{0,1}\mathbf{tT}, \quad L_F \rightarrow L_F(\mathbf{t}, \mathbf{T}) = L_F + \lambda_F\mathbf{tT}. \quad (15)$$

Производя разложение в ряд с точностью до членов первого порядка по малым величинам $\lambda_{0,1}$ и λ_F и учитывая, что приближенно выполняется $d\eta/dL_0 \approx -d\eta/dL$, $d2\delta/dL_1 \approx -d2\delta/dL$, получаем следующее выражение для амплитуды взаимодействия ядер ^3He с ядрами мишени:

$$\hat{f}(\theta) = f_0(\theta) + f_i(\theta)\mathbf{tT}, \quad (16)$$

где амплитуда $f_0(\theta)$ определяется выражением (1) с S -матрицей (2)–(5), (7), (10), (11), а $f_i(\theta)$ – изоспиновая часть амплитуды взаимодействия, имеющая вид

$$f_i(\theta) = \frac{i}{k} \sum_{l=0}^{\infty} L \omega_l(L) P_l(\cos \theta), \quad (17)$$

с изоспиновой профильной функцией $\omega_l(L)$, определяемой формулой

$$\omega_l(L) = \left[\lambda_0 \frac{d\eta(L)}{dL} + i\lambda_1 \eta(L) \frac{d2\delta(L)}{dL} - \lambda_F \eta(L) \frac{d\chi^{(p)}(L)}{dL_F} \right] \exp[i(\sigma_c(L) + \sigma'_c(L) + 2\delta(L))] S^{(p)}(L). \quad (18)$$

В (19) учтено различие между кулоновскими фазами $\sigma_c(L)$ и $\sigma'_c(L)$ во входном и выходном каналах вследствие изменения зарядов сталкивающихся ядер. Отметим, что в предлагаемой модели нельзя найти простую связь величин $\lambda_{0,1}$ и λ_F с изотопической добавкой к радиусу потенциала ρ и между собой, так как разбиение S -матрицы на фоновую и полюсную часть является в значительной мере произвольным.

Используемая нами модель для описания реакций перезарядки, по сути, является вариантом известного подхода [27], который позволяет в адиабатическом приближении связать амплитуду квазиупругого процесса с производными от упругой матрицы рассеяния при той же энергии в случае, когда данный процесс можно описать, вводя вариацию некоторого параметра, от которого зависит оптический потенциал. Это дает возможность использовать одни и те же параметры модели для описания как упругого рассеяния, так и квазиупругих реакций.

В случае рассеяния на таких легких ядрах мишени, как углерод, ядра мишени не имеют четкого разграничения между внутренней областью и поверхностным слоем. Кроме того, для рассеяния легких ионов на таких ядрах характерны большие значения прозрачности $\mathcal{E}$ (см., например, [18]). Поэтому трудно рассчитывать, что реакция перезарядки будет носить чисто поверхностный характер и достаточно ограничиться введением только изоспиновых добавок к граничным моментам. Можно ожидать, что необходим также учет объемной изоспиновой добавки к S -матрице. Для этого введем изоспиновые добавки к параметрам прозрачности и рефракции путем замены

$$\mathcal{E} \rightarrow \mathcal{E}(\mathbf{t}, \mathbf{T}) = \mathcal{E} + \varepsilon_i \mathbf{tT}, \quad \delta_0 \rightarrow \delta_0(\mathbf{t}, \mathbf{T}) = \delta_0 + \delta_i \mathbf{tT}. \quad (19)$$

В результате окончательное выражение для изоспиновой профильной функции принимает вид

$$\omega_i(L) = \left[\lambda_0 \frac{d\eta(L)}{dL} + i\lambda_1 \eta(L) \frac{d2\delta(L)}{dL} - \lambda_F \eta(L) \frac{d\chi^{(p)}(L)}{dL_F} - \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon} g(L, L_0, \Delta_0) \eta(L) - i \frac{\delta_i}{\delta_0} 2\delta(L) \right] \times \quad (20)$$

$$\times \exp[i(\sigma_c(L) + \sigma'_c(L) + 2\delta(L))] S^{(p)}(L).$$

Амплитуда $f_{qe}(\theta)$ ядерной реакции перезарядки легких ионов с изоспином 1/2 (например, (^3He , ^3H) или (^3H , ^3He)) с возбуждением изобар-аналога основного состояния ядер мишени определяется следующим матричным элементом от оператора амплитуды (16)

$$f_{qe}(\theta) = \langle T, T_3 \mp 1; \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2} | \hat{f}(\theta) | T, T_3; \frac{1}{2}, \mp \frac{1}{2} \rangle. \quad (21)$$

Здесь векторы вида $|T, T_3; t, t_3\rangle$, описывают изоспиновые состояния ядер мишени и рассеиваемых трех-нуклонных частиц, T и T_3 – изоспин и проекция изоспина ядра мишени в основном состоянии, $t=1/2$, $t_3=\pm 1/2$ – изоспин и проекция изоспина ядер ^3He (верхний знак) и ^3H (нижний знак). Соответствующее дифференциальное сечение реакции перезарядки $\sigma_{qe}(\theta)$ равно

$$\sigma_{qe}(\theta) = |f_{qe}(\theta)|^2 = \frac{1}{4} (T \pm T_3)(T \mp T_3 + 1) |f_i(\theta)|^2. \quad (22)$$

Амплитуда упругого рассеяния этих ядер ядрами с учетом изоспиновой добавки дается выражением

$$f_e(\theta) = \langle T, T_3; \frac{1}{2}, \mp \frac{1}{2} | \hat{f}(\theta) | T, T_3; \frac{1}{2}, \mp \frac{1}{2} \rangle = f_0(\theta) \mp \frac{1}{2} T_3 f_i(\theta), \quad (23)$$

а сечение упругого рассеяния связано с амплитудой (23) обычной формулой $\sigma_e(\theta) = |f_e(\theta)|^2$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА СЕЧЕНИЙ

Описанная выше S -матричная модель с обособленными полюсами Редже была нами применена для анализа экспериментально измеренных угловых распределений упругого рассеяния ядер ^3He на ядрах ^{14}C при энергии налетающих частиц 72 МэВ и ядрах ^{13}C при энергиях 39,6 и 72 МэВ (экспериментальные данные из работ [9, 10, 12, 29]). Анализ сечений упругого рассеяния был дополнен одновременным анализом дифференциальных сечений квазиупругих реакций перезарядки $^{14}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{H})^{14}\text{N}$ с возбуждением в конечных ядрах изобар-аналога основного состояния ядра ^{14}C (энергия возбуждения $E^*=2,31$ МэВ) и $^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{H})^{13}\text{N}$ с возбуждением изобар-аналога основного состояния ядра ^{13}C (основное состояние ядер ^{13}N) при тех же значениях энергии ядер ^3He (экспериментальные данные из работ [9–12]).

Таблица 1. Параметры S -матрицы

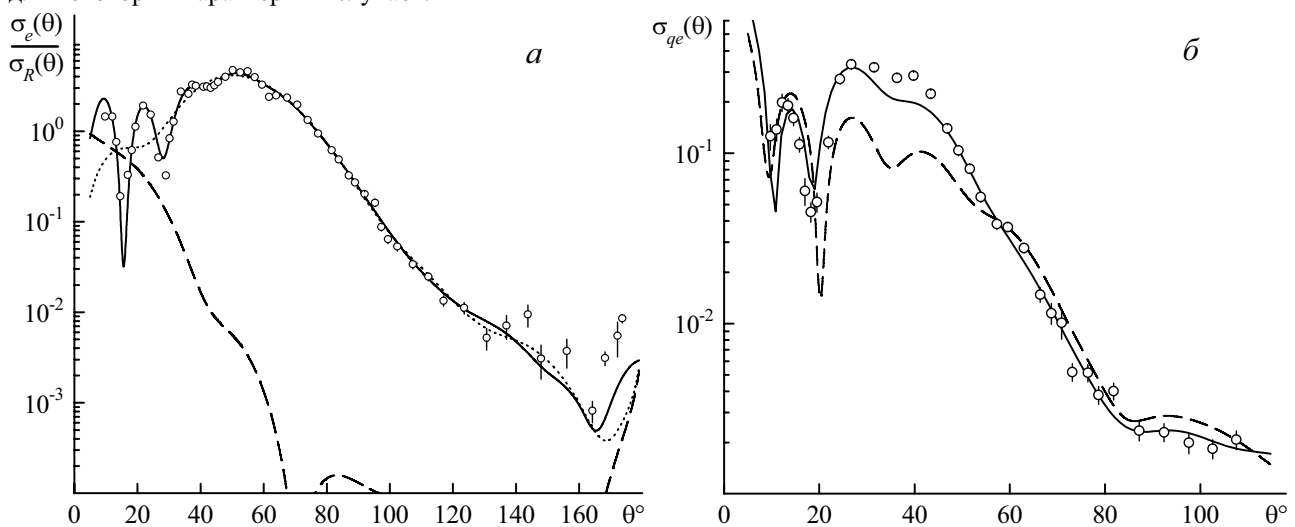
E , МэВ	L_0	L_1	Δ_0	Δ_1	ε	δ_0	L_p	L_z	σ_r , мбн	χ^2
$^3\text{He}+^{14}\text{C}$										
72,0	8,944	6,296	2,362	2,832	$9,34 \cdot 10^{-2}$	8,616	$8,931+i3,110$	$10,201-i0,431$	1057	12,9
$^3\text{He}+^{13}\text{C}$										
72,0	6,813	5,848	1,929	2,393	$5,405 \cdot 10^{-2}$	7,589	$4,141+i3,956$	$9,651-i0,610$	871	40,0
39,6, а	7,900	6,413	1,239	2,401	0,1395	9,973	$5,095+i1,661$	$6,729+i0,390$	990	8,5
39,6, б	8,573	7,222	1,365	1,004	0,2521	12,947	$9,445+i2,014$ $2,679+i1,918$	$9,159+i6,511$ $6,502+i0,864$	1114	4,7

Значения параметров S -матрицы, определенные из проведенного анализа, приведены в табл. 1 вместе с вычисленными сечениями реакции σ_r и полученными при фитировании сечений упругого рассеяния величинами χ^2 . Во время расчетов входящий в выражение для кулоновской фазы $\sigma_c(L)$ зарядовый радиус выбирался равным $R_C = 1,4 \times A^{1/3}$ Фм. В табл. 2 мы приводим значения параметров, найденные при анализе дифференциальных сечений реакций перезарядки, а именно: поверхностных $\lambda_{0,1}$ и λ_F и объемных ε_i и δ_i изоспиновых добавок (в отношении к параметрам $L_{0,1}$, L_F , ε и δ_0) вместе с соответствующими величинами χ^2 .

Таблица 2. Параметры расчетов сечений перезарядки

$E, \text{ МэВ}$	λ_0/L_0	λ_1/L_1	λ_F/L_F	$\varepsilon_i/\varepsilon$	δ_i/δ_0	χ^2
${}^3\text{He}+{}^{14}\text{C}$						
72,0, a	$1,901 \cdot 10^{-2}$	$3,054 \cdot 10^{-2}$	$3,599 \cdot 10^{-2}$	0,2581	$-8,582 \cdot 10^{-2}$	8,3
72,0, b	$3,198 \cdot 10^{-2}$	$1,714 \cdot 10^{-2}$	$-1,937 \cdot 10^{-2}$	0	0	38,4
${}^3\text{He}+{}^{13}\text{C}$						
72,0	$7,776 \cdot 10^{-2}$	$8,193 \cdot 10^{-2}$	$1,315 \cdot 10^{-2}$	0,5856	-0,1082	11,5
39,6, a	$2,403 \cdot 10^{-2}$	$-3,035 \cdot 10^{-2}$	$4,180 \cdot 10^{-2}$	$9,411 \cdot 10^{-2}$	$8,470 \cdot 10^{-2}$	14,2
39,6, b	$8,105 \cdot 10^{-2}$	$9,510 \cdot 10^{-3}$	$-7,391 \cdot 10^{-2}$	0,1536	$6,991 \cdot 10^{-3}$	10,4

Рассчитанные дифференциальные сечения упругого рассеяния и квазиупругих реакций перезарядки вместе с соответствующими экспериментальными данными показаны на рис. 1–3. Расчеты угловых распределений упругого рассеяния дополнялись их NF -анализом, основанным на разложении сечений на ближнюю $\sigma_N(\theta)$ и дальнюю $\sigma_F(\theta)$ составляющие, которые вычислялись с помощью процедуры разложения Фуллера [28], модифицированной для устранения фиктивных вкладов [14]. Разложение сечений на ближнюю и дальнюю составляющие позволяет понять происхождение сложных рефракционных и интерференционных картин, наблюдаемых в угловых распределениях упругого рассеяния. Компоненты сечений $\sigma_N(\theta)$ и $\sigma_F(\theta)$ также показаны на рис. 1–3. На рис. 4 показаны найденные нами из проведенного анализа модули матрицы рассеяния $|S(L)|$, квантовые функции отклонения $\Theta(L)$ и изоспиновые профильные функции для некоторых характерных случаев.

Рис. 1. Рассеяние ядер ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{14}\text{C}$ при 72 МэВ

a) Отношение сечения упругого рассеяния к резерфордскому (сплошная кривая) и его ближняя (штриховая кривая) и дальняя (точечная кривая) составляющие; b) дифференциальное сечение (мбн/ср) квазиупругой реакции (${}^3\text{He}, {}^3\text{H}$), сплошная и штриховая кривые – расчеты с учетом объемной изоспиновой добавки (набор параметров a в табл. 2) и без ее учета (набор параметров b в табл. 2). Экспериментальные данные из [9, 10].

При анализе дифференциального сечения упругого рассеяния ${}^3\text{He}+{}^{14}\text{C}$ при энергии 72 МэВ (см. рис. 1 a) удалось хорошо описать экспериментальные данные с помощью модели с учетом одной обособленной пары полюс–нуль. При углах рассеяния $\theta < 90^\circ$ сечение упругого рассеяния и его ближняя и дальняя составляющие демонстрируют поведение, характерное для режима ядерной радуги: при малых углах рассеяния наблюдаются фраунгоферовские осцилляции, обусловленные интерференцией между ближней и дальней составляющих амплитуды рассеяния, а затем в дальней составляющей формируется радужный максимум с последующим регулярным экспоненциальным спадом сечения. При углах рассеяния $\theta > 90^\circ$ имеет место отклонение от стандартной радужной картины: сначала наблюдается нарушение регулярного спада сечения, а затем и рост сечения, который проявляется как в $\sigma_N(\theta)$, так и в $\sigma_F(\theta)$ и представляет собой зарождение эффекта ALAS. Поведение упругого сечения при $\theta > 90^\circ$ в нашем подходе связано с влиянием обособленной пары полюс–нуль. Аналогичный эффект мы наблюдали и ранее при анализе других случаев рассеяния ядер. Особенности найденной при

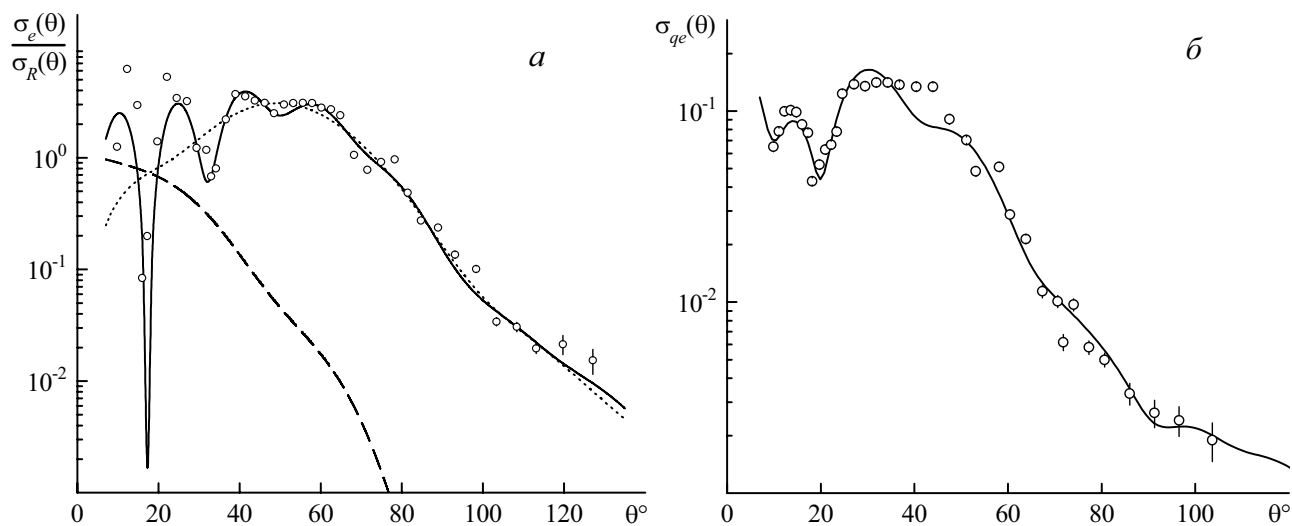


Рис. 2. Рассеяние ядер ^3He на ядрах ^{13}C при 72 МэВ
а) и б) Те же обозначения, что на рис. 1. Экспериментальные данные из [12].

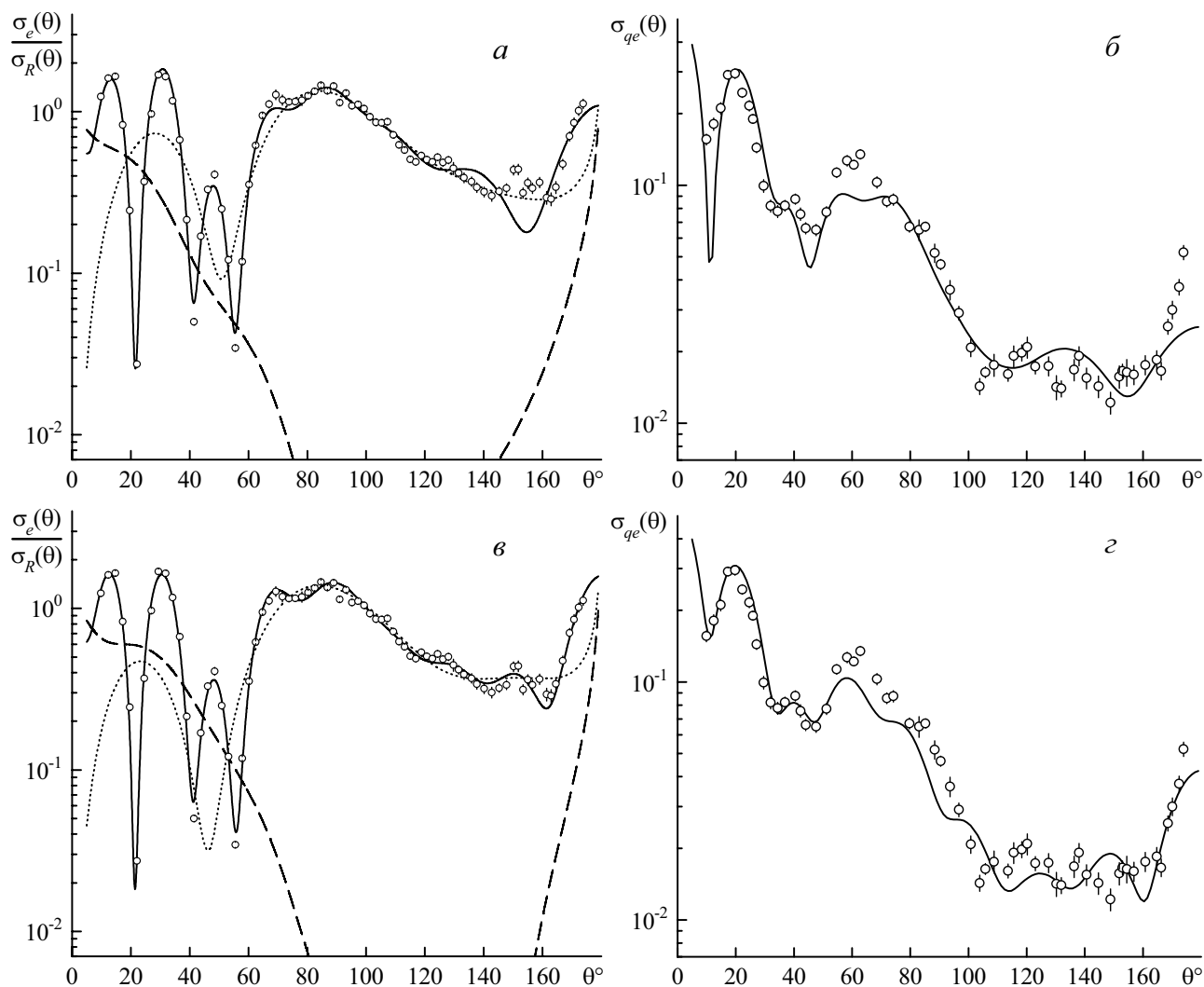


Рис. 3. Рассеяние ядер ^3He на ядрах ^{13}C при 39,6 МэВ
а) и б) Результаты расчетов для упругого рассеяния и реакции перезарядки с учетом одной пары полюс–нуль (набор параметров a в табл. 1); в) и г) – то же для расчетов с учетом двух пар полюс–нуль (набор параметров $б$ в табл. 1). Обозначения те же, что на рис. 1. Экспериментальные данные из [11, 29].

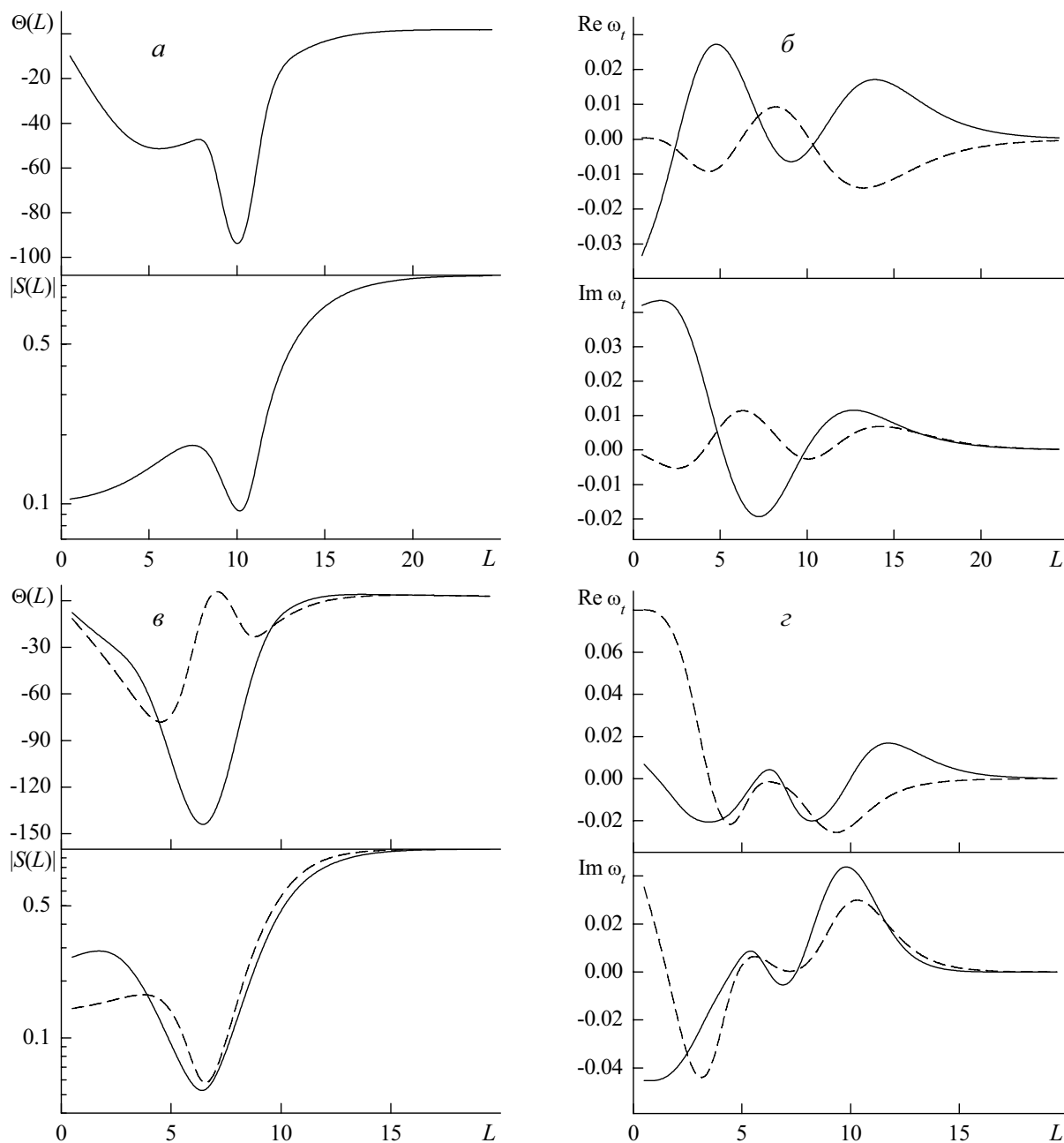


Рис. 4. Функции отклонения $\Theta(L)$ (град.), модули S -матрицы и изоспиновые профильные функции ω_l а) и б) Для ядер мишени ^{14}C при 72 МэВ, на рис. б сплошные и штриховые кривые – расчеты с учетом объемной изоспиновой добавки (набор параметров а в табл. 2) и без ее учета (набор параметров б в табл. 2). в) и г) Для ядер мишени ^{13}C при 39,6 МэВ, сплошные и штриховые кривые – расчеты с учетом одной пары полюс–нуль (набор параметров а в табл. 1) и с учетом двух пар полюс–нуль (набор параметров б в табл. 1).

этом S -матрицы (см. рис. 4 а) являются резкий минимум ее модуля и всплеск функции отклонения при $L \approx 10$, которые также обусловлены влиянием полюсного фактора. Предлагаемая модель позволила также удовлетворительно описать поведение сечения квазиупругой реакции ($^3\text{He}, ^3\text{H}$) (см. рис. 1 б), для которого характерны рефракционные эффекты в форме радугоподобного горба при $30^\circ < \theta < 90^\circ$ и отклонение от радужного поведения при $\theta > 90^\circ$. Мы рассмотрели два варианта расчетов сечения перезарядки: с полным учетом изоспиновых параметров $\lambda_{0,1}$, λ_F , ε_l и δ_l (набор параметров а в табл. 2) и с учетом только параметров $\lambda_{0,1}$ и λ_F (поверхностная изоспиновая добавка, набор параметров б в табл. 2). Результаты расчетов показывают, что учет только поверхностной изоспиновой добавки является в данном случае недостаточным для вполне хорошего описания рефракционных эффектов в сечении реакции перезарядки (см. штриховую кривую на рис. 1 б).

Дифференциальное сечение упругого рассеяния $^3\text{He} + ^{13}\text{C}$ при той же энергии 72 МэВ измерено в более узкой области углов рассеяния (рис. 2 а). Оно также представляет собой при углах рассеяния $\theta < 90^\circ$ классическую картину ядерной радуги, а при $\theta > 90^\circ$ также наблюдается нарушение регулярного экспоненциального убывания

сечения. К сожалению, в области очень больших углов рассеяния, где, по всей вероятности, может наблюдаться эффект ALAS, измерения отсутствуют. Это угловое распределение также удалось удовлетворительно описать с помощью модели с учетом одной обособленной пары полюс–нуль. Полученное неожиданно большое значение величины χ^2 , возможно, объясняется погрешностями в абсолютной нормировке данного сечения (высота максимумов сечения при небольших углах вызывает сомнения). Поведение дифференциального сечения квазиупругой реакции (^3He , ^3H) (см. рис. 2 б) в данном случае также похоже на поведение сечения на рис. 1 б. Используемая нами модель с учетом как поверхностной, так и объемной изоспиновой добавки дала удовлетворительное описание этого сечения, аналогичное полученному для реакции перезарядки на ядрах ^{14}C , и воспроизводит радужный горб и нарушение регулярного убывания сечения при больших углах.

Дифференциальные сечения как упругого рассеяния, так и квазиупругой перезарядки ядер ^3He на ядрах ^{13}C при более низкой энергии 39,6 МэВ измерены в полном угловом диапазоне (см. рис. 3). Угловые распределения обоих рассматриваемых процессов демонстрируют очень сложное рефракционное поведение, включающее переход от фраунгоферовского поведения при не очень небольших углах к радужному горбу и эффект ALAS при рассеянии назад. При анализе этих экспериментальных данных мы провели два варианта расчетов. Сначала мы попробовали описать их с помощью модели, учитывающей одну обособленную пару полюс–нуль (набор параметров a в табл. 1). Соответствующие результаты показаны на рис. 3 а, б. Эти расчеты позволяют воспроизвести основные черты обоих угловых распределений, хотя форма радужного горба и ALAS для реакции перезарядки описываются несколько хуже. Во втором варианте расчетов, результаты которых показаны на рис. 3 в, г, были учтены две пары полюс–нуль. Такая модель дает возможность улучшить описание сечений обоих процессов, позволяя лучше воспроизвести некоторые мелкие детали сечений, а также горб ALAS для реакции перезарядки. Отметим, что NF -анализ сечения упругого рассеяния в обоих вариантах расчетов показывает в дальней составляющей $\sigma_F(\theta)$ наличие двух резко выраженных эйри-структур. При этом основной радужный максимум наблюдается в результирующем сечении непосредственно в виде широкого радужного горба, а дополнительная эйри-структура интерферирует с убывающей ближней составляющей амплитуды, что приводит к сложному поведению фраунгоферовских осцилляций. В области очень больших углов рассеяния наблюдается резкий рост ближней составляющей и более умеренный рост дальней составляющей, и их интерференция дает картину ALAS. Показанные на рис. 4 в модули S -матрицы $|S(L)|$ и функции отклонения $\Theta(L)$ для обоих вариантов расчетов близки только в периферийной области, а при малых L они заметно отличаются.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе на основе развитой авторами феноменологической S -матричной модели с учетом обособленных полюсов Редже проведен анализ угловых распределений упругого рассеяния ядер ^3He на ядрах ^{14}C при энергии 72 МэВ и на ядрах ^{13}C при энергиях 72 и 39,6 МэВ одновременно с анализом квазиупругих реакций перезарядки (^3He , ^3H) на тех же ядрах при тех же значениях энергии с возбуждением изобарических аналогов основных состояний ядер мишени. Из анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния были определены параметры феноменологической S -матрицы, включая положение обособленных полюсов и нулей S -матрицы. Для анализа сечений квазиупругих реакций перезарядки в работе предложено обобщение данной S -матричной модели на случай учета зависимости S -матрицы от операторов изоспина сталкивающихся ядер. Включение изоспиновой зависимости производится с помощью известного феноменологического приема, который состоит во введении изоспиновой добавки к параметрам граничных моментов (т.е. к радиусу ядра) и описывает поверхностный механизм реакции перезарядки. Кроме того, при описании зарядово-обменной реакции на столь легких ядрах, как углерод, предложено также учитывать объемную изоспиновую добавку к S -матрице. Анализ сечений реакций квазиупругой перезарядки проводился на основе найденной из анализа упругого рассеяния S -матрицы и давал возможность определить параметры изоспиновых добавок. Проведенные расчеты позволили получить удовлетворительное описание сложных рефракционных эффектов типа эйри-структур и эффекта аномального рассеяния назад в сечениях как упругого рассеяния, так и квазиупругой перезарядки (^3He , ^3H). Результаты показывают, что учет объемной изоспиновой добавки к S -матрице заметно улучшает согласие рассчитанных сечений реакции (^3He , ^3H) на ядрах углерода с экспериментальными данными. Из расчетов также следует, что с уменьшением энергии налетающих частиц для удовлетворительного описания данных становится целесообразным учет большего числа обособленных полюсов (и нулей) Редже. На основе проведенных расчетов можно сделать вывод, что анализ сечений реакций перезарядки совместно с анализом упругого рассеяния может служить критическим тестом для результатов последнего и уточнять их. Аналогичный вывод был сделан нами недавно и при проведении анализа рефракционных эффектов в сечениях неупругого рассеяния легких ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brandan M.E. and Satchler G.R. The interaction between light heavy-ions and what it tells us //Phys. Rep. -1997. -V.285, No 2. -P. 143-243.
2. Anderson J.D., Wong C., McClure J.W. Isobaric states in non-mirror nuclei //Phys. Rev.-1962. -V. 126, No 6. -P. 2170-2173.
3. Blair A.G., Wegner H.E. Experimental study of the (^3He , t) reaction //Phys. Rev. Lett.- 1962.- V. 9, No 4.- P. 168-169.

4. Lane A.M., Soper J.M. Isobaric spin purity and isobaric correspondence between nuclear states in the heavier nuclei //Nucl. Phys.- 1962.- V. 37, No 4.- P. 663-678.
5. Anderson J.D., Wong C., McClure J.W. Coulomb displacement energies from the (p, n) isobaric reaction //Phys. Rev. -1965. - V. 138, No 3B. -P. 615-618.
6. Бережной Ю.А., Пилипенко В.В. Затухание осцилляций в сечениях квазиупругих ядерных процессов с участием легких ионов //ДАН УССР. Сер. А. -1984. -N 5. -С.52-54.
7. Berezhnoy Yu.A., Pilipenko V.V. Rainbow scattering in quasi-elastic nuclear reactions //J. Phys. G. Nucl. Phys. -1985. - V. 11, No 10. -P. 1161-1174.
8. Бережной Ю.А. и др. Радужное рассеяние в ядерных столкновениях //ЭЧАЯ. -1987. -Т. 18. - Вып. 2. -С. 289-322.
9. Dem'yanova A.S., Ogloblin A.A., Lyashko Yu.V et al. Observation of a rainbowlike phenomenon in the $(^3\text{He}, t)$ charge-exchange reaction //Phys. Rev. C. -1988.- V. 38, No 4. -P. 1975-1978.
10. Dem'yanova A.S., Ogloblin A.A., Ershov A.A. et al. Rainbow effects in charge-exchange reactions //Nucl. Phys. A. -1988 - V. 482, No 3. -P. 383-390.
11. Буртебаев Н.Т., Гончаров С.А., Демьянова А.С. и др. Наблюдение сильного подъема сечения в области больших углов в реакциях перезарядки $^{13,14}\text{C}(^3\text{He}, t)$ //ВАНТ, серия:Общ. и яд. физ. -1988. -Вып. 1/42. -С. 32.
12. Dem'yanova A.S., Ogloblin A.A., Ershov A.A. et al. Rainbows in nuclear reactions and the optical potential //Physica Scripta.- 1990. -V. T32, No 1. -P. 89-106.
13. Буртебаев Н. Эффекты преломления в реакции $^{13}\text{C}(^3\text{He}, t)^{13}\text{N}$ при энергии 60 МэВ //Узбекский физический журнал. - 2001. -Т. 3, № 3-4 - С. 164-173.
14. Пилипенко В.В. Эффект ядерной радуги и новая параметризация матрицы рассеяния //Докл. АН УССР. Сер. А. -1989. - № 1. -С. 65-68; Berezhnoy Yu.A. and Pilipenko V.V. Analysis of refraction effects in nuclear scattering on the basis of the S -matrix approach // Mod. Phys. Lett. A. -1995. -V. 10, No 31. -P. 2305-2312.
15. Бережной Ю.А., Пилипенко В.В. Анализ рассеяния легких ядер ядрами в S -матричном подходе //Изв. РАН. Сер. физич. -1995. -Т. 59, № 3. -С. 197-205; Пилипенко В.В. Упругое рассеяние ядер ^6Li ядрами и S -матричный подход //ЯФ. -1998 -Т. 61. - Вып. 3. -С. 467-471.
16. Pilipenko V.V. ^{16}O - ^{16}O elastic scattering at 350 MeV and pole structure of the S -matrix //Mod. Phys. Lett. A. -1998. -V. 13, No 3. -P. 211-217.
17. Пилипенко В.В. Рефракционные эффекты в сечениях рассеяния ядер и полюсы S -матрицы //ЯФ. -1999. -Т. 62. - Вып. 9. -С. 1576-1584.
18. Кузниченко А.В. и др. Анализ рефракционных эффектов в рассеянии $^4\text{He}+^{15}\text{N}$, ^{16}O и $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ в S -матричной модели с полюсами Редже //Изв. РАН. Сер. физ. -2002. -Т. 66, № 5. -С. 701-706.
19. Кузниченко А.В. и др. Рефракционные эффекты в рассеянии ^{16}O - ^{16}O при энергиях 124-1120 МэВ и S -матричная модель с полюсами Редже //Изв. РАН. Сер. физ. -2003. -Т. 67, № 5. -С. 705-710.
20. Елдышев Ю.Н., Лукьянов В.К., Поль Ю.С. Анализ упругого рассеяния электронов на легких ядрах на базе симметризованной ферми-плотности //ЯФ. -1972. -Т. 16. - Вып. 3.-С. 506-514.
21. McVoy K.W. Regge poles and strong absorption in heavy-ion and α -nucleus scattering //Phys. Rev. C. -1971. -V. 3, No 3. -P. 1104-1117.
22. Cheng H. Representation of the S -matrix by Regge parameters //Phys. Rev. -1966. -V. 144, No 4. -P. 1237-1239; Mukherjee S. and Shastri C.S. Scattering amplitudes generated by pole terms of Regge-type representations //Phys. Rev. -1968. -V. 169, No 5. -P. 1234-1240.
23. Lane A.M. Isobaric spin dependence of the optical potential and quasi-elastic (p,n) reactions //Nucl. Phys. -1962. -V. 35, No 4. -P. 676-685.
24. Abul-Magd A.Y. Diffraction theory of quasi-elastic interactions //Nucl. Phys. A. -1967. -V. 93, No 2. -P. 321-326.
25. Frahn W.E. Quasi-elastic scattering to isobaric elastic states //Nucl. Phys. A. -1968. -V. 107, No 1. -P. 129-138.
26. Бережной Ю.А., Пилипенко В.В. Дифракционная модель зарядовообменных реакций //Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1979. -Т. 43, № 5. -С. 1006-1009.
27. Austern N. and Blair J.S. Calculation of inelastic scattering in terms of elastic scattering //Ann. Phys. -1965. -V. 33, No 1. -P. 15-69.
28. Fuller R.C. Qualitative behavior of heavy-ion elastic scattering angular distributions //Phys. Rev. C. -1975. -V. 12, No 5. -P. 1561-1574.
29. Буртебаев Н., Гончаров С.А., Демьянова А.С. и др. Исследование упругого рассеяния ионов ^3He с энергией 39,6 МэВ на ядрах $^{12,13,14}\text{C}$ в интервале углов $\theta_{\text{ц.м.}} = 10-175^\circ$ //ВАНТ, серия: Общ. и яд. физ. -1988. - № 2/42. -С. 29-30.

DESCRIPTION OF ELASTIC SCATTERING AND QUASIELASTIC CHARGE-EXCHANGE REACTION OF ^3He ON CARBON NUCLEI IN THE S -MATRIX MODEL WITH REGGE POLES

A.V. Kuznichenko¹, G.M. Onyshchenko¹, V.V. Pilipenko², N. Burtebaev³

¹Kharkov National University, Svobody Sq. 4, Kharkov 61077, Ukraine

²National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Akademichna Str. 1, Kharkov 61108, Ukraine

³Institute of Nuclear Physics NNC RK, Ibragimov Str.1, Alma-Ata 480082, Republic of Kazakhstan

A generalization of the phenomenological S -matrix model taking into account individualized Regge poles has been proposed to describe simultaneously the refraction effects in the cross sections of elastic scattering and quasilastic charge-exchange reactions of light ions on nuclei. The cross sections of elastic ^3He scattering and quasilastic $(^3\text{He}, ^3\text{H})$ reaction with excitation of isobaric analogs of the target-nucleus ground states on ^{14}C nuclei at 72 MeV and on ^{13}C nuclei at 72 and 39,6 MeV has been analyzed. It has been shown that the model proposed allows satisfactory description of the cases of elastic scattering and charge-exchange reactions under consideration, reproducing correctly the refraction Airy-structures and anomalous large-angle scattering effect.

KEY WORDS: light ions, charge-exchange reactions, refraction effects, S -matrix, Regge poles.

