

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 6, Number 310 (2016), 104 – 112

N. Burtabayev¹, Zh.K. Kerimkulov^{1,3}, D.K. Alimov^{1,2},
A.M. Otarbayeva³, Y.S. Mukhamejanov^{1,2}, D.M. Janseitov^{1,2}

¹INP, Almaty, Kazakhstan, ²al-Farabi KazNU, Almaty, Kazakhstan,

³L.N. Gumilev ENU, Astana, Kazakhstan

e-mail: Diliyo@mail.ru

STUDY OF ELASTIC SCATTERING OF DEUTERONS FROM ⁶Li AT ENERGY 18 MEV

Abstract. Differential cross sections of elastic scattering of deuterons from ⁶Li nuclei at energy 18 MeV were measured at U-150M accelerator. The measurements were performed with an accuracy of no more than 10%. One minimum and one maximum of cross sections are clearly seen in the angular distributions at small angles. The obtained data was analyzed within optical model, distorted wave method with a finite interaction radius and coupled reactions channel method. The optimal values of the optical interaction potential and spectroscopic factor were determined. It is shown that the potential scattering forms cross section only at low and medium angles. In the range of large angles cross sections are formed by α -cluster transfer mechanisms.

Key words: elastic scattering, light charged particles, optical potential, FRESCO, cluster transfer, spectroscopic factor.

УДК 539.172.13

Н. Буртебаев¹, Ж.К. Керимкулов^{1,3}, Д.К. Алимов^{1,2},
А.М. Отарбаева³, Е.С. Мухамеджанов^{1,2}, Д.М. Джансейтов^{1,2}

¹ИЯФ, Алматы, Казахстан, ²КазНУ, Алматы, Казахстан,

³ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

ИЗУЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ⁶Li ПРИ ЭНЕРГИИ 18 МэВ

Аннотация. На ускорителе У-150М измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния дейтронов на ядрах ⁶Li при энергии 18 МэВ. Измерения выполнены с погрешностью не более 10 %. В угловых распределениях, в области малых углов, четко проявляется один минимум и один максимум сечений. Полученные данные проанализированы в рамках оптической модели ядра, метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия и метода связанных каналов реакций. Найдены оптимальные значения оптического потенциала взаимодействия и спектроскопического фактора. Показано, что потенциальное рассеяние формирует сечения лишь в области малых и средних углов. В области больших углов сечения формируют механизмы передачи α -кластера.

Ключевые слова: упругое рассеяние, легкие заряженные частицы, оптический потенциал, FRESCO, передача кластера, спектроскопический фактор.

Введение. Изучение взаимодействия заряженных частиц с ядрами лития представляет значительный интерес в свете той роли, которая отводится этим ядрам в атомной технике, термоядерной энергетике и астрофизике. Так, ядро ⁶Li является одним из важнейших элементов топливного цикла в наиболее перспективных проектах термоядерных реакторов, использующих дейтерий-третий синтез. В целях воспроизводства трития предполагается, что литий будет

входить в состав ближайшей, к области горения плазмы, оболочки. Такая технология требует высокоточных данных о сечениях взаимодействия различных частиц с ядрами лития, которые могут быть получены как экспериментальным путем, так и расчетами в рамках определенных ядерных моделей. Астрофизический аспект актуальности связан, прежде всего, с вопросами нуклеосинтеза легких ядер на начальной стадии эволюции Вселенной и с проблемой неожиданно высокой распространенности лития (а также бериллия и бора) в космических лучах, оказывающейся на порядки выше, в противоположность их теоретическим оценкам.

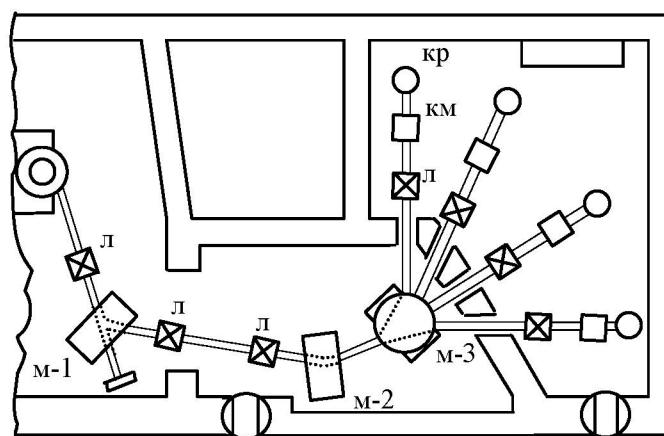
Экспериментальная методика и результаты измерений. Эксперименты проведены на изохронном циклотроне У-150М [1] Института ядерной физики Республики Казахстан. Дифференциальные сечения упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ измерены при энергии 18 МэВ в диапазоне углов от 10° до 170° в системе центра масс. Полная погрешность полученных данных не превышала 10%.

Заряженные частицы в циклотроне образуются в источнике, расположенном в центральной части камеры в дуговом разряде при подаче соответствующего газа (водорода, дейтерия, гелия-3, гелия-4). Ускорение их происходит в межполюсном пространстве 1,5-метрового магнита в момент пролёта частиц между дуантами.

При установке рабочих параметров ускорения частиц особое внимание уделяется режиму работы источника ионов, его скважности, микроструктуре импульса тока, а также качеству проводки пучка на мишень. Такая оптимизация пространственных и временных характеристик пучка позволила существенно снизить уровень различных помех, неравномерность загрузки электронной аппаратуры.

Энергия и энергетический разброс в пучке определялись измерением энергетического спектра частиц, упруго рассеянных на тонкой мишени из золота, установленной в камере рассеяния лаборатории низко-энергетических ядерных реакций ИЯФ РК [2]. В этом случае при измерениях под малыми углами (около 10°) удается избежать ошибок, связанных с неточностями знания толщины мишени и углового разброса частиц в пучке. Для абсолютной калибровки энергетической шкалы использовался «тройной» альфа-источник (${}^{241,243}\text{Am} + {}^{244}\text{Cm}$).

Схема транспортировки пучка ускоренных ионов от камеры циклотрона до камеры рассеяния, расположенной в 24 м от выхода пучка приведена на рисунке 1. Она включает в себя систему квадрупольных линз, два поворотных, разводящий, два нацеливающих магнита и систему коллиматоров. Все эти установки вместе с элементами нацеливания и коррекции, обеспечивают на мишени пучок заряженных частиц с угловым раствором не более $0,4^\circ$ и диаметром 3 мм. Юстировка положения коллиматора и центра камеры рассеяния относительно оси ионопровода осуществлялась оптическим методом и контролировалась при помощи двенадцати кварцевых экранов и телевизионных камер, передающих изображение на пульт управления циклотрона.



Л – квадрупольные линзы; М-1, М-2 – поворотные магниты; М-3 – разводящий магнит;

КМ – корректирующие магниты; КР – камера рассеяния

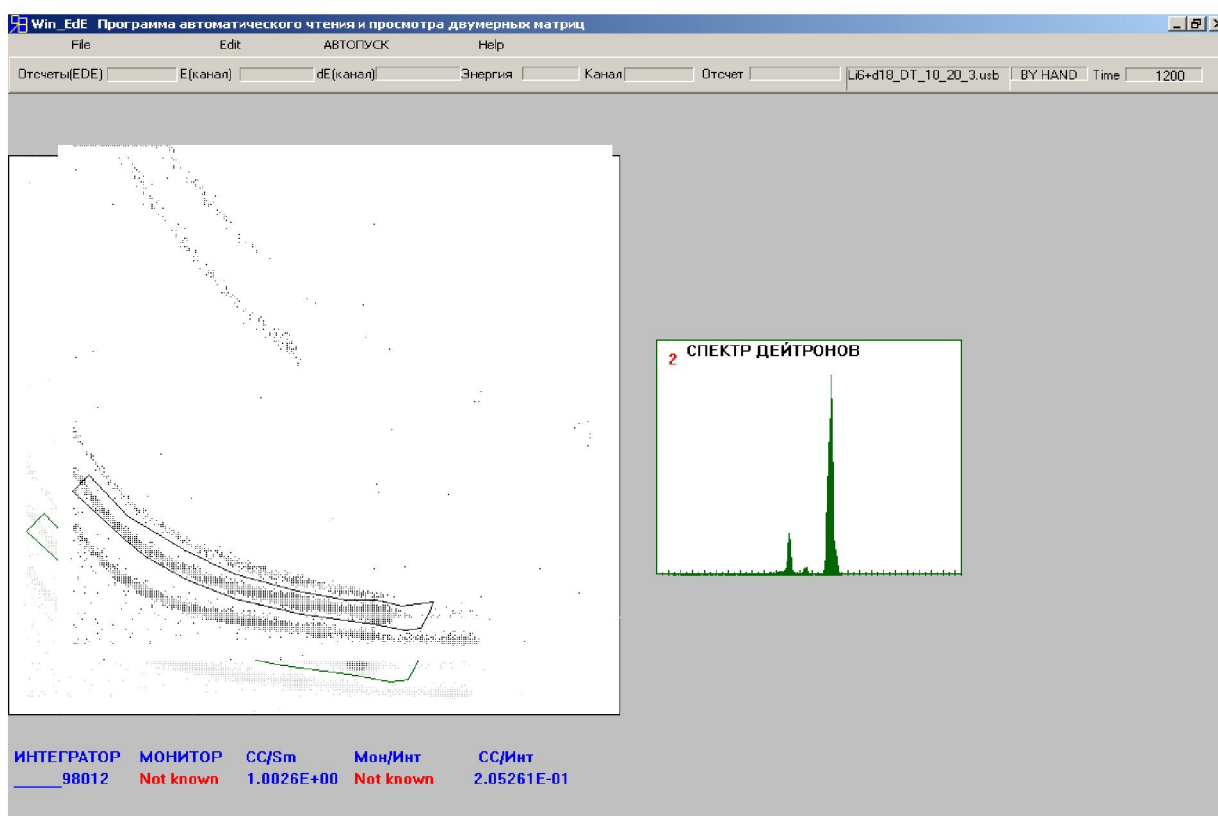
Рисунок 1 – Схема транспортировки пучка ионов циклотрона до камеры рассеяния

Измерения проводились с использованием ΔE - E методики регистрации и идентификации частиц, основанной на одновременном измерении удельных потерь энергии заряженной частицы в веществе dE/dx и ее полной кинетической энергии E . В основе этого метода лежит уравнение Бете-Блоха, связывающее энергию вылетающей заряженной частицы с ее удельной ионизацией в веществе:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMz^2}{E}$$

где k – постоянная величина, слабо зависящая от сортов частиц, M и z – масса и заряд вылетающих частиц, E – энергия налетающей частицы.

На рисунке 2 представлены ΔE - E распределения продуктов взаимодействия дейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$.



Нижние локусы – однозарядные частицы, верхние локусы – двухзарядные частицы
Рисунок 2 – ΔE - E распределения продуктов взаимодействия дейтронов с ядрами ${}^6\text{Li}$ (угол рассеяния - 24 градуса)

В эксперименте в качестве мишеней использовались тонкие пленки ${}^6\text{Li}$ (толщина 700-1100 мкг/см²), нанесенные на подложки из оксида алюминия (Al_2O_3) толщиной 30-40 мкг/см². При измерениях использовались кремниевые поверхностно-барьерные детекторы с толщиной 10-100 мкм (ΔE - детектор) и 1000-2000 мкм (E - детектор). Ток пучка варьировался в пределах 1 – 100 нА, в зависимости от угла рассеяния и загрузки электронной аппаратуры. Все измерения проводились на измерительно-вычислительном комплексе лаборатории, основой которого служит система многомерного анализа процессов на базе электронных блоков ORTEC и PC/AT [3]. На рисунке 3 представлены спектры упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ при двух углах.

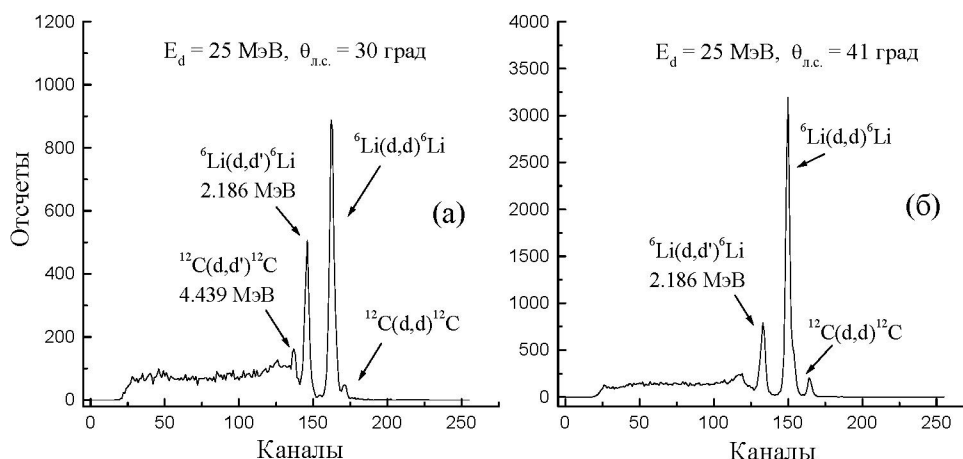


Рисунок 3 – Спектры рассеянных дейтронов, измеренные при углах 30 (а), 41 (б) градусов

Анализ и обсуждение результатов. Наиболее разработанным методом извлечения информации о потенциалах взаимодействия частиц с атомными ядрами остается феноменологический анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию на основе оптической модели ядра, обоснование и детальная математическая формулировка которой изложены в ряде работ [4].

В оптической модели влияние неупругих каналов учитывается феноменологическим введением мнимой поглощающей части в потенциал взаимодействия между сталкивающимися ядрами. В рамках этого подхода задача о рассеянии на многочастичной системе – ядре, сводится к более простому процессу – рассеянию в поле комплексного оптического потенциала, форма и величина которого определяются оптимизацией расчетных значений параметров модели с соответствующими экспериментальными данными. Формально такая процедура связана с решением уравнения Шредингера

$$\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi = 0$$

с комплексным потенциалом $U(r)$. Здесь $\mu = mA_p A_t / (A_p + A_t)$ – приведенная масса сталкивающихся ядер, A_p и A_t – массовые числа налетающего ядра и ядра мишени, m – масса нуклона, E – кинетическая энергия относительно движения в системе центра масс (с.ц.м.).

Обычно расчеты ограничиваются только центральными потенциалами, зависящими лишь от расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер. Это оправдано тем, что, как показывают детальные теоретические исследования, спин-орбитальное взаимодействие не оказывает практически никакого влияния на дифференциальное сечение упругого рассеяния в области передних углов. Таким образом, оптический потенциал можно записать в виде

$$U(r) = V_C(r) - V(r) - i(W_V(r) + W_S(r))$$

Первый член представляет собой кулоновский потенциал. Так как рассеяние не чувствительно к конкретной форме распределения заряда, и, следовательно, нет никакой необходимости учитывать его диффузный край, то для практических целей достаточно брать кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы в виде

$$\begin{cases} V_C(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_C} (3 - r^2 / R_C^2) & \text{для } r > R_C \\ V_C(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} & \text{для } r < R_C \end{cases}$$

где $R_c = r_o(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ – кулоновский радиус, а Z_p и Z_t – заряды налетающей частицы и ядра мишени. Остальные члены формулы $\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - U(r)]\Psi = 0$ описывают ядерное взаимодействие.

Обычно в качестве ядерного берется потенциал Вудса-Саксона с таким набором феноменологических параметров, при котором достигается наилучшее согласие с экспериментом, или потенциал, вычисленный теоретически на основе фундаментального нуклон-нуклонного взаимодействия.

В первом случае действительная часть задается в виде

$$V(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1}$$

мнимая объемная

$$W_V(r) = W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]^{-1}$$

и мнимая поверхностная

$$W_S(r) = -4a_D W_D \frac{d}{dr} \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_D}{a_D}\right) \right]^{-1}$$

Как видно из формул радиальная зависимость ядерного потенциала определяется Вудс-Саксоновским формфактором $\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}$, где R_i и a_i – соответствующие радиус и диффузность, характеризующая скорость спадания потенциала. Вудс-Саксоновская параметризация соответствует предположению, что межъядерное взаимодействие соответствует распределению плотности нуклонов в ядре мишени.

Мнимый потенциал может быть объемным ($W_V \neq 0$, $W_D = 0$), поверхностным ($W_V = 0$, $W_D \neq 0$) или смешанным ($W_V \neq 0$, $W_D \neq 0$).

Теоретические расчеты выполнялись по программе SPIVAL. Параметры ОП подбирались таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия между теоретическими и экспериментальными угловыми распределениями. Автоматический поиск оптимальных параметров ОП производился путем минимизации величины χ^2/N методом наименьших квадратов. В качестве исходных были взяты параметры потенциала, предложенные в работе [5]. Для уменьшения неоднозначности мы старались не уходить далеко от рекомендованных значений геометрических параметров (r_V , a_V) реального потенциала. Для лучшего согласия с экспериментальными данными глубина мнимой части (W_D) лишь незначительно уменьшалась. Окончательные параметры потенциалов приведены в таблице 1.

Для описания прямых механизмов в середине 50-х годов был развит метод искаженных волн (МИВ) или борновское приближение с искаженными волнами (DWBA). Это наиболее распространенная, хотя и не единственная модель для описания прямых ядерных реакций [6].

Таблица 1 – Оптимальные параметры оптических потенциалов процесса ${}^6\text{Li}(d,d){}^6\text{Li}$ при энергии налетающих дейтронов 18 МэВ

-	r_V , фм	a_V , фм	W_D , МэВ	r_D , фм	a_D , фм	V_{SO} , МэВ	r_{SO} , фм	a_{SO} , фм
70,56	1,17	0,85	9,19	1,325	0,69	6,76	1,07	0,66

МИВ можно рассматривать как обобщение оптической модели на неупругие каналы. Изучая ядерные реакции, уже нельзя, как в случае упругого рассеяния, пренебрегать внутренней структурой взаимодействующих частиц. Волновую функцию в каждом канале реакции представляют в виде (например, для входного канала)

$$\Psi_i = \tilde{\Psi}_a \tilde{\Psi}_A \chi_i$$

где $\tilde{\Psi}_a$ и $\tilde{\Psi}_A$ - волновые функции, описывающие налетающую частицу и ядро-мишень, χ_i - волновая функция, описывающая относительное движение частиц в канале.

В МИВ используется тот факт, что налетающая частица передает свою энергию и импульс небольшому числу степеней свободы ядра. Это позволяет получить приближенное решение многочастичного уравнения Шредингера, используя теорию возмущений. Полный гамильтониан системы записывается в виде

$$H = H^0 + H^{\text{res}}$$

где H^0 - гамильтониан системы, состоящей из двух частиц, взаимодействие между которыми описывается оптическим потенциалом V^{opt} , H^{res} - гамильтониан остаточного взаимодействия, которое рассматривается как малое возмущение, переводящее систему в конечное состояние.

Процесс взаимодействия, таким образом, разбивается на 3 этапа:

1. Движение налетающей частицы в "искажающем" оптическом потенциале ядра-мишени;
2. Передача нуклонов под воздействием остаточного взаимодействия;
3. Движение вылетающей частицы в поле конечного ядра.

Амплитуда рассеянной волны имеет вид

$$f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) = \frac{\mu_b}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_f(\vec{k}_b) | H^{\text{res}} | \Psi_i(\vec{k}_a) \rangle$$

где μ_b - приведенная масса, $\vec{k}_a$ и $\vec{k}_b$ - волновые вектора входного и выходного каналов, $\Psi_i(\vec{k}_a)$ и $\Phi_f(\vec{k}_b)$ - волновые функции во входном и выходном канале, имеющие структуру (формула $H = H^0 + H^{\text{res}}$), причем $\Phi_f(\vec{k}_b)$ - оптическая волновая функция. В борновском приближении точную волновую функцию $\Psi_i(\vec{k}_a)$ заменяют на оптическую волновую функцию. Выражение для сечения имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{DWBA} = \frac{\mu_a k_b}{\mu_b k_a} \left| f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) \right|^2$$

Все вышеперечисленные формулы метода искаженных волн заложены в программу DWUCK5, с помощью которой рассчитывались теоретические сечения. На рисунке 4 схематично представлен механизм передачи α -кластера.

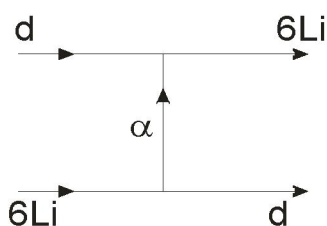


Рисунок 4 – Диаграмма передачи альфа-кластера в процессе ${}^6\text{Li}(d, {}^6\text{Li})d$

Учет обменного механизма передачи кластеров проводился в рамках метода связанных каналов реакций с использованием программы FRESKO [7]. В этом методе система из A нуклонов, представленная во входном канале конфигурацией $A = A_p + A_t$, заменяется N связанными системами с разбиением их на два кластера ($A = A_{p',k} + A_{t',k}$). Здесь индексы p и t относятся соответственно к налетающей частице и ядру-мишени, а индекс k меняется от 1 до N . Полная волновая функция в этом случае представляется в виде суммы произведений пар внутренних базисных волновых функций кластеров ϕ_{pk} , ϕ_{tk} и волновой функции Φ_k , описывающей относительное движение кластеров в канале k :

$$\Psi = \sum_{k=1}^N \varphi_{pk} \varphi_{tk} \Phi_k(\mathbf{R}_k)$$

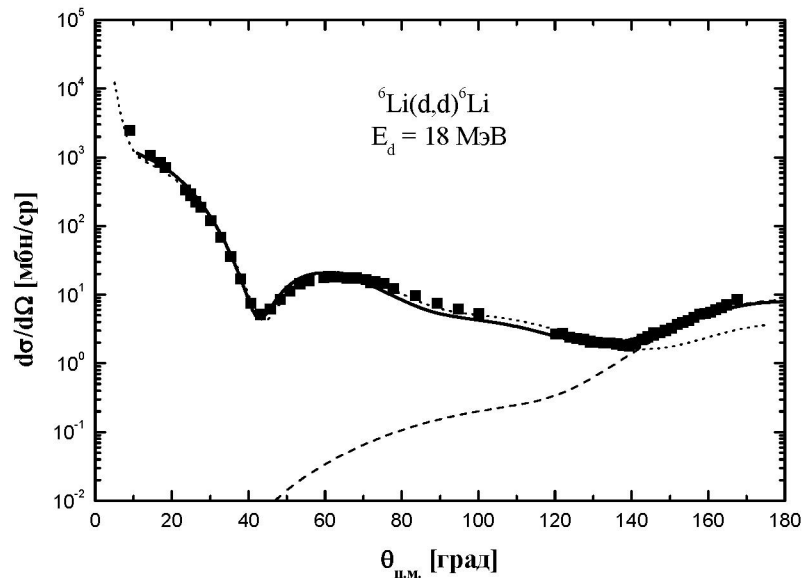
где $\mathbf{R}_k$ – радиус-вектор между фрагментами в канале k . Соответствующие относительной волновой функции $\Phi_k(\mathbf{R}_k)$ радиальные функции $f_\alpha(R_k)$ находятся решением системы связанных уравнений:

$$\begin{aligned} [E_k - T_{kL}(R_k) - U_k(R_k)] f_\alpha(R_k) = \sum_{\alpha', \lambda > 0} i^{(L'-L)} V_{\alpha\alpha'}^\lambda(R_k) f_{\alpha'}(R_k) + \\ + \sum_{\alpha', \lambda > 0} i^{(L'-L)} \int_0^{R_m} V_{\alpha\alpha'}(R_k, R_{k'}) f_{\alpha'}(R_{k'}) dR_{k'}, \end{aligned}$$

где

$$T_{kL}(R) = -\frac{\hbar^2}{2\mu_k} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right)$$

– оператор кинетической энергии. Величина α является обобщенным индексом, включающим номер канала k и квантовые числа – спины налетающей частицы и ядра-мишени (J_p, J_t), парциальная волна (L) и полный спин (J_T), т.е. $\alpha = (k, (LJ_p)J, J_t; J_T)$; $U_k(R_k)$ – потенциал взаимодействия в канале k , включающий ядерную и кулоновскую части; E_k – асимптотическая кинетическая энергия канала k : $E_k = E + Q_k - \varepsilon_{pk} - \varepsilon_{tk}$, где $Q_k, \varepsilon_{pk}, \varepsilon_{tk}$ – Q -реакции и энергии возбуждения в канале k ; $V_{\alpha\alpha'}^\lambda(R_k)$ – локальное взаимодействие для переходов в дискретные состояния ядер с мультипольностью λ (переданный орбитальный момент); $V_{\alpha\alpha'}(R_k, R_{k'})$ – нелокальное взаимодействие, связывающее каналы с передачей одного или большего количества нуклонов.



Квадраты – экспериментальные данные, сплошная кривая – сечения, рассчитанные по программе FRESKO с учетом интерференции сечений упругого рассеяния и сечений механизма передачи α -кластера (метод связанных каналов реакции); точечная кривая – сечения, вычисленные по программе Spival (оптическая модель), штриховая кривая – сечения, рассчитанные по программе DWUCK5 (метод искаженных волн)

Рисунок 5 – Угловые распределения упругого дейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ при энергии 18 МэВ

В случае $d^6\text{Li}$ -рассеяния мы принимали во внимание лишь два канала ($N = 2$): $d+^6\text{Li}$ и $^6\text{Li}+d$. Переход между каналами, осуществляемый за счет передачи альфа-кластера, рассчитывался методом искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия. Таким образом, упругое рассеяние и реакция с передачей альфа-кластера были включены в схему связи каналов. В расчетах механизма передачи использовалось r^{prior} -представление. Кластерные $(d + \alpha)$ волновые функции для основного состояния ядра ^6Li вычислялись стандартным методом с использованием процедуры подгонки глубины реальной части вудс-саксоновского потенциала, дающую нужную энергию связи кластеров. Геометрические параметры потенциала (радиус и диффузность) имели фиксированные значения: $r = 1,25$ Фм, $a = 0,65$ Фм. Кластерные спектроскопические амплитуды ($S_A = 0,85$) найденные из подгонки расчетных сечений к экспериментальным данным неплохо согласуются теоретическими кластерными амплитудами $S_A = 1,02$, рассчитанными в рамках трансляционно-инвариантной модели [8].

Из рисунка видно, что оптическая модель воспроизводит экспериментальные сечения до 130° (точечная кривая), метод искаженных волн описывает область больших углов (штриховая линия) и лишь метод связанных каналов реакции, в котором учитывается связь обоих вышеперечисленных процессов с учетом их интерференции, позволяет достигнуть описания экспериментальных данных в полном угловом диапазоне.

Закключение. Проведены эксперименты по упругому рассеянию дейтронов на ядрах ^6Li при энергии $E_d = 18$ МэВ в диапазоне углов от 10° до 170° в системе центра масс с использованием ΔE - E - методики. Дифференциальные сечения при углах 40° и 60° имеют минимум и максимум. Далее идет плавный спад до 135° . В области больших углов наблюдается подъем сечений, связанный с ярко выраженной кластерной структурой ядра ^6Li .

Из анализа экспериментальных данных в рамках оптической модели ядра найдены оптимальные, физически-разумные параметры оптического потенциала взаимодействия, которые хорошо согласуются с литературными данными. В рамках метода искаженных волн и метода связанных каналов реакций проведен анализ упругого рассеяния с учетом вклада механизма передачи α -кластера, который показал, что для исследуемого процесса в области больших углов, влияние данного механизма на формирование сечений рассеяния существенно.

Полученные экспериментальные и теоретические данные найдут применение при исследованиях процессов, протекающих в звездах, при разработке новых теоретических моделей в ядерной физике, а также будут полезны для характеристики процессов происходящих в высокотемпературной плазме термоядерных реакторов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.К., Баталин С.С., Волков Б.А., Громов Д.Д., Кравченко Е.Т., Круглов В.Г., Нигматов М.Х., Попов Ю.С., Прокофьев С.И., Рыбин С.Н. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // Известия АН КазССР. Серия физико-математическая. – 1973. – №4. – С. 6-15.
- [2] Артемов С.В., Бажажин А.Г., Бактыбаев М.К., Буртебаев Н., Дуйсебаев А., Дуйсебаев Б.А., Зарифов Р.А., Кадыржанов К.К., Караходжаев А.А., Сахиев С.К., Сатпаев Н.К., Саргаскаев А.М., Сейтимбетов А.М. Камера рассеяния для измерения сечений ядерных реакций в предельно малых углах на выведенном пучке изохронного циклотрона У-150М // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 2006. – № 6. – С. 61-64.
- [3] Буртебаев Н.Т., Виноградов А.А., Вонгай А.Д., Дуйсебаев А.Д., Курашов А.А., Мазуров И.Б., Парамонов В.В., Прокофьев С.И., Сакута С.Б., Санычев В.И., Сытин Н.П., Чесалов А.А., Чуев В.И. Система многомерного анализа для исследования ядерных реакций на циклотроне ИЯФ АН КазССР // Известия АН КазССР, Серия физико-математическая. – 1975. – №2. – С. 65-68.
- [4] Hodgson P.E. The nuclear optical model. // Report of Progress in Physics. – 1971. – V.34. – P.765-819.
- [5] Daehnick W.W., Childs J.D., Yrcel Z. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV // Physical Review C. – 1980. – Vol.21. – P. 2253-2274.
- [6] Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Метод искаженных волн в реакциях со сложными частицами // ЭЧАЯ. – 1979. – Т.11, № 2. – С.342-410.
- [7] Thompson Ian J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Computer Physical Reports. – 1988. – Vol. 7. – P. 167-212.
- [8] Немец О.А., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т., Смирнов Ю.Ф., Чувильский Ю.М. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. – Киев: Наукова думка, – 1988. – 488 с.

REFERENCES

- [1] Arzumano A.A., Nemenov L.M., Anisimov O.K., Batalin S.S., Volkov B.A., Gromov D.D., Kravchenko E.T., Nigmanov M.H. Popov Y.S., Prokofiev S.I., Ribin S.N. Izochronnii cyclotron s reguliruemoi energiei ionov // Izvestiya AN KazSSR, Seriya fiziko-matematicheskaya, – 1973, – № 4, – S. 6-15.
- [2] Artemov S.V., Bazhazhin A.G., Baktibayev M.K., Burtebayev N., Duisebayev A., Duisebayev B.A., Zarifov R.A., Kadirzhanov K.K., Karahodzhayev A.A., Sahiev S.K., Satpayev N.K., Sargaskaev A.M., Seitimbetov A.M. Kamera rasseyaniya dlya izmereniya sechenii yadernih reakcii v predelno malih uglah na vvedennom puchke izohronnogo ciklotrona U-150M // Izvestiya NAN RK, Seriya fiziko-matematicheskaya, – 2006, – № 6, – S. 61-64.
- [3] Burtebayev N.T., Vinogradov A.A., Vongay A.D., Duisebayev A.D., Kurashov A.A., Mazurov I.B., Paramanov V.V., Prokovev S.I., Sakuta S.B., Sanichev V.I., Sytin N.P., Chesalov A.A., Chuev V.I. Sistema mnogomernogo analiza dlya issledovaniya yadernih reaktsiy na siklotrone INP ANH KazSSR // Izvestiya AN KazSSR, Seriya fiziko-matematicheskaya. – 1975. – №2. – S.65-68.
- [4] Hodgson P.E. The nuclear optical model. // Report of Progress in Physics. – 1971. – V.34. – P.765-819.
- [5] Daehnick W.W., Childs J.D., Vrcelj Z. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV // Physical Review C. – 1980. – Vol.21. – P. 2253-2274.
- [6] Zelenskaya N.S., Teplov I.B. Metod iskazhennih voln v reaktsiyah so slozhnimi chastisami // ЭЧАЯ. – 1979. – Т.11, № 2. – S.342-410.
- [7] Thompson Ian J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Computer Physical Reports. – 1988. – Vol. 7. – P. 167-212.
- [8] Nemec O.A., Neudachin V.G., Rudchik A.T., Smirnov Yu.F., Chuvilski Yu.M. Nuklonnie associacii v atomnih yadrah b yadernie reakcii mnogonuklonnih peredach. – Kiyev: Naukova dumka, – 1988, – 488 s.

ӨОЖ: 539.172.13

**Н. Буртебаев¹, Ж.К. Керимкулов^{1,3}, Д.К. Алимов^{1,2},
А.М. Отарбаева³, Е.С. Мухамеджанов^{1,2}, Д.М. Джансейтов^{1,2}**

¹ЯФИ, Алматы қ., Қазақстан, ²әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы қ.,
Қазақстан, ³Л.Н. Гумилев атындағы ЕҰУ, Астана қ., Қазақстан

18 МэВ ЭНЕРГИЯЛЫ ДЕЙТРОНДАРДЫҢ ⁶Li ЯДРОЛАРЫНАН СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫН ЗЕРТТЕУ

Аннотация. 18 МэВ энергияға ие дейтрондар ⁶Li ядроларынан серпімді шашырауының дифференциалдық У-150М үдеткішінде қимасы өлшенді. Өлшеулер 10 % - дан жоғары емес қателіктен жүргізілді. Бұрыштық таралулардың кіші бұрыштық аймағында қиманың бір минимумы және бір максимумы көрінеді. Алынған мәліметтер ядроның оптикалық үлгісі, бұрмаланған толқындар әдісі және реакцияның байланысқан арналар әдісі төңірегінде талданды. Өсерлесу оптикалық потенциалының және спектроскопиялық фактордың оптималды мәндері табылды. Потенциалдық шашырау тек қиманың кіші және орта бұрыштарында болатындығы көрсетілді. Қиманың үлкен бұрыштар аймағында α-кластер ауысу механизмі болатыны көрінеді.

Түйін сөздер: серпімді шашырау, зарядталған жеңіл бөлшектер, оптикалық потенциал, FRESCO, кластер ауысу, спектроскопиялық фактор.