

## Упругое рассеяние дейтрона на ядре $^{12}\text{C}$ при энергии 35 МэВ

**К.О. Мендибаев<sup>1,2</sup>**, **А.К. Әжібеков<sup>1,2,3</sup>**, **К.С. Дюсебаева<sup>1,4\*</sup>**,  
**Т.Е. Исатаев<sup>1,2</sup>**, **С.М. Лукьянов<sup>2</sup>**, **Т.К. Жолдыбаев<sup>1</sup>**,  
**Ә.Ә. Теміржанов<sup>1,5</sup>**

<sup>1</sup>Республиканское государственное предприятие на праве хозяйственного ведения  
«Институт ядерной физики» Агентства Республики Казахстан по атомной энергии  
(РГП на ПХВ ИЯФ РК), Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований ОИЯИ, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Кызылординский университет имени Коркыт Ата, Кызыл Орда, Казахстан

<sup>4</sup>Казахский национальный университет им аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>5</sup>Казахский национальный исследовательский технический университет имени К.И.  
Сатпаева, Алматы, Казахстан

E-mail: [kayrat1988@bk.ru](mailto:kayrat1988@bk.ru), [azhibekoaidos@mail.ru](mailto:azhibekoaidos@mail.ru), [kura15@mail.ru](mailto:kura15@mail.ru), [talgat\\_136@mail.ru](mailto:talgat_136@mail.ru),  
[lukyan@jinr.ru](mailto:lukyan@jinr.ru), [timjol@yandex.ru](mailto:timjol@yandex.ru), [alik-25.01.97@mail.ru](mailto:alik-25.01.97@mail.ru)

**Аннотация.** Измерены угловые распределения дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтронов на ядрах  $^{12}\text{C}$  при энергии 35 МэВ. Экспериментальная работа была проведена на ускорительном комплексе К130 с применением Большой камеры рассеяния (БКР), установленной в Ускорительной лаборатории университета Ювяскюля (Финляндия). Идентификация лёгких заряженных частиц и продуктов реакций осуществлялась методом ДЕ-Е, основанным на измерении потерь энергии в двух первых детекторах (ДЕ) и остаточной энергии в третьем (Е). Во время эксперимента для малых углов измерения использовалась конфигурация детекторов толщиной 100 мкм, 300 мкм и 4000 мкм, тогда как для больших углов – 12 мкм, 700 мкм и 4000 мкм соответственно. Экспериментальные данные проанализированы в рамках оптической модели с использованием глобальных параметризаций оптического потенциала. Выполнена подгонка параметров глубины действительной и мнимой частей потенциала к экспериментальным данным. Для действительной части потенциала дополнительно использован микроскопический двойной фолдинг-подход. Показано, что наилучшее описание экспериментальных данных достигается при использовании модифицированных параметров глобальных оптических потенциалов, для которых получены значения  $\chi^2/N$  1.438 и 1.526 соответственно. Для фолдинг-потенциала получен нормировочный коэффициент 0.785, что свидетельствует о влиянии динамических эффектов, связанных с распадом дейтрона и связью с неупругими каналами.

**Ключевые слова:** упругое рассеяние, оптическая модель, фолдинг потенциал, FRESCO, DFPOТ.

Поступила 15.04.2026. После доработки 1.06.2026. Принята к печати 2.06.2026. Доступно онлайн 30.06.2026.

\*автор для корреспонденции

## Введение

Исследование механизмов взаимодействия лёгких ядер остаётся одной из актуальных задач ядерной физики, поскольку измерения сечений ядерных реакций позволяют установить связь между фундаментальным нуклон-нуклонным взаимодействием и наблюдаемыми свойствами ядер. Для описания взаимодействия лёгких ядер наряду с феноменологическими подходами активно развиваются микроскопические модели, включая оптическую модель, фолдинг-подходы и методы связанных каналов, позволяющие исследовать как структуру ядер, так и динамику ядерных реакций [1-3].

Особый интерес представляют ядерные реакции с участием слабосвязанного ядра  ${}^2\text{H}$  – дейтрона. Энергия связи протона и нейтрона в дейтроне составляет всего 2.224 МэВ. Благодаря сильной пространственной корреляции между нуклонами дейтрон является чувствительным зондом распределения ядерной материи и динамики взаимодействия в системе «дейтрон-ядро». Вследствие этого упругое рассеяние дейтронов широко используется для определения параметров оптического потенциала и исследования механизмов поглощения в ядерных реакциях.

Ядро  ${}^{12}\text{C}$  является одной из наиболее важных мишеней в исследованиях реакций с лёгкими ионами и традиционно используется для тестирования параметризаций оптического потенциала и фолдинг-подходов. Несмотря на наличие значительного объёма экспериментальных данных по реакции  $d + {}^{12}\text{C}$ , результаты в области энергий порядка 30-40 МэВ представлены ограниченно, особенно в контексте сопоставления различных глобальных параметризаций оптического потенциала и микроскопических моделей взаимодействия. Энергия 35 МэВ представляет особый интерес, поскольку в данном диапазоне возрастает влияние процессов распада дейтрона и связи упругого канала с неупругими процессами, что делает систему чувствительной к выбору параметров оптического потенциала.

При энергиях порядка десятков МэВ упругое рассеяние дейтрона на ядре  ${}^{12}\text{C}$  удобно описывать в рамках оптической модели. В этом подходе взаимодействие задаётся комплексным потенциалом, включающим действительную, мнимую и кулоновскую составляющие. Радиальная зависимость компонент потенциала обычно задаётся формой Вудса-Саксона, а параметры определяются либо из глобальных параметризаций, либо путём подгонки к экспериментальным данным. Среди наиболее широко используемых глобальных оптических потенциалов для дейтрона можно выделить параметризации An-Cai [4], Wojowald et al. [5], Han-Shi-Shen [6] и Daehnick et al. [7], применяемые в широком диапазоне энергий и масс ядер.

С точки зрения теории рассеяния, структура ядер может проявляться в измеряемых угловых распределениях сечений реакций. В микроскопических подходах действительная часть потенциала взаимодействия напрямую связана с распределениями плотностей сталкивающихся ядер. В частности, в рамках фолдинг-модели потенциал взаимодействия выражается через свёртку эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия с плотностями налетающей частицы и ядра-мишени [8]. Такой подход позволяет связать параметры взаимодействия с микроскопическими характеристиками системы и уменьшить степень феноменологичности описания.

Связь упругого канала с неупругими каналами и каналами распада, включая распад дейтрона, приводит к перенормировке эффективного взаимодействия и может быть описана введением динамического поляризационного потенциала [9-11]. Эти эффекты проявляются в изменении величины поглощения и модификации дифракционной структуры угловых распределений, включая положение и глубину интерференционных минимумов.

Несмотря на наличие экспериментальных данных по упругому рассеянию  $d + {}^{12}\text{C}$  при энергиях порядка 25-35 МэВ, систематический анализ современных глобальных параметризаций оптического потенциала для данной системы остаётся ограниченным. В частности, недостаточно исследована применимость современных параметризаций оптического потенциала и микроскопических фолдинг-подходов к описанию дифракционной структуры угловых распределений в области средних энергий, где возрастает влияние динамических эффектов, связанных с распадом дейтрона и связью с неупругими каналами.

В настоящей работе выполнено измерение угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтронов на ядрах  ${}^{12}\text{C}$  при энергии 35 МэВ. Целью работы является анализ полученных экспериментальных данных в рамках оптической модели, сопоставление различных глобальных параметризаций оптического потенциала, а также применение микроскопического двойного фолдинг-подхода для описания действительной части взаимодействия. Дополнительно рассматривается возможность использования полученных параметров для описания данных при близкой энергии 28 МэВ без повторной оптимизации.

Полученные результаты могут быть использованы при дальнейшем анализе неупругого рассеяния и реакций передачи нуклонов с участием дейтрона, в том числе в расчётах в рамках формализмов DWBA и CRC, ранее применявшихся авторами при исследовании реакций передачи нуклонов и кластерных механизмов в лёгких ядрах [12, 13].

## Методология (Эксперимент)

Экспериментальные работы проведены на ускорительном комплексе К130 с применением Большой камеры рассеяния (БКР), установленной в Ускорительной лаборатории университета Ювясюля (Финляндия). В качестве пучка использовались дейтроны с энергией 35 МэВ, которыми облучалась самоподдерживающаяся углеродная мишень  $^{12}\text{C}$ , изготовленная в виде фольги толщиной 2 мкм и чистотой 99%. В зарегистрированных энергетических спектрах отсутствовали признаки примесных изотопов.

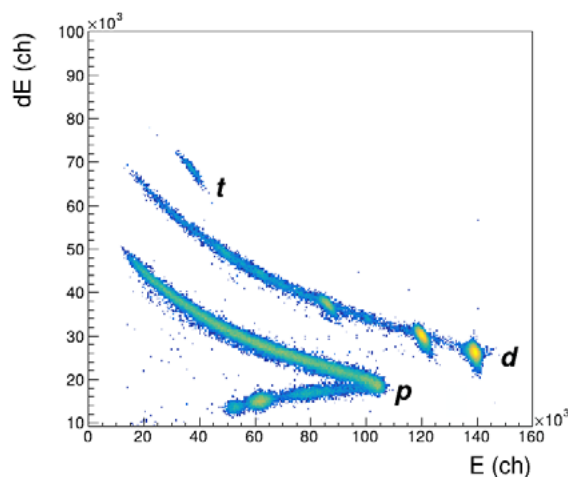
Перед мишенью параллельный пучок формировался с помощью системы коллиматоров, включавшей трубу с тремя позициями для установки диафрагм, расположенными на расстояниях 36 см и 30 см от мишени. Стандартный комплект диафрагм имел размеры 9-9-10 мм, при этом диафрагма с наибольшим диаметром размещалась ближе к мишени, что обеспечивало точность позиционирования пучка порядка 3 мм. Для установки коллиматоров была изготовлена стальная труба диаметром 30 мм из тантала. Дополнительная юстировка пучка проводилась с использованием сцинтилляционных пластин, позволявших визуально контролировать положение пучка.

Конструкция камеры и выбранная геометрия эксперимента позволили изменять угол установки детекторов относительно направления пучка в диапазоне от  $5^\circ$  до  $175^\circ$  в лабораторной системе координат. Средний ток пучка в ходе эксперимента поддерживался на уровне около 20 нА.

Позиционирование детекторов обеспечивалось с точностью до  $\pm 0.25$  мм, что соответствовало угловой неопределённости менее  $0.1^\circ$  в используемой геометрии эксперимента. Неопределённость телесного угла детекторов не превышала 3%. Основной вклад в систематическую неопределённость вносили погрешности нормировки пучка, определение телесного угла, нестабильность тока пучка, неопределённость толщины мишени, а также вклад мёртвого времени электронной аппаратуры.

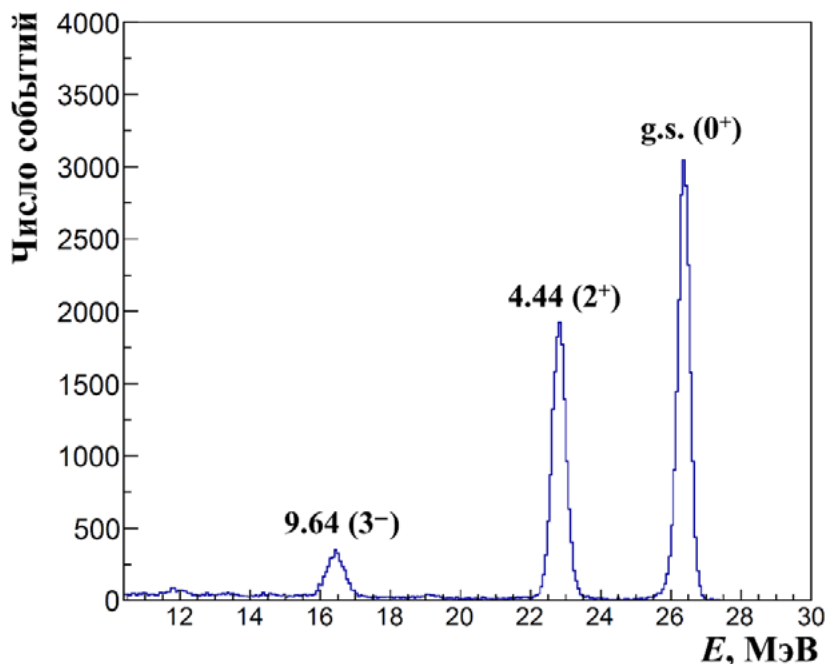
Нормировка экспериментальных сечений выполнялась с учётом интегрального заряда пучка, контролируемого по показаниям цилиндра Фарадея, установленного в системе ускорительного канала и камеры рассеяния. Нестабильность тока пучка оценивалась по изменению интегрального заряда за время набора спектров при различных углах. Толщина мишени контролировалась по паспортным данным изготовителя и дополнительно проверялась по энергетическим потерям заряженных частиц. Указанные вклады учитывались при оценке суммарной систематической неопределённости дифференциальных сечений, которая составляла порядка 7-10%. Статистические погрешности определялись числом зарегистрированных событий и для большинства экспериментальных точек не превышали размеров символов на графиках.

Идентификация лёгких заряженных частиц и продуктов реакций осуществлялась методом  $\Delta E$ -E, основанном на измерении потерь энергии в двух первых детекторах ( $\Delta E$ ) и остаточной энергии в третьем (E). На рисунке 1 представлены соответствующие локусы идентификации, полученные с использованием полупроводниковых  $\Delta E$ -E телескопов для всех зарегистрированных частиц. Для регистрации энергетических спектров внутри камеры рассеяния на вращающейся платформе были установлены четыре кремниевых телескопа трёхслойной структуры. Для малых углов использовалась конфигурация детекторов толщиной 100 мкм, 300 мкм и 4000 мкм, тогда как для больших углов – 12 мкм, 700 мкм и 4000 мкм соответственно.



**Рисунок 1. Идентификационная матрица для продуктов реакции  $d + ^{12}\text{C}$  при энергии пучка 35 МэВ,  $\theta_{\text{лаб}} = 45^\circ$**

На рисунке 2 представлен спектр полной выделенной энергии дейтронов, измеренный при  $\theta_{\text{лаб}} = 45^\circ$ . В спектре отчетливо выделяются несколько пиков, соответствующих заселению основного и возбужденных состояний ядра  $^{12}\text{C}$ . Наиболее интенсивный пик при энергии вылета дейтрона около 26-27 МэВ соответствует основному состоянию ядра  $^{12}\text{C}$  ( $0^+$ ), тогда как пики при энергиях около 23 МэВ и 16-17 МэВ соответствуют возбужденным состояниям с энергиями 4.44 МэВ ( $2^+$ ) и 9.64 МэВ ( $3^-$ ) соответственно. Наблюдается хорошее энергетическое разрешение, обеспечивающее четкое разделение уровней. Низкоэнергетическая часть спектра характеризуется уменьшением статистики и повышенным фоном, что может быть связано с вкладом неупругих процессов. Плавный фон под пиками обусловлен многотельными каналами реакций. Подписанные значения энергий соответствуют энергиям возбуждения ядра  $^{12}\text{C}$  и используются для идентификации соответствующих состояний.



**Рисунок 2.** Спектр полной выделенной энергии дейтрона, измеренный при  $\theta_{\text{лаб}} = 45^\circ$   
 Пики соответствуют основному и возбужденным состояниям ядра  $^{12}\text{C}$

### Результаты и анализ

В данном разделе представлены результаты измерений угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтронов на ядрах  $^{12}\text{C}$  при энергии 35 МэВ и их сравнение с расчётами в рамках оптической модели. Расчёты угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния в рамках оптической модели выполнялись с использованием программного кода FRESKO [14]. Программа использовалась для численного решения уравнения Шрёдингера с комплексным оптическим потенциалом и расчёта дифференциальных сечений упругого рассеяния. В качестве входных параметров использовались глобальные параметризации оптического потенциала [4-7] с последующей подгонкой параметров действительной и мнимой частей потенциала к экспериментальным данным. Для расчётов с микроскопической действительной частью потенциала использовался двойной фолдинг-потенциал, рассчитанный программой DFPOT [15], который затем использовался в качестве входного потенциала в FRESKO.

Оптический потенциал в настоящей работе включает объёмную действительную, объёмную и поверхностную мнимые, а также кулоновскую части:

$$U(\mathbf{r}) = V_V(\mathbf{r}) + iW_V(\mathbf{r}) + iW_S(\mathbf{r}) + V_C(\mathbf{r}) \quad (1)$$

Объёмная действительная часть потенциала задаётся формой Вудса–Саксона:

$$V_V(r) = V_0 \left[ 1 + \exp \left( \frac{r - R_V}{a_V} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

где параметры  $V_0$ ,  $r_0$  и  $a_V$  приведены в Таблице 1. В зависимости от выбранного набора [4-7] глубина потенциала изменяется в диапазоне от  $-85$  до  $-76$  МэВ.

Объёмная мнимая часть  $W_V(r)$ , отвечающая за поглощение в объёме ядра, также задаётся формой Вудса–Саксона:

$$W_V(r) = W_0 \left[ 1 + \exp \left( \frac{r - R_W}{a_W} \right) \right]^{-1} \quad (3)$$

Поверхностная мнимая часть  $W_S(r)$ , описывающая поглощение в приповерхностной области, имеет производную форму Вудса–Саксона:

$$W_S(r) = -4a_S W_S^0 \frac{d}{dr} \left[ 1 + \exp \left( \frac{r - R_S}{a_S} \right) \right]^{-1} \quad (4)$$

Кулоновская часть потенциала  $V_C(r)$  описывается потенциалом однородно заряженной сферы радиуса  $R_C$ :

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_C} \left( 3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), & r \leq R_C, \\ \frac{Z_p Z_t e^2}{r}, & r > R_C \end{cases} \quad (5)$$

Радиусы всех компонент потенциала определяются стандартным образом:

$$R_i = r_i \left( A_p^{1/3} + A_t^{1/3} \right), \quad i = V, W, S, C \quad (6)$$

где параметры  $r_i$  берутся из Таблицы 1 для соответствующих частей потенциала.

Здесь  $V_0$  – глубина действительной части ядерного потенциала,  $W$  – глубина мнимой части,  $R_i$  – радиусы соответствующих компонент потенциала, а  $a_i$  – параметры диффузии, характеризующие степень «размытия» ядерной поверхности. Увеличение параметра диффузии  $a_i$  приводит к более плавному изменению потенциала в периферийной области ядра, что отражает конечную толщину ядерной границы. Радиусы  $R_i$  определяют эффективный размер области взаимодействия и зависят от массовых чисел взаимодействующих частиц. Величины  $Z_p$  и  $Z_t$  обозначают зарядовые числа налетающей частицы и ядра-мишени соответственно, а  $A_p$  и  $A_t$  – их массовые числа. Эти параметры входят в выражение для кулоновского потенциала и определяют вклад кулоновского взаимодействия в полное эффективное поле. Такое параметрическое представление оптического потенциала обеспечивает достаточную гибкость при анализе экспериментальных данных и позволяет независимо варьировать вклад различных физических механизмов.

В настоящей работе спин-орбитальная составляющая оптического потенциала явно не включалась, поскольку анализ был сосредоточен на описании угловых распределений дифференциальных сечений без привлечения данных о спиновой зависимости рассеяния. Для рассматриваемых данных основной вклад в положение и глубину дифракционных минимумов определяется центральными действительной и мнимой частями потенциала. Вместе с тем спин-орбитальное взаимодействие может вносить вклад при больших углах рассеяния, поэтому его учёт представляет интерес для последующего более детального анализа системы  $d + ^{12}\text{C}$ .

**Таблица 1. Параметры оптического потенциала.**

**Курсивом обозначены значения, полученные в результате подгонки параметров. Значения  $\chi^2/N$  при 28 МэВ приведены для расчётов, выполненных с параметрами потенциала, оптимизированными по данным при 35 МэВ, без дополнительной подгонки.**

	$N_R$	$V_0$ , МэВ	$r_v$ , фм	$a_v$ , фм	$W_v$ , МэВ	$r_w$ , фм	$a_w$ , фм	$W_s$ , МэВ	$r_s$ , фм	$a_s$ , фм	$r_c$ , фм	$\chi^2/N$	
												35 МэВ	28 МэВ
[4]	0.785	84.960	0.740	0.748	3.281	0.869	0.626	9.759	0.903	0.673	0.840	6.314	94.52
		<i>84.787</i>						<i>8.541</i>				<i>1.815</i>	<i>113.9</i>
[5]	0.785	76.432	0.761	0.716	-	-	-	10.181	0.819	0.816	0.838	6.284	34.39
		<i>77.935</i>			<i>2.703</i>	<i>0.819</i>	<i>0.816</i>	<i>8.140</i>				1.438	<i>42.91</i>
[6]	0.785	78.687	0.757	0.809	18.189	0.857	0.568	0.000	1.008	0.803	1.095	489	942.4
		<i>78.626</i>			<i>2.787</i>			<i>2.505</i>				<i>80.53</i>	
[7]	0.785	80.401	0.755	0.759	1.509	0.850	0.666	11.576	0.850	0.666	0.839	9.009	79.01
		<i>83.115</i>			<i>13.284</i>			<i>6.418</i>				<i>1.526</i>	<i>124.3</i>

Подгонка параметров оптического потенциала выполнялась путём минимизации величины  $\chi^2$ , определяемой как

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_i^{\text{exp}} - \sigma_i^{\text{calc}})^2}{(\Delta\sigma_i)^2} \tag{7}$$

где  $\sigma_i^{\text{exp}}$  и  $\sigma_i^{\text{calc}}$  – экспериментальные и расчётные значения дифференциальных сечений соответственно,  $\Delta\sigma_i$  – экспериментальные неопределённости, а  $N$  – число экспериментальных точек. В Таблице 1 приведены значения приведённого критерия  $\chi^2/N$ , использовавшегося для оценки качества описания экспериментальных данных. Оптимизация параметров проводилась с использованием программы FRESKO [14]. В процессе подгонки варьировались глубины действительной и мнимой частей потенциала.

Для расчёта действительной части оптического потенциала в настоящей работе также использовался микроскопический подход с расчётом двойного фолдинг-потенциала. В рамках этого метода потенциал взаимодействия вычисляется путем свёртки распределений ядерной плотности налетающего ядра-снаряда и ядра-мишени с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием. Такой подход позволяет связать ядро-ядерный потенциал с микроскопическими характеристиками взаимодействующих систем и потому является более физически обоснованным по сравнению с чисто феноменологическими параметризациями. В программе DFPOT [15] потенциал вычисляется в импульсном пространстве с использованием преобразования Фурье, что делает возможным расчёт как потенциалов упругого, так и неупругого рассеяния.

Действительная часть потенциала определялась выражением

$$V_F(\mathbf{R}) = \int \rho_p(\mathbf{r}_1)\rho_t(\mathbf{r}_2)v_{NN}(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)d\mathbf{r}_1d\mathbf{r}_2 \tag{8}$$

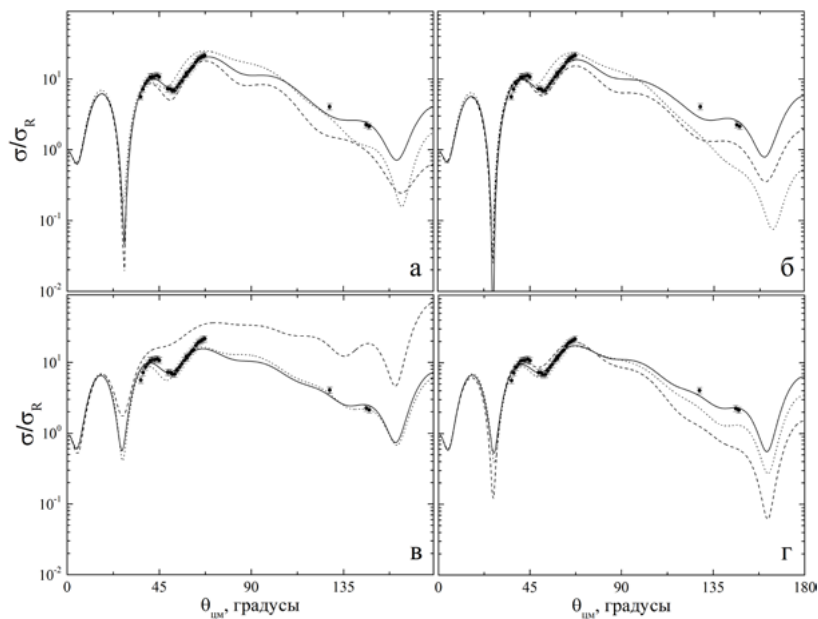
где  $\rho_p, \rho_t$  – плотности налетающей частицы и ядра-мишени были взяты из работ [16, 17], а  $v_{NN}$  эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие. В расчётах использовалось эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие типа МЗУ, задаваемое в параметризованной форме в программе DFPOT. Двойной фолдинг-потенциал использовался только для действительной части оптического потенциала, тогда как мнимая часть задавалась феноменологически в форме (3) и (4).

Полный оптический потенциал записывался в виде

$$U(\mathbf{r}) = N_R \cdot V_F(\mathbf{r}) + iW_V(\mathbf{r}) + iW_S(\mathbf{r}) + V_C(\mathbf{r}) \quad (9)$$

где  $V_F(r)$  – двойной фолдинг-потенциал,  $N_R$  – коэффициент нормировки потенциала. Нормировочный коэффициент ( $N_R = 0.785$ ) использовался только для действительной части двойного фолдинг-потенциала и не являлся параметром глобальных феноменологических потенциалов [4-7]. Значение  $N_R$  определялось из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных угловых распределений в рамках фолдинг-подхода и затем фиксировалось при сравнении различных вариантов мнимой части потенциала. Полученное значение ( $N_R < 1$ ) указывает на необходимость уменьшения глубины микроскопического фолдинг-потенциала примерно на 20%, что связано с динамическими эффектами, не учитываемыми в статической модели, включая распад дейтрона, связь с неупругими каналами и динамическую поляризацию канала. Следует отметить, что значение  $N_R$  зависит от выбранных распределений плотности налетающего ядра и ядра-мишени. В настоящей работе использовался единый набор плотностей из работ [16, 17], что обеспечивает согласованность всех расчётов. Поэтому полученное значение  $N_R = 0.785$  следует интерпретировать в рамках данного выбора плотностей. Оценка чувствительности  $N_R$  к альтернативным параметризациям плотностей является предметом дальнейшего исследования.

Анализ угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния  $d + ^{12}\text{C}$  при энергии 35 МэВ (рис. 3) демонстрирует высокую чувствительность наблюдаемой дифракционной структуры к параметрам оптического потенциала. Экспериментальные данные характеризуются выраженной осциллирующей структурой с чередованием максимумов и минимумов, обусловленной интерференцией кулоновского и ядерного вкладов, а также вкладом различных парциальных волн. Положение интерференционных минимумов определяется главным образом геометрией действительной части потенциала, тогда как их глубина и абсолютный уровень сечений существенно зависят от параметров мнимой части, характеризующей поглощение в открытые реакционные каналы.



**Рисунок 3. Угловые распределения дифференциального сечения упругого рассеяния  $d + ^{12}\text{C}$  при энергии 35 МэВ**

**Экспериментальные данные показаны точками.**

**Сплошные линии соответствуют расчётам с параметрами оптического потенциала, полученными в результате подгонки к эксперименту. Штриховые линии – расчёты с использованием параметризаций из работы [4] – (а), [5] – (б), [6] – (в), и [7] – (г).**

**Точечные кривые получены в рамках двойного фолдинг подхода для действительной части потенциала при использовании мнимой части с параметрами, полученными в результате подгонки.**

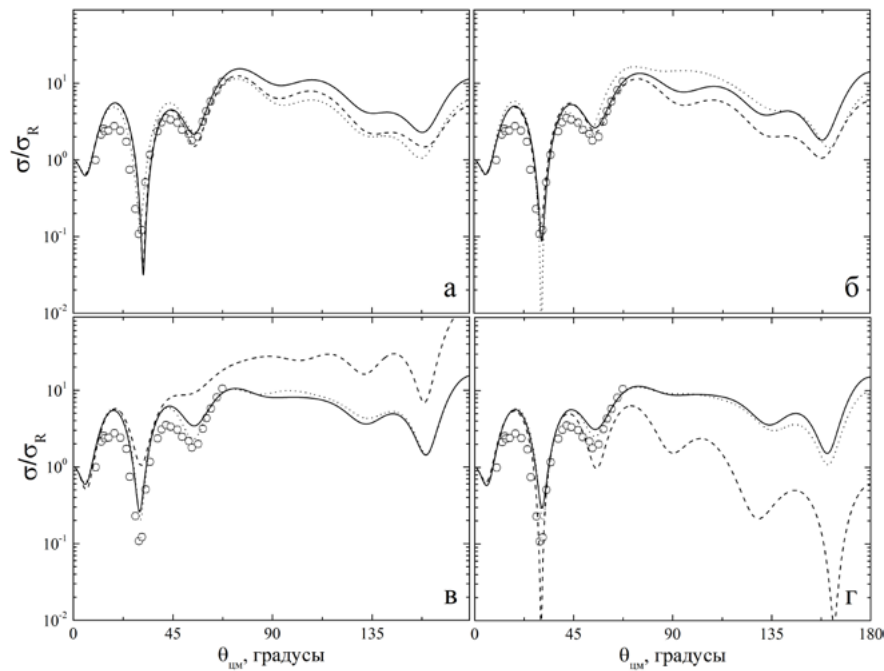
Как видно из Таблицы 1, исходные глобальные параметризации [4-7] демонстрируют заметные различия в качестве описания экспериментальных данных при энергии 35 МэВ. Наиболее близкое согласие до подгонки достигается для параметризаций [4] и [5], для которых  $\chi^2/N$  составляет 6.314 и 6.284 соответственно. В то же время исходная глобальная параметризация [6] приводит к существенно худшему описанию данных при 35 МэВ, что соответствует значению  $\chi^2/N = 489$ . Следует подчеркнуть, что это значение относится именно к расчёту при энергии 35 МэВ с параметрами глобального потенциала до подгонки. После оптимизации параметров все используемые потенциалы демонстрируют существенное улучшение согласия с экспериментом. Для параметризаций [5] и [7] значения  $\chi^2/N$  уменьшаются до 1.438 и 1.526 соответственно, что соответствует наилучшему описанию экспериментальных данных. Для потенциала [4] после подгонки также достигается удовлетворительное согласие с экспериментом,  $\chi^2/N = 1.815$ . Для параметризации [6] оптимизация приводит к значительному улучшению описания: значение  $\chi^2/N$  уменьшается с 489 до 2.505 при энергии 35 МэВ.

Для параметров из работы [4] (рис. 3а) наблюдается хорошее воспроизведение экспериментальных данных в области малых и средних углов. Подгонка параметров приводит к корректному описанию положения основных минимумов и фазы осцилляций, однако при больших углах сохраняются небольшие отклонения по абсолютной величине сечений. Для параметров [5] (рис. 3б) достигается наиболее стабильное описание дифракционной структуры во всём угловом диапазоне. В частности, данный набор параметров обеспечивает корректное воспроизведение как положения минимумов, так и их глубины, что указывает на адекватное соотношение действительной и мнимой частей потенциала.

Параметризация [6] (рис. 3в) в исходном виде демонстрирует существенное расхождение с экспериментальными данными, прежде всего в области средних и больших углов. Наличие сильной объёмной мнимой части при практически отсутствующем поверхностном поглощении приводит к переоценке интерференционной структуры и смещению минимумов. После подгонки параметров описание заметно улучшается, однако остаточные расхождения сохраняются, особенно в области больших углов рассеяния. Для потенциала [7] (рис. 3г) наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментом уже на уровне исходной параметризации, а последующая оптимизация параметров обеспечивает одно из лучших описаний данных среди рассмотренных потенциалов.

Результаты расчётов с использованием двойного фолдинг-потенциала для действительной части (точечные кривые на рис. 3) показывают, что микроскопический подход в целом корректно воспроизводит форму углового распределения, особенно при малых углах рассеяния, где доминирует периферийное взаимодействие. Однако при переходе к средним и большим углам наблюдаются заметные отклонения, проявляющиеся в смещении интерференционных минимумов и изменении амплитуды осцилляций. Это указывает на то, что статическое микроскопическое описание действительной части потенциала не учитывает связь с неупругими состояниями.

Для дополнительной проверки адекватности и устойчивости полученных параметров оптического потенциала был выполнен расчёт углового распределения при близкой энергии 28 МэВ (рис. 4). При этом использовались параметры, определённые по данным при энергии 35 МэВ, без их повторной оптимизации. Такой подход позволяет оценить, сохраняют ли найденные параметры способность описывать основную дифракционную структуру при изменении энергии налетающего дейтрона.



**Рисунок 4. Угловые распределения дифференциального сечения упругого рассеяния  $d + ^{12}\text{C}$  при энергии 28 МэВ [18]. Экспериментальные данные показаны точками.**

**Кривые соответствуют расчетам с использованием тех же параметров потенциала, что и на рисунке 3, полученных при энергии 35 МэВ, без дополнительной оптимизации.**

На рисунке 4 представлено сравнение расчётов, выполненных с использованием одних и тех же параметров потенциала, с экспериментальными данными для реакции  $d + ^{12}\text{C}$  при энергии 28 МэВ [18]. Для исходных потенциалов [4] и [5] значения  $\chi^2/N$  при 28 МэВ составляют соответственно 94.52 и 34.39, тогда как для потенциалов [6] и [7] получены значения:  $\chi^2/N = 942.4$  и  $79.01$  соответственно. После использования параметров потенциала, оптимизированных по данным при 35 МэВ без дополнительной подгонки к энергии 28 МэВ, значения  $\chi^2/N$  составляют 113.9, 42.91, 80.53 и 124.3 для потенциалов [4-7] соответственно. При этом потенциал [5] демонстрирует наилучшее согласие с экспериментальными данными при 28 МэВ, тогда как для потенциалов [4], [6] и [7] наблюдаются более заметные отклонения. Полученный результат свидетельствует о физической устойчивости параметров, определённых в настоящей работе, и подтверждает важную роль как объёмного, так и поверхностного поглощения при описании упругого рассеяния дейтронов на лёгких ядрах в области средних энергий.

Таким образом, проведённый анализ показывает, что непосредственная оптимизация параметров оптического потенциала является необходимой для количественного описания угловых распределений упругого рассеяния  $d + ^{12}\text{C}$  при энергиях порядка нескольких десятков МэВ. Использование глобальных параметризаций обеспечивает лишь качественное согласие с экспериментом и требует дополнительной корректировки параметров, прежде всего мнимой части потенциала. Полученные в работе параметры могут рассматриваться как уточнение существующих глобальных оптических потенциалов для системы  $d + ^{12}\text{C}$  в области средних энергий и использоваться в дальнейшем при анализе неупругого рассеяния и реакций передачи нуклонов.

### Заключение

Проведённое исследование показало, что угловые распределения упругого рассеяния дейтронов на ядрах  $^{12}\text{C}$  при энергии 35 МэВ чувствительны к выбору параметров оптического потенциала, прежде всего его мнимой части. Прямое применение глобальных параметризаций обеспечивает лишь качественное описание экспериментальных данных, тогда как количественное воспроизведение дифракционной структуры требует дополнительной оптимизации параметров. Параметры поглощения существенно влияют на глубину интерференционных минимумов и поведение сечений при средних и больших углах рассеяния, что указывает на важную роль связи упругого канала с неупругими и другими открытыми каналами реакции. Использование микроскопического двойного фолдинг-подхода для действительной части потенциала показало необходимость её перенормировки. Полученное

значение нормировочного коэффициента  $NR = 0.785$  может быть связано с динамическими эффектами, не учитываемыми в статическом фолдинг-описании, включая распад дейтрона и динамическую поляризацию канала. Полученные параметры оптического потенциала могут быть использованы в дальнейших расчётах неупругого рассеяния и реакций передачи нуклонов, в том числе в рамках формализмов DWBA и CRC.

**Благодарность:** Эта исследовательская работа была выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (Грант № AP 26198161)

#### **Вклад авторов**

**Мендибаев К.О.** – написание введения, проведение эксперимента (постановка задач и целей), обработка и анализ данных, а также написание заключение.

**Әжібеков А.Қ.** – написание и корректировка введения, проведение эксперимента (постановка целей), теоретическая обработка и анализ данных различными моделями, редактирование заключения.

**Дюсебаева К.С.** – проведение эксперимента (подготовка мишени, проверка детекторов), обработка и анализ экспериментальных данных, редактирование заключения и оформление статьи к публикации.

**Исатаев Т.Ғ.** – проведение эксперимента (калибровка детекторов, систему набоа данных), обработка и анализ экспериментальных данных программе ROOT.

**Лукьянов С.М.** - написание и корректировка введения, проведение эксперимента (постановка задач), теоретическая обработка и анализ данных, заключение.

**Жолдыбаев Т.К.** – написание введения, проведение эксперимента (подготовка электронного тракта эксперимента), обработка и анализ экспериментальных данных.

**Теміржанов А.А.** – проведение эксперимента (подготовка вакуумной системы, цилиндра Фарадея), обработка и экспресс анализ экспериментальных данных, составление библиографии.

#### **Заявление об использовании генеративного ИИ и технологий, использующих ИИ, в процессе подготовки рукописи**

В процессе подготовки данной работы авторы использовали Яндекс редактор текста и переводчик с функцией AI для повышения качества текста статьи и перевода обзорных статей в написание введения. После использования этого инструмента/сервиса авторы проверили и отредактировали содержание по мере необходимости и несут полную ответственность за содержание опубликованной статьи.

#### **Список литературы**

1. W. H. Dickhoff, R. J. Charity. Recent developments for the optical model of nuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, T. 105, с. 252-299 (2019).
2. A. M. Moro, J. Casal, M. Gómez-Ramos. The art of modeling nuclear reactions with weakly bound nuclei: status and perspectives, *European Physical Journal A*, T. 61, с. 47 (2025).
3. R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*, Oxford: Oxford University Press, (1983).
4. H. An, C. Cai. Global deuteron optical model potential for the energy range up to 183 MeV, *Physical Review C*, T. 73, с. 054605 (2006).
5. I. Bojowald et al. Elastic deuteron scattering and optical model parameters at energies up to 100 MeV, *Physical Review C*, T. 38, с. 1153-1163 (1988).
6. Y. Han, Y. Shi, Q. Shen. Deuteron global optical model potential for energies up to 200 MeV, *Physical Review C*, T. 74, с. 044615 (2006).
7. W. W. Daehnick, J.D. Childs, Z. Vrcelj. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV, *Physical Review C*, T. 21, с. 2253-2274 (1980).
8. G. R. Satchler, W. G. Love. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering, *Physics Reports*, T. 55, с. 183–254 (1979).
9. H. Feshbach. A unified theory of nuclear reactions, *Annals of Physics*, T. 19, с. 287-313 (1962).
10. N. Keeley et al. Dynamic polarization potential and dynamical nonlocality, *Physical Review C*, T. 90, с. 044602 (2014).
11. D.Y. Pang, R. S. Mackintosh. Dynamic polarization potential due to breakup, *Physical Review C*, T. 84, с. 064611 (2011).
12. A. K. Azhibekov et al. Study of one-step and two-step neutron transfer in the reaction  $6\text{Li} + 9\text{Be}$ , *Chinese Physics C*, T. 48, № 11, с. 114101 (2024).

13. K. Mendibayev et al. Direct and sequential transfer mechanisms in the  $^9\text{Be}(6\text{Li},4\text{He})^{11}\text{B}$  reaction: Probing cluster dynamics in light nuclei, *Physical Review C*, Т. 113, с. 034616 (2026).
14. I. J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics, *Computer Physics Reports*, Т. 7, с. 167-212 (1988).
15. J. Cook. DFPOT – a program for the calculation of double folded potentials, *Computer Physics Communications*, Т. 25, с. 125-139 (1982).
16. G.-L. Zhang et al. Double folding model calculation applied to the real part of interaction potential, *High Energy Physics and Nuclear Physics*, Т. 31, № 7, с. 634-641 (2007).
17. H. De Vries, C.W. De Jager, C. De Vries. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Т. 36, № 3, с. 495-536, (1987).
18. J.-P. Burq, G. Hadinger, J. Kouloumjan, J. Meyer. Asymétries produites par les deutons de 28 MeV polarisés vectoriellement dans les diffusions élastiques  $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$ ,  $^{28}\text{Si}(d, d)^{28}\text{Si}$  et  $^{40}\text{Ca}(d, d)^{40}\text{Ca}$ , *Nuclear Physics A*, Т. 149, с. 488-500 (1970).

**К.О. Мендибаев<sup>1,2</sup>, А.К. Әжібеков<sup>1,2,3</sup>, К.С. Дюсебаева<sup>1,4\*</sup>,  
Т.Ғ. Исатаев<sup>1,2</sup>, С.М. Лукьянов<sup>2</sup>, Т.К. Жолдыбаев<sup>1</sup>, Ә.Ә. Теміржанов<sup>1,5</sup>**

<sup>1</sup>Қазақстан Республикасы Атом энергиясы жөніндегі агенттігінің «Ядролық физика институты» шаруашылық жүргізу құқығындағы республикалық мемлекеттік кәсіпорны  
(ҚР ШЖҚ РМК ЯФИ), Алматы, Қазақстан

<sup>2</sup>Біріккен ядролық зерттеулер институты (БЯЗИ), Дубна, Ресей

<sup>3</sup>Қорқыт Ата атындағы Қызылорда университеті, Қызылорда, Қазақстан

<sup>4</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

<sup>5</sup>Қ.И. Сәтбаев атындағы Қазақ ұлттық техникалық зерттеу университеті, Алматы, Қазақстан

(E-mail: [kayrat1988@bk.ru](mailto:kayrat1988@bk.ru), [azhibekoaidos@mail.ru](mailto:azhibekoaidos@mail.ru), [kura15@mail.ru](mailto:kura15@mail.ru), [talgat\\_136@mail.ru](mailto:talgat_136@mail.ru), [lukyan@jinr.ru](mailto:lukyan@jinr.ru), [timjol@yandex.ru](mailto:timjol@yandex.ru), [alik-25.01.97@mail.ru](mailto:alik-25.01.97@mail.ru))

### 35 МэВ энергиясы кезінде $^{12}\text{C}$ ядрода дейтронның серпімді шашырауы

**Аңдатпа.** 35 МэВ энергиясы кезінде  $^{12}\text{C}$  ядроларында дейтрондардың серпімді шашырауының дифференциалдық қималарының бұрыштық үлестірулері өлшенді. Эксперименттік жұмыс Финляндиядағы Ювяскюля университетінің Акселераторлық зертханасында орнатылған Үлкен шашырау камерасын (ҮШК) пайдалана отырып, К130 үдеткіш кешенінде жүргізілді. Жеңіл зарядталған бөлшектер мен реакция өнімдерін сәйкестендіру алғашқы екі детектордағы (ДЕ) энергия шығынын және үшінші детектордағы (Е) қалдық энергияны өлшеуге негізделген ДЕ-Е әдісі арқылы жүзеге асырылды. Эксперимент барысында кіші бұрыштар үшін өлшеулерге 100 мкм, 300 мкм және 4000 мкм қалыңдығындағы детекторлар конфигурациясы пайдаланылса, үлкен бұрыштар үшін сәйкесінше 12 мкм, 700 мкм және 4000 мкм детекторлар қолданылды. Эксперименттік деректер оптикалық потенциалдың жаһандық параметрленуін пайдалана отырып, оптикалық модель шеңберінде талданды. Потенциалдың нақты және жорамал бөліктерінің тереңдік параметрлерін эксперименттік деректерге бейімдеу орындалды. Потенциалдың нақты бөлігі үшін қосымша микроскопиялық қосарлы фолдинг-тәсілі қолданылды. Эксперименттік деректердің үздік сипаттамасы жаһандық оптикалық потенциалдардың модификацияланған параметрлерін пайдаланған кезде қол жеткізілетіні көрсетілді, олар үшін  $\chi^2/N$  мәндері сәйкесінше 1.438 және 1.526 алынды. Фолдинг-потенциал үшін нормалау коэффициенті 0.785 мәніне ие болды, бұл дейтронның ыдырауына және серпімсіз арналармен байланысуына байланысты динамикалық әсерлердің ықпалын куәландырады.

**Түйін сөздер:** серпімді шашырау, оптикалық модель, қосарлы потенциал (фолдинг потенциал), FRESCO, DFPOT.

**K.O. Mendibayev<sup>1,2</sup>, A.K. Azhibekov<sup>1,2,3</sup>, K.S. Dyussebayeva<sup>1,4\*</sup>, T.G. Issatayev<sup>1,2</sup>, S.M. Lukyanov<sup>2</sup>,  
T.K. Zholdybayev<sup>1</sup>, A.A. Temirzhanov<sup>1,5</sup>**

<sup>1</sup>Republican State Enterprise for the Right of Economic Management "Institute of Nuclear Physics" of the Agency of the Republic of Kazakhstan for Atomic Energy (RSE on the RHV INP RK), Almaty, Kazakhstan

<sup>2</sup>Joint Institute for Nuclear Research JINR, Dubna, Russia

<sup>3</sup>Kyzylorda University named after Korkyt Ata, Kyzyl Orda, Kazakhstan

<sup>4</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

<sup>5</sup>Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

(E-mail: kayrat1988@bk.ru, azhibekoaidos@mail.ru,

kura15@mail.ru, talgat\_136@mail.ru, lukyan@jinr.ru, timjol@yandex.ru, alik-25.01.97@mail.ru)

### Elastic scattering of a deuteron on a $^{12}\text{C}$ nucleus at an energy of 35 MeV

**Abstract.** Angular distributions of differential cross sections for elastic scattering of deuterons on  $^{12}\text{C}$  nuclei at an energy of 35 MeV have been measured. The experiment was performed at the K130 accelerator facility using the Large Scattering Chamber (LSC) installed at the Accelerator Laboratory of the University of Jyväskylä (Finland). Identification of light charged particles and reaction products was carried out using the  $\Delta E$ -E technique, based on measurements of the energy losses in the first two detectors ( $\Delta E$ ) and the residual energy deposited in the third detector (E). For measurements at forward angles, a detector configuration consisting of 100  $\mu\text{m}$ , 300  $\mu\text{m}$ , and 4000  $\mu\text{m}$  silicon detectors was employed, whereas for larger scattering angles the detector thicknesses were 12  $\mu\text{m}$ , 700  $\mu\text{m}$ , and 4000  $\mu\text{m}$ , respectively. The experimental data were analyzed within the framework of the optical model using global optical-potential parameterizations. The depth parameters of the real and imaginary parts of the potential are adjusted to the experimental data. In addition, the real part of the interaction potential was calculated using a microscopic double-folding approach. It was shown that the best agreement with the experimental data is achieved using modified parameters of the global optical potentials, yielding  $\chi^2/N$  values of 1.438 and 1.526, respectively. For the folding potential, a normalization factor of 0.785 was obtained, indicating the influence of dynamical effects associated with deuteron breakup and coupling to inelastic channels.

**Key words:** elastic scattering, optical model, folding potential, FRESKO, DFPOT.

### References

1. W. H. Dickhoff, R. J. Charity. Recent developments for the optical model of nuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, T. 105, c. 252-299 (2019).
2. A. M. Moro, J. Casal, M. Gómez-Ramos. The art of modeling nuclear reactions with weakly bound nuclei: status and perspectives, *European Physical Journal A*, T. 61, c. 47 (2025).
3. R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*, Oxford: Oxford University Press, (1983).
4. H. An, C. Cai. Global deuteron optical model potential for the energy range up to 183 MeV, *Physical Review C*, T. 73, c. 054605 (2006).
5. I. Bojowald et al. Elastic deuteron scattering and optical model parameters at energies up to 100 MeV, *Physical Review C*, T. 38, c. 1153-1163 (1988).
6. Y. Han, Y. Shi, Q. Shen. Deuteron global optical model potential for energies up to 200 MeV, *Physical Review C*, T. 74, c. 044615 (2006).
7. W. W. Daehnick, J.D. Childs, Z. Vrcelj. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV, *Physical Review C*, T. 21, c. 2253-2274 (1980).
8. G. R. Satchler, W. G. Love. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering, *Physics Reports*, T. 55, c. 183-254 (1979).
9. H. Feshbach. A unified theory of nuclear reactions, *Annals of Physics*, T. 19, c. 287-313 (1962).
10. N. Keeley et al. Dynamic polarization potential and dynamical nonlocality, *Physical Review C*, T. 90, c. 044602 (2014).
11. D.Y. Pang, R. S. Mackintosh. Dynamic polarization potential due to breakup, *Physical Review C*, T. 84, c. 064611 (2011).
12. A. K. Azhibekov et al. Study of one-step and two-step neutron transfer in the reaction  $6\text{Li} + 9\text{Be}$ , *Chinese Physics C*, T. 48, № 11, c. 114101 (2024).

13. K. Mendibayev et al. Direct and sequential transfer mechanisms in the  $^9\text{Be}(6\text{Li},4\text{He})^{11}\text{B}$  reaction: Probing cluster dynamics in light nuclei, *Physical Review C*, Т. 113, с. 034616 (2026).
14. I. J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics, *Computer Physics Reports*, Т. 7, с. 167-212 (1988).
15. J. Cook. DFPOT – a program for the calculation of double folded potentials, *Computer Physics Communications*, Т. 25, с. 125-139 (1982).
16. G.-L. Zhang et al. Double folding model calculation applied to the real part of interaction potential, *High Energy Physics and Nuclear Physics*, Т. 31, № 7, с. 634-641 (2007).
17. H. De Vries, C.W. De Jager, C. De Vries. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Т. 36, № 3, с. 495-536, (1987).
18. J.-P. Burq, G. Hadinger, J. Kouloumjan, J. Meyer. Asymétries produites par les deutons de 28 MeV polarisés vectoriellement dans les diffusions élastiques  $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$ ,  $^{28}\text{Si}(d, d)^{28}\text{Si}$  et  $^{40}\text{Ca}(d, d)^{40}\text{Ca}$ , *Nuclear Physics A*, Т. 149, с. 488-500 (1970).

#### Сведения об авторах:

**Мендибаев К.О.** – PhD, старший научный сотрудник лаборатории ядерных процессов Института ядерной физики (г. Алматы, Казахстан) и Объединенного института ядерных Исследований (г. Дубна, Россия), [kayrat1988@bk.ru](mailto:kayrat1988@bk.ru)

**Әжібеков А.Қ.** – PhD, ведущий научный сотрудник лаборатории ядерных процессов Института ядерной физики (г. Алматы, Казахстан) и старший научный сотрудник Объединенного института ядерных Исследований (г. Дубна, Россия), [azhibekoaidos@mail.ru](mailto:azhibekoaidos@mail.ru)

**Дюсебаева К.С.** – автор для корреспонденции, докторант, старший преподаватель кафедры теоретической и ядерной физики Казахского Национального Университета имени аль-Фараби, пр. аль-Фараби 71, Алматы, Казахстан, [kura15@mail.ru](mailto:kura15@mail.ru)

**Исатаев Т.Ғ.** – научный сотрудник лаборатории ядерных процессов Института ядерной физики (г. Алматы, Казахстан), докторант кафедры ядерной физики Евразийского Национального Университета имени Л. Н. Гумилева, ул. Сатпаева 2, г. Астана, Казахстан, [talgat\\_136@mail.ru](mailto:talgat_136@mail.ru)

**Лукьянов С.М.** – старший научный сотрудник Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований, Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Россия, [lukyuan@jinr.ru](mailto:lukyuan@jinr.ru)

**Жолдыбаев Т.К.** – заведующий отдела ядерной физики РГП «Институт ядерной физики», Ибрагимова 1, г. Алматы, Казахстан, [timjol@yandex.ru](mailto:timjol@yandex.ru)

**Темиржанов А.А.** – младший научный сотрудник Института ядерной физики (г. Алматы, Казахстан), докторант по образовательной программе робототехника КазНИТУ им. К.И. Сатпаева, [alik-25.01.97@mail.ru](mailto:alik-25.01.97@mail.ru)

**Мендибаев Қ.О.** – PhD, Ядролық процестер зертханасының аға ғылыми қызметкері (Алматы қ., Қазақстан) және Біріккен ядролық зерттеулер институты (Дубна қ., Ресей), [kayrat1988@bk.ru](mailto:kayrat1988@bk.ru)

**Әжібеков А.Қ.** – PhD, Ядролық процестер зертханасының жетекші ғылыми қызметкері (Алматы қ., Қазақстан) және Біріккен ядролық зерттеулер институтының аға ғылыми қызметкері (Дубна қ., Ресей), [azhibekoaidos@mail.ru](mailto:azhibekoaidos@mail.ru)

**Дюсебаева Қ.С.** – хат-хабар авторы, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің теориялық және ядролық физика кафедрасының докторанты, аға оқытушысы, әл-Фараби даңғылы 71, Алматы қ., Қазақстан, [kura15@mail.ru](mailto:kura15@mail.ru)

**Исатаев Т.Ғ.** – Ядролық процестер зертханасының ғылыми қызметкері (Алматы қ., Қазақстан), Л. Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің ядролық физика кафедрасының докторанты, Сәтбаев көшесі 2, Астана қ., Қазақстан, [talgat\\_136@mail.ru](mailto:talgat_136@mail.ru)

**Лукьянов С.М.** – Біріккен ядролық зерттеулер институтының Ядролық реакциялар зертханасының аға ғылыми қызметкері, Жолио-Кюри көшесі 6, Дубна қ., Ресей, [lukyuan@jinr.ru](mailto:lukyuan@jinr.ru)

**Жолдыбаев Т.Қ.** – «Ядролық физика институты» РМК ядролық физика бөлімінің меңгерушісі, Ибрагимов көшесі 1, Алматы қ., Қазақстан, [timjol@yandex.ru](mailto:timjol@yandex.ru)

**Темиржанов Ә.Ә.** – Ядролық физика институтының кіші ғылыми қызметкері (Алматы қ., Қазақстан), К.И. Сәтбаев атындағы ҚазҰТУ-дың робототехника білім беру бағдарламасының докторанты, [alik-25.01.97@mail.ru](mailto:alik-25.01.97@mail.ru)

**Mendibayev K.O.** – Senior Researcher in the Nuclear Processes Laboratory at the Institute of Nuclear Physics in Almaty, PhD, [kayrat1988@bk.ru](mailto:kayrat1988@bk.ru)

**Azhibekov A. K.** - Leading researcher in the nuclear processes laboratory at the Institute of Nuclear Physics in Almaty, holds a PhD, [azhibekoaidos@mail.ru](mailto:azhibekoaidos@mail.ru)

**Dyussebayeva K.S.** – corresponding author, PhD student, Senior Lecturer at the Department of Theoretical and Nuclear Physics, Farabi University, Al-Farabi Kazakh National University, Al-Farabi Ave. 71, Almaty, Kazakhstan, [kura15@mail.ru](mailto:kura15@mail.ru)

**Issatayev T.G.**– Researcher in the Nuclear Processes Laboratory at the Institute of Nuclear Physics in Almaty and a doctoral candidate in the Nuclear Physics Department at the L.N. Gumilyov Eurasian National University, 2 Satpayev Street, Astana, Kazakhstan, [talgat\\_136@mail.ru](mailto:talgat_136@mail.ru)

**Lukyanov S.M.** – Senior Researcher in the Nuclear Reactions Laboratory of the Joint Institute for Nuclear Research, 6 Joliot-Curie Street, Dubna, Russia, [lukyan@jinr.ru](mailto:lukyan@jinr.ru)

**Zholdybayev T.K.** – Head of the Nuclear Physics Department, RSE «Institute of Nuclear Physics», Ibragimova 1, Almaty, Kazakhstan, [timjol@yandex.ru](mailto:timjol@yandex.ru)

**Temirzhanov A.A.** - Junior researcher at the Institute of Nuclear Physics in Almaty, is pursuing a doctoral degree in robotics at K. Satpayev Kazakh National Technical University, [alik-25.01.97@mail.ru](mailto:alik-25.01.97@mail.ru)



Copyright: © 2026 by the authors. Submitted for possible open access publication under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY NC) license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).