

С. К. САХИЕВ¹, Б. МАУЕЙ¹, В. И. КУКУЛИН², О. А. РУБЦОВА²

(¹Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана, Республика Казахстан,

²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия)

Пороговая аномалия в рассеянии $^{6,7}\text{Li}$ на средних ядрах

Аннотация

В рамках CDCC подхода с пакетной дискретизацией трехчастичного континуума исследована пороговая аномалия в рассеянии слабосвязанных ядер на ядрах среднего атомного веса. Для исследования использована трехчастичная модель с учетом основных вкладов открытых и закрытых каналов. Показано, что при падающих энергиях вблизи вершины кулоновского барьера притягивающий вклад закрытых каналов является существенным и, в принципе, может объяснить известное из литературы усиление сечения слияния ядер в этой области энергий. Напротив, при энергиях выше кулоновского барьера, определяющим является вклад реальных (или виртуальных) каналов развала, что должно вести к подавлению процессов и сечений слияния сталкивающихся ядер.

Ключевые слова: трехчастичная модель ядра, пороговая аномалия, сечение.

Кілт сөздер: ядроның үшбөлшекті моделі, табалдырықтық аномалиялары, қима.

Key-words: three-partial model on nuclei, the threshold anomaly, section.

Введение. В последние два десятилетия центр тяжести исследований в области ядерной физики малых и средних энергий совершенно отчетливо переместился в область рассеяния и реакций нестабильных нейтронно- или протонно-избыточных ядер, находящихся вблизи границы β -стабильности. Одним из наиболее интересных эффектов, связанных с рассеянием слабосвязанных ядер на стабильных ядрах является так называемая *пороговая аномалия* [1-6].

С целью прояснения разных аспектов пороговой аномалии в предыдущие годы было выполнено большое число исследований с использованием разнообразных методов и подходов [1-12].

На наш взгляд наиболее надежным подходом тут является так называемый CDCC (Continuum – Discretized – Coupled – Channel) – подход [6, 11, 12].

Однако в традиционном CDCC-подходе можно учесть достаточно точно вклад открытых кана-лов, тогда как учет вклада закрытых каналов приводит к трудным численным проблемам (см. [13]). Широко известно [7], что именно учет закрытых каналов является определяющим при энергиях ниже вершины кулоновского барьера.

С другой стороны, несколько лет назад группа в Московском государственном университете предложила [14] принципиально новый подход к рассеянию составных частиц. Данный подход использует технику стационарных волновых пакетов для полной дискретизации трехчастичного континуума.

Описание модели. Для нашего исследования эффектов поляризации и развала слабосвязанных ядер в процессе их соударения при энергиях вблизи вершины барьера мы выбрали модельную трехчастичную систему ${}^6\text{Li} + A$, где для ядра-снаряда ${}^6\text{Li}$ предполагается $\alpha + d$ кластерная струк-тура с варьируемой энергией связи.

Трехчастичный гамильтониан для модельной системы $A + \alpha + d$ выбран в виде:

$$H_3(A\alpha d) = H_0 + V_{\alpha A} + V_{dA} + V_{\alpha d}, \quad (1)$$

где H_0 – трехчастичная кинетическая энергия, $V_{\alpha d}$ – вещественный потенциал $\alpha - d$ взаимодействия, имеющий гауссову форму

$$V_{\alpha d}(R_{\alpha-d}) = V_0 \exp(-\beta R_{\alpha-d}^2) \quad (2)$$

с тремя наборами параметров. Потенциалы взаимодействия фрагментов (снаряда) с ядром-мишенью избраны в форме Вудса-Саксона.

Оптический потенциал $d + A$ взаимодействия берется в форме:

$$V_{d-A}(R_{d-A}) = -V_v f(r, r_v, a_v) + i4a_0 W_d \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d)$$

$$\text{где } f(r, r_v, a_v) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_v}{a_v}\right) \right]^{-1}$$

с параметрами: $V_v = 93.267$ МэВ, $r_v = 4.45$ фм, $a_v = 0.81$ фм, $W_d = 16.8$ МэВ, $r_d = 5.186$ фм, $a_d = 0.68$ фм.

В качестве потенциала взаимодействия α -частицы и ядра-мишени A использовался чисто вещественный потенциал:

$$V_{\alpha-A}(R_{\alpha-A}) = -V_a f(r, r_a, a_a),$$

с параметрами $V_a = 40.45$ МэВ, $r_a = 6.267$ фм, $a_a = 0.592$ фм.

Высоту кулоновского барьера можно найти из условия:

$$V_c^0 \cong V(Li - A) \Big|_{R_{Li-A} = R_1 + R_2 + 2\phi_m} \quad (3)$$

где R_1 и R_2 – радиусы сталкивающихся ядер.

Все детали вычислений опущены (см. [13-15]).

Обсуждение полученных результатов. Используемая нами трехчастичная модель соответствует рассеянию ${}^6\text{Li}$ на ${}^{58}\text{Ni}$.

В расчетах использован суммарный потенциал, включающий кулоновский потенциал во входном канале плюс ядерный потенциал взаимодействия ${}^6\text{Li} + A$ в форме свертки.

Рассмотрим поведение реальных фазовых сдвигов в зависимости от углового момента L , в частности, для потенциалов свертки при падающих энергиях $E_{c.m.} = 13$ МэВ (см. рисунок 1), 16 МэВ (рисунок 2) и 25 МэВ (рисунок 3).

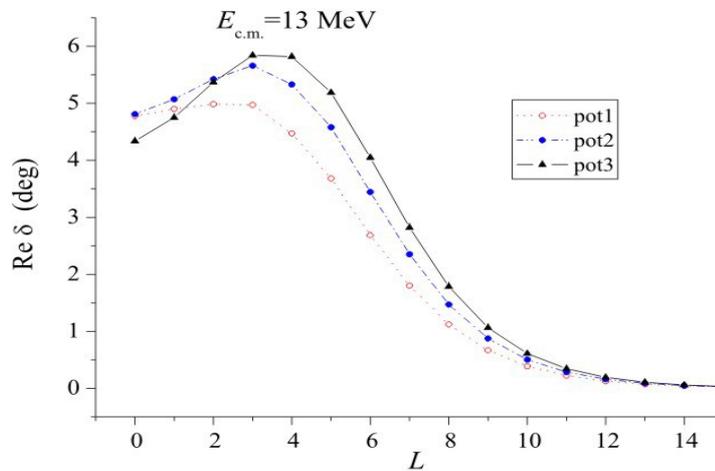


Рисунок 1 – Парциальные фазовые сдвиги $\text{Re} \delta_L$ для рассматриваемой энергии столкновения

Поведение $\text{Re} \delta_L$ как функции орбитального момента L , представленное на рисунках 1–3, вполне понятно. Такое поведение обусловлено тем, что для самого глубокого $\alpha - d$ потенциала получается и самый глубокий ${}^6\text{Li} + A$ фолдинг потенциал, который приводит к самым большим $\text{Re} \delta_L$ (см. рисунок 2, 3).

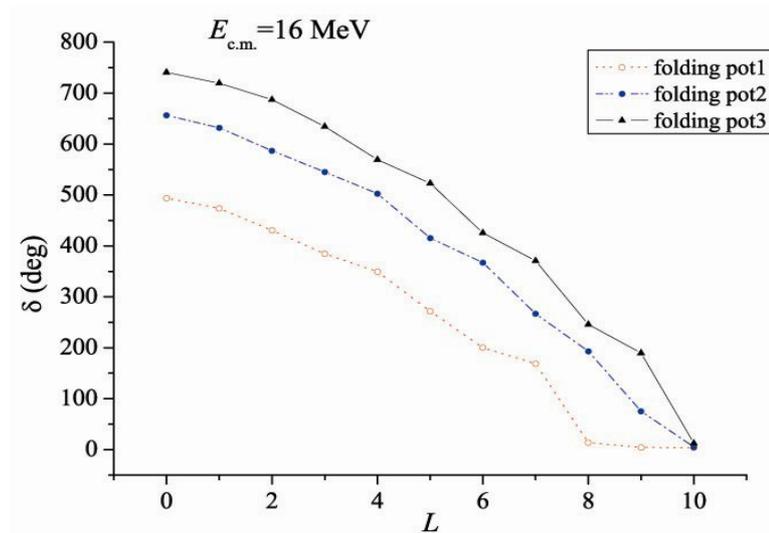


Рисунок 2а – Парциальные фазовые сдвиги $\text{Re } \delta_L$ для падающей энергии 16 МэВ для трех фолдинг-потенциалов

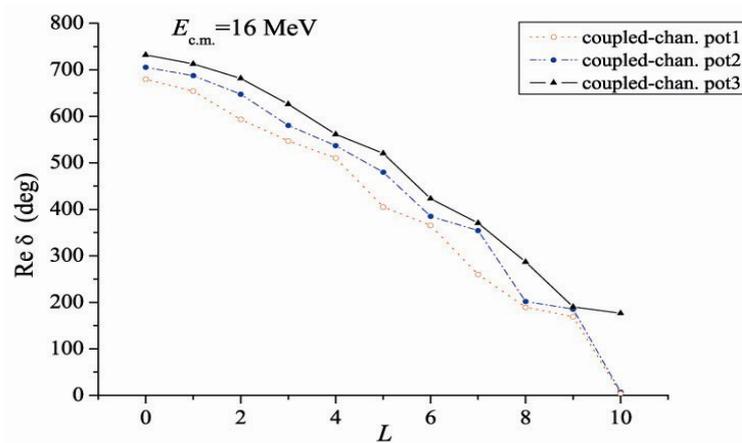


Рисунок 2б – Фазовые сдвиги δ_L при учете связи каналов при падающей энергии 16 МэВ

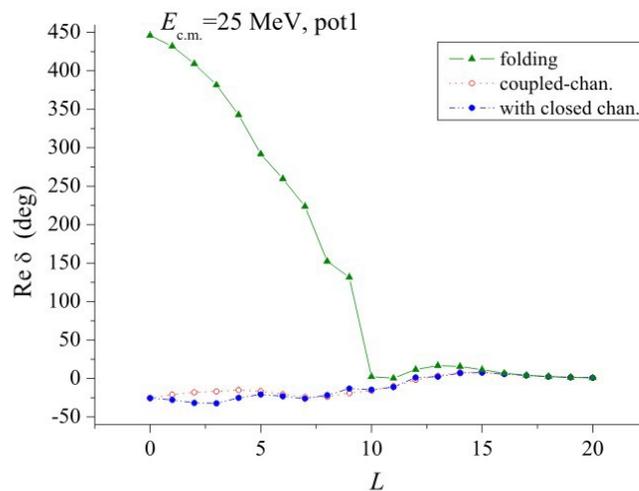


Рисунок 3 – Парциальные фазовые сдвиги $\text{Re} \delta_L$ для падающей энергии 25 МэВ

На рисунке 2а показаны аналогичные поведения фазовых сдвигов $\text{Re} \delta_L$ при падающей энергии $E_{ц.м.} = 16$ МэВ, для трех фолдинг-потенциалов.

На рисунке 2б показаны соответствующие фазовые сдвиги с учетом связи с открытыми и закрытыми каналами. Здесь хорошо видно, что учет связи со слабо-открытыми и закрытыми каналами приводит к резкому усилению эффективного притяжения в системе. В итоге, чем более рыхлой является падающая частица, тем сильнее оказывается притягивающий вклад открытых и закрытых каналов.

Весьма ясным подтверждением наших общих выводов является сравнение результатов наших расчетов фазовых сдвигов для потенциалов свертки и при включении эффектов связи каналов (открытых и закрытых) при энергиях падающих частиц 16 МэВ и 25 МэВ (см. рисунок 2а–2б, а также рисунок 3).

На рисунке 3 показаны фазовые сдвиги без и с учетом связи каналов при падающей энергии 25 МэВ для pot. 1 (самого мелкого) $\alpha - d$ взаимодействия.

Для угловых моментов $L \geq 8$, т.е. во внешней области, эффекты связи каналов – совсем слабые, что качественно вполне понятно, ибо искажения падающей частицы во внешней области должны быть весьма слабые.

И, наоборот, во внутренней области они – самые сильные!! А при падающей энергии $E(^6\text{Li}) = 25$ МэВ эти выводы дополнительно подтверждаются, с той разницей, что тут отталкивающий вклад открытых каналов и каналов поглощения частиц делается столь сильным, что суммарные фазовые сдвиги из положительных становятся отрицательными, что ясно указывает на большие отталкивающие вклады.

При наблюдении развала дейтронов в поле ядер хорошо известен так называемый эффект О. Ф. Немца [16]. И для магического ядра скачок оптического потенциала на границе ядра очевидно сильнее, чем для немагических ядер, где оптический потенциал – более плавный вблизи границы ядра [17].

Совершенно аналогичным образом градиент оптического потенциала для ^6Li на границе ядра наибольший именно в случае большой глубины $\alpha - d$ потенциала, и соответственно при наибольшей энергии связи в $\alpha - d$ системе.

Таким образом, тут мы сталкиваемся с совершенно неожиданным поведением сечения развала падающей составной частицы. На языке оптической модели такое поведение сечения развала отвечает существенному росту мнимой части оптического потенциала выше вершины барьера.

И наконец, на рисунок 4 показаны дифференциальные сечения упругого рассеяния для нашей модели для трех $\alpha - d$ потенциалов, использованных в данной работе, при

падающей энергии 13 МэВ (рисунок 4а) и 16 МэВ (рисунок 4б). Видно, что различия между тремя случаями при падающих энергиях возникают только под задними углами, причем снова странным образом оказывается, что самый мелкий $\alpha - d$ потенциал, отвечающий самому слабосвязанному состоянию ${}^6\text{Li}$, дает наибольшее сечения под задними углами! Однако естественнее было бы считать, что чем сильнее связано падающее ядро, тем выше вероятность для него рассеяться назад без его разрушения.

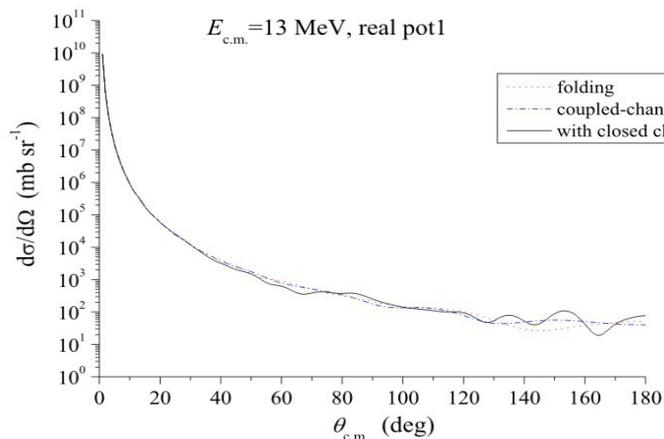


Рисунок 4а – Дифференциальное сечение рассеяния ${}^6\text{Li} + A$

при падающей энергии 13 МэВ с учетом и без учета связи с каналами возбуждения и развала

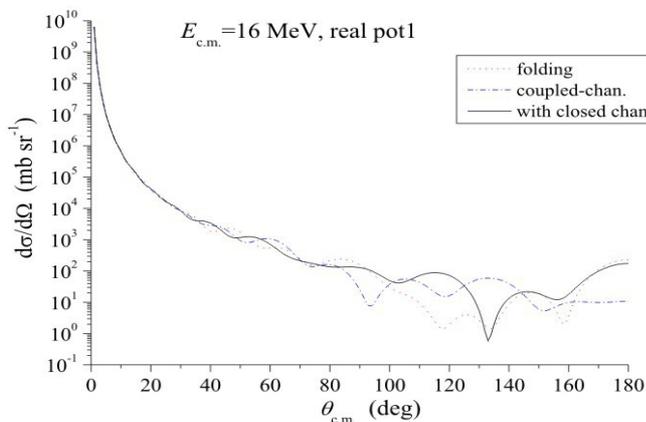


Рисунок 4б – Дифференциальные сечения упругого рассеяния ${}^6\text{Li} + A$

при падающей энергии 16 МэВ с учетом и без учета связи с каналами возбуждения и развала

Полученный нами результат означает, что механизм рассеяния составной частицы под задними углами носит более сложный характер, чем предполагалось ранее (рисунок 5).

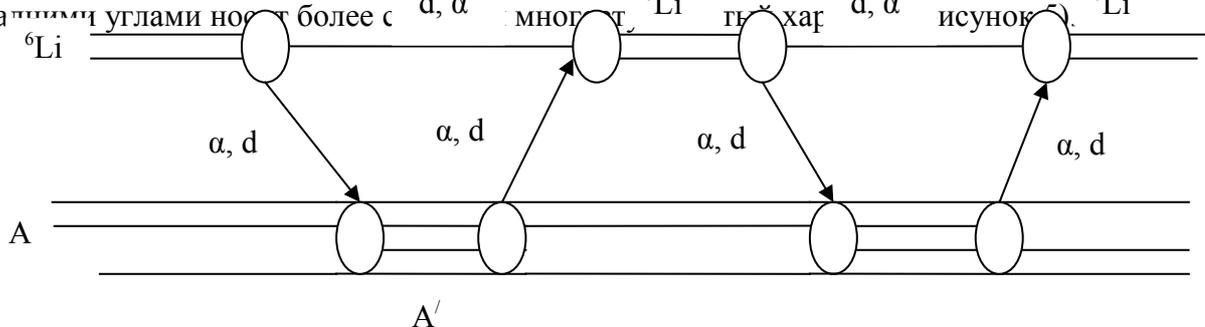


Рисунок 5 – Лестничные диаграммы, описывающие процесс многократного перерассеяния падающей составной частицы при ее рассеянии на ядре-мишени

Такой лестничный механизм (см. рисунок 5) должен быть особенно эффективным вблизи вершины барьера, поскольку в этой области относительная скорость налетающей частицы и ядра-мишени близка к нулю и, следовательно, возникает большое время задержки, которое благоприятствует проявлению лестничного механизма многократных обменов.

В этом случае, очевидно, что именно когда $\alpha - d$ система является самой слабосвязанной лестничным механизмом многократных обменов, показанный на рисунок 5, и должен давать наибольшее сечение под большими углами рассеяния.

Заключение. Мы показали в данной работе путем прямого сравнения результатов, что вблизи вершины потенциального барьера возникает ряд специфических особенностей упругих и неупругих сечений рассеяния, которые в литературе получили название пороговой аномалии при чисто феноменологическом подходе. При этом результаты найдены как без учета каналов возбуждения падающей слабосвязанной частицы, так и с учетом сильной связи с открытыми каналами трех-частичного континуума, а также с закрытыми трехчастичными. Пороговая аномалия характеризуется специфическими вариациями вещественной и мнимой части оптического потенциала, описывающего рассеяние составной слабосвязанной частицы в поле средних и тяжелых ядер. В нашем микроскопическом подходе, который позволяет трактовать универсальным образом как открытые, так и закрытые каналы, удастся проследить и понять происхождение и характер пороговой аномалии.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 G.R. Satchler, Phys.Report 199 (1991) 147.
- 2 B.R. Fulton, Heavy ion collisions at energies near the Coulomb barrier. 1990, ed. M.A. Nagarajan, Inst. Phys. Conf. Series. 110; Section 1, 15. (I.O.P. Publishing, Bristol, 1991).
- 3 M.A. Nagarajan, C. Mahaux and G.R. Satchler, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1136.
- 4 I.J. Thompson, M.A. Nagarajan, J.S. Lilley and M.J. Smithson, Nucl. Phys. A505 (1989) 84.
- 5 Y. Sakuragi, Phys. Rev. C35 (1987) 2161.
- 6 N. Reeley et al, Nucl. Phys. A571 (1994) 326.
- 7 M. Zadro et al, Phys. Rev. C80 (2009) 064610.
- 8 P.R.S. Gomes et al, nucl-ex/1203.007 (mar. 2012).
- 9 C.H. Dasso, S. Landowhe, A. Winther, Nucl. Phys. A405, 381 (1983).
- 10 M. Beckerman et al, Phys. Rev. Lett. 45, 1472 (1980).
- 11 K. Hagino, A. Vitturi, C.H. Dass, S.M. Lenzi, Phys. Rev. C61, 037602 (2000).
- 12 A. Diaz-Torres, I.J. Thomson, Phys. Rev. C65, 024606 (2002).
- 13 O.A. Rubtsova, V.I. Kukulín, A.M. Moro, C. Moro, Phys. Rev. 78, 034603 (2008).
- 14 В.И. Кукулин, В.Н. Померанцев, О.А. Рубцова, ТМФ 150, 403 (2008).
- 15 V.I. Kukulín, O.A. Rubtsova, Phys. Rev. C76, 047601 (2007).
- 16 О.Ф. Немец, К.О. Теренецкий, Ядерные реакции. Киев, Вища школа, 1977.
- 17 В.И. Кукулин, В.Н. Померанцев. Ядерная физика. Т50, 27 (1989).

Резюме

С. Қ. Сахиев¹, Б. Мауей¹, В. И. Кукулин², О. А. Рубцова²

¹Л. Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Астана, Қазақстан Республикасы,

²М. В. Ломоносов атындағы Мәскеу мемлекеттік университеті, Мәскеу, Ресей)

ОРТАША ЯДРОЛАРДАҒЫ $^{6,7}\text{Li}$ ШАШЫРАУЫНЫҢ ТАБАЛДЫРЫҚТЫҚ АНОМАЛИЯЛАРЫ

Үшбөлшекті континуумның пакеттік дискреттілігінің CDCC тәсілдемесі шеңберінде салмағы орташа атомдық ядролардағы әлсіз байланысқан ядролар шашырауының табалдырықтық аномалиялары зерттелді. Зерттеуді жүргізу мақсатында ашық және жабық каналдардың негізгі үлесін ескеретін үшбөлшекті модель пайдаланылды. Энергиясы кулондық тосқауыл шыңына жақын бөлшектердің жабық каналдардағы тартушы үлесі басым болатыны көрсетілген. Оған қоса осы энергиялар облысында әдебиеттен белгілі ядролардың қосылу қимасының күшейетіндігі түсіндіріледі. Керісінше, кулондық тосқауылдан жоғары энергиялардағы ыдыраудың нақты (немесе виртуальды) каналдарының үлесі анықтаушы болғанда, осы үрдістер мен соқтығысатын ядролар қималарының кемуіне әкелуі қажет.

Кілт сөздер: ядроның үшбөлшекті моделі, табалдырықтық аномалиялары, қима.

Summary

S. K. Sahiev¹, B. Maurye¹, V. I. Kukulin², O. A. Rubtsova²

¹Eurasian national university named after L. N. Gumilev, Astana, Republic of Kazakhstan,

²Moscow STATE UNIVERSITY named after M. V. Lomonosov, Moscow, Russia)

THE THRESHOLD ANOMALY IN DISPERSION OF $^{6,7}\text{Li}$ ON THE AVERAGE WEIGHT NUCLEI

The threshold anomaly in dispersion of weakly connected nuclei on the average weight nuclei was investigated at this work within the CDCC approach with the package digitization of a three-partial continuum. The three-partial model was used for carrying out this research, taking into account the main contribution of the opened and closed channels. It is shown that at falling energy at the top of the Coulomb's barrier the attracting contribution of the closed channels is essential and, in principle, can explain known from literature the strengthening the nuclei merge section at this energy area. On the contrary, at the energy higher than the Coulomb's barrier, the contribution of real (or virtual) disorder channels is defining that should lead to suppression of the processes and merge section of colliding nuclei.

Keywords: three-partial model on nuclei, the threshold anomaly, section.

Поступила 5.07.2013г.