

УДК 539.172.3 + 539.171.12

СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ
МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЛЕГЧАЙШИХ КЛАСТЕРОВ И ЕДИНОЕ ОПИСАНИЕ
РАЗЛИЧНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

*В. Г. Неудачин*¹, *Б. Г. Стружко*², *В. М. Лебедев*¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
МГУ, Москва

² Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

ВВЕДЕНИЕ	890
ФОРМАЛИЗМ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ В СУПЕРМУЛЬТИ- ПЛЕТНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ	893
РЕАКЦИИ $d + t$ и $d + p$ С ОПРОКИДЫВАНИЕМ СПИН- ИЗОСПИНА ДЕЙТРОНА	900
УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ДЕЙТРОНА НА ДЕЙТРОНЕ И РЕАК- ЦИЯ С ПЕРЕВОРОТОМ ИХ СПИН-ИЗОСПИНОВ В СИНГЛЕТ СПМ И БИНАРНЫЕ ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С УЧА- СТИЕМ ЛЕГКИХ КЛАСТЕРОВ	915
СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ СИММЕТРИЯ И УРОВНИ ВБЛИЗИ ПОРОГОВ В СИСТЕМАХ ИЗ ДВУХ И ТРЕХ ЛЕГ- ЧАЙШИХ КЛАСТЕРОВ	924
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	926
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	935
	937

УДК 539.172.3 + 539.171.12

СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕГЧАЙШИХ КЛАСТЕРОВ И ЕДИНОЕ ОПИСАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В. Г. Неудачин¹, Б. Г. Стружко², В. М. Лебедев¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
МГУ, Москва

² Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В рассматриваемой супермультиплетной потенциальной модели нами были ранее введены фазы $\delta_L^{[f]}(E)$ рассеяния легчайших кластеров $A + B$, которые существенно зависят от значения орбитальной схемы Юнга $[f]$ и определяются по данным поляризационных экспериментов. Через эти фазы выражены дифференциальные сечения рассеяния с переворотом спин-изоспина дейтронов в синглет и проанализирован широкий спектр данных по эксперименту $d + t \rightarrow d_s + t$ ($(nn)_s + h$) ($h \equiv {}^3\text{He}$) в области $E_{\text{лаб}} \sim 20\text{--}40$ МэВ и пока бедные данные $d + d \rightarrow d_s + d_s$ ($(nn)_s + (pp)_s$). В частности, обсуждаются методы, как, например, из трехчастичного континуума $t + p + n$ извлечь вклад состояния $t + d_s$. В итоге экспериментальные результаты хорошо подтверждают теорию, основой для которой служит большое различие мощности у потенциалов $V_L^{[41]}(R)$ и $V_L^{[32]}(R)$, $V_L^{[4]}(R)$ и $V_L^{[22]}(R)$ соответственно. На этой же базе находят простое физическое объяснение данные фотоядерных реакций $d + t \rightarrow {}^5\text{He} + \gamma$, ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$ (вместе с реакцией перезарядки $t + p \rightarrow h + n$) и ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow d + d$. Наконец, предсказывается целый ряд трехкластерных околороговых состояний типа $s^3p^4[f] = [331](t + t + p)$, $s^3p^5[f] = [332](h + t + d)$, $s^4p^5[f] = [432](\alpha + t + d)$ и т.д., которые вполне могут наблюдаться в различных ядерных реакциях.

Recently we have introduced, within the supermultiplet potential model, the lightest cluster $A + B$ scattering phase shifts $\delta_L^{[f]}(E)$. They depend strongly on the signature of the orbital Young tableau $[f]$ and can be determined in polarization experiments. The differential cross sections of the deuteron spin-isospin flip into the singlet state are expressed in terms of these phase shifts. The extended data on the $d + t \rightarrow d_s + t$ ($(nn)_s + h$) ($h \equiv {}^3\text{He}$) reaction in the energy range $E_{\text{lab}} \sim 20\text{--}40$ MeV are analyzed as well as scarce data on the $d + d \rightarrow d_s + d_s$ ($(nn)_s + (pp)_s$) reaction. In particular, we discuss how to extract, e. g., the contribution of the $t + d_s$ state from the three-body continuum $t + p + n$ data. Resultively, the experiment supports the supermultiplet theory based physically on the large difference in the strength of the potentials $V_L^{[41]}(R)$ and $V_L^{[32]}(R)$ or $V_L^{[4]}(R)$ and $V_L^{[22]}(R)$. In the same approach, we suggest a simple explanation of the photonuclear reactions $d + t \rightarrow {}^5\text{He} + \gamma$, ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$ (together with the charge-exchange reaction $t + p \rightarrow h + n$), and ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow d + d$. Finally we predict a number of the three-cluster near-threshold states like $s^3p^4[f] = [331](t + t + p)$, $s^3p^5[f] = [332](h + t + d)$, $s^4p^5[f] = [432](\alpha + t + d)$, etc., which can be observed in various nuclear reactions.

ВВЕДЕНИЕ

Теоретические исследования легчайших кластеров (нуклонных ассоциаций) развиваются по трем основным направлениям.

Во-первых, это теория систем нескольких частиц [1], опирающаяся на систему уравнений Фаддеева–Якубовского для совокупности связанных между собой антисимметризованных волновых функций, соответствующих всем возможным разбиениям физической системы нуклонов на подсистемы. В эти уравнения заложено считающееся известным нуклон-нуклонное (NN) взаимодействие, и на их основе путем численных сложных расчетов (сложность связана с полным учетом виртуального континуума в системе связанных уравнений) анализируются различные конкретные ядерные реакции. Используются и несколько упрощенные варианты указанной теории [2].

Во-вторых, это метод резонирующих групп (МРГ) [3], где фиксировано формирование кластеров из нуклонов, проводится полная антисимметризация и в основе тоже лежит определенный вариант NN -взаимодействия. Но виртуальный континуум при этом не учитывается. В итоге определяется E - и L -зависимое взаимодействие кластеров, рассчитываются сдвиги фаз, реакции кластерного фоторасщепления и т. д.

В-третьих, это потенциальная модель взаимодействия кластеров [4], которая концептуально опирается на богатый опыт микроскопического исследования кластерных степеней свободы в легких ядрах в рамках многочастичной модели оболочек [5], что позволяет, например, эффективно учитывать влияние принципа Паули через введение глубоких потенциалов притяжения с запрещенными состояниями [4–6]. На этой основе одновременно хорошо описываются как рассеяние кластеров $\alpha + \alpha$, $\alpha + d$, $\alpha + t$, $t + h$, так и соответствующие фотоядерные реакции типа ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + t$ [7]. Последнее обстоятельство очень важно, поскольку именно фотоядерные сечения позволяют различать волновые функции взаимного движения кластеров, содержащие осцилляцию, узел в области перекрывания кластеров (что характерно для глубоких притягивающих потенциалов с запрещенными состояниями) и волновые функции, вымирающие в этой области (что соответствует отталкивающей сердцевине). Это связано, в частности, с тем обстоятельством, что $E1$ -поглощению соответствует оператор градиента по координате взаимного движения [7]. В то же время низшие фазы упругого рассеяния различаются при малых и средних энергиях на $n\pi$ для потенциалов двух указанных типов, и сами по себе данные упругого рассеяния не могут отличить один потенциал от другого. Такой синтез исследования матрицы рассеяния на и вне энергетической поверхности позволил уверенно подтвердить справедливость упомянутых потенциалов притяжения, т. е. подтвердить тот факт, что все фазы рассеяния являются положительными. Этот подход вскрывает простую физику процесса рассеяния по сравнению с широко используемым методом

резонирующих групп, дает оригинальную картину взаимодействия кластеров и является простым в плане численных расчетов. Мы видим плодотворные возможности объединения потенциальной модели с упомянутой теорией систем из нескольких частиц в том, чтобы на основе такой теории «из первых принципов» с учетом виртуального континуума определить, например, обсуждаемые потенциалы взаимодействия кластеров. При конкретном анализе различных реакций это позволяет проводить его, опираясь уже на кластер-кластерные потенциалы, не используя каждый раз всю цепочку численных расчетов в рамках этой теории. Указанный подход с общей точки зрения вполне соответствует практике использования обычных оптических потенциалов взаимодействия нуклонов с ядрами, которые эффективно представляют многонуклонную микроскопию.

В 80–90-е гг. XX в. потенциальная модель взаимодействия кластеров была обобщена и сумела охватить такие кластер-кластерные системы, которые ранее «не поддавались» потенциальному описанию: $d+p$, $d+d$, $t+p$, $d+t$. Это стало возможным после того, как был сделан важный шаг [8] — совершенно необходимый в каналах с минимальным полным спином S учет интерференции двух потенциальных амплитуд, соответствующих двум разным схемам Юнга $[f]$ (это супермультиплетная потенциальная модель — СПМ). Некоторые приложения такого подхода обсуждались в работах [8–11]. В частности, там была указана интересная возможность СПМ — суперпозиция потенциальных амплитуд с разными $[f]$ приводит к появлению неупругого канала спин-изоспинового переворота (перезарядки) дейтрона [10]. Иначе говоря, такое дифференциальное сечение можно выразить через фазы упругого рассеяния $\delta_L^{[f]}(E)$, определяемые из эксперимента, если измерены фазы $\delta_{L,S}(E)$ с разными значениями полного спина системы S . Кроме того, суперпозиция схем Юнга оказалась очень полезной концепцией и при анализе фотоядерных реакций в области легчайших ядер [11, 12].

Обсуждаемый формализм характеризуется активным использованием многочастичных спин-изоспиновых генеалогических коэффициентов [5, 13].

Зависящие от $[f]$ потенциалы до сих пор были совершенно не характерны для работ по теории систем нескольких частиц (исключая наши работы [11]), так как яркие особенности в спектрах таких систем, связанные с нуклон-нуклонным взаимодействием Майораны и со схемами Юнга, которые стоят за этими силами, возникают, начиная лишь с атомных номеров $A = 4$ и 5, когда в схеме Юнга появляются строки максимальной длины — $[f] = [4]$ или $[f] = [41]$ для ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^5\text{He}$ – ${}^5\text{Li}$ соответственно. Энергия ΔE , связанная с возбуждением замкнутой четверки $[f] = [4] \rightarrow [f] = [31]$ или $[f] = [41] \rightarrow [f] = [32]$, здесь особенно велика: $\Delta E \simeq 15\text{--}20$ МэВ (см. ниже).

За последние десятилетия накоплен обширный материал, достаточный для разносторонней проверки СПМ и выстраивания на ее основе единой

физической картины неизвестных ранее простых взаимосвязей между совершенно разными, на первый взгляд, ядерными реакциями в мире легчайших ядер. Он анализировался в серии наших исследований [11, 12, 14–18], результаты которых суммированы в настоящем обзоре, где сформулированы, в частности, и указанные взаимосвязи. Конкретно обсуждаются следующие вопросы.

В разд. 1 кратко излагается формализм теории рассеяния СПМ, основанный на использовании понятия орбитальной схемы Юнга $[f]$ системы $A + B$. В каналах с минимальным полным спином $S = S_{\min}$ при упругом рассеянии $A + B$ интерферируют амплитуды рассеяния с двумя разными значениями $[f]$, т.е. эти каналы являются непотенциальными, если принять естественным образом, что амплитуда для заданного $[f]$ является потенциальной, причем мощность потенциала $V^{[f]}(r)$ в СПМ должна сильно зависеть от вида (сигнатуры) $[f]$. Делается важный оригинальный вывод, что при энергиях $E_{\text{сцм}} \approx 10\text{--}20$ МэВ для систем $d + t$ и $d + p$ и $E_{\text{сцм}} \approx 20\text{--}30$ МэВ для систем $d + d$ (когда энергия ΔE_{t-s}^d возбуждения дейтрона в синглет (для $d + d$ соответственно $2\Delta E_{t-s}^d$) является мягкой, т.е. гораздо меньше, чем $E_{\text{сцм}}$) дифференциальные сечения реакции переворота спин-изоспина дейтрона в синглет $d \rightarrow d_s(nn)$, характерные для указанных каналов с $S = S_{\min}$, могут быть выражены через фазы упругого рассеяния $\delta_L^{[f]}$, которые, в свою очередь, в рамках СПМ выражаются через фазы $\delta_{L,S}$, измеряемые в поляризационных экспериментах. Для системы $t + p$ аналогичным образом с фазами упругого рассеяния связывается дифференциальное сечение реакции перезарядки $t + p \rightarrow h + n$.

Раздел 2 посвящен упругому рассеянию $d + t$, $d + p$ и, главное, реакции $d + t \rightarrow d_s + t(nn + h)$. Излагается методика извлечения из np -континуума вклада синглетного состояния дейтрона, основанная на использовании известного приближения Мигдала–Ватсона. Отмечается особая ценность данных о перевороте спин-изоспина дейтрона в синглет с перезарядкой $d + t \rightarrow nn + h$, поскольку в nn -континууме с синглетным S -состоянием не конкурирует трудно отделяемое триплетное S -состояние (как для np -пары), а триплетное P -состояние дает малый вклад при небольших импульсах взаимного движения. Здесь СПМ количественно описывает экспериментальные данные, поскольку разница в мощности потенциалов $V^{[41]}(r)$ и $V^{[32]}(r)$ достаточно велика, $\sim 50\%$. В то же время для $d + p$ -системы теория лишь качественно соответствует эксперименту, поскольку указанная разница для потенциалов $V^{[3]}(r)$ и $V^{[21]}(r)$ невелика и составляет лишь 20% . Анализируется интересная проблема — почему при наличии знаменитого термоядерного уровня $3/2^+(L = 0, S = 3/2)$ в системе $t + d$ аналогичного уровня $1/2^+(L = 0, S = 1/2)$ нет.

В разд. 3 обсуждаются, во-первых, вопросы упругого рассеяния $d + d$ и спин-изоспинового переворота двух дейтронов в синглет в каналах с $S = 0$,

где основные данные были получены в Институте ядерных исследований НАН Украины (КИЯИ), Киев. Описывается более сложная, чем в предыдущем случае, методика выделения двух синглетных дейтронов в четырехнуклонном континууме. Здесь опять важную роль в калибровке неупругого эксперимента играет процесс с образованием nn -пары $d + d \rightarrow (nn) + (pp)$. Физическая ситуация характеризуется тем, что различие в мощностях потенциалов $V^{[4]}(r)$ и $V^{[22]}(r)$ является трехкратным, т.е. она является просто идеальной для СПМ. Действительно, формула СПМ, выражающая дифференциальное сечение реакции переворота спин-изоспинов обоих дейтронов в синглет через фазы упругого рассеяния дейтронов $\delta_{L,S}$, дает количественное описание эксперимента КИЯИ. Но этот первый, пока весьма ограниченный эксперимент надо существенно расширять.

Далее, в аналогичном плане рассматривается единое описание упругого рассеяния в системе $t + p$ и реакции перезарядки $t + p \rightarrow h + n$. Согласно теоретических результатов СПМ с экспериментом здесь тоже является количественным.

Раздел 4 посвящен (в кратком изложении) фотоядерным реакциям $d+h \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$, ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$, ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow d + d$ и ${}^4\text{He}\gamma \rightarrow {}^3\text{He} + n$ в обсуждаемой здесь области взаимного движения кластеров $\sim 10\text{--}20$ МэВ. Эти реакции впервые удастся хорошо описать потенциальной моделью и именно в виде СПМ, потому что, например, в реакции $d + h \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$ в начальном состоянии доминирует симметрия $[f] = [32]$, а в конечном — $[f] = [41]$, и мощности таких кластер-кластерных потенциалов существенно различаются (см. выше).

В разд. 5, развивая опыт СПМ, на основе данных о квазиупругом выбивании нуклонов из $1s$ -оболочки мы даем систематические предсказания околопороговых трехкластерных состояний $t + d + d$, $t + t + d$, $t + t + t$ с симметриями типа $[f] = [322]$ в соответствующих ядрах p -оболочки, а также менее экзотических околопороговых трехкластерных состояний $\alpha + d + d$, $\alpha + t + d$, $\alpha + t + t$ с симметриями типа $[f] = [422]$. Такие состояния вполне наблюдаемы в ядерной физике низких и средних энергий, они могут быть актуальны для ядерной астрофизики.

В заключительном разделе подводятся итоги — какие именно физические основы СПМ позволяют фактически на аналитическом уровне объединить описание разных ядерных реакций и сформулировать направление дальнейших исследований. Сопоставляются подходы СПМ, метода резонирующих групп и теории нескольких частиц.

1. ФОРМАЛИЗМ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ В СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

Разложение парциальной амплитуды рассеяния $A + B$ в предположении $SU(4)$ -симметрии можно представить в виде [8–12]

$$\begin{aligned}
T_L = \sum_S T_{L,S} = \sum_{S,\sigma,t,\tau,[f]} (t_A \tau_A, t_B \tau_B | t \tau) (S_A \sigma_A, S_B \sigma_B | S \sigma) \times \\
\times \left\langle [\tilde{f}_A] S_A t_A, [\tilde{f}_B] S_B t_B | [\tilde{f}] S t \right\rangle T_L^{[f]} \left\langle [\tilde{f}] S t | [\tilde{f}'_A] S'_A t'_A, [\tilde{f}'_B] S'_B t'_B \right\rangle \times \\
\times (S \sigma | S'_A \sigma'_A, S'_B \sigma'_B) (t \tau | t'_A \tau'_A, t'_B \tau'_B), \quad (1.1)
\end{aligned}$$

где $S, t, [\tilde{f}]$ — спин, изоспин и спин-изоспиновая схема Юнга системы $A+B$; σ, τ — проекции спина и изоспина соответственно; $\langle [\tilde{f}_A] S_A t_A, [\tilde{f}_B] S_B t_B | [\tilde{f}] S t \rangle$ — изоскалярные множители коэффициентов Клебша–Гордана группы $SU(4)$ (спин-изоспиновые генеалогические коэффициенты) [5, 13]; $T_L^{[f]}$ — парциальные амплитуды, инвариантные по отношению к преобразованиям группы $SU(4)$, $[f]$ — орбитальная схема Юнга системы $A+B$. Амплитуда $T_{L,S}$ в супермультиплетной потенциальной модели зависит от S опосредованно, через зависимость от вида (сигнатуры) $[f]$, которая является наиболее существенной. Эта нетривиальная черта супермультиплетной модели приводит к экономичному описанию эксперимента — в ней нет явных спин-орбитальных, спин-спиновых взаимодействий и т. д., но учитывается главный эффект — упомянутое выше очень большое (~ 15 – 20 МэВ) расщепление уровней легчайших ядер p -оболочки ($A \leq 9$) по схемам Юнга в случаях, когда возбуждается замкнутая четверка, т. е. $[f] = [4] \rightarrow [f] = [31]$. Это обусловлено мощными силами Майораны между нуклонами [5]. В интересующем нас аспекте имеем аналогичное сильное расщепление по схемам Юнга типа $[f] = [41]$ и $[f] = [32]$ кластер-кластерных потенциалов $V^{[f]}(r)$. Иначе говоря, СПМ может быть вполне работоспособной для систем $d+t(h)$ и $p+t(h)$, но более проблематичной для системы $d+p$, поскольку расщепление уровней между сигнатурами $[f] = [3]$ и $[f] = [21]$ в два раза меньше, чем в предыдущем случае (см. сравнение мощностей потенциалов в табл. 1 и 2).

Парциальные амплитуды T_L определяют разложение полной амплитуды рассеяния $f(\theta)$ по орбитальным моментам L :

$$f(\theta) = -\frac{i}{2p_0} \sum_L (2L+1) T_L P_L(\cos \theta), \quad (1.2)$$

p_0 — импульс взаимного движения частиц A и B в с. ц. м.; P_L — полиномы Лежандра.

Сечение рассеяния со спин-изоспиновым переворотом у дейтрона, усредненное по начальным ориентациям спинов σ_A, σ_B и просуммированное по конечным σ'_A, σ'_B (рассматриваем рассеяние неполяризованных частиц), имеет вид [11]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{(2S_A+1)(2S_B+1)} \sum_{\sigma_A, \sigma_B, \sigma'_A, \sigma'_B} |f(\theta)|^2 =$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{4p_0^2} \frac{(2S'_A + 1)(2S'_B + 1)}{(2S_A + 1)(2S_B + 1)} (t'_A \tau'_A, t'_B \tau'_B | t\tau)^2 \times \\
 &\quad \times \left| \sum_L (2L + 1) P_L(\cos \theta) \left\{ \langle [\tilde{f}_A] S_A t_A, [\tilde{f}_B] S_B t_B | [\tilde{f}_1] S t \rangle \times \right. \right. \\
 &\quad \times \langle [\tilde{f}'_A] S'_A t'_A, [\tilde{f}'_B] S'_B t'_B | [\tilde{f}_1] S t \rangle T_L^{[f_1]} + \langle [\tilde{f}_A] S_A t_A, [\tilde{f}_B] S_B t_B | [\tilde{f}_2] S t \rangle \times \\
 &\quad \left. \left. \times \langle [\tilde{f}'_A] S'_A t'_A, [\tilde{f}'_B] S'_B t'_B | [\tilde{f}_2] S t \rangle T_L^{[f_2]} \right\} \right|^2. \quad (1.3)
 \end{aligned}$$

Здесь $S_B = 1, S'_B = 0, t_B = 0, t'_B = 1, [\tilde{f}_B] = [\tilde{f}'_B] = [\tilde{2}], S_A = 1/2, S'_A = 1/2, t_A = 1/2, t'_A = 1/2, [\tilde{f}_A] = [\tilde{f}'_A] = [\tilde{1}]$ или $[\tilde{3}], t = 1/2, \tau = 1/2, S = 1/2$ для $p + d$ - и $h + d$ -систем; $S_A = 1, S'_A = 0, t_A = 0, t'_A = 1, [\tilde{f}_A] = [\tilde{f}'_A] = [\tilde{2}], t = 0, \tau = 0, S = 0$ для $d + d$ -системы. При этом, если происходит спин-изоспиновое переворачивание дейтрона без перезарядки, $\tau'_A = 1/2, \tau'_B = 0$ в случае $p + d$ - и $d + h$ -систем и $\tau'_A = \tau'_B = 0$ в случае $d + d$ -системы; если же имеет место перезарядка, то $\tau'_A = -1/2, \tau'_B = 1$ для $p + d$ - и $d + h$ -систем и $\tau'_A = 1, \tau'_B = -1$ для $d + d$ -системы.

Формулы (1.1) и (1.3) показывают (надо подставить конкретные значения спин-изоспиновых коэффициентов Клебша–Гордана и генеалогических коэффициентов [5,13]), что для этих систем, если использовать обычные обозначения

$$S_{L,S}^{\text{нр}} = \eta_{L,S} \exp(2i\delta_{L,S}) \equiv T_{L,S} + 1, \quad (1.4)$$

будут выполняться соотношения

$$\delta_{L,1/2} = \frac{1}{2}\delta_L^{[f_1]} + \frac{1}{2}\delta_L^{[f_2]}; \quad (1.5)$$

$$\eta_{L,1/2} = |\cos(\delta_L^{[f_1]} - \delta_L^{[f_2]})|; \quad (1.6)$$

$$\delta_{L,3/2} = \delta_L^{[f_2]}; \quad \eta_{L,3/2} = 1.$$

Здесь $[f_1] = [3]$ и $[f_2] = [21]$ для системы $d + p(n)$ и $[f_1] = [41]$ и $[f_2] = [32]$ для $d + t(h)$, а фаза $\delta_L^{[f]}$ характеризует потенциал $V_{AB}^{[f]}(r)$ взаимодействия $A + B$. Эти потенциалы, сильно зависящие от сигнатуры $[f]$, что и является центральным пунктом супермультиплетной модели, приведены в работах [9–12] (см. ниже).

Неунитарность амплитуды упругого рассеяния в дублетных каналах (1.5) обусловлена включением каналов опрокидывания спин-изоспина дейтрона $d + p \rightarrow d_s + p, d + h \rightarrow d_s + h$ и перезарядки $d + p \rightarrow pp + n, d + h \rightarrow pp + t$:

$$S_{L,1/2}^{\text{нр}} = \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2}, 10 \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right. \right) \left(\frac{1}{2} T_L^{[f_1]} - \frac{1}{2} T_L^{[f_2]} \right), \quad (1.7)$$

$$S_{L,1/2}^n = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}, 11 \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right. \right) \left(\frac{1}{2} T_L^{[f_1]} - \frac{1}{2} T_L^{[f_2]} \right). \quad (1.8)$$

При этом S -матрица унитарна:

$$\left| S_{L,1/2}^{\text{ynp}} \right|^2 + \left| S_{L,1/2}^{\text{онп}} \right|^2 + \left| S_{L,1/2}^n \right|^2 = 1, \quad \left| S_{L,3/2}^{\text{ynp}} \right|^2 = 1. \quad (1.9)$$

В итоге получаем простое и наглядное выражение для сечения рассеяния с переворотом спин-изоспина дейтрона при взаимодействии $p + d$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{144p_0^2} \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) [T_L^{[21]} - T_L^{[3]}] \right|^2. \quad (1.10)$$

Для пары $t + d$ (${}^3\text{He} + d$) с таким же механизмом рассеяния имеем аналогичное выражение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{144p_0^2} \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) [T_L^{[41]} - T_L^{[32]}] \right|^2. \quad (1.11)$$

В случае перезарядки получаем выражения, идентичные (1.10) и (1.11), но с дополнительным множителем 2, который появляется из-за разных значений проекции изоспина τ'_B для дейтрона и пар pp и nn в коэффициенте Клебша–Гордана ($t'_A \tau'_A, t'_B \tau'_B | t\tau$). Нужно помнить [11], что эти выражения справедливы, когда энергия столкновения в с. ц. м. в несколько раз превышает энергию возбуждения дейтрона в синглет, т. е. величину 2,22 МэВ.

Аналогично для упругого $p + d$ -рассеяния получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{12p_0^2} \left\{ \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) \left[\frac{1}{2} T_L^{[3]} + \frac{1}{2} T_L^{[21]} \right] \right|^2 + \right. \\ \left. + 2 \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) T_L^{[21]} \right|^2 \right\}. \quad (1.12) \end{aligned}$$

При описании упругого $d + t(h)$ -рассеяния в выражении (1.12) нужно произвести замены $T_L^{[3]} \rightarrow T_L^{[41]}$ и $T_L^{[21]} \rightarrow T_L^{[32]}$. Отметим для дальнейшего, что первая сумма в (1.12) соответствует значению полного спина системы $S = 1/2$, а вторая — $S = 3/2$.

Техника восстановления потенциалов, соответствующих различным допустимым пространственным перестановочным симметриям $[f]$, подробно описана в [11]. Здесь мы только напомним, что для систем $d + p(n)$ и $d + h(t)$ они строятся в виде

$$V_L^{[f]}(r) = V_1 \exp(-\alpha_1 r^2) + V_2 \exp(-\alpha_2 r).$$

Экспоненциальная добавка $V_2 \exp(-\alpha_2 r)$ моделирует отталкивание на периферии. При построении потенциалов учитывается расщепление по четности орбитального момента L [10, 11]. Это существенное расщепление отражает активную роль обмена нуклонами между подсистемами [11]. Параметры потенциалов приведены в табл. 1 и 2. Соответствующие им фазовые сдвиги (использованные в настоящей работе) приведены в [10, 11]. Сравнивая самые сильные компоненты потенциалов, отметим, что если мощность потенциала $V_{L_{\text{нечет}}}^{[41]}(r)$, определяемая простейшим образом (как $V_0 R_0^2$), на 50 % превышает такую для $V_{L_{\text{чет}}}^{[32]}(r)$, то для пары потенциалов $V_{L_{\text{чет}}}^{[3]}$ и $V_{L_{\text{нечет}}}^{[21]}$ это различие составляет лишь 20 %. Так мы можем понять тот важный факт, что (как будет видно ниже) процесс $d \rightarrow d_s$ описывается на хорошем уровне при рассеянии $d + t(h)$, тогда как для этого процесса при рассеянии $d + p$ имеется лишь сугубо качественное общее согласие между экспериментом и СПМ. Тем не менее и на этой основе впервые оказалось возможным объяснить весьма яркую особенность упругого рассеяния $d + p$ (см. разд. 3).

Таблица 1. Потенциалы pd -взаимодействия

$[f]$	L	$V_1, \text{МэВ}$	$\alpha_1, \text{Фм}^{-2}$	$V_2, \text{МэВ}$	$\alpha_2, \text{Фм}^{-1}$	Мощность, $\text{МэВ} \cdot \text{Фм}^2$
[21]	Четное	-57,8	0,37	7,2	0,36	-53
[21]	Нечетное	-8,8	0,06	—	—	-73
[3]	Четное	-55,8	0,31	—	—	-90
[3]	Нечетное	-13,8	0,16	1,6	0,09	-30

Таблица 2. Потенциалы $d^3\text{He}$ -взаимодействия

$[f]$	L	$V_1, \text{МэВ}$	$\alpha_1, \text{Фм}^{-2}$	$V_2, \text{МэВ}$	$\alpha_2, \text{Фм}^{-1}$	Мощность, $\text{МэВ} \cdot \text{Фм}^2$
[32]	Четное	-50,0	0,15	—	—	-167
[32]	Нечетное	-73,1	0,23	18,1	0,56	-123
[41]	Четное	-57,0	0,16	8,4	0,21	-138
[41]	Нечетное	-69,0	0,14	—	—	-246

После подстановки в (1.3) указанных выше квантовых чисел, а также конкретных значений спин-изоспиновых коэффициентов Клебша–Гордана и генеалогических коэффициентов [4, 13], получаем наглядное выражение для сечения рассеяния с переворотом спин-изоспинов двух дейтронов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{432p_0^2} \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) [T_L^{[4]} - T_L^{[22]}] \right|^2. \quad (1.13)$$

В случае перезарядки $d + d \rightarrow nn + pp$ выражение для сечения полностью совпадает с (1.13), поскольку разные значения проекции изоспина τ'_B для

дейтрона и пар pp и nn приводят к одинаковым (по абсолютной величине) коэффициентам Клебша–Гордана ($t'_A \tau'_A, t'_B \tau'_B | t\tau$).

Для упругого $d + d$ -рассеяния получаем соответственно

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{4p_0^2} \left\{ \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) \left[\frac{1}{2} T_L^{[4]} + \frac{1}{2} T_L^{[22]} \right] \right|^2 + \right. \\ \left. + \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) T_L^{[31]} \right|^2 + \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) T_L^{[22]} \right|^2 \right\}. \quad (1.14) \end{aligned}$$

Отметим, что три суммы в (1.14) соответствуют значениям полного спина системы $S = 0, 1$ и 2 .

В СПМ амплитуда $T_L^{[f]}$ представляется как потенциальная:

$$T_L^{[f]} = \exp(2i\delta_L^{[f]}) - 1, \quad (1.15)$$

где фаза $\delta_L^{[f]}$ характеризует сильно зависящий от сигнатуры $[f]$ потенциал $V_{AB}^{[f]}(R)$ взаимодействия $A + B$.

Способ восстановления потенциалов, соответствующих различным допустимым пространственным перестановочным симметриям $[f]$, описан в [11]. Для системы $d + d$ они строятся в стандартном виде Вудса–Саксона на базе опубликованных данных о фазах рассеяния и с учетом известных разрешенных и запрещенных состояний соответствующей системы. Для интересующих нас сигнатур в [11] получены следующие значения параметров потенциалов:

$$\begin{aligned} [f] = [22], \quad V_0 = -41,5 \text{ МэВ}, \quad R_0 = 1,45 \text{ Фм}, \quad a = 0,81 \text{ Фм}, \\ [f] = [31], \quad V_0 = -31,8 \text{ МэВ}, \quad R_0 = 2,33 \text{ Фм}, \quad a = 0,76 \text{ Фм}, \\ [f] = [4], \quad V_0 = -70,0 \text{ МэВ}, \quad R_0 = 1,92 \text{ Фм}, \quad a = 0,95 \text{ Фм}. \end{aligned}$$

Оценивая потенциалы по мощности, видим, что для пространственных симметрий $[f] = [22]$ и $[f] = [4]$ они различаются примерно в три раза, что, в свою очередь, приводит и к существенному различию соответствующих амплитуд рассеяния. В СПМ сечение реакции с переворотом спин-изоспина дейтронов (см. выражение (1.13)) определяется именно разницей амплитуд $T_L^{[4]}$ и $T_L^{[22]}$, и эта модель, таким образом, предсказывает большой вклад образования двух синглетных дейтронов в процессе $d + d$ -взаимодействия. Для сравнения напомним, что для рассеяния $d + p$ различие мощностей основных компонент потенциалов, соответствующих сигнатурам $[f] = [3]$ и $[f] = [21]$, составило только 20% [18], что привело лишь к качественному описанию эксперимента в СПМ [15].

Переходя теперь к системе $p + {}^3\text{H}$, мы полагаем, что амплитуды

$$T_{L,t,S}^{[f]} = \exp(2i\delta_{L,t,S}^{[f]}) - 1 \quad (1.16)$$

являются потенциальными, и каналы рассеяния с полным спином $S = 0$ описываются выражением

$$T_{L,0} = (t_p \tau_p, t_t \tau_t | 00)^2 T_{L,0,0}^{[4]} + (t_p \tau_p, t_t \tau_t | 10)^2 T_{L,1,0}^{[31]}. \quad (1.17)$$

Мы видим, что разные схемы Юнга $[f] = [4]$ и $[f] = [31]$ здесь интерферируют. Каналам рассеяния с $S = 1$ соответствует только одна возможная сигнатура $[f] = [31]$:

$$T_{L,1} = (t_p \tau_p, t_t \tau_t | 00)^2 T_{L,0,1}^{[31]} + (t_p \tau_p, t_t \tau_t | 10)^2 T_{L,1,1}^{[31]}, \quad (1.18)$$

но остается интерференция амплитуд с различными значениями изоспина t . Фазовые сдвиги для рассматриваемой системы можно представить в виде

$$\delta_{L,S=0} = \frac{1}{2} \delta_{L,0,0}^{[4]} + \frac{1}{2} \delta_{L,1,0}^{[31]}, \quad (1.19)$$

$$\delta_{L,S=1} = \frac{1}{2} \delta_{L,0,1}^{[31]} + \frac{1}{2} \delta_{L,1,1}^{[31]}, \quad (1.20)$$

а коэффициенты отражения

$$\eta_{L,S=0} = \left| \cos(\delta_{L,0,0}^{[4]} - \delta_{L,1,0}^{[31]}) \right|, \quad (1.21)$$

$$\eta_{L,S=1} = \left| \cos(\delta_{L,0,1}^{[31]} - \delta_{L,1,1}^{[31]}) \right|. \quad (1.22)$$

В результате сечение упругого рассеяния может быть формально выражено в обычном виде на основе уравнений (1.19)–(1.22), тогда как сечение реакции перезарядки $p + {}^3\text{H} \rightarrow n + {}^3\text{He}$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) &= \frac{1}{4p_0^2} \frac{1}{(2S_p + 1)(2S_t + 1)} \times \\ &\times \left\{ \left| \sum_L (2L + 1) \left(\frac{1}{2} T_{L,0,0}^{[4]} - \frac{1}{2} T_{L,1,0}^{[31]} \right) P_L(\cos \vartheta) \right|^2 + \right. \\ &\left. + 3 \left| \sum_L (2L + 1) \left(\frac{1}{2} T_{L,0,1}^{[31]} - \frac{1}{2} T_{L,1,1}^{[31]} \right) P_L(\cos \vartheta) \right|^2 \right\}. \quad (1.23) \end{aligned}$$

Здесь опять первая сумма в (1.23) соответствует полному спину системы $S = 0$, а вторая — $S = 1$. Как и везде выше в примерах с переворотом спин-изоспина дейтрона в синглет, сечение перезарядки определяется разностью наблюдаемых фаз независимого процесса — процесса упругого рассеяния, однако в случае $S = 1$ появляется и разность фаз с одинаковой симметрией $[f] = [31]$, но разными изоспинами t .

2. РЕАКЦИИ $d + t$ И $d + p$ С ОПРОКИДЫВАНИЕМ СПИН-ИЗОСПИНА ДЕЙТРОНА

За последние десятилетия накоплен достаточный для анализа и систематики экспериментальный материал по реакциям с легчайшими ядрами с включением как каналов перезарядки (где образуются пары nn или pp с полным нулевым спином), так и каналов опрокидывания спин-изоспина с образованием синглетного дейтрона [19–34]. Одна из целей настоящей работы состоит в описании совокупности этих данных супермультиплетной потенциальной моделью, выяснении ее предсказательной силы и пределов применимости. Естественно, это должно делаться вместе с анализом данных по упругому рассеянию.

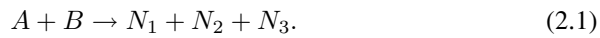
Нужно отметить, что только в немногих работах [19, 20, 29, 34] приведены экспериментальные угловые зависимости дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ образования синглетных нуклонных пар при малых относительных энергиях. Большинство же данных представлено в виде разнообразных спектров двойных или тройных дифференциальных сечений (в разных проекциях, в разных системах координат и т. д.) либо только в виде угловых зависимостей сечений в соответствующих максимумах спектров (см., например, обзор [35]). Поэтому хронологически первой существенной задачей нашей работы было приведение подобных данных к единообразному виду угловых зависимостей дифференциального сечения образования синглетных пар. В общем случае в экспериментальных спектрах двойных или тройных дифференциальных сечений присутствуют вклады от последовательного распада через различные резонансы, от образования пары np в триплетном состоянии и другие. Для выделения составляющей, связанной с образованием синглетного динуклона, было использовано хорошо известное приближение Мигдала–Ватсона (МВ) [36, 37], описывающее взаимодействие нуклонов в конечном состоянии (ВКС) при энергиях взаимного движения, близких к внутренней энергии синглетного дейтрона (бинейтрона). Мы не анализировали реакции с образованием пар pp , так как кулоновское взаимодействие в этом случае размывает соответствующие спектры и снижает ясность получаемых при их анализе результатов.

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по упругому $p + d$ - и $d + t(h)$ -рассеянию, и мы приводим здесь также анализ этих данных на основе СПМ. Только обрисованный выше комплексный анализ позволяет не только объективно оценить достоинства и недостатки СПМ, но и отметить интересные вопросы, ждущие дальнейшего исследования.

Для проверки изложенного теоретического подхода нужно сравнить вычисленные и экспериментальные дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ как упругого рассеяния, так и обсуждаемых неупругих процессов в столкновениях $d + p$ и $d + t(h)$. Если для упругого рассеяния такое сравнение делается не-

посредственно, то экспериментальные сечения образования синглетных динуклонов необходимо извлекать путем интегрирования непрерывных спектров трехчастичных реакций, поскольку синглетные состояния динуклонов не связаны. Естественно, что для определения вклада от ВКС нуклонов в синглетном состоянии приходится моделировать экспериментальные распределения и учитывать многообразие физических процессов, приводящих к заданному трехчастичному состоянию: квазисвободное рассеяние кластеров, образование и распад резонансов подсистем, триплетное взаимодействие в конечном состоянии *np*.

В этом разделе мы кратко опишем использованную в настоящей работе технику получения экспериментальных сечений $d\sigma/d\Omega_{d_s}$ (с. ц. м.) из приведенных в литературе спектров трехчастичных реакций



Кинематические соотношения для таких реакций подробно изложены в работе Олсена [38], поэтому здесь мы напомним лишь некоторые из них.

Кинематика трехчастичного конечного состояния реакции (2.1) определяется тремя импульсами частиц \mathbf{P}_i ($i = 1-3$), но с учетом законов сохранения энергии и импульса

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_A + \mathbf{P}_B = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3, \quad (2.2)$$

$$E = E_A + E_B = E_1 + E_2 + E_3, \quad (2.3)$$

число независимых компонент импульсов равно не 9, а 5.

В кинематически полных экспериментах регистрируют два конечных продукта из трех под заданными углами $\theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2$ и измеряют их кинетические энергии E_1, E_2 . При этом определено шесть компонент импульсов, что на единицу превышает число независимых переменных. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса разрешенные кинетические энергии E_1 и E_2 в л. с. к. определяются известным уравнением эллипса [38] в плоскости $(E_1)^{1/2} - (E_2)^{1/2}$. В результате измерений получают двумерные спектры совпадений $N(E_1, E_2)$, где N — количество совпадений, т. е. одновременно зарегистрированных частиц с энергиями в промежутках $[E_1, E_1 + \Delta E_1]$ и $[E_2, E_2 + \Delta E_2]$ соответственно. Далее, для сравнения с теоретическими расчетами двумерные спектры различными путями приводятся к одномерным. В большинстве работ тройные дифференциальные сечения представляют как функцию длины E_S дуги S вдоль кинематической линии эллипса, т. е. как проекцию на кинематическую кривую. В этом случае, если регистрируются частицы N_1 и N_2 , получаем

$$d^3\sigma/dE_S d\Omega_1 d\Omega_2 = d^3\sigma/dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2 [1 + (dE_2/dE_1)^2]^{-1/2}, \quad (2.4)$$

в правой части приведено сечение, которое можно сравнивать с теоретическими моделями, где дифференциальное сечение дается выражением [38, 39]

$$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 = (2\pi/v_0)|T_{fi}|^2 \rho_{1l}^*, \quad (2.5)$$

v_0 — относительная скорость частиц A и B ; T_{fi} — амплитуда реакции; индекс l означает л. с. к., а ρ_{1l}^* — известный фактор фазового пространства, выражение для которого приведено в [38].

Интегрирование спектров удобнее проводить в системе координат Якоби, где форма спектра описывается в аналитическом виде. В координатной системе с относительными импульсами (импульсами Якоби) тройное дифференциальное сечение принимает вид

$$d^3\sigma/dE_{1-23} d\Omega_{1-23} d\Omega_{2-3} = (2\pi/v_0)|T_{fi}|^2 \rho_{1c}, \quad (2.6)$$

$$\rho_{1c}(E_{1-23}) = [2/(2\pi)^6](m_1 m_2 m_3 / M)^{3/2} [E_{1-23}(E_{\text{tot}}^c - E_{1-23})]^{1/2}, \quad (2.7)$$

где E_{tot}^c — полная энергия системы трех частиц в с. ц. м.; индекс 2–3 связан с относительным движением частиц N_2 и N_3 , а индекс 1–23 — с движением частицы N_1 относительно центра масс системы $N_2 + N_3$. Поскольку величина E_{1-23} может быть определена как

$$E_{1-23} = E_{\text{tot}}^c - E_{2-3}, \quad (2.8)$$

в выражении (2.7) вместо величины E_{1-23} можно использовать E_{2-3} .

В некоторых случаях экспериментаторы удовлетворяются измерением инклюзивного спектра одного из продуктов реакции. Такие эксперименты называют кинематически неполными, поскольку в конечном состоянии известны лишь три из пяти независимых кинематических параметров (например, энергия частицы E_1 и углы θ_1, φ_1). Тем не менее в полученных таким образом сечениях можно выявить некоторые особенности поведения системы $N_2 + N_3$. Действительно, из соотношений

$$\begin{aligned} E_{\text{tot}}^c &= Q + [m_A/(m_A + m_B)]E_A^l = E_{1-23} + E_{2-3}, \\ E_{1-23} &= (m_1 + m_2 + m_3)E_1^c / (m_2 + m_3), \end{aligned} \quad (2.9)$$

где E_1^c — энергия частицы N_1 в с. ц. м., а Q — это Q реакции, следует, что энергия E_{2-3} определена в каждой точке инклюзивного спектра, однако зависимость сечений от некоторых других параметров (E_{1-2}, E_{1-3}) не определена (заинтегрирована), поэтому нужна определенная осторожность в интерпретации полученных результатов. Связь между дифференциальными сечениями и матричными элементами для частицы N_1 можно получить, интегрируя (2.6) по $d\Omega_{2-3}$:

$$d^2\sigma/d\Omega_{1-23} dE_{1-23} = (2\pi/v_0)\rho_{1c}(E_{1-23}) \int |T_{fi}|^2 d\Omega_{2-3}. \quad (2.10)$$

В л. с. к. получаем

$$d^2\sigma/d\Omega_1 dE_1^l = (2\pi/v_0)\rho_{1l}(E_1^l) \int |T_{fi}|^2 d\Omega_{2-3},$$

$$\rho_{1l}(E_1^l) dE_1^l d\Omega_1 = \frac{2}{(2\pi)^6} \frac{M^{1/2}(m_1 m_2 m_3)^{3/2}}{(m_2 + m_3)} \times$$

$$\times \left[E_1^l \left(\frac{m_2 + m_3}{M} E_{\text{tot}}^c - E_1^l + 2a_1(E_1^l)^{1/2} - a_1^2 \right) \right]^{1/2} dE_1^l d\Omega_1, \quad (2.11)$$

где $a_1 = (m_1 m_A E_1^l)^{1/2} / (m_A + m_B)$. Отметим, что последнее выражение для $\rho_{1l}(E_1^l) dE_1^l d\Omega_1$ отличается от приведенного в работе [38], где оно ошибочно.

При образовании синглетного динуклона реакция протекает в две стадии:

- 1) $A + B \rightarrow N_1 + (N_2 + N_3)^*$,
- 2) $(N_2 + N_3)^* \rightarrow N_2 + N_3$.

На первой стадии образуются частица N_1 и промежуточная система — динуклон $(N_2 + N_3)^*$. На второй стадии динуклон $(N_2 + N_3)^*$ распадается на два нуклона. Как правило, модель МВ применяют к подсистеме двух нуклонов: двух нейтронов или двух протонов в синглетном 1S_0 -состоянии, а также пары нейтрон–протон как в синглетном, так и в триплетном 3S_1 -состоянии.

В соответствии с этой моделью при малых относительных энергиях E_{2-3} форма трехчастичного спектра в основном определяется виртуальным уровнем 1S_0 , и квадрат амплитуды реакции может быть факторизован:

$$|T_{fi}|^2 = |F_{(NN)^*}|^2 |F_{\text{ВКС}}(E_{2-3})|^2. \quad (2.12)$$

Первый множитель в (2.12) связан с образованием динуклона и считается слабо меняющимся, так что форма спектра в области максимума МВ определяется амплитудой $F_{\text{ВКС}}(E_{2-3})$. В дальнейшем квадрат этой амплитуды будем представлять в виде линейной комбинации:

$$|F_{\text{ВКС}}|^2 = c_s |F_s|^2 + c_t |F_t|^2 + c_r |F_r|^2. \quad (2.13)$$

Амплитуды F_s и F_t описывают ВКС нейтрон–протон соответственно в 1S_0 - и 3S_1 -состояниях (в случае системы nn член F_t из (2.13) выпадает), F_r — влияние резонансов в других подсистемах типа $(N_1 + N_2)^*$ или $(N_1 + N_3)^*$ (например, в реакции $t + d \rightarrow t + p + n$ это резонанс $^4\text{He}^*$ в подсистемах $t + p$ или $^3\text{He} + n$); $c_s - c_r$ — свободные параметры, которые определяются в подгонке к лабораторным спектрам по методу наименьших квадратов. В приближении Мигдала–Ватсона амплитуды F_s и F_t вычисляются в виде [36]

$$F_{s(t)}(k) \sim r_{NN}(k^2 + \alpha^2) / [2(-a^{-1} + r_{NN}k^2/2 - ik)],$$

$$\alpha = [1 + (1 - 2r_{NN}/a)^{1/2}] / r_{NN}, \quad (2.14)$$

k — внутренний импульс в динуклоне; r_{NN} — эффективный радиус взаимодействия; a — длина NN -рассеяния. В настоящей работе при подгонке спектров трехчастичных реакций были использованы следующие значения параметров a и r_{NN} [40, 41]:

$$\begin{aligned} a_{np}^s &= (-23,748 \pm 0,009) \text{ ФМ}, & r_{np}^s &= (2,73 \pm 0,03) \text{ ФМ}, \\ a_{nn}^s &= (-18,7 \pm 0,6) \text{ ФМ}, & r_{nn}^s &= (2,84 \pm 0,03) \text{ ФМ}, \\ a_{np}^t &= (5,411 \pm 0,004) \text{ ФМ}, & r_{np}^t &= (1,747 \pm 0,004) \text{ ФМ}. \end{aligned}$$

F_r определяется в форме резонанса Брейта–Вигнера:

$$F_r(E) \sim (\Gamma/2)(E - E_r + i\Gamma/2),$$

где E — энергия относительного движения в паре $p - {}^3\text{H}$; E_r — положение резонанса ${}^4\text{He}^*$ над порогом развала ${}^4\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{H}$; Γ — его ширина.

Так как при анализе экспериментальных спектров нас интересует только область np - или nn -ВКС, соответствующая максимуму МВ, в дальнейшем можно полагать, что форма этих спектров в кинематически полных экспериментах (л. с. к.) описывается выражением (см. (2.5), (2.12) и (2.13))

$$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 = (2\pi/v_0)(c_s|F_s|^2 + c_t|F_t|^2 + c_r|F_r|^2)\rho_{1l}^*. \quad (2.15)$$

Для инклюзивных спектров имеем

$$d^2\sigma/d\Omega_1 dE_1 = (8\pi^2/v_0)(c_s|F_s|^2 + c_t|F_t|^2 + c_r|F_r|^2)\rho_{1l}, \quad (2.16)$$

где ρ_{1l} определяется выражением (2.11).

Найденные при подгонке к эксперименту коэффициенты c_s затем использовались для нахождения сечений $d\sigma/d\Omega_{d_s}$ в системе координат Якоби. Для этого были использованы соотношения (2.6) и (2.7):

$$d^3\sigma/dE_{1-23}d\Omega_{1-23}d\Omega_{2-3} = (2\pi/v_0)c_s|F_s|^2\rho_{1c}. \quad (2.17)$$

Определяя $d\Omega_{1-23} = d\Omega_{(N_2N_3)_s}$ и учитывая, что динуклон в 1S_0 -конфигурации распадается изотропно в системе относительных координат, получаем

$$d^2\sigma/dE_{1-23}d\Omega_{(N_2N_3)_s} = (8\pi^2/v_0)c_s|F_s|^2\rho_{1c}. \quad (2.18)$$

Наконец, учитывая соотношение (2.8) и интегрируя (2.18) по энергии, приходим к выражению

$$d\sigma/d\Omega_{(N_2N_3)_s} = (8\pi^2/v_0)c_s \int_0^{E_{2-3}^m} |F_s|^2\rho_{1c}dE_{2-3}, \quad (2.19)$$

где E_{2-3}^m выбирается из интервала $0-E_{\text{tot}}^c$ МэВ. Таким образом, при анализе кинематически полных спектров и анализе инклюзивных спектров были использованы схожие схемы расчетов. Принципиальная разница состояла лишь в использовании разных выражений для ρ_{1l} в формулах (2.15) и (2.16). Подобный подход для расчета $d\sigma/d\Omega_{(N_2N_3)_s}$ был ранее применен в работах [19, 29]. В [19] использована альтернативная модель Филлипса–Гриффи–Биденхарна [42], которая практически не отличается от распределения МВ при малых значениях относительной энергии между нуклонами, но при больших энергиях сечение при этом подходе уменьшается быстрее.

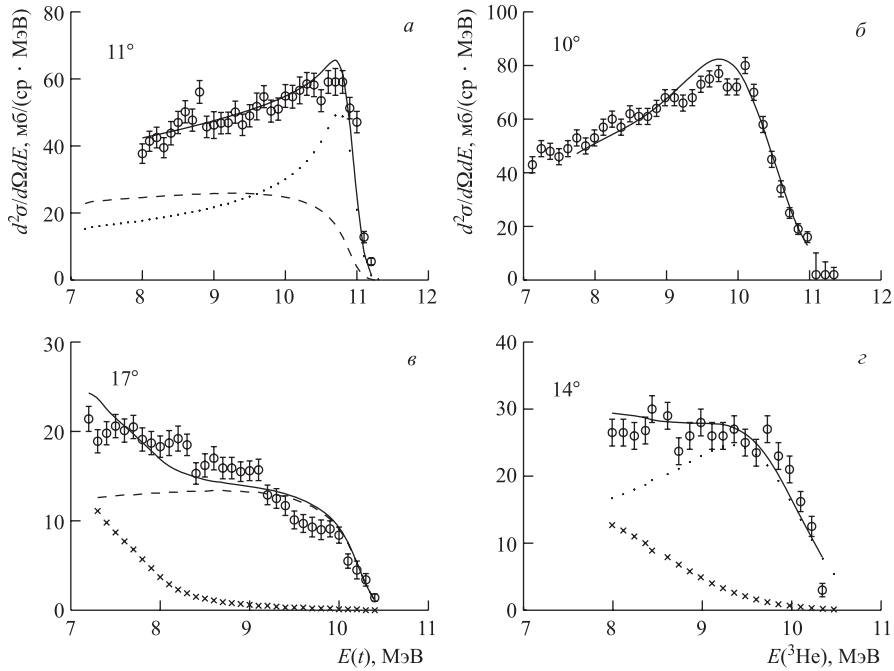


Рис. 1. Инклюзивные спектры тритонов (а, б) и ^3He (в, г) из реакций $^3\text{H}(d, t)np$ и $^3\text{H}(d, ^3\text{He})nn$ при энергии $E_{\text{сцм}} = 8,31$ МэВ. Экспериментальные точки взяты из [29]. Указаны углы регистрации частиц ($\theta_{\text{лаб}}$). Приведены расчетные вклады образования синглетного (точечная линия) и триплетного (штриховая линия) состояний конечного динуклона. Кривые с крестиками — вклад от распада резонанса ^4He ; суммарные расчетные кривые изображены сплошными линиями

На рис.1 для примера приведены экспериментальные и расчетные инклюзивные спектры из реакций $^3\text{H}(d, t)np$ и $^3\text{H}(d, ^3\text{He})nn$ при $E_{\text{сцм}} = 8,31$ МэВ [29]. Показаны расчетные вклады синглетной и триплетной составляющих в спектры, а также вклад от распада резонансов ^4He (21,1

и 22,1 МэВ). Учтено энергетическое разрешение. С ростом угла $\theta_{\text{лаб}}$ наблюдается быстрый спад сечения образования синглетного динуклона (на рис. 1, *а* при 17° его вклад пренебрежимо мал) и увеличивается вклад от последовательного распада через резонансы ${}^4\text{He}$. На рис. 1, *б, в* нет расчетных кривых, соответствующих образованию триплетного 3S_1 -состояния, так как в реакции ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$ оно не образуется. Сравнение экспериментальных и теоретических приведенных спектров показывает, что модель МВ хорошо описывает обсуждаемые экспериментальные данные и ее действительно можно использовать для восстановления дифференциального сечения процессов ${}^3\text{H} + d \rightarrow t + d_s$ и ${}^3\text{H} + d \rightarrow {}^3\text{He} + (nn)_s$ из инклюзивных экспериментальных данных.

Одна из проблем, возникающих при анализе экспериментальных спектров, связана с выбором области интегрирования по относительной энергии E_{2-3} нуклонов. Очевидно, что верхний предел интегрирования должен быть ограничен некоторой энергией E_{2-3}^m . Однозначного критерия определения величины E_{2-3}^m пока не сложилось. В литературе [19, 20, 32, 43] встречаются значения E_{2-3}^m , равные 150 кэВ, 700 кэВ, 1 МэВ, а также $E_{2-3}^m = E_{\text{tot}}^c$. В настоящей работе в качестве критерия при определении величины E_{2-3}^m было использовано общее согласие абсолютных сечений расчетных и экспериментальных угловых распределений $d\sigma/d\Omega_{(N_2N_3)_s}$. В частности, в работе [15] проанализированы функции возбуждения из реакции ${}^2\text{H}(p, d_s)p$ при θ_{d_s} (л. с. к.) = 25° (θ_p (с. ц. м.) = $126-129^\circ$ для реакции ${}^2\text{H}(p, p)d_s$), полученные интегрированием соответствующих спектров при $E_{2-3}^m = 1$ МэВ и $E_{2-3}^m = E_{\text{tot}}^c$ (использованы экспериментальные данные [20]). Найдено, что расчетная энергетическая зависимость сечения в среднем неплохо согласуется с экспериментальной, полученной при $E_{2-3}^m = 1$ МэВ, тогда как точки, соответствующие интегрированию по всем кинематически разрешенным значениям E_{2-3} , примерно на половину порядка превышают расчетные значения. Эта величина $E_{2-3}^m = 1$ МэВ и была выбрана окончательной для обоих видов рассеяния.

Для сравнения на рис. 2 и 3 экспериментальные угловые распределения показаны как для $E_{2-3}^m = 1$ МэВ, так и для $E_{2-3}^m = E_{\text{tot}}^c$.

На рис. 2 приведены полученные на основе вышеизложенного метода экспериментальные угловые распределения протонов из реакции ${}^2\text{H}(p, p)d_s$ с образованием синглетного дейтрона. Как упоминалось выше, готовые данные были взяты нами из работ [19, 20], где измерялись непосредственно pn -совпадения при $E_{\text{сцм}} = 8, 3, 9, 1, 10$ и $11, 33$ МэВ. Угловые распределения протонов при $E_{\text{сцм}} = 10, 6$ и $20, 2$ МэВ получены с помощью подгонки и интегрирования спектров pp -совпадений из [21, 25] по приведенным выше формулам. В спектрах из этих работ обрабатывались только области пиков МВ, и полученные результаты затем переводились в систему координат, соответствующую рассеянию ${}^2\text{H}(p, p)d_s$. В [22, 23] приведены только угловые распреде-

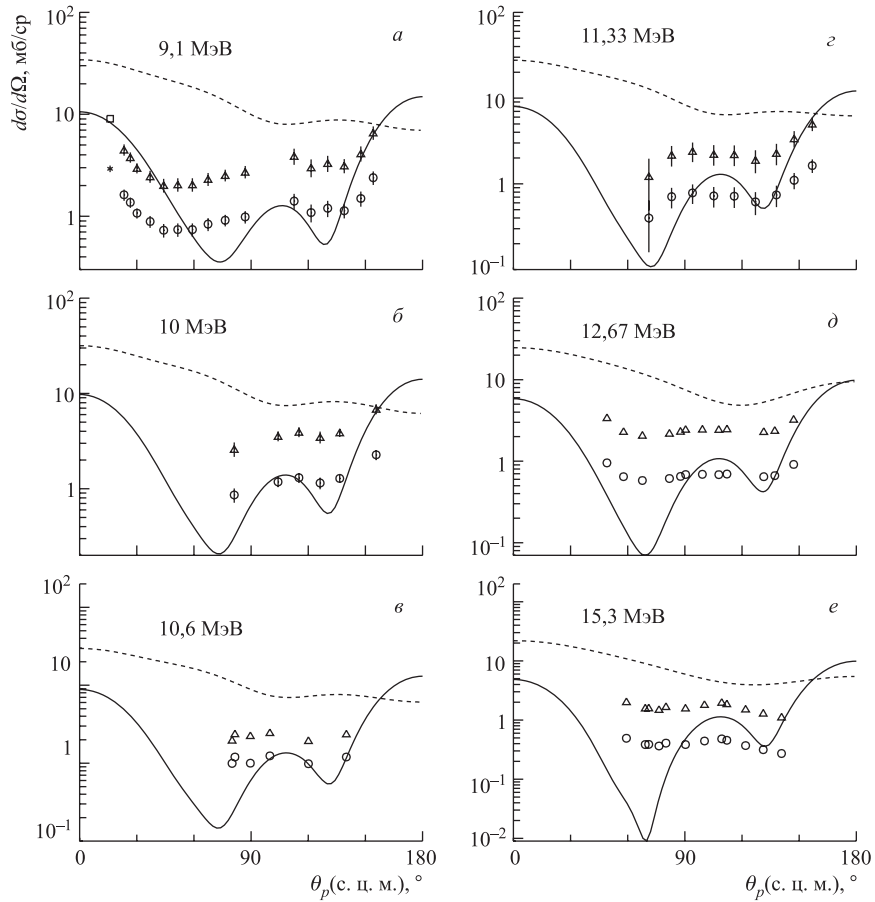


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и рассчитанных по СПМ (сплошные кривые) угловых распределений протонов из реакции ${}^2\text{H}(p,p)d_s$ с образованием синглетного состояния np -пары. Штриховые линии — расчет упругого $p + d$ -рассеяния с полным спином $S = 1/2$. Кружки и треугольники соответствуют разным верхним пределам интегрирования спектров ($E_{2-3}^m = 1$ МэВ и $E_{2-3}^m = E_{\text{tot}}^c$ соответственно). Энергии указаны в с. п. м. Ссылки на экспериментальные данные приведены в тексте. На рис. *a* крайние левые точки получены из инклюзивного спектра работы [27] при $E_{\text{сцм}} = 9,6$ МэВ

ления тройных дифференциальных сечений в максимумах пиков МВ. В этих случаях расчетные пики в максимумах подгонялись к экспериментальным значениям и далее интегрировались как обычно ($E_{\text{сцм}} = 12,67, 15,3$ МэВ). Данные при $E_{\text{сцм}} = 17,3$ МэВ в виде проинтегрированных сечений взяты из

работы [20], авторы которой использовали при этой энергии результаты [24]. На рис. 2, *a* при энергии $E_{\text{сцм}} = 9,1$ МэВ приведены также экспериментальные точки, полученные с помощью данных из [27], где изучался инклюзивный спектр рассеяния $n + {}^2\text{H}$ при близкой энергии $E_{\text{сцм}} = 9,6$ МэВ. Сравнение с результатами для $E_{\text{сцм}} = 9,1$ МэВ, полученными из кинематически полного эксперимента, демонстрирует вполне удовлетворительное согласие. Отметим, что результаты для $E_{\text{сцм}} = 8,3, 17,3$ и $20,2$ МэВ на рис. 2 не приведены, их можно найти в наших работах [15, 18].

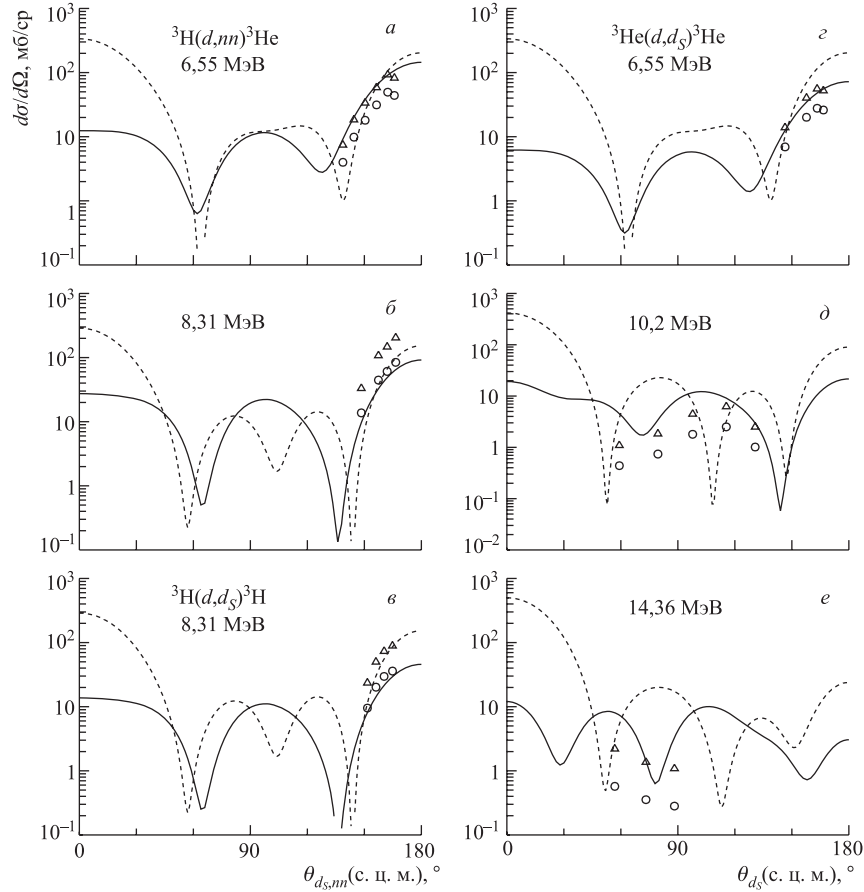


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для неупругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$

На рис. 3 представлены угловые распределения синглетных динуклонов из реакций ${}^3\text{H}(d, d_s)$, ${}^3\text{He}(d, d_s)$ и ${}^3\text{H}(d, nn)$. Эти результаты получены на основе анализа экспериментальных данных [28–34]. В работах [28, 29, 34]

измерялись инклюзивные спектры тритонов или ядер ${}^3\text{He}$ ($E_{\text{сцм}} = 6,55, 8,31$ и $18,6$ МэВ), а в [30–33] ($E_{\text{сцм}} = 10,2, 13, 13,85, 14,36$ МэВ) приведены результаты кинематически полных экспериментов (с регистрацией $t-p$ - или ${}^3\text{He}-p$ -совпадений). Результаты при $E_{\text{сцм}} = 13$ и $13,85$ МэВ на этом рисунке не приводятся, так как они содержат лишь по одной экспериментальной точке. Сечения $d\sigma/d\Omega_{d_s}$ были приведены только в [29, 32, 34] при $E_{\text{сцм}} = 8,31, 13,85$ и $18,6$ МэВ. Для остальных энергий, указанных на рис. 3 ($E_{\text{сцм}} = 6,55, 10,2, 14,36$ МэВ), сечения получены по описанной выше методике.

Заметим, что в работе [29] ($E_{\text{сцм}} = 18,6$ МэВ) авторы проинтегрировали пик синглетного динуклона в инклюзивных спектрах с помощью аппроксимации его нормальным распределением Гаусса, что, очевидно, снижает величину абсолютного сечения и искажает форму угловой зависимости сечения по сравнению с результатами применения приближения МВ. У нас не было возможности получить нужные сечения путем обработки по МВ их спектров (последние приведены в относительных единицах), поэтому мы не использовали эти данные. Из упомянутых выше данных на рис. 3 приведена только часть наиболее характерных результатов. Остальные угловые распределения даны в [15, 18].

Сравнение между собой различных экспериментальных угловых зависимостей (рис. 2 и 3, а также см. [15, 18]) показывает, что не наблюдается существенной разницы между сечениями, полученными из кинематически полных спектров и из инклюзивных спектров.

Отметим, что описанный выше метод получения дифференциальных сечений позволил восстановить их даже тогда, когда экспериментальные спектры не приводятся, а представлены только значения сечений в максимумах спектров, что в литературе встречается нередко.

Обсуждение результатов начнем с анализа известных данных по упругому рассеянию $p(n) + d$ и $d + {}^3\text{He}(t)$. Экспериментальные угловые зависимости $p(n) + d$ -рассеяния взяты из работ [44–50] ($E_{\text{сцм}} = 6,47$ МэВ [44], $9,4$ МэВ [45], $10,8, 11,4, 14,7, 23,3$ МэВ [46], 12 МэВ [47], $15,1$ МэВ [48], $20,7$ МэВ [49], $30,9$ МэВ [50]), а для $d + {}^3\text{He}(t)$ -рассеяния использованы данные [51–54] ($E_{\text{сцм}} = 6,6$ МэВ [51], $7,23, 8,27, 10, 12,22, 13,84, 16,65, 17,49$ МэВ [52], $8,64$ МэВ [53] и $23,5$ МэВ [54]). Часть этих данных вместе с расчетами по СПМ (формула (1.12)) показана на рис. 4 и 5, остальные результаты приведены в [15].

Сравнение экспериментальных и теоретических угловых зависимостей дифференциального сечения упругого $p(n) + d$ -рассеяния показывает достаточно удовлетворительное (по крайней мере, по форме) согласие, начиная с малых энергий и до $E_{\text{сцм}} = 15,1$ МэВ. Существенное расхождение эксперимента с теорией (особенно в задней полусфере углов θ_p), появляется при $E_{\text{сцм}} = 20,7$ МэВ, и при дальнейшем увеличении энергии это расхождение становится еще больше.

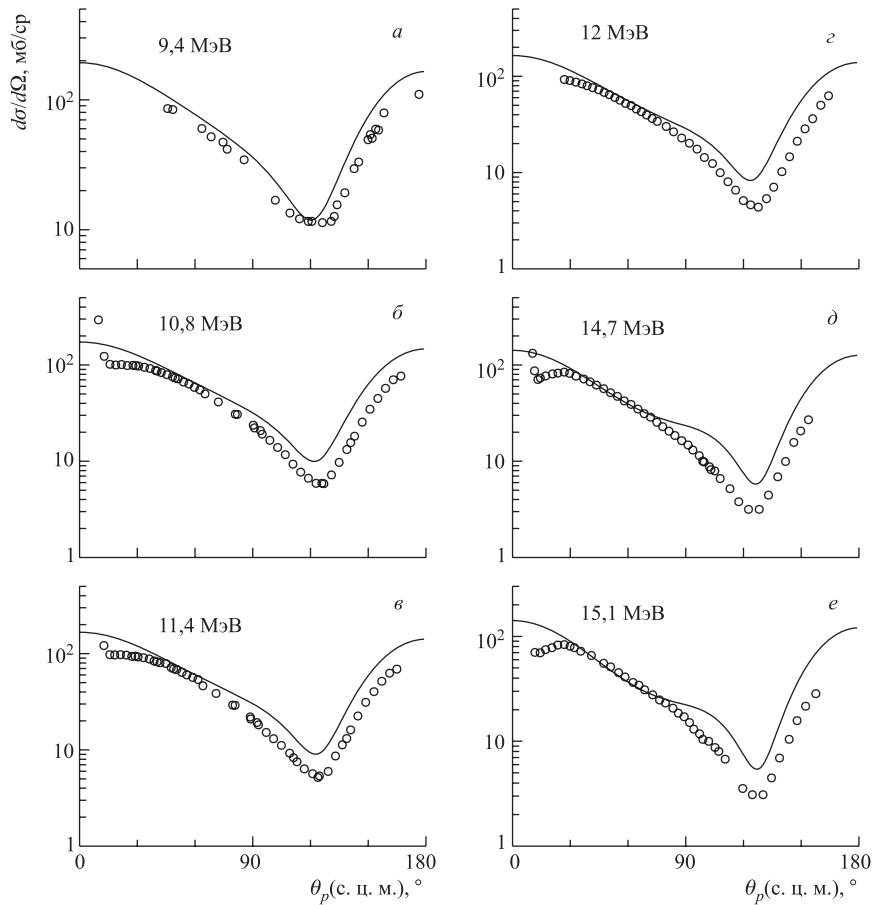


Рис. 4. Экспериментальные (кружки) и рассчитанные по СПМ (сплошные линии) угловые зависимости для $n + d$ -рассеяния (*a*) и упругого $p + d$ -рассеяния. Ссылки на эксперимент приведены в тексте. Энергии указаны в с. ц. м.

Лучшая ситуация наблюдается для рассеяния $d + {}^3\text{He}(t)$ (рис. 5). Здесь, однако, тоже проявляется некоторое расхождение в области больших углов θ_d , начиная с энергии 16,65 МэВ, тогда как при меньших $E_{\text{сцм}}$ экспериментальные данные неплохо описываются как при малых, так и при больших углах вылета дейтронов. При $E_{\text{сцм}} = 13,84$ МэВ на рис. 5, *d* штриховой линией показана также теоретическая угловая зависимость, полученная в [50] на основе МРГ. Видно, что и этот подход при указанной энергии испытывает проблемы с описанием эксперимента на больших углах рассеяния (при

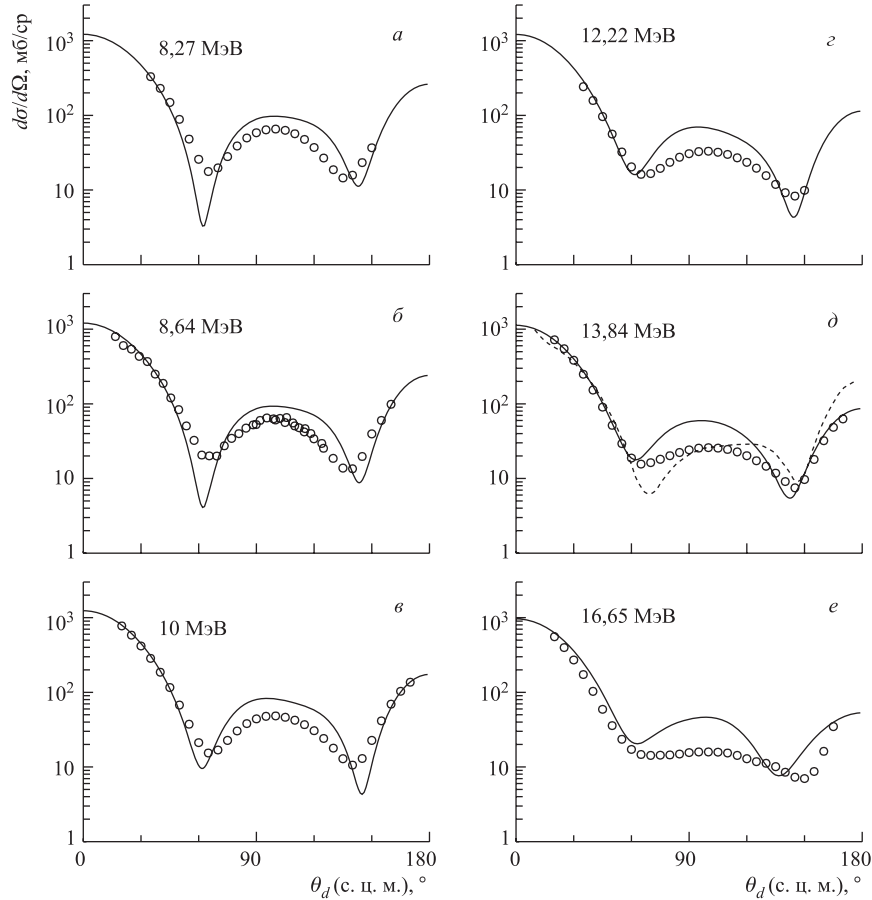


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для $d + {}^3\text{He}$ -рассеяния. Штриховая линия (d) — расчет по МРГ [55]

меньших энергиях расчеты в [55] хорошо согласуются с экспериментальными данными).

Для обоих видов упругого рассеяния ухудшение согласия расчетов с экспериментом в области углов задней полусферы при $E_{\text{сцм}} > 17\text{--}20$ МэВ, по-видимому, связано в основном с тем, что в этой энергетической области все большую роль начинает играть растущая (что мы не обсуждаем в деталях) мнимая часть потенциала, которая маскирует супермультиплетные эффекты и делает модель неэффективной.

Сравнение расчетов по СПМ (1.10) с экспериментальными угловыми зависимостями неупругого рассеяния протонов на ядрах ${}^2\text{H}$ с образованием

синглетной np -пары, представленное на рис. 2, показывает наличие лишь качественного согласия во всей исследованной энергетической области. Лучшее согласие наблюдается в задней полусфере углов θ_p . Что касается передней полусферы, то здесь можно отметить качественное согласие при энергиях $E_{\text{сцм}} = 8\text{--}11$ МэВ, которое заметно портится с дальнейшим ростом энергии. К сожалению, в области $E_{\text{сцм}} > 10$ МэВ отсутствуют экспериментальные данные при малых углах θ_p , что снижает однозначность выводов по анализу полученных результатов.

Представленные теоретические результаты (даже качественного характера) позволяют понять такой яркий факт (см. [11] и ссылки там), что в дублетных каналах упругого рассеяния $d + p$ имеется очень существенная неупругость ($\eta_{L,1/2} \leq 0,5$ при $E_{\text{сцм}} \geq 7$ МэВ), тогда как наблюдается почти точная унитарность в квартетных каналах: $\eta_{L,3/2} \approx 1$ вплоть до $E_{\text{сцм}} \simeq 25$ МэВ. Это, очевидно, объясняется тем, что квартетный канал является потенциальным, а в дублетном канале, как изложено в разд. 1, интерферируют две разные амплитуды, что и дает при сравнительно низких энергиях микроскопически обоснованную неупругость. В последнем случае она не имеет ничего общего с мнимой частью потенциала $iW(r)$, которую для полноты картины можно было бы ввести и которая отражает влияние на упругий канал собственно трехчастичного континуума и становится существенной, как было отмечено, при энергиях $E_{\text{сцм}} \geq 20$ МэВ. Такое же явление должно иметь место и для системы $d + t(h)$, но здесь пока нет необходимых данных по фазовому анализу, и их получение представило бы большую ценность.

Как краткий итог рассмотрения системы $d + p$, отметим, что упомянутого двадцатипроцентного различия мощности $d-p$ -потенциалов со схемами Юнга $[f] = [3]$ и $[f] = [21]$ оказывается недостаточно, чтобы СПМ работала на количественном уровне. Малость этого различия выражается, в частности, в том, что сечение процесса $d \rightarrow d_s$ на рис. 2 гораздо меньше, чем упругое сечение в канале со спином $S = 1/2$.

В реакциях с входным каналом $d + {}^3\text{He}({}^3\text{H})$ (рис. 3) в большинстве случаев экспериментальные точки при малых и средних углах вылета синглетных пар np и pn отсутствуют (и было бы важно заполнить этот пробел), так как при измерении инклюзивных спектров (которое, в основном, и проводилось) соответствующие пики с ростом угла регистрации ядер ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$ очень быстро «замазываются», как это видно, например, из рис. 1 (в эксперименте исследуется реакция типа ${}^3\text{H}(d, t)d_s$, и при перестановке местами t и d_s углы реверсируются). Приведенное на рис. 3 сравнение имеющихся экспериментальных данных с расчетами по СПМ демонстрирует неплохое согласие вплоть до энергии 10,2 МэВ, при которой форма теоретического углового распределения хорошо описывает эксперимент, но дает завышенное сечение. К сожалению, для больших энергий данные очень скудны.

Таким образом, как для упругого рассеяния $d + t(h)$, так и для неупругого с образованием синглетных пар $np(nn)$, СПМ вполне удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные данные в области энергий $E_{\text{сшм}} \simeq 6-17$ МэВ, а с дальнейшим ростом энергии наблюдается общая тенденция быстрого ухудшения согласия, вызванная, как отмечено выше, нарастанием мнимой части потенциала $iW(r)$.

Подводя краткий итог рассмотрения системы $d + t(h)$, можно констатировать, что отмеченного пятидесятипроцентного различия мощности $d-t(h)$ -потенциалов со схемами Юнга $[f] = [41]$ и $[f] = [32]$ уже достаточно, чтобы СПМ имела практически количественную точность. Существенная разница между упомянутыми потенциалами по их мощности выражается, в частности, в том, что дифференциальные сечения упругого рассеяния в канале $S = 1/2$ и сечения процесса $d \rightarrow d_s(nn)$ на рис. 3 сравнимы, в отличие от рис. 2.

Необходимо отметить особую ценность данных о перевороте спин-изоспина дейтрона в синглет с перезарядкой $d + t \rightarrow nn + h$, поскольку в nn -континууме с синглетным S -состоянием не конкурирует трудно отделяемое триплетное S -состояние (как для np -пары), а триплетное P -состояние дает малый вклад при небольших импульсах взаимного движения. Очевидно, что моделировать спектры гораздо проще при наличии лишь одного существенного механизма, и полученные сечения при этом наиболее надежны. Знание сечения этой реакции автоматически определяет, каким должно быть и сечение реакции $d + t \rightarrow d_s + t$ (эти сечения связаны только коэффициентом 2). В свою очередь, надежное определение дифференциального сечения позволяет с большей точностью оценить ширину области интегрирования по относительной энергии нуклонов в синглетном дейтроне.

В заключение этого раздела продемонстрируем, как в рамках общего формализма СПМ решается проблема — почему у широко известного узкого околопорогового уровня $3/2^+$ ($L = 0$) в системе $d+t$, который лежит в основе физики термоядерных реакций [56], нет родственного уровня $1/2^+$ ($L = 0$).

Для систем $t + d$ или $h + d$ допустимы типы симметрии $[f] = [41]$ и $[f] = [32]$ безотносительно к четности L , поскольку частицы нетождественные. Схема Юнга $[f] = [41]$ соответствует полному спину $S = 1/2$, а сигнатура $[f] = [32]$ допускает как $S = 1/2$, так и $S = 3/2$ [4, 57]. Таким образом, значение $S = 3/2$ соответствует исключительно сигнатуре $[f] = [32]$, а в каналах рассеяния с $S = 1/2$ интерферируют амплитуды со схемами Юнга $[f] = [41]$ и $[f] = [32]$.

В соответствии с моделью СПМ термоядерный уровень $3/2^+$ ($L = 0, S = 3/2$) по своей природе представляет резонанс в потенциальном рассеянии, соответствующий схеме Юнга $[f] = [32]$. Действительно, потенциал $V_L^{[32]}(R)$ хорошо воспроизводит все фазы рассеяния $h + d$ в канале $S = 3/2$ в широкой области энергий (рис. 6, *a*), при этом описывается как общий ход фазы, так и

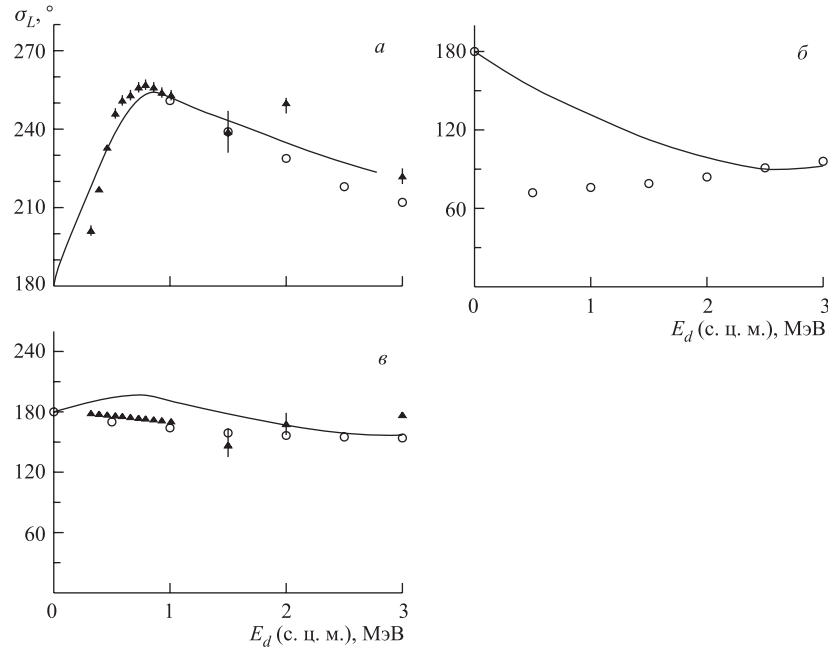


Рис. 6. Фазовые сдвиги $d + h$ -рассеяния в канале с $S = 3/2$ (а), $[f] = [41]$ (б); $S = 1/2$ (в) и $L = 0$. а) Треугольники — экспериментальные результаты фазового анализа из [58]; кружки — фазовые сдвиги МРГ [59]; сплошная линия — расчет из [8] для канала $[f] = [32]$. б) Кружки — значения «чистой» фазы $\delta_{L=0}^{[41]}$, полученные по формуле (1.5) из МРГ-фазы [59]; сплошная линия — расчет из [8] на основе потенциала $V_{L=0}^{[41]}$. в) Кружки — фазовые сдвиги МРГ [59]; треугольники — экспериментальные фазовые сдвиги [58]; сплошная линия — расчет по формуле (1.5)

сам резонанс (его положение и ширина). В случае $S = 1/2$ для системы $t + d$ интерферируют амплитуды рассеяния с сигнатурами $[f_1] = [32]$ и $[f_2] = [41]$ и для S -матрицы и фаз рассеяния δ можно использовать общие формулы (1.4) и (1.5). В нашем случае, когда канал спин-изоспинового переворота в синглет $d + t \rightarrow d_s + t$ закрыт, имеем $\eta_{L,1/2} = 1$ (унитаризация упругого канала). Таким образом,

$$S_{L,1/2}^{\text{упр}} = \exp i \left(\delta_L^{[f_1]} + \delta_L^{[f_2]} \right). \quad (2.20)$$

В поляризационном эксперименте [58] фазы $\delta_{L,1/2}(E)$ и $\delta_{L,3/2}(E)$, соответствующие значениям $S = 1/2$ и $3/2$, могут быть разделены (эти данные можно дополнить численными результатами МРГ [59]). Зная фазы рассея-

ния для каналов с $S = 3/2$ и опираясь на супермультиплетный формализм, мы определяем энергетическую зависимость фазы $\delta_L^{[32]}(E)$ и восстанавливаем потенциал $V_L^{[32]}(R)$. Далее, с использованием формулы (1.5) и уже известной фазы $\delta_L^{[32]}(E)$, из экспериментально определенной фазы $\delta_{L,1/2}(E)$ восстанавливается супермультиплетная фаза $\delta_L^{[41]}(E)$ и потенциал $V_L^{[41]}(R)$ [4].

На рис. 6, б приведена восстановленная S -фаза $\delta_0^{[41]}(E)$ в области малых энергий. Видно, что она достаточно быстро убывает от значения 180° в нуле. Мы видим также, что «прагматическое» использование результатов МРГ для фаз $\delta_{0,3/2}$ и $\delta_{0,1/2}$ с помощью формулы (1.5) приводит к заметно отличающемуся результату, который, однако, невозможно проверить непосредственно в эксперименте.

Отмеченного убывания фазы $\delta_0^{[41]}(E)$ оказалось достаточно для того, чтобы суммарная фаза $\delta_{0,1/2}(E) = \frac{1}{2}\delta_0^{[32]} + \frac{1}{2}\delta_0^{[41]}$ не отвечала резонансному поведению (рис. 6, в), несмотря на то, что компонента $\delta_0^{[32]}$ резонирует.

Рассмотренный пример исчезновения резонанса при переходе в супермультиплетной потенциальной модели от одноканальной задачи ($S = 3/2$, $[f] = [32]$) к двухканальной ($S = 1/2$, $[f_1] = [32]$ и $[f_2] = [41]$) может представлять общий интерес при обсуждении методических вопросов квантовой механики (см. монографию [60]). До сих пор при использовании МРГ такой подход концептуально никогда не фигурировал, однако его можно реализовать, если использовать уравнения МРГ, спроектированные на определенную суммарную схему Юнга [61].

3. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ДЕЙТРОНА НА ДЕЙТРОНЕ И РЕАКЦИЯ С ПЕРЕВОРОТОМ ИХ СПИН-ИЗОСПИНОВ В СИНГЛЕТ

Реакции четырехчастичного развала легчайших ядер



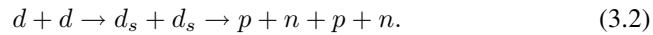
экспериментально изучались в нескольких лабораториях мира (см. [62–67]). Большой цикл работ выполнен в Институте ядерных исследований НАН Украины [68–72].

Особенностью реакции переворота двух дейтронов в синглет является то, что в конечном состоянии (четырёхнуклонный континуум) при сравнительно невысоких энергиях пучка ($E_{\text{сцм}} \sim 10\text{--}20$ МэВ) происходит «всеобщее мягкое перерассеяние», требующее повышенного внимания к методическим вопросам при извлечении из эксперимента указанных сечений. Эти вопросы также освещаются ниже.

Четырехчастичная реакция (3.1) является простейшей реакцией, которую можно использовать для изучения рассеяния нейтронов на пучках заряженных частиц. Наиболее перспективными для такой программы являются квазибинарные механизмы: ВКС и квазисвободное рассеяние (КСР) нуклонов. Одна из попыток реализации первой возможности описана в работе [62]. В эксперименте измерялись двумерные спектры совпадений протонов $N(E_1, E_2)$ при энергии пучка дейтронов в л. с. $E_0 = 23,15$ МэВ ($E_{\text{сум}} = 11,6$ МэВ). Углы эмиссии частиц θ_1/θ_2 выбраны равными $18^\circ/36^\circ$ и $25^\circ/43^\circ$ в плоскостях $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$. В этой геометрии реализуется кинематическая ситуация ВКС как pp -, так и nn -пар одновременно, т. е. условия квазибинарной реакции ${}^2\text{H}(d, pp)nn$.

В расчетах, выполненных в приближении МВ, авторам удалось воспроизвести форму экспериментальных распределений, однако полученные значения длины рассеяния нейтронов a_{nn} оказались неодинаковыми в разных геометриях (примерно -15 Фм для углов $\theta_1/\theta_2 = 18^\circ/36^\circ$ и -50 Фм для $25^\circ/43^\circ$ соответственно). Абсолютные значения дифференциальных сечений $d^2\sigma/d\Omega_1\Omega_2$, проинтегрированных по энергиям частиц от порога регистрации, равного 3 МэВ и выше, равны $(0,84 \pm 0,04)$ и $(0,63 \pm 0,03)$ мб/ср² соответственно.

Возможны два варианта реакции (3.1) при наличии в ней np -ВКС. Первый — это образование двух синглетных дейтронов и последующий их распад:



Первые экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу высокой вероятности переворота спин-изоспинов двух дейтронов, были получены на рубеже 1980-х гг. [62–64]. Позднее этот эффект был подтвержден СПМ [11], в рамках которой он находит естественное объяснение как результат действия обменных сил Майораны. Процесс np -ВКС в реакции (3.2) наблюдали, например, в работе [69] при энергии пучка дейтронов $E_0 = 50$ МэВ и в кинематически полном эксперименте [65] при $E_0 = 15,7$ МэВ, однако абсолютные значения сечений не были получены. Форма экспериментальных спектров в общих чертах согласуется с распределениями модели МВ.

Второй процесс — это образование двух триплетных np -пар. Априори пренебрегать им нельзя, и соотношение между вероятностями указанных двух процессов должно быть предметом отдельного исследования.

Следует отметить, что образование одной синглетной пары в $d + d$ -реакции запрещено правилами отбора по изотопическому спину при условии, что это точное квантовое число. Известные экспериментальные данные свидетельствуют, что если нарушения правил отбора и имеют место, то они незначительны [69].

Другим значимым квазибинарным механизмом реакции (3.1) может быть КСР нуклонов, в котором два нуклона (один из дейтрона в пучке, а другой

из дейтрона в мишени) не изменяют свои первоначальные импульсы. Надежная идентификация механизма КСР возможна в кинематически полном эксперименте, в котором необходимо регистрировать спектры совпадений между тремя продуктами реакции (3.1) в конечном состоянии: нейтроном-наблюдателем, испускаемым под углом 0° , и двумя рассеянными протонами. В тех случаях, когда регистрируются спектры только двойных совпадений pp (кинематически неполный эксперимент), интерпретация результатов усложняется из-за конкуренции реакций с ВКС и различить эти механизмы непросто.

Среди такого рода измерений одним из первых был кинематически неполный эксперимент при энергии пучка дейтронов $E_0 = 80$ МэВ [63]. Спектры pp -совпадений реакции ${}^2\text{H}(d, pp)nn$ были измерены в симметричной компланарной геометрии для нескольких пар углов в интервале $34-52^\circ$. С умеренным успехом экспериментальные дифференциальные сечения $d^4\sigma(E_1, E_2)/d\Omega_1\Omega_2dE_1dE_2$ удалось воспроизвести путем расчетов, выполненных в борновском приближении с плоскими волнами.

В работе [64] предложена альтернативная трактовка данных [63], учитывающая лишь np -ВКС, т. е. игнорирующая возможный вклад от КСР протонов. В приближении МВ для триплетных и синглетных амплитуд удалось получить разумное описание спектров под всеми углами. Вклады от синглетных состояний в спектрах составили 33 и 56% полного сечения под углами $36,5$ и 43° соответственно, что заметно выше статистического веса (10%) 1S_0 -состояния в полной смеси спиновых состояний.

Реакция ${}^2\text{H}(d, pp)nn$ также изучалась под симметричными углами $\theta = 34,8^\circ$ при энергии пучка $E_d = 34,7$ МэВ в работе [66] (экспериментальные спектры не приведены). Результаты можно трактовать как косвенное свидетельство в пользу возможных эффектов np -ВКС в этих кинематических условиях.

К настоящему времени известна только одна попытка измерения сечения КСР протонов в кинематически полном эксперименте [70]. При энергии пучка дейтронов $46,7$ МэВ были измерены спектры двойных совпадений pp и тройных совпадений ppn , что позволило идентифицировать механизм КСР протонов в реакции ${}^2\text{H}(d, pp)nn$. В настоящей работе экспериментальные данные [70] анализируются с учетом как КСР протонов, так и взаимодействия нейтрон-протон в конечном состоянии. Нам удалось довольно точно смоделировать экспериментальный двумерный спектр pp -совпадений и определить сечение каждого процесса в отдельности, в частности, сечение реакции двойного переворота спин-изоспина. Последнее сравнивается с теоретическим, вычисленным в рамках СПМ [11].

Рассмотрим кратко постановку эксперимента в КИЯИ (Украина).

Спектры двойных совпадений pp и тройных совпадений ppn измерены при облучении дейтерий-титановой мишени ускоренными в циклотроне У-240

КИЯИ дейтронами, энергия которых в центре мишени составляла 46,7 МэВ. Заряженные продукты ядерной реакции регистрировались двумя телескопами ΔE - E -детекторов, расположенными симметрично по отношению к оси пучка. Углы эмиссии регистрируемых частиц, равные $38,75^\circ$, соответствуют кинематике квазисвободного рассеяния протонов в реакции (3.1). Телесные углы детекторов определялись прямоугольными диафрагмами размером 18×5 мм, установленными непосредственно перед соответствующими ΔE -детекторами на расстоянии 80 мм от мишени. Нейтроны, испускаемые вдоль оси пучка (т. е. под углом 0°), регистрировались пластическим сцинтиллятором в форме параллелепипеда с размерами $10 \times 10 \times 20$ см. Расстояние от мишени до передней грани детектора равно 1,3 м.

Полученный в эксперименте двумерный спектр двойных pp -совпадений после вычета фона случайных совпадений и вклада от реакции ${}^1\text{H}(d, pp)n$ на примесях легкого водорода в мишени содержал более 30000 событий N_{pp} . Одновременно в кинематически полном эксперименте было зарегистрировано более 100 событий тройных совпадений N_{ppn} . При этом получено экспериментальное отношение выходов $N_{ppn}/N_{pp} = 0,0061 \pm 0,0007$. Более детально методика эксперимента представлена в работах [69, 70].

Очевидно, что для получения дифференциального сечения реакции ${}^2\text{H}(d, d_s)d_s$ необходимо провести моделирование полученных спектров и интегрирование модельных спектров интересующей нас реакции. Соответствующая методика обработки экспериментальных данных представлена ниже.

Запишем законы сохранения энергии и импульса для четырехчастичной реакции (3.1) в форме

$$E_0 + Q = E_1 + E_2 + E_3 + E_4, \quad (3.3)$$

$$\mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4, \quad (3.4)$$

где E_0 и \mathbf{p}_0 — кинетическая энергия и импульс частиц пучка в л. с.; $Q = -4,449$ МэВ — энергия реакции; $E_1, E_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ — энергии и импульсы протонов; $E_3, E_4, \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4$ — энергии и импульсы нейтронов. Тогда дифференциальное сечение $d\sigma$ реакции (3.1) в заданный объем фазового пространства можно представить в виде [39]:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{v_0} \delta^3 \left(\mathbf{p} - \sum_{i=1}^4 \mathbf{p}_i \right) \delta \left(E - \sum_{i=1}^4 E_i \right) |F|^2 \prod_{i=1}^4 d\mathbf{p}_i, \quad (3.5)$$

где $v_0 = (E_0/m)^{1/2}$ — относительная скорость частиц во входном канале; m — масса нуклона; $|F|^2$ — матричный элемент перехода. Интегрируя далее по не определенным в эксперименте импульсам, для сечения двойных pp - или тройных ppn -совпадений в л. с. получаем

$$d\sigma(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2, E_1, E_2)/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2 = \frac{(2\pi)^4}{v_0} \int \rho |F|^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (3.6)$$

Здесь $\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2$ — углы эмиссии регистрируемых протонов; ρ — множитель фазового пространства [73]:

$$\rho = (m)^{9/2} (E_1 E_2 \epsilon_{nn})^{1/2},$$

$$\epsilon_{nn} = E_0 + Q - E_1 - E_2 - |\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|^2 / (4m);$$

интегрирование выполняется по углам θ и φ , определяющим ориентацию вектора относительного импульса нейтронов $\mathbf{q}_{nn} = (\mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4)/2$. В вычислениях спектра двойных совпадений $N_{pp}(E_1, E_2)$ область интегрирования охватывает все возможные ориентации вектора \mathbf{q}_{nn} (т.е. в пределах 4π), а для тройных совпадений $N_{ppn}(E_1, E_2)$ она определяется телесным углом детектора нейтронов. Матричный элемент перехода $|F|^2$ будем аппроксимировать некогерентной суммой:

$$|F|^2 = c_1 |F_{QF}|^2 + c_2 |F_{1s}|^2 |F_{2s}|^2 + c_3 |F_{1t}|^2 |F_{2t}|^2, \quad (3.7)$$

где c_i — свободные константы; F_{QF} — амплитуда КСР протонов; F_{1s} и F_{2s} — амплитуды ВКС синглетных np -пар, которые излучаются соответственно по левую или по правую сторону от пучка; F_{1t} и F_{2t} — аналогично определяемые амплитуды ВКС триплетных np -пар.

Техника моделирования спектров КСР достаточно подробно описана нами в [16] и здесь мы рассматривать ее не будем.

Амплитуды np -ВКС вычислялись в приближении МВ:

$$F_{1s(t)}(q_{13}) = [r(q_{13}^2 + \eta^2)] / [2(-1/a + r q_{13}^2 / 2 - i q_{13})], \quad (3.8)$$

$$F_{2s(t)}(q_{24}) = [r(q_{24}^2 + \eta^2)] / [2(-1/a + r q_{24}^2 / 2 - i q_{24})], \quad (3.9)$$

$$\eta = (1/r)[1 + (1 - 2r/a)^{1/2}],$$

где q_{13} и q_{24} — величины импульсов относительного движения в соответствующих np -подсистемах. Длина np -рассеяния a и эффективный радиус r соответственно имеют значения $-23,748$ и $2,75$ Фм для синглетного состояния np -пары и $5,424$ и $1,759$ Фм — для триплетного [40]. Интегрирование в выражении (3.5) выполнено методом Монте-Карло, при этом случайными величинами были координаты точки на мишени и детекторах, а также углы θ, φ , определяющие ориентацию импульса относительного движения в динеитроне \mathbf{q}_{nn} .

Аппроксимация (3.7) может вызвать возражения в связи с пренебрежением интерференцией амплитуд, но ее роль можно считать пренебрежимо малой в рассматриваемом фазовом пространстве, учитывая различные угловые и энергетические распределения нейтронов в процессах КСР и ВКС. В первом из них один из нейтронов излучается с энергией ~ 24 МэВ в узком конусе вокруг оси пучка, а другой остается с малой энергией, тогда как

при ВКС импульсы обоих нейтронов близки к импульсам соответствующих протонов.

Полное количество событий в экспериментальном спектре тройных совпадений ppn удобно использовать для оценки вклада механизма КСР в спектре двойных pp -совпадений. Для этого в импульсном приближении и с учетом только первого слагаемого в сумме (3.7) были смоделированы спектры двойных и тройных совпадений. С учетом эффективности регистрации нейтронов k вычисленное по этим спектрам для КСР отношение kN_{ppn}/N_{pp} составило 0,026, что примерно в четыре раза превышает соответствующее экспериментальное значение $0,0061 \pm 0,0007$. Такой результат можно интерпретировать, предполагая, что вклад КСР протонов в экспериментальном спектре двойных pp -совпадений составляет лишь одну четверть от полного количества событий.

Далее в том же приближении был смоделирован спектр с учетом всех трех слагаемых в сумме (3.7). Подгонка проводилась на массиве из 2694 элементов экспериментальной матрицы. Область подгонки в плоскости $E_1 - E_2$ ограничена порогами $E_1, E_2 = 7,8$ МэВ. Соотношение вкладов от отдельных членов суммы (3.7) в пределах выделенного участка составило $(0,20 \pm 0,04) : (0,65 \pm 0,07) : (0,15 \pm 0,03)$. Пересчитанные на всю кинематически разрешенную область вклады соотносятся как $(0,24 \pm 0,04) : (0,61 \pm 0,05) : (0,15 \pm 0,03)$. Расчетные дифференциальные сечения вместе с экспериментальными данными на диагонали $E_1 = E_2$ показаны на рис. 7. Кривые показывают вклады КСР, синглетной и триплетной составляющих ВКС.

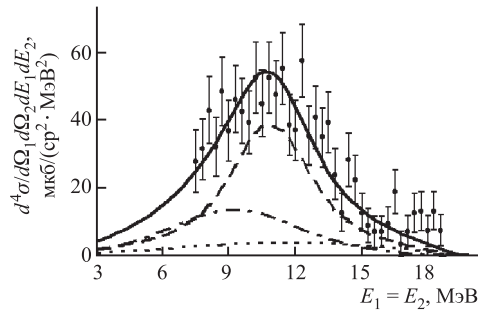


Рис. 7. Сравнение экспериментального спектра pp -совпадений с расчетом. Приведены данные [71] для реакции ${}^2\text{H}(d, pp)nn$ при энергии $E_0 = 46,7$ МэВ и углах регистрации протонов $\theta_1 = \theta_2 = 38,75^\circ$, $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$. На экспериментальных точках указаны статистические ошибки. Штрихпунктирная, штриховая и точечная линии соответствуют расчетам для pp -КСР, синглетному и триплетному np -ВКС, сплошная линия соответствует сумме этих процессов

Итак, анализ спектров двойных совпадений, измеренных в кинематически неполном эксперименте, также позволяет идентифицировать механизмы реакции при условии достаточно точных экспериментальных данных. Наиболее важным результатом этого анализа оказывается принципиальный вывод, что

определяющим механизмом реакции (3.1) является переворот спин-изоспина двух дейтронов. Его вклад в сечение реакции ${}^2\text{H}(d, pp)nn$ составляет около двух третей даже в кинематических условиях КСР протонов. Вклад последнего ($\sim 20\%$), определенный в подгонке двумерного спектра pp -совпадений, согласуется с результатом кинематически полного эксперимента.

Для сравнения экспериментальных данных с предсказаниями СПМ необходимо пересчитать экспериментальное дифференциальное сечение двойного переворота спин-изоспина в с. ц. м. и представить его в форме сечения $d\sigma/d\Omega$ бинарной реакции ${}^2\text{H}(d, d_s)d_s$. Это удобнее делать, переписав законы сохранения (3.3) и (3.4) в с. ц. м. следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{13} + e_{13} + E_{24} + e_{24} &= E_{0C} + Q, \\ \mathbf{p}_{13} + \mathbf{p}_{24} &= 0, \end{aligned}$$

где $E_{0C} = E_0/2$ — кинетическая энергия дейтронов во входном канале; E_{13} , E_{24} , \mathbf{p}_{13} , \mathbf{p}_{24} — энергии и импульсы центров масс частиц 1, 3 и 2, 4 (подсистем np) соответственно; e_{13} , e_{24} — кинетические энергии относительного движения нуклонов в этих подсистемах. Выражение (3.5) для дифференциального сечения в с. ц. м. приобретает вид

$$\begin{aligned} d\sigma &= [(2\pi)^4/v_0]d\mathbf{p}_{13}d\mathbf{p}_{24}d\mathbf{q}_{13}d\mathbf{q}_{24}|F|^2 \times \\ &\times \delta(E_{0C} + Q - E_{13} - e_{13} - E_{24} - e_{24})\delta(-\mathbf{p}_{13} - \mathbf{p}_{24}), \end{aligned} \quad (3.10)$$

где

$$\begin{aligned} q_{13} &= (me_{13})^{1/2}, \quad q_{24} = (me_{24})^{1/2}, \\ |F|^2 &= c_2|F_{1s}(q_{13})|^2|F_{2s}(q_{24})|^2. \end{aligned}$$

Амплитуды F_{1s} и F_{2s} имеют вид (3.8) и (3.9), а множитель c_2 определен в подгонке экспериментального двумерного спектра совпадений протонов с использованием выражений (3.6), (3.7). Сечение (3.10) далее интегрируем по всем переменным, кроме углов эмиссии одного из синглетных дейтронов, например $d\Omega_{13}$, и окончательно получаем

$$\begin{aligned} d\sigma/d\Omega_{13} &= [(2\pi)^6/v_0]m^{9/2}2^{1/2} \int_0^{e \max_{13}} c_2|F_{1s}(q_{13})|^2 e_{13}^{1/2} de_{13} \times \\ &\times \int_0^{e \max_{24}} [e_{24}(E_{0C} + Q - e_{13} - e_{24})]^{1/2} |F_{2s}(q_{24})|^2 de_{24}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Если интегрировать по всем допустимым кинематикой относительным энергиям e_{13} и e_{24} , то $e \max_{13} = E_{0C} + Q$, $e \max_{24} = E_{0C} + Q - e_{13}$.

Численное интегрирование, выполненное в этих пределах, дало для дифференциального сечения реакции ${}^2\text{H}(d, d_s)d_s$ при $E_0 = 46,7$ МэВ значение $d\sigma/d\Omega(90^\circ) = (1,1 \pm 0,1)$ мб/ср. Приведена только статистическая ошибка, определенная в подгонке экспериментального спектра двойных pp -совпадений. К ней нужно добавить ошибку шкалы ($\sim 25\%$) дифференциальных сечений [70]. Если ограничить предельные относительные энергии значением e_m , то получим $e_{\max_{13}} = \min(E_{0C} + Q; e_m)$, $e_{\max_{24}} = \min(E_{0C} + Q - e_{13}; e_m)$.

Обсуждение результатов начнем с анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию $d + d$. Эти данные вместе с расчетами по СПМ (формула (1.14)) приведены на рис. 8. Экспериментальные точки взяты из работ [74–76] ($E_{\text{СЦМ}} = 17,45, 19,9$ МэВ [74] (а, б), 25,0 МэВ [75] (в), 29,3 МэВ [76] (г)).

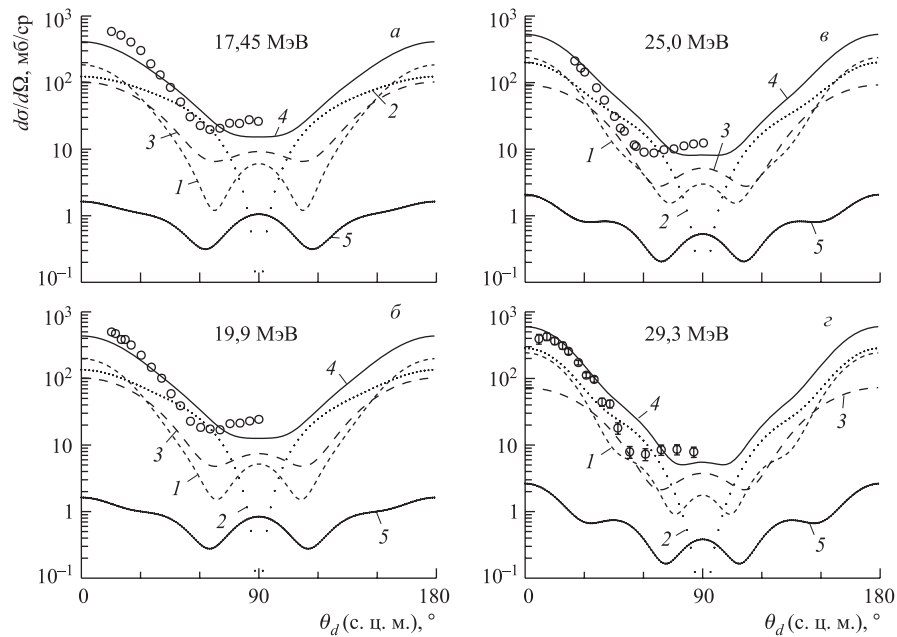


Рис. 8. Экспериментальные (кружки) и рассчитанные по СПМ угловые зависимости упругого $d + d$ -рассеяния. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют сечениям для полного спина системы $S = 0, 1$ и 2 ; 4 — сумма этих трех вкладов. Для сравнения кривая 5 показывает расчетные сечения для реакции ${}^2\text{H}(d, d_s)d_s$ с образованием синглетного состояния np -пар. Ссылки на эксперимент даны в тексте. Энергии указаны в с. ц. м.

Сравнение экспериментальных и теоретических угловых зависимостей $d\sigma/d\Omega(\theta)$ показывает в целом неплохое согласие, хотя в отдельных угловых областях и наблюдаются некоторые различия между теоретическими резуль-

татами и экспериментом. Характерно, что в области малых углов суммарное сечение (с учетом всех возможных значений S) определяется, в основном, компонентами с $S = 0$ и 1, а в области средних углов — компонентой с $S = 2$. Часть сечения, связанная с $S = 0$, как правило, достаточно велика и не отличается от расчетного полного сечения упругого рассеяния (куда дают вклад все компоненты с $S = 0, 1$ и 2) более чем на порядок. Можно отметить также, что с ростом энергии E_d теоретические угловые распределения компоненты упругого сечения с $S = 0$ и аналогичные угловые зависимости для реакции $d + d \rightarrow d_s + d_s$ становятся все более похожими по форме.

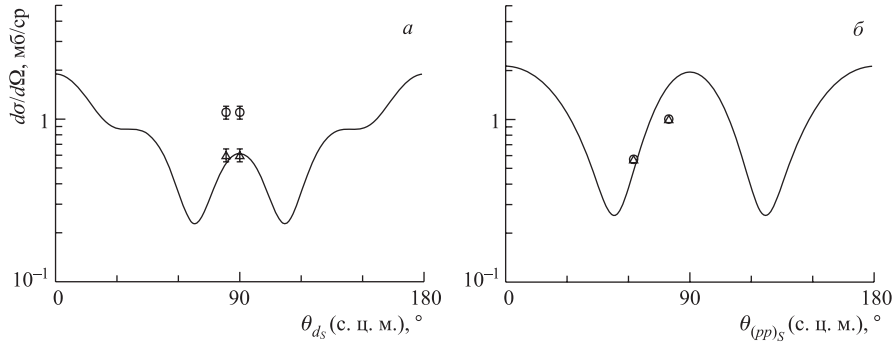


Рис. 9. Сравнение экспериментальных и рассчитанных по СПМ (сплошные кривые) угловых распределений синглетных динуклонов из реакции ${}^2\text{H}(d, d_s)d_s$ при энергии $E_{\text{сцм}} = 23,35$ МэВ (а) и реакции ${}^2\text{H}(d, (pp)_s)(nn_s)$ при энергии $E_{\text{сцм}} = 11,6$ МэВ (б). Ссылки на эксперимент приведены в тексте. Указаны статистические ошибки. Экспериментальные точки соответствуют разным верхним пределам интегрирования спектров: кружки — $e_m = e_{\text{max}13} = E_{0C} + Q$; треугольники — $e_m = 7$ МэВ

Переходим к сравнению экспериментальных и теоретических дифференциальных сечений для реакции $d + d \rightarrow d_s + d_s((nn)_s + (pp)_s)$ с образованием двух синглетных динуклонов. На рис. 9, а к экспериментальной точке, полученной нами выше ($\theta_{\text{сцм}} = 90^\circ, d\sigma/d\Omega = 1,1$ мб), добавлена посредством относительной нормировки точка из работы КИЯИ [72] при $\theta_{\text{сцм}} = 83,3^\circ$. Для рис. 9, б были использованы упомянутые выше экспериментальные данные работы [62] при $E_{\text{сцм}} = 11,6$ МэВ. Приведенные в этой работе интегральные сечения (мб/ср²) мы сравнили с вычисленными по изложенной выше методике (с дополнительным учетом кулоновских поправок) и получили необходимые коэффициенты нормировки для расчета сечения двойной перезарядки в с. п. м. В результате были определены значения сечений 0,57 и 1,01 мб/ср для углов $\theta_{\text{сцм}} = 62,5$ и $79,7^\circ$ соответственно.

В целом мы видим, что имевшиеся в литературе немногочисленные данные подтверждены и дополнены измерениями, результаты которых изложены

здесь. Это позволяет из сравнения с результатами СПМ определить феноменологический параметр e_m — предельное значение относительной энергии e_{13} при интегрировании экспериментальных спектров с целью получения сечения реакции $d + d \rightarrow d_s + d_s$ по описанной выше процедуре. Значение e_m , как показывают данные рис. 9, *a* и *b*, оказывается равным примерно 7 МэВ (при $E_{\text{сум}} = 11,6$ МэВ $e_m \approx e_{\text{max}13}$, поэтому точки на рис. 9, *b* совпадают). Напомним, что для реакции $d + t \rightarrow d_s + t$ эта величина составляла 1 МэВ [15]. Такое существенное различие отражает, по-видимому, большой эффект «мягких перерасеяний» в четырехнуклонном континууме и является интересным предметом для исследования с помощью уравнений Фаддеева–Якубовского (хотя бы с сепарабельными NN -потенциалами). Используемые нами методические приемы для выделения сечения процесса $d + d \rightarrow d_s + d_s$ являются, при большом значении $e_m \cong 7$ МэВ, лишь первым простейшим шагом. Тем не менее эксперимент полностью подтверждает предсказание СПМ о большом вкладе механизма двойного переворота спин-изоспина в изучаемой реакции.

4. СПМ И БИНАРНЫЕ ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С УЧАСТИЕМ ЛЕГКИХ КЛАСТЕРОВ

Формализм теории фотоядерных реакций в рамках СПМ включает оригинальный и достаточно сложный момент — конструирование волновых функций континуума, обладающих заданной перестановочной симметрией $[f]$ [11]. Для этого при построении волновых функций используется неортогональный стохастический гауссоидный базис, разработанный В. И. Кукулиным с сотрудниками [77].

Полученное нами описание экспериментальных данных оказалось впервые для потенциальных моделей успешным благодаря двум принципиальным факторам.

1. СПМ, вследствие использования аппарата схем Юнга, четко фиксирует, что, как правило, кластер-кластерные потенциалы для начального и конечного состояний различаются по мощности, поскольку различаются соответствующие схемы Юнга. Это различие особенно существенно, когда перестраивается симметрия α -кластера. Например, для фоторасщепления ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p$ начальная орбитальная схема Юнга — это $[f] = [4]$, а конечная — $[f] = [31]$, и мощности соответствующих tp -потенциалов различаются более чем в полтора раза [11, 12]. «Вычленив» же из эксперимента по $t + p$ - и $h + n$ -рассеянию фазы $\delta_t^{[31]}$ и определить соответствующее взаимодействие в конечном состоянии $V^{[31]}(r)$ без СПМ нельзя! Аналогичная картина [11] для реакции радиационного захвата $d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$, где в начальном состоянии доминирует $[f] = [32]$, а в конечном — $[f] = [41]$ (эти два примера мы и приведем для иллюстрации).

2. Был использован охарактеризованный выше адекватный формализм описания рассматриваемых фотоядерных реакций.

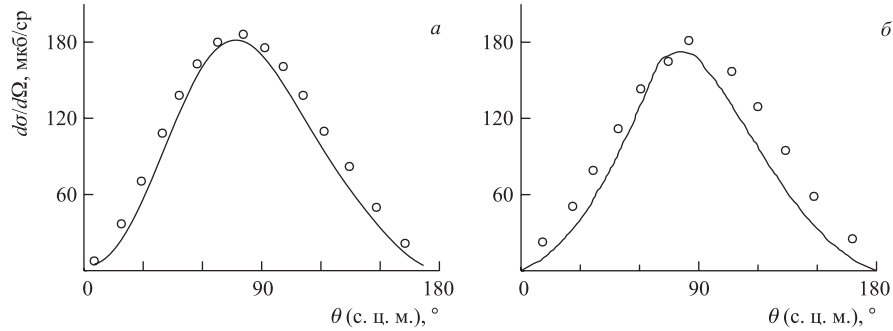


Рис. 10. Угловые распределения для реакции ${}^4\text{He}\gamma \rightarrow p + {}^3\text{He}$ (а) и ${}^4\text{He}\gamma \rightarrow n + {}^3\text{He}$ (б) при $E_\gamma = 29$ МэВ. Кружки — экспериментальные данные из [78]

Результаты расчетов для реакций ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ представлены в сравнении с экспериментом на рис. 10 [78]. Из него видно, что вклад $E2$ -поглощения, вызывающий асимметрию углового распределения фотопротонов относительно 90° , виден, но он совсем мал по сравнению с вкладом $E1$ -поглощения. СПМ количественно описывает эксперимент, включая указанный нюанс. Из результатов для (γ, n) -реакции мы выбрали также E -зависимость полного сечения (рис. 11) [79–82]. При разбросе экспериментальных данных теория четко соответствует некоему среднему значению сечения и хорошо воспроизводит его E -зависимость.

Перейдем к реакции $d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$ (рис. 12) [83]. Здесь тоже существенно преобладает $E1$ -поглощение с недиагональной по $[f]$ амплитудой $[f] = [32] \rightarrow [f] = [41]$. Теория, в частности, хорошо описывает такую информативную деталь, как переход от «вогнутой» формы углового распределения при $E_\gamma = 19,9$ МэВ к «выгнутой вверх» форме при $E_\gamma = 23,2$ МэВ. Это, как мы выяснили, связано с тем, что при $E_\gamma = 19,9$ МэВ, когда $E_{\text{снм}}$ системы $d + {}^3\text{He}$ составляет $E_\gamma - Q = 3,3$ МэВ ($Q = 16,6$ МэВ — энергия связи ядра ${}^5\text{Li}$ в канале $d + {}^3\text{He}$), в этой системе

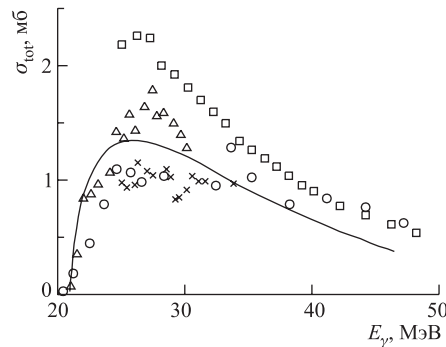


Рис. 11. Полное сечение реакции ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ в зависимости от энергии γ -квантов. Расчет по СПМ — сплошная линия; экспериментальные данные: квадраты — [79]; треугольники — [80]; кружки — [81]; крестики — [82]

преобладает влияние обсуждавшегося выше резонанса с $[f] = [32]$, $L = 0$. Таким образом, при указанной энергии в рассмотренном процессе орбитальный момент L системы повышается: $(L = 0) \rightarrow (L = 1)$. При переходе к более высокой энергии $E_\gamma = 23,2$ МэВ, т. е. к $E_{\text{сум}}(d + {}^3\text{He}) = 6,6$ МэВ, доминируют переходы уже из D -волны в начальном состоянии с понижением значения L : $(L = 2) \rightarrow (L = 1)$. В целом, если иметь в виду указанные на рисунке ошибки эксперимента, теоретическое описание опять является количественным. Но есть и интересный противоположный случай [11]: реакция фоторасщепления ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow d + d$ характеризуется главным вкладом $E2$ -переходов, диагональных по схеме Юнга $[f] = [4]$, т. е. здесь успешно проходит проверку лишь dd -потенциал $V^{[4]}(r)$, который, как отмечено выше, в dd -рассеянии проявляется только в комбинации с потенциалом $V^{[22]}(r)$.

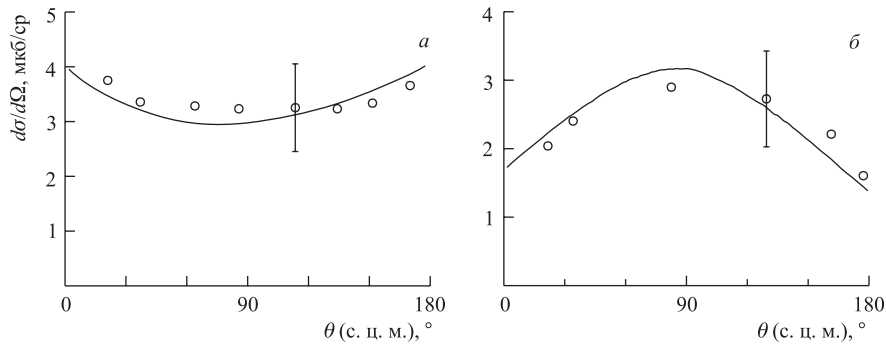


Рис. 12. Угловые распределения для реакции $d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$, соответствующие энергии возбуждения ${}^5\text{Li}$ $E_x = 19,9$ МэВ (а) и 23,2 МэВ (б). Экспериментальные данные взяты из [83]

5. СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ СИММЕТРИЯ И УРОВНИ ВБЛИЗИ ПОРОГОВ В СИСТЕМАХ ИЗ ДВУХ И ТРЕХ ЛЕГЧАЙШИХ КЛАСТЕРОВ

Полезным качеством СПМ является то, что аппарат схем Юнга дает последовательную математическую формулировку ортогональности-неортогональности различных кластерных каналов друг к другу. Например, в системе $t + t$ состояния с орбитальными моментами $L = \text{нечет.}$ имеют схему Юнга $[f] = [33]$ и ортогональны каналу αnn с большим энергосвободением, тогда как состояния с $L = \text{чет.}$ соответствуют $[f] = [42]$ и для них разрешен переход в αnn -канал (о правилах отбора по схемам Юнга в ядерных реакциях

см. [5, 84]). Аналогично система $t + d$ со схемой Юнга $[f] = [32]$ ортогональна кластерному каналу αn , т. е. распад $td \rightarrow \alpha n$ оказывается «запрещенным», подавленным, и упомянутый резонанс $3/2^+$, отвечающий симметрии $[f] = [32]$ [8, 11, 12, 57], является узким, т. е. представляет собой долгоживущее состояние. Такие свойства важны при анализе термоядерных реакций, реакций нуклеосинтеза [85], а также при исследовании высоковозбужденных состояний легких ядер. Последнее было наглядно продемонстрировано недавно в [86], где при энергии ${}^6\text{Li}$ 93 МэВ были исследованы реакции однонуклонного подхвата (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$) на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$. В спектрах этих реакций помимо известных уровней $J^\pi = 3/2^+$ с $E_x = 16,75$ МэВ (${}^5\text{He}$) и 16,66 МэВ (${}^5\text{Li}$) наблюдается резонанс при $E_x \approx 20$ МэВ с шириной ~ 5 МэВ, который интерпретируется как состояние $J^\pi = 1/2^+$. Авторы отмечают, что СПМ позволяет понять, почему состояние $1/2^+$ существенно более широкое, чем $3/2^+$. Причина состоит в том, что последний случай отвечает только одному типу симметрии ($[f] = [32]$), тогда как при $J^\pi = 1/2^+$ ($S = 1/2$, $L = 0$) допускается как $[f] = [41]$, так и $[f] = [32]$.

Вопрос о том, имеются ли долгоживущие состояния кластерного типа в системах трех легких кластеров ($d + d + d$, $t + d + d$, $t + t + d$, $t + t + t$), до сих пор не изучался систематически, несмотря на многочисленные теоретические исследования систем из двух и трех легчайших кластеров [87–90]. Между тем именно систематическое рассмотрение дает общую картину и позволяет определить, при каких энергиях возбуждения ядра можно ожидать появления околопороговых уровней определенной трехкластерной природы. Систематику таких состояний мы строим на основе соображений симметрии, представленной возбужденными схемами Юнга, и с использованием экспериментальных данных по квазиупругому выбиванию нуклонов из внутренней $1s$ -оболочки легких ядер. Указанная схема принципиально отличается от теории пороговых состояний Вигнера–Базя [91], во-первых, микроскопическим многотельным описанием системы (через свойства симметрии) и, во-вторых, тем, что в настоящем случае, вообще говоря, группа состояний определенного супермультиплета разбросана по довольно широкой области высоких возбуждений ядра. Это повышает эффективность схемы, так как определение положения части состояний супермультиплета позволяет надежно предсказать положение и тех состояний, которые попадают в интервал энергий около порога трехчастичного развала соответствующего составного ядра. Например, высоковозбужденные уровни ядра ${}^8\text{Li}$ с перестановочной симметрией $[f] = [332]$ и отрицательной четностью, малым орбитальным моментом $L = 1$ и спином $S = 2$ характеризуют систему $t + t + d$, т. е. доминирующий виртуальный распад в этот канал разрешен схемой Юнга $[f]$. Они небезынтересны именно сочетанием положения вблизи порога для одного из значений J ($\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$) и своим «запрещенным» реальным распадом ${}^8\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + n$ с заметным энерговыделением.

В этом примере дейтрон «связывает» пару $t + t$ с $[f] = [33]$, для которой не имеется резонансов, и создает резонанс в трехкластерной системе с термоядерным ее распадом. Аналогичную роль играет тритон в системе $t + d + d$, $[f] = [322]$. Сюда же относятся системы $\alpha + d + d$, $[f] = [422]$ и $\alpha + t + t$, $[f] = [433]$ со связывающей α -частицей. Теоретическое преимущество нового подхода заключается в том, что можно использовать широко известные результаты по вычислению систем уровней в многочастичной модели оболочек [92] для конфигураций $s^4 p^n$. Экспериментальные перспективы связаны с тем, что эти состояния могут интенсивно возбуждаться в реакциях передачи кластеров типа $({}^3\text{He}, p)$, $({}^6\text{Li}, \alpha)$ и $({}^7\text{Li}, \alpha)$ при таких энергиях, когда с большой вероятностью имеет место прямой процесс (приблизительно 20 МэВ для пучка ${}^3\text{He}$ и 50–60 МэВ для ядер Li). Как ни странно, общее количество таких данных, полученных к настоящему времени, все еще невелико.

Для всех обсуждаемых трехкластерных уровней существенна точность квантового числа $[f]$, определяющая, в какой степени эти резонансы могут быть узкими и хорошо сформированными. Согласно оболочечным расчетам [92], эта точность невысока и составляет 70–80 %, однако она заведомо снижена из-за существенного влияния оболочечного эффекта спин-орбитального взаимодействия. В рыхлых кластерных системах такой эффект заметно подавлен. Например, ширина уровня $3/2^+$ в системе $t + d$, как показывает эксперимент, фактически совпадает с шириной потенциального резонанса, и «запрещенный» распад в канал $\alpha + n$ на эту ширину почти не влияет. Мы еще вернемся к вопросу о точности схемы Юнга $[f]$ в разделе о реакциях передачи кластеров.

Рассмотрим теперь пары кластеров $d + d$ и $t + t$. Для системы $d + d$ с симметрией $[f] = [22]$ восстановленный dd -потенциал [8, 11, 12] оказывается слишком мелким для образования связанного физического S -состояния или резонанса, хотя в нем имеется запрещенное S -состояние (симметрия $[f] = [4]$ в dd -системе соответствует основному состоянию ${}^4\text{He}$).

Далее, если существует резонанс в системе $t + d$ ($[f] = [32]$), то чем обусловлено его отсутствие в системе $t + t$ ($[f] = [33]$)? Конечно, он имелся бы для S -состояния, однако симметрия $[f] = [33]$ совместима лишь с нечетными волнами ($L = \text{нечет.}$), и уже для $L = 1$ мощности потенциала недостаточно для образования связанного состояния или резонанса (несмотря на заметный подъем P -фазы при $E_{\text{сум}} \sim 3$ МэВ) [5, 8, 11, 12]. Симметрия же $[f] = [42]$ для системы $t + t$ в соответствующем потенциале приводит к сильносвязанному физическому S -состоянию — основному состоянию ядра ${}^6\text{He}$ (спектроскопический множитель $S_{{}^6\text{He}}^{tt} \simeq 0,5$ [5]). Подобно этому симметрия $[f] = [41]$ для рассмотренной выше системы $t + d$ приводит к сильносвязанному физическому дублетному состоянию в потенциале $V^{[41]}(R)$ — основному состоянию $3/2^-$ ядра ${}^5\text{He}$ и ближайшему уровню $1/2^-$. Эти хорошо известные состояния здесь не рассматриваются.

Обсудим теперь возможность существования околопороговых трехкластерных состояний, которые характеризуются возбужденными схемами Юнга типа $[f] = [332]$ и ортогональны каналам с α -частицами. В принципе, они могли бы существовать как узкие резонансы с «запрещенным» распадом в указанные α -каналы, который сопровождается большим энерговыделением. В этом случае очень полезны данные фотоядерных реакций и реакций квазиупругого выбивания нуклона, которые ранее для такого рода задач не привлекались.

В качестве простейшего примера трехкластерных состояний в непрерывном спектре вблизи трехчастичного порога рассмотрим высокоэнергетическую часть (группа Б) дипольного гигантского резонанса (ДГР) для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, $|s^3p^3[321]L = 1; S = 1; T = 1\rangle$ и $|s^3p^4[331]L = 0, 2; S = 1/2; T = 1/2, 3/2\rangle$ (терминология детально разъясняется в обзорах [93, 94]). Низшие из этих состояний (если ограничиться только ближайшей к порогу частью группы Б) лежат выше порогов трехкластерного «звездного» распада ${}^6\text{Li}^* \rightarrow t(h) + d + p(n)$ и ${}^7\text{Li}^* \rightarrow t(h) + t + p(n)$ на 2–4 МэВ и 4–6 МэВ соответственно [93] (см. также данные фотомезонных реакций [94]). Для них указанный тип распада по строкам схемы Юнга является «сверхразрешенным», и поэтому даже при энергиях выше порога $E \simeq 3$ МэВ эти состояния соответствуют достаточно широким максимумам сечения. Нас, однако, интересуют заметно ниже лежащие состояния типа $|s^3p^3[321]L = 1; S = 2; T = 0\rangle$ и $|s^3p^4[331]L = 0, 2; S = 3/2; T = 1/2\rangle$, для которых отсутствует запрет на α -распад по изоспину. Последний оказывается заметно более жестким, чем запрет на α -распад по спину. Опираясь на различие энергий уровней $|s^4p^3[421]L = 1; S = 1/2; T = 3/2\rangle$ и $|s^4p^3[421]L = 1; S = 3/2; T = 1/2\rangle$ (эти уровни лежат ниже), составляющее в среднем 3,5 МэВ [92], и на аналогичное различие между уровнями $|s^4p^4[431]L = 1; S = 0; T = 1\rangle$ и $|s^4p^4[431]L = 1; S = 1; T = 0\rangle$ около 4 МэВ, мы приходим к выводу, что указанные состояния $|s^3p^3[321]L = 1; S = 2; J^\pi = 3^-; T = 0\rangle$ и $|s^3p^4[331]L = 0; S = 3/2; J^\pi = 3/2^+; T = 1/2\rangle$ лежат в области трехтельного порога $t + d + p$ и выше порога $t + t + p$ соответственно (и аналогичные уровни ${}^6\text{Li}$ $[f] = [321]$ с $L = 1; S = 2; T = 0; J^\pi = 2^-$ и 1^- тоже выше порога).

Возникает естественный вопрос о том, как изменится энергия E системы (отсчитываемая от порога трехчастичного распада обсуждаемого типа), если перейти от системы $t + d + p$ ($[f] = [321]$) к системе $t + d + d$ ($[f] = [322]$) или от системы $t + t + p$ ($[f] = [331]$) к системе $t + t + d$ ($[f] = [332]$) и далее к системе $t + t + t$ ($[f] = [333]$)?

Здесь, как и в теории фотоядерных реакций, существенную роль играют систематические данные об энергиях связи нуклонов в $1s$ - и $1p$ -оболочках, полученные в 1970-е гг. с помощью процессов квазиупругого выбивания ($p, 2p$) и ($e, e'p$) при высоких энергиях (несколько сотен МэВ) [95]. Известно, что по

мере заполнения p -оболочки энергия связи протона в $1s$ -состоянии возрастает по закону

$$E_{1s}^{cb}(1s^n 1p^n) \simeq E_{1s}^{cb}({}^4\text{He}) + 2n \text{ МэВ}. \quad (5.1)$$

В частности, для ядра ${}^{10}\text{B}$ получаем $E_{1s}^{cb}({}^{10}\text{B}) \simeq 31 \text{ МэВ}$. При этом важно отметить, что с ростом n существенно меняются тип симметрии конфигурации p^n (например, $[f] = [3]$ у ядра ${}^7\text{Li}$, $[f] = [41]$ у ядра ${}^9\text{Be}$ и т.д.) и энергия связи наружных нуклонов, а формула (5.1) сохраняет линейный характер, и энергия связи $1s$ -нуклона не зависит от указанных особенностей волновой функции конфигурации p^n . Отсюда следует, что и для фиксированного ядра в пределах конфигурации p^n с заданным n формула (5.1) также справедлива не только для основных состояний, но и для возбужденных (в частности, и с перестроенной симметрией $[f]$). Таким образом, при оценке для ядра ${}^{10}\text{B}$ мы используем ту же величину 31 МэВ и для низшего состояния с симметрией $[f] = [433] |s^4 p^6 [433]^{33} P_2\rangle$ ($E^* = 11,6 \text{ МэВ}$) [92], т.е. с переходом $|s^4 p^6 [433]^{33} P_2\rangle \rightarrow |s^3 p^6 [333]^{44} P_{5/2}\rangle$ сопоставляется энергия связи протона $E_{1s}^{cb}({}^{10}\text{B}) \simeq 30\text{--}31 \text{ МэВ}$. Поскольку это состояние ядра ${}^{10}\text{B}$ лежит выше порога эмиссии протона на 5 МэВ [96], интересующее нас состояние $|s^3 p^6 [333]^{44} P_{5/2}\rangle$ ядра ${}^9\text{Be}$ соответствует энергии возбуждения $E^*([333]) = 35\text{--}36 \text{ МэВ}$, что лишь на 1–2 МэВ превышает порог ${}^9\text{Be} \rightarrow h + t + t$. Последняя величина подходит (поскольку $T = 3/2$) и для аналогичного состояния ядра ${}^9\text{Li}$, которое нас непосредственно интересует, с распадом ${}^9\text{Li} \rightarrow t + t + t$. Таким образом, система $t + t + t$ может иметь окологороговые связанные или резонансные состояния $|s^3 p^6 [333]^{44} P_J\rangle$ с $J^\pi = 5/2^+, 3/2^+, 1/2^+$ и безусловно требует более детального количественного теоретического исследования (может ли иметься четкий трехтельный резонанс при очень слабо выраженном двухтельном).

Здесь, в принципе, применим (к сожалению, громоздкий) «трехкластерный» метод резонирующих групп в обычной форме, так как максимально возможные спин $S = 3/2$ и изоспин $T = 3/2$ системы совместимы только с одной орбитальной схемой Юнга $[f] = [333]$ (в более общем случае было бы необходимо проектирование уравнений МРГ на заданную симметрию $[f]$ [61]). Допустим, однако, и более простой подход с использованием известного tt -потенциала для симметрии $[f] = [33]$ (нечетные орбитальные моменты взаимного движения) [8, 11, 12] или даже первого члена его сепарабельного разложения [97] и решения уравнения Фаддеева в случае парных потенциалов с запрещенными состояниями [8, 98].

Переходя к системе $t + t + d$ с орбитальной симметрией $[f] = [332]$, мы, аналогично предыдущему, имеем в виду низшие состояния ядра ${}^9\text{Be}$ с сигнатурой $[f] = [432]$, а именно мультиплет $|s^4 p^5 [432]^{24} P_J\rangle$, $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ ($E^* = 9,8, 10,6$ и $11,5 \text{ МэВ}$ соответственно) [92]. Переход к дырочным состояниям $|s^3 p^5 [332]^{35} P_J\rangle$, $J^\pi = 1^-, 2^-$ и 3^- в ядрах ${}^8\text{Li}$ –

${}^8\text{Be}$ отвечает энергии связи $1s$ -нуклона $E_{1s}^{\text{cb}}({}^9\text{Be}^*) \simeq 28\text{--}29$ МэВ, тогда как переход на основное состояние ядра ${}^8\text{Be}$ с уровней мультиплетта сопровождался бы эмиссией нейтрона с энергией 8, 9 и 10 МэВ соответственно. Таким образом, состояния $|s^3p^5[332]^{35}P_J\rangle$, по нашей оценке, располагаются в области энергий возбуждения $\Delta E^*([332]) = 36\text{--}39$ МэВ ядра ${}^8\text{Be}$, тогда как порог трехкластерного развала ${}^8\text{Be} \rightarrow h + t + d$ соответствует энергии $E_{\Pi} = 38,1$ МэВ. Мы видим, что значение E_{Π} попадает почти в центр интервала $\Delta E^*(1s^{-1})$. Этот же вывод остается справедливым и для порога системы $t + t + d$ по отношению к области энергии возбуждения $\Delta E^*(1s^{-1})$ ядра ${}^8\text{Li}$, так как кулоновские поправки к величинам E_{Π} и $E^*(1s^{-1})$ для ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^8\text{Li}$ одинаковы. Таким образом, вероятность попадания системы $t + t + d$ с симметрией $[f] = [332]$ в область порога трехкластерного развала ядра ${}^8\text{Li}$, по-видимому, заметно выше, чем для обсуждавшейся выше системы $t + t + t$ с симметрией $[f] = [333]$, и требует более детального теоретического рассмотрения. Потенциал dt -взаимодействия для симметрии $[f] = [32]$ хорошо известен (см. выше).

Наконец, для анализа системы $t + d + d$, $[f] = [332]$ рассмотрим низший уровень с симметрией $[f] = [422]$ ядра ${}^8\text{Be}$: $|s^4p^4[422]^{15}P_4\rangle$ ($E^* = 19,5$ МэВ) [92]. Он находится на 2,2 МэВ выше порога распада ${}^8\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$ [22]. Будем иметь в виду также, что $E_{1s}^{\text{cb}}({}^8\text{Be}^*) \simeq 27\text{--}28$ МэВ [95], когда в результате выбивания $1s$ -нуклона из указанного возбужденного состояния ядра ${}^8\text{Be}$ образуется интересующее нас дырочное состояние $|s^3p^4[322]^{26}D_{9/2}\rangle$ ядра ${}^7\text{Li}$. Таким образом, обсуждаемому низшему состоянию ядра ${}^7\text{Li}$ с симметрией $[f] = [322]$ соответствует энергия возбуждения $E^*([f] = [322]) = 29\text{--}30$ МэВ, что примерно на 3 МэВ выше порога трехкластерного распада ${}^7\text{Li} \rightarrow t + d + d$ ($E_{\Pi}^* = 26,3$ МэВ) [96]. Эта ситуация тоже представляет интерес для теоретического анализа, однако она менее актуальна, чем для системы $t + t + d$, наиболее интересной для количественного теоретического исследования.

Очевидно, система $d + d + d$ не реализуется в виде связанного состояния, а лежит высоко в континууме.

Рассмотрим теперь околопороговые состояния трехкластерных систем, содержащих одну α -частицу. Если, как мы отметили, система $d+d$ ($[f] = [22]$) или $t+t$ ($[f] = [33]$) не связана, то добавление не только тритона или дейтрона (что рассмотрено выше), но и α -частицы в качестве третьего кластера, в процессах горения звезд может играть роль стабилизатора или связывающего центра, способствующего появлению околопороговых состояний $\alpha + d + d$ ($[f] = [422]$), $\alpha + t + d$ ($[f] = [432]$) и $\alpha + t + t$ ($[f] = [433]$) с физически важным «запрещенным» распадом ${}^7\text{Li} + p$, ${}^8\text{Be} + n$, ${}^8\text{Be} + 2n$ и соответствующим энерговыделением. При этом, однако, существенно возрастает кулоновский барьер, хотя он не превышает такого же барьера углеродного цикла Бете $\alpha + \alpha \rightarrow {}^8\text{Be}(0^+)$, ${}^8\text{Be}(0^+) + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}(0_2^+)$ [99].

В данном случае основная теоретическая информация содержится в структуре многочастичных оболочечных волновых функций и их свойствах симметрии, отраженных в расчетах [92], и, что особенно важно, интересующие нас трехкластерные состояния ядер вблизи порога могут быть непосредственно изучены в экспериментах по передаче кластеров типа ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*$ или ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}^*$ при энергиях налетающих частиц $\sim 30\text{--}50$ МэВ. При этом для получения надежной систематической картины трехкластерных состояний с трехстрочными схемами Юнга границы исследуемой энергетической области в спектрах вылетающих частиц должны соответствовать, по крайней мере, ± 5 МэВ относительно трехкластерного порога. Однако до сих пор такие систематические измерения не выполнены, имеются лишь отдельные фрагменты [100–105]. Например, в обзоре [100] обсуждаются непосредственно пороговые состояния исключительно в связи с теорией Вигнера–База [91] без анализа оболочечной структуры возбужденных состояний ядер, связанных с ней кластерных спектроскопических множителей S_x , симметрий и т. д. В работах [101–103] содержится некоторый первичный экспериментальный материал, однако не установлено переданных орбитальных моментов и значений S_x захватываемых ядром кластеров в рамках метода искаженных волн.

Проиллюстрируем сказанное на примере уровней конфигурации s^4p^4 ядра ${}^8\text{Be}$ со схемой Юнга $[f] = [422]$ (порог распада ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + d + d$ лежит при энергии $E_n = 23,8$ МэВ). Простейшим из таких состояний является $|s^4p^4[422]^{11}S\rangle$, однако оно расположено высоко (при энергии $E^* = 32,3$ МэВ) [92]. Нас интересует расположенное ниже S -состояние ${}^{15}S$ со спином $S = 2$ ($J^\pi = 2^+$, $T = 0$) и энергией $E^* \simeq 20,6$ МэВ [92]. Сравнивая состояния $[422]^{11}S$ и $[422]^{15}S$, столь разные по энергии, мы можем еще раз оценить хорошо известную предсказательную силу многочастичной теории оболочек, которая ранее не использовалась в подобных задачах. Рассматриваемое состояние ${}^{15}S$ должно возбуждаться с большим спектрофактором $S_d \simeq 1$ в реакции передачи дейтрона типа $({}^3\text{He}, p)$ ядру ${}^6\text{Li}$ (переданный орбитальный момент $L_d = 0$) и слабо возбуждаться в процессах типа ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ и ${}^9\text{Be}(d, t){}^8\text{Be}^*$. Это следует из правил отбора по схемам Юнга [84] и соответствует расчетам спектрофактора кластеров [92], основанным на оболочечной теории ассоциирования нуклонов [5, 106]. Экспериментальные данные, отвечающие указанным критериям, требуются не только для уровня ${}^{15}S$, но и для уровней ${}^{15}D_J$ с $J^\pi = 0^+$ ($E \simeq 26,8$ МэВ), $J^\pi = 1^+$ ($E^* \simeq 26,2$ МэВ), $J^\pi = 2^+$ ($E^* \simeq 24,4$ МэВ; этот уровень на 0,6 МэВ выше порога развала ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + d + d$), $J^\pi = 3^+$ ($E^* \simeq 22,1$ МэВ) и $J^\pi = 4^+$ ($E^* \simeq 19,5$ МэВ), также соответствующих симметрии $[f] = [422]$. Для всех уровней мультиплета ${}^{15}D_J$ характерно значение $L_d = 2$.

Из экспериментально наблюдавшихся состояний с уровнем ${}^{15}S_2$ наилучшим образом ассоциируется состояние ${}^8\text{Be}$ с энергией $E^* = 19,9$ МэВ. Это

состояние сильно возбуждается в реакциях передачи дейтронного кластера ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, \alpha){}^8\text{Be}^*$ и ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^8\text{Be}^*$ [101] (где, однако, значение $L_d = 0$ не определено), а также наблюдается в реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}^*$ [102], где оно возбуждается заметно слабее, возможно, из-за большой энергии связи α -частицы. С другой стороны, как и следовало ожидать, отсутствует какая-либо информация о заметном возбуждении такого состояния в реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ [96].

При еще больших возбуждениях в реакции ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, \alpha){}^8\text{Be}^*$ хорошо проявляется уровень с энергией 22,8 МэВ [101], который может соответствовать упомянутому состоянию ${}^{15}D_3$ (хотя значение $L_d = 2$ и величина спектроскопического множителя S_d в работе [101] не установлены). Вызывает удивление тот факт, что в эксперименте не наблюдаются остальные уровни мультиплетта [422] ${}^{15}D_J$.

В резонансной околороговой реакции ${}^6\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha$ отчетливо проявляется уровень при $E^* = 25,2$ МэВ [103], который можно естественным образом связать с состоянием ${}^{15}D_2$, приведенным выше. К сожалению, экспериментальная проверка значений L_d и S_d в работе [103] также отсутствует.

Перейдем теперь к состояниям, отвечающим конфигурации s^4p^5 с симметрией $[f] = [432]$, где энергия E^* порога развала ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + t + d$ составляет 19,2 МэВ. Здесь основная роль отводится мультиплетам ${}^{22}P_J$ с уровнями $J^\pi = 1/2^-$ ($E^* = 17,8$ МэВ) и $J^\pi = 3/2^-$ ($E^* = 18,2$ МэВ), ${}^{22}D_J$ с уровнями $J^\pi = 5/2^-$ ($E^* = 19,5$ МэВ) и $J^\pi = 3/2^-$ ($E^* = 21,6$ МэВ), ${}^{22}F_J$ с уровнями $J^\pi = 7/2^-$ ($E^* = 22,4$ МэВ) и $J^\pi = 5/2^-$ ($E^* = 23,5$ МэВ), ${}^{24}F_J$ с уровнем $J^\pi = 7/2^-$ ($E^* = 17,4$ МэВ) и ${}^{24}D_J$ с уровнем $J^\pi = 1/2^-$ ($E^* = 15,5$ МэВ) (см. работы [92]).

Из экспериментально наблюдавшихся высоковозбужденных состояний ядра ${}^9\text{Be}$ с точки зрения трехкластерной структуры особый интерес представляют результаты работы [101], где в реакциях ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$ было установлено, что наиболее легко (самые интенсивные группы в спектрах) возбуждаются уровни ${}^9\text{Be}$ при $E^* = 17,8$ (${}^{22}P_{1/2}$) и 21 МэВ (последний может соответствовать упомянутому состоянию ${}^{22}D_{3/2}$ при $E^* = 21,6$ МэВ). Эти уровни наблюдаются также в реакциях ${}^7\text{Li}(\alpha, d){}^9\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}(\alpha, p){}^9\text{Be}$ [99], но вероятность их возбуждения, как и следовало ожидать, вследствие большой энергии связи в каналах виртуального распада $\alpha \rightarrow d + d$ и $\alpha \rightarrow t + p$, оказалась в 5–6 раз меньше, чем в реакциях с пучками ионов лития.

В работе [101] обнаружено заметное возбуждение уровней при меньшей энергии возбуждения $E^* = 15,2$ и 11,8 МэВ. Первому из них можно сопоставить (как трехкластерное) состояние $[432]{}^{22}P$ ($J^\pi = 1/2^-$, $E = 15,5$ МэВ), предсказанное в [92], а второму — по крайней мере три состояния: $[432]{}^{24}P$ ($J^\pi = 3/2^-$, $E^* = 10,6$ МэВ), $[432]{}^{24}P$ ($J^\pi = 5/2^-$, $E^* = 11,5$ МэВ) и $[432]{}^{24}D$ ($J^\pi = 7/2^-$, $E^* = 11,4$ МэВ).

Наконец, для ядер ${}^{10}\text{B} - {}^{10}\text{Be}$ и симметрии $[f] = [433]$ характерны уровни, отвечающие конфигурации s^4p^6 с квантовыми числами ${}^{11}P, J^\pi = 1^+$

при энергии $E^* = 18,0$ МэВ для ядра ^{10}B , ^{33}P с $J^\pi = 0^+$ при энергии $E^* = 14,6$ МэВ для ядра ^{10}Be , ^{33}P с $J^\pi = 2^+$ при энергии $E^* = 10,1$ МэВ и с $J^\pi = 1^+$ при энергии $E^* = 11,3$ МэВ. Кроме того, представляют интерес уровни мультиплета $^{33}\text{F}_J$ с $J^\pi = 4^+$ ($E^* = 17,1$ МэВ), 3^+ ($E^* = 17,8$ МэВ) и 2^+ ($E^* = 20,9$ МэВ) [92]. Одной из наиболее подходящих для образования соответствующих трехкластерных систем является реакция $^7\text{Li}(^7\text{Li}, \alpha)^{10}\text{Be}$. Однако оказалось [101], что в этой реакции состояния ядра ^{10}Be при энергии возбуждения в области 10–15 МэВ либо не проявляются, либо возбуждаются наравне с низшими состояниями [101]. В этой реакции обнаружено сильное возбуждение околороговых уровней с $E^* = 17,9$ МэВ (этот уровень возбуждается в 30 раз сильнее основного состояния ядра ^{10}Be) и 18,8 МэВ. Уровню 17,9 МэВ, по-видимому, соответствует упомянутое состояние $[433]^{33}\text{F}_3$, а уровень 18,8 МэВ можно отождествить с состоянием $J^\pi = 3^+$ ($E^* = 19,5$ МэВ), где симметрия $[f] = [433]$ хотя и не доминирует, однако играет заметную роль [92] (энергия порога $E_{\text{п}}^*$ распада $^{10}\text{Be}^* \rightarrow \alpha + t + t$ составляет 19,7 МэВ [95]).

Проведенная в [104] оценка относительных значений спектроскопических факторов для механизма срыва в реакции $^7\text{Li}(^7\text{Li}, \alpha)^{10}\text{Be}$ показала очень хорошее согласие с экспериментальными результатами. Имеются также и менее ясные по характеру, как было отмечено выше, результаты исследования реакции $^7\text{Li}(\alpha, p)^{10}\text{Be}$ [104, 105].

Таким образом, эксперименты подтверждают теоретическое предсказание о существовании в легких ядрах типа ^8Be , ^9Be и ^{10}Be околороговых трехкластерных систем, в которых α -частичный кластер играет стабилизирующую роль. Примечательно, что большинству экспериментально установленных околороговых уровней можно поставить в соответствие трехкластерные системы с большими вкладами соответствующих компонент волновых функций, полученных в многочастичной модели оболочек. Это подтверждает ценность использованной супермультиплетной схемы — обсуждаемые состояния не тонут в шуме уровней другой природы. Разумеется, указанные трехкластерные состояния требуют количественного теоретического исследования, что можно сделать с помощью комбинированного оболочечно-кластерного подхода [107], МРГ (где есть опыт исследования 3α -системы [108]), уравнений Фаддеева для трехкластерных систем [8, 98] и, наконец, с помощью стохастического вариационного метода Кукулина–Варги [109, 110] в применении к трехкластерным системам [111]. Для рыхлых систем могут быть также полезны упрощения парной t -матрицы типа унитарного полюсного приближения [112].

К сожалению, количество экспериментальных работ по исследованию трехкластерных систем типа $\alpha + d + t$ весьма ограничено, что не позволяет пока с уверенностью сопоставлять каждому из найденных в эксперименте высоковозбужденных уровней определенные и давно предсказанные теорети-

ческие состояния. В частности, особый интерес представляет дальнейшее изучение упомянутых выше реакций с ионами ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и др. Такие реакции привлекательны своей универсальностью, поскольку они эффективны как ниже, так и выше порога трехкластерного развала. Необходимо провести измерение угловых распределений продуктов этих реакций с целью определения переданных орбитальных моментов и соответствующих спектроскопических множителей. Такое систематическое исследование позволит решить и обсуждавшийся выше вопрос о точности квантового числа $[f]$ для околопороговых трехкластерных систем, которая, как ожидается, должна составлять 80–90 %.

В плане теоретического развития естественный подход заключается, по-видимому, в использовании уравнений Фаддеева для трехкластерных систем [8, 98], когда применяются парные потенциалы с запрещенными состояниями [5, 8, 11, 12]. При этом для получения простых оценок достаточно ограничиться приближением сепарабельных потенциалов [112, 113], которые являются осциллирующими [114] благодаря наличию запрещенных состояний. Более сложным, но вместе с тем микроскопическим и явно учитывающим антисимметризацию по нуклонам является стохастический вариационный метод Кукулина–Варги [109–111].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, мы можем отметить, что СПМ создает единую физическую картину, которая связывает между собой самые разные имеющиеся экспериментальные данные и позволяет формировать новые задачи, а именно: на первый план выходят фазы рассеяния δ_{LS} , измеряемые в поляризационных экспериментах и являющиеся основой для построения супермультиплетных фаз $\delta_L^{[f]}$. Далее возникают два взаимосвязанных продуктивных продолжения. Во-первых, в формализме СПМ указанные фазы $\delta_L^{[f]}$ (т.е. должным образом организованные данные упругого рассеяния) позволяют непосредственно получить характерные для каналов с минимальным значением полного спина системы S дифференциальные сечения реакций переворота спин-изоспина дейтрона в синглет $d + t \rightarrow d_s + t(nn + h)$, $d + d \rightarrow d_s + d_s(nn + pp)$ (и, качественно, $d + p \rightarrow d_s + p$) при энергиях $E_{\text{сшм}}$ в широко доступной области 10–20 МэВ, а также реакции перезарядки $t + p \rightarrow h + n$. Принципиальное физическое отличие реакций переворота спина-изоспина дейтрона от упругого рассеяния в рамках СПМ состоит в том, что сечение здесь в каждой парциальной волне определяется не полусуммой фаз рассеяния с двумя разными допустимыми схемами Юнга $\frac{1}{2}(\delta_L^{[f_1]} + \delta_L^{[f_2]})$, а полуразностью $\frac{1}{2}(\delta_L^{[f_1]} - \delta_L^{[f_2]})$.

Таким образом, величина сечения указанной реакции является прямой мерой супермультиплетного расщепления фаз рассеяния. Эта новая возможность теоретической интерпретации указанных реакций (которая в численном плане является очень простой, поскольку на первом плане стоят свойства симметрии) вызвала повышенный интерес к непростому методическому вопросу о выделении синглетного S -состояния по взаимному движению в np -континууме. Мы отразили этот вопрос в обзоре. В итоге получено количественное описание имеющихся данных и указаны кинематические условия дальнейших актуальных экспериментов.

Второе направление связано с получением на базе E -зависимости супермультиплетных фаз рассеяния $\delta_L^{[f]}$ супермультиплетных потенциалов взаимодействия кластеров $V^{[f]}(r)$. Возникает четкий критерий — СПМ справедлива тогда, когда мощности потенциалов $V^{[f]}(r)$ для разных значений $[f]$, характеризующих рассматриваемые каналы, существенно различаются (реально различие в 50% оказывается вполне достаточным). Иначе говоря, должно быть достаточно большим, как отмечено выше, сечение реакции переворота спин-изоспина дейтрона в синглет (а для реакции $d + p \rightarrow d_s + p$ оно как раз мало). Но ситуация с большим различием потенциалов для двух схем Юнга $[f_1]$ и $[f_2]$, участвующих в описании процесса, осуществляется и в фотоядерных реакциях ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow t + p(h + n)$ и $d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$, где речь идет именно о большом различии кластер-кластерных потенциалов в начальном и конечном состояниях, обусловленном различием соответствующих схем Юнга $[f] = [4]$ и $[f] = [31]$ для системы $t + p$ и $[f] = [32]$ и $[f] = [41]$ для системы $d + {}^3\text{He}$. Учет данного обстоятельства в СПМ и обеспечивает, в основном, количественное описание указанных фотоядерных данных. Кроме того, такой важный элемент СПМ, как интерференция амплитуд рассеяния с разными значениями (сигнатурами) $[f] = [32]$ и $[f] = [41]$ и существенно различающимися соответствующими потенциалами в каналах с минимальным значением полного спина S системы $d + t$, приводит к тому, что в канале $S = 1/2, L = 0$ при упругом $d + t$ -рассеянии нет резонанса, тогда как в канале $S = 3/2, L = 0$ (где имеется единственное значение $[f] = [32]$ с соответствующим потенциалом) возникает при малой энергии широко известный термоядерный резонанс $J^\pi = 3/2^+$. Если сравнить с рассмотрением МРГ [3], то оно (что является здесь типичной чертой) отличает как факт указанное различие, но совершенно не объясняет, почему это происходит, в нем нет обсуждаемой здесь широкой панорамы.

В настоящем обзоре систематически изложен вопрос об околопороговых состояниях двух- и трехкластерных систем. При этом активно использованы классификация состояний по орбитальным схемам Юнга (что автоматически решает вопрос об ортогональности волновых функций с разными кластерными разбиениями), данные реакций квазиупругого выбивания нуклонов и

расчеты схем уровней легких ядер в рамках многочастичной модели оболочек. Можно сделать вывод о том, что среди трехкластерных систем, представляющих активный интерес для ядерной астрофизики, полное количество околопороговых уровней, для которых характерны реакции с энерговыделением, может быть достаточно велико. Случаи, когда одним из кластеров является α -частица, могут быть хорошо изучены в прямых ядерных реакциях передачи кластера типа (h, p) , $({}^6\text{Li}, \alpha)$, $({}^7\text{Li}, \alpha)$. Такие реакции привлекательны своей универсальностью, поскольку они эффективны как ниже, так и выше порога трехкластерного развала. Так как по этому вопросу, существенному как для собственно ядерной физики, так и для ядерной астрофизики, имеются лишь отрывочные данные, было бы целесообразно провести соответствующие эксперименты на ускорителях.

Типичным ярким проявлением отмечаемых здесь качеств СПМ является указанное в работе [86] различие в спектрах возбуждения дырочных состояний ядра ${}^5\text{He}$ - ${}^5\text{Li}$ со спинами $S = 3/2$ и $1/2$ при подхвате s -нуклона из ядра ${}^6\text{Li}$. Именно спектр возбуждения для случая $S = 1/2$ гораздо богаче, чем для $S = 3/2$, и это авторы справедливо интерпретируют через СПМ, указывая, что в случае $S = 1/2$ возбуждаются дырочные состояния ядра ${}^5\text{He}$ - ${}^5\text{Li}$ как с симметрией $[f] = [41]$, так и с симметрией $[f] = [32]$, а в случае $S = 3/2$ — только с симметрией $[f] = [32]$. Наконец, в связи с обсуждением трехкластерных околопороговых состояний типа $t + d + d$ со схемой Юнга $[f] = [322]$ в разд. 5 на базе СПМ возникает задача не только экспериментального обнаружения, но и задача решения соответствующих трехтелных уравнений Фаддеева, поскольку соответствующие парные кластер-кластерные потенциалы с запрещенными состояниями в СПМ известны (для указанного примера это td -потенциал $V^{[32]}(r)$ и dd -потенциал $V^{[22]}(r)$).

Естественно, что СПМ охватывает отнюдь не все интересные ядерные реакции в области легчайших ядер, но она являет пример продуктивного аналитического подхода, который может прояснять и физическое содержание численных результатов, полученных на основе решения [2] уравнений общей теории нескольких частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.
2. Glöckle W. et al. // Phys. Rep. 1996. V. 274. P. 107;
Ellerkman G. G. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 2638;
Fonseca A. C. // Proc. of the XV Intern. Conf. «Few-Body Problems in Physics», Groningen, 1997. Amsterdam, 1998. P. 675.
3. Kanada H., Kaneko T., Tang Y. C. // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 22;
Lin K. K. Q., Tang Y. C., Kanada H. // Few-Body Syst. 1992. V. 12. P. 175;
Mackintosh R. S., Cooper S. G. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 589. P. 377.

4. *Neudatchin V. G. et al. // Phys. Lett. B. 1971. V. 34. P. 581;*
Kukulín V. I., Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 245. P. 429;
Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 1236.
5. *Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969;*
Немец О. Ф. и др. Ассоциирование нуклонов в ядрах и реакции многонуклонных передач.
Киев: Наук. думка, 1988.
6. *Kundo Y., Michel F., Reidemeister G. // Phys. Lett. B. 1990. V. 242. P. 340;*
Michel F., Reidemeister G. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 3032;
Brandan M. E., Satchler G. R. // Phys. Rep. 1997. V. 285. P. 143.
7. *Буркова Н. А., Жусупов М. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 182;*
Virkova N. A. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586. P. 293;
Копытин И. В., Долгополов М. А., Хускивадзе А. А. // ЯФ. 1997. Т. 61. С. 1;
Копытин И. В., Корнев А. С., Хускивадзе А. А. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. С. 1005.
8. *Искра В. и др. // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1674;*
Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Померанцев В. Н. // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 298.
9. *Кукулин В. И. и др. // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 402;*
Дубовиченко С. Б. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 911.
10. *Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В. // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1541; 1993. Т. 56. С. 45.*
11. *Neudatchin V. G. et al. // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 1512;*
Неудачин В. Г., Сахарук А. А., Смирнов Ю. Ф. // ЭЧАЯ. 1992. Т. 23. С. 479.
12. *Neudatchin V. G., Sakharuk A. A., Dubovitchenko S. B. // Few-Body Syst. 1995. V. 18. P. 159.*
13. *Неудачин В. Г., Обуховский И. Т., Смирнов Ю. Ф. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 1165.*
14. *Лебедев В. М., Неудачин В. Г., Сахарук А. А. // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 248.*
15. *Лебедев В. М., Неудачин В. Г., Стружко Б. Г. // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 489.*
16. *Стружко Б. Г., Лебедев В. М., Неудачин В. Г. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 845.*
17. *Стружко Б. Г., Лебедев В. М., Неудачин В. Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. С. 40.*
18. *Неудачин В. Г., Лебедев В. М., Стружко Б. Г. // Избранные вопросы теоретической физики и астрофизики: К 70-летию В. Б. Беляева: Сб. науч. тр. / Под общ. ред. А. К. Моговилова, Ф. М. Пенькова. Дубна, 2003. С. 23.*
19. *Burq J. P. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 179. P. 371.*
20. *Van der Weerd J. C. et al. // Phys. Rev. C. 1971. V. 3. P. 66.*
21. *Klein H. et al. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 199. P. 169.*
22. *Przyborowski M. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 064004-1.*
23. *Petersen E. L. et al. // Proc. Conf. on Few Body Problems. Amsterdam, 1974. P. 395.*
24. *Brückman H. et al. // Bull. Am. Phys. Soc. 1970. V. 15. P. 477.*
25. *Margaziotis D. J. et al. // Phys. Rev. C. 1973. V. 8. P. 870.*
26. *Petersen E. L. et al. // Proc. of the VII Intern. Conf. on Few Body Problems in Nucl. and Part. Phys. Amsterdam, 1976. P. 201.*
27. *Plakovac K. et al. // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1923.*
28. *Larson H. T. et al. // Nucl. Phys. A. 1970. V. 149. P. 161.*
29. *Стружко Б. Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. С. 466; УФЖ. 2000. Т. 45. С. 1154.*

30. Auer Z. et al. // Nucl. Phys. A. 1993. V. 562. P. 1.
31. Darden S. E. et al. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 486. P. 285.
32. Bruno M. et al. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1988. V. 14. P. L235.
33. Warner R. E. et al. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 255. P. 95.
34. Александров Д. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 67. С. 860.
35. Кумпф Г. и др. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. С. 412.
36. Мигдал А. Б. // ЖЭТФ. 1955. Т. 28. С. 3.
37. Watson K. M. // Phys. Rev. 1952. V. 88. P. 1163.
38. Olsen G. G. // Nucl. Instr. Meth. 1965. V. 37. P. 240.
39. Гольдбергер С., Ватсон К. Теория столкновений: Пер. с англ. М.: Мир, 1967.
40. Machleidt R. // Adv. Nucl. Phys. 1989. V. 19. P. 189.
41. Tornow W. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 631. P. 421c.
42. Phillips G. C., Griffy T. A., Biedenharn L. C. // Nucl. Phys. 1960. V. 21. P. 327.
43. Niiler A. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 1083.
44. Allred J. C. et al. // Phys. Rev. 1952. V. 88. P. 433.
45. Allred J. C., Armstrong A. H., Rosen L. // Phys. Rev. 1953. V. 91. P. 90.
46. Cahill T. A. et al. // Phys. Rev. C. 1971. V. 4. P. 1499.
47. Sagara K. et al. // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 576.
48. Grüebler W. K. et al. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 398. P. 445.
49. Kim C. C. et al. // Nucl. Phys. 1964. V. 58. P. 32.
50. Bunker S. N. et al. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 113. P. 461.
51. Ivanovich M., Young P. G., Ohlsen G. G. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 110. P. 441.
52. King T. R., Rodman S. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 183. P. 657.
53. Brolley J. E., Jr. et al. // Phys. Rev. 1960. V. 117. P. 1307.
54. Rutkowski R. W., Gross E. E. // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 362.
55. Chwieroth F. S., Tang Y. C., Thompson D. R. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 56.
56. Хеглер М., Кристиансен М. Введение в управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980.
57. Смирнов Ю. Ф., Шитикова К. В., Эль-Самараи С. Х. // Вестн. МГУ. Сер. «Физика и астрономия». 1968. № 2. С. 33.
58. Jenny B. et al. // Nucl. Phys. A. 1980. V. 337. P. 77.
59. Cwieroth F. S. et al. // Phys. Rev. C. 1973. V. 8. P. 938;
Kanada H. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 457. P. 93.
60. Захарьев Б. Н. Уроки квантовой интуиции. Дубна: ОИЯИ, 1996.
61. Искра В. и др. // ЯФ. 1989. Т. 49. С. 672.
62. Warner R. E. et al. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 243. P. 189.
63. Leeman B. Th. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V. 17. P. 410.
64. Warner R. E. // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 2759.
65. Zhang Ying-Ji et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 468.

66. *Allas R. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 304. P. 461.
67. *Koori N. et al.* // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 246.
68. Головач Л. А. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 166.
69. Конфедератенко В. И. и др. // УФЖ. 1997. Т. 42. С. 274.
70. Конфедератенко В. И. и др. // Там же. С. 1175.
71. *Struzhko B.* // J. Phys. Studies. 1999. V. 3. P. 431;
Struzhko B. // Acta Phys. Polon. B. 1999. V. 30. P. 1487.
72. Стружко Б. Г. // УФЖ. 1999. Т. 44. С. 305.
73. *Furii M., Forster H.H.* // Nucl. Instr. Meth. 1972. V. 98. P. 301.
74. *Chwieroth F. S., Tang Y. C., Thompson D. R.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 189. P. 1.
75. *Alderliesten C. et al.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 2001.
76. *Lys J. E. A., Lyons L.* // Nucl. Phys. 1965. V. 74. P. 261.
77. *Voronchev V. T., Krasnopolsky V. M., Kukulin V. I.* // J. Phys. G. 1982. V. 8. P. 649;
Kukulin V. I. et al. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 430. P. 128.
78. Горбунов А. Н. Ядерный фотоэффект на изотопах гелия // Тр. ФИАН. 1974. Т. 71. С. 315.
79. *Malcolm C. K. et al.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 47. P. 433.
80. *Irish J. D. et al.* // Can. J. Phys. 1975. V. 53. P. 802.
81. *Berman B. L. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 2280;
Caralco J. R., Berman B. L., Donnelly T. W. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1866.
82. *Ward L. et al.* // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 317.
83. *King T. R., Meyerhof W. E., Hirko R. G.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 178. P. 337.
84. *Neudatchin V. G., Shevchenko V. G., Yudin N. P.* // Phys. Lett. 1964. V. 10. P. 180;
Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F. // Nucl. Phys. 1965. V. 66. P. 25.
85. Кукулин В. И. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 2088.
86. Сакута С. Б. и др. // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1771.
87. *Fujiwara Y., Tang Y. C.* // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 2457;
Hoffmann H. M., Fick D. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 2038;
Von Oertzen W. // Z. Phys. A. 1996. V. 354. P. 37.
88. *De Facio B., Umerjee R.K., Gammel J. L.* // Phys. Rev. 1966. V. 151. P. 819.
89. Ворончев В. Т. и др. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 271;
Василевский В. С., Гутич И. Ф., Охрименко И. П. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 757;
Горбатов А. М., Никишов П. Ю., Скопич В. Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 1995. Т. 59. С. 52;
Попов В. С., Карнаков Б. М., Мур В. Д. // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. С. 1537.
90. *Yao J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1990. V. 519. P. 602;
Merchant A. C., Rao W. D. M. // Nucl. Phys. A. 1992. V. 549. P. 431;
Anagnostatos S. G. // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 152;
Dufour M., Descouvemont P. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 605. P. 160.
91. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1966.
92. *Cohen S., Kurath D.* // Nucl. Phys. 1965. V. 73. P. 1;
Бояркина А. Н. Структура ядер *p*-оболочки. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
Kurath D., Miller D. J. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 238. P. 269.

93. *Ииуханов Б. С. и др. // ЭЧАЯ.* 1981. Т. 12. С. 905;
Egmatzhyan R. A. et al. // Phys. Rep. 1986. V. 136. P. 229.
94. *Ииуханов Б.С. и др. // УФН.* 1990. Т. 160, № 3. С. 57.
95. *Mougey J. // Nucl. Phys. A.* 1980. V. 335. P. 35;
Frullani S., Mougey J. // Adv. Nucl. Phys. 1983. V. 15. P. 1.
96. *Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A.* 1988. V. 490. P. 1.
97. *Glöckle W. The Quantum-Mechanical Few-Body Problem.* Springer, 1983;
Landau R. H., Sagan M. // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 447;
Bombaci I., Lombardo U. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 1892.
98. *Kukulín V. I., Neudatchin V. G., Pomerantsev V. N. // J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1978. V. 4. P. 1409;
Oryu Sh., Kamada H. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 493. P. 91.
99. *Bohr A., Mottelson B. R. Nuclear Structure.* N. Y.: Benjamin, 1969. V. 1 (Пер.: *Бор О., Моттelson Б.* Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971. Т. 1).
100. *Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Лазарев Л. М. // ЭЧАЯ.* 1992. Т. 23. С. 305.
101. *Глухов Ю. А. и др. // ЯФ.* 1971. Т. 13. С. 277.
102. *Буртебаев Н. Т. и др. // Изв. АН КазССР. Сер. физико-мат.* 1975. Т. 2. С. 59.
103. *Clark G. J., Sullivan D. J., Treacy P. B. // Nucl. Phys. A.* 1967. V. 98. P. 473.
104. *Буртебаев Н. Т. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1975. Т. 39. С. 2160.
105. *Hamada S. et. al. // Phys. Rev. C.* 1994. V. 49. P. 3192.
106. *Балаиов В. В. и др. // ЖЭТФ.* 1959. Т. 37. С. 1385;
Smirnov Yu. F., Chlebovska D. // Nucl. Phys. 1961. V. 26. P. 306;
Smirnov Yu. F. // Nucl. Phys. 1962. V. 39. P. 346;
Rotter I. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 122. P. 567;
Rotter I. // Nucl. Phys. A. 1969. V. 135. P. 378.
107. *Smirnov Yu. F. et al. // Nucl. Phys. A.* 1974. V. 235. P. 289.
108. *Fukushima Y., Kamimura M. // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Structure.* Tokyo, 1977; *J. Phys. Soc. Jap. Suppl.* 1978. V. 44. P. 225.
109. *Кукулин В. И., Краснополский В. М. // ЯФ.* 1975. Т. 22. С. 1110;
Kukulín V. I., Krasnopolsky V. M. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1977. V. 3. P. 795.
110. *Varga K., Suzuki Y. // Phys. Rev. C.* 1995. V. 52. P. 2885;
Suzuki Y., Varga K., Usukura J. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 631. P. 91c.
111. *Csoto A., Oberhammer H., Pichler R. // Phys. Rev. C.* 1996. V. 53. P. 1589;
Pichler R. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 618. P. 55.
112. *Nakaishi-Maeda S. // Phys. Rev. C.* 1995. V. 51. P. 1633.
113. *Oryu Sh. et al. // Nucl. Phys. A.* 1991. V. 534. P. 221.
114. *Kukulín V. I., Neudatchin V. G. // Nucl. Phys. A.* 1970. V. 157. P. 609.