

627.039.5

В74

ISSN 0205-4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ФГУП “РФЯЦ - ВНИИЭФ”

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

**Физика
ядерных реакторов**

ВЫПУСК

2005

2

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ

Редакция н/т сборника "Вопросы атомной науки и техники" серии "Физика ядерных реакторов" просит авторов, направляющих статьи в журнал, придерживаться следующих правил.

1. Автор представляет в редакцию 2 экземпляра статьи с аннотацией на русском и английском языках и рефератом. Текст набирается на компьютере (шрифт не менее 12 пунктов) или печатается на машинке на одной стороне листа формата А4 через два интервала. Рекомендуемый объем статьи – не более 25 страниц указанного формата, включая рисунки. Все страницы должны быть пронумерованы. Рукопись должна быть подписана всеми авторами.

В случае компьютерного набора в редакцию также передается (на дискете или по E-mail) соответствующий текстовый файл в формате WinWord или в LATEXе (с использованием стандартного стиля article).

2. Статья обязательно должна сопровождаться разрешением на опубликование от организации, в которой выполнена работа. Название статьи и фамилии авторов, указанные в разрешении, должны полностью совпадать с указанными в представленной рукописи.

3. Название статьи должно быть конкретным и лаконичным. Перед названием статьи необходимо указать индекс УДК. Разделы и подразделы текста должны иметь заголовки.

4. Необходимо соблюдать единство терминологии, закрепленное соответствующими стандартами по теме статьи. Единицы физических величин должны соответствовать Международной системе единиц СИ.

5. Рисунки должны быть четкими и обязательно иметь подрисовочные подписи. Рисунки также необходимо представить в виде графических файлов (предпочтительны форматы .tif и .bmp). Текстовые надписи на самих рисунках не рекомендуются, их заменяют цифровыми обозначениями, которые объясняются в тексте или подрисовочной подписи.

Таблицы должны иметь заголовки. Значения одной и той же физической величины в таблицах рекомендуется представлять с одинаковой точностью.

На все таблицы и рисунки в тексте статьи должны быть ссылки.

6. Формулы, на которые имеются ссылки в тексте, нумеруются в возрастающем порядке. Формулы, на которые нет ссылок, не нумеруются.

7. При введении обозначений величин необходимо стремиться к простоте. Все обозначения должны расшифровываться. Обозначения одних и тех же величин в тексте, формулах, рисунках и таблицах должны быть одинаковые.

Следует помечать строчные (малые) буквы двумя черточками сверху (например,

\underline{c} , \underline{K} , \underline{Z} , \underline{O}), если они не

Необходимо также пометить греческие буквы, сходные по написанию (например, α , χ , ν).

Должны различаться по написанию единица, также буквы e и l , I и J , буква O и цифра 0 . Необходимо пометить (или стрелкой) векторные величины. В особых случаях (например, для обозначения операторов) следует делать на полях рукописи.

Ссылки на источники должны быть составлены по порядку ссылок в тексте. Каждый источник должен быть описан в квадратных скобках. Ссылки на неопубликованные работы не должны быть. Каждое описание источника обязательно включает фамилию автора, название книги или статьи. Для книг указывается город, издательство, название журнала, год издания, том, выпуск (номер), страницы. Для цитирования иностранных источников должны быть напечатаны

адреса по адресу:

г. Москва, пр. Мира, 37, РФЯЦ-ВНИИЭФ, в редакцию "Вопросы атомной науки и техники". e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Для цитирования иностранных источников необходимо указать почтовые и электронные адреса, а также адреса авторов.

42179 ксф

621.039,5

1374

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

ФГУП "РФЯЦ - ВНИИЭФ"

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 2

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ

Москва – 2005

42179кер

Редакционная коллегия серии:

А. Ю. Гагаринский (главный редактор),
С. М. Зарицкий (зам. главного редактора),
В. Ф. Колесов, С. Д. Малкин, Т. П. Федосеева (отв. секретарь)

Редакционная коллегия выпуска:

В. Ф. Колесов (главный редактор), Е. В. Куличкова (отв. секретарь),
А. М. Воинов (зам. главного редактора), М. И. Кувшинов,
И. С. Погребов, В. М. Талызин, В. А. Терехин, В. И. Юферев

В серии "Физика ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

В выпусках "Импульсные реакторы и простые критические сборки" публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы;

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простых сборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критических сборок.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics";

- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory,

Materials related to the concrete topics described below are published in issues "Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies";

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОВ ПО АКТИВАЦИОННЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ В ВИДЕ N -СПЛАЙНОВ

Р. Ф. Исламгулов, В. Д. Ларцев

ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, а/я 245, г. Снежинск

Предложен и исследован новый подход к восстановлению нейтронных спектров реакторных установок по активационным измерениям. Введена новая параметризация нейтронного спектра, который представляется в виде специализированного "нейтронного" сплайна. В качестве метода восстановления используется обобщенный алгоритм метода минимизации направленного расхождения. Для анализа возможностей разработанного подхода проведено восстановление спектров реакторных установок БАРС-5, ИГРИК и ЯГУАР по ранее проведенным активационным измерениям. Сравнение с ранее полученными результатами показало достаточно хорошее соответствие восстановленных спектров.

RESTORATION OF NEUTRON SPECTRA BY ACTIVATION MEASUREMENTS IN FORM OF N -SPLINES / R. F. ISLAMGULOV, V. D. LARTSEV // The new approach to restoration of neutron spectra by activation method is offered and investigated. New parametrization of a neutron spectrum which is represented as the specialized "neutron" spline is entered. The generalized algorithm of directed divergence minimization method is used as a method of restoration. For the analysis of the developed approach opportunities spectra restoration of reactors BARS-5, IGRİK and YAGUAR by earlier measurements have been carried out. Comparison with earlier received results has shown good enough conformity of restored spectra.

Введение

При измерении нейтронных спектров реакторных установок широко используется метод активационных измерений, который при надлежащем выборе активационных индикаторов (АИ) позволяет измерять спектр в широком энергетическом интервале – от 0 до 20 МэВ [1, 2]. Определение спектра нейтронов $\varphi(E)$ при этом сводится к решению системы интегральных уравнений вида

$$Q_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \varphi(E) dE, \quad i = 1, \dots, N, \quad (1)$$

где E – энергия нейтронов; i – номер индикатора; $\sigma_i(E)$ – сечение активации i -го индикатора в нейтронном (n -) поле; N – число индикаторов, используемых в измерении; Q_i – число реакций на 1 ядро основного изотопа i -го индикатора, измеренное с погрешностью $\Delta Q_i (1\sigma)$.

Существование решения задачи (1) гарантируется ее физическим содержанием, однако, как известно, она относится к классу некорректно поставленных задач, что связано с ограниченным числом индикаторов, сглаживающим действием ядра $\sigma_i(E)$, и с ошибками эксперимента ΔQ_i [1–3]. В конечном счете совокупность этих и других факторов приводит к тому, что указанную задачу можно рассматривать как эффективно недоопределенную и, следовательно, не имеющую однозначного решения.

Для однозначного выбора решения (правилу отбора) системы (1) необходимо ввести дополнительную

априорную информацию о спектре нейтронов. Существующие к настоящему времени довольно многочисленные методы решения задачи (1) отличаются между собой, явно или неявно, видом используемой априорной информации и способом ее введения, что и составляет сущность процедуры ее регуляризации. Так, например, наряду с положительностью искомого решения часто накладываются требование "гладкости" $\varphi(E)$, близости ее к некоторой пробной функции $\varphi^{(0)}(E)$ и т. п. (см. работы [1–4]).

Отметим, что во ВНИИТФ выбору начального приближения $\varphi^{(0)}(E)$ всегда придавалось большое значение. Для этого значение $\varphi^{(0)}(E)$ определялось с помощью специально проведенных расчетов методом Монте-Карло для каждого конкретного случая измерения нейтронного спектра (n -спектра). При таком подходе к решению системы (1) задача определения спектра $\varphi(E)$ сводится к нахождению поправок к начальному приближению по результатам активационных измерений $\{Q_i\}_1^N$, что делает метод активационных измерений нейтронных спектров более точным и в меньшей степени зависимым как от числа используемых индикаторов, так и от субъективных предположений о характере искомого спектра.

Подходящий выбор $\varphi^{(0)}(E)$ особенно важен (как это и будет проиллюстрировано ниже) в области энергий $10 \text{ кэВ} \leq E \leq 0,6 \text{ МэВ}$, что связано главным образом со слабой информационной обеспеченностью этой области спектра существующими наборами АИ.

Для решения задачи (1) часто используют групповое представление спектра $\varphi(E)$, и задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), которая в векторно-матричных обозначениях записывается в виде

$$\sigma \cdot F = Q, \quad (2)$$

где

$$Q = (Q_1, Q_2, \dots, Q_N)^T;$$

$$\sigma_{ik} = \int_{E_k}^{E_{k+1}} \sigma_i(E) \varphi(E) dE / F_k, \quad i = 1, \dots, N, \quad k = 1, \dots, M; \quad (3)$$

$$F = (F_1, F_2, \dots, F_M)^T; \quad F_k = \int_{E_k}^{E_{k+1}} \varphi(E) dE;$$

$E_k, k = 1, \dots, M+1$ – узловые точки разбиения энергетической шкалы на группы.

Из (3) следует, что F_k – интеграл потока нейтронов в k -й группе, а σ_{ik} – среднее значение сечения реакции активации i -го индикатора в k -й группе. Максимальное значение энергии нейтронов принято равным $E_{M+1} = 20$ МэВ.

Недостатком такой параметризации задачи является то, что спектр нейтронов $\varphi(E)$ заранее неизвестен и для расчета элементов матрицы σ обычно используется некоторая пробная функция $\varphi^{(0)}(E)$. Поскольку сечения многих реакций АИ имеют резонансный характер, число групп M должно быть достаточно большим, чтобы квадратурная погрешность при переходе от (1) к (2) была мала в сравнении с ошибками измерений ΔQ . Это приводит к сильной недоопределенности (или вырожденности) СЛАУ (2) ($M \gg N$).

Для уменьшения числа искоемых параметров в работах [4, 5] из априорных соображений о типичном реакторном спектре предложено использовать заданный набор модельных функций или кусочное представление n -спектра. В последнем случае по шкале энергии спектр разбивается на несколько характерных частей, на каждой из которых используется подходящее аналитическое выражение для $\varphi(E)$ с некоторыми неопределенными коэффициентами. Так, например, спектр тепловых и надтепловых нейтронов записывается в виде

$$\varphi(E) = \begin{cases} C_1 E \exp(-E/T), & 0 \leq E < E_1; \\ C_2 / E, & E_1 \leq E \leq E_2, \end{cases} \quad (4)$$

где неизвестными являются параметры C_1, T, C_2, E_1, E_2 . Для промежуточных и быстрых нейтронов используются другие аналитические выражения (более подробно см. [5]).

В других работах также отмечается, что n -спектр быстрых реакторных установок близок к спектру деления, который с погрешностью не более 10 % описывается формулой [6]:

$$\varphi(E) = 0,77 \sqrt{E} \exp(-0,776E).$$

Более того, в работе [7] во внутризонных областях реакторов с металлической активной зоной предлагается

использовать двухкомпонентное представление нейтронного спектра

$$\varphi(E) = a_1 \varphi_1(E) + a_2 \varphi_2(E)$$

как комбинацию спектров Максвелла в форме

$$\varphi_1(E) = \frac{2\alpha_1^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{E} \exp(-\alpha_1 E),$$

которая описывает спектр нейтронов деления, и в форме

$$\varphi_2(E) = \alpha_2^2 E \exp(-\alpha_2 E),$$

описывающей спектр неупруго рассеянных нейтронов с небольшим (всего 4) числом неизвестных параметров $\alpha_1, \alpha_2, a_1, a_2$.

Для полноты отметим также, что нейтронный спектр калифорнийского источника, принятого в качестве опорного во многих странах, достаточно хорошо аппроксимируется в записи Манхарта формулой [8]

$$\varphi(E) = \begin{cases} 0,6680 \sqrt{E} \exp(-0,704E), & 0 < E < 6; \\ 0,7947 \sqrt{E} \exp(0,734E), & E \geq 6. \end{cases}$$

Во всех приведенных аппроксимациях неизвестные параметры подбираются так, чтобы в целом спектр был непрерывной функцией. При числе параметров, меньшем числа активационных детекторов, задача их поиска формально может стать корректной. Как отмечают авторы [5], такой метод дает более устойчивое восстановление спектра в случае небольшого числа интегральных детекторов и годится для достаточно широкого, но все же ограниченного круга искоемых спектров.

Здесь следует добавить, что при таком подходе искомый спектр $\varphi(E)$ в большой степени зависит от удачности выбора аналитических выражений на каждой из частей энергетической шкалы. Кроме того, задача становится нелинейной по искомым параметрам, что затрудняет ее решение.

В работе [6] отмечается, что метод представления спектра линейной комбинацией заданных функций не обеспечивает достаточной точности восстановления спектров. Приемлемые результаты получаются лишь тогда, когда система базовых функций близка к полной по отношению к исследуемому спектру. Поэтому при переходе от одного класса исследуемых спектров к другому требуется заново подбирать систему базовых функций.

Все вышесказанное, а также совершенствование программ расчета нейтронных спектров реакторных установок методом Монте-Карло и возросшие возможности вычислительной техники делают необходимым уточнить и расширить возможности существующих методик восстановления реакторных n -спектров.

В данной работе предложен и исследован новый подход к восстановлению нейтронных спектров. При восстановлении используется обобщенный алгоритм метода минимизации направленного расхождения [9]. В сравнении с предыдущими работами изменена пара-

метризация нейтронного спектра, который представляется в виде специализированного "нейтронного" (см. ниже) сплайна. Введение нейтронного n -сплайна позволяет существенно уменьшить число искомых параметров.

Для анализа возможностей разработанного метода и сравнения его с другими методиками измерения реакторных спектров проведено восстановление спектров реакторных установок БАРС-5, ИГРИК и ЯГУАР по ранее проведенным активационным измерениям в некоторых областях их активных зон.

Подчеркнем, что и в новом подходе априорная информация об искомом спектре $\varphi^{(0)}(E)$ во многом обусловлена предварительными расчетами по методу Монте-Карло с учетом материального состава, конструкции сборки и места расположения АИ. Хотя такие расчеты иногда и трудоемки, но их использование делает метод активационных измерений нейтронных спектров более точным. Как отмечено в обзоре [10], в США при совершенствовании активационного метода измерения нейтронных полей реакторных установок также большое внимание уделяется расчету n -спектра в месте размещения образцов.

1. Нейтронный сплайн

Метод модельных спектров (см. работы [4, 5]) позволяет значительно сократить число искомых параметров в сравнении, например, с групповым представлением $\varphi(E)$. Для преодоления неполноты системы базовых функций в настоящей работе предлагается использовать нейтронный сплайн (n -сплайн) $N(E)$ с базовыми функциями вида

$$N_k(E) = A_k E^{q_k} \exp(r_k E) = \exp(a_k + q_k \ln E + r_k E); \quad (5)$$

$$E_k \leq E \leq E_{k+1}, \quad k = 1, \dots, M.$$

Здесь $E_k, k = 1, \dots, M + 1$ — заданные узлы сплайна, а величины a_k, q_k и r_k являются его параметрами и находятся из условий, накладываемых на $N(E)$. Как видно из (5), это соотношение при определенных значениях параметров такого сплайна описывает все ранее приведенные во введении аналитические выражения модельных функций.

При аппроксимации n -спектра $\varphi(E)$ сплайном $N(E)$ будет естественно потребовать непрерывности как самого сплайна

$$a_k - a_{k-1} + u_k (q_k - q_{k-1}) + E_k (r_k - r_{k-1}) = 0, \quad (6)$$

$$k = 2, \dots, M, \quad u_k \equiv \ln E_k,$$

так и его производной

$$q_k - q_{k-1} + E_k (r_k - r_{k-1}) = 0, \quad k = 2, \dots, M \quad (7)$$

во внутренних узлах разбиения энергетической шкалы. Отметим, что для непрерывности сплайна и производной dN/dE соотношения (6) и (7) должны выполняться одновременно. Вводя двухдиагональные матрицы A, B, C размерности $(M-1) \times M$

$$A = \begin{bmatrix} -1 & 1 & & & \\ & -1 & 1 & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & -1 & 1 \\ & & & & & & \ddots & \\ & & & & & & & -1 & 1 \end{bmatrix},$$

$$B = \begin{bmatrix} -u_2 & u_2 & & & \\ & -u_3 & u_3 & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & -u_M & u_M \end{bmatrix},$$

$$C = \begin{bmatrix} -E_2 & E_2 & & & \\ & -E_3 & E_3 & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & -E_M & E_M \end{bmatrix} \quad (8)$$

и векторы-параметры a, q, r

$$a = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_M \end{bmatrix}, \quad q = \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ \vdots \\ q_M \end{bmatrix}, \quad r = \begin{bmatrix} r_1 \\ r_2 \\ \vdots \\ r_M \end{bmatrix}, \quad (9)$$

соотношения непрерывности (6) и (7) можно записать в виде

$$A \cdot a + B \cdot q + C \cdot r = 0, \quad (10)$$

$$A \cdot q + C \cdot r = 0. \quad (11)$$

Для удобства дальнейших записей формул введем также следующие величины:

$$D = \begin{bmatrix} A & B & C \\ 0 & A & C \end{bmatrix}, \quad X = \begin{bmatrix} a \\ q \\ r \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Здесь матрица D имеет размерность $2(M-1) \times 3M$, а вектор искомых параметров X — $3M$. Тогда условия непрерывности n -сплайна можно записать следующим образом:

$$D \cdot X = 0. \quad (13)$$

Отметим следующее. Если требовать только непрерывности n -сплайна, то в выражении для матрицы D в (12) следует оставить только первую строку (размерность D будет равна $(M-1) \times 3M$). В некоторых случаях можно отказаться и от непрерывности $N(E)$, тогда D следует считать пустой матрицей. Таким образом, на $3M$ неизвестных параметров (размерность X) накладывается N_D ограничений, где $N_D = 2(M-1)$, когда непрерывны n -сплайн и его производная, $N_D = (M-1)$, когда непрерывен только n -сплайн, и $N_D = 0$, когда n -сплайн может быть разрывной функцией.

Предлагаемый n -сплайн может использоваться в различных целях. В данном разделе рассмотрим задачу аппроксимации поточечно заданного n -спектра

$$\{z_j, f_j, \varepsilon_j\}, \quad j = 1, \dots, n, \quad (14)$$

где $E_1 < z_j \leq E_{M+1}$, ε_j – относительная погрешность значений $f_j = \varphi(z_j)$. Обозначим через E_{ki} , $i = 1, \dots, m_k$, те значения z_j , для которых выполняются условия

$$E_k < z_j \leq E_{k+1}$$

для некоторого значения k . Тогда исходную совокупность значений $\{z_j, f_j, \varepsilon_j\}$ можно записать в виде

$$\{E_{ki}, f_{ki}, \varepsilon_{ki}\}, k = 1, \dots, M, i = 1, \dots, m_k. \quad (15)$$

Таким образом, имеем

$$f_{ki} = \varphi(E_{ki}), k = 1, \dots, M, i = 1, \dots, m_k. \quad (16)$$

Логарифмируя обе части (16) и вводя обозначения $y_{ki} \equiv \ln f_{ki}$, $u_{ki} \equiv \ln E_{ki}$, получаем относительно искомого параметров систему линейных алгебраических уравнений

$$y_{ki} = a_k + u_{ki}q_k + E_{ki}r_k, k = 1, \dots, M, i = 1, \dots, m_k. \quad (17)$$

Умножая каждое из уравнений (17) на соответствующие весовые множители $w_{ki} = 1/\varepsilon_{ki}$ и вводя векторно-матричные обозначения

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_k &= [w_{k1} y_{k1}, \dots, w_{km_k} y_{km_k}]^T, \quad \tilde{I}_k = [w_{k1}, \dots, w_{km_k}]^T; \\ \tilde{u}_k &= [w_{k1} u_{k1}, \dots, w_{km_k} u_{km_k}]^T; \\ \tilde{E}_k &= [w_{k1} E_{k1}, \dots, w_{km_k} E_{km_k}]^T; \\ y &= [\tilde{y}_1, \dots, \tilde{y}_m]^T; \\ \mathbf{I} &= \text{diag}(\tilde{I}_1, \dots, \tilde{I}_M); \quad \mathbf{U} = \text{diag}(\tilde{u}_1, \dots, \tilde{u}_M); \\ \mathbf{R} &= \text{diag}(\tilde{E}_1, \dots, \tilde{E}_M), \end{aligned}$$

где $[\]^T$ обозначает операцию транспонирования матрицы, матрицы \mathbf{I} , \mathbf{U} , \mathbf{R} – блочно-диагональные, уравнения аппроксимации (17) записываем в виде

$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{a} + \mathbf{U} \cdot \mathbf{q} + \mathbf{R} \cdot \mathbf{r} = \mathbf{y}$$

или через вектор \mathbf{X} в виде

$$\mathbf{G} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{y}, \quad (18)$$

где $\mathbf{G} = [\mathbf{I} \ \mathbf{U} \ \mathbf{R}]$ – матрица размером $n \times 3M$. Таким образом, для нахождения \mathbf{X} имеем следующую СЛАУ:

$$\begin{aligned} \mathbf{G} \cdot \mathbf{X} &= \mathbf{y}; \\ \mathbf{D} \cdot \mathbf{X} &= \mathbf{0}. \end{aligned} \quad (19)$$

Число уравнений в (19) будет больше числа неизвестных при $n + N_d > 3M$. Если требовать непрерывности как самой аппроксимируемой функции, так и ее производной, то должно быть $n \geq M + 2$.

Отметим, что к уравнениям непрерывности сплайна $\mathbf{D} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{0}$ в различных частных случаях можно добавить те или иные дополнительные ограничения на искомые параметры. Например, при аппроксимации тепловых нейтронов можно иногда полагать $q_1 = 1$ или $r_1 = -1/T$, где T – заданное значение температуры нейтронного газа. Выбор узлов n -сплайна, как и в других типах сплайнов, существен для достижения необходимой точности аппроксимации при фиксированном чис-

ле параметров. Естественно, точность аппроксимации будет повышаться с увеличением числа узловых точек сплайна M .

2. Определение параметров n -сплайна из активационных измерений

Обычно задачи, подобные (1), параметризуются и решаются путем минимизации некоторых подходящих функционалов относительно искомого параметров (например, метод наименьших квадратов, наименьших модулей и т. п.). При использовании в качестве нейтронного спектра $\varphi(E)$ n -сплайна $N(E)$ система уравнений (1), а значит, и минимизируемый функционал становятся нелинейными по искомым параметрам $\mathbf{X} = (\mathbf{a}, \mathbf{q}, \mathbf{r})$. Это приводит к появлению локальных минимумов минимизируемого функционала и к большой зависимости найденного решения от начального приближения $\mathbf{X}^{(0)}$. Чтобы избежать подобной проблемы, в настоящей работе задача определения параметров n -сплайна сводится к рассмотренной в разделе 1 задаче аппроксимации поточечно заданного n -спектра (см. (14)).

В соответствии с подходом, изложенным в [9], преобразуем исходную систему (1) следующим образом. Введем обозначения:

$$\begin{aligned} p_i &= p_0 \frac{Q_i}{\Delta Q_i}, \quad p_0 = 1 / \sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{\Delta Q_i}, \quad \sum_{i=1}^N p_i = 1; \quad (20) \\ w(E) &= \sum_{i=1}^N p_i \frac{\sigma_i(E)}{Q_i}, \quad C_i(E) = \frac{1}{w(E)} p_i \frac{\sigma_i(E)}{Q_i}; \\ y(E) &= w(E)\varphi(E), \quad wN(E) = \sum_{i=1}^N p_i \frac{\sigma_i(E)}{\int_0^\infty \sigma_i(E)\varphi(E)dE}. \end{aligned} \quad (21)$$

Умножая обе части (1) на p_i и используя обозначения (21), легко получаем следующую систему уравнений:

$$p_i = \int_0^\infty C_i(E)y(E)dE. \quad (22)$$

При этом выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N C_i(E) &= 1; \\ \int_0^\infty y(E)dE &= 1, \end{aligned} \quad (23)$$

что позволяет, следуя работам [9, 11], ввести энтропию F решения y относительно начального приближения $y_0(E)$:

$$F = - \int_0^\infty y(E) \ln \frac{y(E)}{y_0(E)} dE \quad (24)$$

и направленное расхождение между левой и правой частями системы уравнений (22)

$$H = \sum_{i=1}^N \left(pN_i - p_i - p_i \ln \frac{pN_i}{p_i} \right), \quad (25)$$

где

$$pN_i = \int_0^{\infty} C_i(E) y(E) dE.$$

Ищем решение системы уравнений (22) максимальной энтропии, минимизирующее функционал H . По аналогии с работой [9] можно получить итерационный процесс поиска решения

$$\begin{aligned} \varphi^{(n+1)}(E) &= \varphi^{(n)}(E) \left(1 - \Delta\mu^{(n)} (1 - R^{(n)}(E)) \right); \\ R^{(n)}(E) &= \frac{wN^{(n)}(E)}{w(E)}, \end{aligned} \quad (26)$$

где $\varphi^{(n+1)}(E)$ и $\varphi^{(n)}(E)$ – спектры на $(n+1)$ -й и n -й итерациях соответственно; $\Delta\mu^{(n)}$ – приращение множителя Лагранжа, выбираемое из условия

$$\Delta\mu^{(n)} = \min \left(\Delta\mu_0^{(n)}, \Delta\mu_1^{(n)} \right). \quad (27)$$

Значение $\Delta\mu_0^{(n)}$ берется таким, чтобы для любого

значения E выполнялось неравенство $\left| \frac{\Delta\mu_0^{(n)} dH}{w(E) d\varphi(E)} \right| \ll 1$,

и в данной работе берется равным $\Delta\mu_0^{(n)} = \frac{0,1}{\sup r \left(|1 - R^{(n)}(E)| \right)}$, а $\Delta\mu_1^{(n)}$ назначается из условия

$$H^{(n+1)} - H^{(n)} = H_0 - H^{(n)}$$

и вычисляется по формуле

$$\Delta\mu_1^{(n)} = \frac{(H^{(n)} - H_0)}{\int_0^{\infty} \varphi^{(n)}(E) w(E) (1 - R^{(n)}(E))^2 dE}.$$

В качестве критерия остановки итерационного процесса в настоящей работе принято выполнение одного из следующих неравенств:

$$\begin{aligned} H^{(n)} \leq H_0 = M[H] &\approx \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N p_i \left(\frac{\Delta Q_i}{Q_i} \right)^2 + \frac{3}{4} \sum_{i=1}^N p_i \left(\frac{\Delta Q_i}{Q_i} \right)^4; \\ \left| \frac{H^{(n)} - H^{(n-1)}}{H^{(n-1)}} \right| &\leq \bar{\varepsilon} 10^{-3}, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\Delta Q_i}{Q_i}. \end{aligned}$$

На каждой итерации по найденным значениям $\varphi^{(n)}(E)$ спектр представляется в виде n -сплайна посредством поточечной аппроксимации (сглаживания), как это описано в разделе 1. За начальное приближение принимается аппроксимация нейтронным сплайном спектра, полученного с помощью расчетов по методу Монте-Карло.

Подобная процедура использования метода минимизации направленного расхождения и сглаживания спектра на каждой итерации с помощью n -сплайна позволяет избежать трудностей, связанных с нелинейностью задачи, и вводить априорную информацию о спектре с помощью параметров n -сплайна.

В программной реализации данного алгоритма при задании точек E , в которых рассчитывается $\varphi^{(n)}(E)$, выбирается достаточно подробное разбиение энергетического интервала $[0, 20]$ МэВ, включающее энергию основных резонансов используемых активационных индикаторов.

Без учета искажений, вносимых измерительной конструкцией активационных детекторов, соотношение (1) является приближенным. Более точно его следует записать в виде

$$Q_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \varphi_i(E) dE, \quad i = 1, \dots, N, \quad (28)$$

где $\varphi_i(E)$ – спектр в i -м детекторе. Спектры $\varphi_i(E)$ неизвестны и зависят от используемой схемы активационных измерений.

Преобразовав правую часть (28)

$$\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \varphi_i(E) dE = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) S_i(E) \varphi(E) dE, \quad (29)$$

где $S_i(E) \equiv \varphi_i(E)/\varphi(E)$, перепишем систему уравнений (28) следующим образом:

$$Q_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) S_i(E) \varphi(E) dE. \quad (30)$$

Поправочные функции $S_i(E)$, учитывающие искажающее влияние измерительной конструкции, впервые были введены в работе [12]. Рассчитывая методом Монте-Карло с максимальным учетом конструкции реакторной установки и измерительной схемы спектры $\varphi_i^M(E)$ и $\varphi^M(E)$, будем полагать

$$S_i(E) \approx \frac{\varphi_i^M(E)}{\varphi^M(E)}.$$

Если в (30) положить $S_i(E) \equiv 1$, то мы возвращаемся к задаче (1).

Отметим, что выбор узлов n -сплайна, как и в случае других типов сплайнов, существенно влияет на точность аппроксимации и является одним из основных способов регуляризации задачи. Для контроля за приемлемостью восстановления используется значение среднеквадратичной невязки $nevsr$, которая вычисляется по формуле

$$nevsr = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{Q_i - Q_i}{\Delta Q_i} \right)^2}, \quad (31)$$

где ΔQ_i – абсолютная среднеквадратичная погрешность измерения Q_i ; Q_i – рассчитанное по восстановленному спектру значение активационного интеграла.

В соответствии с правилами математической статистики для нормально распределенных независимых случайных величин Q_i приемлемыми будем считать значения nevsr , удовлетворяющие неравенству (см. например, [13, 14]):

$$\text{nevsr} \leq 1 + \sqrt{\frac{2}{N}}. \quad (32)$$

Указанный алгоритм реализован в комплексе программ, который позволяет рассчитывать n -спектр в произвольно заданном групповом представлении. Рассчитываются также такие функционалы восстановленного спектра, как флюенс, интегральный спектр $F_{0,1}$ с энергией нейтронов $E > 0,1$ МэВ, средняя энергия нейтронов в спектре, эффективное сечение никельского индикатора $^{58}\text{Ni}(n, p)$ (если он, естественно, используется при восстановлении) и среднее сечение реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$ по спектру с энергией нейтронов $E > 0,1$ МэВ. С помощью «числовых экспериментов» находятся ковариационная матрица ошибок искомого спектра в малогрупповом представлении и погрешности упомянутых выше функционалов. В данной работе находится компонента ошибки, являющаяся чувствительностью метода к ошибкам исходных данных Q_i .

3. Восстановление n -спектров реакторов БАРС-5, ИГРИК, ЯГУАР

Описанный подход был применен для восстановления спектров в каналах реакторов БАРС-5, ИГРИК, ЯГУАР [15, 16] и на поверхности реактора ИГРИК по ранее проведенным активационным измерениям. Измеренные значения активационных интегралов Q_i и их среднеквадратичные погрешности ΔQ_i приведены в [12].

Сечения реакций АИ брались из библиотек ГСССД, IRDF-90, ENDF/B-VI, ADL-3 и др. в том виде (многогрупповое представление или линейная поточечная интерполяция), в каком они представлены в этих библиотеках.

3.1. Спектр в канале реактора БАРС-5

Для восстановления спектра в канале реактора БАРС-5 использовались значения ранее измеренных активационных интегралов. В качестве начального спектра $\phi^{(0)}(E)$ был взят расчетный спектр $\phi^M(E)$ в пустом канале реактора. Функции $\phi_i^M(E)$ и $\phi^M(E)$ были рассчитаны методом Монте-Карло при условиях, по возможности максимально близких к реальным измерениям. Учитывались стены, пол и потолок реакторного зала, расположенные рядом с активной зоной алюминиевый стол и всеволновый детектор (полиэтиленовый блок в кадмиевой оболочке), а также железная конструкция над измерительным каналом реактора БАРС-5. Максимально точно задавалась измерительная конструкция детекторов для каждой сборки.

В данной работе, как и в [12], при восстановлении спектра $\phi(E)$ вместо рассчитанных методом Монте-

Карло функций $S_i(E)$ использовались их средние значения

$$\bar{S}_i = \frac{Q_i^M}{Q_i^{(0)}}, \quad (33)$$

где

$$Q_i^M = \int_0^\infty \sigma_i(E) \phi_i^M(E) dE, \quad Q_i^{(0)} = \int_0^\infty \sigma_i(E) \phi^M(E) dE. \quad (34)$$

Это вызвано неточностью расчета $S_i(E)$ для нейтронов с энергией $E < 10^{-2}$ МэВ и $E > 7$ МэВ.

В соответствии с вышесказанным вместо (28) решалась система интегральных уравнений (1), где в качестве Q_i и ΔQ_i брались величины

$$Q_i = \frac{Q_i^3}{\bar{S}_i}, \quad \Delta Q_i = Q_i \sqrt{\left(\frac{\Delta Q_i^3}{Q_i^3}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{S}_i}{\bar{S}_i}\right)^2}. \quad (35)$$

Здесь $\frac{\Delta Q_i^3}{Q_i^3}$ и $\frac{\Delta \bar{S}_i}{\bar{S}_i}$ – относительные (1σ) погрешности измерений Q_i^3 и погрешности расчета методом Монте-Карло значений \bar{S}_i . Следует отметить, что приведенные значения активационных интегралов Q_i^3 получены без внесения поправок на самоэкранирование активационных индикаторов и без учета геометрии измерений, а сечения активационных детекторов $\sigma_i(E)$ брались без учета кадмиевого экрана. Фактически это, а также взаимное влияние индикаторов друг на друга и на спектр в канале реактора учтено расчетным методом поправками \bar{S}_i .

При восстановлении были приняты следующие 13 узловых точек для n -сплайна:

$$E_k = [1 \cdot 10^{-10}; 1,3 \cdot 10^{-7}; 3,83 \cdot 10^{-7}; 8 \cdot 10^{-6}; 2 \cdot 10^{-5}; 3 \cdot 10^{-5}; 7,3 \cdot 10^{-5}; 3,2 \cdot 10^{-3}; 3,8 \cdot 10^{-1}; 0,95; 7; 17; 20] \text{ МэВ.}$$

Средние значения невязок для принятого набора индикаторов на начальном приближении и на восстановленном спектре составили соответственно

$$\text{nevsr}^{(0)} = 1,25; \text{nevsr} = 1,21.$$

Это говорит о том, что рассчитанный по методу Монте-Карло спектр достаточно хорошо согласуется с результатами активационных измерений.

На рис. 1 показаны n -спектры: начальное приближение $\phi^{(0)}(E)$, восстановленный спектр $\phi(E)$ и ранее измеренный спектр из работы [12]. Маркером * (как и на рис. 3–5) помечены узлы n -сплайна. Заметное расхождение между последним и спектром в виде n -сплайна наблюдается в тепловой области.

Для иллюстрации на рис. 2 показаны отношения $\frac{Q_{r_i} - Q_i}{\Delta Q_i}$ (невязки) для принятых к восстановлению АИ.

Видно, что отклонения Q_{r_i} от Q_i носят случайный характер ("несмещенность" расчетных Q_{r_i}) и не превышают $2,5\sigma$.

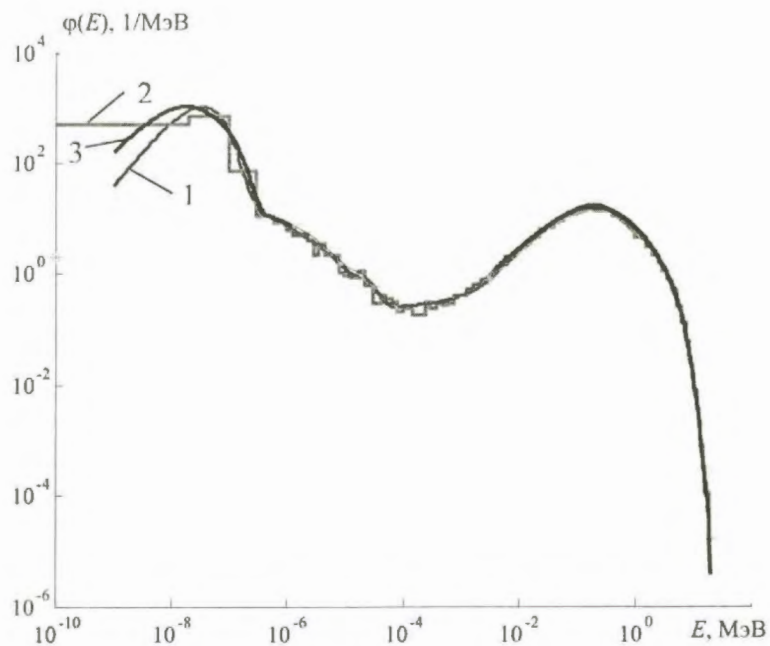


Рис. 1. Нейтронный спектр в канале реактора БАРС-5: 1 – восстановленный спектр; 2 – отнормированный MCNP-спектр; 3 – спектр из работы [12]

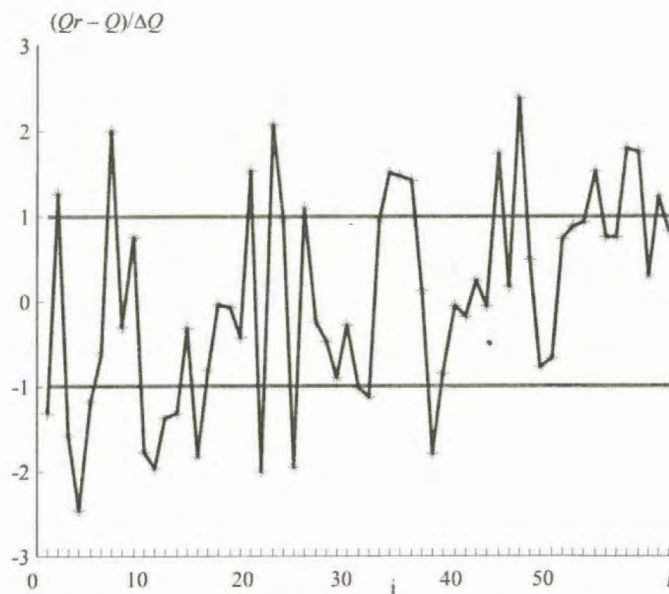


Рис. 2. Отклонения расчетных активационных интегралов от измеренных значений относительно ошибок измерений в канале реактора БАРС-5

Восстановленный спектр в 14-групповом представлении приведен в табл. 1. Там же приведен ранее восстановленный спектр из работы [12].

Сравнивая их групповые интегралы, легко видеть, что они согласуются между собой в пределах ошибок за исключением групп с $E < 0,01$ МэВ. Этого можно было

ожидать вследствие малости потока нейтронов в этой области энергий. Можно отметить хорошее согласие флюенсов и средних энергий по восстановленным в настоящей работе и работе [12] спектрам.

Таблица 1

БАРС-5, канал. Восстановленные нейтронные спектры (групповые интегралы F_k)

ΔE_k , МэВ	Ранее восстановленный спектр [12]		Восстановленный в настоящей работе спектр		$F_k [12] / F_k$
	$F_k [12]$	ΔF_k , %(1σ)	F_k	ΔF_k , %(1σ)	
0-4·10 ⁻³	3,07·10 ⁻³	55	2,39·10 ⁻³	4	1,28
4·10 ⁻³ -1·10 ⁻²	1,21·10 ⁻²	58	1,00·10 ⁻²	4	1,21
1·10 ⁻² -5·10 ⁻²	2,65·10 ⁻¹	23	2,51·10 ⁻¹	4	1,06
5·10 ⁻² -0,1	6,09·10 ⁻¹	21	6,27·10 ⁻¹	5	0,97
0,1-0,3	3,03	11	3,36	3	0,90
0,3-0,6	3,61	18	3,41	3	1,06
0,6-1,0	3,20	8	2,67	5	1,20
1,0-1,5	2,48	10	2,28	3	1,09
1,5-2,0	1,57	5	1,57	2	1,00
2,0-3,0	1,80	8	1,87	2	0,96
3,0-4,0	9,31·10 ⁻¹	5	9,28·10 ⁻¹	2	1,00
4,0-6,0	7,51·10 ⁻¹	7	7,02·10 ⁻¹	1	1,07
6,0-8,0	1,87·10 ⁻¹	6	1,81·10 ⁻¹	2	1,03
8,0-18	5,83·10 ⁻²	4	6,06·10 ⁻²	2	0,96
Флюенс FL , отн. ед.	18,5	3	18,0	1	1,03
$E_{ср}$, МэВ	1,27	2	1,27	1	1,01
σ_{Ni} , мб	52,5	3	53	2	0,99
Флюенс $FL_{0,1}$, отн. ед.	17,6	3	17,1	1,8	1,03
$\sigma_{Ni,0,1}$, мб	55	3	55,8	2,2	0,99

3.2. Спектр в канале и на поверхности реактора ИГРИК

При восстановлении спектров реактора ИГРИК функции $\varphi_i^M(E)$, $\varphi_0^M(E)$ были рассчитаны методом Монте-Карло при условиях, по возможности максимально близких к реальным измерениям. При восстановлении функции $S_i(E)$ использовались в групповом представлении

$$S_{i,k} = \frac{\int_{E_k}^{E_{k+1}} \sigma_i(E) \varphi_i^M(E) dE}{\int_{E_k}^{E_{k+1}} \sigma_i(E) \varphi_0^M(E) dE},$$

где $\Delta_s = \{E_k\}_1^L$ – принятое разбиение энергетической шкалы на подынтервалы (группы).

В соответствии с вышесказанным вместо системы (30) решалась система уравнений

$$Q_i = \sum_{k=1}^L S_{i,k} \int_{E_k}^{E_{k+1}} \sigma_i(E) j(E) dE, \quad (36)$$

в которой значения Q_i приведены без поправок на самоэкранирование и геометрию измерений, а сечения активационных детекторов $\sigma_i(E)$ – без учета кадмиевого экрана.

При расчете поправочной матрицы $S_{i,k}$ как в канале, так и в боковом окне реактора использовалось

9-групповое разбиение энергетической шкалы

$$\Delta_s: 1 \cdot 10^{-10}; 0,6 \cdot 10^{-6}; 10^{-6}; 400 \cdot 10^{-6}; 1 \cdot 10^{-3}; 17 \cdot 10^{-3}; 1; 5; 10; 20 \text{ МэВ}. \quad (37)$$

Выбор такого разбиения Δ_s обусловлен наличием измерительных пакетов в кадмиевых экранах и погрешностями расчетов методом Монте-Карло. Узлы n -сплайна были выбраны следующим образом:

$$E_k = [1 \cdot 10^{-10}; 2 \cdot 10^{-8}; 1 \cdot 10^{-7}; 3 \cdot 10^{-7}; 1 \cdot 10^{-6}; 3 \cdot 10^{-6}; 1 \cdot 10^{-5}; 1,5 \cdot 10^{-4}; 3 \cdot 10^{-4}; 6 \cdot 10^{-4}; 6 \cdot 10^{-3}; 0,27; 1; 2,7; 7; 13; 20] \text{ МэВ}.$$

Средние значения невязок для принятого набора индикаторов на начальном приближении и на восстановленном спектре составили соответственно

$$\text{nevsr}^{(0)} = 2,7; \text{nevsr} = 1,01.$$

Это говорит о том, что рассчитанный методом Монте-Карло спектр достаточно хорошо согласуется с результатами активационных измерений.

На рис. 3 показаны начальное приближение $\varphi^{(0)}(E)$, восстановленный спектр $\varphi(E)$ и взятый из работы [12] ранее измеренный спектр. Видно, что спектры $\varphi^{(0)}(E)$ и $\varphi(E)$ действительно близки между собой. Невязки принятых к восстановлению АИ носят такой же характер, как и для реактора БАРС-5. Восстановленный спектр в 16-групповом представлении приведен в табл. 2.

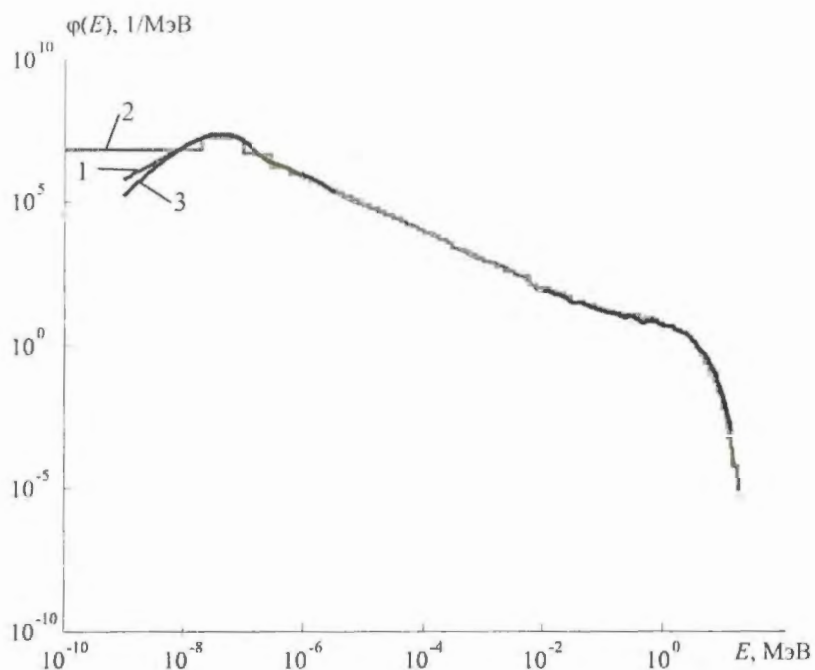


Рис. 3. Нейтронный спектр в канале реактора ИГРИК (обозначения те же, что на рис. 1)

Таблица 2

ИГРИК, канал. Восстановленный спектр (групповые интегралы)

ΔE_k , МэВ	Ранее восстановленный спектр [12]		Восстановленный в настоящей работе спектр		$F_k[12]/F_k$
	$F_k[12]$	ΔF_k , %(1 σ)	F_k	ΔF_k , %(1 σ)	
0-5 \cdot 10 ⁻⁷	3,20	8	3,18	9	1,01
5 \cdot 10 ⁻⁷ -1 \cdot 10 ⁻⁴	4,32	14	4,32	12	1,00
1 \cdot 10 ⁻⁴ -1 \cdot 10 ⁻²	4,48	29	4,58	9	0,98
1 \cdot 10 ⁻² -0,1	2,43	51	2,42	30	1,01
0,1-0,5	3,37	116	3,39	56	0,99
0,5-1,0	2,86	34	2,72	40	1,05
1,0-1,5	2,02	27	2,06	40	0,98
1,5-2,0	1,50	26	1,53	29	0,98
2,0-3,0	2,02	12	2,00	16	1,01
3,0-4,0	9,50 \cdot 10 ⁻¹	9	9,84 \cdot 10 ⁻¹	12	0,97
4,0-5,0	4,94 \cdot 10 ⁻¹	9	4,86 \cdot 10 ⁻¹	11	1,02
5,0-6,0	2,60 \cdot 10 ⁻¹	11	2,50 \cdot 10 ⁻¹	8	1,04
6,0-8,0	1,98 \cdot 10 ⁻¹	7,0	2,00 \cdot 10 ⁻¹	7	0,99
8,0-10	4,70 \cdot 10 ⁻²	9	4,69 \cdot 10 ⁻²	10	1,00
10-14	1,32 \cdot 10 ⁻²	4	1,30 \cdot 10 ⁻²	3	1,01
14-20	7,08 \cdot 10 ⁻⁴	18	7,38 \cdot 10 ⁻⁴	18,2	0,96
Флюенс FL, отн. ед.	28,2	10	28,2	6	1,00
E_{cp} , МэВ	0,78	7	0,78	5	1,00
σ_{Ni} , мб	35,7	9	35,7	6	1,00
Флюенс FL _{0,1} , отн. ед.	13,8	19	13,7	11	1,01
$\sigma_{Ni,0,1}$, мб	73,2	15	73,5	11	0,99

Сравнивая их групповые интегралы, легко видеть, что они хорошо согласуются между собой. Наибольшее отличие групповых интегралов наблюдается в интервалах 0,5–1,0 МэВ. Этого можно было ожидать, так как эти группы (что отмечалось неоднократно в других работах) являются информационно необеспеченными существующими наборами АИ. Можно отметить совпадение интегральных характеристик спектров.

При измерениях в боковом окне реактора в соответствии с [12] из-за слабой активации некоторых индикаторов набор детекторов был сокращен до 23 индикаторов. Узлы n -сплайна были выбраны следующим образом:

$$E_k = [1 \cdot 10^{-10}; 2 \cdot 10^{-8}; 1 \cdot 10^{-7}; 2 \cdot 10^{-7}; 3 \cdot 10^{-6}; 5 \cdot 10^{-6}; 2,5 \cdot 10^{-4}; 0,6; 0,8; 1,5; 2,7; 7; 11,5; 14; 20].$$

Средние значения невязок для принятого набора индикаторов на начальном приближении и восстановленном спектре составили соответственно

$$\text{nevsr}^{(0)} = 4,69; \text{nevsr} = 1,09.$$

В данном случае рассчитанный по программе MCNP спектр несколько хуже согласуется с результатами измерений, чем при измерениях в канале реактора, где $\text{nevsr}^{(0)} = 2,7$. Возможно, это связано с неоднородностью нейтронного потока по расстоянию от оси активной зоны реактора.

На рис. 4 показаны начальное приближение $\varphi^{(0)}(E)$, восстановленный спектр $\varphi(E)$ и спектр из работы [12].

Результаты восстановления спектра показаны в табл. 3 в 16-групповом представлении.

Можно отметить практически точное совпадение интегральных характеристик спектра в виде n -сплайна и ранее восстановленного спектра из [12].

Групповые интегралы также совпадают в пределах ошибок. Наибольшее различие наблюдается при энергиях $E > 8$ МэВ.

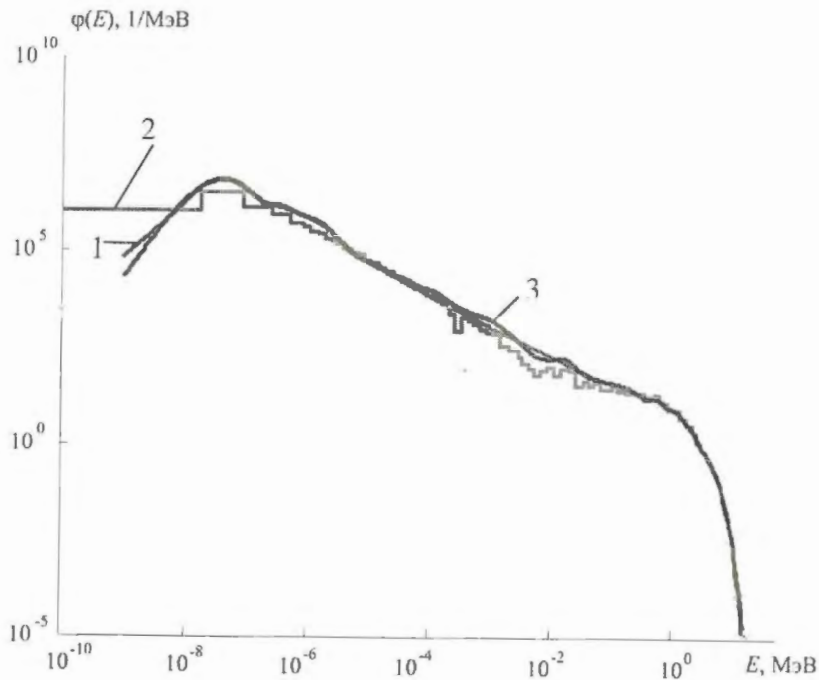


Рис. 4. Нейтронный спектр в боковом окне реактора ИГРИК (обозначения те же, что на рис. 1)

ИГРИК. Восстановленный спектр в боковом окне реактора (групповые интегралы)

ΔE_k , МэВ	Ранее восстановленный спектр [12]		Восстановленный в настоящей работе спектр		$F_k[12]/F_k$
	$F_k[12]$	$\Delta F_k, \%(1\sigma)$	F_k	$\Delta F_k, \%(1\sigma)$	
0-5·10 ⁻⁷	1,17	11	1,11	6	1,05
5·10 ⁻⁷ -1·10 ⁻⁴	3,84	6	3,65	14	1,05
1·10 ⁻⁴ -1·10 ⁻²	6,49	6	6,07	7	1,07
1·10 ⁻² -0,1	6,73	26	6,73	50	1,00
0,1-0,5	9,57	30	9,33	28	1,03
0,5-1,0	6,29	30	6,56	30	0,96
1,0-1,5	3,96	19	3,89	14	1,02
1,5-2,0	2,42	13	2,56	18	0,94
2,0-3,0	2,43	20	2,31	15	1,05
3,0-4,0	0,90	14	9,63·10 ⁻¹	11	0,93
4,0-5,0	0,50	18	4,86·10 ⁻¹	9	1,03
5,0-6,0	0,28	17	2,54·10 ⁻¹	14	1,10
6,0-8,0	0,23	14	2,27·10 ⁻¹	18	1,01
8,0-10	0,055	12	5,07·10 ⁻²	27	1,08
10-14	0,18	4	1,60·10 ⁻²	4	1,13
14-20	0,68·10 ⁻³	23	5,62·10 ⁻⁴	22	1,21
Флюенс FL , отн. ед.	44,9	10	44,2	13	1,02
$E_{ср}$, МэВ	0,70	8	0,71	10	0,99
σ_{Ni} , мб	24,7	12	24,6	11	1,00
Флюенс $FL_{0,1}$, отн. ед.	26,6	13	26,6	12	1,00
$\sigma_{Ni,0,1}$, мб	41,6	16	40,9	12	1,02

3.3. Спектр в канале реактора ЯГУАР

Как и для реактора ИГРИК, поправочные функции $S_i(E)$, учитывающие влияние измерительной сборки, при восстановлении использовались в малогрупповом (9 групп) представлении. В соответствии с этим решалась система (36), в которой Q_i приведены без поправок на самоэкранирование и геометрию измерений, а сечения активационных детекторов – без учета кадмиевого экрана.

При расчете поправочной матрицы $S_{i,k}$ использовалось то же самое, что и для реактора ИГРИК, 9-групповое разбиение энергетической шкалы

$$\Delta S: 1 \cdot 10^{-10}; 0,6 \cdot 10^{-6}; 10 \cdot 10^{-6}; 400 \cdot 10^{-6}; 1 \cdot 10^{-3}; 17 \cdot 10^{-3}; 1; 5; 10; 20 \text{ МэВ.}$$

Узлы n -сплайна были выбраны следующим образом:

$$E_k = [1 \cdot 10^{-10}; 2 \cdot 10^{-8}; 1 \cdot 10^{-7}; 6 \cdot 10^{-7}; 1 \cdot 10^{-6}; 3 \cdot 10^{-6}; 1 \cdot 10^{-5}; 4,3 \cdot 10^{-5}; 1,8 \cdot 10^{-4}; 6,3 \cdot 10^{-4}; 5 \cdot 10^{-3}; 0,6; 0,8; 1; 2,5; 7; 11; 13; 20].$$

Средние значения невязок для принятого набора индикаторов на начальном приближении и восстановленном спектре составили соответственно

$$\text{nevsr}^{(0)} = 2,1; \text{nevsr} = 1,1,$$

т. е. рассчитанный по Монте-Карло спектр достаточно хорошо согласуется с результатами активационных измерений. Это подтверждает и рис. 5, где показаны начальное приближение $\varphi^{(0)}(E)$, восстановленный спектр $\varphi(E)$ и взятый из работы [12] ранее измеренный спектр.

Восстановленный спектр в 16-групповом представлении приведен в табл. 4.

Сравнивая групповые интегралы представленных спектров, легко видеть, что они хорошо согласуются между собой. Наибольшее отличие групповых интегралов наблюдается в интервале 14–20 МэВ, что, по-видимому, является следствием выбора узлов сплайна E_k . Можно отметить хорошее совпадение интегральных характеристик спектров.

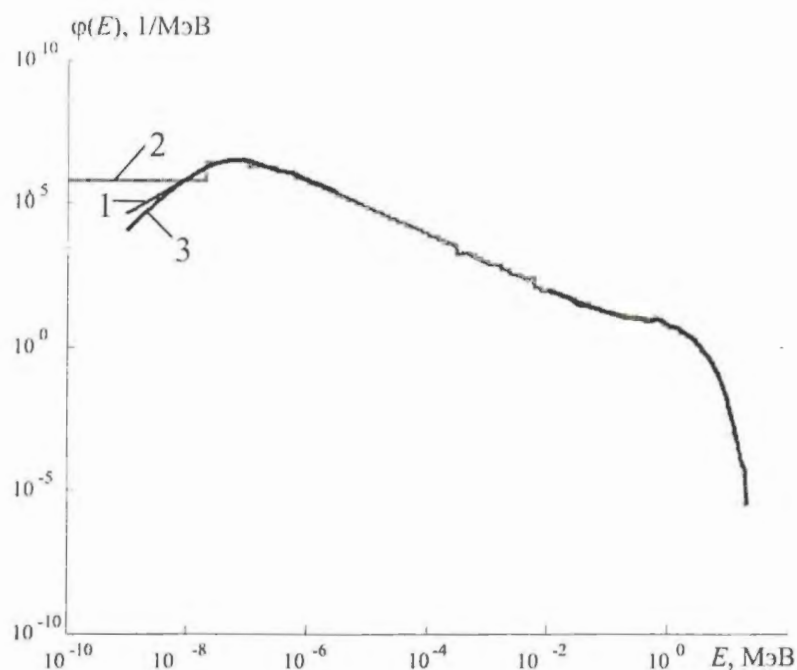


Рис. 5. Нейтронный спектр в канале реактора ЯГУАР (обозначения те же, что на рис. 1)

Таблица 4

ЯГУАР, канал. Восстановленный спектр (групповые интегралы)

ΔE_k , МэВ	Ранее восстановленный спектр [12]		Восстановленный в настоящей работе спектр		$F_k[12]/F_k$
	$F_k[12]$	ΔF_k , %(1 σ)	F_k	ΔF_k , %(1 σ)	
$0-5 \cdot 10^{-7}$	$9,11 \cdot 10^{-1}$	5	$9,16 \cdot 10^{-1}$	5	0,99
$5 \cdot 10^{-7}-1 \cdot 10^{-4}$	4,04	5	3,97	4	1,02
$1 \cdot 10^{-4}-1 \cdot 10^{-2}$	4,05	9	4,00	9	1,01
$1 \cdot 10^{-2}-0,1$	2,77	17	2,80	7	0,99
0,1-0,5	4,15	50	4,19	14	0,99
0,5-1,0	4,10	21	4,32	23	0,95
1,0-1,5	2,52	15	2,56	12	0,99
1,5-2,0	1,70	16	1,77	15	0,96
2,0-3,0	2,12	11	2,10	10	1,01
3,0-4,0	$9,33 \cdot 10^{-1}$	10	$9,63 \cdot 10^{-1}$	3	0,97
4,0-5,0	$4,83 \cdot 10^{-1}$	14	$4,73 \cdot 10^{-1}$	7	1,02
5,0-6,0	$2,57 \cdot 10^{-1}$	13	$2,40 \cdot 10^{-1}$	11	1,07
6,0-8,0	$1,90 \cdot 10^{-1}$	4	$1,90 \cdot 10^{-1}$	4	1,00
8,0-10	$4,36 \cdot 10^{-2}$	5	$4,46 \cdot 10^{-2}$	8	0,98
10-14	$1,15 \cdot 10^{-2}$	3	$1,12 \cdot 10^{-2}$	5	1,03
14-20	$6,68 \cdot 10^{-4}$	13	$7,35 \cdot 10^{-4}$	13	0,91
Флюенс FL , отн. ед.	28,3	8	28,6	5	0,99
$E_{ср}$, МэВ	0,85	5	0,85	3	1,00
σ_{Ni} , мб	35,5	7	35,0	5	1,01
Флюенс $FL_{0,1}$, отн. ед.	16,5	12	16,9	9	0,98
$\sigma_{Ni,0,1}$, мб	60,8	10	59,2	9	1,03

Заключение

В данной работе предложен и исследован новый подход к восстановлению нейтронных спектров. В сравнении с предыдущими работами изменена параметризация нейтронного спектра, который представляется в виде специализированного "нейтронного" сплайна. Введение нейтронного сплайна позволяет существенно снизить число искомым параметров.

Выбор базовых функций n -сплайна $N(E)$ не случаен, а основан на априорных соображениях о типичном реакторном спектре. Базовые функции $N(E)$ по форме почти совпадают с набором модельных функций, предложенных в работах [4, 5], однако поведение спектра на каждом из участков разбиения энергетической шкалы заранее не фиксируется. Используемая система базовых функций n -сплайна близка к полной по отношению к исследуемому спектру, поэтому при переходе от одного класса исследуемых спектров к другому не требуется подбирать ее заново.

Для учета влияния измерительной конструкции были введены поправочные функции $S(E)$, которые также рассчитывались методом Монте-Карло с максимальным учетом условий измерений, состава и конструкции сборки.

Описанный выше подход поиска решения по активационным измерениям реализован в комплексе программ. При восстановлении $\phi(E)$ по активационным измерениям рассчитываются как параметры сплайна $N(E)$, что дает возможность аналитического представления $\phi(E)$, так и групповое представление n -спектра при произвольно заданном разбиении энергетической шкалы. В последнем случае методом статистических испытаний находится также ковариационная матрица ошибок искомого спектра. В данной работе находится компонента ошибки восстановления, обусловленная чувствительностью метода к ошибкам исходных данных ΔQ .

Для исследования возможностей метода были восстановлены нейтронные спектры реакторов БАРС-5 (канал), ИГРИК (канал и поверхность) и ЯГУАР (канал). Проведенное сравнение с ранее полученными результатами [12] показало, что наблюдается достаточно хорошее (в пределах ошибок восстановления) соответствие как интегральных характеристик спектра, так и групповых интегралов.

Список литературы

1. Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. – М.: Атомиздат, 1976.

2. Ломакин С. С., Петров В. И., Самойлов П. С. Радиометрия нейтронов активационным методом. – М.: Атомиздат, 1975.

3. Тихонов А. И., Арсенин В. П. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1974.

4. Кошелев А. С., Маслов Г. Н. Формирование априорного спектра при восстановлении спектров нейтронов по результатам интегральных измерений – Измерительная техника, 1984, № 2, с. 62–63.

5. Хоружий В. Х., Кошелев А. С. О параметрическом восстановлении нейтронных спектров из активационных данных – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 2, с. 27–31.

6. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. Справочное руководство / Под ред. Л. А. Трыкова. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

7. Севастьянов В. Д., Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Одинцов Ю. М. Двухкомпонентное представление спектра нейтронов на быстрых исследовательских реакторах. – Атомная энергия, 1995, т. 79, вып. 2, с. 107–117.

8. Крамер-Агеев Е. А., Лавренчик В. Н., Самосадный В. Т., Протасов В. П. Экспериментальные методы нейтронных исследований. – М.: Энергоатомиздат, 1990.

9. Ларцев В. Д. Обобщенный алгоритм метода минимизации направленного расхождения: Препринт № 216, Снежинск. РФЯЦ-ВНИИТФ, 2005.

10. Колесов В. Ф. Вопросы управления, безопасности и метрологии в области аperiodических импульсных реакторов (обзор). – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1998, вып. 2, с. 27–61.

11. Тараско М. З. Метод минимума направленного расхождения в задачах поиска распределений: Препринт № 1446, Обнинск: ФЭИ, 1983.

12. Ларцев В. Д., Литвин В. И., Чернухин Ю. И. и др. Измерение нейтронных спектров реакторов БАРС-5, ИГРИК и ЯГУАР активационным методом: Препринт № 217, Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2005.

13. Мудров В. И., Кушко В. Л. Методы обработки измерений. – М.: Радио и связь, 1983.

14. Худсон Д. Статистика для физиков. – М.: Мир, 1970.

15. Магда Э. П., Погребов И. С., Снопков А. А., Леваков Б. Г. и др. Импульсные реакторы в институте технической физики. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2003, вып. 1–2, с. 3–6.

16. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.

Статья поступила в редакцию 13.07.2005 г.

РАСЧЕТНЫЕ ВАРИАНТЫ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА С КОМБИНИРОВАННОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

В. Х. Хоружий, В. Ф. Колесов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрены варианты импульсного реактора с внутренней областью активной зоны из уран-графитового топлива и внешней областью из уран-молибденового сплава. Показано, что, как и в ранее исследованных вариантах, комбинирование указанных материалов позволяет существенно уменьшать длительность импульса делений при сравнительно небольшом снижении флюенса нейтронов за импульс.

CALCULATED VARIANTS OF PULSED REACTOR WITH COMBINED CORE / V. Kh. KHORUZHII, V. F. KOLESOV // Variants of pulsed reactor with the core internal area made of carbon-uranium fuel and external area made of uranium-molybdenum alloy are considered. It is shown that, as in the earlier studied variants, combination of mentioned materials allows a significant reduction of fission pulse duration at comparatively insignificant lowering of neutron fluence per pulse.

Введение

В работах [1, 2] рассмотрены импульсный реактор и бустер с комбинированными активными зонами (АЗ): в [1] представлен импульсный реактор с АЗ из уран-молибденового сплава и металлического плутония-239, в [2] – бустер из диоксидов урана и нептуния-237. Было показано, что использование в АЗ указанных устройств принципа комбинирования зон с различными делящимися материалами открывает возможность значительного укорочения длительности импульсов n -, γ -излучений.

В названных работах речь идет о комбинировании привычных в области импульсного реакторостроения уран-молибденового сплава и диоксида урана с экзотичными плутонием и нептунием. Представляет также интерес вопрос о возможности улучшения параметров импульсов с помощью комбинирования в АЗ реактора зон только из привычных для области импульсного реакторостроения материалов. Этот вопрос рассмотрен в настоящей статье, где исследованы характеристики реакторов, внутренняя область в АЗ которых выполнена из уран-графитового материала, а внешняя – из уран-молибденового сплава. Как показали расчеты, устройство с такой конфигурацией, подобное более сложным устройствам работ [1, 2], также обладает значительным коэффициентом гашения реактивности и позволяет существенно сокращать длительность импульса делений. Так, при флюенсе нейтронов за импульс $7 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² расчетная длительность импульса делений получена менее 400 мкс, что более чем в 5 раз меньше, чем в ре-

акторе БИГР. В статье приведены также данные по характеристикам реакторов, материалом обеих областей АЗ в которых является уран-молибденовый сплав. Обогащение урана в двух областях в этом случае разное. Эта система также имеет, хотя и менее значительное, преимущество по длительности импульса делений.

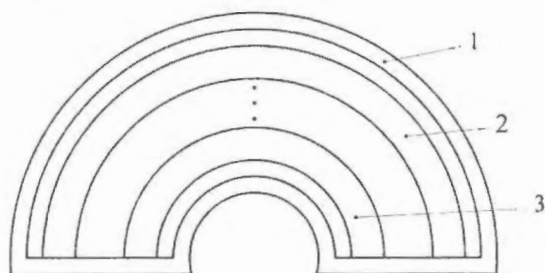
Нейтронные и динамические характеристики рассматриваемых устройств прослежены в статье на примере реакторов без отражателя и с отражателем нейтронов с АЗ, имеющей центральную полость диаметром 20 см и набранной из полусферических оболочек.

1. Методы расчета

Критические размеры систем определяли с помощью программы С-95 метода Монте-Карло [3]. В расчетах получены средние времена жизни мгновенных нейтронов и распределение делений по объему активной зоны. Эту программу использовали также для оценки коэффициентов гашения реактивности реакторов. Параметры импульсов делений определяли с помощью численного решения уравнений реакторной кинетики [4]. Динамические термоупругие напряжения, возникающие в полусферических оболочках АЗ, рассчитывали с помощью аналитического решения, приведенного в работе [5]. Максимально допустимые импульсы делений в реакторах определяли в предположении, что температура АЗ и амплитуда механических напряжений в уран-молибденовых оболочках не превышают соответственно 700 °С и 500 МПа.

2. Реактор без отражателя нейтронов

Активная зона состоит из верхнего и нижнего блоков. В каждом блоке в стальном корпусе размещены восемь полусферических оболочек: пять внутренних оболочек выполнены из уран-графитового топлива, подобного топливу реактора БИГР, а три внешних из уран-молибденового сплава с обогащением по урану-235 20 % и массовой долей молибдена 9 %. Схематически вертикальный разрез верхнего блока приведен на рисунке.



Схематический вертикальный разрез верхнего блока реактора без отражателя нейтронов: 1 — стальной корпус; 2 — уран-молибденовая полусферическая оболочка; 3 — уран-графитовая полусферическая оболочка

Среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 0,143$ мкс, коэффициент гашения реактивности $A = 3,5 \cdot 10^{-11}$ Дж⁻¹. В максимальном импульсе флюенс нейтронов за импульс в центральной полости равен $7,9 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². Размеры полусферических оболочек и приращения ΔT их температуры в максимальном импульсе приведены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики полусферических оболочек реактора без отражателя нейтронов

Материал	Радиус, см	ΔT , °C
UO ₂ + C	10,6 – 13,6	674
UO ₂ + C	13,7 – 16,7	639
UO ₂ + C	16,8 – 19,8	600
UO ₂ + C	19,9 – 22,9	529
UO ₂ + C	23,0 – 26,0	460
U + Mo	26,1 – 28,6	680
U + Mo	28,7 – 31,2	457
U + Mo	31,3 – 33,8	255

Следует отметить, что если не принять специальных мер, то из-за большого коэффициента гашения реактивности максимально допустимый по температуре импульс будет настолько узким, что в уран-молибденовой оболочке возникнут слишком значительные механические напряжения. В этом случае, а также при некоторых более низких энерговыделениях необхо-

димо замедлить реактор, т. е. искусственно увеличить среднее время жизни мгновенных нейтронов путем размещения вблизи активной зоны подходящего замедлителя нейтронов ($\tau \rightarrow \tau^*$). При этом увеличится длительность импульса до уровня, при котором механические напряжения не превзойдут допустимый предел. Параметры допустимых импульсов делений при различных флюенсах нейтронов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры допустимых импульсов делений в реакторе без отражателя нейтронов

Время жизни, мкс	Флюенс, нейтр./см ²	Полуширина, мкс
0,296*	$7 \cdot 10^{15}$	359
0,235*	$6 \cdot 10^{15}$	342
0,172*	$5 \cdot 10^{15}$	311
0,143	$4 \cdot 10^{15}$	345
0,143	$3 \cdot 10^{15}$	546
0,143	$2 \cdot 10^{15}$	1180
0,143	$1 \cdot 10^{15}$	$\sim 6 \cdot 10^3$

Примечание. Звездочка означает присутствие замедлителя нейтронов.

3. Реактор со стальным отражателем нейтронов

В этом случае полусферическая часть корпуса блоков активной зоны оборудуется прилегающим стальным полусферическим слоем толщиной 9,5 см. Размеры активной зоны при этом уменьшаются. Среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 0,145$ мкс, коэффициент гашения реактивности $A = 3,7$ Дж⁻¹, флюенс нейтронов за импульс во внутренней полости равен $6,6 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². По аналогии с разделом 2 в табл. 3 приведены размеры полусферических оболочек и приращения температуры в них в случае максимально допустимого импульса.

В табл. 4 приведены параметры допустимых импульсов делений при различных флюенсах нейтронов.

Таблица 3

Характеристики полусферических оболочек реактора со стальным отражателем нейтронов

Материал	Радиус, см	ΔT ($\gamma = 135$ МДж), °C
UO ₂ + C	10,6 – 13,1	584
UO ₂ + C	13,2 – 15,7	560
UO ₂ + C	15,8 – 18,3	519
UO ₂ + C	18,4 – 20,9	493
UO ₂ + C	21,0 – 23,5	426
U + Mo	23,6 – 25,6	680
U + Mo	25,7 – 27,7	528
U + Mo	27,8 – 29,8	391

Таблица 4

Параметры допустимых импульсов делений в реакторе со стальным отражателем нейтронов

Время жизни, мкс	Флюенс, нейтр./см ²	Полуширина, мкс
0,195*	$6 \cdot 10^{15}$	333
0,147*	$5 \cdot 10^{15}$	311
0,145	$4 \cdot 10^{15}$	433
0,145	$3 \cdot 10^{15}$	700
0,145	$2 \cdot 10^{15}$	1450
0,145	$1 \cdot 10^{15}$	$\sim 10^4$

Примечание. Звездочка означает присутствие замедлителя нейтронов.

4. Реактор с тонким уран-графитовым слоем

С целью изучения влияния количества уран-графитового топлива на параметры импульсов делений рассмотрим случай, когда в стальном корпусе размещены две уран-графитовые оболочки и шесть уран-молибденовых оболочек. В этом случае среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 0,0636$ мкс, коэффициент гашения реактивности $A = 4,85 \cdot 10^{-11}$ Дж⁻¹, флюенс нейтронов во внутренней полости равен $5,19 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². В табл. 5 приведены размеры полусферических оболочек и приращения температуры в них в случае максимально допустимого импульса.

В табл. 6 приведены параметры допустимых импульсов делений при различных флюенсах нейтронов за импульс.

Таблица 5

Характеристики полусферических оболочек реактора с тонким уран-графитовым слоем

Материал	Радиус, см	ΔT ($\gamma = 105$ МДж), °C
UO ₂ + C	10,6 – 13,1	419
UO ₂ + C	13,2 – 15,7	400
U + Mo	15,8 – 18,1	680
U + Mo	18,2 – 20,5	576
U + Mo	20,6 – 22,9	474
U + Mo	23,0 – 25,3	367
U + Mo	25,4 – 27,7	258
U + Mo	27,8 – 30,1	149

Таблица 6

Параметры допустимых импульсов делений в реакторе с тонким уран-графитовым слоем

Время жизни, мкс	Флюенс, нейтр./см ²	Полуширина, мкс
0,169*	$5 \cdot 10^{15}$	260
0,115*	$4 \cdot 10^{15}$	235
0,0636	$3 \cdot 10^{15}$	200
0,0636	$2 \cdot 10^{15}$	360
0,0636	$1 \cdot 10^{15}$	~ 2000

Примечание. Звездочка означает присутствие замедлителя нейтронов.

5. Реактор из уран-молибденового сплава с массовым содержанием молибдена 9 %

В предыдущих разделах показано, что со снижением количества уран-графитового топлива уменьшаются длительность импульсов делений и флюенс нейтронов в полости АЗ. Учитывая эту тенденцию, попытаемся далее уменьшать длительность импульса делений, не претендуя на высокий флюенс нейтронов. Для этого рассмотрим варианты, когда все восемь оболочек выполнены из уран-молибденового сплава.

5.1. Вариант с постоянным (равным 20 %) обогащением по урану-235. В этом случае среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 0,0445$ мкс, флюенс нейтронов в центральной полости в максимально допустимом по температуре импульсе равен $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². Наиболее короткий и допустимый по напряжениям импульс имеет ширину на полувысоте $\theta_{1/2} = 177$ мкс. Размеры полусферических оболочек реактора и приращения их температуры в максимально допустимом импульсе приведены в табл. 7.

Таблица 7

Характеристики полусферическихборок уран-молибденового реактора с постоянным (равным 20 %) обогащением по урану-235

Материал	Радиус, см	ΔT ($\gamma = 46,5$ МДж), °C
U + Mo	10,6 – 12,74	367
U + Mo	12,84 – 14,98	351
U + Mo	15,08 – 17,22	320
U + Mo	17,32 – 19,46	280
U + Mo	19,56 – 21,70	232
U + Mo	21,80 – 23,94	181
U + Mo	24,04 – 26,18	129
U + Mo	26,28 – 28,42	76

5.2. Вариант с переменным обогащением по урану-235. С целью повышения коэффициента гашения реактивности две внешние, наименее нагреваемые оболочки выполнены из сплава с обогащением по урану-235 25 и 36 % соответственно. В этом случае среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 0,0420$ мкс, коэффициент гашения реактивности $A = 5,8 \cdot 10^{-11}$ Дж⁻¹, флюенс нейтронов в максимально допустимом по напряжениям импульсе делений в центральной полости равен $2,4 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². Наиболее короткий импульс делений имеет ширину на полувысоте $\theta_{1/2} = 163$ мкс. Размеры полусферических оболочек реактора и приращения их температуры в максимально допустимом по напряжениям импульсе делений приведены в табл. 8.

Таблица 8

Характеристики полусферических оболочек реактора из уран-молибденового сплава

Материал	Радиус, см	ΔT ($Y = 45,1$ МДж), °С
U(20) + Mo	10,60 – 12,65	326
U(20) + Mo	12,75 – 14,80	311
U(20) + Mo	14,90 – 16,95	288
U(20) + Mo	17,05 – 19,10	253
U(20) + Mo	19,20 – 21,25	214
U(20) + Mo	21,35 – 23,40	171
U(25) + Mo	23,50 – 25,55	150
U(36) + Mo	25,65 – 27,70	123

Примечание. В скобках указано обогащение по урану-235 в процентах.

6. Реактор из уран-молибденового сплава с массовым содержанием молибдена 3 %

Уран-молибденовый сплав с массовым содержанием молибдена 3 % по сравнению со сплавом с содержанием молибдена 9 % имеет больший коэффициент линейного теплового расширения, что приводит к более высокому коэффициенту гашения реактивности. При одинаковых разогревах и длительностях импульса делений в нем развиваются более значительные напряжения, но и прочность у него более высокая. Рассмотрим вариант, когда все восемь оболочек выполнены из уран-молибденового сплава с массовым содержанием молибдена 3 % с переменным обогащением по урану-235. В этом случае среднее время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 0,0367$ мкс, коэффициент гашения реактивности $A = 1,51 \cdot 10^{-10}$ Дж⁻¹, флюенс нейтронов в центральной полости в максимально допустимом по напряжениям импульсе делений равен $1,05 \cdot 10^{15}$ нейтр./см², ширина на полувысоте $\theta_{1/2} = 128$ мкс. Размеры полусферических оболочек реактора и приращения их температуры приведены в табл. 9.

Таблица 9

Характеристики полусферических оболочек реактора из уран-молибденового сплава (массовое содержание молибдена 3 %)

Материал	Радиус, см	ΔT ($Y = 19,3$ МДж), °С
U(20) + Mo	10,60 – 12,45	184
U(20) + Mo	12,55 – 14,40	178
U(20) + Mo	14,50 – 16,35	164
U(20) + Mo	16,45 – 18,30	146
U(20) + Mo	18,40 – 20,25	123
U(20) + Mo	20,35 – 22,20	100
U(25) + Mo	22,30 – 24,15	88
U(36) + Mo	24,25 – 26,10	74

Примечание. В скобках указано обогащение по урану-235 в процентах.

Заключение

Выполнены расчеты кинетических и термомеханических характеристик шести вариантов быстрых импульсных реакторов с комбинированной активной зоной. Рассмотрены варианты реактора без отражателя и со стальным отражателем нейтронов. Задачей выполненного анализа являлось исследование вопроса о возможности улучшения временных параметров импульсов делений в реакторах с комбинированной АЗ без привлечения, как это сделано в работах [1, 2], экзотичных для импульсного реакторостроения плутония и нептуния.

Показано, что такой же, как в работах [1, 2], хотя и менее значительный, эффект может быть достигнут в случае комбинирования в АЗ традиционных для области импульсного реакторостроения материалов – дисперсного уран-графитового топлива и уран-молибденового сплава или только уран-молибденового сплава с разным во внутренней и внешней зонах обогащением урана.

Из расчетов следует, что в случае варианта без отражателя нейтронов возможно достижение флюенса нейтронов $7 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² при ширине импульса на полувысоте 359 мкс или флюенса нейтронов $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² при ширине импульса на полувысоте 311 мкс. Вариант с отражателем нейтронов обеспечивает некоторую экономию делящихся нейтронов, но имеет несколько худшие параметры импульсов делений. Вариант с тонким слоем уран-графитового топлива обеспечивает флюенс нейтронов $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² при полуширине импульса делений 260 мкс или флюенс нейтронов $3 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² при полуширине импульса делений 200 мкс.

Авторы считают своим долгом выразить признательность Т. И. Ереминой за помощь в расчетах по программе С-95.

Список литературы

1. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002, с. 586–592.
2. Griffin P. J., Miller J. D., Harms G. A. et al. Design trade-off study for a large volume short pulse neutron assembly. – In: Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Proc. Intern. Topical Meeting on Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors, Washington, D.C., November 13–17, 1994, p. 292–299.
3. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Моделирование совместного переноса нейтронов и γ -квантов методом Монте-Карло. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2000, вып. 2, с. 49–52.

4. Хоружий В. Х., Кошелев А. С., Колесов В. Ф. Интегрирование уравнений кинетики импульсного реактора на быстрых нейтронах жестко-устойчивыми методами Гира. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 8–14.

5. Колесов В. Ф. Осесимметричная динамическая задача термоупругости для полусферической оболочки. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы, 1976, вып. 1(6), с. 12–16.

Статья поступила в редакцию 19.09.2005 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МАКЕТА КОММУТИРУЕМОГО ^{238}Pu – Be ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

В. Е. Аблесимов, А. А. Дружинин, В. Н. Вячин, М. Ю. Максимов, В. Н. Михеев, И. В. Поленов
РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607188, г. Саров Нижегородской обл.

На основе препарата ^{238}Pu высокой степени изотопной чистоты (99,7 %) и металлического бериллия изготовлен демонстрационный образец (макет) коммутируемого источника нейтронов. Максимальный выход нейтронов исследованного макета составляет в расчете на 1 г плутония $1,1 \cdot 10^7$ нейтр./с-г ^{238}Pu . Фоновый выход нейтронов не превышает 1,5–2 % от выхода нейтронов в состоянии "включено". Максимальная мощность дозы гамма-излучения в положении "выключено" составила: плотную 130 мкЗв/ч, на расстоянии 20 см – 5 мкЗв/ч.

RESEARCH OF CHARACTERISTICS OF THE DEMONSTRATION SAMPLE SWITCHABLE ^{238}Pu – Be NEUTRON SOURCE / V. E. ABLESIMOV, A. A. DRUZHININ, V. N. VJACHIN, M. J. MAKSIMOV, V. N. MIHEEV, I. V. POLENOV // The demonstration sample of a switchable neutron source is made on the basis of a preparation ^{238}Pu a high degree of isotopic purity (99.7 %) and metal Be. The maximal yield of neutrons of the investigated sample in position "on" is $1.1 \cdot 10^7$ neutron/s per 1 gramme of ^{238}Pu . The background yield of neutrons in position "off" does not exceed 1,5–2 % from an output of neutrons in position "on". The maximal doze rate of gamma-radiation in position "off" is closely 130 $\mu\text{Sv/h}$, on distance 20 cm – 5 $\mu\text{Sv/h}$.

Введение

Изотопные источники, постоянно излучающие нейтроны, получили широкое распространение в различных областях науки и техники [1]. По сравнению с ними существенными преимуществами могут обладать изотопные источники с изменяемым (переключаемым) выходом нейтронов, практически от нулевого выхода до максимального ($\sim 10^6$ – 10^7 нейтр./с). Один из возможных вариантов подобного изотопного источника описан в [2, 3]. Переключение нейтронного выхода в нем осуществлялось перемещением по окружности закрепленной на оси бериллиевой мишени, изготовленной в виде сектора круга, мимо неподвижного излучателя альфа-частиц, также выполненного в виде сектора круга.

Применение коммутируемых источников перспективно при исследованиях кинетических характеристик активных зон ядерных реакторов. Основная задача при исследовании размножающих систем заключается в определении ее состояния относительно критичности. Одним из классических методов решения данной задачи является метод "сброса" источника нейтронов из подкритической размножающейся системы, находящейся в равновесном состоянии. Естественно, что после уда-

ления источника размножающаяся система начинает релаксировать к новому равновесному состоянию, при этом характер переходного процесса будет однозначно связан с эффективным коэффициентом ее размножения.

Традиционный способ изменения мощности источника нейтронов заключается в быстром удалении (приближении) источника от размножающей системы посредством некоей механической (пневматической) системы, что в зависимости от условий эксперимента не всегда легко осуществимо. Поэтому альтернативный изотопный источник нейтронов, изменяющий свою мощность за счет внешнего механического управления реакцией (α, n) в диапазоне от 10^4 до 10^7с^{-1} и имеющий характерный размер ~ 5 см, может служить достаточно простым и мощным инструментом при решении задач кинетики реактора.

Практически коммутируемый изотопный нейтронный генератор (КИНГ) может быть выполнен на основе таких альфа-активных изотопов, как ^{238}Pu или ^{241}Am , и мишени из легкого вещества, например бериллия.

Некоторые свойства этих альфа-активных изотопов приведены в табл. 1.

Альфа-излучающие изотопы и их свойства [4, 5]

Изотоп	Период альфа-распада, год	Активность (A), Бк/г	Средняя энергия альфа-частиц, МэВ	Удельный выход (Y), нейтр./10 ⁶ α-частиц для мишени из Be	Выход для тонкого слоя (N), нейтр./(с·г)	Период спонтанного деления, год	Удельный выход нейтронов спонтанного деления, нейтр./(с·г)
²³⁸ Pu	87,7 ± 0,3	6,338·10 ¹¹	5,487	79	2,50·10 ⁷	4,7·10 ¹⁰	2,61·10 ³
²⁴¹ Am	432,2 ± 0,7	1,270·10 ¹¹	5,479	79	5,08·10 ⁶	1,15·10 ¹⁴	1,19

Зависимость удельного выхода нейтронов Y в веществе от начальной энергии альфа-частицы E_0 при условии, что она полностью тормозится от начальной энергии до нуля только на атомах этого вещества, дается выражением [5]

$$Y = kE_0^m \text{ (нейтр./10}^6 \text{ альфа-частиц),}$$

где

$$\begin{aligned} k &= 0,080; m = 4,05 \text{ для } 4,1 < E_0 < 5,7 \text{ МэВ;} \\ k &= 0,80; m = 2,75 \text{ для } 5,7 < E_0 < 10,0 \text{ МэВ.} \end{aligned} \quad (1)$$

Выход нейтронов для тонкого слоя альфа-излучателя рассчитывается по формуле

$$N = AY\Omega/10^6. \quad (2)$$

Обозначения те же, что в табл. 1, множитель Ω учитывает эффективный телесный угол выхода альфа-частиц. При наличии воздушного промежутка между излучателем и мишенью часть энергии альфа-частиц поглощается в воздухе. Потери энергии альфа-частиц при прохождении воздушного промежутка между пластинами приводят в соответствии с выражением (1) к уменьшению удельного выхода нейтронов из мишени. Таким же образом влияют потери энергии при прохождении альфа-частиц в веществе слоя альфа-излучателя. Ниже приводятся результаты измерений основных характеристик изготовленного нами демонстрационного образца (макета) коммутируемого нейтронного источника с расчетным выходом нейтронов примерно $\sim 10^4$ нейтр./с.

Эксперимент и результаты

Демонстрационный образец КИНГа (см. рисунок) представляет собой цилиндрическую кассету из оргстекла диаметром 66 мм и высотой 40 мм. Внутри нее размещены: 1 – излучатель альфа-частиц (²³⁸PuO₂); 2 – бериллиевая мишень в виде диска диаметром 20 мм и толщиной 0,13 мм и 3 – затвор из нержавеющей стали толщиной 1,2 мм в виде полоски длиной 70 мм и шириной 32 мм. Габариты макета были выбраны такими, чтобы КИНГ разместился в измерительном канале установки для счета нейтронов (диаметр канала 80 мм). Во избежание самопроизвольного перемещения затвора в конструкции образца предусмотрен стопорный винт, который фиксирует положение затвора в рабочем и нерабочем состояниях образца.

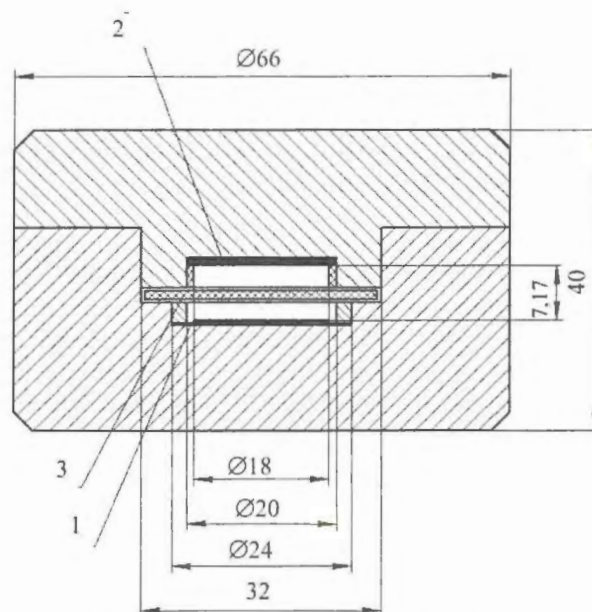


Схема демонстрационного образца КИНГа

В качестве излучателя альфа-частиц в настоящем макете используется тонкий слой радиоактивного изотопа ²³⁸Pu, нанесенный на металлический диск из титана или тантала диаметром 24 мм и толщиной 0,2 мм. Диаметр "активного" пятна равен $18 \pm 0,2$ мм. Всего было изготовлено четыре излучателя альфа-частиц (табл. 2). Последовательно помещая их в корпус КИНГа (см. рисунок), были получены четыре варианта КИНГа для исследований. Расстояние H между слоем-излучателем и бериллиевым диском было выбрано равным 7,17 мм. С мишенью № 2 были проведены измерения при расстоянии $H = 2,87$ мм.

Для изготовления излучателя альфа-частиц был взят препарат ²³⁸Pu высокой степени изотопной чистоты (99,7%), полученный в 1993 году на электромагнитном сепараторе изотопов С-2 [6]. Плутоний электролитическим способом из спиртового раствора был нанесен на подложки из титана и тантала. Предварительно исходный препарат плутония был очищен от радиоактивных и инертных примесей. Осаждение плутония проводилось три раза на одну и ту же подложку из титана. Таким способом был изготовлен альфа-излучатель с последовательно увеличивающейся массой плутония (мишени № 1, 2, 3). Самый "тонкий" излучатель № 4 был изготовлен однократным осаждением плутония на танталовую подложку.

Определение массы плутония на изготовленных излучателях проводилось методом гамма-спектрометрии путем измерений интенсивности собственного гамма-излучения ^{238}Pu с энергией 99,9 и 152,7 кэВ, имеющего квантовые выходы $(7,35 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$ и $(9,37 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$ % соответственно. Результаты измерений приведены в табл. 2. Для контроля масса плутония, нанесенного на мишень № 4, была определена другим методом – по интенсивности альфа-излучения, измеряемой методом счета альфа-частиц в камере с малым телесным углом. Видно, что результаты измерений, полученные разными методами, согласуются между собой.

Таблица 2

Абсолютная активность (масса) ^{238}Pu в излучателе альфа-частиц макета КИНГа

Номер мишени	Активность ^{238}Pu , Бк ($\times 10^8$)		Масса ^{238}Pu , мкг
	Гамма-спектрометрия	Альфа-радиометрия	
1	$1,88 \pm 0,10$	–	297 ± 15
2	$3,74 \pm 0,20$	–	590 ± 32
3	$5,35 \pm 0,32$	–	844 ± 50
4	$0,396 \pm 0,020$	$0,363 \pm 0,010$	58 ± 2

Исследование характеристик КИНГа

Для каждого из четырех вариантов КИНГа был измерен выход нейтронов. Измерения проводились на счетчике нейтронов "Корона" [7], состоящем из 20 борных счетчиков СНМ-11 в парафиновом замедлителе. Замедлитель имеет вид куба размером $450 \times 450 \times 450$ мм, в центре которого имеется сквозной горизонтальный канал диаметром 80 мм для размещения анализируемых образцов. Вокруг канала по двум концентрическим окружностям радиусом 65 и 85 мм расположены счетчики СНМ-11, работающие в режиме коронного разряда.

Выход нейтронов из макета КИНГа определялся по формуле

$$Q = \frac{N_x}{\epsilon} K, \quad (3)$$

где N_x – средняя скорость счета при измерениях макета КИНГа на установке "Корона", имп./с; ϵ – эффективность счета нейтронов установки "Корона", определяемая по нейтронным эталонным источникам; K – поправка на различие спектров нейтронов макета и эталона.

Эффективность счета " ϵ " определялась с помощью источников с известным выходом нейтронов. В настоящей работе использовались следующие эталоны: $^{239}\text{Pu}-\text{Be}$ источник с выходом нейтронов $(1,130 \pm 0,045) \cdot 10^4$ нейтр./с и два эталона на основе спонтанно-делящихся изотопов ^{252}Cf и ^{244}Cm с нейтронным выходом $(1,544 \pm 0,038) \cdot 10^4$ и $(1,14 \pm 0,03) \cdot 10^3$ нейтр./с соответственно (в расчете на февраль 2005 года). Эффективность регистрации нейтронов и фон были практически постоянными в период проведения измерений (две недели) и составили $\epsilon = 1,90 \pm 0,04$ %, $N_{\text{фон}} = 0,041 \pm 0,005$ имп./с.

Результаты измерений нейтронного выхода макета КИНГа приведены в табл. 3. Видно, что результаты измерений и расчета нейтронного выхода макета КИНГа в пределах ~ 10 % согласуются друг с другом. В результате измерений введена поправка на различие спектров нейтронов измеряемого макета КИНГа и эталонов на основе ^{252}Cf и ^{244}Cm . Поправка была определена экспериментально путем измерения эффективностей регистрации нейтронов эталонного $^{239}\text{Pu}-\text{Be}$ источника, имеющего спектр нейтронов, практически тождественный спектру нейтронов КИНГа, и эталонов на основе спонтанно делящихся изотопов ^{252}Cf и ^{244}Cm . Она составила $K_1 = \epsilon(^{252}\text{Cf}) / \epsilon(^{239}\text{Pu}-\text{Be}) = 1,57 \pm 0,08$. Эффективность регистрации нейтронов для эталонов на основе ^{252}Cf и ^{244}Cm в пределах экспериментальных погрешностей была практически одинакова: $K_2 = \epsilon(^{252}\text{Cf}) / \epsilon(^{244}\text{Cm}) = 1,03 \pm 0,06$.

Таблица 3

Результаты измерения выхода нейтронов из макета КИНГа

Масса ^{238}Pu в излучателе, мкг	Активность ^{238}Pu , Бк	Скорость счета в положении "вкл", имп./с	Скорость счета в положении "выкл", имп./с	Экспериментальный выход нейтронов, нейтр./с	Расчетный выход нейтронов, нейтр./с	Эксперимент/расчет	Выход нейтронов на 1 г ^{238}Pu , $\times 10^6$ нейтр./с-г
Расстояние между излучателем и бериллием 7,17 мм							
58	3,96E+07	2,686	$0,060 \pm 0,008$	222	219	1,01	3,83
297	1,88E+08	13,5	$0,16 \pm 0,04$	1116	1039	1,07	3,76
590	3,74E+08	27,603	$0,427 \pm 0,027$	2281	2067	1,10	3,87
844	5,35E+08	34,503	$0,627 \pm 0,046$	2851	2957	0,96	3,38
Расстояние между излучателем и бериллием 2,87 мм							
297	1,88E+08	38,1	$0,180 \pm 0,013$	3148	2888	1,09	10,6
297	1,88E+08	39,4	$0,180 \pm 0,013$	3254	2888	1,13	11,0

Расчет выхода нейтронов для геометрии эксперимента учитывал поглощение энергии альфа-частиц в воздушном промежутке и соответствующее снижение удельного выхода нейтронов из мишени. По программе МК [8] рассчитывалось распределение по остаточному пробегу числа частиц, пересекающих поверхность мишени. Далее, следуя [9], определялась остаточная энергия альфа-частиц, попадающих на бериллиевую мишень, для каждой группы альфа-частиц определялся выход нейтронов согласно выражению (2) и суммированием находился полный расчетный выход нейтронов из макета. Расчетный удельный выход из макета при расстоянии между пластинами 7,17 мм составил $37,9 \text{ нейтр./}10^6$ альфа-частиц, при расстоянии 2,87 мм – $56,4 \text{ нейтр./}10^6$ альфа-частиц при значении эффективного телесного угла соответственно 0,146 и 0,272.

Экспериментальная проверка влияния поглощения альфа-частиц в воздушном промежутке между слоем окиси ^{238}Pu и мишенью из Ве на величину выхода нейтронов была проведена следующим образом.

Использовался вариант макета № 3 с мишенью из плутония (844 мкг), находящейся на расстоянии 7,17 мм от бериллиевой пластины. Макет был размещен внутри металлического сосуда (~ 2 л), соединенного с откачанным буферным сосудом объемом 10 л. Вся сборка располагалась у переднего торца парафинового куба установки "Корона".

Первое измерение было проведено при атмосферном давлении внутри первого сосуда, а следовательно, и в макете КИНГа. Последующее – после снижения давления до 0,35 атм (по манометру ОБМВ1-100) за счет соединения первого сосуда с буферным. При снижении давления воздуха в макете КИНГа от атмосферного (1 ата) до 0,35 ата выход нейтронов увеличился в $1,82 \pm 0,13$ раза. Полученное значение хорошо согласуется с расчетным увеличением в 1,70 раза выхода нейтронов из макета при снижении давления в воздушном промежутке до указанной величины.

Для изготовленного в настоящей работе макета КИНГа в диапазоне массы плутония от 60 до 844 мкг среднее значение выхода нейтронов макета при $H = 7,17$ мм составило $3,7 \cdot 10^6 \text{ нейтр./(с·г)}$ ^{238}Pu , при $H = 2,87$ мм – $10,8 \cdot 10^6 \text{ нейтр./(с·г)}$ ^{238}Pu , что хорошо согласуется с расчетными значениями.

Уменьшение выхода нейтронов на 1 г ^{238}Pu для мишени № 4 можно связать с поглощением энергии альфа-частиц в материале самого слоя.

Таким образом, результаты измерений и расчетов выхода нейтронов макета КИНГа практически совпадают, что подтверждает справедливость основных положений и оценок, выполненных при обсуждении характеристик коммутлируемого ^{238}Pu – Ве источника нейтронов.

Выводы

1. На основе имеющегося препарата ^{238}Pu высокой степени изотопной чистоты (99,7 %) и металлического бериллия изготовлен демонстрационный образец (макет) коммутлируемого источника нейтронов.

2. С использованием установки "Корона" (борные счетчики СНМ-11 в парафиновом замедлителе) проведено измерение выхода нейтронов в состоянии "включено". Для изготовленного в настоящей работе макета КИНГа в диапазоне массы плутония от 60 до 844 мкг среднее значение выхода нейтронов макета при $H = 7,17$ мм составило $3,7 \cdot 10^6 \text{ нейтр./(с·г)}$ ^{238}Pu , при $H = 2,87$ мм – $10,8 \cdot 10^6 \text{ нейтр./(с·г)}$ ^{238}Pu , что хорошо согласуется с расчетными значениями.

3. При снижении давления воздуха в макете КИНГа от атмосферного (1 ата) до 0,35 ата выход нейтронов увеличивается в $1,82 \pm 0,13$ раза. Это хорошо согласуется с расчетным увеличением в 1,70 раза выхода нейтронов из макета при снижении давления в воздушном промежутке до указанной величины.

4. Выход нейтронов в состоянии "выключено" не превышает 1,5–2 % от выхода нейтронов в состоянии "включено".

5. Измерена мощность дозы гамма-излучения в положении "выключено". Она составила со стороны дна макета: вплотную 130 мкЗв/ч, на расстоянии 20 см – 5 мкЗв/ч.

6. Применение коммутлируемого нейтронного источника существенно снижает дозовую нагрузку на персонал, смягчает требования к защите источника при транспортировке в выключенном состоянии.

Список литературы

1. Бак М. А., Шиманская Н. С. Нейтронные источники. М.: Атомиздат, 1969.
2. U.S. Patent No. 4829191, May 9, 1989.
3. Rhodes E. A., Bowers D. L. et al. Report ANL/ACVT-95/2/.
4. Фролов В. В. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. М.: Энергоатомиздат, 1989.
5. Hertz K. L., Hilton N. R., Lund J. C., J. M. Van Scyoc. Alfa-emitting radioisotopes for switchable neutron generators. – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2003, A 505, p. 41–45.
6. Vesnovskii S. P., Polynov V. N. Highly enriched isotopes of uranium and transuranium elements for scientific investigation. – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1992, B70, p. 9–11.
7. Дружинин А. А., Винокуров В. А., Григорьев В. К. и др. Детекторы нейтронов на основе коронных счетчиков СНМ-11. – Труды ВНИИЭФ, 1968, № 8, с. 18–22.
8. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Моделирование совместного переноса нейтронов и гамма-квантов методом Монте-Карло. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2000, вып. 2, с. 49–52.
9. Машкович В. П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982.

Статья поступила в редакцию 10.10.2005 г.

ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДОМ ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ СПЛАВОВ Pb – Sn

О. М. Бритков, В. И. Графутин*, О. В. Илюхина*, Г. Г. Мясничева*, Т. Л. Разинкова*,
Е. П. Светлов-Проконьев*, С. П. Тимошенко, Ю. В. Фунтиков*, Н. О. Хмелевский*

Московский государственный институт электронной техники (МИЭТ),
Зеленоград, пр. 4806, д. 5, 124498, Москва

*ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики
им. А. И. Алиханова, 117259, Москва, ул. Б. Черемушкинская, 125

В работе предприняты экспериментальные исследования позитронной аннигиляции в поликристаллических образцах двойных систем свинец – олово с целью выяснения особенностей механизма аннигиляции и определения параметров ϵ_F , Z_c и n_p и их зависимостей от природы металлов и состава сплава. Проведено сравнение полученных результатов с расчетными величинами, полученными в рамках теории свободного электронного газа.

STUDY BY METHOD OF POSITRON ANNIHILATION SPECTROSCOPY OF Pb – Sn ALLOYS / O. M. BRITKOV, V. I. GRAFUTIN, O. V. ILYUKHINA, G. G. MYASISHCHEVA, T. L. RAZINKOVA, E. P. SVETLOV-PROKOP'EV, S. P. TIMOSHENKOV, YU. V. FUNTIKOV, N. O. KHMELEVSKII // In the present work we have investigated the positron annihilation to visualize peculiarities of the mechanism of annihilation in polycrystalline binary lead-tin alloys. We have obtained the numbers for the Fermi energy and electron concentration in the conduction band and studied their dependencies vs. The nature of the sample and their content. Comparison between experimentally obtained values and those calculated theoretically in the frameworks of the free electron gas model is presented.

Метод аннигиляции позитронов позволяет определять такие важные характеристики металлов, как распределение электронов по импульсам, энергия уровня Ферми ϵ_F (эВ), удельное число свободных электронов Z_c , приходящихся на один атом металла, и их концентрация n_p (см⁻³) в зоне проводимости [1–4]. Эти характеристики, как известно, во многом определяют механические, электрические и магнитные свойства металлов. Числа электронов Z_c и их концентрация n_p для идеальных и реальных (например, поликристаллических образцов) металлов, несомненно, различаются. В данной работе предпринята попытка проверить возможности применения теории свободного электронного газа (ТСЭГ) для расчета концентрации электронов в зоне проводимости двойных систем свинец – олово путем сравнения параметров, полученных из ТСЭГ и экспериментальных данных по исследованию углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) в этих системах (рис. 1). С этой целью были проведены измерения углового распределения аннигиляционных фотонов в сплавах Pb – Sn на установке с параллельно-целевой (рис. 2) геометрией с разрешением 0,2 мрад/канал. Источником позитронов служил радиоактивный изотоп ⁶⁴Cu. Число совпадений в максимуме составляло ~ 8000. Образцы, использованные в работе, выплавлялись в вакууме, фазовый состав контролировался измерением плотности и для части образцов рент-

геноструктурным анализом. На рис. 3 представлена экспериментально измеренная зависимость плотности сплавов (ρ) от их состава (точки). Сплошная линия на этом рисунке получена расчетом из предположения, что составляющие сплава не образуют истинного раствора (растворимости при данной температуре – менее 3%), а сам сплав представляет собой механическую смесь составляющих компонентов с плотностью ρ , рассчитываемую по формуле

$$\rho = \frac{1}{\frac{1}{\rho_{\text{Sn}}} - C_{\text{Pb}} \left(\frac{1}{\rho_{\text{Sn}}} - \frac{1}{\rho_{\text{Pb}}} \right)}, \quad (1)$$

где ρ_{Sn} и ρ_{Pb} соответственно плотности олова и свинца, а C_{Pb} – весовая концентрация свинца.

Видно, что результаты расчета достаточно хорошо описывают экспериментальные данные. Схема установки для измерения угловых распределений аннигиляционных фотонов представлена на рис. 2. Позитроны из радиоактивного источника 2 попадают в образец исследуемого вещества 3 и аннигилируют там с испусканием двух γ -квантов. Эти кванты разлетаются в разные стороны под некоторым углом друг к другу и регистрируются детекторами 1, 4. Сигналы с детекторов 1, 4 через усилитель 6, дискриминатор 7, схему совпадений 8 по-

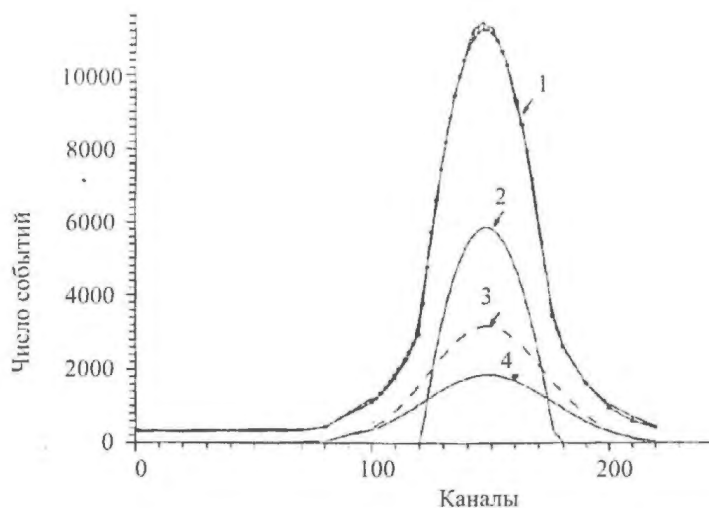


Рис. 1. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в сплавах Sn (61,9 %) + Pb(38,9 %): 1 – кривая УРАФ, построенная по экспериментальным точкам (темные точки) (сумма компонентов); 2 – параболическая компонента спектра сплава; 3, 4 – гауссовы компоненты сплава Pb – Sn соответственно. По оси абсцисс отложены каналы анализатора (цена канала 0,2 мрад), по оси ординат – число событий

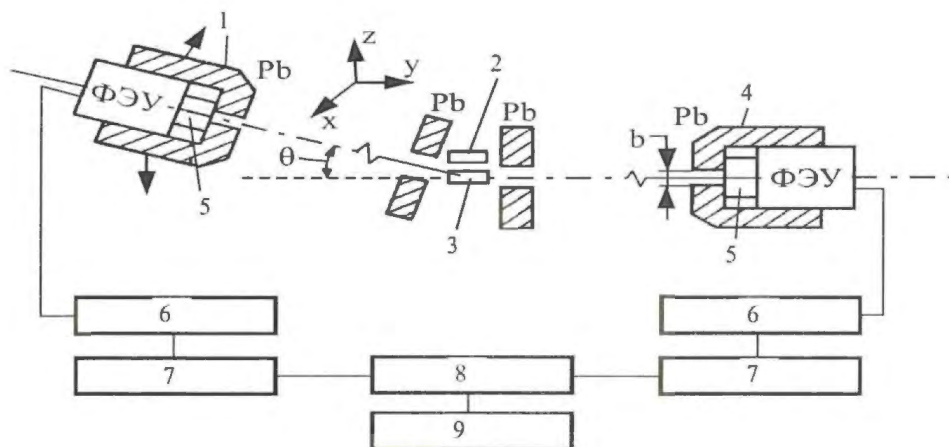


Рис. 2. Схема установки для наблюдения угловой корреляции аннигиляционных γ -квантов: 1 – подвижный детектор; 2 – источник позитронов; 3 – образец; 4 – неподвижный детектор; 5 – сцинтиллятор; 6 – усилитель; 7 – дискриминатор; 8 – схема совпадений; 9 – счетчик

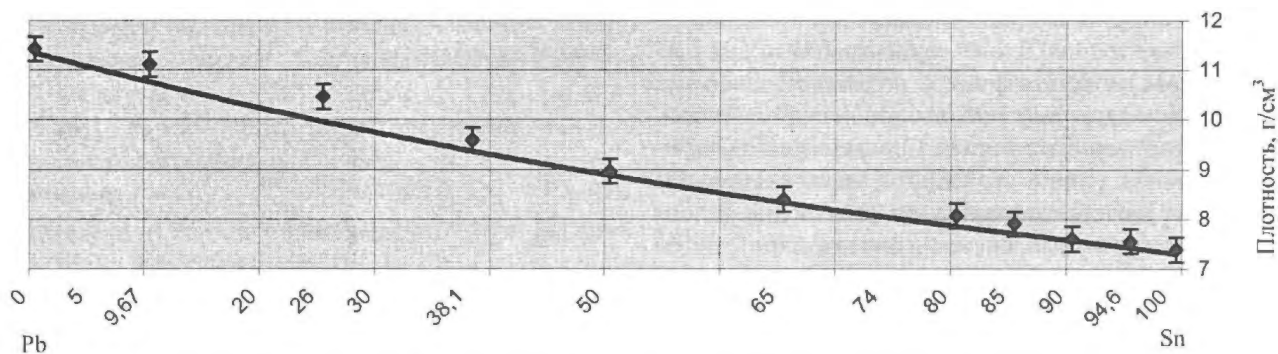


Рис. 3. Измеренные плотности образцов сплавов (точки) в сравнении с рассчитанными (сплошная кривая) исходя из предположения, что взаимная растворимость компонентов равна нулю. По оси абсцисс отложена концентрация олова в свинце, по оси ординат – плотность сплава

падают на счетчик 9, регистрирующий события, связанные с одновременным попаданием аннигиляционных γ -квантов в оба детектора 1, 4. Входные окна детекторов γ -квантов представляют собой щели с угловыми размерами θ_y и θ_z , расположенные параллельно друг другу и плоскости образца по разные стороны от образца. Условия, налагаемые на θ_y и θ_z , имеют вид

$$\theta_y = \frac{\Delta p_y}{m_e c} \gg 2 \frac{P_{\max}}{m_e c}; \quad \theta_z = \frac{\Delta p_z}{m_e c} \ll \frac{P_{\max}}{m_e c}, \quad (2)$$

где $\Delta p_y, \Delta p_z$ – разрешения установки по проекциям импульса p_y и p_z ; m_e – масса электрона; c – скорость света; P_{\max} – максимальная величина импульса электрона в веществе. Число γ -квантов, регистрируемых двумя детекторами одновременно (отбор таких случаев осуществляется схемой совпадений 8), описывается выражением

$$N_c(\theta) = A \int_{p_z - \frac{1}{2}\Delta p_z}^{p_z + \frac{1}{2}\Delta p_z} dp_z \int_{-\Delta p_y}^{+\Delta p_y} dp_y \int_{-\infty}^{+\infty} n_e(p_x, p_y, p_z) dp_x, \quad (3)$$

где A – нормировочная константа; $n_e(p_x, p_y, p_z)$ – плотность распределения электронов по импульсам в исследуемом веществе. Учитывая условия (2), можно переписать (3) в виде

$$N_c(\theta) = A \Delta p_z \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n_e(p_x, p_y, p_z) dp_x dp_y. \quad (4)$$

Обычно в качестве УРАФ используется не $N_c(\theta)$, а $f(\theta)$ (вероятность), выбирая нормировочную константу A такой, чтобы выполнялось условие нормировки

$$\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} f_i(\theta) d\theta = 1. \quad (5)$$

При аннигиляции электрон-позитронной пары выполняются законы сохранения импульса и энергии. При 2γ -аннигиляции они имеют вид

$$k_1 + k_2 = p = 2mv; \quad k_1 c + k_2 c = E = 2mc^2, \quad (6)$$

где $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$; m_0 – масса покоя электрона; k_1 и k_2 – импульсы γ -квантов; E – энергия e^+e^- -пары; v – скорость движения центра масс пары в лабораторной системе отсчета. Если центр масс пары неподвижен ($v = 0$), то оба γ -кванта разлетаются в противоположных направлениях (угол $\theta = 0$) с одинаковой энергией $k_1 c = k_2 c = m_0 c^2 = 0,511$ МэВ. Если $v \neq 0$, то углы между направлениями разлета γ -квантов будут отличаться от 180° , а их энергия уже не будет равна $0,511$ МэВ. Если импульс пары $p \ll m_0 c$, то угол θ определяется соотношением $\sin \theta \approx p_\perp / m_0 c$. Таким образом, измерение угла θ (отклонение угла разлета γ -квантов от 180°) по-

зволяет в принципе определить импульс e^+e^- -пары. Электроны проводимости имеют импульсное распределение

$$n_e(p) = \left[\exp \left(\frac{(p^2/2m) - \epsilon_F}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1}, \quad (7)$$

где ϵ_F – энергия Ферми; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Для низких температур это распределение близко к прямоугольному. Отсюда следует, что в кривых УРАФ поликристаллических металлов должна наблюдаться параболическая компонента

$$f_p(\theta) = \begin{cases} (3I_p/4\theta_p^3)(\theta_p^2 - \theta^2), & |\theta| \leq \theta_p; \\ 0, & |\theta| > \theta_p. \end{cases} \quad (8)$$

Действительно, эта компонента хорошо проявляется для всех металлов даже при комнатной температуре [1].

На рис. 1 приведен один из спектров УРАФ, полученный в наших экспериментах, с разложением на параболическую и две гауссовы компоненты. Оставшаяся после вычитания параболы зависимость $f_g(\theta)$ достаточно хорошо описывается суммой двух гауссовых кривых вида

$$f_g(\theta) = (I_g/\sqrt{2\pi} \cdot \theta_g) \exp(-\theta^2/2\theta_g^2). \quad (9)$$

Здесь I_g – интенсивности соответствующей гауссовой компоненты, численно равные относительной площади данной компоненты в спектре УРАФ, причем $I_p + I_{g1} + I_{g2} = 1$; θ_g – дисперсия гауссовой кривой; θ_p – угол пересечения параболой оси абсцисс θ . Высокая интенсивность параболической компоненты по сравнению с гауссовой, по-видимому, свидетельствует о том, что позитрон вызывает за счет кулоновского притяжения увеличение локальной концентрации электронов в области своего местонахождения.

В чистых металлах аннигиляция позитронов происходит на электронах проводимости и электронах ионных остовов. Модель свободного электронного газа предполагает, что атомы металла отдают в зону проводимости все валентные электроны, где они обобществляются. Таким образом, концентрация последних в зоне проводимости будет равна произведению атомной концентрации на валентность:

$$Z_c = n_A Z_{\text{валент}}, \quad \text{где } n_A = \frac{\rho}{M_A} N_{\text{Авогадро}}. \quad (10)$$

В случае бинарных сплавов (в частности, в случае системы свинец – олово, исследованной в данной работе) можно полагать, что оба металла будут отдавать все валентные электроны в общую зону проводимости. Концентрация электронов в зоне проводимости будет равна сумме концентраций электронов, отданных обоими металлами

$$Z_c = Z_1 + Z_2 = n_1 b_1 + n_2 b_2, \quad (11)$$

где n_1, n_2 – концентрации атомов 1 и 2, а b_1, b_2 – их валентности.

Выражение (11) можно переписать в виде

$$Z_c = \rho N_{\text{Авогадро}} \left(\frac{c_1 b_1}{M_1} + \frac{c_2 b_2}{M_2} \right), \quad (12)$$

где ρ – плотность сплава; M_1, M_2 – молекулярные веса компонентов сплава, а c_1, c_2 – их концентрации.

Таким образом, концентрация электронов в зоне проводимости будет зависеть от плотности сплава (ρ), весовых концентраций, молекулярных весов металлов и их валентностей. В частности, для Pb и Sn, исследуемых в данной работе (валентность обоих металлов равна 4):

$$Z_c = 4\rho N_{\text{Авогадро}} \left(\frac{c_1}{M_1} + \frac{c_2}{M_2} \right). \quad (13)$$

Концентрация электронов в зоне проводимости определяет такие параметры сплава, как энергия (ϵ_F) и импульс Ферми (P_F) (см., например, [1]):

$$P_F = \hbar \left(3\pi^2 Z_c \right)^{2/3}; \quad \epsilon_F = \frac{P_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{8m} \left(\frac{3}{\pi} Z_c \right)^{2/3}. \quad (14)$$

Угол θ разлета γ -квантов при импульсе пары $p \ll m_0 c$ определяется соотношением $\sin \theta = \frac{p}{m_0 c}$ и связан с проекцией импульса электрона, так как большинство позитронов к моменту аннигиляции уже термализованы (время жизни позитрона в среде на несколько порядков больше времени термализации (см. [1, 4]).

Аннигиляция позитронов в сплавах будет происходить как на электронах общей зоны проводимости, так и на электронах, находящихся на ионных остовах атомов. Разложение спектра УРАФ на составляющие проводилось на ЭВМ, причем для повышения точности из шести параметров (по два на каждую компоненту) два (дисперсии гауссианов) фиксировались равными, полученными предварительно для чистых свинца и олова соответственно.

Вычисленные из УРАФ параметры сплавов и соответствующие расчетные значения приведены в таблице. На рис. 4 сопоставлены экспериментальные данные с расчетными значениями энергии Ферми для сплавов свинца и олова. Максимальное отклонение экспериментальных данных от полученных расчетом не превышает 4%. Из сравнения экспериментальных данных и данных, полученных расчетом, исходя из теории свободного электронного газа можно сделать заключение о применимости последней для бинарных сплавов свинца и олова.

Параметры сплавов, полученные с помощью УРАФ и расчетов

Процент Sn	Плотность ρ , г/см ³	Концентрация $Z_c \cdot 10^{-22}$, см ⁻³ – расчет по формуле (1)	Концентрация $Z_c \cdot 10^{-22}$, см ⁻³ – эксперимент	Энергия Ферми, эВ	Эффективная валентность
0	11,34	13,18	13,33±0,6	9,46±0,25	4,05
5	11,03	13,30	13,63±0,6	9,6±0,25	4,10
9,67	10,74	13,42	13,67±0,6	9,62±0,25	4,07
14,9	10,47	13,53	13,82±0,6	9,69±0,25	4,09
26	9,89	13,71	14,16±0,6	9,85±0,25	4,13
33,3	9,58	13,88	14,29±0,6	9,91±0,25	4,12
41,97	9,19	14,04	14,61±0,6	10,06±0,25	4,16
48,6	8,91	14,15	14,66±0,6	10,08±0,25	4,14
85	7,7	14,63	14,88±0,6	10,18±0,25	4,07
94,6	7,42	14,74	14,94±0,6	10,21±0,25	4,05
100	7,29	14,79	14,94±0,6	10,21±0,25	4,04

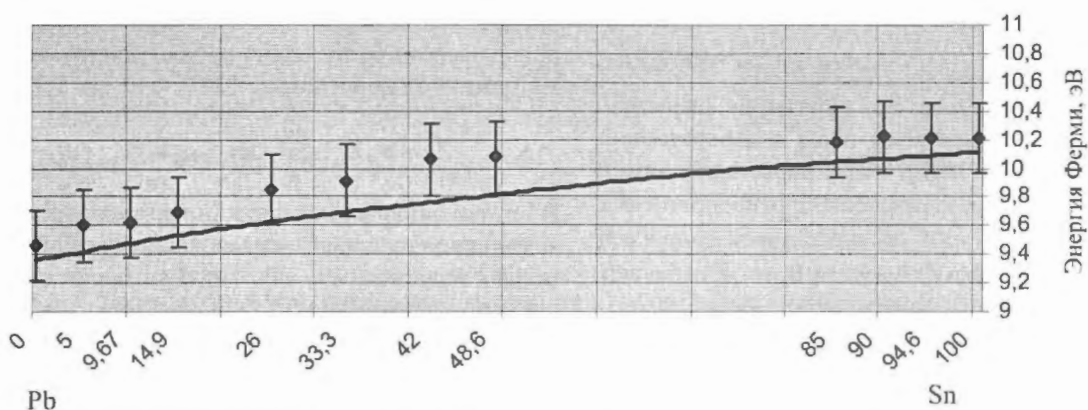


Рис. 4. Экспериментальная зависимость энергии Ферми (точки) в сравнении с рассчитанной (сплошная линия) исходя из теории свободного электронного газа. По оси абсцисс отложена концентрация олова в свинце, по оси ординат – энергия

Выводы

В данной работе были предприняты экспериментальные исследования позитронной аннигиляции в поликристаллических образцах двойных систем свинец – олово с целью выяснения особенностей механизма аннигиляции и определения параметров ε_F , Z_c и n_p и их зависимостей от природы металлов и состава сплава. Сравнение экспериментальных данных с расчетом, проведенным в рамках модели свободного электронного газа, позволяет сделать заключение о применимости выбранной модели к расчету бинарных сплавов свинца и олова.

В дальнейшем аналогичные исследования планируется провести на сплавах свинца и висмута, представляющих, в частности, интерес как перспективные теплоносители для атомных реакторов на быстрых нейтронах.

Список литературы

1. Mijnders P. E. – Electron Momentum densities in metals and Alloys. In: Topics in Current Physics. Ed. Hautojarvi. Vol.12. Positron in solids (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1979).
2. Mogensen O., Petersen K. – Phys. Lett. A., 1969, vol. 30, p. 542–543.
3. Stewart A. T. et al. – Phys. Rev., 1962, vol. 128, p. 118–119.
4. Графутин В. И., Прокопьев Е. П. – УФН, 2002, vol. 172, № 1, с. 67–83.

Статья поступила в редакцию 14.10.2005 г.

ТЕОРИЯ ПОРОГОВЫХ ЯВЛЕНИЙ И СПЕКТРОСКОПИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Л. М. Лазарев

РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Теория пороговых явлений применяется для анализа экспериментальных данных и экстраполяции сечения в область нуля энергии. Наиболее полно проанализировано интегральное сечение реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ ($T = 3/2$) в области двух порогов реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$). В результате получен большой объем высокоточных данных об изобарическом мультиплете ядер с изотопическим спином $T = 2$ и массовым числом $A = 10$. Успешно проведен фазовый анализ упругого рассеяния протонов на ядрах ${}^7\text{Li}$, T , ${}^3\text{He}$ вблизи порогов различных реакций. С минимальной погрешностью определен астрофизический S_0 -фактор термоядерной реакции $\text{T}(d, n){}^4\text{He}$.

THEORY OF THE THRESHOLD PHENOMENA AND SPECTROSCOPY OF THE LIGHT NUCLEI / L. M. LAZAREV // The theory of threshold phenomena is applied to the analysis of experimental data and extrapolation of a cross section in region of zero of an energy. The most plenty an integrated cross section of a reaction ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ ($T = 3/2$) in the region of two threshold reactions ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$) is analysed. In consequence large volume of highly exact data about an isobaric multiplet nuclei with $T = 2$, $A = 10$ is obtained. The phase analysis of elastic scattering protons on the nuclei ${}^7\text{Li}$, T , ${}^3\text{He}$ is successfully spent near to various of threshold of reactions. With a minimum error the astrophysical S_0 factor of the reaction $\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ is denned.

ВВЕДЕНИЕ

Теория пороговых явлений (ТПЯ) [1, 2], построенная автором на основе микроскопической теории Фешбаха [3], является высокочувствительным и точным инструментом исследования структуры ядер и механизма протекания ядерных реакций. Она используется также при экстраполяции сечений и предсказании динамики развития процесса, определяемого энергией системы. Широкий спектр применения теории объясняется возможностью представления в области порога процесса энергетической зависимости волновой функции в аналитическом виде. Такое представление является основным достижением теории, из которого следует возможность однозначного восстановления волновой функции из экспериментальных данных [4, 5] в случае их полноты. Для реакций с бесспиновыми частицами полный опыт содержит набор дифференциальных сечений во всех каналах [4, 5]. В общем случае в него входят также дифференциальные спиновые корреляции [5].

Аналитический вид зависимости от энергии вблизи порога позволяет определить из эксперимента параметры теории при различных степенях энергии. Параметры связаны с интегралами перекрытия волновых функций в различных каналах реакций. Варьирование параметров по методу наименьших квадратов (МНК) при аппроксимации экспериментальной функции теоретическим функционалом энергии оказывается успешным при уровне экспериментальной погрешности не выше 1–3 % и разрешении по энергии лучше 10 кэВ.

Наиболее перспективными для исследований являются пороговые особенности сечения вблизи ней-

тронного распада составного ядра. Область нейтронного порога особенно проста для анализа, поскольку точка порога является точкой ветвления на действительной оси энергии. Для заряженных частиц она имеет существенную особенность экспоненциального или логарифмического вида. Теоретический анализ функций возбуждения проводится в области порогов реакций $E_q \pm 1$ МэВ (E_q – пороговая энергия) или между соседними порогами. В этой области известна аналитическая зависимость матрицы столкновений от энергии, а следовательно, и функции возбуждения. Благодаря этому в области порогов определяются приведенные значения интегралов перекрытия волновых функций каналов, в том числе приведенные парциальные ширины и полные ширины уровней составного ядра, орбитальные моменты и четности уровней, соотношение вкладов прямых взаимодействий и взаимодействий через составное ядро, радиусы ядер.

Вблизи порога из полного опыта можно однозначно определить волновую функцию системы. Однако нам неизвестны экспериментальные данные, которые составляли бы полный опыт по всей совокупности данных. Особенно значителен дефицит в данных по дифференциальным сечениям, составляющим основу полного опыта, а также точности и полноты их определения. Поэтому в каждом конкретном случае решается частная задача. Здесь рассмотрены три наиболее важные и характерные для ТПЯ задачи, в которых известны прецизионные и достаточно полные экспериментальные данные: 1) анализ функции возбуждения интегрального сечения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$; 2) фазовый анализ диффе-

рещиального сечения упругого рассеяния протонов на ядрах ${}^7\text{Li}$, T , ${}^3\text{He}$; 3) экстраполяция интегрального сечения реакции $\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ в область нуля энергии.

РЕЗОНАНСНЫЕ ПОРОГОВЫЕ АНОМАЛИИ В ИНТЕГРАЛЬНОМ СЕЧЕНИИ В РЕАКЦИЯХ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

В теоретических работах [4, 6] была доказана возможность безмодельного решения задачи по энергетической зависимости сечения реакции вблизи порога ядерного процесса. В работах [7–10] изучались функции возбуждения реакций ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}(\alpha, p){}^{13}\text{B}$ и ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, в которых обнаружены пороговые аномалии большой амплитуды. В работе [10] было высказано предположение, что причиной является резонанс составного ядра в окрестности порога. Для доказательства этого предположения в работе [11] была предпринята попытка развития резонансной ТПЯ, обобщающей нерезонансную теорию [4].

В данной работе проводится анализ пороговых аномалий в функциях возбуждения реакций ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ [10] и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ [7] вблизи нейтронных порогов реакций ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) в предположении, что в промежуточном состоянии образуются составные ядра ${}^{10}\text{Be}(T = 2)$ и ${}^{10}\text{B}(T = 2)$. Определяются энергия и ширины резонансных состояний составных ядер, а также парциальные ширины распада ${}^{10}\text{Be}(T = 2)$, где T – изотопический спин ядра ${}^{10}\text{B}$.

Проведенный анализ позволил сделать ряд прогнозов относительно первых двух уровней с $T = 2$ для изобарического мультиплета $A = 10$. По-видимому, гигантские пороговые аномалии можно ожидать и для более высоковозбужденных уровней с $T = 2$, а также для других изоспиновых состояний этого и соседних мультиплетов. Подтверждением служит работа [8], в которой в функции возбуждения реакции ${}^{10}\text{Be}(\alpha, p){}^{13}\text{B}$ обнаружены две аномалии большой амплитуды вблизи нейтронных порогов реакции ${}^{10}\text{Be}(\alpha, n){}^{13}\text{C}$ ($T = 3/2$). Эти данные позволили предположить, что гигантские аномалии вблизи нейтронных порогов представляют типичное явление для ядер p -оболочки. Их следует ожидать для всех A , начиная с $A = 7$, и для резонансных состояний составного ядра с произвольным изоспином. В этом убеждает анализ уровней легких ядер, проведенный в работах [12, 13].

Зависимость сечений реакций от энергии

Найдем энергетическую зависимость интегральных сечений реакций вблизи нейтронного порога и связь параметров теории с величинами, определяемыми из эксперимента. Ограничимся рассмотрением двухчастичных каналов реакций и случаем вылета нейтрона с орбитальным моментом $l_n = 0$.

Обозначим через i, f, q начальный, конечный и пороговый каналы реакций.

Энергетическая зависимость непорогового интегрального сечения реакции (i, f) в области вблизи порога находится из ТПЯ [1]

$$\sigma_{if} = \frac{1}{E} \left\{ A + \left(\frac{B >}{B <} \right) |E - E_q|^{1/2} + \left[1 - \left(\frac{C >}{C <} \right) |E - E_q|^{1/2} \right] \frac{D_0 + D_1 E}{(E - E_Q)^2 + (\Gamma_Q/2)^2} \right\} C_i^2 C_f^2, \quad (1)$$

где E_Q, Γ_Q – энергия и "ширина" уровня Q ядра; символы ">" и "<" обозначают область энергии выше и ниже порога E_q . Кулоновское взаимодействие учитывалось путем умножения сечения (1) на функцию $C_i^2 C_f^2$, где [14]

$$C^2 = 2\pi\eta [\exp(2\pi\eta) - 1]^{-1}; \quad \eta = Z_1 Z_2 e^2 \mu / \hbar^2 k^{-1}$$

(A, B, C, D_0, D_1 – параметры теории).

Анализ пороговых аномалий

Проанализируем энергетический ход функций возбуждения в реакциях ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ [9, 10] и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ [7] вблизи порогов реакций ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$). В каждой из них изучены по две пороговые аномалии, гигантские амплитуды которых свидетельствуют, по-видимому, о существовании резонансов составного ядра с $T = 2$ вблизи каждого из порогов. Для анализа пороговых аномалий, изученных экспериментально в [9, 10], использовались теоретические сечения (1). Параметры сечений варьировались по МНК в целях достижения наилучшего описания экспериментальных данных. Затем из параметров сечений были определены параметры теории и физические величины.

А. Функция возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$. Вблизи нейтронного порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E^* = 14,393$ МэВ, $I_{\text{Be}}^\pi = 3/2, T = 3/2$) функционал энергии имеет вид сечения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, описываемого формулой (1), в которой надо учесть кулоновское взаимодействие во входном (t) и выходном (p) каналах.

Полный момент и четность в пороговом канале имеют два значения: $J^\pi = 2^-, 1^-$ при орбитальном моменте $l = 0$. Расчеты по оболочечной модели [15] показали, что резонансному состоянию составного ядра отвечает $J_0^{\pi 0} = 2^-$. Второе значение момента $J^\pi = 1^-$ отвечает нерезонансному пороговому состоянию. Согласно правилу сложения моментов вблизи первого нейтронного порога орбитальные моменты тритона и протона можно представить как

$$J_0^{\pi 0} = 2^-, l_t^0, l_p^0 = 0, 2, 4; \quad J^\pi = 1^-, l_t, l_p = 0, 2. \quad (2)$$

Значения моментов использовались при нахождении теоретических параметров из констант сечения (1). Предполагалось, что вкладом моментов (2), отличных от нуля, можно пренебречь по сравнению с $l_t = l_p = 0$. В рассматриваемой реакции из данных по интегральным сечениям невозможно определить точные значения

параметров теории. Для этого надо измерить угловые распределения. Однако удастся найти физическую область их определения, что, на наш взгляд, является немаловажным. Границы физической области параметров приведены в табл. 1.

Вблизи второго нейтронного порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E^* = 16,976$ МэВ, $I_{\text{Be}}^\pi = 1/2^-$, $T = 3/2$) функционал энергии был выбран в том же виде, что и вблизи первого порога. Однако угловые моменты различаются. Резонансному состоянию составного ядра соответствует $J_0^{\pi_0}$, T , нерезонансному соответствует $J^\pi = 0^-$. Орбитальные моменты ядра трития и протона равны

$$J_0^{\pi_0} = 1^-, l_t, l_p = 0, 2; J^\pi = 0^-, l_t, l_p = 2. \quad (3)$$

При расчетах учитывался вклад минимальных орбитальных моментов. Интервалы физической области определения параметров теории также приведены в табл. 1.

Из значений параметров, определенных вблизи двух нейтронных порогов, вытекает ряд полезных следствий. В том же приближении в области порога можно найти резонансный матричный элемент

$$U_{if}^{j_0\pi_0} = M_{if}^{j_0\pi_0} \left[1 - a_{if}^{j_0\pi_0} (E - E_q)^{1/2} \right] \times \left(1 + \frac{A_{if}^{j_0\pi_0}}{E - E_q + i\Gamma_Q/2} \right), \quad E > E_q,$$

где M , a , A – комплексные постоянные.

Парциальные ширины можно определить по следующим формулам [14]:

$$M_{ip}^{j_0\pi_0} A_{ip}^{j_0\pi_0} = \sqrt{\Gamma_t \Gamma_R} \exp[i(\Delta_t + \Delta_R)]; \quad \Gamma_R = \Gamma_Q - \Gamma_t,$$

где Δ_i и Γ_i – фаза и "ширина" в канале $j = t, p, n$. Приведенные ширины γ^2 определяются из соотношений

$$\Gamma_n = 2\rho_n \gamma_n^2; \quad \Gamma_g = 2\rho_g C_g^2 \gamma_g^2; \quad \rho_g = k_g a;$$

$$a = 2,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad g = t, p.$$

При вычислении парциальных ширин вкладом реакции (t, p_1) пренебрегалось, так как сечение этой реакции не превышает 10 % от сечения реакции (t, p_0) [16]. Используя данные табл. 1, находим интервалы для приведенных парциальных ширин (МэВ)

$$\left. \begin{array}{l} 0,008 \geq \gamma_p^2 > 0,005 \\ 0,128 \leq \gamma_t^2 < 0,129 \\ 0,376 \leq \gamma_n^2 < 0,377 \end{array} \right\} \text{ либо } \left. \begin{array}{l} 0,008 \leq \gamma_p^2 < 0,012 \\ 0,128 \geq \gamma_t^2 > 0,126 \\ 0,376 \geq \gamma_n^2 > 0,375 \end{array} \right\}.$$

Отсюда очевидно, что нейтронная ширина является одночастичной.

Результаты описания экспериментальных данных по МНК с помощью теоретической функции энергии вблизи двух нейтронных порогов приведены на рис. 1 и 2. Параметры E_Q , Γ_Q уровней ядра ${}^{10}\text{Be}$ определены

Таблица 1

Характеристики уровней ядер ${}^9\text{Be}(T = 3/2)$ и ${}^{10}\text{Be}(T = 2)$ и интервалы значений параметров теории в реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ вблизи нейтронных порогов реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*(T = 3/2)$

Номер порога	Уровни ${}^9\text{Be}$	Уровни ${}^{10}\text{Be}$	Γ_Q	E_q	$ M_{ip}^{j_0\pi_0} ^2$	$ M_{ip}^{j_0\pi_0} A_{ip}^{j_0\pi_0} ^2$, МэВ ²
	МэВ					
1	14,393 $I^\pi = 3/2^-$	21,218 $J_0\pi_0 = 2^-$	0,112	21,205	0,65–1	(2,5–9)·10 ⁻² или (2,5–0,7)·10 ⁻²
2	16,976 $I^\pi = 1/2^-$	23,034 $J_0\pi_0 = 1^-$	0,84	23,788	0,155–1	0,765–1,808 или 0,765–0,323

Номер порога	$\text{Re } A_{ip}^{j_0\pi_0}$	$\text{Im } A_{ip}^{j_0\pi_0}$	$\text{Re } a_{ip}^{j_0\pi_0}$	$ M_{ip}^{j\pi} ^2 \text{Re } a_{ip}^{j\pi}$	$ M_{ip}^{j\pi} ^2 \text{Im } a_{ip}^{j\pi}$
	МэВ			МэВ ^{-1/2}	
1	(-6,97– -4,53)·10 ⁻²	(-5,8– -2,23)·10 ⁻² или (-5,8– -9,36)·10 ⁻²	-1,414	2,46–3,29	1,61
2	2,16–0,335	-4,418–0,452 или -0,418– -1,29	-1,525	28,6–48,8	27,4

Примечание. Значение энергии дано в СЦИ (система центра инерции).

с погрешностью до нескольких процентов. Остальные параметры сечения (1) определены с погрешностью не более 60 %.

Б. Функция возбуждения реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$. Энергетическая зависимость сечения реакции вблизи нейтронного порога реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{B}$ ($E^* = 14,66$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$) определяется сечением (1) с куло-

предположения и расчеты по модели оболочек [15], справедливые относительно волновых функций ядер, участвующих в реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, по-видимому, справедливы и для реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$.

По условиям эксперимента выше первого нейтронного порога измерялась сумма сечений реакций ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}$

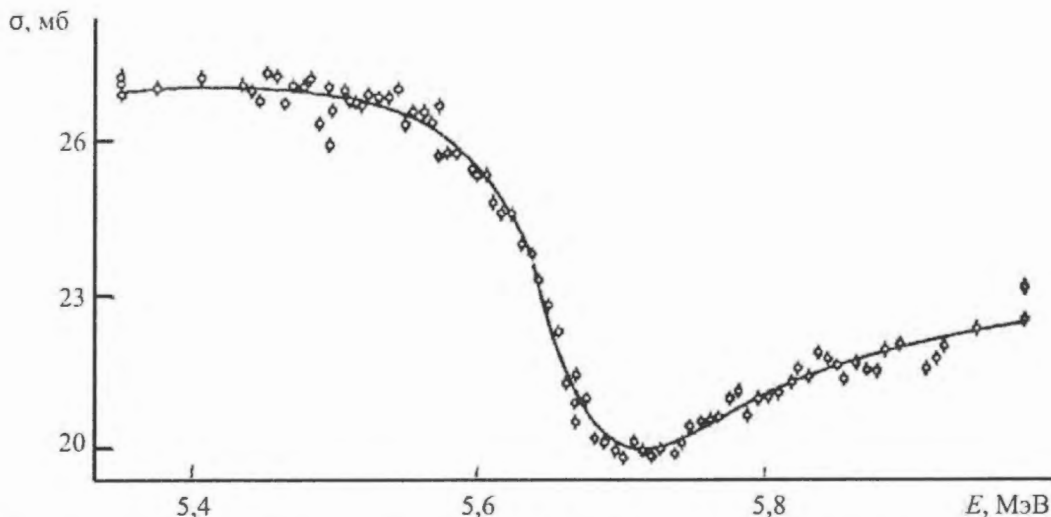


Рис. 1. Теоретическое описание функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ в окрестности первого порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$), $E_{a1} = 5,65$ МэВ (значение энергии дано в лабораторной системе - л. с.). Экспериментальные данные взяты из [10]

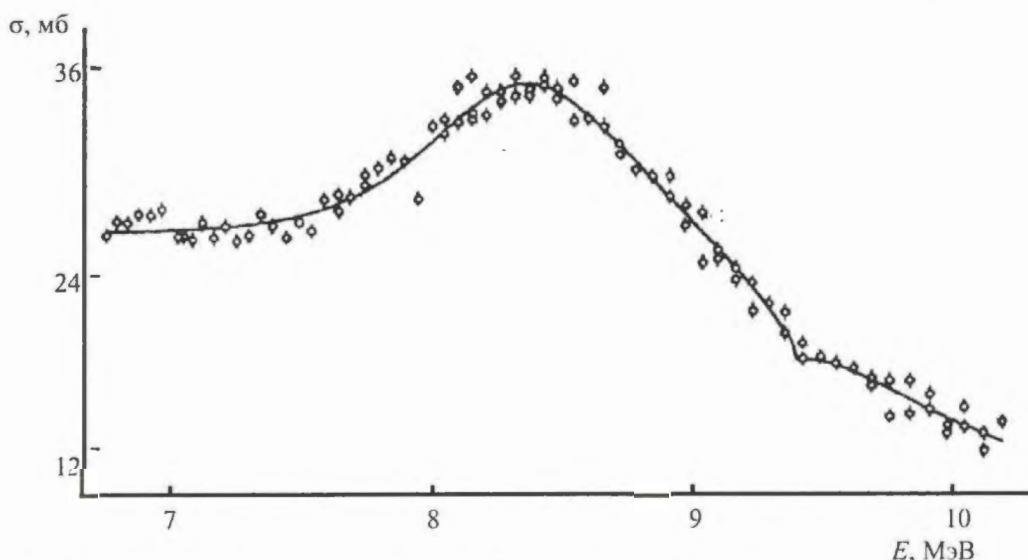


Рис. 2. Теоретическое описание функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ в окрестности второго порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$), $E_{a2} = 9,339$ МэВ (л. с.). Экспериментальные данные взяты из [10]

новским фактором $C_{\text{He}}^2 C_p^2$ в предположении, что вблизи порога реакции $({}^3\text{He}, n)$ нейтрон образуется с орбитальным моментом $l_n = 0$. Действительно, реакции, рассматриваемые в пунктах А и Б с точностью до кулоновского взаимодействия и разности масс ${}^3\text{He}$ и t , полностью эквивалентны между собой. В них совпадают все квантовые числа и энергия возбуждения. Поэтому все

$$\sigma_{\text{He}, p0} + \sigma_{\text{He}, n} \quad (4)$$

а выше второго нейтронного порога сумма сечений

$$\sigma_{\text{He}, p0} + \sigma_{\text{He}, n0} + \sigma_{\text{He}, n1} \quad (5)$$

Здесь так же, как и в пункте А, пренебрегается сечением реакции $({}^3\text{He}, p_1)$, так как оно много меньше сечения

реакции (${}^3\text{He}, p_0$). Энергетическая зависимость пороговых сечений реакций (${}^3\text{He}, n$) дается формулой

$$\sigma_{iq} = \left\{ \frac{\sqrt{E - E_q}}{E} \left[b + \frac{d_0 + d_1 E}{(E - E_Q)^2 + (\Gamma_Q/2)^2} \right] \right\}, E > E_q,$$

$$\sigma_{iq} = 0, E < E_q,$$

умноженной на C_{He}^2 ; b, d_0, d_1 – действительные константы.

В качестве теоретических функций энергии ниже первого нейтронного порога использовалось сечение реакции (${}^3\text{He}, p_0$), между первым и вторым порогами – сумма (4), выше второго порога – сумма (5). Результаты варьирования параметров по МНК с целью достижения наилучшего описания экспериментальных данных представлены на рис. 3 и 4.

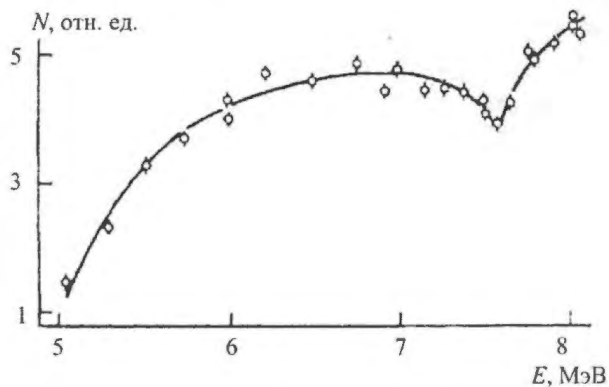


Рис. 3. Теоретическое описание функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$) в окрестности первого порога реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}$ ($T = 3/2$), $E_{a1} = 7,58$ МэВ (л. с.). Экспериментальные данные взяты из [7]

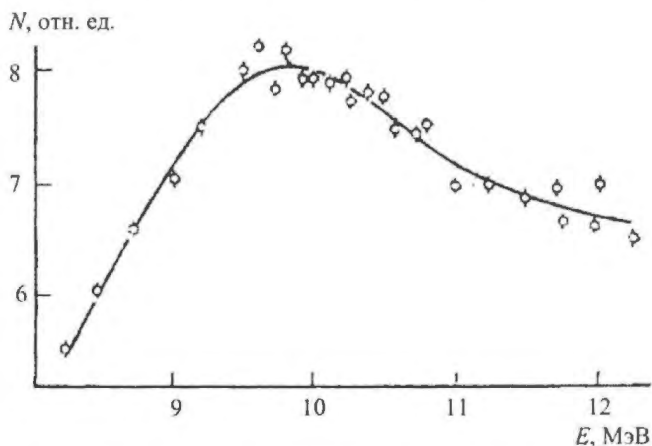


Рис. 4. Теоретическое описание функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$) в окрестности второго порога реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}$ ($T = 3/2$), $E_{a2} = 11,033$ (л. с.). Экспериментальные данные взяты из [7]

В табл. 2 приведены лишь результаты для E_Q и Γ_Q , поскольку остальные параметры определены с погрешностями, превышающими сами значения. Пара-

метры теории и парциальные ширины нельзя определить ввиду недостаточной экспериментальной обусловленности этих величин (мало экспериментальных точек).

Таблица 2

Характеристики уровней ядер ${}^9\text{B}$ ($T = 3/2$) и ${}^{10}\text{B}$ ($T = 2$) в реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ вблизи нейтронных порогов реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}^*$ ($T = 3/2$)

Номер порога	Уровни ${}^9\text{B}$	Уровни ${}^{10}\text{B}$	Γ_Q	E_q
	МэВ			
1	14,66 $I^\pi = 3/2^-$	22,7 $I_0^{\pi 0} = 1/2^-$	1,1	23,095
2	17,076 $I^\pi = 1/2^-$	24,4 $I_0^{\pi 0} = 1/2^-$ $I^\pi = 3/2^-$	2,3	25,511

Подведем итоги для изобар ядер с $A = 10$. По-видимому, структура первых двух уровней с $T = 2$ для мультиплета будет следующей: остов из девяти нуклонов с $I^\pi = 3/2^-$ для первого уровня и с $I^\pi = 1/2^-$ для второго уровня с $T = 3/2$ и заполнением оболочек $(1s)^4(1p)^5$ плюс внешний нуклон (слабосвязанный или несвязанный) на оболочке $(2s1d)$ [11]. Интервал энергии между этими уровнями составляет 1,8–2,0 МэВ. Благодаря топологии уровней с $T = 2$ можно сделать достаточно надежные прогнозы относительно энергий связи или положения уровней.

Так, например, первый уровень с $T = 2$ в ядре ${}^{10}\text{C}$ должен иметь энергию ~ 23 МэВ, а второй ~ 25 МэВ. Ядра ${}^{10}\text{Li}$ и ${}^{10}\text{N}$ являются зеркальными. Зная, что энергия связи нейтрона в ${}^{10}\text{Li}$ равна $\epsilon_n = -(0,03-0,23)$ МэВ [11], можно предположить, что энергия связи протона в ядре ${}^{10}\text{N}$ также близка к нулю. Квантовые числа I^π , $T = 2^-$, 2 для основного состояния ядер ${}^{10}\text{Li}$ и ${}^{10}\text{N}$, I^π , $T = 1^-$, 2 для их первого возбужденного состояния.

О возможности наблюдения пороговых явлений в легких ядрах

Анализ изобарического мультиплета $A = 10$ позволяет сделать вывод, что наблюдение достаточно сильных пороговых аномалий возможно при выполнении следующих условий: 1) пороговый канал является нейтронным (с вылетом s -нейтронов); 2) вблизи нейтронного порога есть резонансное состояние составного ядра с $|E_q - E_Q| < \Gamma_q$; 3) пороговое и резонансное состояния близки по структуре (большая парциальная ширина γ_n^2); 4) в пороговом канале конечное ядро долгоживущее ($\Gamma_{к.я} \ll \Gamma_q$); 5) имеется сильная связь между нейтронным и протонным каналами. Эти условия выполняются для изобарического мультиплета $A = 14$, что подтверждается работой [8]. В ней обнаружены две ги-

гантские аномалии и функции возбуждения реакции $^{10}\text{Be}(\alpha, p)^{13}\text{B}$ вблизи нейтронных порогов реакции $^{10}\text{Be}(\alpha, n)^{13}\text{C}$ ($T = 3/2$). Квантовые числа двух резонансных состояний ядра ^{13}C ($T = 2$) и пороговых состояний ^{13}C ($T = 3/2$) те же самые, что и в мультиплете $A = 10$. Можно ожидать, что перечисленные выше условия будут выполняться и для других изобарических мультиплетов с различными квантовыми характеристиками. В десятках случаев были отмечены попарные корреляции уровней составного ядра A и конечного ядра ($A - 1$) в нейтронном канале вблизи порога распада $A \rightarrow (A - 1) + n$, т. е. $|E_q - E_Q| < \Gamma_q$. В большинстве случаев орбитальный момент нейтрона $l_n = 0$ в пороговом канале [17]. Пороги с $l_n > 0$, по-видимому, будут сильно маскироваться резонансной структурой функций возбуждения. Приведенные результаты изложены в работе [17]. Дальнейшие исследования изобарического мультиплета ядер с $T = 2$ и $A = 10$ изложены в работах [18–20].

АНАЛИЗ АНОМАЛИЙ В ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$

В работах [10, 17, 19–23] была обнаружена и подробно исследована структура аномального вида в полном сечении реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ вблизи энергии тритонов $E_t \cong 5,7$ МэВ. Она была интерпретирована в [21, 22] как пороговая аномалия, вызванная открытием канала $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}$ ($T = 3/2$, $E_x = 14,393$ МэВ). Для объяснения наблюдаемой формы и интенсивности аномалии было сделано предположение, что вблизи этого порога находится состояние составного ядра ^{10}Be с изоспином $T = 2$ – аналог основного состояния ядра ^{10}Li . В работе [21] на основе анализа формы пороговой кривой было показано, что порог, вызвавший аномалию, является s -порогом. Это обстоятельство позволяет установить, что четность предполагаемого состояния составного ядра ^{10}Be отрицательная. Полученный результат согласуется с оболочечно-модельным анализом структуры уровней легких ядер, проведенным в [15], из которого следует, что основное состояние ядра ^{10}Li имеет конфигурацию $(1s)^4(1p)^5(2s1d)^1$ и обладает спином и четностью $I^\pi = 2^-$. Теоретический анализ формы функции возбуждения реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$, проведенный в [22] с помощью S -матричного формализма в рамках теории возмущения, позволил получить энергию и ширину первого состояния ядра ^{10}Be с изоспином $T = 2$.

Дальнейшее экспериментальное исследование реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ [23] привело к обнаружению в ее функции возбуждения еще одной аномальной структуры в области $E_t \cong 9,339$ МэВ, и было сделано предположение, что природа этой структуры аналогична аномалии при $E_t \cong 5,7$ МэВ, т. е. это тоже пороговая аномалия, вызванная открытием канала $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}$ ($T = 3/2$, $E_x = 16,98$ МэВ). Высокая интенсивность проявления аномалии, как и в предыдущем случае, возможно, обусловлена наличием вблизи этого порога состояния ядра

^{10}Be с $T = 2$. Корреляция в положении порогов каналов $^9\text{Be}(T = 3/2) + n$ и состояний ядра ^{10}Be с $T = 2$ может быть объяснена, если предположить, что эти состояния представляют собой ядро ^9Be в первом и втором возбужденных состояниях с $T = 3/2$ плюс слабосвязанный экстранейтрон.

Вторая аномалия вызвана, по-видимому, так же, как и первая, s -порогом. В таком случае наблюдаемое состояние ^{10}Be с $T = 2$ имеет отрицательную четность. Это согласуется с результатами [15], из которых следует, что оно обладает $J^\pi = 1^-$.

В работе [19] получена зависимость сечения реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ от энергии вблизи пороговых аномалий в предположении аналитичности амплитуды реакции на плоскости комплексной энергии с последовательным учетом как двух-, так и трех- и четырехчастичных конкурирующих каналов реакций. Эта зависимость используется для анализа пороговых аномалий с целью получения спектроскопических характеристик уровней ядра ^{10}Be с $T = 2$ и $J^\pi = 2^-, 1^-$ и оценки энергии связи ядра ^{10}Li и его возбужденного состояния с отрицательной четностью.

Теория пороговых явлений

При столкновении $^7\text{Li} + t$ с энергией $E_t = 5\text{--}10$ МэВ открыты более десяти двух- (i), трех- (j) и четырехчастичных (g) каналов реакций. Все типы каналов должны быть включены в ТПЯ [4]. В работе [24] была определена матрица столкновений U для систем с открытыми двух- и трехчастичными каналами. Эти результаты распространяем также и на четырехчастичные каналы.

Закон сохранения числа частиц приводит к унитарности матрицы столкновений

$$\sum_{i=1}^{i_0} (U_{i_1}^J) U_{ik}^{J'} + \sum_{j=1}^{j_0} \int_0^{E_j} \frac{d\varepsilon_j}{E_j} (U_{j_1}^J(\varepsilon_j)) U_{jk}^{J'}(\varepsilon_j) + \sum_{g=1}^{g_0} \int_0^{E_g} \frac{d\varepsilon_g}{E_g} \int_0^{E_g - \varepsilon_g} \frac{d\varepsilon_g}{(E_g - \varepsilon_g)} \times (U_{g_1}^J(\varepsilon_g, \varepsilon_g)) U_{gk}^{J'}(\varepsilon_g, \varepsilon_g) = \delta_{ik}^{JJ'}, \quad (6)$$

где J – полный момент системы. Пороги реакции $^9\text{Be} + n$ отличаются от двухчастичных порогов тем, что ядро ^9Be в рассматриваемых состояниях $T = 3/2$ имеет конечное время жизни [13]. Распад состояний определяется резонансом составного ядра, что позволяет провести интегрирование по энергии внутреннего движения [4, 24]. В результате находим сечение реакции $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}$ вблизи порога q

$$\sigma_{in}^J \sim \int_0^E \frac{d\varepsilon}{E} |U_{in}^J(\varepsilon)|^2 = \left| M^J \left(E - \varepsilon_q + \frac{i\gamma_q}{2} \right)^{1/2} \right|^2, \quad (7)$$

где ε_q и γ_q – энергия и ширина уровня ^9Be ; M^J – комплексная константа.

Отличие сечения реакции (7) от двухчастичного порогового сечения очевидно: энергия является комплексной. Следовательно, порог "размыт" в интервале $\sim \gamma_q$.

Если вблизи порога реакции ${}^9\text{Be} + n$ образуется составное ядро ${}^{10}\text{Be}$ с энергией $E = E_Q - i\Gamma_Q/2$, спином и четностью $J^\pi = J_0^{\pi_0}$, то энергетическая зависимость сечения реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$ должна быть представлена в виде

$$\sigma_{in}^{J_0} \sim \left| M^{J_0} \left(E - \varepsilon_q + \frac{i\gamma_q}{2} \right)^{1/4} \left(1 + \frac{B^{J_0}}{E - E_Q + i\Gamma_Q/2} \right) \right|^2, \quad (8)$$

где M^{J_0} и B^{J_0} – комплексные постоянные.

Очевидно, что резонансная структура должна проявиться во всех остальных элементах матрицы столкновений $U^J = U^{J_0}$. С помощью равенства (8) и соотношения унитарности (6) находим энергетическую зависимость

$$\begin{aligned} |U_{ip}^{J_0}|^2 &= \\ &= 1 - \left| M^{J_0} \left(E - \varepsilon_q + \frac{i\gamma_q}{2} \right)^{1/4} \left(1 + \frac{B^{J_0}}{E - E_Q + i\Gamma_Q/2} \right) \right|^2 - \\ &- \left| C^{J_0} \left(1 + \frac{D^{J_0}}{E - E_Q + i\Gamma_Q/2} \right) (1 - a^{J_0}) \left(E - \varepsilon_q + \frac{i\gamma_q}{2} \right)^{1/2} \right|^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где $C^{J_0}, D^{J_0}, a^{J_0}$ – комплексные постоянные.

Последний член в равенстве (9) суммирует вклад всех конкурирующих каналов реакций за исключением рассматриваемых каналов (t, p) и (t, n) . Если пороговое состояние ${}^9\text{Be} + n$ образуется при нескольких значениях J^π , то для $J^\pi \neq J_0^{\pi_0}$ энергетическая зависимость $|U_{ip}^J|^2$ определяется из равенства (7) и соотношения унитарности (6)

$$\begin{aligned} |U_{ip}^J|^2 &= 1 - \left| M^J \left(E - \varepsilon_q + \frac{i\gamma_q}{2} \right)^{1/4} \right|^2 - \\ &- \left| C^J \left(1 - a^J \left(E - \varepsilon_q + \frac{i\gamma_q}{2} \right)^{1/2} \right) \right|^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Очевидно, что равенство (10) можно формально получить из (9), положив в последнем амплитуды резонансного взаимодействия B^{J_0}, D^{J_0} равными нулю. Все остальные элементы матрицы столкновений с $J^\pi \neq J^\pi$, $J_0^{\pi_0}$ в области порога не зависят от энергии. Используя это обстоятельство, с помощью равенств (9) и (10) находим энергетическую зависимость сечения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ вблизи порога реакции ${}^9\text{Be} + n$

$$\begin{aligned} \sigma_{ip} &= \frac{\pi}{8k^2} \sum (2J+1) |U_{ip}^J|^2 = \\ &= \frac{\pi}{8k^2} \left\{ A + B \left[\left(E - \varepsilon_q \right)^2 + \left(\frac{\gamma_q}{2} \right)^2 \right]^{1/4} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{C_1 + C_2 E}{\left(E - E_Q \right)^2 + \left(\Gamma_Q/2 \right)^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(D_1 + D_2 E) \left[\left(E - \varepsilon_q \right) + \left(\gamma_q/2 \right)^2 \right]^{1/4}}{\left(E - E_Q \right)^2 + \left(\Gamma_Q/2 \right)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Результаты численного анализа

Методом наименьших квадратов из формулы (11) находим численные значения параметров. Из табл. 3 видно, что 1) первый уровень составного ядра ${}^{10}\text{Be}$ с $(T=2)$ совпадает с энергией первого порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$ ($T=3/2$), а второй уровень составного ядра ${}^{10}\text{Be}$ ($T=2$) сдвинут относительно второго порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}$ ($T=3/2$) на 638 кэВ в сторону меньших энергий; 2) ширина второго уровня ${}^{10}\text{Be}$ ($T=2$) почти на порядок больше ширины первого уровня, что, по-видимому, можно отнести на счет роста с энергией нейтронной и протонной ширин.

Таблица 3

Значения параметров формулы (11) в области пороговых аномалий

Номер порога q	Уровни ${}^9\text{Be}$	Уровни ${}^{10}\text{Be}$	Γ_Q
	МэВ		
1	14,393	21,207	$0,14 \pm 0,028$
2	16,976	23,150	$1,224 \pm 0,04$

Обсуждение результатов

Третий член в фигурных скобках (11) согласно (9) суммирует в себе вероятности распадов состояния ядра ${}^{10}\text{Be}$ ($T=2$) во все каналы реакции, за исключением (t, p) и порогового канала (t, n) . Если третий член в (11) равен нулю, то в (9) коэффициент $D^{J_0} = 0$ и распад во все каналы, кроме рассматриваемых (t, p) и (t, n) , не происходит. Поэтому отношение третьего члена к первому в (11) служит мерой вероятности распада состояния ${}^{10}\text{Be}$ с $(T=2)$ во все каналы кроме (t, p) и (t, n) .

Для первой аномалии $K_1 = 0,1$; для второй – $K_1 = 1,6$. Отсюда можно сделать предварительный вывод о том, что первое состояние ядра ${}^{10}\text{Be}$ является достаточно чистым по изоспину. Распады в каналы с $T \neq 2$ дают небольшой вклад. Второе состояние ядра ${}^{10}\text{Be}$ также может быть чистым по изоспину, несмотря на большую

АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ ПОРОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{10}Be С ИЗСПИНОМ $T = 2$

величину K_2 , так как в K_2 велик вклад канала реакции (t, n_0) с большой нейтронной шириной.

Хорошее описание двух пороговых аномалий с учетом резонансного усиления подтверждает сделанное нами предположение о существовании в ядре ^{10}Be двух состояний с $(T = 2)$, $\pi = -1$, $E_x = 21,207 \pm 0,005$ и $23,150 \pm 0,011$ МэВ, которые являются аналогами основного и возбужденного ($E_x(^{10}\text{Li}) \cong 1,9$ МэВ) состояний ^{10}Li . Расчеты по модели оболочек [15] дают для этих уровней ^{10}Li значения $J^\pi = 2^-, 1^-$ соответственно. Полная ширина второго состояния в 9 раз больше, чем ширина первого. Сильное увеличение полной ширины при сравнительно небольшом росте энергии частиц во входном и выходном каналах обусловлено прежде всего резким возрастанием вклада нейтронной ширины канала $n + ^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$, $E_x = 14,393$ МэВ).

В настоящем анализе не было учтено возможное влияние на форму функции возбуждения в районе второй аномалии нейтронных порогов на уровни $^9\text{Be}^*$ с $E_x = 16,671$ МэВ ($5/2^+$) и $17,298$ МэВ ($7/2^+$), хотя по данным [25] они имеют значительную примесь конфигурации с $T = 3/2$. Распад состояния $J^\pi = 1^-, T = 2$ на эти уровни сильно подавлен из-за того, что вылетающие нейтроны должны иметь $l_n = 1$ или 3, поэтому их влиянием можно пренебречь.

Энергия связи нейтрона в ядре ^{10}Li определяется формулой

$$\varepsilon_n(^{10}\text{Li}) = \Delta E_C(^{10}\text{Li} - ^{10}\text{Be}) - E_x(T = 2, ^{10}\text{Be}) + S_p(^{10}\text{Be}),$$

где $\Delta E_C(^{10}\text{Li} - ^{10}\text{Be})$ – энергия кулоновской перестройки; $E_x(^{10}\text{Be}, T = 2) = 21,207$ МэВ – энергия возбуждения аналога основного состояния ядра ^{10}Li ; $S_p(^{10}\text{Be}) = 10,636$ МэВ [13] – энергия отделения протона в ^{10}Be .

В качестве оценки ΔE_C возьмем значения, полученные по известной систематике $\Delta E_C(A, Z)$ [13] с экстраполяцией к $A = 10$, $Z = 3$ по формуле [26]

$$\Delta E_C = \alpha(Z + 1/2)/A^{1/3} + \beta.$$

Систематика по четным A дает значения $\Delta E_C(^{10}\text{Li} - ^{10}\text{Be}) = 1,342$ МэВ, а по нечетным – $1,539$ МэВ. Различие между ними связано с эффектом спаривания [26]. Этим значениям ΔE_C соответствуют $\varepsilon_n(^{10}\text{Li}) = -0,229$ и $-0,032$ МэВ. Таким образом, ядро ^{10}Li нестабильно относительно распада $^9\text{Li} + n$. Оценка ε_n по систематике ΔE_C для нечетных ядер имеет смысл, если учесть, что ядра ^{10}Li и $^{10}\text{Be}^*$ ($T = 2$), возможно, имеют структуру типа остов ^9Li или $^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) плюс нейтрон с отрицательной энергией связи, близкой к нулю. В этом случае следует ожидать, что энергии кулоновской перестройки для пар $^{10}\text{Li} - ^{10}\text{Be}$ и $^9\text{Li} - ^9\text{Be}$ будут близкими.

В работах [9, 10] исследовались реакции взаимодействия ядер трития с ^7Li в диапазоне энергии налетающих тритонов $E_t = 3-10$ МэВ. При такой энергии открыто множество каналов реакций. Наибольший интерес вызывает реакция $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$, в интегральном сечении которой наблюдаются аномалии большой амплитуды вблизи порогов реакций $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$), отвечающих энергии тритонов $5,649$ и $9,339$ МэВ. В сечениях других исследованных каналов реакций отсутствуют ярко выраженные аномалии. Так, например, функции возбуждения непороговых реакций (t, n) и (t, α) являются практически постоянными во всем интервале энергии. Функция возбуждения реакции (t, d) монотонно растет от пороговой энергии $E_t = 6,035$ МэВ. Ее форма определяется главным образом проницаемостью кулоновского барьера в выходном канале. При энергии $E_t = 7,253$ МэВ открывается канал $^9\text{Li} + p_1$, кулоновское взаимодействие в котором также определяет энергетическую зависимость функции возбуждения. Не исследован канал упругого рассеяния тритонов. Таким образом, экспериментальные данные предопределяли мысль о возможности одноканального анализа сечения реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$.

Пороговые аномалии были проанализированы в работах [17, 19] с помощью резонансной ТПЯ [1, 11]. Была описана структура сечения вблизи порогов $E_q \pm \pm 0,5$ МэВ (E_q – энергия порога). Показано, что большая амплитуда аномалий объясняется усилением пороговых состояний близлежащими резонансами составного ядра ^{10}Be ($T = 2$). Были определены значения энергии, полные и парциальные ширины этих резонансов. Анализ проводился в упрощенном варианте. Не принимались в расчет следующие моменты: 1) кулоновское взаимодействие частиц во входном канале пороговой реакции $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$); 2) пороговые состояния с $l > 0$; 3) многоканальность реакции $^7\text{Li} + t$; 4) три нейтронных порога реакции $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($T = 1/2$) вблизи второго резонанса ядра ^{10}Be ($T = 2$) [4]; 5) размытие нейтронных порогов, обусловленное конечной шириной уровней ядра $^9\text{Be}^*$.

В настоящей работе проводится повторный анализ экспериментальных данных [9, 10], в котором устранены указанные недостатки анализа [17, 19]. Цель работы – уточнить спектроскопические характеристики резонансов составного ядра и оценить влияние на них внесенных в анализ изменений.

Энергетическая зависимость интегрального сечения

Интегральное сечение реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{pt} = \frac{\pi}{k^2} g \sum_{Jm} (2J+1) \times$$

$$\times \left\{ 1 - P_t(E_t) \left(\sum_n P_{l_n}(E_n) |M_{nl}^{J\pi}|^2 + \sum_r P_r(E_r) |M_{rl}^{J\pi}|^2 \right) \right\}, \quad (12)$$

где $g = 1/8$ – статистический фактор, значение которого определяется спинами ядер $t(1/2^+)$ и ${}^7\text{Li}(3/2)$; n – нейтронные каналы; r – каналы реакций. Число рассматриваемых парциальных волн во входном канале ограничивается тремя $l = 0, 1, 2$. Четные волны возбуждают состояния составного ядра ${}^{10}\text{Be}$ с отрицательной четностью, нечетные – с положительной.

Таблица 4

Уровни ядра ${}^9\text{Be}$ в интервалах $E_x = 14\text{--}15$ и $16,5\text{--}17,5$ МэВ

E_x , МэВ	$J\pi$	T	$\Gamma_{\text{сцп}}$, кэВ	$(E)_{\text{л.с.}}$, МэВ
14,3922	$3/2^-$	$3/2$	$0,381 \pm 0,033$	5,649
$14,4 \pm 0,3$	-	-	~ 800	5,66
$16,671 \pm 0,008$	$(5/2^+)$	$(1/2)$	41 ± 4	8,904
16,9752	$1/2^-$	$3/2$	$0,49 \pm 0,05$	9,339
$17,298 \pm 0,007$	$(5/2)^-$	$(1/2)$	200	9,8
$17,493 \pm 0,007$	$(7/2)^+$	$(1/2)$	47	10,079

В нейтронных пороговых каналах достаточно учесть две парциальные волны с $l_n = 0, 1$. В непороговых нейтронных и α -каналах проникаемость не зависит от l . В дейтронном канале были приняты в расчет $l \leq 2$. Реакция ${}^7\text{Li}(t, p_1){}^9\text{Li}^*$ не рассматривалась ввиду малости сечения (менее 10 % сечения реакции (t, p_0) [9, 10]). Число пороговых нейтронных каналов в рассматриваемых интервалах энергии $E_t = 5\text{--}6,3$ и $8,5\text{--}10$ МэВ определяется числом состояний ядра ${}^9\text{Be}$ (табл. 4) [13].

В области первого нейтронного порога реакции $n + {}^9\text{Be}^* (T = 3/2)$ возбуждается резонансное состояние ядра ${}^{10}\text{Be}(2^-, 2)$, в области второго – ядра ${}^{10}\text{Be}(1^-, 2)$.

Анализ экспериментальных данных

Интегральное сечение реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ в области первого $E_{q1} = 5,649$ МэВ и второго $E_{q2} = 9,339$ МэВ порогов реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^* (T = 3/2)$ описывается с помощью функции (12) по МНК. В качестве варьируемых параметров используются коэффициенты при различных степенях энергии. Выполнено четыре варианта расчетов.

Вариант I (10 параметров) соответствует численному анализу, проведенному в работах [17, 19]. В сечении (12) опущены все члены в сумме по r , а в сумме по n оставлены члены с $l_n = 0$. Отличие от расчетов [17, 19] состоит в том, что в пороговой реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^* (T = 3/2)$ учтено кулоновское взаимодействие во вход-

ном канале. В варианте II (12 параметров) в сумме по n (12) приняты в расчет также члены с $l_n = 1$. Расчеты варианта III (15 параметров) проведены в области первого порога с учетом всех каналов r в сечении (12). В варианте IV (19 параметров) в одноканальном приближении рассмотрено действие трех "дополнительных" нейтронных порогов реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^* (T = 1/2)$ на параметры резонансного состояния ядра ${}^{10}\text{Be} (J^\pi = 1^-, T = 2)$ в области второго порога. Из табл. 4 видно, что в области первого порога есть "дополнительный уровень" ядра ${}^9\text{Be}$ с $E_x = 14,4$ и $\Gamma \approx 0,8$ МэВ. Его влиянием на резонансные параметры уровня ядра ${}^{10}\text{Be} (J^\pi = 2^-, T = 2)$

можно пренебречь ввиду того, что $\Gamma \gg \Gamma^{2^-}$.

Зависимость параметров резонансов ядра ${}^{10}\text{Be} (T = 2)$ от вариантов расчета приведена в табл. 5. Там же представлены значения χ^2 для сравнения качества описания. Число экспериментальных точек в области первого и второго порогов равно соответственно 135 и 82 [26–29].

Таблица 5

Параметры уровней ядра ${}^{10}\text{Be} (T = 2)$ для различных вариантов анализа сечения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$

Параметр	По [2]	Вариант				Уровень ${}^{10}\text{Be}$
		I(10)	II(12)	III(15)	IV(19)	
Порог E_{q1}						
E^{2^-} , МэВ	5,669	5,773	$5,669 \pm 0,03$	5,673	-	$21,216 \pm 0,03$
Γ^{2^-} , кэВ	160	290	$115 + 4$	113	-	80 ± 30
χ^2	-	1701	1368	1363	-	-
Порог E_{q2}						
E^{1^-} , МэВ	8,263	8,695	8,447	8,462	$8,405 \pm 0,2$	$23,138 \pm 0,14$
Γ^{1^-} , кэВ	1200	1668	1444	1149	702 ± 55	490 ± 178
χ^2	-	1113	1088	1069	1041	-

Примечание. Значения энергии даны в л.с. за исключением уровней ${}^{10}\text{Be}$.

Обсуждение результатов

Сравнение по табл. 5 параметров уровней ядра ${}^{10}\text{Be} (T = 2)$, полученных в различных вариантах анализа, с результатами расчетов в работах [17, 19] показывает следующее:

1) кулоновское взаимодействие во входном канале пороговой реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^* (T = 3/2)$ "выталкивает"

уровни ядра ^{10}Be ($T = 2$) на 0,1–0,4 МэВ вверх по энергии и "уширяет" их на 80–40 % (вариант I в табл. 5). Эти результаты можно объяснить уменьшением выхода нейтронов и ростом относительной вероятности образования заряженных частиц;

2) принятие в расчет нерезонансных пороговых нейтронов с $l_n = 1$ в дополнение к пороговым нейтронам с $l_n = 0$ ведет к понижению на 0,1–0,2 МэВ энергии уровней ядра ^{10}Be ($T = 2$) и уменьшению их ширин в 2,5 раза для уровня с $J^\pi = 2^-$, где $\left|E_{q1} - E^{2^-}\right| \leq \Gamma^{2^-}$, и на

10 % для уровня с $J^\pi = 1^-$, где порог удален от резонанса более чем на ширину уровня. Эти эффекты связаны с конкуренцией выхода S - и P -нейтронов и перераспределением нейтронного сечения между парциальными пороговыми сечениями, имеющими различные энергетические зависимости;

3) многоканальный расчет со всеми каналами r в сечении (32) не дает качественного улучшения описания и слабо влияет на параметры резонанса составного ядра. Причина заключается в слабой энергетической зависимости функций возбуждения в каналах r ;

4) включение в расчет трех дополнительных пороговых каналов реакции $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($T = 1/2$) в окрестности второго порога (табл. 4) привело к уменьшению на 75 % ширины уровня ядра ^{10}Be ($J^\pi = 1^-$, $T = 2$).

Большую роль играет канал с образованием ядра $^9\text{Be}^*$ ($J^\pi = 5/2^+$, $T = 1/2$), порог которого на 0,3 МэВ ниже основного порога с образованием $^9\text{Be}^*$ и ($J^\pi = 1/2$, $T = 3/2$) ближе к резонансу ядра $^{10}\text{Be}(1^-, 2)$. Распад ядра ^{10}Be в этот канал дает нейтроны с $l_n = 1$, а в основной канал – с $l_n = 0$. Отношение соответствующих квадратов парциальных приведенных ширин равно 0,14. Распад ^{10}Be в пороговые нейтронные каналы с образованием $^9\text{Be}^*(5/2^-, 1/2)$ и $^9\text{Be}^*(7/2^+, 1/2)$ маловероятен по причинам высоких орбитальных моментов нейтронов ($l_n = 2$ и 3 соответственно) и большей удаленности их порогов от резонанса по сравнению с первыми двумя. Однако исключение их из расчета в варианте III увеличило ширину резонанса ядра $^{10}\text{Be}(1^-, 2)$ на 60 %, а отношение квадратов приведенных парциальных ширин возросло до 0,4.

Сравнительный анализ различных вариантов расчета показал, что все явления существенно влияют на значения параметров резонансов ядра ^{10}Be . Исключение составляет учет многоканальности реакции. Для выполнения более полного анализа необходимо провести экспериментальное исследование упругого рассеяния $^7\text{Li} + t$.

Параметры уровней ядра ^{10}Be ($T = 2$) получены, как в работах [17, 19], в одноканальном анализе. Значения всех параметров кроме Γ^{1^-} согласуются с аналогичными параметрами [17, 19] в пределах их погрешностей. Параметр Γ^{1^-} отличается почти вдвое от аналогичного параметра в работах [17, 19] и далеко выходит за пределы погрешностей. Следовательно, при определении характеристик уровней составного ядра необходимо

учитывать все близлежащие нейтронные пороги. Распад состояния ядра $^{10}\text{Be}(2^-, 2)$ в пороговый нейтронный канал $n + ^9\text{Be}(3/2^-, 3/2)$ не нарушает его чистоты по изоспину. То же самое относится к распаду состояния $^{10}\text{Be}(1^-, 2) \rightarrow n + ^9\text{Be}(1/2^-, 3/2)$. Однако вторая ветвь распада $^{10}\text{Be}(1^-, 2) \rightarrow n + ^9\text{Be}(5/2^+, 1/2)$ вносит 12 % примеси с изоспином $T = 1$.

КВАНТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li

В последние десятилетия интенсивно изучаются легкие экзотические ядра с $N/Z > 1$. Необычность этих ядер начинается с $N/Z \approx 2$, когда обнаруживается отклонение от оболочечно-модельной схемы заселения уровней, например, в ядре ^{11}Be . В ядрах с $N/Z \approx 3$ (^8He , ^{11}Li) наблюдается нейтронное "гало" и связанный с ним аномально большой радиус. В области $N/Z \approx 2,5$ (ядро ^{10}Li) структура ядра представляет собой остов (A-1) в основном состоянии плюс слабосвязанный экстранейтрон. Это неполное перечисление ранее неизвестных свойств ядер говорит о том, что ядерная физика приступила к исследованию области ядер с новыми свойствами. Начало можно отнести к публикации в 1966 г. работы [29] по фрагментации ядра урана протонами с энергией 5,3 ГэВ, в результате которой регистрировались ядра изотопов легких элементов. В частности, в спектре этих ядер пик ядра ^{10}Li не был обнаружен, из чего был сделан вывод о нестабильности ^{10}Li относительно испускания нуклонов или нуклонных ассоциаций. Дальнейшие исследования подтвердили этот вывод. В настоящее время нейтронную нестабильность ядра ^{10}Li можно считать установленной.

В 1969 г. Барнес на конференции по ядерному изоспину [7] привел результаты измерения функции возбуждения реакции $^7\text{Li}(^3\text{He}, p)^9\text{Be}$ вблизи нейтронного порога $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,66$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$). Предполагаемый уровень составного ядра вблизи нейтронного порога должен иметь большую приведенную нейтронную ширину распада и изоспин $T = 2$, отвечающий структуре ядра ^{10}B в виде кора $^9\text{B}^*$ ($T = 3/2$) и нейтрона на внешней орбите. Это состояние ядра ^{10}B является аналогом состояния ядра ^{10}Be со структурой $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$) и состояния ядра ^{10}Li со структурой $n + ^9\text{Li}$ ($J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$). Кор ядра должен быть в основном состоянии, поскольку обсуждаемый уровень ^{10}B является нижайшим из уровней с $T = 2$. Вскоре появились работы, в которых измерены функции возбуждения реакций $T(^7\text{Li}, p)^9\text{Li}$ [30] и $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ [9, 10] вблизи нейтронного порога $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$), и обнаружен уровень составного ядра ^{10}Be ($T = 2$), являющийся аналогом основного состояния ядра ^{10}Li . В работе [21] определен орбитальный момент пороговых нейтронов $l = 0$. Этот результат оказался неожиданным, так как приводит к отрицательной четности

аналогового состояния $^{10}\text{Be}(T=2)$ и основного состояния ^{10}Li . Согласно расчетам на основе модели оболочек [31] эти состояния должны иметь положительную четность. По энергии аналогового состояния определен дефект массы ядра ^{10}Li , равный 33 МэВ [32].

Однако в 1975 г. в экспериментальной работе [33] в реакции $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ получен дефект массы ядра ^{10}Li , равный $(33,83 \pm 0,25)$ МэВ, и установлена положительная четность. Противоречивость данных [9, 21] и [33] привела к дискуссии по конфигурации основного состояния ядра ^{10}Li [15, 34] и стимулированию оболочечно-модельных расчетов уровней легких ядер, далеких от стабильности [35]. В работах [15, 34] на основе оболочечно-модельных расчетов [36] было высказано предположение о наблюдении [33] ядра ^{10}Li в нижайшем возбужденном состоянии с нормальной (положительной) четностью. Основное состояние ^{10}Li , по видимому, имеет конфигурацию $1s^4 1p^5 2s$ и расположено на 0,8 МэВ ниже наблюдаемого в работе [33].

Более поздние экспериментальные работы были направлены на уточнение значений дефекта массы ядра ^{10}Li спина и четности его основного и возбужденных состояний. В работе [37] были подтверждены результаты [9, 21]. В работах [38–40] авторы не решились сделать определенные выводы относительно основного состояния ^{10}Li из-за недостаточной статистики. И наконец, в работе [41], где изучалось ядро ^{10}Li в двух различных реакциях: $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ и $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$, утверждается, что ядро ^{10}Li частично нестабильно и имеет уровни над нейтронным порогом с энергией 0,42 и 0,8 МэВ, которые с наибольшей вероятностью идентифицируются как дублет $1^+/2^+$ с конфигурацией $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$, при этом состояние 1^+ является основным. Последнее утверждение противоречит существующим экспериментальным данным, а также теоретическому анализу [17, 19] функции возбуждения реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ [9, 21].

Чтобы разобраться в сложившейся запутанной ситуации, требуются единый подход к экспериментальным данным и ключ для понимания. В наших руках оказалась безмодельная ТПЯ, позволившая с единых позиций посмотреть на существующие данные по ядру ^{10}Li , а также прецизионные экспериментальные данные по двум нижайшим уровням ядра ^{10}Be с изоспином $T=2$, являющимся аналогами основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li , с помощью которых был найден подход к раскрытию свойств уровней ^{10}Li . Имея необходимые средства, мы решили проанализировать накопленный материал по свойствам основного и возбужденных состояний ядра ^{10}Li и убедиться в непротиворечивости экспериментальных данных. В 1994 г. был проведен теоретический анализ [20] экспериментальных данных [10], обладающих разрешением по энергии 20 кэВ, малой погрешностью (менее 0,5 %) и незначительным разбросом точек. В отличие от предыдущего анализа [17, 19] других экспериментальных данных для

той же реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ вблизи порога реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Be}(E_x = 14,3922 \text{ МэВ}, J^\pi = 3/2^-, T = 3/2)$ было обнаружено два (а не один) узких уровня составного ядра ^{10}Be . Ширины уровней были меньше 100 кэВ и имели отрицательную четность. Было установлено, что эти уровни имеют изоспин $T=2$ и являются аналогами основного и первого возбужденного уровней ядра ^{10}Li . Определены энергии и ширины этих уровней, а также оценены их нейтронные ширины. Полученные сведения позволили найти дефект массы ядра ^{10}Li , совпадающий с данными [17, 19], а также энергию и ширины основного и первого возбужденного состояний ^{10}Li , установить их четность, структуру и оболочечную конфигурацию. Эти результаты в дальнейшем значительно облегчили анализ остальных экспериментальных данных.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Соотношения теории пороговых явлений

Экспериментальные результаты по интегральному сечению реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$, полученные в непрерывном режиме измерения [21], обладают высокой точностью ($\approx 0,5\%$) и стабильностью, т. е. малым разбросом. Эти результаты послужили основой для теоретического анализа. Они содержат 99 экспериментальных точек вблизи порога реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ ($E_x = 14,3922 \text{ МэВ}, J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$).

Методом анализа послужила ТПЯ. Согласно этой теории интегральное сечение реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ представляется в следующем виде:

$$\sigma_{p,t} = \frac{4\pi^2 g}{k_t^2 (e^{2\pi\eta} - 1)} \left\{ X_0 \left(3 \left| M_{p10,t10}^{1-} \right|^2 + 5 \left| M_{p20,t20}^{2-} \right|^2 \right) + X_1 \sum_{J=0}^3 \sum_{ss'} (2J+1) \left| M_{ps't,tsl}^{J+} \right|^2 + X_2 \sum_{J=0}^4 \sum_{ss'l} (2J+1) \left| M_{ps'2,tsl}^{J-} \right|^2 \right\}, \quad (13)$$

где $X_0 = 1$, $X_1 = (kD)^2 + 1/4$; $X_2 = X_1 [(kD)^2 + 1/16]/9$; $g = 1/8$; $D = (2k\eta)^{-1}$.

Сечение (13) использовалось в качестве аппроксимирующей функции для описания экспериментальной функции возбуждения, представленной в работе [21] и на рис. 5. Варьировались параметры

$$\left| m_{ij} \right|, \left| a_{ij} \right|, \arg \cos \frac{(ma)_{ij}}{m_{ij} a_{ij}}, E^{J\pi}, \Gamma^{J\pi}$$

и коэффициенты при различных степенях энергии. Общее число параметров колебалось от 19 (для s -нейтронного порога) до 21 (для p -нейтронного порога).

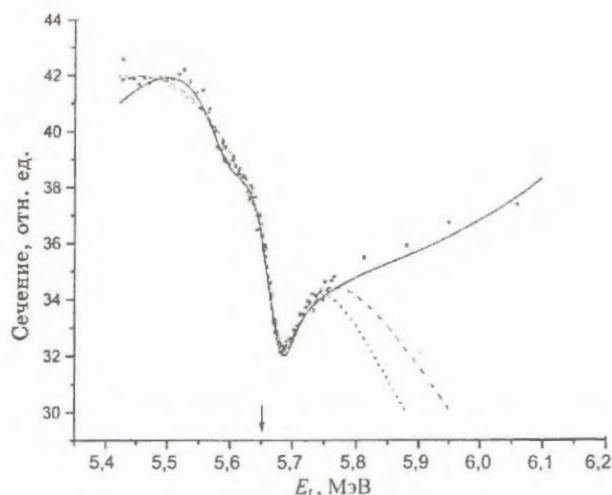


Рис. 5. Теоретическое описание функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ в окрестности первого порога $E_q = 5,65$ МэВ (л.с.) реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^8$ ($T = 3/2$) в предположении наличия двух резонансов с четностями состояний: сплошной линией обозначено положение обоих уровней с четностями $-,-$; пунктирной — с четностями $+,-$; точечной — с четностями $+,+$.

Экспериментальные данные взяты из работы [10]

Численный анализ функции возбуждения

Целью анализа экспериментальных данных является ответ на два вопроса: 1) сколько уровней составного ядра ${}^{10}\text{Be}$ находится в исследуемой пороговой области $E_t = 5,4-5,95$ МэВ и 2) каковы их квантовые характеристики и в первую очередь четности. Ответ может дать анализ экспериментальных данных по МНК с помощью аппроксимирующей функции (13) с одним или двумя резонансными матричными элементами $M^{J\pi}$ со всевозможными комбинациями четностей.

В предположении существования двух уровней ядра ${}^{10}\text{Be}$ вблизи порога анализировались три возможные ситуации [41]:

$$1) \pi_1 = \pi_2 = -; \quad 2) \pi_1 = -, \pi_2 = +; \quad 3) \pi_1 = \pi_2 = +. \quad (14)$$

В случаях с одинаковыми четностями не анализировались ситуации с $J_1 = J_2$, когда должны наблюдаться

интерференционные эффекты двух резонансов. В эксперименте интерференция не наблюдалась.

Результаты анализа трех ситуаций (14) представлены в табл. 6.

Из проведенного анализа можно установить следующие факты: 1) один резонанс лежит всегда слева от нейтронного порога $E_{qn} = 5,649$ МэВ, а второй — справа, независимо от четности резонансов; 2) резонанс с отрицательной четностью, если он есть, лежит всегда выше порога; 3) положение второго резонанса во всех случаях различается несущественно, а именно в пределах 40 кэВ, что можно отнести за счет толщины мишени, составлявшей более 20 кэВ, и погрешности в определении энергии резонанса; 4) ширины второго резонанса практически совпадают. Относительно резонанса ниже порога можно говорить о принципиальном различии характеристик при различных четностях. Для проверки согласия трех теоретических гипотез с эмпирическими данными использовался F -критерий [42]

$$F_{21} = \frac{\chi^2(f_2)}{f_2} / \frac{\chi^2(f_1)}{f_1} = 1,87;$$

$$F_{31} = \frac{\chi^2(f_3)}{f_3} / \frac{\chi^2(f_1)}{f_1} = 2,66. \quad (15)$$

Здесь f — число степеней свободы; χ^2 — распределения. Из таблицы квантилей F -распределения [42] находим, что второй и третий варианты (14) отвергаются с вероятностью более 99 %.

Предположим теперь, что в исследуемом энергетическом интервале $E_t = 5,4-5,95$ МэВ имеет место один уровень ядра ${}^{10}\text{Be}$. Попытаемся определить его четность путем сравнения двух гипотез: 1) уровень имеет отрицательную четность; 2) четность уровня положительна. Аппроксимация экспериментальных данных [21] функцией (13) с одним резонансным матричным элементом соответствующей четности по МНК дала результаты, представленные в табл. 7 в первых двух строках. Сравнение по F -критерию дает $F_{21} = 1,6$. Этот результат означает, что гипотеза об отрицательной четности в одноуровневом описании принимается с вероятностью более 95 %.

Таблица 6

Характеристики двух уровней составного ядра ${}^{10}\text{Be}$ в области энергий $E_t = 5,4-5,95$ МэВ в л.с. $E^{(j)}$ и $\Gamma^{(j)}$ — резонансные энергии и ширины для состояний с моментом $j = 1,2$

$\pi_1\pi_2$	Число параметров	χ^2	$E^{(1)}$	$\Gamma^{(1)}$	$E^{(2)}$	$\Gamma^{(2)}$	$\sqrt{2J_1 + 1}a_{pl}^{(1)}$	$a_{nl}^{(1)}$	$\sqrt{2J_1 + 1}a_{pl}^{(2)}$	$a_{nl}^{(2)}$
$-,-$	19	127,5	5,595	0,114	5,687	0,086	0,019	0,020	0,023	0,059
$+,-$	21	238,3	5,326	1,220	5,651	0,083	0,810	0,100	0,023	0,169
$+,+$	21	337,9	5,250	1,578	5,695	0,080	1,099	0,034	0,011	0,291

Примечание. Значение энергии дано в МэВ.

Таблица 7

Параметры одного резонанса ядра ^{10}Be
в области порога

Число экспериментальных точек	Четность уровня	χ^2	Число параметров	$E^{(1)}$	$\Gamma^{(1)}$
99 [10]	(-)	332,6	13	5,725	0,146
99 [10]	(+)	526,9	15	5,538	0,094
135 [21]	(-)	1382	13	5,685	0,146
135 [211]	(+)	1818	15	5,715	0,117

Примечание. Значения энергии даны в МэВ в лабораторной системе.

Сравним теперь наиболее вероятные гипотезы в двухуровневом и одноуровневом описаниях для получения ответа на вопрос: сколько уровней ядра ^{10}Be в интервале энергии $E_i = 5,4-5,95$ МэВ. Из первых строк табл. 6 и 7 находим $F_{21} = 2,62$. Из таблиц квантилей следует, что с вероятностью более 99 % число уровней равно двум. Четности обоих уровней определены ранее: они отрицательные.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных получен ответ на оба вопроса. А как относиться к более поздним экспериментальным данным [10], полученным в импульсном режиме? Аппроксимация их функцией (13) в одноуровневом описании дала результаты, приведенные в табл. 7 в третьей и четвертой строках. Очевидна близость результатов аппроксимации экспериментальных данных [10] и [21], что позволяет говорить об их адекватности. Однако попытка описания данных [10] в двухуровневом варианте не увенчалась успехом по причине разброса точек ниже нейтронного порога. В дальнейшем будем полагать установленным тот факт, что вблизи нейтронного порога имеют место два уровня с отрицательными четностями и параметрами, указанными в первой строке табл. 6. Кроме того, в численном анализе этого варианта получены соотношения для приведенных нерезонансных амплитуд

$$\sqrt{2J_1 + 1} \left| m_{pi}^{J_1} \right| = 0,0662; \sqrt{2J_2 + 1} m_{pi}^{J_2} = 1,19; l = 0, s = J. \quad (16)$$

Из них можно попытаться сделать оценку полных моментов J_1 и J_2 , хотя строгое их определение из интегрального сечения невозможно. Так как спин ядер ^7Li , ^6Li в основном состоянии, а также ядра $^9\text{Be}^*$, образующиеся в нейтронном пороговом канале, равны $3/2$, а четности их отрицательны, то во всех трех рассматриваемых каналах при $l = 0$ полный момент принимает два значения: $J = 1, 2$.

Из-за большого количества открытых каналов с различными квантовыми характеристиками можно ожидать, что два однотипных резонансных состояния в одном и том же канале дадут сравнимый вклад. Мы не располагаем данными, достаточными для определения вклада всех остальных каналов кроме p -канала, чтобы воспользоваться соотношением унитарности, которому удовлетворяет матрица столкновений. Из условия сравнимости амплитуд (16) находим

$$J_1 = 1, J_2 = 2. \quad (17)$$

Таким образом, уровню ядра ^{10}Be , лежащему ниже порога, приписывается момент 1, а уровню выше порога – момент 2. В дальнейшем будем пользоваться этой оценкой, хотя она не является надежной. Однако существенно она не влияет на наши дальнейшие расчеты и выводы.

Найдем отношение приведенных нейтронной и протонной парциальных ширин из резонансных амплитуд в табл. 6:

$$\left(\frac{\gamma_n^{1-}}{\gamma_p^{1-}} \right)^2 = 3,324(5,540); \left(\frac{\gamma_n^{2-}}{\gamma_p^{1-}} \right)^2 = 32,902(19,741). \quad (18)$$

В скобках приведены результаты для случая, обратного (17), т. е. когда подпороговый уровень имеет момент 2, а надпороговый – момент 1. При переходе через порог очевиден сильный рост нейтронной моды движения (в обоих случаях). Подведем итоги исследования вблизи порога уровней ядра ^{10}Be . Оба уровня обладают ширинами менее 100 кэВ в СЦИ, и на основании их малых ширин и порогового изоспина $T = 2$ им можно приписать изоспин $T = 2$. Характеристики этих уровней приведены в табл. 8. Для оценки парциальных ширин можно предположить, что $\gamma_i^J = \gamma_p^J$, что весьма вероятно в силу значительной удаленности порогов каналов l и p от нейтронного порога. Тогда из табл. 6 находим

$$\begin{aligned} (\gamma_i^J)^2 &= (\gamma_p^J)^2 = 10 \text{ кэВ}, \quad (\gamma_n^{2-})^2 = 336 \text{ кэВ}, \\ (\gamma_n^{1-})^2 &= 38 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_i^J = 20 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_p^J = 8 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_n^{2-} = 28 \text{ кэВ}, \\ \Gamma_n^{1-} &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Из приведенных парциальных ширин следует, что все моды движения являются коллективными за исключением нейтронной моды в надпороговом уровне 2^- , где парциальная ширина $(\gamma_n^{2-})^2$ близка к одночастичной. Это состояние ядра ^{10}Be представляет собой остов из $^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ) и слабосвязанный нейтрон.

Оба уровня в оболочечно-модельной теории представляются конфигурацией $1s^4 1p^5 2s$ с нарушенной последовательностью заселения.

Таблица 8

Характеристики спинового дублета уровней ядра ^{10}Be вблизи порога $E_q = 21,205$ МэВ распада $^{10}\text{Be} \rightarrow n + ^9\text{Be}$ ($J^\pi = 3/2, T = 3/2, E_x = 14,3922$ МэВ)

E_c , МэВ	$J^{(\pi)}, T$	Γ , кэВ	$(\gamma_n^J / \gamma_p^J)^2$
$21,168 \pm 0,050$	$(1)^-, 2$	80 ± 45	3,324 (5,540)
$21,232 \pm 0,018$	$(2)^-, 2$	60 ± 40	32,902 (19,741)

АНАЛОГОВЫЙ ПРОГНОЗ СВОЙСТВ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li

Определенные из экспериментальных данных [21] уровни ядра ^{10}Be представляют нижайшие состояния с $T = 2$, т. е. являются аналогами основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li (а также ^{10}N). Воспользуемся изобарическим мультиплетным массовым уравнением (ИММЕ) и систематикой энергии кулоновской перестройки [43] для экстраполяции характеристик уровней с $T = 2$ известных ядер ^{10}B и ^{10}Be на слабоизученные ядра ^{10}Li , ^{10}C , ^{10}N . Массовое уравнение запишем в виде

$$M(A, T, T_z) = a(A, T) + b(A, T)T_z + c(A, T)T_z^2. \quad (20)$$

Коэффициент a включает среднюю кулоновскую энергию для данного изобарического мультиплета. Он равен дефекту массы ядра ^{10}B плюс энергия возбуждения первого уровня с $T = 2$. Согласно [44]

$$a(A = 10, T = 2) = [12,051 + (23,1 \pm 0,1)] \text{ МэВ} = (35,151 \pm 0,1) \text{ МэВ}. \quad (21)$$

Коэффициент b получен в [43] подгонкой по экспериментальным данным

$$b(A, T) = (-0,7335A^{2/3} + 1,771) \text{ МэВ} = -1,6336 \text{ МэВ}. \quad (22)$$

Коэффициент c определялся из линейной зависимости отношения $-\frac{b}{c}$ от A для $T = 3/2$ и 2

$$-\frac{b}{c} = 0,97A - 4,33; \quad c = 0,304 \text{ МэВ}. \quad (23)$$

Массовое уравнение с коэффициентами (21)–(23) с точностью до нескольких десятков килоэлектронвольт описывает массы всех членов мультиплета с $A = 10, T = 2$. Для вычисления положения уровней спинового дублета ($1^-, 2^-$) в ядре ^{10}Li необходимо найти энергию кулоновской перестройки ΔE_c для пар соседних ядер $^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Li}$ и $^9\text{Be} \rightarrow ^9\text{Li}$. Для последней пары имеется экспериментальное значение [43], которым и воспользуемся:

$$\Delta E_c(A = 9, T = 3/2, T_z = 1/2 | T_z = 3/2) = 1,569 \text{ МэВ}. \quad (24)$$

Для пары ядер $^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Li}$ энергия кулоновской перестройки определяется из двух уравнений:

$$\begin{aligned} \Delta_{nH} - b(A, T) &= (T - 1/2) \Delta E_c(A, T, T - 2 | T - 1) - \\ &- (T - 3/2) \Delta E_c(A, T, T - 1 | T); \\ \Delta_{nH} &= 0,782339; \quad 2c(A, T) = \Delta E_c(A, T, T - 2 | T - 1) - \\ &- \Delta E_c(A, T, T - 1 | T). \end{aligned} \quad (25)$$

Из этих уравнений находим

$$\Delta E_c(A = 10, T = 2, T_z = 1 | T_z = 2) = 1,444 \text{ МэВ}. \quad (26)$$

Значение энергии кулоновской перестройки (26) будет использоваться для экстраполяции подпорогового уровня 1^- ядра ^{10}Be , а значение ΔE_c (24) – для экстраполяции надпорогового уровня 2^- , поскольку ядро ^{10}Be в этом состоянии имеет структуру "возбужденный остов $^9\text{Be}^*$ плюс слабосвязанный нейтрон". Для целей экстраполяции используем соотношение

$$\Delta E_c(A, T, T_z - 1 | T_z) = M_{z>} - M_{z<} + \Delta_{nH}. \quad (27)$$

Дефекты масс ядра ^{10}Be для спинового дублета 1^- и 2^- :

$$J^\pi = 1^-; \quad \Delta M c^2 = (12,607 + 21,168) \text{ МэВ} = 33,775 \text{ МэВ}; \quad (28)$$

$$J^\pi = 2^-; \quad \Delta M c^2 = (12,607 + 21,232) \text{ МэВ} = 33,839 \text{ МэВ}. \quad (29)$$

Подставляя эти значения и энергию кулоновской перестройки (26) и (24) в уравнение (27), находим дефекты масс ядра ^{10}Li для рассматриваемого дублета

$$J^\pi = 1^-; \quad \Delta M (^{10}\text{Li})_c^2 = (33,775 - 1,444 + 0,782) \text{ МэВ} - 33,113 \text{ МэВ}; \quad (30)$$

$$J^\pi = 2^-; \quad \Delta M (^{10}\text{Li})_c^2 = (33,839 - 1,569 + 0,782) \text{ МэВ} - 33,052 \text{ МэВ}. \quad (31)$$

В ядре ^{10}Li уровни спинового дублета поменялись местами: уровень 2^- является основным состоянием ядра ^{10}Li , уровень 1^- – первым возбужденным состоянием с энергией 61 кэВ. Если для экстраполяции уровня 2^- ядра использовать значение энергии кулоновской перестройки (26), как и для уровня 1^- , то получим дефект масс

$$J^\pi = 2^-; \quad \Delta M (^{10}\text{Li})_c^2 = 33,177 \text{ МэВ}. \quad (32)$$

Тем самым определены нижняя (31) и верхняя (32) границы ΔM нахождения уровня 2^- в ядре ^{10}Li . Так как ядро ^{10}Li нейтронно-нестабильно, то, вероятнее всего, его основное состояние определяется нижней границей. Найдем энергию отделения нейтрона S_n от ядра ^{10}Li по формуле

$$S_n(A, Z) = (M(A - 1, Z) + M_n - M(A, Z))c^2, \quad (33)$$

где $M_n = 1,008665$ а.е.м. = 939,508 МэВ – масса нейтрона. Энергия отделения нейтрона от ядра ^{10}Li , находящегося в основном 2^- и первом возбужденном 1^- состояниях, равна $J^\pi = 2^-, S_n = -27$ кэВ, $J^\pi = 1^-, S_n = -88$ кэВ.

Наши расчеты энергии нижайших уровней ядра ^{10}Li базируются на систематике характеристик состояний известных легких ядер. Оценку ширин уровней $2^-, 1^-$ спинового дублета в ядре ^{10}Li можно получить из

оцененных приведенных парциальных ширин этого же дублета в ядре ^{10}Be , предполагая их чистыми по изоспину $T = 2$ (19):

$$(\gamma_n^{2-})^2 = 0,336; \quad (\gamma_n^{1-})^2 = 0,040.$$

Так как распад ядра ^{10}Li с двух нижайших уровней идет по единственному нейтронному каналу, то полная ширина этих уровней равна нейтронной ширине

$$\Gamma^J = \Gamma_n^J = 2|Z_n|(\gamma_n^J)^2,$$

где $|Z_n| = k_n R$; R – радиус ядра ^{10}Li . Оценим радиус ядра ^{10}Li по параметрам b и c в предположении однородной заряженной сферы [43]

$$R(b) = \frac{0,6(A-1)q^2}{\Delta_{nH} - b} = 3,2 \text{ фм};$$

$$R(c) = \frac{0,6q^2}{c} = 2,84 \text{ фм},$$

где q – заряд электрона.

Для $R = 3$ фм

$$\Gamma_n^{2-} = 68,5 \text{ кэВ}; \quad \Gamma_n^{1-} = 14,5 \text{ кэВ}.$$

Итоги для вычисленных характеристик уровней ядра ^{10}Li приведены в табл. 9.

Таблица 9

Характеристики основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li

E_x , МэВ	$J^{(\pi)}, T$	$\Gamma = \Gamma_n$, кэВ	γ_n^2 , кэВ	$-S_n$, кэВ
g.s.	$2^-, 2$	68	336	27
0,061	$1^-, 2$	14	40	88

Примечание. g. s. – основное состояние.

СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ ПРОГНОЗИРОВАННЫХ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ И МОДЕЛЬНЫМИ РАСЧЕТАМИ

Данные табл. 9 не противоречат экспериментам группы Амелина [37] и Мичиганского университета [39]. Пик вблизи максимальной энергии протонов в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$ [37] (рис. 5) [20] имеет ширину менее 0,4 МэВ и покрывает оба уровня дублета $2^-, 1^-$ ядра ^{10}Li вблизи нуля энергии. Энергия этого пика со-

ставляет $(0,15 \pm 0,15)$ МэВ относительно нейтронного порога $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$. Смещение резонанса в сторону больших энергий возбуждения по отношению к дублету $2^-, 1^-$ может быть объяснено существованием других уровней ядра ^{10}Li в интервале энергии 0–0,4 МэВ выше нейтронного порога. Действительно, в работе Болена и др. [41] в реакции $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ при $E_{\text{лаб}} = 336$ МэВ и в реакции $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ при $E_{\text{лаб}} = 337$ МэВ обнаружены уровень 1^+ при энергии $(-0,42 \pm 0,05)$ МэВ с шириной $(0,15 \pm 0,07)$ МэВ и уровень 2^+ при энергии $(-0,80 \pm 0,08)$ МэВ с шириной $(0,30 \pm 0,10)$ МэВ, соответствующие уровню, обнаруженному в работе [33]. Таким образом, резонанс 0–0,4 МэВ в работе [37] накрывает, возможно, три ($2^-, 1^-, 1^+$), а может, и четыре ($2^-, 1^-, 1^+, 2^+$) нижайших уровня ядра ^{10}Li .

Обратите внимание на результаты работы группы Янга и др. [39]. Верхняя граница спектра импульсов ^8B в реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ ($E_{\text{лаб}} = 130$ МэВ) имеет два узких пика (рис. 6) [20], центроид которых находится в области энергии относительно порога нейтронного распада более –100 кэВ, и ширина этого дублетного образования оценивается $\Gamma_{\text{лаб}} < 230$ кэВ. Эти данные очень хорошо согласуются с результатами наших расчетов (см. табл. 9). Второе мощное образование на рис. 6 [20], которому авторы приписали энергию над порогом нейтронного распада (-538 ± 62) кэВ и ширину $\Gamma_{\text{лаб}} = (-538 \pm 23)$ кэВ, по-видимому, включает в себя неразрешенный дублет уровней $1^+, 2^+$, обнаруженный в работе [41].

В работах Болена и др. [20, 41] в спектрах реакций $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ (рис. 7) и $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ (рис. 8) вблизи нулевой энергии возбуждения E_x ядра ^{10}Li обнаруживается по одному мощному пику, каждый из которых накрывает по крайней мере четыре нижайших уровня ядра ^{10}Li , представляющих две пары дублетных уровней с отрицательной ($2^-, 1^-$) и положительной ($1^+, 2^+$) четностями.

В единственной экспериментальной работе Янга и др. [39] эти две пары уровней разрешены. В работах Амелина и др. [37] и Болена и др. [41] обе пары уровней содержатся в одном пике, и разделение их на группы ($2^-, 1^-$) и ($1^+, 2^+$) представляется достаточно трудной задачей.

Более подробное и полное обсуждение проблемы можно найти в работе [20]. Отметим, что наш анализ до настоящего времени является наиболее точным (лучше 1 % по сечению), хотя он не относится к прямому исследованию ядра ^{10}Li . Все прямые измерения сечения образования ^{10}Li имеют погрешности более 10 %. Без повышения точности эксперимента трудно рассчитывать на успех.

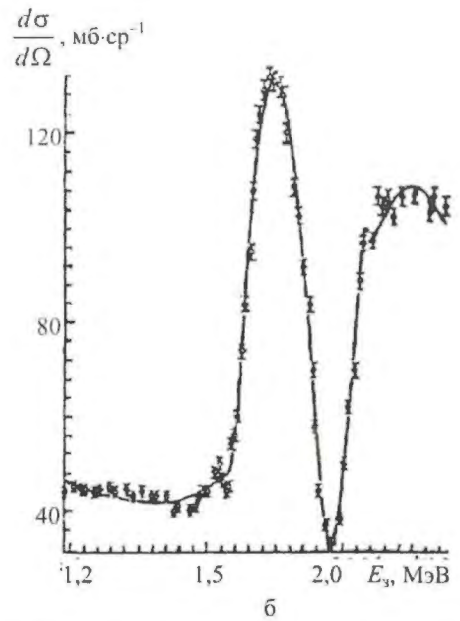
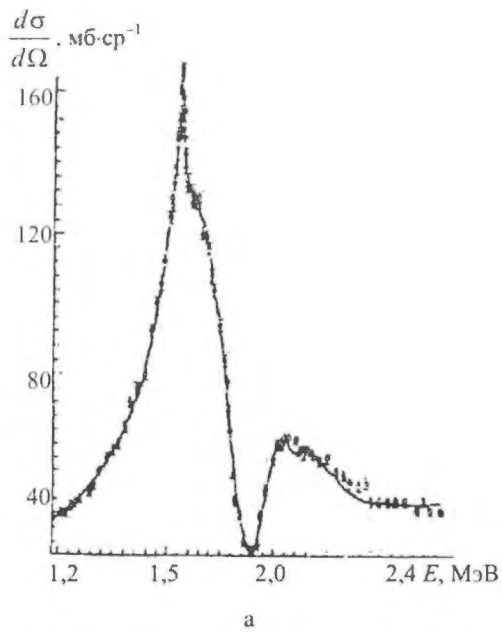


Рис. 6. Теоретическое описание [45, 46] дифференциальной функции возбуждения упругого рассеяния протонов на ${}^7\text{Li}$ в окрестности двух первых порогов реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ в интервале энергии протона $E_p = 1,35\text{--}3$ МэВ (л.с.) для углов рассеяния 90 (а) и 150 градусов (б) в СЦИ. Экспериментальные данные взяты из работы [47]

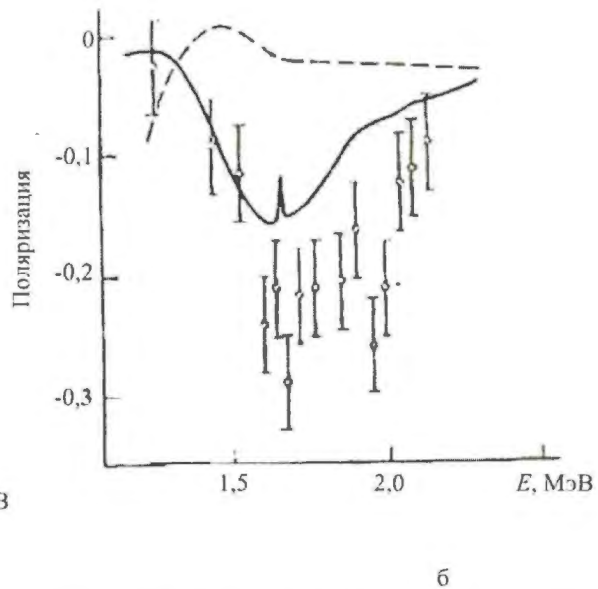
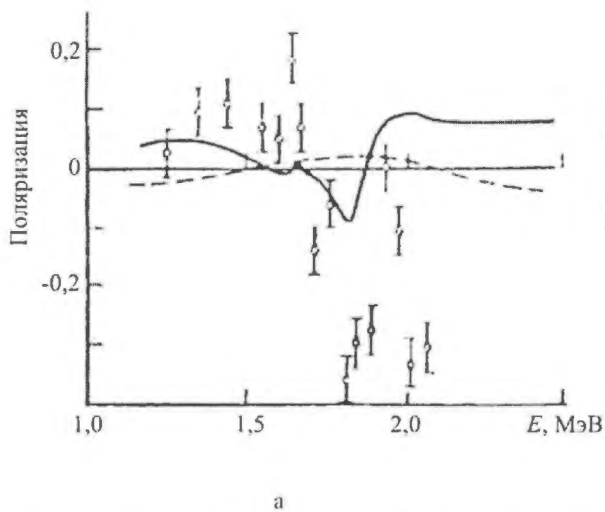


Рис. 7. Теоретическое описание [46] дифференциальной функции возбуждения поляризации упругорассеянных протонов на ${}^7\text{Li}$ в окрестности двух первых порогов реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ в интервале энергии протона $E_p = 1,35\text{--}3$ МэВ (л.с.) для углов рассеяния 90 (а) и 150 (б) градусов в СЦИ. Экспериментальные данные взяты из работы [48].
Непрерывная линия для l_p, l_n равна 0,1; пунктирная – 0

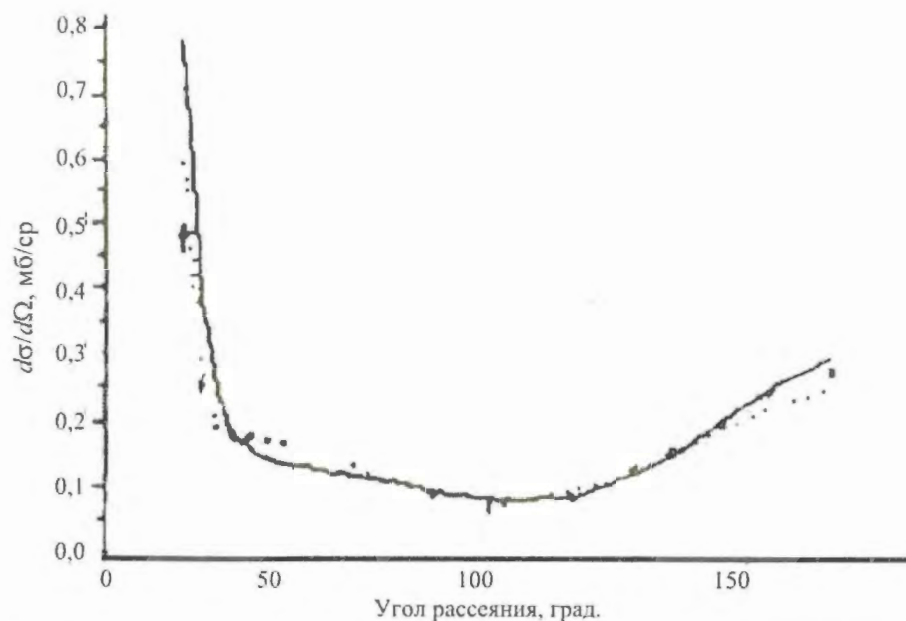


Рис. 8. Теоретическое описание [49] угловых распределений упругорассеянных протонов на ${}^7\text{Li}$ для $E_p = 1$ МэВ (л.с.). Экспериментальные данные взяты из работы [50]

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР. АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В УПРУГОМ РАССЕЙЯНИИ ${}^7\text{Li} + p$ ВБЛИЗИ ПОРОГОВ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$

В настоящей работе ТПЯ применена к описанию упругого рассеяния ${}^7\text{Li} + p$ в сложной ситуации, когда вблизи первых двух нейтронных порогов реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, отвечающих образованию ядра ${}^7\text{Be}$ в основном и первом возбужденном состояниях, в канале упругого рассеяния присутствуют четыре резонанса. Рекомендованные в работе [13] значения параметров резонансов составного ядра ${}^8\text{Be}$ приведены в табл. 10. Энергия первого и второго нейтронных порогов равна соответственно $E_{q1} = 1,645$ МэВ ($E_p = 1,88$ МэВ) и $E_{q2} = 2,0742$ МэВ ($E_p = 2,3705$ МэВ). В скобках даны энергии протонов в лабораторной системе $p + {}^7\text{Li}$, отвечающие энергии порогов.

Таблица 10

Параметры резонансов составного ядра ${}^8\text{Be}$ [13] вблизи первых двух нейтронных порогов реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, а также энергия протонов E_p в л. с. и в СЦИ (E_Q), отвечающая резонансам ${}^8\text{Be}$

Q	E_n , МэВ	I^π, T	Γ_Q , кэВ	E_p , МэВ	E_Q , МэВ
1	18,91	$2^-, 0$	48 ± 20	1,893	1,656
2	19,07	$3^+, 1$	270 ± 20	2,075	1,816
3	19,24	$3^+, 0$	230 ± 30	2,270	1,986
4	19,4	$1^-, 0$	65 ± 0	2,453	2,146

В работе [47] и на рис. 6 представлены результаты измерения функции возбуждения упругого рассеяния протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ в интервале энергии E_p от 1,35 до 3 МэВ для шести углов рассеяния ($\theta_p = 70, 90, 130, 150$ и $167,1^\circ$). Эти данные в совокупности с экспериментальными данными по интегральным сечениям реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ [51] и измерениям поляризационной анализирующей способности при упругом рассеянии ${}^7\text{Li}(\bar{p}p){}^7\text{Li}$ для перечисленных выше углов рассеяния, кроме $\theta_p = 167,1^\circ$, проанализированы традиционным методом фазового анализа в работе [48]. Большое число (сотни) варьируемых параметров ведет к неустойчивости решения задачи. В [48] не рассмотрено также влияние порогов на параметры резонансов.

В нашем анализе с помощью ТПЯ [1] определена энергетическая зависимость матрицы столкновений. Это ведет к уменьшению числа варьируемых параметров в десятки раз в зависимости от числа экспериментальных точек в рассматриваемом интервале энергии. По этой причине наш метод позволяет находить устойчивые решения более сложных задач с меньшими затратами.

Энергетическая зависимость дифференциального сечения

Дифференциальное сечение, усредненное по начальным спиновым состояниям s и просуммированное по конечным спиновым состояниям s' , равно [27]

$$\frac{d\sigma_{pp'}}{d\Omega_{p'}} = g |f_c + f_N|^2; \quad g = [(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)]^{-1}, \quad (34)$$

где I_1 и I_2 — спины сталкивающихся частиц. Кулоновская f_c и ядерная f_N части амплитуды представляются в следующем виде:

$$f_c = \frac{\sqrt{\pi}}{k_p} [-C_p(\theta_p)] \delta_{pp'}; C_p(\theta_p) = \frac{\eta_p}{\sqrt{4\pi \sin^2 \frac{\theta_p}{2}}} \exp \Psi_p;$$

$$\Psi_p = -2i\eta_p \ln \sin(\theta_p/2); \eta_p = Z_1 Z_2 e^2 \mu / h^2 k_p;$$

$$E = \hbar^2 k_p^2 / 2\mu; \quad (35)$$

$$f_N = \frac{i\sqrt{\pi}}{k_p} \times$$

$$\times \sum_{s'l'v'slv} \sqrt{2l+1} Y_{l'm'}(\Omega_p) T_{s'l',sl}^J(slv|JM)(s'l'v'm'|JM);$$

$$T_{s'l',sl}^J = \exp(2i\omega_l) \delta_{s'l',sl} - U_{s'l',sl}^J;$$

$$\omega_l = \sigma_l - \sigma_0 = \sum_{n=1}^l \arctg(\eta/n); \omega_0 = 0,$$

где J – полный момент системы; l – орбитальный момент; s – спин канала; M, m, v – проекция этих моментов; U – матрица столкновений; k_p – волновое число; μ – приведенная масса; σ – фаза кулоновского рассеяния; θ_p и Ω_p – полярный и телесный углы рассеяния. Штрих означает, что величины относятся к выходному каналу реакции.

Энергетическая зависимость амплитуды вблизи порога реакции в непороговых каналах определяется матричными элементами вида [1]

$$U_{s'l',sl}^{J\pi} = M_{s'l',sl}^{J\pi} \times$$

$$\times \left(1 + \frac{A_{s'l',sl}^{J\pi}}{E - E_Q + i\Gamma_Q/2} \right) \left[1 - a_{s'l',sl}^{J\pi} (E - E_q)^{l+1/2} \right] \quad (36)$$

в предположении, что второй член в квадратных скобках много меньше первого. Амплитуды M, a, A вблизи порога не содержат энергетических особенностей на комплексной плоскости энергии E и могут быть разложены в ряд по целым степеням E . В случае $l' = 0$ и при выполнении сделанного предположения амплитуды M, a, A можно считать постоянными величинами.

Результаты анализа экспериментальных данных и их обсуждение

Численный анализ дифференциального сечения упругого рассеяния ${}^7\text{Li} + p$, измеренного в работе [45], проводился по МНК. В качестве варьируемой функции энергии использовалась формула (34) с амплитудами (35). Число варьируемых параметров равно 28, из них 8 параметров E_Q, Γ_Q, Γ_Q ($Q = 1, 2, 3, 4$) для четырех резонансов не должны зависеть от угла рассеяния. Погрешность экспериментальных данных составляла 1–3% в зависимости от величины сечения. Число экспериментальных точек и ширина интервала по энергии протонов несколько отличались от угла к углу (табл. 11)

Для каждого угла минимум χ^2 отыскивался отдельно. Значения $\min \chi^2$, отнесенные к одной точке, нарастали в среднем от 1,8 для углов 70–110° до 5,3 для углов 150–167,1°, т. е. отклонение расчетной кривой от экспериментальных точек не выходит за пределы двойных ошибок. Качество описания экспериментальных данных иллюстрируется на рис. 6.

Хорошо описывается область сильной интерференции изоспинового дублета состояний $J^\pi = 3^+, T = 1$ и $J^\pi = 3^+, T = 0$ в ядре ${}^8\text{Be}$.

Таблица 11

Параметры резонансов из анализа дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ для различных углов θ

Параметр	Угол рассеяния (СЦИ) в град.						Среднее значение	Данные [13]
	70	90	110	130	150	167,1		
Число точек	74	97	73	79	69	73	–	–
E , МэВ	1,18–2,32	1,2–2,6	1,2–2,3	1,2–2,6	1,2–2,3	1,2–2,4	–	–
$\min \chi^2$	107	263	92	306	318	545	–	–
E_1 , МэВ	1,654	1,65	1,657	1,654	1,664	1,67	1,658	1,656
Γ_1 , кэВ	49,5	48	48,5	48	74	75	57	48 ± 20
E_2 , МэВ	1,803	1,804	1,809	1,803	1,789	1,8	1,801	1,816 ± 0,03
Γ_2 , кэВ	280	300	275	290	318	301	294	270 ± 20
E_3 , МэВ	1,965	1,965	1,96	1,964	1,95	1,98	1,964	1,986 ± 0,03
Γ_3 , кэВ	210	206	210	208	192	194	203	230 ± 30
E_4 , МэВ	2,144	2,146	2,142	2,144	2,147	2,148	2,145	2,146
Γ_4 , кэВ	650	637	636	649	641	626	640	650

В табл. 11 представлены полученные в настоящем анализе значения E_Q , Γ_Q для четырех резонансов при шести углах рассеяния и их средние значения. Там же приведены рекомендованные в [13] значения параметров резонансов. Видно, что разбросы значений параметров малы, что указывает на устойчивость многопараметрического анализа по МНК. Заметно изменилась только ширина первого резонанса при углах $\theta_p = 150$ и $167,1^\circ$, где этот резонанс проявляется значительно слабее. Поэтому для него следует принимать во внимание значения для $\theta_p < 150^\circ$. Полученные данные по E_Q , Γ_Q совпадают с рекомендованными в пределах указанной в [13] точности. Дублет 3^+ оказался смещенным на 15–20 кэВ по энергии, что, по-видимому, можно объяснить пренебрежением пороговыми состояниями с $l' = 1$ в матричных элементах с $J^\pi = 3^+$.

В заключение отметим, что проведенный предварительный анализ экспериментальных данных [47] без учета второго нейтронного порога и резонансного состояния $J^\pi = 1^-$ ядра ^8Be не дал качественного описания, а параметры резонансов выходили за пределы экспериментальных ошибок. На основе этого можно сделать вывод о необходимости учета корреляций между пороговыми и резонансными состояниями.

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ ^7Li ВБЛИЗИ ПОРОГОВ РЕАКЦИИ $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$

Теория пороговых явлений [1, 6, 52] применяется [45] для фазового анализа дифференциальных сечений $^7\text{Li}(p, p)^7\text{Li}$ в интервале энергий $E_p = 1,35\text{--}3$ МэВ [47]. При энергии $E_{q1} = 1,88$ МэВ и $E_{q2} = 2,3705$ МэВ находятся два порога реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, отвечающие образованию ядра ^7Be в основном и первом возбужденном состояниях. Фазовый анализ осложняется присутствием четырех резонансных состояний составного ядра ^8Be [13], а также открытыми конкурирующими каналами реакций $(p, p_1 \gamma)$, (p, α) , (p, γ) [13].

В работе [48] фазовый анализ выполнен поточечным традиционным методом. В данной работе было решено выполнить фазовый анализ по теории пороговых явлений с учетом пороговых состояний в нейтронном канале с орбитальными моментами $l = 0, 1$.

Энергетическая зависимость матрицы столкновений

В рассматриваемом интервале энергии можно ограничиться орбитальными моментами $l \leq 2$. В этом случае каждому набору чисел l^π будут отвечать не более трех каналов упругого рассеяния, что следует из треугольника суммы моментов $l = 1 + s$, спина канала $s = 2, 1$ и закона сохранения четности. Согласно [48] и [53] матрица упругого рассеяния может быть представлена в терминах собственных фаз δ и действительных ортогональных матриц $u^{l\pi}$

$$U_{c(m), c(n)}^{l\pi} = \sum_{p=1}^3 u_{pm}^{l\pi} u_{pn}^{l\pi} \exp(2i\delta_{c(p)}^{l\pi}), \quad (37)$$

где $c(i)$ – метка канала, определяющая комбинацию чисел s_i, l_i в i -й собственной фазе $\delta_{c(p)}^{l\pi}$. Матрицы $u^{l\pi}$ даются в терминах параметров смешивания ϵ, ξ, η :

$$\begin{aligned} u_{11} &= \cos \eta \cos \xi; & u_{12} &= \sin \eta \cos \xi; & u_{13} &= \sin \xi; \\ u_{21} &= -\cos \epsilon \sin \eta - \sin \epsilon \sin \xi \cos \eta; \\ u_{22} &= \cos \epsilon \cos \eta - \sin \epsilon \sin \xi \sin \eta; & u_{23} &= \sin \epsilon \cos \xi; & (38) \\ u_{31} &= \sin \epsilon \sin \eta - \cos \epsilon \sin \xi \cos \eta; \\ u_{32} &= -\sin \epsilon \cos \eta - \cos \epsilon \sin \xi \sin \eta; & u_{33} &= \cos \epsilon \cos \xi. \end{aligned}$$

Параметр ϵ является мерой смешивания спинов каналов s без l -смешивания, ξ – мера l -смешивания без s -смешивания и η есть мера смешивания парциальных волн с различными l и s .

Когда имеют место только два канала упругого рассеяния для заданных l^π с возможным смешиванием спиновых каналов, уравнение (37) все еще можно использовать, положив в нем член с $p = 1$ равным нулю и в уравнениях (38) $\eta = \xi = 0$. Если возможен только один канал упругого рассеяния, тогда $U = \exp(2i\delta)$ для этого канала. Исключение составляет случай $l^\pi = 3^+$, где в одном канале $s, l = 2, 1$ существует дублет состояний составного ядра ^9Be с $T = 1$. Согласно теории ядерных реакций [3] соответствующий элемент матрицы столкновений можно представить в виде суммы двух членов

$$U_{21, 21}^{3^+} = \frac{1}{2} \sum_{Q=2, 3} \exp(2i\delta_{21, Q}^{3^+}). \quad (39)$$

Энергетическая зависимость собственных фазовых сдвигов

$$\begin{aligned} \delta_{c(p)}^{l\pi} &= \Delta_{c(p)}^{l\pi} + \delta_{c(p), Q}^{l\pi} + \\ &+ \frac{i}{2} \sum_k a_{c(p), k}^{l\pi} (E - E_{qk})^{l+1/2} \left[1 + \frac{1}{3} (a_{c(p), k}^{l\pi} (E - E_{qk}) \delta_{10}) \right], \end{aligned} \quad (40)$$

где $\delta_{c(p), Q}^{l\pi}$ – фаза резонансного рассеяния,

$$\delta_{c(p), Q}^{l\pi} = \text{arctg} \frac{\Gamma_Q}{2(E_Q - E)}. \quad (41)$$

В случае отсутствия резонанса для данного набора чисел l^π вклад резонансной фазы полагается равным нулю. Фазовые сдвиги (40) представляют собой разложение функции энергии в ряд по степеням E до $E^{3/2}$, поскольку нами учитываются пороговые состояния с $l = 0, 1$. Следовательно, фаза потенциального рассеяния Δ является линейной (целой) функцией энергии. Для сокращения числа параметров было условлено считать Δ постоянной величиной, усредненной по энерге-

тическому интервалу. Параметры $a_{c(p),k}^{I\pi}$ связи (p, n) -каналов являются действительными постоянными величинами. Матрица амплитуды рассеяния M в представлении спина канала связана с матрицей U соотношением [48]

$$M_{s_1 v_1, s_2 v_2}(\theta) = \frac{\sqrt{\pi}}{k} \times \left[-C(\theta) \delta_{s_1 s_2} \delta_{v_1 v_2} + i \sum_{l l_1} (2l+1)^{1/2} (s_1 l_1 v_1 v_2 - v_1 | l v) \times \right. \\ \left. \times \exp\{i(\omega_l + \omega_{l_1})\} \left(\delta_{s_1 s_2} \delta_{l l_1} - U_{s_1 l_1, s_2 l_1}^{I\pi} \right) Y_{l_1, v_1 - v_2}(\theta, 0) \right], \quad (42)$$

где $C(\theta)$ и ω — амплитуда и фаза кулоновского рассеяния; k — волновое число; v — проекция спина канала s . Дифференциальное сечение упругого рассеяния определяется в [48] через квадраты абсолютных значений (42) с точностью до статистического фактора $1/8$.

Определение параметров фазовых сдвигов

Описание дифференциального сечения ${}^7\text{Li}(p, p){}^7\text{Li}$ проводилось по формуле (4) в работе [48], где матрица рассеяния (42) в соответствии с числом спиновых состояний имеет размерность 8×8 . Сходство нашего подхода и подхода в работе [48] при решении задачи фазового анализа заключается в том, что описание проводится в терминах собственных фаз $\delta^{I\pi}$ и действительных ортогональных матриц $u^{I\pi}$. Однако есть и существенные различия в этих двух подходах.

В работе [48] фазовые сдвиги варьировались по МНК как неизвестные функции энергии. В нашей работе энергетическая зависимость фаз определена теоретически, а параметры $\Delta, a, \varepsilon, \xi, \eta$, являющиеся фактически постоянными величинами, варьировались. Это значительно облегчает фазовый анализ. Кроме того, в работе [48] дублет состояний ядра ${}^8\text{Be}$ с $I^\pi = 3^+$ и $T = 1,0$ описывается одной фазой рассеяния $\delta_{21}^{3+}({}^5P_s)$. У нас дублет описывается двумя фазами δ_{21}^{3+}, Q где $Q = 2, 3$.

В работе [48] вклад конкурирующих каналов реакций (p, n) , (p, p_1) , (p, α) учитывается введением мнимых частей в собственные фазы $\delta^{I\pi}$, причем мнимые части фаз также варьировались. В нашей работе каналы реакций (p, n) , дающих наибольший вклад, учтены точно путем введения в фазы (40) пороговой энергетической зависимости с параметрами $a^{I\pi}$. Вклад каналов реакций (p, p_1) , (p, α) задается численно следующим образом.

С помощью соотношения унитарности вблизи первого нейтронного порога абсолютная величина соответствующих элементов матрицы рассеяния вычисляется исходя из известных значений сечений этих реакций. Так, для реакции (p, p_1) было вычислено значение $|U_{p_1 0, p 1 0}^{1-}|^2 \approx 0,467$ [54], откуда следует, что матричный элемент $U_{p 1 0, p 1 0}^{1-}$ надо умножить на 0,730. При этом предполагается, что энергетическая зависимость фазового сдвига (40) не меняется.

Вопрос о том, влияет ли канал реакции (p, p_1) на другие элементы матрицы рассеяния, остается открытым. Законы сохранения момента и четности не препятствуют этому. Наше ограничение одним элементом $U_{p 1 0, p 1 0}^{1-}$ является лишь правдоподобным допущением, вытекающим из факта слабой анизотропии в угловом распределении протонов p_1 [54]. Аналогичное допущение сделано в работе [48].

Сложнее обстоит дело с определением вклада канала реакции p, α . Из-за сильной анизотропии в угловом распределении α -частиц [54] приходится учитывать орбитальные моменты $l = 0, 2$. Из дифференциального сечения реакции (p, α) нельзя однозначно определить абсолютные значения элементов матрицы реакций. Поэтому сначала были найдены пределы изменения их значений, а потом выбраны средние значения. При определении абсолютных значений элементов матрицы рассеяния с помощью соотношения унитарности существенно использовался тот факт, что параметр смешивания спинов каналов $\varepsilon^{2+} \approx 0$. В результате были выбраны следующие абсолютные значения:

$$|U_{11,11}^{0+}| = 0,837; \quad |U_{11,11}^{2+}| = 0,933; \quad |U_{21,21}^{2+}| = 0,98. \quad (43)$$

В работе [48] влияние реакции (p, α) испытывает только один фазовый сдвиг δ_{11}^{0+} . Влиянием реакции (p, γ) на фазовые сдвиги у нас и в работе [48] пренебрегалось. Вместо полученных чисел (43) можно было ввести в соответствующие фазовые сдвиги дополнительно варьируемые параметры. Мы отказались от этого пути, не желая перегружать и без того сложную задачу. Фазовые сдвиги содержат 17 параметров Δ , 13 параметров связи (p, n) -каналов a и 9 параметров смешивания ε, ξ, η . При необходимости параметры резонансов E_Q и Γ_Q ($Q = 1, 2, 3, 4$) также могут варьироваться. В табл. 12 сведены все 39 параметров фазовых сдвигов, полученных в результате наилучшего описания экспериментальных данных [47] по дифференциальному сечению рассеяния ${}^7\text{Li}(p, p){}^7\text{Li}$.

Таблица 12

Параметры фазовых сдвигов [55]

I^π	s, l	$\Delta_{sl}^{I^\pi}$	$a_{sl,1}^{I^\pi}$	$a_{sl,2}^{I^\pi}$	ϵ^{I^π}	ξ^{I^π}	η^{I^π}
0^-	22	-0,08					
0^+	11	0,227	-0,414	-1,211			
1^-	10	-1,367	0,956	0,122			
	22	-1,841			-1,35	-0,8	-0,14
	12	-2,152					
1^+	11	-0,576	-0,181	0,89			
	21	0,263	-0,278		1,565		
2^-	20	-4,666	0,048				
	12	0,048			3,06	0,23	1,56
	22	0,254					
2^+	11	0,149	0,563	-4,106			
	21	-0,202	-2,159		-0,036		
3^-	22	0,181					
	12	0,005			1,17		
3^+	21	1,335	-2,027				
	21	-1,569	1,628				
4^-	22	-0,064					

Примечания. $\Delta, \epsilon, \xi, \eta$ – в радианах, a^{I^-} – в МэВ^{-1/2}, a^{I^+} – в МэВ^{-3/2}.

Анализ и обсуждение результатов

Проанализируем результаты численных расчетов параметров фазовых сдвигов. Из табл. 12 следует, что фазы потенциального рассеяния Δ малы по абсолютной величине для орбитальных моментов $l = 1, 2$, что является естественным для рассматриваемой области низкой энергии налетающих протонов. Исключение составляют состояния с $I^\pi = 1^-$ и 3^+ . Для случая с $I^\pi = 1^-$ это связано, по-видимому, с некорректным учетом конкурирующего канала реакции (p, p_1) , когда его действие, согласно соотношению унитарности для матрицы рассеяния, переносится на один матричный элемент U^{1^-} упругого рассеяния. Законы сохранения момента и четности позволили распределить это действие на 14 матричных элементов. Другое исключение в случае с $I^\pi = 3^+$ связано с тем, что изотопический дублет состояний с $T = 1$ сильно взаимодействует между собой. Разность фаз $\Delta_{21}^{3^+, T=1} - \Delta_{21}^{3^+, T=0} = 2,9$ близка к π , что свидетельствует об их сильной интерференции.

Раздельный анализ фазовых сдвигов Δ для положительных и отрицательных четностей показывает следующее. Для отрицательной четности и $l = 2$ фазы $\Delta_{22}^{I^-} > \Delta_{12}^{I^-}$, т. е. потенциальное рассеяние более интенсивно в состоянии с параллельными спинами протонов и ядра-мишени ($s = 2$), чем с антипараллельными спинами ($s = 1$). Для данного I^- знаки у фаз $\Delta_{22}^{I^-}, \Delta_{12}^{I^-}$ одинаковы. Фазы с $l = 0$ отрицательны и велики по абсолютной величине, что характерно для S -фаз рассеяния.

Для положительной четности фазы Δ с параллельными и антипараллельными спинами имеют противоположные знаки, причем для $s = 1$ четным l отвечают положительные знаки, нечетным l – отрицательные. Для $s = 2$ эта последовательность обратная.

Рассмотрим параметры смешивания ϵ, ξ, η . Во всех состояниях кроме 2^+ происходит интенсивное смешивание волн с различными спинами, и лишь $\epsilon^{2^+} \approx 0$. Этот факт был использован при распределении влияния канала реакции (p, α) на элементы матрицы упругого рассеяния (43) с $I^\pi = 2^+$. Величина параметров ξ , смешивающих состояния с различными орбитальными моментами, указывает на значительную роль нецентральных сил в канале $p + {}^7\text{Li}$, хотя составное ядро ${}^8\text{Be}$ является четно-четным и вклад тензорных сил должен быть близким к нулю. Значителен также вклад сил, характеризующийся параметрами η , смешивающими состояния с различными орбитальными и спиновыми моментами. Интересно отметить, что все три параметра смешивания в состоянии с $I^\pi = 1^-$ имеют отрицательный знак, а в состоянии 2^- – положительный.

Большой интерес для исследования ядерных взаимодействий представляют параметры связи (p, n) -каналов. Параметры, приведенные в табл. 12, позволяют вычислять амплитуды (p, n) -реакции с помощью соотношения унитарности и связывать их с амплитудами рассеяния ${}^7\text{Be}(n, n){}^7\text{Be}$.

Проведем сравнение наших результатов с результатами работы [48]. S -фазы $\delta_{20}^{2^-}$ и $\delta_{20}^{1^-}$ в [48] не имеют резонансного характера. Фаза $\delta_{20}^{2^-}$ имеет "касп" в области первого нейтронного порога. В остальной области энергий обе S -фазы являются практически постоянными, близкими к нулю. В наших расчетах S -фазы имеют большие отрицательные значения, а в области резонансов возрастают на π , причем в точках нейтронных порогов терпят "излом" $\sim (E - E_n)^{1/2}$ согласно соотношению (40). D -фазы в состояниях $I^\pi = 0^-, 3^-, 4^-$ постоянны, а в состояниях $I^\pi = 2^-, 1^-$ являются резонансными. Все они не имеют пороговых особенностей. В работе [48] D -фазы не приведены.

Сравнение P -фаз показывает, что в работе [48] две P -фазы $\delta_{21}^{2^+}$ и $\delta_{21}^{3^+}$ имеют аномальное поведение. Для $\delta_{21}^{2^+}$ это связано, по-видимому, с переучетом вклада канала реакции (p, α) в состоянии 2^+ . Нерегулярность P -фазы в состоянии 3^+ происходит из того факта, что изотопический дублет состояний с $T = 1$ описывается в [48] одним фазовым сдвигом вместо двух. В нашей работе P -фазовые сдвиги $\sim (E - E_n)^{3/2}$, а для изотопического дублета 3^+ являются еще и резонансными. Интересно сравнить наши результаты с результатами фазового анализа (α, α) -рассеяния, приведенными в работе [56]. В фазах $\delta_0, \delta_2, \delta_4$ отчетливо видны пороговые

аномалии при $E \approx 38$ МэВ, отвечающие первому и второму нейтронным порогам. Эти экспериментальные данные прямо свидетельствуют о существенном влиянии на фазовый анализ пороговых состояний с высокими моментами $l = l(\delta_0, \delta_2)$ и $l = 3(\delta_4)$.

Отличие вычисленных нами фаз от фаз работы [48] объясняется не только различными подходами, но и числом фазовых сдвигов, в которых учитываются каналы рассеяния и различных реакций. Для сравнения приведем эти числа соответственно для нашей работы и работы [48]; в рассеянии (p, p) – 17 и 16, а в реакции (p, n) – 9 и 3, в реакции (p, α) – 3 и 1, в реакции (p, p_1) – 1 и 1.

Численные значения фазовых параметров, приведенные в табл. 12, были использованы для расчета поляризации протонов, упругого рассеяния на ядрах ${}^7\text{Li}$ на углы 70, 90, 110, 130 и 150°. Экспериментальные значения поляризации для тех же углов приведены в работе [48]. На рис. 7 проиллюстрировано качественное согласие теории и эксперимента.

С ростом угла рассеяния согласие становится количественным, что говорит об адекватности теории и достаточно надежных оценках параметров "ядерного" рассеяния. На этом же рисунке штриховой кривой приведены расчеты поляризации с учетом только S -пороговых состояний. Ясно, что эти расчеты не отвечают эксперименту. На наш взгляд, последний результат является неожиданным, так как в пороговом канале и в канале упругого рассеяния вклад от P -волн невелик за исключением резонансных состояний 3^+ изотопического дублета. Поэтому кажется удивительным, что связь (p, n)-каналов в состоянии с $l = 1$ коренным образом меняет поляризацию протонов в другом канале.

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ $p^3\text{He}$, pT В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 0–20 МЭВ

Упругое рассеяние ядер с $Z < 3$ на легких ядрах с $A < 10$ при энергии 0–20 МэВ характеризуется набором парциальных волн с орбитальными моментами $l < 3-4$. Вкладом более высоких моментов можно пренебречь. По этой причине разложение дифференциального сечения в ряд по сферическим функциям углового момента является оптимальным. Сложнее дело обстоит с представлением энергетической зависимости сечения. Обычно матрицу рассеяния определяют через фазовые сдвиги [14], что позволяет свести число параметров рассеяния к минимуму. Затем параметры рассеяния вычисляются в тех точках энергии, в которых экспериментально измерены значения сечений. Двумерная таблица параметров рассеяния по угловым и энергетическим переменным представляет дифференциальное сечение упругого рассеяния. Интерполяция сечения в промежуточные значения параметров рассеяния проводится, как правило, по линейному или квадратическому закону. Заранее очевидно, что в особых энергетических точках, таких как пороги реакций и резонансы составного ядра

[2, 46], такая интерполяция может привести к большим ошибкам. Поэтому представляется разумным определить зависимость фазовых сдвигов от энергии, что позволит избежать ошибок при интерполяции. Более того, появится реальная возможность экстраполяции сечений упругого рассеяния в области, не исследованные экспериментально, в частности, в область нуля энергии [57]. Несомненной выгодой такого определения будет резкое уменьшение (в десятки и сотни раз) числа параметров рассеяния.

До настоящего времени работа по определению энергетической зависимости фазовых сдвигов в широком интервале энергии не выполнялась. Значительно более простая, чем в упругом рассеянии $p + {}^7\text{Li}$, энергетическая структура сечений упругого рассеяния $p, p, p, D; D; D; D, T$ и других пар водорода и ${}^4\text{He}$ была описана [58] аналитическими функциями энергий, вид которых частично заимствован из теории Вигнера [6] вблизи порога. В работе [58] преследовалась цель простыми средствами описать экспериментальные данные, не всегда следуя строгой теории. Результат оказался удовлетворительным благодаря простоте ядерных систем. В более сложных системах типа ${}^8\text{Be}$ [45, 46] без строгой теории трудно рассчитывать на успех.

Фазовый анализ сечения упругого рассеяния $p^3\text{He}$, по-видимому, впервые проводился в работах [50, 59] с использованием экспериментальных данных в области энергии 1–10 МэВ. В них изучался обменный характер ядерных сил без привлечения энергетической зависимости фазовых сдвигов. Дальнейшие исследования упругого рассеяния $p^3\text{He}$ в этом направлении проводились в работах [49, 60]. В работе [60] использовалось модифицированное приближение эффективного радиуса для параметризации фазовых сдвигов и параметров смешивания фаз [61], представляющих функции котангенса фаз и тангенса параметра смешивания в виде рядов по целым положительным степеням энергии. В таком представлении в среднем было достигнуто удовлетворительное описание экспериментальных данных в интервале энергии 0–12 МэВ. Предполагалось, что вкладом сечений реакций $p + {}^3\text{He} \rightarrow D + 2p$ выше энергии порога 7,3 МэВ и $p + {}^3\text{He} \rightarrow n + 3p$ выше порога 10,3 МэВ в фазы упругого рассеяния можно пренебречь вплоть до 20 МэВ из-за малости сечений реакций. Использование энергетической зависимости фаз и параметров смешивания в [60] значительно облегчило фазовый анализ 1085 экспериментальных точек и позволило компактно представить дифференциальное сечение упругого рассеяния.

Естественно, что полутеоретические представления зависимости фазовых сдвигов от энергии в работах [58, 60] не могут удовлетворить по причине их нестрогости и даже произвольности. Необходим последовательный теоретический подход, с помощью которого можно контролировать вид энергетической зависимости фаз и сечения упругого рассеяния и проводить достоверные расчеты с заданной степенью точности. При этом заранее можно определить число необходимых параметров в рассматриваемом интервале энергии, если

известны особые точки на плоскости комплексной энергии. Экстраполяцию в неисследованную область можно осуществить аналитическим продолжением. Поскольку энергетическая зависимость определяется орбитальным моментом и не зависит от спина, формулировка сечения упругого рассеяния в данной работе будет определяться только орбитальными моментами. В этом случае будет отсутствовать расщепление фазовых сдвигов на спиновые мультиплеты. Число параметров сократится приблизительно втрое для рассматриваемых систем со спинами 0,1, несколько ослабив точность описания для заданного числа парциальных волн. Тем не менее сохранится функциональная зависимость от энергии, которая будет верно передавать все детали энергетического хода сечения.

Энергетическая зависимость фазовых сдвигов

В теории ядерных реакций зависимость волновой функции от энергии известна в области порога реакции $kR \ll 1$, $\eta \gg 1$ (k – волновое число, R – радиус ядра, η – кулоновский параметр) и вблизи резонанса составного ядра. Пороговые точки лежат на действительной оси плоскости энергии, полюса резонансов находятся в нижней полуплоскости нефизического листа [62]. В пороговых точках волновая функция не является аналитической. Однако между порогами реакций нет причин считать волновую функцию неаналитической [4]. Поэтому в области между пороговыми особыми точками будем предполагать волновую функцию, представленную рядами Лорана по целым степеням энергии, начиная от первой отрицательной степени, отвечающей полюсным резонансам составного ядра с положительной энергией возбуждения, и заканчивая более высокими степенями. Пороговые особенности в двухчастичном канале известны. Они являются точками ветвления второго порядка в нейтронном канале или экспоненциальной функцией в канале с кулоновским отталкиванием. Энергетическая зависимость фазового сдвига или сечения упругого рассеяния имеет вид

$$\Delta_l(E) = f_l(\eta(E))g_l(E, N)L_l(E); f_l = \frac{2\pi\eta}{\exp(2\pi\eta) - 1};$$

$$g_l = \frac{E^{\ell+1/2+(N-2)3/2}}{[(2\ell+1)!!]^2}; \quad (44)$$

$$L_l(E) = \sum_{n=0}^{n_l} b_{ln}E^n + \sum_j A_j \arctg\left(\frac{\Gamma_j}{2(E-E_j)}\right);$$

$$\eta = Z_1 Z_2 e^2 \mu / (\hbar^2 k); \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2},$$

где Z_1, Z_2 – заряды; m_1, m_2 – массы взаимодействующих ядер; N – число фрагментов в канале реакции; Γ_j и E_j – ширина и энергия уровня составного ядра. Ряд Лорана $L(E)$ содержит столько членов n_l по положительным степеням энергии, сколько их необходимо удержать для удовлетворительного описания сечения. Члены с отрицательными степенями энергии являются аргументами

функции арктангенса, так как в этой формулировке они приобретают физический смысл фазового сдвига. Суммирование по j включает все состояния составного ядра в рассматриваемом интервале энергии. Функция f_l характеризует кулоновский барьер взаимодействующих ядер. Для нейтронного канала она обращается в единицу. Функция g_l описывает пороговую особенность в нейтронном канале, в том числе и в многочастичном ($N > 2$), где число заряженных фрагментов не более одного.

Если в многочастичном ($N > 2$) канале число заряженных фрагментов более двух, то вид пороговой особенности усложняется. Как показано в работе [63], в канале из трех заряженных фрагментов волновая функция представляет сумму трех членов, отвечающих циклической перестановке координат фрагментов. Определим энергетическую зависимость в точке порога следующим образом. Введем систему относительных координат между заряженными фрагментами 1 и 2 и центром тяжести 1+2 и 3 и предположим, что центр заряда 1+2 совпадает с их центром тяжести. В этом случае интегрирование волновой функции системы трех тел вблизи порога по энергии относительного движения подсистемы 1+2 можно осуществить методом перевала. Пороговая особенность имеет следующий вид:

$$F_l(E, \xi) = f_l(\eta_{12}(E))f_0(\eta_{1+2,3}(E\xi)); \quad 0 \leq \xi \leq 1. \quad (45)$$

Точка перевала ξ оценивается с хорошей точностью, так как подынтегральная функция является достаточно острой.

Пороговая особенность (45) без циклической перестановки координат будет предполагаться достаточной для описания энергетической зависимости фаз в канале с тремя заряженными фрагментами.

Выше порога реакции фаза рассеяния должна быть комплексной величиной в соответствии с соотношением унитарности [1], накладываемым на матрицу рассеяния. Мнимая часть фазы является положительной, чтобы абсолютное значение матричного элемента упругого рассеяния оставалась меньше единицы. Это отражает вклад сечений реакций в сечение упругого рассеяния. Фазовый сдвиг в интервале энергии 0–20 МэВ можно представить функцией вида

$$\delta_l(E) = \Delta_l(E) + \sum_{m=1}^M D_{lm}(E_m)\Theta(E_m);$$

$$E_m = E - E_{qm}, \quad \Theta(E_m) = \begin{cases} 1, & E > E_m \\ 0, & E < E_m \end{cases}, \quad (46)$$

где действительная часть описывается формулами (44) с $N = 2$. Мнимая часть содержит сумму фаз по каналам реакций; M – число каналов реакций. Для рассеяния протонов на ${}^3\text{He}$ фаза канала $D + 2p$ включается выше порога $E_{q1} = 7,3$ МэВ (5,494 МэВ в СЦИ) и описывается функцией

$$D_{l1}(E_1) = F_l(E_1, \xi)g_l(E_1, N=3)L_l(E_1), \quad E_1 = E - E_{q1};$$

$$F_l(E_1) = f_l(\eta_{pp}(E_1))f_0(\eta_{pd}(\xi_1 E_1)). \quad (47)$$

Фаза канала $n + 3p$ дает вклад выше порога $E_{a2} = 10,3$ МэВ (7,718 МэВ в СЦИ) и характеризуется функцией

$$D_{l2}(E_2) = F_l(E_2, \xi_2)g_l(E_2, N=4)L_l(E_2), E_2 = E - E_{q2};$$

$$F_l(E_2) = f_l(\eta_{pp}(E_2))f_0(\eta_{2p,p}(\xi_2 E_2)). \quad (48)$$

Ряды Лорана в фазах (46)–(48) содержат по четыре члена, отвечающих образованию резонансных состояний составного ядра ${}^4\text{Li}$, обнаруженных из данных по сечениям и спиновым корреляциям [60] упругого рассеяния [64]. В этих рядах различаются параметры b и A_i , параметры E_i и Γ_i каждого состояния во всех фазах одинаковы. Хотя пороги реакций лежат выше некоторых уровней составного ядра, все уровни можно оставить в фазах реакций из-за обрезывающего фактора $\Theta(E)$.

В ядерной системе pT при $E_p > 0$ имеют место четыре порога каналов реакций ($M = 4$) $n + {}^3\text{He}$, $d + d$, $d + p + n$, $2p + 2n$ и десять уровней составного ядра ${}^4\text{He}$ [64]. Фазовый сдвиг представляется функцией вида (46) с мнимой частью из четырех фаз D_{lm} по числу открытых каналов реакций в области энергий 0–20 МэВ. Выше порога канала $n + {}^3\text{He}$ ($E_{a1} = 0,763$ МэВ СЦИ) фаза D_{l1} описывается формулой (44) с функцией $f_l = l$. Выше второго порога канала $d + d$ ($E_{a2} = 4,033$ МэВ) фаза D_{l2} дается (44). После третьего порога канала $d + p + n$ ($E_{a3} = 6,257$ МэВ) фаза представляется функцией (44) с $N = 3$, а после четвертого порога канала $2p + 2n$ ($E_{a4} = 8,482$ МэВ) – функцией (44) с $N = 4$. Фазовый сдвиг упругого рассеяния $p + T$ (действительная часть) дается функцией (44) для $N = 2$. В ряды Лорана $L_l(E)$ всех фаз входят по 10 резонансных членов, отвечающих возбужденным уровням составного ядра. Параметры E_i , Γ_i для каждого уровня одинаковы, параметры b , A_i различны.

Сечение упругого рассеяния

Дифференциальное сечение упругого рассеяния в наших расчетах представлено следующей функцией энергии [27]:

$$d\sigma/d\Omega = g|A(\theta, E)|^2; A(\theta, E) = f_c(\theta, E) + f_N(\theta, E), \quad (49)$$

где амплитуды кулоновского и ядерного рассеяния имеют стандартный вид

$$f_c(\theta, E) = -\eta \exp(-2i\eta \ln(\sin(\theta/2))) / (2k(\sin(\theta/2))^2); \quad (50)$$

$$f_l(\theta, E) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) e^{2i\omega_l} (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta);$$

$$\omega_l = \sum_{s=1}^l \arctg(\eta/s), \quad \omega_0 = 0.$$

Здесь g – статистический множитель; θ – угол рассеяния в направлении телесного угла Ω ; ω_l – фаза кулоновского рассеяния; P_l – полином Лежандра. Зависимость фазового сдвига от энергии определена формулами (44)–

(48). Параметры, входящие в фазы, варьировались по МНК с целью достижения оптимального описания экспериментальных данных по сечению упругого рассеяния. Данные с поляризованными частицами в расчеты не привлекались.

Фазовый анализ $p + {}^3\text{He}$ сечения упругого рассеяния

Предварительный фазовый анализ проводился традиционным методом: в каждой точке энергии по экспериментальным данным определялись фазовые сдвиги для орбитальных моментов $l = 0, 1, 2$. Теоретический вид сечения был взят из работы [49], где сечение представлено суммой восьми членов от квадратов абсолютных значений амплитуд, описывающих восемь независимых членов в полной амплитуде по возможным спиновым корреляциям. С учетом спиновых мультиплетов число фазовых сдвигов равно 11 плюс один параметр смешивания. Если пренебречь спиновой зависимостью, число фазовых сдвигов равно трем плюс один параметр смешивания. При энергии $E_p = 1,4$ МэВ в обоих случаях описание угловых распределений отличается значительно (см. рис. 8, 9). Качество описания угловых распределений существенно улучшается с введением в расчеты параметра смешивания как в случае 11 фаз, так и в случае 3 фаз. Точность описания изменяется в среднем от 15 до 5 %.

В дальнейшем расчеты проводились по формулам (49)–(50) с фазовыми сдвигами, зависящими от энергии (44)–(48). На рис. 10, 11 представлены результаты расчета угловых распределений упругорассеянных протонов на ядрах ${}^3\text{He}$ при тех же значениях энергии $E_p = 1; 4$ МэВ, что и на рис. 8, 9, в целях сравнения с расчетами по методу работы [49]. Из сравнения рис. 8, 9 с 10, 11 следует, что введение в фазовые сдвиги теоретической зависимости от энергии существенно улучшает описание сечения упругого рассеяния. Параметры фазовых сдвигов в табл. 1 в работе [65] определены по двумерному массиву экспериментальных данных из 241 точки (см. табл. 2), взятой из функций возбуждения и угловых распределений работ [66–68]. Число парциальных волн полагалось равным трем: $l = 0, 1, 2$. Из табл. 2 [65] следует, что точность описания составляет несколько процентов и лишь отдельные точки дают отклонения порядка 20 %. Параметры уровней составного ядра отсутствуют, так как описание дифференциального сечения не нуждалось в их привлечении. По этой причине в рядах Лорана $L_l(E)$ остались фигурировать коэффициенты b при положительных степенях энергии.

В области энергии ниже первого порога (E_p СЦИ $< 5,494$ МэВ) число параметров равно 6: три коэффициента b для определения фазы δ_0 при нулевой, первой и второй степенях энергии, два коэффициента b при нулевой и первой степенях энергии для определения фазы δ_1 и один коэффициент b при нулевой степени энергии для определения δ_2 . Такой порядок задания коэффициентов b был принят для выравнивания степеней энергии при определении энергетической зависи-

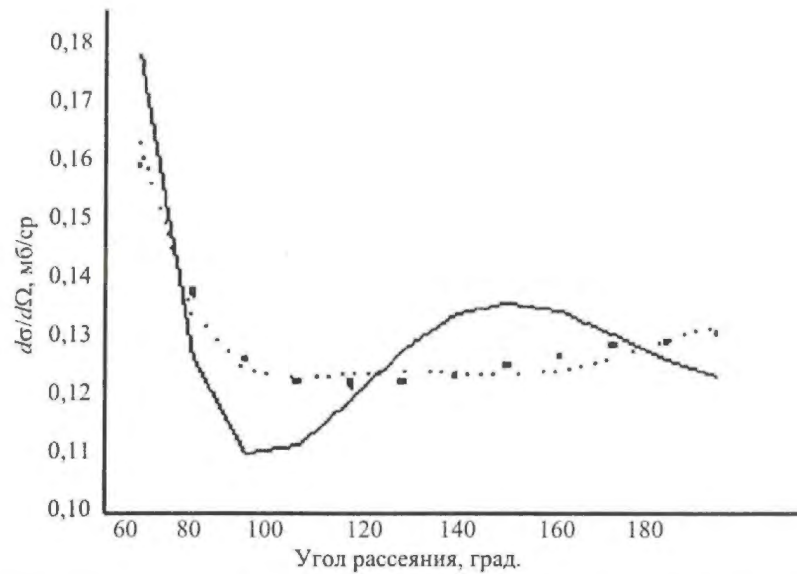


Рис. 9. Теоретическое описание [49] угловых распределений упругорассеянных протонов на ${}^3\text{He}$ для $E_p = 4$ МэВ (л.с.). Экспериментальные данные взяты из работы [50]

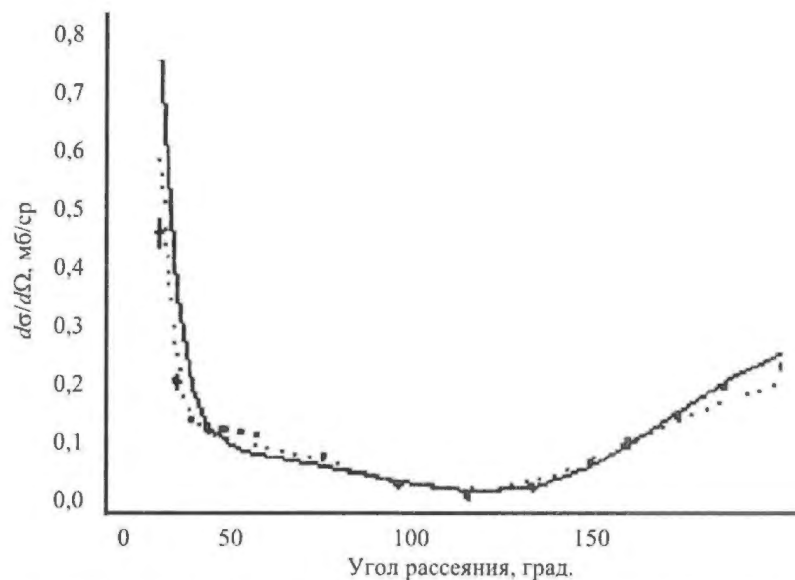


Рис. 10. Теоретическое описание [65] угловых распределений упругорассеянных протонов на $p + {}^3\text{He}$ для $E_p = 1$ МэВ (л.с.). Экспериментальные данные взяты из работы [50]

мости фазовых сдвигов с различными орбитальными моментами. Пять параметров b было задано в первом открытом канале реакции. Кроме того, в каждом открытом многочастичном канале с образованием в канале трех заряженных фрагментов появляется по одному параметру ξ . Последние могут быть определены по ме-

тоду передела при интегрировании или по МНК при варьировании параметров. В данной работе параметры ξ варьировались на начальном этапе подгонки, а затем были зафиксированы на приведенных в табл. 1 [65] значениях для ускорения процесса варьирования.

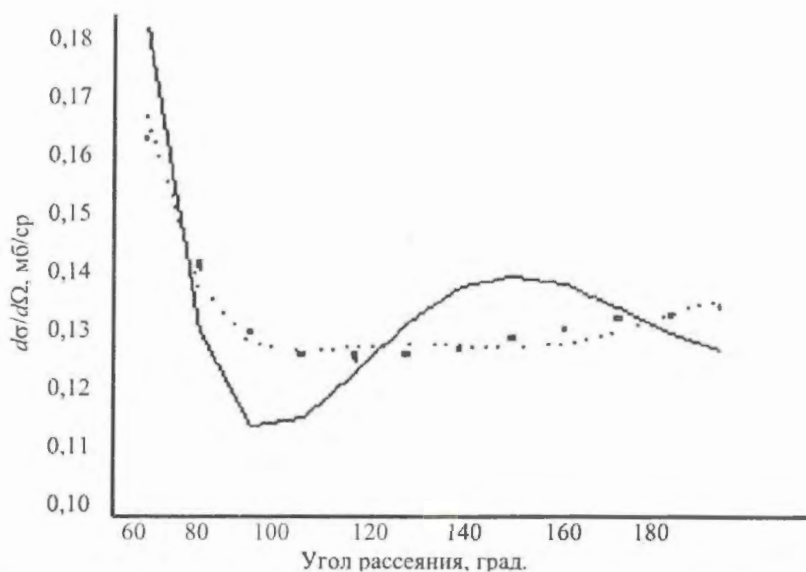


Рис. 11. Теоретическое описание [65] угловых распределений упругорассеянных протонов на $p + {}^3\text{He}$ для $E_p = 4$ МэВ (л.с.). Экспериментальные данные взяты из работы [58]

Фазовый анализ сечения pT упругого рассеяния

В анализе пренебрегалось зависимостью фазовых сдвигов от спина канала. Расчеты проводились по формулам (49)–(50) с учетом орбитальных моментов $l = 0-4$. Использовалась теоретическая зависимость фазовых сдвигов от энергии (44)–(48). Наличие четырех порогов реакций ($M = 4$ в (46)) и десяти уровней составного ядра существенно увеличивает число параметров. Для упрощения расчетов влиянием уровней составного ядра ${}^4\text{He}$ пренебрегалось: $A_l = 0$ в функции $L_l(E)$. Коэффициенты b_l отличны от нуля для нижайших степеней энергий $n = 0$ для всех l , m и $n = 1$ для $l = 0, 1$, а также $n = 2$ для $l = 0$. Всего восемь параметров в каждом канале независимо от числа фрагментов в канале, так как число заряженных фрагментов в канале не превышает двух, т. е. параметр ξ не входит. В области энергий $E_p = 2,12-4,6$ МэВ [69, 70] открыты два канала, и с помощью 16 параметров (см. табл. 4) [65] достигнута точность описания дифференциального сечения в несколько процентов (см. табл. 5) [65].

Заключение

Фазовый анализ сечений упругого рассеяния $p{}^3\text{He}$, pT с использованием теоретической зависимости фазовых сдвигов от энергии показал преимущества перед традиционным поточечным фазовым анализом. Преимущества заключаются не только в более высоком качестве описания, но также и в более компактном представлении дифференциального сечения. В традиционном описании сечение представляется в виде двумерной таблицы по угловым и энергетическим переменным. Кроме аналогичного представления в нашем методе сечение и фазовые сдвиги упругого рассеяния

могут быть записаны в аналитическом виде с приложением таблицы значений параметров. Число параметров составляет несколько десятков, в то время как табличное представление сечения содержит тысячи чисел. В традиционном фазовом анализе нельзя быть уверенным в правильности интерполяции, не имея теоретической зависимости сечения от энергии. Наш метод позволяет проводить уверенно не только интерполяцию, но также экстраполяцию в область нуля энергии. Экстраполяция в область высоких энергий требует дополнительных исследований, однако наши расчеты с полученными значениями параметров показали возможность экстраполировать на 1–2 МэВ выше по энергии с такой же точностью. Тот факт, что в данной работе пренебрежение зависимостью фазовых сдвигов от спина канала не помешало описанию сечения с высокой точностью, говорит о слабой зависимости сечения от спина. Если влиянием спина пренебречь нельзя, как, например, при описании рассеяния поляризованных частиц, то и в этом случае зависимость фазовых сдвигов от энергии остается прежней. Зависимость параметра смешивания от энергии не исследовалась. Отметим тот факт, что если описание упругого рассеяния $p + {}^3\text{He}$ в области энергии 0,3–11 МэВ дало хорошие результаты без включения в формулы (44)–(48) полюсных членов, характеризующих уровни составного ядра, то описание рассеяния $p + T$ в области энергии 0,3–2 МэВ [71] показало наличие нерегулярностей в поведении параметров. Этот факт указывает на необходимость включения в расчетные формулы полюсных членов. В области энергии 2,12–4,6 МэВ, где отсутствуют уровни составного ядра ${}^4\text{He}$, параметры являются константами, хорошо описывающими экспериментальные данные без включения в расчетные формулы полюсных членов.

Обратим внимание на рис. 12, где представлена энергетическая зависимость фазовых сдвигов рассеяния $p + {}^3\text{He}$ в интервале энергий ниже первого порога реакции. Сравнение с расчетами, проведенными в работе [49], показывает, что значения фазовых сдвигов не совпадают для одних и тех же орбитальных моментов. Более того, знаки совпадают только у δ_0 фазы. По-видимому, предпочтение можно отдать нашему набору фаз по причине лучшего описания экспериментальных данных в представлении сечения упругого рассеяния по формулам (49)–(50).

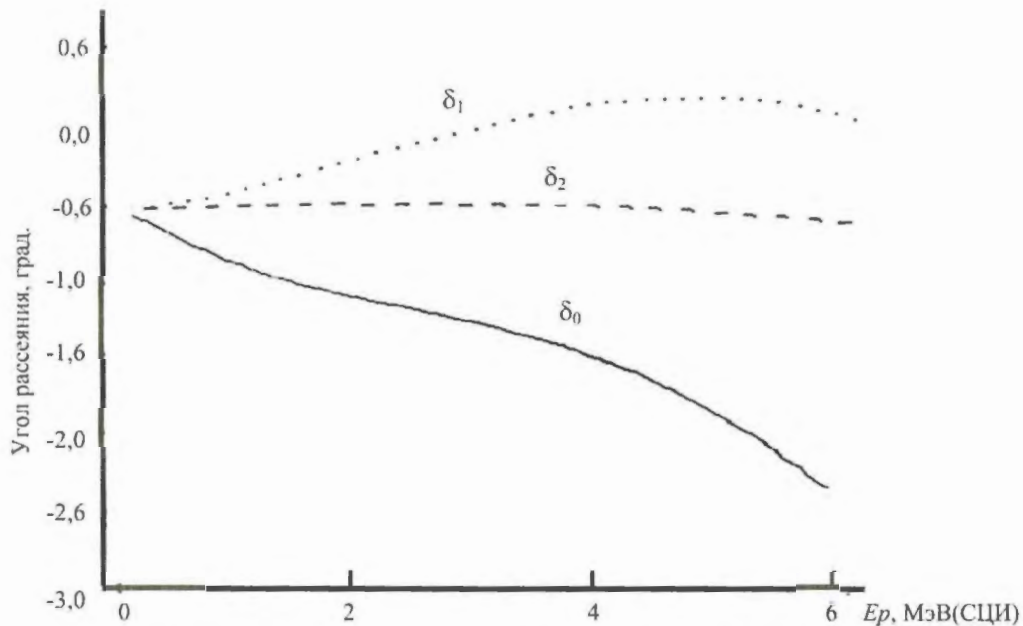


Рис. 12. Зависимость от энергии фазовых сдвигов упругого рассеяния протонов на ${}^3\text{He}$ [65]

ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $T(d, n){}^4\text{He}$ В ОБЛАСТЬ $E = 0$

Реакции $T(d, n){}^4\text{He}$ уделяется пристальное внимание как основной термоядерной реакции при создании термоядерного оружия и термоядерных реакторов. Автором было изучено влияние некоторого числа параметров и их корреляции на экстраполяцию сечения реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ в область $E_d = 0$ по теории пороговых явлений [72]. Ее изучению посвящены десятки экспериментальных и теоретических работ. Большая часть из них указана в обзорной статье [73]. Однако до сих пор не сложилось единого понимания механизма протекания этой реакции вблизи порога канала $T + D$. Недостаточно хорошо изучены резонанс $3/2^+$ составного ядра ${}^5\text{He}$ ($E_x = 17,76$ МэВ) [44] и его параметры. Исследование состояния ${}^5\text{He}$ в различных теоретических подходах дает различные значения его параметров и различные механизмы образования. Так, например, в ТПЯ [2] резонанс $3/2^+$ хорошо описывается в одноуровневом многоканальном приближении [72]. В R -матричной теории

и выяснения причин их расхождения в различных теоретических подходах. Данная работа посвящена этим вопросам.

Теоретическая функция сечения

Интегральное сечение реакции вблизи порога может быть представлено в следующем виде [2]:

$$\sigma_{nd}(E_d) = \frac{4\pi^2 g}{k_d^2 (e^{2\pi\eta} - 1)} \sum_{Jlsl's'} (2J+1) \left| M_{ns'l', dsl}^J \right|^2 X_1; \quad (51)$$

$$X_0 = 1, \quad X_1 = (kD)^2 + 1/4, \quad X_2 = X_1 \left[(kD)^2 + 1/16 \right] / 9;$$

$$g = 1/6, \quad D = (2k\eta)^{-1}, \quad \eta = Z_1 Z_2 e^2 2\mu / \hbar k,$$

где g – статистический фактор; μ – приведенная масса ядер $T + D$; k – волновое число в СЦИ; k_d – в л.с.; $Z_1 Z_2$ – заряды низкоэнергетических ядер; l – орбитальный момент; s – спин канала; J – полный момент; M – приведенный матричный элемент, связанный с матрицей столкновений U соотношением

$$U_{ij} = Z_i^{1/2} M_{ij} Z_i^{1/2};$$

$$M_{ij}^J = m_{ij}^J + \frac{a_{ij}^J}{E - E_r + i\Gamma/2}, \quad |a_{ij}^J| \approx \gamma_i^J \gamma_j^J. \quad (52)$$

Для $k_i D \ll 1$ матрица Z зависит от энергии следующим образом:

$$Z_l = \frac{(k_i D)^{2l+1}}{[(2l+1)!!]^2} Q_l(\eta);$$

$$Q_l(\eta) = C_0^2 \prod_{m=1}^l (1 + \eta^2/m^2) \exp(2i\omega_l), \quad C_0^2 = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1}. \quad (53)$$

В случае $k_i D \geq l$ матрица $|Z| \approx \text{const} \approx 1$; $\omega_l = \sigma_l - \sigma_0$ — фаза кулоновского рассеяния; E_r — резонансная энергия; γ_i — амплитуда приведенной парциальной ширины распада. Она связана с парциальной шириной Γ_i соотношением

$$\Gamma_i = 2|Z_i| \gamma_i^2; \quad \Gamma = \sum_i \Gamma_i. \quad (54)$$

Анализ экспериментальных данных

Из 2520 экспериментальных точек анализу были подвергнуты 25 низкоэнергетических точек, измеренных в Лос-Аламосе в 1984 г. в реакции $D(t, n)^4\text{He}$ (17 точек в интервале $E_t = 12,5$ –117 кэВ) [74] и в 1987 г. в реакции $T(d, n)^4\text{He}$ (8 точек в интервале $E_d = 80$ –116 кэВ) [75] при одинаковых условиях и с использованием одной и той же технической аппаратуры. Измерения характеризуются высокой надежностью, малым разбросом точек и погрешностями, не превышающими 1 %, за исключением пяти низкоэнергетических точек [74]. Эти данные наилучшим образом согласуются с данными работы [77], и с их помощью 17 низкоэнергетических точек были перенормированы с коэффициентом $N_1 = 1,01781$, а остальные 8 точек [75] с коэффициентом $N_2 = 1,02495$. Эти 25 точек накрывают интервал по энергии $E_d = 8$ –116 кэВ.

Расчеты проводились для астрофизического S -фактора, связанного с сечением (51) соотношением

$$S = 0,599626 E \exp(1,40411 E_d^{-1/2}), \quad (55)$$

где сечение дается в барнах, а энергия E_d в мегаэлектронвольтах в л.с. Во входном канале $T + D$ число парциальных волн ограничивается тремя $l < 2$. С учетом спина канала полный момент $J = 1/2 - 7/2$. Четность системы определяется четностью l . Из предыдущего анализа [72] известно, что можно рассматривать одно резонансное состояние $3/2^+$ ядра ^5He , пренебрегая влиянием более высоковозбужденного состояния $5/2^+$ [76]. Поэтому все резонансные амплитуды a^J кроме $a^{3/2^+}$ по-

лагались равными нулю. Квадрат резонансного приведенного матричного элемента (52) с $J^\pi = 3/2^+$ можно параметризовать следующими действительными параметрами ($l = 0, 2$):

$$\left| m_{ns'ldsl}^{3/2^+} \right|, \quad \varphi^{3/2^+} = \arccos \left(\frac{ma}{|ma|} \right)^{3/2^+},$$

$$\gamma_n^{3/2^+}, \quad \gamma_{d,l}^{3/2^+}, \quad E_r. \quad (56)$$

Для остальных значений J^π приведенные матричные элементы полагались равными постоянной величине $|m^{J^\pi}|$. В результате сечение реакции (51) или S -фактор (55) описывались функцией энергии с 11 параметрами.

Параметры варьировались по МНК с целью достижения наилучшего описания экспериментальных данных. Параметры резонансных матричных элементов приведены в табл. 13: в первой строке приведены результаты данной работы, во второй — результаты четвертого варианта анализа из работы [72], наиболее близкого к результатам данной работы, энергия E_d — в л.с. Полная ширина Γ в первой строке вычислена по формулам (54) для резонансной энергии $E_r = 77,3$ кэВ в л.с.

$$|Z_0| = 0,0203, \quad |Z_2| = 0,000644, \quad \gamma_n^2 = 70 \text{ кэВ};$$

$$\gamma_{d0}^2 = 145 \text{ кэВ}, \quad \gamma_{d2}^2 = 25 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_n = 140 \text{ кэВ}; \quad (57)$$

$$\Gamma_{d0} = 5,88 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_{d2} = 35 \text{ кэВ}.$$

Из табл. 13 следует, что учет энергетической зависимости ширин резонанса привел к изменению энергии резонанса и полной ширины на ~20 %. Интересно отметить также большой вклад нерезонансных процессов в состояние $3/2^+$ (более 70 % по амплитуде для $l = 0$ и ~50 % для $l = 2$). Разности фаз φ между нерезонансной и резонансной амплитудами близки к $\pi/2$ для $l = 0$ и $3\pi/4$ для $l = 2$. Относительно ширин резонанса $3/2^+$ заметим, что только $(\gamma_n)^2$ определяется стабильно с точностью ~10 %. Ширина $(\gamma_{d0})^2$ вычисляется с погрешностью ~50 %, а ширина γ_{d2}^2 — 100 %. Вычисление $(\gamma_{d2})^2$ не имеет смысла ввиду превышения точности расчетов. Таким образом, приведенные парциальные ширины в обсуждаемых расчетах равны (в л.с.):

$$(\gamma_n)^2 = 70 \pm 10 \text{ кэВ}; \quad (\gamma_{d0})^2 = 145 \pm 70 \text{ кэВ}. \quad (58)$$

Экстраполяция S -фактора (55) в область нуля энергии подтвердила результат, полученный в работе [72]:

$$S_0 = 12,355 \pm 0,005 \text{ МэВ}\cdot\text{б}. \quad (59)$$

Параметры приведенных матричных элементов для $J^\pi = 3/2^+$ и $l = 0, 2$ и в случае зависящей и не зависящей [72] от энергии полной ширины Γ

χ^2	$ m_{l=0}^{3/2+} $	$\varphi_{l=0}^{3/2+}$	$\gamma_n^{3/2+} \gamma_{d,l=0}^{3/2+}$	$m_{l=2}^{3/2+}$	$\varphi_{l=2}^{3/2+}$	$\gamma_n^{3/2+} \gamma_{d,l=2}^{3/2+}$	E_r , кэВ	Γ , кэВ
15,24	2,78	1,46	101	10,56	2,38	1390	77,29	145,9
16,05	4,111	1,138	241	6,792	2,309	2372	97,87	143,8

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов

Сравним результаты, полученные в трех теоретических подходах и в эксперименте. Попытаемся установить причины их согласия и несовпадения. Для наглядности параметры резонанса $3/2^+$ всех вариантов сведены в табл. 14. Отсчет энергии ведется от порога $T + D$ -канала в СЦИ (кэВ). В R -матричном подходе приводят-

входному и выходному каналу для $J^\pi = 3/2^+$ с $S = S' = 3/2$ и $l = 0, l' = 2$ и кластеры в основных энергетических состояниях [76]. Сведение многочастичной задачи к некоторой квазидвухчастичной привело к значительному уширению резонанса и неверному пониманию его формирования во входном канале на кулоновском барьере ($T + D$) [76]. Согласно ТПЯ и R -матричной теории [75, 79] резонанс формируется в выходном канале $n + {}^4\text{He}$ (большая парциальная ширина Γ_n

Таблица 14

Экспериментальные значения параметров $3/2^+$ -резонанса для сечений и теоретические для S -фактора

Вариант	Полюс	E_r	Γ_n	Γ_d	Γ	Rea , фм	S_0 , МэВ·б	Ссылка
$T(d, n){}^4\text{He}$ (эксперимент)	$3/2^+$	60 ± 130	—	—	100 ± 50	—	—	[13]
$n + {}^4\text{He}$ (эксперимент)	$3/2^+$	—	37 ± 5	—	76 ± 12	—	—	[82]
ТПЯ	$3/2^+$	46,37	$84,9 \pm 12,3$	$3,53 \pm 1,77$	$88,4 \pm 14,1$	-3,72	$12,355 \pm 0,005$	[83]
МРГ	$3/2^+$	81	90,7	98,6	189,3	-79,0	11,8	[76]
R -матричный двух-уровневый	M S	48,10 78,94	48,39 0,42	25,77 16,10	74,16 16,52	— —	$11,45 \pm 0,08$	[75]
R -матричный много-уровневый	M S	46,97 81,57	46,51 0,17	27,69 7,11	74,20 7,28	— —	$11,71 \pm 0,08$	[75]

ся данные как для главного M -полюса, так и для shadow S -полюса [75, 78]. Из табл. 14 следует, что результаты данной работы не противоречат экспериментальным значениям за исключением парциальной ширины Γ_n . Сравнение с результатами других теоретических подходов: с МРГ – согласие только в парциальной ширине Γ_n ; с R -матричной теорией – согласие в E_r и Γ для главного M -уровня и расхождение в остальных величинах.

В ситуации с МРГ одной из главных причин расхождения является упрощенный вариант моделирования реакции $T(d, n){}^4\text{He}$, в котором учитывались по одному

по сравнению с Γ_d) и является многочастичным эффектом, слабо связанным с кулоновским барьером в $T + D$ -канале. На самом деле приведенные ширины в обоих каналах являются величинами одного порядка (58) и только малая энергия вблизи порога $T + D$ приводит к малой наблюдаемой ширине $\Gamma_d = 3,5$ кэВ (см. табл. 14). Поэтому входной канал также играет роль в формировании резонанса $3/2^+$. В еще большей степени это относится к результатам, полученным в R -матричном анализе, где отношение $\Gamma_d/\Gamma_n \approx 1/2$ на порядок выше аналогичного отношения в ТПЯ.

Факт формирования резонанса в $n + {}^4\text{He}$ -канале подтверждается экспериментально наблюдением его в полном сечении $n + {}^4\text{He}$ -взаимодействия [80]. Тем не менее в работе [81] метод резонансных связанных каналов дает преобладание $T + D$ -системе в образовании $3/2^+$ -резонанса в ${}^5\text{He}$. Этот результат, на наш взгляд, как и в случае с расчетами по МРГ, может быть отнесен к чрезмерной упрощенности модели реакции. Влияние многочастичности задачи слабо прослеживается в этих моделях. Поэтому трудно сделать заключение о вкладе в резонанс $3/2^+$ состояния составного ядра (так называемого "голого" состояния ${}^5\text{He}$). Подход ТПЯ – безмодельный, он содержит в себе информацию о всех физических процессах. Вопрос об их разделении не является простым. Однако оценить вклад каждого представляется возможным.

В предыдущем разделе было отмечено (см. табл. 13), что в состоянии $3/2^+$ большой вклад дают нерезонансные процессы. Отношение квадратов нерезонансной к резонансной приведенных амплитуд равно

$$|m|^2 / \left| \frac{a}{\Gamma/2} \right|^2 = (2,78)^2 / \left(\frac{0,101}{0,074} \right)^2 = 4,232.$$

Таким образом, вклад прямых и нерезонансных процессов вчетверо превышает вклад составного ядра. Разность фаз между амплитудами этих процессов составляет 1,46 рад, т. е. меньше четверти длины волны $T + D$. Следовательно, формирование резонанса в большей мере происходит за пределами слияния двух кластеров в составное ядро.

ТПЯ- и R -матричное описания не являются модельными в собственном значении этого слова. Они

дают оценки физических явлений в результате анализа экспериментальных данных. Хотя оба теоретических подхода основаны на строгих теориях ядерных реакций [3] и [27], они не адекватны. Теория Фешбаха [3] и ТПЯ [2] имеют дело непосредственно с матрицей столкновений, зависимость которой от энергии вблизи порога канала реакции хорошо известна [2]. R -матрица связана с матрицей столкновений через матрицу $(1 - RL)^{-1}$, где L – матрица граничных условий. Только в простейших ситуациях (не более двух каналов и трех уровней) можно найти матрицу $(1 - RL)^{-1}$ без дополнительных упрощающих предположений.

В результате приближенного инвертирования матрицы $(1 - RL)$ в общем случае нет согласия энергетической зависимости вблизи порога в ТПЯ и R -матричном подходе. Это приводит к 5–7 %-ному несогласию в экстраполяции S -фактора в область нулевой энергии (см. табл. 14), причем многоуровневое описание приближается к результату ТПЯ в отличие от двухуровневого. Заниженное, на наш взгляд, значение S_0 в R -матричной экстраполяции объясняется неадекватной эксперименту теоретической аппроксимирующей функцией, дающей систематически заниженные результаты в области малой энергии и завышенные в высокоэнергетической части S -фактора [75]. Отклонение теоретических значений S от экспериментальных превосходит $1,4\sigma$. В расчетах по ТПЯ это отклонение равно $0,8\sigma$ (рис. 13). В то же время описание резонанса $3/2^+$ в ТПЯ достигается в одноуровневом приближении, чего не удается достигнуть в R -матричном подходе.

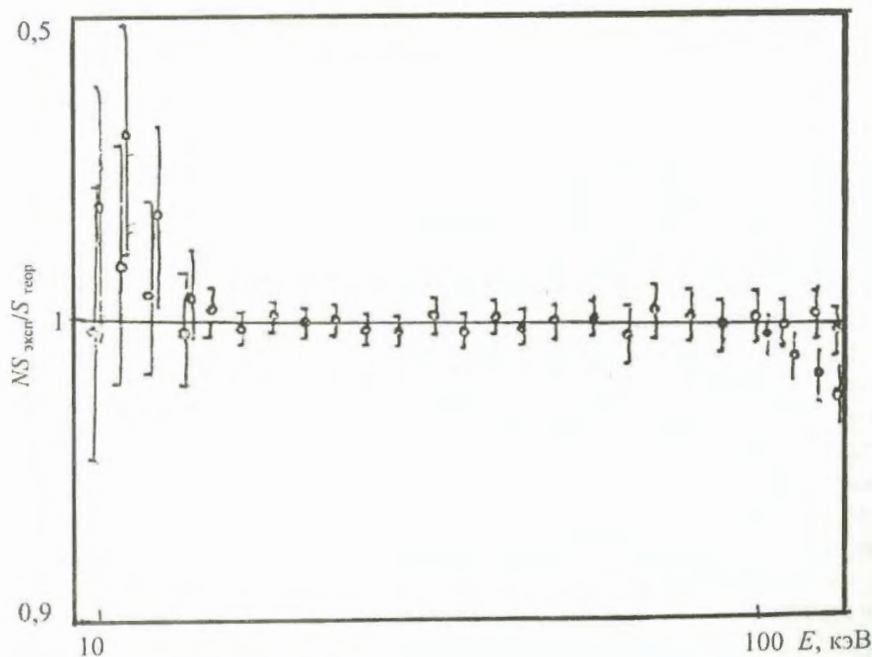


Рис. 13. Описание [72, 83] резонансного состояния $3/2^+$ (17,76 МэВ) ядра ${}^5\text{He}$ по ТПЯ $\chi^2/(n - 1) = 0,8\sigma$ [72,83] и R -матричной теории $\chi^2/(n - 1) = (1,4 - 1,8)\sigma$ [74, 75]

Многоуровневое описание дает возможность "сконструировать" "фооновую" R -матрицу с подходящей энергетической зависимостью, способной внести коррективы в одноуровневое описание для достижения приемлемого согласия с экспериментом. Появляющийся в многоуровневом описании S -полнос с параметрами, указанными в табл. 14 и находящимися на нефизическом листе римановой поверхности, не принадлежащей нефизическому листу реакции, трудно отнести к какой-то физической реальности [75, 79, 81], так как его происхождение может быть связано с математической процедурой приближенного вычисления матрицы $(1 - RL)^{-1}$. На последнее обстоятельство указывает изменение параметров S -полноса в зависимости от числа уровней, принимаемых в расчет при описании экспериментальных данных.

В заключение отметим, что эксперименты с поляризованными дейтронами и анализ их методом резонирующих групп [84] показали, что резонанс $3/2^+$ имеет примесь состояний противоположной четности. Изучение этого явления методами ТПЯ и R -матричной теории поможет выяснению оболочечной структуры высоковозбужденных состояний ядра ${}^5\text{He}$.

ВЫВОДЫ

Микроскопическая теория ядерных реакций Фешбаха представляет удачно сформулированный теоретический аппарат, успешно описывающий ядерные процессы произвольного типа: прямые и через составное ядро, двух- и многочастичные, с образованием гамма-излучения, нуклонов и кластеров и др. Отсутствие понятия радиуса канала и предположений статистической теории делает теорию Фешбаха модельно-независимой. Она имеет дело непосредственно с матрицей столкновений U , что выгодно отличает ее от большинства резонансных теорий, в том числе от R -матричной, в которой матрица $U \sim (1 - RL)^{-1}R$. Сложная зависимость не позволяет применить R -матричную теорию к большинству реакций с множеством открытых каналов и резонансов составного ядра, а также к многочастичным каналам. Теория Фешбаха одна из немногих, если не единственная, позволяет определять пороговую зависимость от энергии в аналитическом виде в присутствии произвольного числа резонансов составного ядра. Аналитическая зависимость от энергии дает возможность однозначного восстановления волновой функции вблизи порога из полного опыта, интерполяции и экстраполяции физической величины и процесса в неисследованную область. Из неполного опыта можно получить разнообразную и богатую информацию, которую не в состоянии дать другая теория. Энергетическая зависимость в аналитическом виде позволяет совершить обход пороговой особенности из надпороговой области в подпороговую и обратно. Для нейтронного порога это делается простой заменой $k \rightarrow i|k|$ [4]. В случае порога рождения двух заряженных частиц обход совершается

более сложным образом [4]. Если в пороге содержится логарифмическая особенность, как это имеет место при рождении трех частиц, две из которых одноименно заряжены, то этот случай рассмотрен в работе [85]. Таким образом, определение волновой функции из эксперимента в ограниченной надпороговой области энергии позволяет найти ее значение в подпороговой области аналитическим продолжением. Непосредственно с аналитическим продолжением связана оптическая модель упругого (и неупругого) рассеяния, вытекающая из теории Фешбаха [3]. Эта задача рассмотрена в работе [86] для рассеяния протонов на изотопах лития. Матрица столкновений определена в полюсных точках резонансов составного ядра. Она не унитарна. Предстоит вывести ее на действительную ось энергии аналитическим продолжением.

Относительно стратегии исследования свойств легких ядер с помощью ТПЯ следует сказать, что наиболее рациональным является изучение не отдельных ядер, а ядерных изобарических мультиплетов, как это делается в данной работе. Изучение нескольких мультиплетов, например, с $A = 10, 14, 18$ будет еще эффективней, так как позволит путем их сравнения определить с лучшей точностью характеристики изобарических мультиплетов, периодичность свойств легких ядер с $\Delta A = 4$ и последовательность уровней ядер с ростом их массового числа A .

Перспектива развития теории Фешбаха и исследования пороговых явлений, по-видимому, не имеет границ. В частности, автором развивалась оптическая модель упругого рассеяния в область легких ядер ($p + {}^6\text{Li}$) [86, 87], где влияние резонансов составного ядра является существенным при определении параметров теории. Резонансная область сечения упругого рассеяния $E_p = 1-10$ МэВ описана с точностью 5%. Параметры стандартной оптической модели в рассматриваемой резонансной модели остались прежними.

Теория пороговых явлений была успешно применена автором для описания сечения реакции (p, γ) на изотопах ядер C, N, O и экстраполяции сечений в область нуля энергии [88]. Рассматривался также вопрос о применении теории Фешбаха для определения слабой энергетической зависимости астрофизического S -фактора [89].

Интерес представляет применение ТПЯ к спектроскопии экзотических легких ядер (${}^9\text{He}$, ${}^{13}\text{Be}$). Были проанализированы энергетические спектры ядер, измеренные в экспериментах на циклотронных пучках в различных лабораториях мира [20, 90]. Анализ позволяет определить энергию и полные ширины уровней ядер, а также их орбитальные моменты, т. е. четности. Однако низкая счетность данных и разрешения по энергии не дают возможности достоверно определить эти характеристики.

В ТПЯ остаются открытыми вопросы энергетической зависимости волновой функции в многочастичных каналах с числом заряженных фрагментов три и более. Эту проблему следует решать выше и ниже порога.

Список литературы

1. Лазарев Л. М. Резонансные пороговые особенности в сечениях реакций и задача о полном опыте. – Изв. АН СССР. Сер. Физическая, 1987, т. 51, № 1, с. 171–175.
2. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Лазарев Л. М. Пороговые явления в ядерных реакциях. – ЭЧАЯ, 1992, т. 23, с. 305.
3. Feshbach Н. – Ann. Phys., 1958, vol. 5, p. 357–390.
4. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. – М.: Наука, 1971, гл. IX.
5. Базь А. И., Смородинский Я. А. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. – М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 83.
6. Wigner P. R. Cross section near threshold. – Phys. Rev., 1948, vol. 73, p. 1002–1009.
7. Barnes C. A. Nuclear Isospin. – Proc. Conf., Asilomar, California: Acad. Press, 1969, № 4, p. 179.
8. Goosman D. R., Gorodetzky P. A. – VAPS, 1974, vol. 19, p. 432.
9. Гужовский Б. Я., Абрамович С. Н., Звенигородский А. Г., Трусило С. В. – Изв. АН СССР. Сер. Физическая, 1973, т. 37, с. 1967.
10. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Дунаева С. А. и др. – ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 14.
11. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Лазарев Л. М. Программа и тезисы докладов XXXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. – Л.: Наука, 1985, с. 546.
12. Wapstra A. N., Audi G. – Nucl. Phys., 1985, vol. A432, p. 1.
13. Ajzenberg-Selove. – Ibid., 1984, vol. A413, p. 1; 1985, vol. A433, p. 1; 1981, vol. A360, p. 1; 1982, vol. A375, p. 1; 1983, vol. A392, p. 1.
14. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. – М.: Физматгиз, 1958, § 47, с. 56.
15. Barker F. C., Heckey G. T. J. – Phys. G. Nucl. Phys., 1977, vol. 3, p. 23.
16. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Протопопов В. Н. – Изв. АН Каз. ССР. Сер. Физико-математическая, 1984, № 4, с. 24.
17. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Ершов А. В., Лазарев Л. М. Окологороговые явления в реакциях на легких ядрах. – Изв. АН СССР. Сер. Физическая, 1986, т. 50, № 10, с. 2021–2030.
18. Гужовский Б. Я., Лазарев Л. М. Анализ нейтронных пороговых состояний ядра ^{10}Be с изоспином $T = 2$. – Там же, 1990, т. 54, № 11, с. 2244–2248.
19. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Ершов А. В., Лазарев Л. М. Анализ аномалий в функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$. – Ядерная физика, 1987, т. 46, вып. 2(8), с. 305–499.
20. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Лазарев Л. М. Квантовые характеристики и структура низколежащих уровней ядра ^{10}Li . – ЭЧАЯ, 1995, т. 26, вып. 4, с. 1001–1045.
21. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Звенигородский А. Г., Трусило С. В. – Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 1276.
22. Абрамович С. Н., Базь А. И., Гужовский Б. Я. – Там же, 1980, 32, 402.
23. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Дунаева С. А. и др. Тез. докл. 33 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М.: Наука, 1983, с. 362.
24. Лазарев Л. М. – Ядерная физика, 1967, т. 5, с. 101.
25. Woods C. L., Barker F. C. – Nucl. Phys., 1984, vol. A427, p. 73.
26. Nolen J. A., Schiffer J. P. – Ann. Rev. Nucl. Sci., 1969, vol. 19, p. 471.
27. Лейн А., Томас П. Теория ядерных реакций при низких энергиях / Пер. с англ. Изд-во иностр. лит., 1960, гл. 8, с. 122.
28. Базь А. И. – ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1511.
29. Poskanzer A. M., Cosper S. W., Hyde E. K., Cemy J. – Phys. Rev. Lett., 1966, vol. 17, p. 1271.
30. Chen Y. S., Harrison W. D., Tombreflo T. A. – Bull. Am. Phys. Soc, 1970, vol. 15, p. 1598.
31. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра / Пер. с англ. М.: Мир, 1971, т. 1. Одночастичное движение, гл. 2.
32. Ajzenberg-Selove. – Nucl. Phys., 1975, vol. A248, p. 1.
33. Wilcox K. H., Weisenmiller R. B., Wozniak G. J. et al. – Phys. Lett., 1975, vol. 59B, p. 142.
34. Van Hees A. G. M., Glaudemans P. W. M. – Z. Phys., 1983, vol. A3144, p. 323; 1984, vol. A315, p. 223.
35. Poppelier N. A. F. M., Wood L. D., Glaudemans P. W. M. – Phys. Lett., 1985, vol. 157B, p. 120.
36. Cohen S., Kurath D. – Nucl. Phys., 1965, vol. 73, p. 1.
37. Амелин А. И., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б. и др. – Ядерная физика, 1990, т. 52, с. 1231.
38. Kobayashi T. Preprint RIKEN-AF-NP-158. August 1993. Third International Conference on Radioactive Nuclear Beams (East Lansing, Michigan, May 1993). ${}^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow {}^9\text{Li} + \text{n} + \text{X}$, $E({}^{11}\text{Li}) = 72 \text{ MeV/nuc}$.
39. Young B. M., Benenson W., Kelley J. H. et al. Low-Lying Structure of ${}^{10}\text{Li}$ in the Reaction ${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$ National Superconducting Cyclotron Laboratory and Department of Phys. And Astronomy. Michigan State University. East Lansing, Michigan 48824, 1993.
40. Kryger R. A., Azhari A., Galonsky A. et al. Third International Conference on Radioactive Nucl. Beams (East Lansing, Michigan, May 1993). ${}^{18}\text{O} + \text{C} \rightarrow {}^9\text{Li} + \text{n} + \text{X}$, $E({}^{18}\text{O}) = 80 \text{ MeV/nuc}$.

41. Bohlen R. G., Gebauer B., Lenske H., Alexandrov D. V. et al. – *Z. Phys.*, 1993, vol. A344, p. 381.
42. Гришин В. К., Живописцев Ф. А., Иванов В. А. Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. М.: Изд.-во МГУ, 1988.
43. Antony M. S., Britz J., Bueb J. B., Pape A. – *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, 1985, vol. 33, p. 447.
44. Ajzenberg Selove F. – *Nucl. Phys.*, 1988, vol. A490, p. 1.
45. Гужовский Б. Я., Лазарев Л. М., Ершов А. В. Анализ угловых распределений в упругом рассеянии ${}^7\text{Li} + p$. – *Изв. АН СССР. Сер. Физическая*, 1988, т. 52, с. 61–66.
46. Гужовский Б. Я. Ершов А. В., Лазарев Л. М. Анализ упругого рассеяния протонов на ядрах ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. – Там же. 1990, т. 54, с. 155–160.
47. Malmberg P. R. – *Phys. Rev.* 1956, vol. 101, p. 114.
48. Brown L., Steiner E., Arnold L., Seyler R. – *Nucl. Phys.*, 1973, vol. A206, p. 353.
49. Tombrello T. A., Miller Jones C., Phillips G. C. et al. The scattering of protons from ${}^3\text{He}$. – *Ibid.*, 1962, vol. 39, p. 541–550.
50. Frank R. M., Gammel J. L. Elastic scattering of protons by ${}^3\text{He}$ and T. – *Phys. Rev.*, 1955, vol. 99, p. 1406.
51. Maclin R. L., Gibbons J. H. – *Ibid.*, 1958, vol. 109, p. 105; 1959, vol. 114, p. 371.
52. Базь А. Н. – *ЖЭТФ*, 1957, т. 33, с. 923.
53. Seyler R. G. – *Nucl. Phys.*, 1969, vol. A124, p. 253.
54. Laurat M. CEA-R-3727. 1969. D'ORSAY Univ. De Paris.
55. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Жеребцов В. А., Звенигородский А. Г. – *ВАНТ. Сер. Ядерные константы*, 1984, вып. 4(58), с. 17.
56. Darriulat P., Igo G., Pugh H. G., Holmgren H. D. – *Phys. Rev.*, 1965, vol. 127, p. 315.
57. Лазарев Л. М. Теория и анализ пороговых явлений в реакциях легких ядер. – *Украинский физический журнал*, 1991, т. 36, с. 661–667.
58. Abulaffio C., Peres A. Phase shift analysis of nD, nT, DD, DT, TT cross sections. – *Nuclear cross section and technology. Proceeding conference. Washington*, 1975.
59. Барит И. Я., Сергеев В. А. Анализ реакций ${}^3\text{He}(n, n){}^3\text{He}$, $T(p, p)T$ при низких энергиях. – *Ядерная физика*, 1971, т. 13, вып. 6, с. 1230–1242.
60. Alley M. T., Knutson L. D. Effective range parametrization of phase shifts for p- ${}^3\text{He}$ elastic scattering 0–12 MeV. – *Phys. Rev. C.*, 1993, vol. 48, p. 1901–1909.
61. Балдин А. М., Гольданский В. И., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. – М.: Физматгиз, 1959, с. 147–148.
62. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. – М.: Физматгиз, 1963.
63. Меркурьев С. П. О теории рассеяния для системы трех частиц с кулоновским взаимодействием. – *Ядерная физика*, 1976, т. 24, с. 289–297.
64. Tilley D. R., Weller H. R., Hale G. M. Energy levels of light nuclei $A = 4$. – *Nucl. Phys.*, 1992, vol. A541, p. 1–104.
65. Лазарев Л. М., Дзюба Б. М. Фазовый анализ сечений упругого рассеяния pT , $p{}^3\text{He}$ в области энергий 0–20 МэВ. – *ВАНТ. Сер. Ядерные константы*, 1999.
66. Berg H., Arnold W., Huttel E. et al. Differential cross section and Phase shifts for p- ${}^3\text{He}$ elastic scattering below 1.0 MeV. – *Nucl. Phys.*, 1980, vol. A334, p. 21–34.
67. Drigo L., Manduchi C., Nardelli G. C. et al. Polarization in p- ${}^3\text{He}$ elastic scattering. – *Ibid.*, 1966, vol. 89, p. 632.
68. Mc Donald D. G., Haeberli W., Morrow L. W. Polarization and cross section of Protons scattered by ${}^3\text{He}$ from 4 to 13 MeV. – *Phys. Rev.*, 1964, vol. 133, N. 5B, p. 1178.
69. Classen R. S., Brown R. J. S., Freier G. D. et al. The scattering of protons by tritons. – *Ibid.* 1951, vol. 82, p. 589–596.
70. Manduchi C., Moschini G., Torneffi G., Zannoni G. Experimental studi on low-energy levels of ${}^4\text{He}$. – *Nuovo Cimento*, 1966, vol. LVIII, N. 2, p. 340–350.
71. Ivanovich M., Young P. G., Ohlsen G. G. Elastic Scattering of several hydrogen and helium isotopes from tritium. – *Nucl. Phys.*, 1968, vol. A110, p. 441–462.
72. Лазарев Л. М. Влияние числа параметров и их корреляции на экстраполяцию сечения реакции ${}^3\text{H}(dn){}^4\text{He}$ в область $E_d = 0$. – *Изв. РАН. Сер. Физическая.*, 1994, т. 58, № 5, с. 142–146.
73. Bosch H. S., Hale G. M. – *Nucl. Fusion*, 1992, vol. 32, p. 611.
74. Jarmie K., Brown R. E., Hardekopf R. A. – *Phys. Rev. C.*, 1984, vol. 29, p. 2031.
75. Brown R. E., Jarmie N., Hale G. M. – *Ibid.*, 1987, vol. 35, p. 1999.
76. Гутич И. Ф., Охрименко И. П. – *Ядерная физика*, 1988, т. 47, с. 1238.
77. Arnold W. R., Phillips J. A., Sawyer G. A. et al. – *Phys. Rev.*, 1954, vol. 93, p. 483.
78. Eden R. J., Taylor J. – *Ibid.*, 1964, vol. 133, p. B1575.
79. Hale G. M., Brown R. E., Jarmie N. – *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol. 59, p. 763.
80. Haesner B., Neeringa W. – *Phys. Rev. C.*, 1983, vol. 28, p. 995.
81. Bogdanova L. N., Hale G. M., Markushin V. E. – *Ibid.*, 1991, vol. 44, p. 1289.
82. Ajsenberg-Selove F. – *Nucl. Phys. A.*, 1992, vol. 490, p. 1.
83. Лазарев Л. М. Экстраполяция сечения реакции $T(dn){}^4\text{He}$ в область $E = 0$. – *Изв. РАН. Сер. Физическая*, 1995, т. 59, № 5, с. 171–176.

84. Bluge G., Langanke K., Plagge M. et al. – Phys. Lett., 1990, vol. 238, p. 137.

85. Лазарев Л. М. Энергетическая зависимость сечения рассеяния вблизи порога трехчастичной реакции. – Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 416–420.

86. Лазарев Л. М., Дзюба Б. М. Резонансная оптическая модель. Тезисы докладов 49-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 21–24 апреля 1999 г., Дубна Моск. обл. – С.-Петербург, 1999, с. 216.

87. Лазарев Л. М., Дзюба Б. М. Резонансная оптическая модель упругого рассеяния. – Изв. РАН. Сер. Физическая, 2000, т. 54, № 5.

88. Дзюба Б. М., Звенигородский А. Г., Лазарев Л. М., Скидан С. Г. Оцененные сечения и астрофизические S -факторы реакции (p, γ) на ядрах C, N, O. – ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1999, вып. 1, с. 71–96.

89. Лазарев Л. М. Слабая зависимость от энергии астрофизического S -фактора в теории Фешбаха. Тезисы докладов 49-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 21–24 апреля 1999 г., Дубна Моск. обл. – С.-Петербург, 1999, с. 383.

90. Лазарев Л. М. О свойствах ядра ^{13}Be . Тезисы докладов 45-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 27–30 июня 1995 г. – С.-Петербург, 1995, с. 361.

Статья поступила в редакцию 19.09.2005 г.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

<i>Исламгулов Р. Ф., Ларцев В. Д.</i> Восстановление нейтронных спектров по активационным измерениям в виде N -сплайнов	3	<i>Islamgulov R. F., Lartsev V. D.</i> Restoration of neutron spectra by activation measurements in form of N -splines	3
<i>Хоружий В. Х., Колесов В. Ф.</i> Расчетные варианты импульсного реактора с комбинированной активной зоной	16	<i>Khoruzhi V. Kh., Kolesov V. F.</i> Calculated variants of pulsed reactor with a combined core	16
<i>Аблесимов В. Е., Дружинин А. А., Вячин В. Н., Максимов М. Ю., Михеев В. Н., Поленов И. В.</i> Исследование характеристик макета коммутируемого ^{238}Pu – Be источника нейтронов	21	<i>Ablesimov V. E., Druzhinin A. A., Vjachin V. N., Maksimov M. J., Miheev V. N., Polenov I. V.</i> Research of characteristics of the demonstration sample switchable ^{238}Pu – Be neutron source	21
<i>Бритков О. М., Графутин В. И., Илюхина О. В., Мясичева Г. Г., Разинкова Т. Л., Светлов-Прокопьев Е. П., Тимошенко С. П., Фунтиков Ю. В., Хмелевский Н. О.</i> Изучение методом позитронной аннигиляционной спектроскопии сплавов Pb – Sn	25	<i>Britkov O. M., Grafutin V. I., Ilyukhina O. V., Myasishcheva G. G., Razinkova T. L., Svetlov-Prokopiev E. P., Timoshenkov S. P., Funtikov Yu. V., Khmelevskii N. O.</i> Study by method of positron annihilation spectroscopy of Pb – Sn alloys	25
<i>Лазарев Л. М.</i> Теория пороговых явлений и спектроскопия легких ядер	30	<i>Lazarev L. M.</i> Theory of the threshold phenomena and spectroscopy of the light nuclei	30

Ответственный за выпуск В. Ф. Колесов

Редактор В. М. Тагирова Корректор М. В. Кривова
Компьютерная подготовка оригинала-макета Н. А. Лештаева

Подписано в печать 03.02.2006 Формат 60 × 84/8
Офсетн. печ Усл. печ. л. ~ 7 Уч.-изд. л. 7,4
Тираж 150 экз. Зак. тип. 1795-2005 Индекс 3646 5 статей

Отпечатано в ИПК ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"
607188, г. Саров Нижегородской обл.

Индекс 3646

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2005, вып. 2, 1-64