

Радиационный захват нейтронов легчайшими ядрами

Э. И. Шаранов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре представлены и проанализированы новые теоретические и экспериментальные результаты исследований эффективных сечений радиационного захвата нейтронов ядрами атомов водорода, дейтерия, гелия-3. Обсуждаются такие вопросы, как роль правила отбора по симметрии волновой функции ядер в (n, γ) -реакции на малонуклонных системах, получение недостающих данных о сечениях с помощью принципа детального баланса, эффекты мезонных обменных токов, двухквантовый радиационный захват и некоторые другие. Указан ряд задач, решение которых может способствовать получению новой информации о волновых функциях малонуклонных ядер и свойствах первичных нуклон-нуклонных взаимодействий.

The new theoretical and experimental data on neutron cross sections for radiative capture in case of hydrogen, deuterium and helium-3 nuclei are given and analyzed in the review. The following questions are under discussion: wave function symmetry selection rule in (n, γ) -reaction for a few nucleon systems, exchange currents effects, use of detailed balance in order to obtain n, γ -cross sections and some others. Several problems are pointed, the perseverance in solving of which can lead to new information on the few body, wave functions and the properties of nucleon-nucleon interactions.

ВВЕДЕНИЕ

Легчайшие ядра выделяют в отдельную группу в связи с отнесенной простотой их структуры. Граница между ними и легкими ядрами условна и может быть, следуя обзору [1] проведена между гелием и литием. Гелий-4 — первое ядро периодической системы элементов, у которого появляются возбужденные уровни. Они соответствуют ядерно-нестабильным возбужденным состояниям, быстро распадающимся с испусканием нуклонов. Изотоп лития — первое ядро с нуклонно-стабильными возбужденными состояниями, испытывающими «медленный» γ -распад.

Свойства легчайших ядер можно описать в рамках теории малонуклонных систем, а также оболочечной модели. Имеется ряд обзоров, посвященных таким вопросам, как: свойства легчайших ядер и проблема нуклон-нуклонных потенциалов [2], проблема трех и четырех тел [3], изучение свойств легчайших ядер в реакциях с медленными нейтронами [4] и ряду других. Однако в них

не затронут круг проблем, связанных с радиационным захватом нейтронов. Изучение радиационного захвата первым стабильным ядром-протоном началось еще в тридцатые годы [5], активно продолжалось в последующем и в значительной степени способствовало становлению основных представлений нейтронной и ядерной физики.

Исследования радиационного захвата нейтронов следующими ядрами: дейтоном, ${}^3\text{He}$, длительное время отставали от изучения *nr*-захвата как в плане эксперимента, так и теории. Лишь в последние годы здесь получен ряд результатов, обращающих на себя внимание в связи с тем, что радиационный захват нейтронов тесно связан с проблемой первичных нуклон-нуклонных взаимодействий и позволяет, в принципе, получать такие сведения о волновых функциях малонуклонных систем, как, например, вклад *D*-волны или состояния смешанной симметрии, а также информацию о роли мезонов в ядрах [6].

Кроме того, своеобразие легчайших ядер позволяет предсказывать для них спиновую зависимость сечения радиационного захвата. Изложению и обсуждению соответствующих теоретических и экспериментальных результатов для дейтона и ${}^3\text{He}$ посвящена основная часть обзора. Простота структуры легчайших ядер создает условия для проведения довольно точных расчетов сечения процесса двухквантового радиационного перехода, принципиальная возможность которого следует из квантовой электродинамики. Наблюдение и экспериментальное исследование двухквантового радиационного захвата тепловых нейтронов могло бы, в известной мере, служить проверкой квантовой электродинамики. В последние годы к этой проблеме наблюдался повышенный интерес, в связи с чем соответствующие результаты также отражены в обзоре.

В заключение подведены итоги исследования радиационного захвата легчайших ядер на современном этапе и указаны проблемы, от решения которых зависит получение новой экспериментальной информации и соответствующий прогресс в понимании механизма этого процесса в рамках теории малонуклонных систем.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ЛЕГЧАЙШИМИ ЯДРАМИ

Основные допущения. Радиационный захват нейтронов легчайшими ядрами рассматривается в теории как прямой процесс, аналогичный (n, γ)-реакции на протонах, изученной Бете и Пайерлсом в [5]. Для всех легчайших ядер в захвате при низких энергиях (если он существует) доминирует процесс с испусканием магнитного дипольного излучения, так как основные состояния ядер-

продуктов и состояния в непрерывном спектре имеют при этих энергиях одинаковую, положительную четность (s -волновый захват).

Эффективные сечения радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами T и ${}^4\text{He}$ должны равняться нулю, так как согласно современным теоретическим представлениям не существует связанных состояний нуклонов, отвечающих ядрам-продуктам ${}^4\text{H}$ и ${}^5\text{He}^*$. Поэтому при последующем изложении будут рассмотрены лишь сечения $\sigma_{n\gamma}$ для ядер H , D и ${}^3\text{He}$. Сечения захвата для них обычно получают из сечения фоторасщепления ядер-продуктов, пользуясь уравнением детального баланса, связывающим сечения прямых и обратных реакций.

Для рассматриваемого случая реакций



с неполяризованными частицами это уравнение имеет вид

$$\frac{\sigma_{\text{II} \rightarrow \text{I}}}{\sigma_{\text{I} \rightarrow \text{II}}} = \frac{k_{\text{I}}^2 (2j_A + 1) (2j_n + 1)}{k_{\text{II}}^2 (2j_{A+1} + 1)}, \quad (2)$$

где k_{I} и k_{II} — импульсы относительного движения в каналах I и II ; j — моменты количества движения соответствующих частиц. В уравнении (2) учтено, что хотя фотон и обладает спином $j_\gamma = 1$, однако имеет только два направления поляризации. Из выражения (2) следуют следующие соотношения, для интересующих нас реакций:

$$np \rightarrow \text{D}\gamma : \sigma_{n\gamma} = \frac{3}{2} \sigma_{\gamma n} E_\gamma^2 / EMc^2; \quad (3)$$

$$n\text{D} \rightarrow \text{T}\gamma : \sigma_{n\gamma} = \frac{1}{2} \sigma_{\gamma n} E_\gamma^2 / EMc^2; \quad (4)$$

$$n{}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}\gamma : \sigma_{n\gamma} = \frac{1}{3} \sigma_{\gamma n} E_\gamma^2 / EMc^2, \quad (5)$$

в которых E_γ — энергия γ -квантов; E — кинетическая энергия (превышение энергии возбуждения над порогом или энергией связи) в системе центра масс; M — масса нейтрона. При заданной энергии E кинетические энергии E_n нейтрона в лабораторной системе координат будут различны в зависимости от направления реакции: в прямой реакции $E_n = E(A+1)/A$, тогда как в обратной $E_n = EA/(A+1)$.

Сечение магнитного фоторасщепления можно рассчитать по формуле

$$\sigma_{\gamma n} = \frac{4\pi E_\gamma}{\hbar c (2J+1)} \sum_m |\langle f | \hat{M} | i \rangle|^2. \quad (6)$$

* И. М. Франк обратил внимание автора на то, что в этих случаях возможен прямой захват быстрых нейтронов.

Здесь

$$\hat{M} = \left(\mu_p \sum_i \sigma_z^i + \mu_n \sum_i \sigma_z^i \right) \frac{e\hbar}{2Mc} \quad (7)$$

— обычный оператор магнитного дипольного момента; $\langle f | \hat{M} | i \rangle$ — матричный элемент $M1$ -перехода между основным состоянием ядра-мишени и состоянием системы $n + A$ в непрерывном спектре; $E_\gamma = B + E$ — энергия γ -квантов; B — энергия связи нейтрона в ядре-мишени с массой $(A + 1)$; σ_z^i — z -компонента матриц Паули для соответствующих нуклонов. Волновые функции участвующих состояний зависят от спиновых и пространственных координат (например, $|i\rangle = \chi^m \varphi(\mathbf{r})$), по последним из которых в (6) ведется интегрирование. Действие оператора M на спиновые волновые функции ведет к обсуждаемому далее правилу отбора по симметрии волновых функций трития, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ относительно перестановки тождественных нуклонов. Различие теоретических оценок сечений $\sigma_{n\gamma}$ обусловлено использованием различных методов вычисления волновых функций $\varphi(\mathbf{r})$, связанных с определенными приближениями.

Кроме того, в ряде работ предлагается ввести помимо одночастичного оператора (7) еще и двухчастичные операторы магнитного момента. Простейший из них может иметь, например, следующий вид [6]:

$$\hat{M}_{12} = \frac{1}{2} e (\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2) V_\tau (\sigma_1, \sigma_2, r_{12}) (\boldsymbol{\tau}_1 \times \boldsymbol{\tau}_2). \quad (8)$$

Здесь V_τ — потенциал однопионного обмена между нуклонами 1 и 2; $\boldsymbol{\tau}_1$ и $\boldsymbol{\tau}_2$ — операторы изотопических спинов нуклонов. Обменное взаимодействие между нуклонами ведет к появлению в ядре дополнительных, обменных токов, которые, взаимодействуя с внешним электромагнитным полем, могут внести дополнительный вклад в сечение захвата.

Радиационный захват нейтронов протонами. Обычный, одноквантовый захват медленных нейтронов протонами в главных своих чертах теоретически хорошо изучен, результаты можно найти во многих учебниках и монографиях, например в [7, 8]. Однако в связи с появлением различных реалистических потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия интерес к этой задаче не ослабевает.

Захват медленного нейтрона переводит синглетное 1S_0 состояние np -системы в связанное состояние дейтона. Другое, триплетное 3S_1 -состояние в непрерывном спектре и основное состояние дейтона ($J = 1$) являются состояниями np -системы с разной энергией, но одинаковыми квантовыми числами. В квантовой механике такие состояния ортогональны и, следовательно, матричный элемент прямого перехода между ними должен обращаться в

нуль. Из формул (6) и (7), следуя стандартному подходу [7], можно получить для сечения захвата с $M1$ -переходом формулу вида*:

$$\sigma_{n\gamma}(M1) = \pi\alpha (\mu_p - \mu_n)^2 \frac{c}{v_n} \left(\frac{B}{Mc^2} \right)^3 \frac{McN^2}{\hbar k^2} I^2(k, \delta_s); \quad (9)$$

$$I(k, \delta_s) = \int_0^{\infty} u_g(r) \sin(kr + \delta_s) dr. \quad (10)$$

Здесь $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры; $\mu_p = 2,79$, $\mu_n = -1,91$ — магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах; v_n — скорость нейтрона в лабораторной системе координат; Nu_g — радиальная волновая функция дейтона, нормированная условием

$$N^2 \int |u_g|^2 dr = 1; \quad (11)$$

δ_s — синглетная фаза волновой функции np -системы в непрерывном спектре.

Чтобы получить числовую оценку сечения, необходимо рассчитать радиальный интеграл $I(k, \delta_s)$. Если взять волновую функцию дейтона в простейшем виде

$$Nu_g(r) = \sqrt{2}\gamma \exp(-\gamma r) \quad (12)$$

и для фазы δ_s использовать известное приближение нулевого радиуса

$$k \operatorname{ctg} \delta_s = -1/a_s \quad (13)$$

(в последних формулах использованы обозначения синглетной длины рассеяния a_s и обратной величины эффективного размера дейтона $\gamma = \sqrt{MB/\hbar}$), то интеграл $I(k, \delta_s)$ берется аналитически:

$$|I(k, \delta_s)|^2 = (1 - \gamma a_s)^2 k^2 / (\gamma^2 + k^2)^2. \quad (14)$$

В этом случае для сечения захвата медленных нейтронов протонами имеем формулу

$$\sigma_{n\gamma}(M1) = 2\pi\alpha \frac{c}{v_n} (\mu_p - \mu_n)^2 \left(\frac{B}{Mc^2} \right)^{5/2} (\gamma^{-1} - a_s)^2. \quad (15)$$

Для тепловых нейтронов (скорость $v_n = 2200$ м/с) сечение $\sigma_{n\gamma}$ (Н) = 294 мб рассчитываем с использованием известных из экспериментов значений параметров: $B = 2,226$ МэВ и $a_s = -23,7$ фм. Это, довольно большое значение сечения — результат сильного взаимодействия нейтрона с протоном в синглетном состоянии.

* При этом используются спиновые волновые функции

$$\chi_1^0 = (\alpha_n \beta_p + \beta_n \alpha_p) / \sqrt{2}; \quad \chi_0^0 = (\alpha_n \beta_p - \alpha_p \beta_n) / \sqrt{2}$$

для триплетного ($s = 1$) и синглетного состояний соответственно.

Если пренебречь этим взаимодействием, т. е. использовать в интеграле (10) плоскую волну ($\delta_s = 0$), то в выражении (14) исчезает фактор $(1 - \gamma a_s)^2$ и сечение $\sigma_{n\gamma}$ получается меньшим почти в 40 раз.

Поправки к (15), возникающие из-за ненулевого значения эффективного радиуса взаимодействия, а также из-за примеси D -состояния в дейтоне, были рассмотрены в [9]. Для сечения $\sigma_{n\gamma}$ было получено более точное значение

$$\sigma_{n\gamma}(\text{H}) = 303 \pm 4 \text{ мб}, \quad (16)$$

погрешность которого определяется в основном неопределенностью значения синглетного эффективного радиуса ($r_{0s} = 2,7 \pm 0,3$ фм). Это значение сечения стало общепринятым. Оно используется ниже в разд. 3 при обсуждении 10% расхождения теории с экспериментом в качестве исходного теоретического значения, полученного без учета обменных токов.

Оценку поправок к (14) проводят и с более общих позиций с применением методов дисперсионной теории, с помощью которой можно получить поправку к борновскому приближению без использования конкретного вида волновых функций в интеграле $I(k, \delta)$ с учетом лишь общих свойств потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия. Такой расчет выполнен в работе [10]. Полученный результат еще сильнее, чем (16), зависит от неопределенности синглетного эффективного радиуса. Для указанного значения r_{0s} он составляет

$$\sigma_{n\gamma}(\text{H}) = 321 \pm 18 \text{ мб}.$$

Появились и расчеты сечения $\sigma_{n\gamma}$ для реалистических нуклон-нуклонных потенциалов. В работе [11] использовались сепарабельные нелокальные потенциалы, соответствующие как недиагональной матрице взаимодействия (I), так диагональной (II). Уравнения Шредингера с такими потенциалами решаются точно, давая необходимые волновые функции. Величины сечения составили:

$$\sigma_{n\gamma}(\text{H}) = 344,2 \text{ мб (набор I);}$$

$$\sigma_{n\gamma}(\text{H}) = 317,6 \text{ мб (набор II),}$$

при этом хорошо воспроизводится и сечение фотоэлектрического расщепления дейтона при более высоких энергиях, где различие для двух наборов проявляется только в максимумах кривых. Разброс результатов очень интересен: он демонстрирует чувствительность сечения к виду нуклон-нуклонного потенциала, по-видимому, достаточную для описания экспериментальной величины сечения и без введения двухчастичных операторов магнитного момента, соответствующих мезонным эффектам в ядре.

Захват тепловых нейтронов дейтонами. Медленный нейтрон взаимодействует с дейтоном в двух спиновых состояниях: дублет-

ном ${}^2S_{1/2}$ и кватрлетном ${}^4S_{3/2}$. Спиновая часть матричного элемента оператора магнитного дипольного момента имеет вид

$$\langle ({}^2\chi_{nd} + {}^4\chi_{nd}) | \mu_n \sum \sigma_z + \mu_p \sum \sigma_z | {}^2\chi_T \rangle.$$

При учете только ${}^2S_{1/2}$ компоненты волновой функции ядра-продукта трития захват в дублетном состоянии запрещен, подобно случаю синглетного состояния np -системы, ввиду ортогональности. В свою очередь $M1$ -захват из кватрлетного состояния подавлен действием правила отбора из-за симметрии волновой функции тритона по перестановке нейтронов. В самом деле, в силу свойств ортогональности спиновых функций нуклонов, оператор магнитного момента может связывать только состояния со спиновыми волновыми функциями, обладающими одинаковой симметрией. Кватрлетная спиновая функция nd -системы в непрерывном спектре имеет, например, для $m + 1/2$ вид

$$\chi^{+1/2} = (\alpha_p \alpha_{n1} \beta_{n2} + \alpha_p \beta_{n1} \alpha_{n2} + \beta_p \alpha_{n1} \alpha_{n2}) / \sqrt{3}.$$

тогда как дублетная спиновая функция тритона может быть как антисимметричной [12], например, ${}^2\chi_d^{+1/2} = (\alpha_p \beta_{n1} \alpha_{n2} - \alpha_p \alpha_{n1} \beta_{n2}) / \sqrt{2}$, так и симметричной:

$${}^2\chi_S^{+1/2} = (2\beta_p \alpha_{n1} \alpha_{n2} - \alpha_p \beta_{n1} \alpha_{n2} - \alpha_p \alpha_{n1} \beta_{n2}) / \sqrt{6}.$$

Только в последнем случае возможен $M1$ -переход ${}^4\psi_{nd} \rightarrow {}^2\psi_T$. Однако симметричная спиновая функция трития означает, в силу принципа Паули, состояние с антисимметричной координатной волновой функцией $\Phi_A(r)$, присутствующей в полной волновой функции основного состояния трития в виде примеси с весом $P(S')$:

$$\psi_T = \Phi_S \chi_A + P^{1/2}(S') \Phi_A \chi_S.$$

Это примесное состояние является аналогом так называемого S' -состояния смешанной симметрии, вводимого более сложным образом в изотопспиновом формализме [13]. При отсутствии компоненты смешанной симметрии в основном состоянии тритона сечение $\sigma_{n\gamma}$ должно обращаться в нуль.

Расчеты $\sigma_{n\gamma}(D)$ выполнены в работах [14—18]. В качестве простейшей антисимметричной радиальной волновой функции тритона использовали, например, функцию вида $\Phi_A = N(r^2 - \rho^2) \exp[-\mu^2(r^2 + \rho^2)]$, являющуюся обобщением функции (12) на случай трехнуклонной системы с двумя внутренними координатами: r — расстояние между нуклонами 2 и 3 и ρ — расстояние от середины отрезка r до нуклона 1. Для дейтона наряду с функцией (12) применяют и функцию вида $\exp(-\alpha_D^2 r^2)$. Расчеты работ [14, 15] проведены без учета, а работ [16, 17] — с учетом дублетной и кватрлетной фаз nd -рассеяния. Из выражения для $\sigma_{\gamma n}$, выведен-

ного в [15], можно получить следующую формулу для сечения захвата:

$$\sigma_{n\gamma}(D) \approx 30\alpha \frac{c}{v_n} (\mu_p - \mu_n)^2 P(S') \left(\frac{B}{Mc^2} \right)^3 \frac{Mc}{\hbar} \frac{\alpha_D^2}{(\alpha_D^2 + \mu^2)^5}. \quad (17)$$

Формула (17) дает близкую к экспериментальной оценку сечения $\approx 0,5$ мб при разумных значениях параметров: $P(S') = 2,6\%$, $\alpha_D^2 = 0,09 \cdot 10^{26}$ см⁻², $\mu^2 = 0,07 \cdot 10^{26}$ см⁻². Однако в работах [16, 17] было продемонстрировано, что такое согласие может быть обманчивым ввиду того, что на конечный результат существенное влияние оказывают вид волновых функций Φ_D и Φ_T и значение фаз рассеяния, а также учет возможного вклада обменных токов.

Наконец, в [18] проведены расчеты сечения $\sigma_{n\gamma}(D)$ в рамках микроскопической теории малонуклонных систем с использованием сепарабельных нуклон-нуклонных потенциалов при учете мезонных эффектов в ядре. Полученный результат

$$\sigma_{\text{теор}}(D) = 0,52 \pm 0,05 \text{ мб} \quad (18)$$

обсуждается при сравнении с экспериментом в разд. 3. Он содержит значительный (около 0,2 мб) вклад от обменных мезонных токов.

Радиационный захват нейтронов ${}^3\text{He}$. Этот процесс ведет к образованию ядра ${}^4\text{He}$, обладающего в основном состоянии спином $J = 0$. Ввиду абсолютного запрета прямых $0 \rightarrow 0$ γ -переходов радиационный ${}^3\text{He}$ -захват возможен только в триплетном состоянии: переход $1^+ \rightarrow 0^+$ должен сопровождаться $M1$ -излучением. Однако этот переход должен быть подавлен в еще большей степени, чем для nd -захвата ввиду того, что в соответствии с правилом отбора по симметрии при $M1$ -переходе необходимо присутствие S' -компоненты смешанной симметрии не только в ядре ${}^3\text{He}$, но также и в ядре ${}^4\text{He}$. Обобщения, необходимые при четырехнуклонной системе для описания захвата медленных нейтронов, рассмотрены в работе [54], где для сечения захвата получено выражение:

$$\begin{aligned} \sigma_{n\gamma}({}^3\text{He}) \approx & 500\alpha \frac{c}{v_n} (\mu_p - \mu_n)^2 P_{\text{He}}(S') P_{\text{He}}(S') \times \\ & \times \left(\frac{B}{Mc^2} \right)^3 \frac{Mc}{\hbar} \frac{\alpha_T^{10} \beta^7}{\left(\beta^2 + \frac{3}{4} \alpha_T^2 \right)^{10}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь обратные значения параметров α_T и β имеют, как раньше, смысл эффективных размеров ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ соответственно. Параметр β возникает при описании антисимметричной координатной волновой функции ${}^4\text{He}$ выражением вида:

$$\Phi_A({}^4\text{He}) = N (r_{23}^2 + r_{14}^2 - r_{13}^2 - r_{24}^2) \exp(-\beta^2 \sum r_{ij}^2).$$

Формула (19) с использованием указанных выше значений параметров ведет к оценке сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He}) \approx 3P_{3\text{He}}(S')P_{4\text{He}}(S')$, позволяющей извлекать из измеренного значения $\sigma_{n\gamma}$ вклад состояния смешанной симметрии в α -частице при известном значении вклада $P_{3\text{He}}(S')$.

В работе [55] сообщено о результате расчета сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$:

$$\sigma_{\text{теор}}({}^3\text{He}) = 38 \pm 20 \text{ мкб}, \quad (20)$$

полученного исключительно за счет двухчастичного магнитного момента, возникающего при учете обмена π - и ρ -мезонами. Большая неопределенность оценки связана с существующей в настоящее время неопределенностью в длине и эффективном радиусе $n^3\text{He}$ -рассеяния в триплетном состоянии.

Двухквантовый захват. Распад квантовомеханических систем с одновременным испусканием двух квантов непрерывного спектра — интересное и важное физическое явление, предсказываемое во втором порядке теории возмущений. Этот процесс наблюдался в атомной физике (распады $2^3S_{1/2} \rightarrow 2\gamma$ метастабильных водородоподобных состояний ионов) и в физике элементарных частиц (мезонные распады $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 2\gamma$). Для ядерных систем он был рассмотрен теоретически Оппенгеймером и Швингером [19] и изучался экспериментально в ряде работ, например для $0 \rightarrow 0$ перехода в ${}^{16}\text{O}$ [20]. Ввиду сложной структуры участвующих в процессе ядерных состояний результаты расчетов зависят от используемых моделей. Это затрудняет однозначную интерпретацию данных. Однако для простейших ядер, у которых структура отсутствует, расчеты удается провести вполне строго. Матричный элемент, описывающий двухквантовый захват нейтрона, имеет вид [21]:

$$\langle f | H_{2\gamma} | i \rangle = \sum_{pP} \frac{\langle f | H(\kappa_2 \xi_2) | pP \rangle \langle pP | H(\kappa_1 \xi_1) | i \rangle}{E_n - E - E_{\gamma_1}} + \\ + \frac{\langle f | H(\kappa_1 \xi_1) | pP \rangle \langle pP | H(\kappa_2 \xi_2) | i \rangle}{E_n - E - E_{\gamma_2}},$$

где κ_1 и κ_2 — волновые числа γ -квантов с энергиями E_{γ_1} и E_{γ_2} и поляризациями ξ_1 и ξ_2 ; E — энергия нейтрона в лабораторной системе. Суммирование проводится по виртуальным состояниям с энергией E , импульсом относительного движения p и импульсом переносного движения P ; $H(\kappa\xi)$ — оператор взаимодействия нуклонов с электромагнитным полем, соответствующий одновременному испусканию двух γ -квантов, был получен в [21], где проведены расчеты сечения захвата $\sigma_{n, 2\gamma}$ на протонах в модели прямоугольной ямы для потенциала $n\bar{p}$ -взаимодействия в триплетном состоянии. Они были уточнены в [22], результат которой для полного сечения имеет вид

$$\sigma_{n, 2\gamma}(E1, E1) = \frac{2}{9} (20 + \pi - 32 \ln 2) \alpha^2 \frac{c}{v_n} \left(\frac{B}{Mc^2} \right)^{5/2} a_i^2. \quad (21)$$

Процесс может идти с заметной вероятностью лишь из триплетного $J = 1$ состояния np -системы, так как только в этом случае возможно испускание $E1$ -квантов в виртуальные состояния с полным моментом и четностью $J^\pi = 1^-$ (оператор электрического дипольного момента не меняет спинового состояния np -системы). Для синглетного состояния процесс возможен, например, с испусканием двух $M1$ -квантов. Процесс двухквантового захвата с испусканием магнитных дипольных квантов недавно рассмотрен более детально в [23], где подтверждено первоначальное заключение работы [21] о том, что сечение $\sigma_{n, 2\gamma}(M1, M1)$ должно быть на три порядка меньше значения сечения $\sigma_{n, 2\gamma}(E1, E1)$.

В [21] на основании зависимости сечения $\sigma_{n, 2\gamma}$ от энергии связи были также получены числовые оценки сечений для дейтона и ${}^3\text{He}$. Позднее, в [22, 81] они были уточнены и распространены на более сложные ядра, такие, как ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Pb}$. В последних случаях для учета эффектов ядерной структуры были введены и рассчитаны соответствующие структурные факторы, входящие дополнительными множителями в выражение для $\sigma_{n, 2\gamma}$. Их расчет проведен на основании модели «посадки» нейтрона на s -волновые (${}^3\text{H}$, ${}^4\text{He}$) и d -волновые (${}^{17}\text{O}$, ${}^{207}\text{Pb}$) орбиты в ядрах-продуктах, волновые функции которых известны; $\sigma_{n, 2\gamma}$ для легчайших ядер составили: 0,1 мкб (${}^1\text{H}$), 0,02 мкб (${}^2\text{H}$), 1,2 мкб (${}^3\text{He}$) [24]. Увеличение расчетного сечения в последнем случае обусловлено влиянием первого возбужденного уровня ядра ${}^4\text{He}$, обнаруженного Ф. Л. Шапиро с сотрудниками [25].

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

В практике нейтронного эксперимента используются различные методы исследования эффективных сечений радиационного захвата медленных нейтронов. Остановимся на тех из них, которые нашли применение в экспериментах, послуживших источником обсуждаемой в разд. 3 информации.

В **прямых методах** измеряется выход γ -квантов исследуемой (n, γ) -реакции. Пример типичной геометрии эксперимента дан на рис. 1. Сколлимированный пучок нейтронов падает на образец, и γ -кванты регистрируются подходящим детектором, устанавливаемым под углом θ к направлению нейтронного пучка.

Для тонкого образца ($n\sigma \ll 1$) интенсивность отсчетов детектора N_γ связана с дифференциальным сечением $d\sigma_{n\gamma}/d\Omega \equiv \sigma_{n\gamma}(\theta)$ соотношением

$$N_\gamma = n\sigma_{n\gamma}(\theta) \Pi(E_n) \varepsilon(E_\gamma) \Delta\Omega, \quad (22)$$

в котором $\Pi(E_n)$ — полное число нейтронов с данной энергией E_n ,

падающих на всю площадь образца в единицу времени; $\epsilon(E_\gamma)$ — эффективность регистрации определенной γ -линии в спектре; $\Delta\Omega = \Delta S/R^2$ — абсолютный телесный угол на детектор; n — толщина образца (в ядрах на см^2). Для изотропного распределения γ -квантов полное сечение $\sigma_{n\gamma} = 4\pi\sigma_{n\gamma}(\theta)$, тогда как для распределения типа $\sin^2 \theta$, имеющего место, например, при p -волновом захвате, соответствующее соотношение имеет вид

$$\sigma_{n\gamma} = 2\pi \int_0^\pi \sin^3 \theta \sigma(\theta) d\theta = \frac{8\pi}{3} \sigma_{n\gamma}(90^\circ).$$

В зависимости от способа определения нейтронного потока и эффективности, входящих в (22), различают абсолютные и относительные измерения. В первых измерениях $\Pi(E_n)$ и $\epsilon(E_\gamma)$ определяют независимым образом. В относительных измерениях произведение $\Pi\epsilon$ получают на основании соотношения (22) с помощью образца, для которого сечение $\sigma_{n\gamma}(\theta)$ хорошо известно. В этом случае для отношения сечений действует формула

$$\frac{\sigma_{n\gamma}(\theta)}{\sigma_\alpha(\theta)} = \frac{N_\gamma}{N_\alpha} \cdot \frac{n_\alpha}{n} \cdot \frac{\epsilon_\alpha}{\epsilon}, \quad (23)$$

в которой N_α , n_α и ϵ_α — соответствующие величины для образца-эталоны. Описанию наиболее распространенных детекторов γ -излучения — кристал-

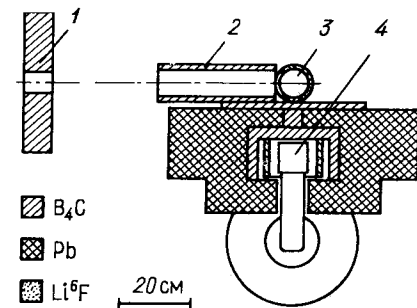


Рис. 1. Геометрия измерений сечения радиационного захвата нейтронов:

1, 2 — коллиматоры нейтронного пучка; 3 — исследуемый образец; 4 — детектор γ -излучения

лов NaI (Tl) и Ge (Li) — и методов работы с ними посвящены специальные обзоры, например, [26] (NaI (Tl)-детекторы большого размера) и [27] (германиевые детекторы высокого разрешения).

Для измерения сечения двухквантового захвата необходимо установить второй детектор и регистрировать величину $N_{2\gamma}$ — число совпадающих событий, суммарная энергия которых равна $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = B$. Величина $N_{2\gamma}$ выпадает, если проводить нормировку на сечение обычного, одноквантового захвата. В этом случае справедливо соотношение

$$\begin{aligned} & \sigma_{n,2\gamma}(\theta) = \\ & = \sigma_{n\gamma}(\theta) \frac{N_{2\gamma}}{N_\gamma} \frac{\epsilon_1(B)}{[\epsilon_1(E_\gamma)\epsilon_2(B-E_\gamma) + \epsilon_1(B-E_\gamma)\epsilon_2(E_\gamma)]_{\text{ср}} \Omega_1 \Omega_2}, \quad (24) \end{aligned}$$

в котором должно быть выполнено усреднение эффективностей ε_1 и ε_2 в знаменателе по непрерывному спектру γ -излучения двух-квантового захвата.

В активационном методе в отличие от прямых измерений мгновенных γ -квантов, определяют активность, наведенную в образце в результате образования продуктов (n, γ) -реакции. Для легчайших ядер этот метод можно использовать только для реакции $D(n, \gamma) T$, идущей с образованием радиоактивного трития; метод рассматривается в разд. 3.

Метод диффузионной длины основан на известном соотношении

$$L^2 = \lambda_{tr} / (3N\sigma_{n\gamma}), \quad (25)$$

связывающем диффузионную длину L с транспортной длиной нейтрона в среде λ_{tr} , искомым сечением $\sigma_{n\gamma}$ и плотностью ядер N . Сечение $\sigma_{n\gamma}$ в этой формуле относится к средней скорости максвелловского распределения, равной 2482 м/с при $T = 293$ К. Диффузионную длину нейтронов L можно измерить в экспериментах с сигма-призмой (например, в виде прямоугольного параллелепипеда высотой h и экстраполированными размерами a и b вдоль осей x и y), предназначенной для измерения распределения потока φ по оси z .

Стационарное уравнение диффузии, которому при определенных условиях подчиняется поток тепловых нейтронов, имеет вид

$$\nabla^2 \varphi - \varphi / L^2 = 0.$$

Для указанной геометрии оно имеет решение в виде ряда, преобладающим членом которого является гармоника вида

$$\varphi = c \operatorname{sh} [\gamma (h - z)],$$

где

$$\gamma^2 = \pi^2 (1/a^2 + 1/b^2 + 1/L^2).$$

Релаксационный параметр γ , а следовательно, и диффузионная длина L , определяются из наклона построенного в полулогарифмическом масштабе графика распределения нейтронного потока, измеренного вдоль оси z . Более тонкие детали методики работы с сигма-призмой, включая поправки, рассмотрены в работе [28].

Метод времени жизни для измерения сечения $\sigma_{n\gamma}$ также основан на теории диффузии нейтронов. Нейтроны, созданные в короткой вспышке, после достижения теплового равновесия с атомами среды диффундируют и (или) поглощаются за счет радиационного захвата, или вытекают наружу. Согласно нестационарному уравнению диффузии, нейтронный поток основной гармоникой определяется формулой

$$\varphi(r, t) = \varphi(r) \exp(-\lambda t),$$

в которой постоянная спада экспоненты равна

$$\lambda = \lambda_0 + D_0 B^2 - c B^4. \quad (26)$$

Здесь B^2 — геометрический параметр среды ($B^2 = 0$ для бесконечной системы); $D_0 = v_n D$, D — коэффициент диффузии; c — параметр диффузионного охлаждения, рассмотренный в [29]; наконец, обратная величина постоянной λ_0 определяет время жизни нейтрона τ относительно захвата в бесконечной среде:

$$\tau = \lambda_0^{-1} = (N \sigma_{n\gamma})^{-1}. \quad (27)$$

Из измерений временной зависимости потока в средах разных размеров можно определить все параметры, в том числе τ . Преимущества импульсного метода изучения диффузии нейтронов были впервые отмечены И. М. Франком и реализованы в работах Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР (см., например, [56]) и некоторых других лабораторий.

Поляризационные методы исследования сечения радиационного захвата нейтронов становятся необходимыми для изучения его спиновой зависимости. Для медленных, s -волновых нейтронов, в захвате участвуют два состояния системы нейтрон плюс мишень со спинами $J^+ = I + 1/2$ и $J^- = I - 1/2$ (I — спин ядра-мишени). Каждому из них соответствуют свои сечения $\sigma_{n\gamma}^+$ и $\sigma_{n\gamma}^-$. Полное сечение захвата $\sigma_{n\gamma}$, измеренное в отсутствие поляризаций, равно сумме сечений $\sigma_{n\gamma}^{\pm}$ с соответствующими весовыми множителями:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{I+1}{2I+1} \sigma_{n\gamma}^+ + \frac{I}{2I+1} \sigma_{n\gamma}^-. \quad (28)$$

Задача отдельного определения сечений $\sigma_{n\gamma}^+$ и $\sigma_{n\gamma}^-$ однозначно решается в эксперименте с поляризованными нейтронами (с поляризацией f_n) и поляризованными ядрами (с поляризацией f_N). В этом случае в дополнение к уравнению (28) возникает второе уравнение, связывающее сечения $\sigma_{n\gamma}^+$ и $\sigma_{n\gamma}^-$:

$$\sigma_{n\gamma}^p - \sigma_{n\gamma}^a = \frac{I}{2I+1} f_n f_N (\sigma_{n\gamma}^{+z} - \sigma_{n\gamma}^-), \quad (29)$$

где $\sigma_{n\gamma}^p$ и $\sigma_{n\gamma}^a$ — сечения, измеренные при параллельном и антипараллельном направлениях поляризации нейтронов и ядер.

Помимо этого существует дополнительная возможность определения сечений $\sigma_{n\gamma}^+$ и $\sigma_{n\gamma}^-$, связанная с циркулярной поляризацией γ -квантов, испускаемых при захвате поляризованного нейтрона неполяризованным ядром. Ядро-продукт в этом случае поляризуется. Величины поляризаций для состояний J^+ и J^- равны $F^+ = \frac{2I+3}{2I+1} \frac{f_n}{3}$ и $F^- = -f_n/3$ соответственно. Поэтому должна наблюдаться циркулярная поляризация, значение которой P_γ

и ее знак различны для захвата в состояниях J^+ и J^- :

$$P_\gamma(\theta) \sim F^\pm \cos \theta.$$

Практически задача определения вклада спинового канала в полное сечение захвата осложняется ввиду того, что в эксперименте измеряют не полные, а дифференциальные сечения. В дифференциальных сечениях, а также в величине циркулярной поляризации становится возможным проявление интерференции состояний J^+ и J^- , если процесс захвата идет по обоим спиновым состояниям. В последние годы эта проблема обсуждалась в ряде исследований, в том числе в обзоре [30], в котором для дифференциального сечения захвата поляризованных нейтронов поляризованными ядрами получено выражение:

$$\sigma_{n\gamma}^{p,a}(\theta) = \sigma_{n\gamma}^l(\theta) \left[1 \pm \left(\frac{2I+1}{I+1} \alpha - 1 \right) f_n f_N \pm A_2^{11} f_n f_N P_2(\cos \theta) \right], \quad (30)$$

где знаки \pm соответствуют параллельному и антипараллельному направлениям поляризацій (индексы p и a), параметр α — относительная величина вклада канала J^\pm в сечение $\sigma_{n\gamma}$ и функция $A_2^{11}(J, I, \alpha)$ является рассчитываемой, но двузначной функцией параметра α . От интерференционного члена с A_2^{11} в (30) можно избавиться, если выполнить измерения для углов (например, 53°), где второй полином Лежандра $P_2(\cos \theta)$ обращается в нуль. Таким образом можно измерить значения α , а следовательно, и вклад спинового канала. Значение $\alpha = 1$, например, соответствует 100% вкладу канала J^+ [$\alpha \equiv \sigma_{n\gamma}^+(I+1)/\sigma_{n\gamma}(2I+1)$].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Сечения захвата для тепловых нейтронов. Экспериментальное изучение радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами легких элементов долгое время ограничивалось в основном водородом. Погрешность измерения сечения $\sigma_{n\gamma}(^1\text{H})$ составила 1%, а погрешность прямых измерений сечения $\sigma_{n\gamma}(\text{D})$ — 10%. Резкое уменьшение сечения при переходе к дейтону и далее к ядру ^3He осложнило проведение измерений с этими ядрами. В последние годы, в связи с появлением более мощных, в том числе импульсных, источников нейтронов, ряд трудностей был преодолен. Известные к настоящему времени данные помещены в табл. 1.

Комментарий к этим результатам, обсуждение, как они были получены, сравнение с теорией и некоторые выводы целесообразно дать для каждого ядра в отдельности.

Т а б л и ц а 1

Сечения радиационного захвата тепловых нейтронов легчайшими ядрами

Ядро-мишень	^1H	^2H	^3H	^3He	^7He
$\sigma_{\text{теор}}$, мб	$303 \pm 4^*$	$0,52 \pm 0,05$	0	$0,038 \pm 0,020$	0
$\sigma_{\text{эксп}}$, мб	$332,6 \pm 0,7$	$0,476 \pm 0,020$	—	$0,027 \pm 0,060$	50 **

* Теоретическое значение без учета обмена мезонами.

** Верхняя оценка сечения получена в 1969 г. в работе [82] и с тех пор не уточнялась.

Радиационный захват нейтронов протонами. Эксперименты, направленные на измерение эффективного сечения радиационного захвата тепловых нейтронов протонами, были начаты в начале 40-х годов и особенно активно велись в конце 50-х, начале 60-х годов. Они осуществлялись различными методами и дали экспериментальные значения сечения $\sigma_{n\gamma}$ с погрешностью, как правило, $1 \div 3\%$. Совокупность этих результатов показана на рис. 2 [33]. Два из них измерены с погрешностью 0,2%. Они получены импульсным методом в 1965 г. [31] и в 1977 г. [32]. Остановимся на последней из них. Измерения выполнены в Колумбийском университете Нью-Йорка. Нейтроны получали в мишени из свинца, на которую падал импульсный пучок протонов синхроциклотрона с энергией 385 МэВ. Длительность импульсов составляла 25 нс при частоте повторения 70 с^{-1} . Мгновенная интенсивность нейтронов в течение импульса равна $2 \cdot 10^{19} \text{ нс}^{-1}$. Время жизни нейтронов измеряли в образцах дистиллированной воды различных размеров. Характерный линейный размер образцов менялся от 4,46 до 35,75 см. Экспериментальные результаты (точки) показаны на рис. 3 в виде зависимости величины $(\lambda - \lambda_0)/B^2$ от геометрического параметра B^2 . В соответствии с теорией метода (разд. 2), ожидается линейная зависимость $D_0 - CB^2$, изображенная прямой линией. Значения параметров D_0 и C , определенные в эксперименте, хорошо согласуются с другими данными, что подтверждает корректность метода. Для постоянной времени экспоненциального спада плотности нейтронов в воде получено значение $\lambda_0 = 4882 \pm 10 \text{ с}^{-1}$. Это соответствует времени жизни тепловых нейтронов в бесконечной среде $\tau_0 = 204,8 \pm 0,4 \text{ мкс}$. После небольшой ($\approx 0,03\%$) поправки на захват нейтронов кислородом отсюда определено значение сечения захвата: $\sigma_{n\gamma}(\text{H}) = 332,6 \pm \pm 0,7 \text{ мб}$. Это и более раннее прецизионное значение $334,2 \pm \pm 0,5 \text{ мб}$ [31] различаются на 1,6 мб, т. е. удвоенную среднеквадратическую суммарную погрешность. Существенно, что эксперимент 1977 г. не является повторением работы 1965 г. Последняя,

хотя и относится к импульсному методу, была осуществлена в иной методической постановке, основанной на определении пространственного распределения нейтронов в среде больших размеров в различные моменты времени.

Импульсным методом выполнено и большинство других экспериментов, результаты которых приведены на рис. 2, в том числе работа 1969 г., давшая заметно отклоняющиеся точки. Абсолютным методом с нормировкой на сечение бора получен результат

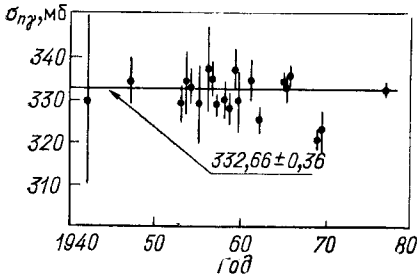


Рис. 2. Результаты измерений сечения радиационного захвата нейтронов протонами.

По оси абсцисс — год публикации; сплошная прямая — средневзвешенное значение сечения

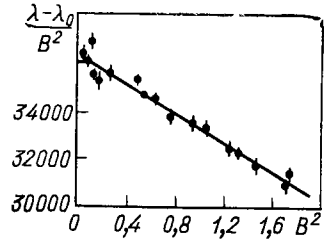


Рис. 3. Экспериментальные данные работы [32] по определению сечения захвата нейтронов протонами методом времени жизни нейтронов

328 ± 4 мб (1958 г.). Имеется также значение 330 ± 4 мб при измерении диффузионной длины нейтронов в воде. В связи с довольно широким разбросом значений $\sigma_{n\gamma}({}^1\text{H})$ сохраняется актуальность осуществления дополнительных прецизионных измерений другими методами с тем, чтобы иметь полную ясность в вопросе о точности экспериментального определения теплового сечения радиационного захвата нейтронов протонами. Это не мешает, однако, констатировать расхождение порядка 10% с «лучшим» теоретическим предсказанием 303 ± 4 мб [9], полученным в импульсном приближении по теории эффективного радиуса.

Как известно, эта теория использует только одночастичный оператор магнитного момента для расчета вероятности перехода из 1S_0 -состояния в непрерывном спектре в связанные 3S_1 - и 3D_1 -состояния дейтона. Согласие с экспериментом было получено только в 1972 г., когда Риска и Браун [34] провели вычисления с дополнительным, двухчастичным магнитным моментом, возникающим из-за взаимодействия между нуклонами в ядре. Обменное взаимодействие (обменные токи) вводилось в рассмотрение и раньше, но без существенного результата для сечения $\sigma_{n\gamma}(\text{H})$. Риска и Браун первыми показали, что обменные токи дают большой вклад в сечение при учете примеси D -волны в дейтоне, несмотря на ее

малый ($\approx 7\%$) вес в волновой функции *. К настоящему времени уже появилась обзорная литература по этому вопросу, например работы [35, 36]. Если ввести поправку к одночастичному матричному элементу между состояниями 3S_1 и 1S_0 в виде $\langle {}^3S | \mu_1 | {}^1S \times (1 + \delta) \rangle$, то согласно [6] $\delta = 5,2\%$, что соответствует поправке $10,7\%$ в сечении $\sigma_{n\gamma}$ (H). На долю D -состояния дейтона приходится $\delta = 3,8\%$. При определении этого значения были учтены [37] не только однопионный обмен, включая образование виртуальной пары нуклон-антинуклон, но и обмен более тяжелыми мезонами, а также образование барионных конфигураций в ядре (возбужденных состояний нуклонов) в процессе мезонного обмена. Эффект парных токов в процессе однопионного обмена оказался преобладающим.

Объяснение экспериментального значения сечения радиационного захвата $\sigma_{n\gamma}$ (H) с позиций теории обменных токов расценивается в настоящее время как одно из немногих прямых доказательств существования механизма однопионного обмена между нуклонами в ядрах.

Радиационный захват нейтронов дейтонами. Эффективное сечение радиационного захвата тепловых нейтронов дейтонами представляет интерес для фундаментальных вопросов ядерной физики и для практических приложений в ядерной технологии. Благодаря малости сечения $\sigma_{n\gamma}$ (D) $\approx 0,5$ мб тяжелая вода является одним из распространенных замедлителей в ядерных реакторах. Однако эта же причина затруднила прецизионное определение $\sigma_{n\gamma}$ (D). Здесь имеется всего несколько результатов, причем их точность значительно уступает точности $\sigma_{n\gamma}$ (${}^1\text{H}$). В ряде случаев, как следует из дальнейшего изложения, данные противоречивы.

Первое измерение $\sigma_{n\gamma}$ (D) [38] было проведено в эксперименте по определению диффузионной длины нейтронов в тяжелой воде. Наличие нескольких тонн чистой (без следов H_2O) тяжелой воды в канадском ядерном центре Чок Ривер было использовано для измерений некоторых ее параметров, в том числе λ_{tr} и L . В соответствии с формулой (25) было получено значение $\sigma_{n\gamma}$ (D) = 460 ± 110 мкб в пренебрежении поглощением нейтронов в кислороде. Значение сечения $\sigma_{n\gamma}$ (${}^{16}\text{O}$) в то время была неизвестно. В 1964 г. авторы приложения к атласу нейтронных сечений сделали поправку на кислород и нашли $\sigma_{n\gamma}$ (D) = 370 ± 120 мкб [39].

В настоящее время существуют и другие результаты измерения диффузионной длины L . Целесообразно проанализировать их все вместе с учетом современных ядерных констант. Данные, имеющие отношение к определению $\sigma_{n\gamma}$ (D) из измерений диффузионной длины, собраны в табл. 2. Здесь использованы значения $\lambda_{tr}(100\%) = 2,52$ для чистой D_2O [42], $\sigma_{n\gamma}$ (${}^{16}\text{O}$) = 180 мкб

* Вопрос о весе D -состояния в волновой функции дейтона обсуждается ниже.

и $\sigma_{n,\gamma}(H) = 333$ мб. Величины λ_{tr} для образцов тяжелой воды, содержавших примеси H_2O , пересчитаны из λ_{tr} (100%) в соответствии с концентрацией примеси.

Средневзвешенный результат этих измерений равен 440 ± 45 мкб с погрешностью, определенной как среднеквадратическая погрешность трех значений. Невысокая точность в этом методе определения $\sigma_{n,\gamma}(D)$ связана с квадратичной зависимостью сечения от L и необходимостью учета поглощения в примесях.

Обращение к активационному методу измерения привело к значительному увеличению точности. Уже в 1952 г. в Аргонской национальной лаборатории (г. Чикаго) получили результат $570 \pm \pm 10$ мкб [43]. Процедура измерений была следующей: исследуемый образец — тяжелая вода D_2O и эталон — литий, помещенные

Таблица 2

Данные для определения $\sigma_{n,\gamma}(D)$ измерений диффузионной длины

$H_2O, \%$	$L, \text{см}$	$\lambda_{tr}, \text{см}$	$\sigma, \text{мкб}$	Литература
0	171 ± 20	$2,52 \pm 0,02$	400 ± 100	[38]
0,16	116 ± 4	2,50	442 ± 74	[40]
0,70	$69,5 \pm 0,7$	2,44	464 ± 57	[41]

в герметичные кварцевые ампулы, облучили в реакторе. В исследуемом образце тритий накапливался в результате реакции $D(n, \gamma)T$, тогда как в образце-этalone происходило дополнительное выделение трития за счет реакции ${}^6Li(n, \alpha)T$. Далее с помощью химической процедуры из обоих образцов выделяли элемент водород, содержащий подлежащие измерению концентрации трития $N_T(D)$, $N_T(Li)$. Измерения β -активности выполняли в ионизационной камере, наполненной водородом. Искомое сечение определяли относительно литиевого стандарта (известного с 1% погрешностью) из соотношения:

$$\frac{\sigma_D}{\sigma_{Li}} = \frac{N_T(D)}{N_T(Li) - N_T(D)} \frac{n_{Li}}{n_D}.$$

Точность литиевого эталона не вызывает сомнений и сейчас. Возможным источником систематической погрешности, не оцененной в [43], могло бы быть дополнительное выделение трития из стенок ампулы за счет примеси лития в кварце. Сказываясь преимущественно на значении $N_T(D)$ (в виду его малости), этот процесс ведет к завышению $\sigma(D)$.

Действительно, когда в 1967 г. в Чок Ривере был проведен аналогичный эксперимент в несколько иной методической поста-

новке, результат оказался другим: 506 ± 10 мкб [44]. Вместо использования эталона применили метод абсолютного определения наведенной β -активности трития. Поток в этом случае измеряли по активации кобальта в виде сплава $Al_{0,99}Co_{0,01}$. Через год результат был пересмотрен в пользу значения 521 ± 9 мкб [45], в основном из-за исправления процентного содержания кобальта в сплаве. Это значение (и только оно) вошло в известную компиляцию характеристик энергетических уровней ядер с $A = 3$ [46].

К третьей (и последней) из известных для дейтона группы экспериментов следует отнести прямые измерения сечения при наблюдении γ -излучения радиационного захвата нейтронов дейтонами. В $D(n, \gamma)$ -реакции освобождается энергия связи нейтрона

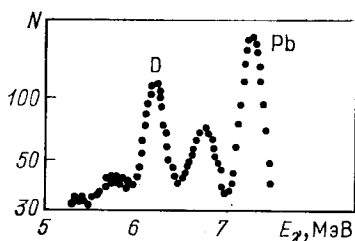


Рис. 4. Спектр γ -излучения из $D(n\gamma)$ -реакции, полученный в [47] с помощью $NaI(Tl)$ -детектора

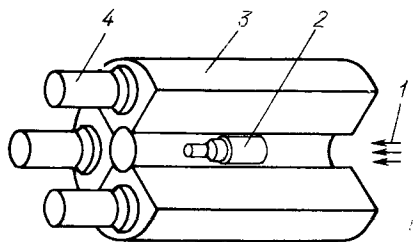


Рис. 5. Спектрометр γ -излучения с $NaI(Tl)$ -кристаллами:

1 — направление падения γ -квантов; 2, 3 — центральный и наружные кристаллы; 4 — фотоумножители

выделяется в виде γ -кванта 6,26 МэВ. Соответствующую линию в γ -спектрах наблюдали только в 1963 г. (рис. 4) одновременно в Лос-Аламосе и Аргонне. Сечения $\sigma_{n\gamma}(D)$ оказались равными 600 ± 50 [47] и 353 ± 35 мкб [48] соответственно. В обоих экспериментах в качестве детектора был применен антикомптоновский спектрометр с кристаллами $NaI(Tl)$, схема которого приведена на рис. 5. Центральный кристалл диаметром 63 и длиной 152 мм был окружен другими кристаллами, каждый длиной 305 мм. Внешний диаметр детекторной системы составлял 203 мм. Центральный и внешний кристаллы были включены на антисовпадение.

Геометрия измерений в работах [47, 48] различалась: В Лос-Аламосе образец D_2O ($6,1$ г/см³) помещали в активную зону реактора и γ -кванты выводили наружу к детектору через сквозной канал в защите; в Аргонне пучок нейтронов из реактора падал на образец D_2O , располагаемый вблизи детектора. Существенно разным был выбор образца-эталона для градуировки нейтронного потока и эффективности детектора. В Аргонне применили градуировку по линии водорода с энергией 2,23 МэВ (водород вводили в виде примеси H_2O в D_2O) и использовали расчетное значение

соотношения эффективностей регистрации γ -квантов с энергией 2,23 и 6,26 МэВ. В Лос-Аламосе применили свинец, обладающий линией 7,37 МэВ, более близкой к исследуемой, но использовали геометрию образца-эталоны (пластинки Pb), которая не была идентичной геометрии исследуемого образца D₂O. Отмеченные отрицательные факторы могли послужить источником систематических погрешностей. К оценке результатов, полученных с кристаллами NaI, вернемся далее.

Недавно опубликованы результаты прямых измерений сечения по выходу γ -квантов с использованием Ge (Li)-детектора, выполненных дубненской группой [49] на импульсном реакторе ИБР-30 с выделением тепловых нейтронов по методу времени пролета. Пролетная база (расстояние от активной зоны реактора до детектора) равна 33 м. Расположение детектора, его защит и образец показано на рис. 1. Образцом служила тяжелая вода объемом около 200 см³, налитая в стеклянный (первая серия измерений) или графитовый (вторая серия) контейнер. Их окружали слоем из ⁶LiF для устранения выхода тепловых нейтронов из образца. γ -Кванты регистрировались однокристалльным Ge (Li)-спектрометром. Хорошее энергетическое разрешение ($\approx 8 \div 9$ кэВ) способствовало выделению исследуемой линии 6,26 МэВ на фоне от γ -квантов захвата нейтронов в окружающих материалах. Амплитудные спектры импульсов анализировались во временном окне, которое было синхронизовано с начальной вспышкой нейтронов и соответствовало энергии нейтронов от 100 до 15 МэВ.

Сечение $\sigma_{n,\gamma}(D)$ измеряли относительно хлорного эталона [50] — известного сечения для парциального выхода ($I_\gamma = 19,8 \pm 0,5$ фотонов на 100 захваченных нейтронов) γ -квантов с энергией $E_{Cl} = 6,11$ МэВ в Cl (n, γ)-реакции. Хлор вводился в тяжелую воду в виде соли NaCl в количестве до нескольких грамм. Это существенно повышало фон под линией $E_D = 6,26$ МэВ. Поэтому измерения проводили в два этапа: сначала измеряли выход E_D -линии относительно линии $E_H = 2,23$ МэВ с образцом D₂O ($\approx 3\%$ H₂). Затем в этом образце растворяли соль NaCl и измеряли выход E_{Cl} -линии относительно той же линии E_H . Таким образом, линия H являлась мониторинговой, а измеряемой величиной было отношение σ_D/σ_{Cl} . Экспериментальные спектры в интервалах энергий 5—6 МэВ для одной из серий измерений показаны на рис. 6. Обработывались хорошо изолированные линии двойного вылета D'' и Cl''. Широкие фоновые участки по обе стороны измеряемых линий позволили надежно выделить площади пиков. Отношение сечений захвата нейтронов дейтонами и хлором $\sigma_D/\sigma_{Cl} = (7,25 \pm 0,23) 10^{-5}$. Измеренное для эффективного нейтронного спектра в образце, это значение справедливо для любой энергии в тепловой области при выполнении закона $1/v$ для энергетической зависимости сечений σ_D и σ_{Cl} . Соответствующее сечение в тепловой точке (при скорости

$v_n = 2200$ м/с), определенное с использованием парциального сечения $\sigma_{Cl} = 6,57 \pm 0,19$ б [50], следующее:

$$\sigma_{n\gamma}(D) = 476 \pm 20 \text{ мкб.}$$

В указанную стандартную погрешность сечения включена как погрешность отношения σ_D/σ_{Cl} , так и погрешность сечения σ_{Cl} .

Сравнивая этот результат с прежними данными прямых измерений (600 ± 50 и 350 ± 35 мкб), можно констатировать, что

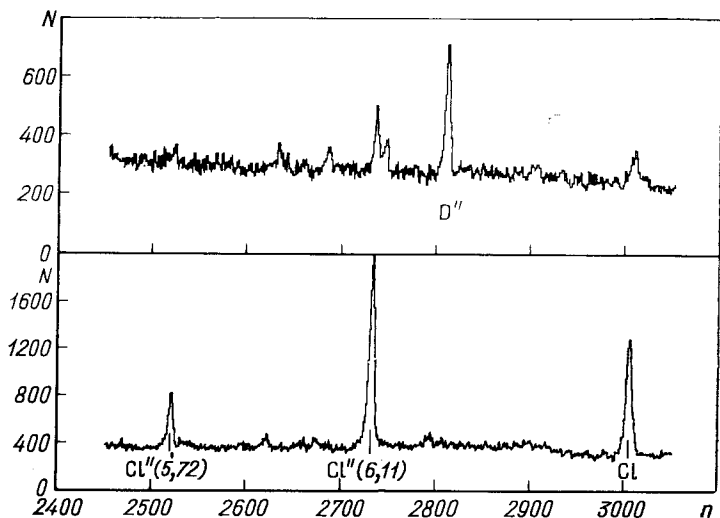


Рис. 6. Участок спектра γ -излучения из $D(n, \gamma)$ -реакции в области пиков двойного вылета D'' и Cl'' , полученный в [49] с помощью $Ge(Li)$ -детектора и образцов $D_2O(H_2O)$ — сверху — и $D_2O(H_2O + NaCl)$ — внизу:

n — номер канала амплитудного анализатора; N — число отсчетов в канале. Время измерения нижнего спектра меньше в 9 раз

применение $Ge(Li)$ -детектора высокого разрешения позволило повысить точность $n\gamma$ -метода. Точность прежних результатов завышена и, по-видимому, оба содержат неучтенные систематические погрешности, возможные источники которых обсуждены выше.

Сравним теперь значения сечения $\sigma_{n\gamma}(D)$, полученные разными методами. Они выписаны в табл. 3. Значение 570 ± 10 мкб, полученное из активационных данных, по-видимому, завышено, и его точность не соответствует приведенной погрешности. Остающиеся значения согласуются между собой. Значение 476 ± 20 мкб из работы [49] находится посредине, и его можно рекомендовать для различных применений.

Сравнение результатов измерения $\sigma_{n\gamma}(D)$ тремя методами дает также основание для заключения о том, что реальная погрешность

экспериментального значения находится в настоящее время на уровне 4%, что значительно больше погрешности сечения захвата нейтронов протонами. Осуществление более прецизионных экспериментов, направленных на измерение сечения $\sigma_{n\gamma}(D)$, по-прежнему, желательно, равно как и уточнение теоретических оценок. Позднейшая из них, 520 ± 50 мкб [18], обсужденная в разд. 1,

Таблица 3

Результаты измерений сечения $\sigma_{n\gamma}(D)$

Метод	Диффузионная длина	Активация	$n\gamma$
$\sigma_{n\gamma}$, мкб	440 ± 45	570 ± 10 520 ± 9	476 ± 20

имеет 10% неопределенность. Она согласуется с экспериментальным значением только с учетом одноионного обмена, что может служить указанием на проявление одноионного обмена в $D(n, \gamma)$ -реакции. Однако для однозначного количественного вывода о вкладе обменных токов в процесс радиационного захвата нейтронов дейтонами не хватает точности имеющихся в настоящее время экспериментальных и теоретических данных.

Другой путь к проверке роли мезонного обменного взаимодействия в $D(n, \gamma)$ -реакции состоит в изучении спиновой зависимости сечения $\sigma_{n\gamma}(D)$. Поскольку согласно [18] учет обменных токов меняет соотношение между дублетной и квартетной слагающими сечения, определенные выводы о механизме nd -захвата должны дать поляризационные эксперименты, которые, как показано в разд. 2, позволяют отдельно измерить дублетную и квартетную компоненты сечения захвата. В этой связи обратим внимание на то, что теоретические предсказания соотношения сечений $\sigma_{n\gamma}^+$ и $\sigma_{n\gamma}^-$ сильно различаются. В дисперсионном подходе [17] $\sigma_{n\gamma}^- \approx 20 \sigma_{n\gamma}^+$, тогда как согласно микроскопической теории [18] с использованием простого сепарабельного нуклон-нуклонного потенциала $\sigma_{n\gamma}^- \approx 5\sigma_{n\gamma}^+$. Наконец, простейший подход с использованием волновых функций непрерывного спектра в виде плоских волн ведет к независимости сечения от спина: $\sigma_{n\gamma}^- = \sigma_{n\gamma}^+$. Поэтому получение экспериментальных данных для величин $\sigma_{n\gamma}^-$ и $\sigma_{n\gamma}^+$ представляет несомненный интерес.

Радиационный захват нейтронов ядрами ${}^3\text{He}$. Захват нейтронов на ${}^3\text{He}$ выделен в сравнении с другими ядрами очень большой энергией излучения, равной энергии связи нейтрона в ядре ${}^4\text{He}$ $B = 20,6$ МэВ. При захвате нейтронов другими ядрами более 11,5 МэВ не выделяется.

Сечение ${}^3\text{He}$ (n, γ)-реакции на тепловых нейтронах очень мало, порядка десятков микробарн. Резкое уменьшение сечения по сравнению с np - и даже nd -захватом объясняется действием правила отбора по симметрии волновых функций малонуклонных систем. Как отмечалось в разд. 1, $M1$ -переход при тепловом захвате ${}^3\text{He}$ разрешен лишь между необычными, пространственно-антисимметричными по перестановке двух нуклонов компонентами волновых

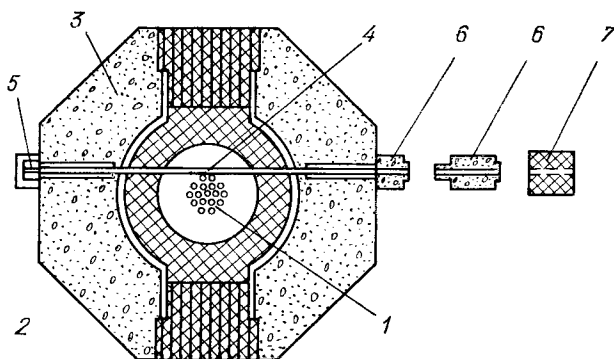


Рис. 7. Геометрия эксперимента [51] по обнаружению ${}^3\text{He}$ ($n\gamma$)-реакции на тепловых нейтронах:

1 — активная зона реактора; 2 — водяная защита; 3 — бетонная защита; 4 — образец; 5 — механизм подачи образца; 6 — коллиматоры; 7 — детектор γ -излучения в свинцовой защите

функций, известными под названием состояний смешанной симметрии, а также при наличии в ядре мезонных степеней свободы. Экспериментальное исследование n - ${}^3\text{He}$ -захвата позволяет получать сведения об этих волновых функциях и об обменном взаимодействии между нуклонами в ядре.

Малость сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ не является единственной трудностью для изучения процесса. Серьезное препятствие связано и с наличием конкурирующей реакции поглощения нейтронов ядром ${}^3\text{He}$ с вылетом протона. Сечение этого процесса очень велико: 5330 б. К настоящему времени выполнено три эксперимента по измерению $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$, причем все — одним методом. Первым, в 1973 г. появилось краткое сообщение из Аргонской национальной лаборатории [51]. Подробного описания этой работы в печати не появилось. Приводимое здесь описание экспериментальной методики почерпнуто из публикаций о результатах других работ, выполненных на этой установке (см., например, [52]). Геометрия эксперимента изображена на рис. 7. Газовый образец ${}^3\text{He}$ помещали в активной зоне реактора CP-5 внутри сквозного канала. Поток тепловых нейтронов в месте расположения образца состав-

лял $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. γ -Кванты регистрировали расположенным за биологической защитой спектрометром с кристаллами NaI (Tl), аналогичным изображенному на рис. 5. Линия 20,6 МэВ была обнаружена [52] в виде пика шириной на полувысоте равной 14%. При определении сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ был использован абсолютный метод градуировки с раздельным определением нейтронного потока и эффективности детектора. С существенной неопределенностью

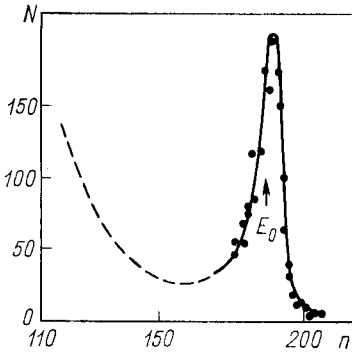


Рис. 8. γ -Переход с энергией 20,6 МэВ в ${}^3\text{He}$ ($n\gamma$)-реакции, измеренный в [53] с применением однокристалльного NaI(Tl)-спектрометра:

по оси абсцисс — номер канала анализатора; по оси ординат — число отсчетов детектора

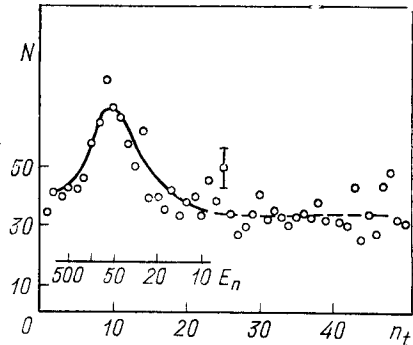


Рис. 9. Зависимость выхода γ -квантов $E_{\gamma} > 18$ МэВ из ${}^3\text{He}$ ($n\gamma$)-реакции от времени пролета нейтронов: N — число отсчетов детектора на канал; n_t — номер канала временного анализатора; под спектром — шкала энергий нейтронов E_n в МэВ

последней связана 50% относительная погрешность результата $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He}) = 60 \pm 30$ мкб. Физических выводов в [51] не содержалось.

В 1979 г. появились одновременно еще два результата. В институте Лауэ—Ланжевена (ИЛЛ, г. Гренобль) на реакторе с потоком $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в ходе изучения ${}^3\text{He}$ ($n, \gamma\gamma$)-реакции [53] было измерено и сечение одноквантового захвата: $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He}) = 60 \pm 12$ мкб. Были применены большие кристаллы NaI(Tl) (диаметром 25 и длиной 30 см), окруженные пластическим сцинтиллятором для подавления космического фона, и газовый образец ${}^3\text{He}$ под давлением 2 ат. Другие детали эксперимента будут рассмотрены ниже. Приводимый на рис. 8 спектр, который был получен в режиме однокристалльного спектрометра с защитой антисовпадениями, демонстрирует прекрасные условия измерений, достигнутые на высокопоточном реакторе ИЛЛ благодаря применению зеркальных нейтронотводов для транспортировки нейтронов. Достоинством является также и экспериментальное определение эффективности регистрации детекторной системой γ -квантов с энергией 20,6 МэВ.

Это было сделано в отдельном опыте на ускорителе протонов с помощью реакции ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$.

Во второй работе 1979 г. [54] для измерений $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ был использован импульсный реактор ИБР-30. Средний поток тепловых нейтронов в этом реакторе значительно меньше: около 10^{11} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Тем не менее, использование импульсного режима работы, ограничившее роль космического фона, позволило обойтись простой детекторной системой и получить информацию об энергетической зависимости сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$, которая в прежних экспериментах была недоступна. Измерения проводились в геометрии, аналогичной изображенной на рис. 1. В нейтронном пучке на расстоянии 15 м от активной зоны реактора располагали газовую мишень ${}^3\text{He}$ под давлением 730 мм рт. ст. в контейнере с тонким (15 мкм) лавсановым окном. γ -Кванты регистрировали однокристалльным спектрометром с кристаллом размерами 10×10 см. Эффективность NaI(Tl)-детектора определяли расчетным путем. Измерения проводили методом времени пролета. Пример экспериментальных данных показан на рис. 9, где точками изображена зависимость числа отсчетов детектора в амплитудном окне 18—24 МэВ от номера канала временного анализатора (ширина канала 512 мкс). Пунктиром обозначен уровень космического фона, сплошной кривой — расчетная энергетическая зависимость эффекта, определяемая в основном зависимостью потока $\Pi(E_n)$. Полученная на основании этих данных энергетическая зависимость сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ в тепловой области показана на рис. 14 и будет обсуждена ниже совместно с результатами для быстрых нейтронов. Для тепловых нейтронов ($v_n = 2200$ м/с) сечение равно $27 \pm \pm 9$ мкб. Это значение меньше, чем обсужденное выше. Оно не противоречит результату работы [51], но отличается на две среднеквадратические суммарные погрешности от значения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ в [52]. Причина расхождения может состоять в переоценке точности при абсолютной градуировке экспериментов (при определении $\Pi(E_n)$ и $\varepsilon(E_\gamma)$). Чтобы выяснить этот вопрос, необходимы новые эксперименты с использованием других методов измерения сечения.

Наибольший интерес для теории представляют заключения о волновых функциях основных состояний ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ и о механизме мезонного обменного взаимодействия, которые можно сделать, если сопоставить обсужденные экспериментальные значения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He}) = 27 \div 60$ мкб и теоретические оценки работ [54, 55]. Согласно [55] радиационный захват нейтронов ядрами ${}^3\text{He}$ может быть полностью объяснен обменным взаимодействием, возникающим в основном при учете вклада л- и р-мезонов с возбуждением пуклон-антипуклонных пар. Оценка $\sigma_{\text{теор}}({}^3\text{He}) = 38 \pm \pm 20$ мкб, обсужденная в разд. 1, имеет большую погрешность. Она может быть улучшена, если появятся экспериментальные данные для длины рассеяния и эффективного радиуса $n^3\text{He}$ -взаи-

модействия в триплетном состоянии. С другой стороны, в [54] показано, что величину $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ можно объяснить и без введения мезонного обменного взаимодействия, если ввести в рассмотрение S -состояние смешанной симметрии аналогично тому, как это делалось для nd -захвата. Сравнение $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ с теоретической величиной по формуле (19) ведет к экспериментальной оценке произведения $10^{-5} < P_{3\text{He}}(S') P_{4\text{He}}(S') < 10^4$. Отсюда следует оценка веса компоненты смешанной симметрии для ${}^4\text{He}$, равная: $0,05\% < P_{4\text{He}}(S') < 0,5\%$, если для ${}^3\text{He}$ принять обоснованное экспериментально и теоретически [2] значение $P_{3\text{He}}(S') \approx 2\%$. Экспериментальную оценку можно сопоставить с теоретической: $P_{3\text{He}}(S') = 0,1 \div 0,2\%$, полученной в [57] при вычислении энергии связи ${}^4\text{He}$.

Конечно, эти оценки весьма приближенны. Желателен более строгий расчет сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ${}^3\text{He}$ с использованием реалистических волновых функций ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ на основе современных методов теории малонуклонных систем, например, с помощью уравнений Фаддеева — Якубовского. Появление таких расчетов необходимо и для дальнейшего выяснения роли обменных токов в механизме радиационного поглощения нейтронов ядрами ${}^3\text{He}$.

Сечения захвата для быстрых нейтронов. Величина эффективного сечения захвата медленных нейтронов должна уменьшаться обратно пропорционально квадратному корню из энергии (закон $1/v$) ввиду s -волновой природы захвата, сопровождаемого для рассмотренных ядер $M1$ -переходом. Однако при более высоких энергиях становится возможным дополнительный вклад в сечение, обусловленный p -волновым захватом с электрическим $E1$ -переходом. Исследования в килоэлектронвольтовой области энергий и выше представляют интерес для выяснения значения и энергетической зависимости сечения при переходе к процессу с электрическим дипольным излучением. Тщательное сравнение сечений реакций ${}^3\text{He}(n, \gamma){}^4\text{He}$ и $T(p, \gamma){}^4\text{He}$ могло бы послужить источником количественных данных о нарушении зарядовой инвариантности ядерных сил, обусловленном кулоновским взаимодействием.

Однако на сегодняшний день экспериментальные данные в этой области энергий очень бедны. Для ядер-мишеней H , ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ результаты имеются только для энергии $4 \div 14$ МэВ. Поэтому для анализа целесообразно привлечь сечения фоторасщепления легчайших ядер с тем, чтобы используя принцип детального равновесия, получить оценки сечений $\sigma_{n\gamma}$.

Данные по фоторасщеплению. Исследование фоторасщепления легчайших и легких ядер могло бы составить предмет отдельного обзора, но здесь эта тема будет затронута лишь для получения недостающих данных о сечениях (n, γ) -реакции вблизи порога. В последнее время получен ряд новых результатов, дополнивших

более ранние исследования московской [59], харьковской [60] и ряда зарубежных групп (см., например, [61, 62]). Для дейтона эксперименты этого рода восходят к работе Чэдвика и Гольдхабера [63]. В ней еще в 1935 г. была сделана попытка оценить сечение, исходя из результатов по фоторасщеплению дейтона, называвшегося в те годы «диплоном». Данные вблизи порога, известные

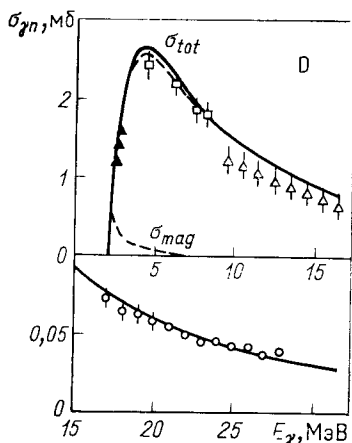


Рис. 10. Зависимость экспериментальных и теоретических данных для сечения фоторасщепления дейтона $\sigma_{\gamma n}$ от энергии γ -квантов

и направлены на изучение свойств нуклон-нуклонного взаимодействия, в том числе вклада тензорных сил и обменных токов. Анализ ряда результатов для этой области энергий дан в [33]. Обратим внимание на работу [65], где было измерено дифференциальное сечение испускания протонов вперед (под 0°) в зависимости от энергии γ -квантов в процессе фоторасщепления дейтона. Экспериментальные данные и их сравнение с теорией показаны на рис. 11. Эксперимент чувствителен к D -волне в дейтоне, так как согласно теоретическим представлениям сечение $\sigma(0^\circ)$ должно обращаться в нуль, если в дейтоне присутствует только S -состояние. Используемые веса D -состояния, определяемого магнитным моментом дейтона ($P_D \approx 7\%$) привело к 40% завышению сечения $\sigma(0^\circ)$. Лучшие результаты дала величина $P_D = 4\%$, но даже этого оказалось недостаточно, и для улучшения согласия с экспериментом были введены обменные токи.

Проблема D -состояния в дейтоне, по-прежнему, остается нерешенной. Уточнение веса этого состояния в волновой функции дейтона имеет большое значение для теории малонуклонных систем, где величина P_D является важным опорным параметром.

к настоящему времени, представлены на рис. 10. Экспериментальные точки — данные [64]. Они получены в области энергий начиная примерно с 300 кэВ над порогом, т. е. там, где начинает преобладать процесс расщепления электрическим дипольным $E1$ -излучением. Теоретические (сплошные) кривые получены во многих работах, обсужденных в разд. 1. Они согласуются с экспериментальными данными.

В современных экспериментах по фоторасщеплению дейтона измеряются не только полные, но и дифференциальные сечения, а также поляризация фотонейтронов. В подавляющем большинстве эти измерения проводятся в области энергий E_γ выше 15 МэВ

Недавно опубликованы новые экспериментальные данные по фоторасщеплению трития [66]. Работа выполнена в Лаборатории Лоуренса (г. Ливермор, США) на моноэнергетическом пучке γ -квантов. Последние получали при аннигиляции позитронов в бериллиевой мишени. В свою очередь, позитронный пучок создавался с помощью электронного пучка (от ускорителя на энергию 56 МэВ)

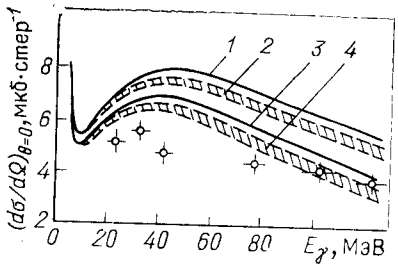


Рис. 11. Зависимость дифференциального сечения фоторасщепления дейтрона с вылетом протонов под углом 0° от энергии γ -квантов:

○ — эксперимент; 1—4 — варианты теории, обсуждаемые в [33]

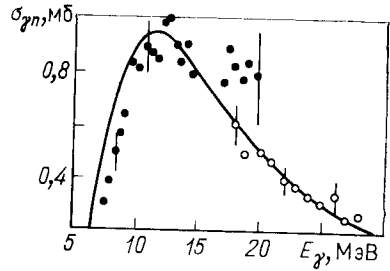


Рис. 12. Зависимость экспериментальных и теоретических данных для сечения реакции $T(\gamma, n)D$ от энергии E_γ

и W — Re -конвертора через механизм рождения пар. В эксперименте использовали тритиевую мишень активностью $2 \cdot 10^5$ Ки.

Результаты для сечения реакции $T(\gamma, n)D$ (черные точки) показаны на рис. 12 в виде зависимости от энергии γ -квантов. Сечение растет от нулевого значения при пороге 6,26 МэВ до максимального значения около 0,9 мб при 12 МэВ. Для более высоких энергий точность данных [66] ухудшается, однако здесь имеются другие результаты [67] (светлые точки), отвечающие плавному спаду сечения. Теоретическая (сплошная) кривая получена в [58] с учетом nd -взаимодействия в конечном состоянии и благодаря этому дает удовлетворительное в целом описание хода экспериментальных данных. Параметры nd -взаимодействия были определены из экспериментальных данных по p -волновым фазовым сдвигам в nd -рассеянии. Использовалась волновая функция тритона из вариационных расчетов энергии связи $E_B(T)$ с зависящим от скорости центральным симметричным потенциалом. В прежних расчетах, в которых пренебрегали взаимодействием в конечном состоянии, не удавалось получить одновременно хорошего согласия для положения максимума кривой сечения и для его значения, а также для среднеквадратичного радиуса тритона.

Для эффективного сечения фоторасщепления ${}^4\text{He}$ по каналу $n{}^3\text{He}$ (реакция ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$) в недавнем прошлом существовали противоречивые данные, в частности такие [61], которые были су-

щественно ниже значения сечения для канала $p^3\text{H}$. При соблюдении зарядовой симметрии ядерных сил эти сечения ожидаются равными с точностью до малых эффектов кулоновского взаимодействия вблизи порога. Данные, принятые в настоящее время, представлены на рис. 13. Вблизи порога (черные точки) они получены в работе [68] * и для более высоких энергий (светлые точки) — в работе [59]. В теории в едином подходе еще не удалось получить удовлетворительного согласия с экспериментом во всем диапазоне энергий. Сплошная кривая рисунка взята из работы [68], где применили оболочечную модель для расчетов в непрерывном спектре.

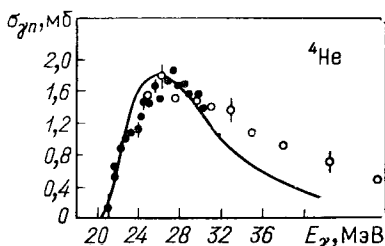


Рис. 13. Зависимость экспериментальных и теоретических данных для сечения реакции ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ от энергии γ -квантов E_γ

Трудности в расчетах обусловлены необходимостью учета нескольких каналов ($p^3\text{H}, dd$)-реакции и т. д. и корректного решения задачи взаимодействия в конечном состоянии для исследуемого $n^3\text{He}$ канала. Несколько лучший результат в области за максимумом кривой сечения получен в работе [72], расчеты в которой доведены лишь до энергии ~ 35 МэВ.

Как следует из данных рис. 10, 12, 13, сечения двухчастичного фоторасщепления легчайших ядер обнаруживают много общего. Они имеют пороговый характер, похожи по энергетической зависимости и имеют близкие значения в максимумах. При переходе от сечения $\sigma_{\gamma n}$ к сечению захвата $\sigma_{n\gamma}$ масштаб и поведение последнего заметно меняется от ядра к ядру. Это связано с квадратичной зависимостью от энергии $E_\gamma = E + B$, входящей в уравнение детального баланса, и с переходом к лабораторной системе отсчета.

Представления о значениях сечений захвата быстрых нейтронов легчайшими ядрами дает табл. 4. В ней собраны расчетные значения сечений радиационного захвата, сопровождаемого $E1$ -излучением, полученные по данным рис. 10, 12, 13 для нескольких значений энергий в лабораторной системе координат. Данные для низкоэнергетических точек, для которых отсутствовали значения $\sigma_{\gamma n}$ на указанных рисунках, экстраполированы в соответствии с \sqrt{E} зависимостью, начиная от крайней известной точки. Значения сечений малы, на уровне десятков микробарн, а для дейтона даже меньше. Довольно давние экспериментальные значения се-

* Здесь имеются также результаты [60].

чений для энергий 4 и 14 МэВ взяты из Атласа сечений радиационного захвата для быстрых нейтронов [70]. Недавно полученные результаты для ${}^3\text{He}$ при $E_n < 0,1$ МэВ и для ${}^1\text{H}$ при $E_n > 37$ МэВ обсуждаются ниже.

Прямые измерения сечений $\sigma_{n\gamma}$ для быстрых нейтронов. Экспериментальное определение сечений $\sigma_{n\gamma}$ для быстрых нейтронов затруднено их малым значением и возникающей из-за этого проблемой

Таблица 4

Сечения захвата $\sigma_{n\gamma}(E_1)$ быстрых нейтронов легчайшими ядрами

E_n , МэВ	σ_{H} , мкб		σ_{D} , мкб		σ_{He} , мкб	
	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.
0,1	9,7	—	1,0	—	25,5	25±6
0,4	17	—	2,0	—	50	—
4,0	33,2	—	13	—	60÷70	42±16
14,0	28,5	32±3	10	30±7	40	8
37	20,6	21,2±16	4	—	—	—

фонов. Однако для ${}^3\text{He}$ благоприятным обстоятельством является высокое значение энергии γ -квантов $E_\gamma = E + B$, где $B = 20,6$ МэВ. Единственные измерения сечения сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ в интервале энергий 1 ÷ 70 кэВ выполнены в [71]. Как и описанные выше измерения теплового сечения, они были осуществлены методом времени

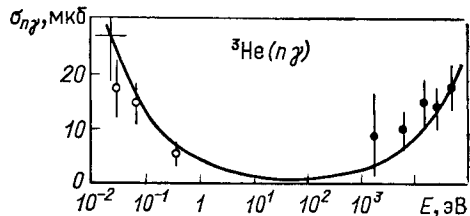


Рис. 14. Зависимость эффективного сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ от энергии нейтронов E

пролета на импульсном реакторе ИБР-30 с применением NaI(Tl) -детектора. Вместо газовой мишени была использована криогенная мишень жидкого ${}^3\text{He}$. Использование более плотной мишени становится возможным для быстрых нейтронов из-за уменьшения конкурирующего сечения np -реакции. Результаты показаны на рис. 14 совместно с данными для тепловой области. Сечение $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ при энергии 100 кэВ, включенное в табл. 4, экстраполировано из предельной в данном эксперименте точки при энергии 50 кэВ в соответствии с $\sqrt{E_n}$ зависимостью.

Энергетическая зависимость сечения $\sigma_{n\gamma}({}^3\text{He})$ имеет простое объяснение. В тепловой и электронвольтовой области энергий наблюдаемое уменьшение сечения с ростом энергии следует закону $1/v$ для s -волновых нейтронов. В килоэлектронвольтовой области сечение растет в соответствии с $\sqrt{E_n}$ зависимостью, ожидаемой для p -волновых нейтронов. Теоретическая кривая $\sigma_{n\gamma}(E_n) = C(M1)E_n^{-1/2} + C(E1)E_n^{1/2}$, отвечающая такому поведению, получена при нормировке на экспериментальное значение в тепловой точке (27 ± 9 мкб) и на теоретическое значение сечения $\sigma_{n\gamma}$, пересчитанное из данных работы [72], с использованием детального баланса.

Измерения сечения захвата нейтронов протонами в реакции $\text{H}(n, \gamma)\text{D}$ при энергии $37 \div 72$ МэВ выполнены в работе [69]. Нейтроны получали на изохронном циклотроне с помощью ${}^7\text{Li}(p, n)$ -реакции. Энергии нейтронов, вызвавших исследуемую реакцию, определяли методом времени пролета (расстояние до жидководородной мишени составляло около 3 м). Интересен метод, примененный для градуировки сечения. Чтобы избежать неопределенности в эффективности детектора, применили детектор, регистрировавший все дейтоны—продукты реакции. Поток нейтронов определялся измерением под определенным углом упругого рассеяния протонов-ядер мишени. Дифференциальное сечение упругого np -рассеяния в области энергий $40 \div 70$ кэВ известно с 5% погрешностью, это и определило погрешность результата, приводимого в табл. 4.

Сравнивая теоретические и экспериментальные данные этой таблицы в тех немногих случаях, где это возможно, можно прийти к заключению об удовлетворительном согласии за исключением точки при 14 МэВ для $\sigma_{n\gamma}(\text{D})$. Здесь экспериментальное значение сечения противоречит общей систематике и, по-видимому, является завышенным. Необходимо отметить явную недостаточность экспериментальных данных. Изучение полного и дифференциальных сечений радиационного захвата быстрых нейтронов легчайшими ядрами остается задачей для будущих исследований.

Сечения двухквантового радиационного захвата нейтронов легчайшими ядрами. Двухквантовый захват нейтрона протоном и другими легчайшими ядрами представляет интерес в связи с получением информации о корреляциях нуклонов в ядрах, а также как одна из возможностей экспериментальной проверки квантовой электродинамики. Инициатива в постановке этой проблемы принадлежит Д. П. Гречухину [21], получившему в 1971 г. оценку $\sigma_{n_2\gamma}/\sigma_{n\gamma} \approx 10^{-7}$ для захвата на протоне (см. разд. 1). Это не послужило прямым стимулом к эксперименту, так как соответствующее значение сечения $\sigma_{n_2\gamma}$ ожидалось очень малым, около 0,03 мкб.

Вскоре возникла гипотеза о переходе из триплетного состояния как возможном источнике объяснения известного расхождения

около 30 мб между экспериментальным и теоретическим значениями сечения теплового захвата нейтронов на водороде. Гипотеза привела и к увеличению теоретической оценки сечения $\sigma_{n,2\gamma}$ [73]. Это обострило интерес к проблеме. В 1973 г. был выполнен первый эксперимент [74] по поиску двухквантового захвата нейтронов протонами. Была получена только верхняя оценка $\sigma_{n,2\gamma} \leq 1$ мб. Затем появилась публикация об обнаружении процесса с сечением $\sigma_{n,2\gamma} = 0,35 \pm 0,05$ мб [75]. И хотя позднее была показана [76, 77] ошибочность этого результата, тем не менее появление работы [75] сыграло положительную роль, вызвав настоящую цепную реакцию экспериментальных и теоретических работ. В конечном счете оценки сечения $\sigma_{n,2\gamma}$ были существенно уточнены. Остановился на некоторых из этих работ.

Канадская группа [78] в Чок Ривере провела тщательные измерения сечения $\sigma_{n,2\gamma}$ в реакции ${}^1\text{H}(n, \gamma)$ с применением Ge (Li)-детектора при потоке нейтронов на образце $4 \cdot 10^5$ см⁻²·с⁻¹. Образцом служила вода H₂O в количестве 50 мл, налитая в тонкостенную

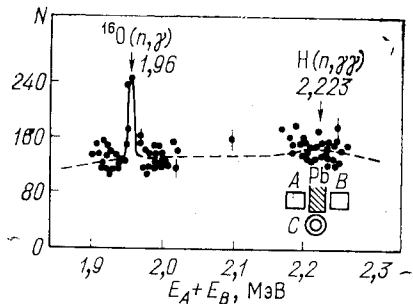


Рис. 15. Итоговый γ -спектр из эксперимента по поиску $(n, \gamma\gamma)$ -процесса на водороде: $E_A + E_B$ — суммарная энергия γ -квантов, зарегистрированных детекторами A и B в совпадении

полиэтиленовую сумку. Были предприняты меры по обеспечению эффективной защиты от рассеянных нейтронов и устранению рассеяния γ -квантов из одного детектора в другой. Последнее обстоятельство привело, как теперь известно, к ложному эффекту, приведенному в работе [75]. Геометрия эксперимента представлена схематически на рис. 15 вместе с полученным экспериментальным спектром. Детекторы A и B разделены слоем свинца толщиной 5 см. По оси абсцисс отложена суммарная энергия γ -квантов, зарегистрированных в совпадении. При энергии 1,96 МэВ наблюдается пик двухквантового каскада (энергии квантов 1,09 и 0,87 МэВ в ${}^{16}\text{O}(n, \gamma)$ -реакции), служащий монитором правильной работы измерительной системы. Пик при энергии 2,223 МэВ отсутствует в пределах статистической погрешности. Соответствующий предел для сечения $\sigma_{n,2\gamma}$ составил величину 8 мкб. Недавно в новых экспериментах этот предел был снижен до 3 мкб [79] и до 1,6 мкб [80].

Группой из Чок Ривера в 1977 г. были также опубликованы результаты измерения сечения $\sigma_{n,2\gamma}$ для дейтона и кислорода ${}^{16}\text{O}$

[81]. Использовали ту же экспериментальную установку, кроме мишени, которая была заменена на тяжелую воду. Как и для протонов, эффекта не обнаружили. Верхние пределы сечений: $\sigma_{n,2\gamma}(D) = 8 \pm 15$ мкб, $\sigma_{n,2\gamma}(^{16}\text{O}) = 3 \pm 19$ мкб несколько выше ввиду других фоновых условий и эффективности детекторной системы при регистрации γ -квантов в диапазонах 0,7—5,55 МэВ (D) и 1,2 ÷ 2,94 МэВ (^{16}O) вместо прежнего диапазона 0,6 ÷ 1,6 МэВ (H).

В этой ситуации весьма неожиданным оказался результат $\sigma_{n,2\gamma} = 17 \pm 5$ мкб, полученный [53] для $^3\text{He}(n, \gamma)$ -реакции. Работа выполнена в Институте Лауэ — Ланжевена (г. Гренобль)

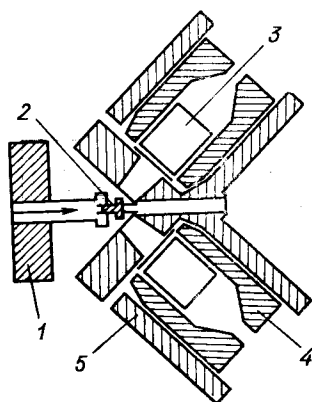


Рис. 16. Схема установки для определения сечения $\sigma_{n,\gamma}(^3\text{He})$

1—коллиматор; 2—образец; 3—NaI(Tl)-детекторы; 4—пластический сцинтиллятор; 5—защита

на пучке тепловых нейтронов с полной интенсивностью на мишени $2,6 \cdot 10^9 \text{с}^{-1}$. Схема экспериментальной установки показана на рис. 16. Два больших кристалла NaI(Tl) диаметром 25 и длиной 30 см были окружены пластиковыми сцинтилляторами (на рисунке они обозначены густой штриховкой), включенными на антисовпадение для подавления космического фона. Кристаллы просматривали газовую мишень ^3He под давлением 2 ат. Торцевые стенки контейнера были сделаны из майларовой пленки толщиной 50 мкм. Анализировали амплитудный спектр импульсов с каждого детектора, если эти импульсы совпадали.

Экспериментальный спектр, демонстрирующий обнаружение в виде пика совпадающих импульсов с суммарной энергией 20,6 МэВ, представлен на рис. 17. Авторы работы провели ряд контрольных измерений и выдвинули аргументы, согласно которым наблюдаемый

пик должен соответствовать двухквантовому распаду в $^3\text{He}(n, \gamma)$ -реакции. Результат $\sigma_{n,2\gamma} = 17 \pm 5$ мкб оказался в сильном противоречии с максимальной теоретической оценкой ≈ 1 мкб, обсужденной в разд 1. Суждена ли этой работе судьба эксперимента [75], или теория оказалась неадекватной физической природе — на этот вопрос должны ответить последующие эксперименты.

В заключение приведем табл. 5, в которой собраны известные к настоящему времени экспериментальные и теоретические результаты для сечения двухквантового радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами.

Оставляя в стороне особый случай с ${}^3\text{He}$, следует отметить, что в экспериментальном плане еще далеко до поставленной задачи проверки квантовой электродинамики в экспериментах с тепловыми нейтронами, так как полученные верхние оценки сечений примерно на два порядка грубее предсказаний. Приводимые в

Таблица 5

Сечение ($n, 2\gamma$)-реакции для легчайших ядер

Ядро-мишень	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{He}$	${}^{16}\text{O}$
$\sigma_{\text{эксп}}$, мкб	$\leq 1,6$ [80]	8 ± 15 [81]	17 ± 5 [53]	3 ± 19 [81]
$\sigma_{\text{теор}}$, мкб	0,12	0,026	1,18	0,041

таблице экспериментальные оценки находятся на пределе современных возможностей в этой области исследований. Так, в работе [80] использовали наиболее эффективные детекторы, измерения длились шесть месяцев. Очевидно, что дальнейший прогресс вряд ли возможен без кардинального совершенствования детекторной и электронной аппаратуры или появления новых методов исследования.

Поляризационные эффекты. В разд. 2 отмечали принципиальную важность и возможность постановки поляризационных экспериментов при изучении радиационного захвата тепловых нейтронов легчайшими ядрами. Максимальной информации следует, очевидно, ожидать из эксперимента с поляризованными нейтронами и поляризованными мишенями. Однако такие эксперименты пока не проведены ввиду практических трудностей создания и обеспечения работы динамически поляризованных протонной, дейтонной и гелиевой мишеней с высокой степенью поляризации ядер.

В Ленинградском институте ядерной физики АН СССР [83] реализован более простой эксперимент — измерение циркулярной поляризации γ -квантов при захвате поляризованных нейтронов неполяризованной мишенью с целью определения роли триплетного состояния при захвате тепловых нейтронов протонами. Ра-

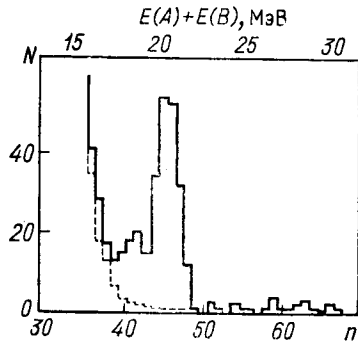


Рис. 17. Зависимость числа двукратных совпадений от суммарной энергии γ -квантов (верхняя шкала) в эксперименте по поиску ($n, \gamma\gamma$)-процессов на ${}^3\text{He}$: Пунктир — случайные совпадения

боту проводили на пучке поляризованных нейтронов с интенсивностью 10^7 нейтр./с и средней поляризацией $f_n = 97\%$. Схема экспериментальной установки показана на рис. 18 [83]. Важную роль играл правильный выбор толщины мишени (полиэтилен толщиной 0,5 мм), так как некогерентное рассеяние нейтронов на достаточно толстой мишени может заметно деполяризовать нейтронный пучок. γ -Кванты с энергией 2,23 МэВ регистрировали сцинтилляционные детекторы с кристаллами NaI(Tl) размером 100×150 мм. Круговую поляризацию γ -квантов измеряли методом

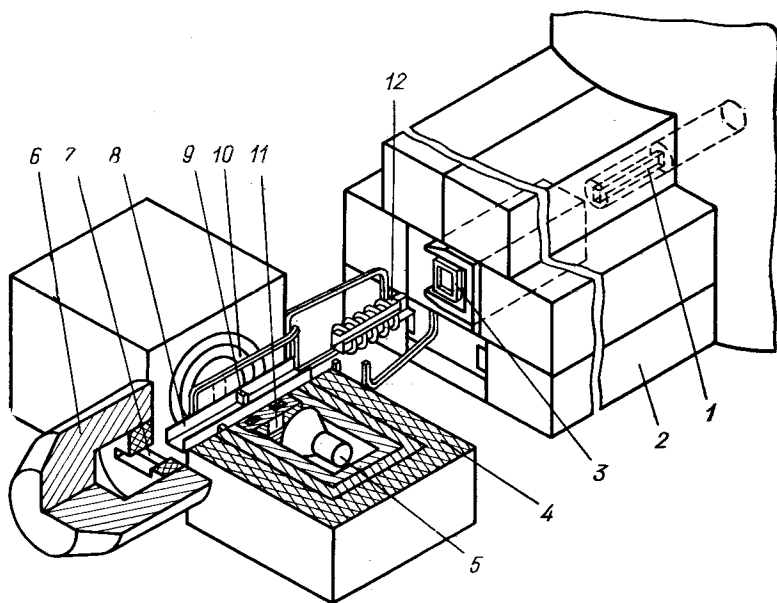


Рис. 18. Схема установки [83] для измерения круговой поляризации γ -квантов в $H(n, \gamma)$ -реакции:

1 — коллиматор; 2 — защита нейтронновода; 3 — полярирующий нейтронвод; 4 — защита детектора; 5 — фотоумножитель; 6 — ловушка; 7 — борный счетчик; 8, 9 — камера мишени и мишень; 10 — коллиматор; 11 — гамма-поляриметр; 12 — устройство переверота направления поляризации пучка

пропускания через поляриметр — намагниченное железо толщиной 9 см. Невысокая (около 4,5%) поляризационная эффективность такого метода окупается простотой его реализации. Для наблюдения изменения интенсивности счета γ -квантов направление поляризации нейтронного пучка изменялось на обратное каждые 10 с. Экспериментальный эффект $\delta = 2(N^p - N^a)/(N^p + N^a)$ не был обнаружен: $\delta = -(4,7 \pm 5,7) \cdot 10^{-4}$. С учетом поляризационной эффективности установки и частичной деполяризации нейтронного пучка отсюда после ряда контрольных эксперимен-

тов была получена верхняя оценка круговой поляризации γ -квантов в (n, γ) -реакции: $P_\gamma \leq 1,5\%$. В новом опыте этой группы (Nucl. Phys., 1981, v. A352, p. 181) обнаружена поляризация $P_\gamma = -0,29 \pm 0,09\%$. Эффект обусловлен вкладом D -состояния дейтона.

Так как спин 1S_0 -состояния равен нулю, то круговая поляризация γ -квантов может возникнуть только за счет триплетного 3S_1 -состояния, причем ее значение должно определяться интерференцией амплитуд захвата из 3S_1 - и 1S_0 -состояний. Значение поляризации $P_\gamma \leq 1,5\%$ в соответствии с теоретическими аргументами, изложенными в [83], ограничивает возможный вклад триплетного состояния в сечение np -захвата: $\sigma_t \leq 2 \cdot 10^{-4} \sigma_s$. Аналогичный эксперимент был выполнен ранее [84] группой Реакторного центра в Петтене (Нидерланды) на более интенсивном ($\sim 10^8 \text{с}^{-1}$) пучке поляризованных нейтронов. Описание эксперимента в печати не появилось за исключением краткого сообщения на конференции о результате: $P_\gamma = (-0,4 \pm 1,5)\%$. При этом в [84] получена иная оценка вклада триплетной компоненты в сечение np -захвата: $\sigma_t = (-1 \pm 3) \cdot 10^{-3} \sigma_s$. Подобное расхождение — результат различия теоретических подходов к описанию интерференции состояний, он свидетельствует в пользу проведения полного поляризационного эксперимента, допускающего однозначную трактовку. Что касается измерений поляризационных эффектов в реакции захвата тепловых нейтронов дейтонами и ^3He , это — всецело задача будущих исследований.

Обратим также внимание на интересные поляризационные эффекты в реакции фоторасщепления дейтона γ -квантами с энергией около 10 МэВ, обсуждаемые в [33]. Значение поляризации фотонейтронов оказалось ниже рассчитанного по стандартной теории, но совпало с расчетом при учете вклада обменных токов и механизма интерференции $E1$ - и $M1$ -амплитуд захвата.

Наконец, поляризационные эффекты в (n, γ) -реакции, связанные с проблемой нарушения четности, полностью оставлены вне рамок нашего изложения. На эту тему имеются обзоры, например, [85—87].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенный в обзоре материал свидетельствует о том, что теоретические и экспериментальные исследования радиационного захвата нейтронов легчайшими ядрами в последнее время заметно активизировались. Появились новые экспериментальные данные и расчеты сечений теплового захвата на дейтоне и ^3He , указывающие на тесную связь этого процесса не только с волновыми функциями ядер, но и с первичными нуклон-нуклонными взаимодействиями, в том числе мезонным обменом между нуклонами. В ближайшем будущем для решения вопроса о роли обменных токов

в радиационном захвате нейтронов предстоит достигнуть 1% экспериментальной погрешности в прямых измерениях для сечения $\sigma_{n\gamma}(D)$ и 5% погрешности — для сечения $\sigma_{n\gamma}(^3\text{He})$. Весьма желательно и дальнейшее повышение точности теоретических расчетов этих сечений, отстающей от точности эксперимента. При одновременном решении этих задач появится возможность извлечения дополнительной информации о важном параметре теории малонуклонных систем — весе D -компоненты в волновой функции основного состояния дейтона и о роли обменных токов.

Большое продвижение вперед произошло в изучении двухквантового радиационного захвата тепловых нейтронов простейшими ядрами. Выполнено большое число расчетов, в которых учтены многие тонкие поправки. Здесь эксперимент, напротив, отстает от теории, и предстоит поднять чувствительность метода на два порядка, прежде чем станет возможной проверка квантовой электродинамики в нейтронных экспериментах.

Наконец, необходимо отметить, что осуществление поляризованных экспериментов с легчайшими ядрами остается нерешенной задачей. Такие эксперименты должны быть проведены при достаточно высокой поляризации нейтронного пучка и соответствующих поляризованных мишеней — протонной, дейтонной, а также мишени ^3He . Данная задача — методически трудная, но в принципе вполне осуществимая при современных достижениях в технике поляризации нейтронов и ядер [88].

Автор благодарен И. М. Франку, Л. Б. Пикельнеру, Ю. П. Попову, прочитавшим обзор в рукописи и сделавшим ряд полезных замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базь А. И., Гольданский В. И., Зельдович Я. Б. — УФН, 1965, т. 85, с. 445.
2. Базь А. И., Демин В. Ф., Жуков М. В. — ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 515.
3. Харченко В. Ф. — ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 884.
4. Шарапов Э. И. В кн.: III Международная школа по нейтронной физике, ОИЯИ ДЗ-11787, Дубна, 1978, с. 437.
5. Bethe H. A., Peierls R. E. — Proc. Roy. Soc., 1935, v. A148, p. 146.
6. Blin-Stoyle R. E. Mesons in nuclei. Ed. by M. Rho. Amsterdam, Wilkinson, 1979, p. 1.
7. Бете Г. А., Бечер Р. Ф. Физика ядра. Ч. 1. Харьков, ГНТИ, 1938.
8. Браун Дж., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1979.
9. Noyes H. P. — Nucl. Phys. 1965, v. 74, p. 508.
10. Bosco V. e.a. — Nuovo cimento, 1963, v. 28, p. 1427.
11. Chetouani L. e.a. — Nuovo cimento, 1975, v. 28A, p. 444.
12. Clapp R. E. — Ann. of Phys., 1961, v. 13, p. 187.
13. Derrick G. Blatt J., M. — Nucl. Phys., 1958, v. 8, p. 310.
14. Schiff L. I. — Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 242.
15. Verde M. — Helv. Phys. Acta, 1950, v. 23, p. 453.
16. Radha T. K. e.a. — Phys. Rev. B, 1964, v. 136, p. 388.
17. Phillips A. C. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 184, p. 337.

18. Hadjimichael E.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 183.
19. Oppenheimer J. R., Schwinger J. S.— Phys. Rev., 1939, v. 56, p. 1066.
20. Watson V. A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1333.
21. Гречухин Д. П.— Ядерная физика, 1971, т. 14, с. 109.
22. Blomqvist J., Ericson T.— Phys. Lett., 1975, v. B57, p. 115.
23. Cambi A. e.a.— Nuovo cimento A, 1978, v. 47, p. 421.
24. Lee H. C. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 65, p. 201.
25. Бергман А. А. и др. В кн.: Ядерные реакции при низких и средних энергиях. Москва, АН СССР, 1958, с. 201.
26. Paul P. In: Nuclear Spectroscopy and Reactions. Pt. A. Ed. by J. Cerny. N.Y., L., Acad. Press, 1974.
27. Вылов Ц., Осипенко Б. П., Чумин В. Г.— ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 1350.
28. Шапиро Ф. Л. Собрание сочинений. Ч. I. М., Наука, 1976, с. 15.
29. Франк И. М. Труды ФИАН. Т. 14. М., Изд-во АН СССР, 1962, с. 117.
30. Подстага Г. В кн.: III Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ ДЗ-11787, Дубна, 1978, с. 280.
31. Cox A. E. e.a.— Nucl. Phys., 1965, v. 74, p. 497.
32. Cocinos D., Melkonian E.— Phys. Rev., 1977, v. C15, p. 1636.
33. Firk F. W. K. In: Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy, N.Y., L., Plenum Press, 1979, p. 246.
34. Riska D. O., Brown G. E.— Phys. Lett. B, 1972, v. 38, p. 193.
35. Baier H.— Fortscr. Physik, 1979, v. 27, p. 209.
36. Труглик Э. В кн.: Труды Международной школы по структуре ядра. ОИЯИ Д4-80-385, Дубна, 1980.
37. Dautry, Riska D. O.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 507.
38. Sargent V. W. e.a.— Canad. J. Research A, 1947, v. 25, p. 134.
39. Neutron Cross Sections. BNL6-325, 1964, suppl. to 2nd ed.
40. Reactor Handbook. Ed. by H. Soodak V. 3. N.Y., L., 1962.
41. Baumann N. P.— Nucl. Sci. Eng., 1962, v. 14, p. 179.
42. Попков В. Н., Бологов В. Ф. ИТЭФ-92, Москва, 1975.
43. Kaplan L., Ringo G. R., Wilzbach K. E.— Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 785.
44. Merritt J. S. e.a.— Nucl. Sci. Eng., 1967, v. 28, p. 286.
45. Merritt J. S. e.a.— Nucl. Sci. Eng., 1968, v. 34, p. 195.
46. Fiarman S. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 251, p. 1.
47. Journey E. T., Motz H. T. Rep. ANL-6797. Argonne, 1963, p. 326.
48. Trail S. C., Raboy S. Rep. ANL-6797. Argonne, 1963, p. 247.
49. Алфименков В. П. и др. ОИЯИ РЗ-12667, Дубна, 1979.
50. Stelts M. L., Chrien R. E.— Nucl. Instr. Meth., 1978, v. 155, p. 233.
51. Bollinger L. M., Specht J. R., Thomas G. E.— BAPS, 1973, v. 18, p. 591.
52. Holt R. J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 183.
53. Suffert M., Berthollet R.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 318, p. 54.
54. Алфименков В. П. и др.— Ядерная физика, 1980, т. 31, с. 21; ОИЯИ Е15-12380, Дубна, 1979.
55. Towner I. S., Khanna F. C. Intern. Conf. on Nucl. Phys. with Electromagn. Interact. Mainz, 1979, p. 7.12.
56. Антонов А. В. и др. В кн.: Труды Женевской конференции. М., Изд-во АН СССР, 1957, с. 157.
57. Yoshinori Acaishi e.a.— Progr. Theor. Phys., 1974, v. 51, p. 134, 155.
58. Rahman M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 168, p. 314.
59. Gorbunov A. N.— Phys. Lett. B, 1968, v. 27, p. 436.
60. Аркатов Ю. М. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 478.
61. Berman V. L., Fultz S. C.— Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, p. 713.
62. Balestra F. e.a.— Nuovo cimento A, 1977, v. 38, p. 145.
63. Chadwick J., Goldhaber H.— Nature, 1935, v. 134, p. 237.
64. Bishop G. R., Wilson R.— Hand. Phys., 1957, v. 42, p. 309.
65. Hughes R. Y. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 267, p. 339.
66. Fane D. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 127.

67. Pfeiffer R.— *Z. Phys.*, 1968, v. 208, p. 129.
68. а) Irish J. D. e.a.— *Canad. J. Phys.*, 1975, v. 53, p. 802.
б) Chung A. H.— *Nucl. Phys. A*, 1974, v. 235, p. 1.
69. Bosman M. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1979, v. 82, p. 212.
70. Стависский Ю. Я. и др. Радиационный захват быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1970.
71. Алфименков В. П. и др.— *Письма в ЖЭТФ*, 1979, т. 29, с. 100.
72. Delsanto P. P. e.a.— *J. Phys. G., Nucl. Phys.*, 1977, v. 3, p. 1133.
73. Adler R.— *Phys. Rev. C*, 1972, v. 6, p. 1964.
74. Arnold R. G. e.a.— *Phys. Rev.*, 1973, v. 8, p. 1179.
75. Dress W. B. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, p. 752.
76. Alburger D. E.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 35, p. 813.
77. Wüst N. e.a.— *Z. Phys. A*, 1975, Bd 274, S. 349.
78. Earle E. D. e.a.— *Phys. Rev. C*, 1976, v. 14, p. 1298.
79. Wüst N. e.a.— *Phys. Rev. C*, 1979, v. 19, p. 1153.
80. Earle E. D., McDonald A. B. *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy*. N.Y., L., Plenum Press, 1979, p. 609.
81. McDonald A. B. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 281, p. 325.
82. Roger D. C. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1969, v. 133, p. 410.
83. Коломенский Э. А. и др.— *Ядерная физика*, 1977, т. 25, с. 233.
84. Abrahams K. *Contributions to Conf. on Nucl. Structure Study with Neutrons*. Budapest, 1972, p. 42.
85. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А.— *УФН*, 1976, т. 118, с. 141.
86. Velkoulah H. e.a. *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy*. N. Y., L., Plenum Press, 1979, p. 371.
87. Данилян Г. В.— *УФН*, 1980, т. 131, с. 229.
88. Алфименков В. П., Пикельнер Л. Б., Шарапов Э. И.— *ЭЧАЯ*, 1980, т. 11, с. 411.