

Б-823



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3597 / 2-81

20 / 11-81

P3-81-305

С.Б.Борзаков, Х.Малецки, Л.Б.Пикельнер,
М.Стэмпиньски, Э.И.Шарапов

ОСОБЕННОСТИ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА I/v
СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$.
+ 0-УРОВЕНЬ ${}^4\text{He}$

Направлено в ЯФ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Исходя из весьма общих предположений, не ограниченных применимостью одноуровневой формулы Брейта-Вигнера, Ф.Л.Шапиро показал, что выражение для сечения реакции в зависимости от энергии s -волновых нейтронов можно записать в виде ^{1/}

$$\sigma\sqrt{E} = (\sigma\sqrt{E})_T / (1 + \alpha\sqrt{E} + \beta E + \dots) \quad /1/$$

Здесь налицо не только известный закон $1/v$, но и отклонения от него, описываемые членами с α и β . Член с α , как это явствует из представления ^{1/} биномиальным рядом, ведет к появлению постоянной слагающей сечения. Этот член определяется значением σ_T в тепловой точке и соотношением вкладов каналов со спинами $I + 1/2$ /например, относительным весом x_+ канала $I + 1/2$ /. Член с β ^{2/} общей физической интерпретации не получил, но для него в ^{2/} было найдено выражение на основе формулы Брейта-Вигнера.

Отклонение от закона $1/v$ в сечении реакции ${}^3\text{He}(n, p)$ было обнаружено в ФИАН СССР в работах ^{2,3/}. Исследовалась энергетическая зависимость отношения сечений реакций ${}^3\text{He}(n, p)$, ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ и ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$ при энергиях до 25 кэВ. Для ${}^3\text{He}$ были определены следующие значения параметров формулы ^{1/} в лабораторной системе:

$$\alpha = /4,17 \pm 0,55/ \cdot 10^{-2} \text{кэВ}^{-1/2}, \quad \beta = /3,5 \pm 1,5/ \cdot 10^{-3} \text{кэВ}^{-1} \quad /2/$$

Из различия между значениями α в ^{2/} и ее максимально возможным /при $x_+ = 1$ / значением $\alpha_{\text{макс.}} = /4,65 \pm 0,25/ \cdot 10^{-2}$ была получена оценка $x_+ = /6 \pm 6/\%$, уточненная затем в поляризационном эксперименте ^{4/}. Это означало, что реакция ${}^3\text{He}(n, p)$ идет преимущественно через канал со спином $J = I - 1/2 = 0^+$. Авторы работ ^{2,3/} объяснили обнаруженное отклонение, введя в рассмотрение возбужденный уровень ядра ${}^4\text{He}$ с энергией ~ 20 МэВ, спином 0 и наблюдаемой протонной шириной, равной $\approx 1,2$ МэВ при энергии связи нейтрона 20,58 МэВ.

В настоящее время существование этого уровня находится вне сомнений. Он проявился и в (p, T) -рассеянии ^{5/}, где ${}^4\text{He}$ является составным ядром, и в таких реакциях, как, например, ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ ^{6/}, ${}^4\text{He}(e, e'){}^4\text{He}$ ^{7/}, ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha'){}^4\text{He}$ ^{8/}.
 где ${}^4\text{He}$ образуется в виде конечного ядра - продукта реакций.

При всем обилии работ, однако, до сих пор отсутствуют надежные количественные значения характеристик уровня 0^+ , в частности приведенных ширин.

Необходимо также иметь в виду, что сечение реакции ${}^3\text{He}(n, p)$ принято в качестве одного из стандартов нейтронных сечений. Его значение в тепловой точке определено в работах ^{9,10/} с высокой точностью. Но прямых измерений сечения в широком диапазоне энергий не проводилось: используемые данные для интервала 10-200 кэВ получены пересчетом сечения обратной реакции $T(p, n) {}^3\text{He}$ и имеют погрешность $\approx 10\%$ ^{11/}. Существуют ошибочные утверждения о 3%-ной точности ${}^3\text{He}$ -стандарта при $E < 1$ МэВ и об отсутствии измерений отклонения от закона $1/v$ при $E = 0,01-5$ кэВ ^{12/}, а также о возможности объяснения отклонения от закона $1/v$ для $(\sigma_{{}^3\text{He}}/\sigma_{\text{VF}_3})$ за счет сильного влияния молекулярной связи ^{13/} ${}^{13}\text{He}$ в VF_3 .

Настоящая работа предпринята с целью определения сечения реакции ${}^3\text{He}(n, p)T$ в диапазоне энергий нейтронов 0,2-200 кэВ. Возможность проведения измерений была обеспечена широким спектром импульсного нейтронного источника - реактора ИБР-30 с инжектором ^{14/}. Была достигнута 2-3%-ная точность, необходимая для рекомендации результатов в качестве стандарта. Прецизионные данные позволили уточнить значения параметров a, β, x_+ .

Уделено внимание теоретической интерпретации энергетического хода сечения и получению приведенных ширин, сделаны новые заключения о параметрах первого возбужденного уровня ядра ${}^4\text{He}$.

2. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА $1/v$ В ПРИБЛИЖЕНИИ НУЛЕВОГО РАДИУСА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Выражение для коэффициента a имеет особенно простой вид, если реакция идет через один спиновый канал. Тогда a определяется величиной сечения в тепловой точке ^{2/}. Покажем, что и для коэффициента β существует возможность априорной оценки. Рассмотрим проведем в рамках более общего, чем в ^{2/}, подхода Л.Д.Ландау и Е.М.Лившица, основанного на аналитических свойствах амплитуды рассеяния f . Ввиду унитарности оператора рассеяния последняя имеет вид:

$$f = 1/(g - ik), \quad /3/$$

где функция $g = g(k)$ разлагается в ряд по целым степеням энергии E ^{15/}, то есть по четным степеням волнового вектора $k = (2\mu E/\hbar^2)^{1/2}$. Здесь $k_n = c\sqrt{E}$, $k_p = c\sqrt{Q+E}$, $Q = 764$ кэВ - разность нейтронного и протонного порогов и значение коэффициента c в системе центра масс равно

$$c = 0,6015 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-1} \text{ кэВ}^{-1/2}. \quad /4/$$

Широкое применение получило разложение вида $g = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} \gamma_0 k^2$, предложенное Л.Д.Ландау и Я.М.Смородинским в 1944г. ^{15/} и известное как приближение эффективного радиуса (γ_0). Здесь величина a - длина рассеяния. Она комплексна при наличии реакции $a = A - iB$, так что амплитуда рассеяния имеет вид

$$f = 1/(-\frac{1}{A - iB} - ik + \frac{1}{2} \gamma_0 k^2). \quad /5/$$

Интересующие нас отклонения сечения рассеяния от константы и сечения реакции от закона $1/v$ можно получить, используя известные соотношения

$$\sigma_n = 4\pi |f|^2,$$

$$\sigma_r = \frac{4\pi}{k} (\text{Im} f - k |f|^2)$$

и выражение /5/. Это было сделано в ^{15/} при $E \rightarrow 0$ в пренебрежении членами с k^2 . Для нашего случая $0 < E < 0,2$ МэВ эти члены необходимо сохранить, но можно пренебречь членом $-k^4 ((A^2 + B^2) \gamma_0^2 k^4 / 4)$. Полагая для простоты изложения, что поглощение имеется только в синглетном канале, статистический вес которого есть g_- , после несложных преобразований получаем:

$$\sigma_n = 4\pi [g_- \frac{A^2 + B^2}{1 + 2Bk + (A^2 + B^2 - A\gamma_0) k^2} + g_+ a_+^2(k)], \quad /6/$$

$$\sigma_r = 4\pi g_- \frac{B/k}{1 + 2Bk + (A^2 + B^2 - A\gamma_0) k^2}. \quad /7/$$

Используя приближение нулевого радиуса взаимодействия $\gamma_0 = 0$ и вводя обозначения

$$a = 2Bc, \quad \beta = (A^2 + B^2) c^2, \quad /8/$$

приходим к выражениям, содержащим тот же знаменатель, что и /1/:

$$\sigma_n = 4\pi [g_- \frac{A^2 + B^2}{1 + a\sqrt{E} + \beta E} + g_+ a_+^2(E)],$$

$$\sigma_r = 4\pi \frac{g_- B/k}{1 + a\sqrt{E} + \beta E}.$$

Соответствующие сечения в тепловой точке, получаемые при $E \rightarrow 0$, равны:

$$(\sigma_n)_T - 4\pi g_+ a_+^2 = 4\pi g_- \beta / c^2, \quad /9/$$

$$(\sigma_r)_T = 2\pi g_- a / \sqrt{E_T} c^2. \quad /10/$$

Таким образом, для a имеем известный результат, определяемый тепловым сечением реакции, тогда как β получило смысл величины, характеризующей синглетную часть теплового сечения рассеяния. Это позволяет дать оценки a и β , т.к. соответствующие тепловые сечения известны. Можно также использовать длины $n^3\text{He}$ -рассеяния $A=6,53$; $B=4,45$; $a_+=3,62$ /все значения - в ферми/ из ^{16/}. Тогда согласно соотношениям /8/ получаем следующие оценки в системе центра масс:

$$a = 5,34 \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}, \quad \beta = 2,25 \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}^{-1}. \quad /11/$$

Соответствующие величины для лабораторной системы, обозначаемой в дальнейшем индексом L , получаются из очевидных соотношений: $\alpha_L = \alpha [A/(A+1)]^{1/2}$, $\beta_L = \beta A/(A+1)$.

3. СВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА $1/v$ С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ 0^+ -УРОВНЯ ^3He

Схема нескольких уровней ^4He до порога (d, d) -развала показана на рис. 1^{17/}. Справа указана энергия возбуждения, отсчитанная от основного состояния. В дальнейшем изложении будет использована система центра масс с отсчетом энергии от нейтронного порога $E_n = 20,58$ МэВ, соответствующего энергии связи нейтрона в ядре ^4He . Первое возбужденное 0^+ -состояние играет

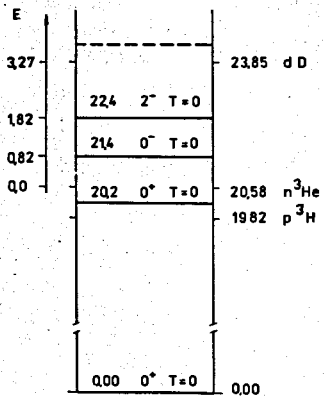


Рис. 1. Схема первых уровней ядра ^4He .

роль широкого отрицательного резонанса в обычной формуле Брейта-Вигнера

$$\sigma_{np} = \frac{\pi g \bar{\Gamma}_n \bar{\Gamma}_p}{k^2 [(\bar{E}_0 - E)^2 + \bar{\Gamma}^2/4]} \quad /12/$$

Чертой обозначены наблюдаемые значения ширин в системе центра масс. Они отличаются от соответствующих /см. далее/ величин в R -матричном подходе. Полная ширина в нашем случае есть $\bar{\Gamma} = \bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_p$. Используя для $\bar{\Gamma}_p$ линейное разложение в окрестности

$$\text{пороговой энергии } \bar{\Gamma}_p = \bar{\Gamma}_{p0} \left(1 + E \frac{d \ln \bar{\Gamma}_p}{dE} \Big|_{E_n}\right)$$

и известную энергетическую зависимость нейтронной ширины $\bar{\Gamma}_n = \bar{\Gamma}_{n*} \sqrt{E/E_*}$, где

E_* - фиксированное значение энергии, нетрудно из /12/ получить выражение /1/ с параметрами

$$\beta = [\bar{\Gamma}_{n*}^2 / E_* - 8\bar{E}_0 + (\bar{\Gamma}_{p0}^2 - 4\bar{E}_0^2) \frac{d \ln \bar{\Gamma}_p}{dE} \Big|_{E_n}] / (4\bar{E}_0^2 + \bar{\Gamma}^2), \quad /13/$$

$$\alpha = 4\bar{\Gamma}_{p0} \bar{\Gamma}_{n*} / \sqrt{E_* (4\bar{E}_0^2 + \bar{\Gamma}^2)}, \quad /14/$$

$$\sigma_T = \frac{4\pi g_- \bar{\Gamma}_{p0} \bar{\Gamma}_{n*} / \sqrt{E_*}}{c^2 (4\bar{E}_0^2 + \bar{\Gamma}^2) \sqrt{E_T}}$$

Эти выражения аналогичны соответствующим из работы ^{12/} с учетом различия системы координат и некоторых обозначений. Как следует из последних двух соотношений, тепловое сечение σ_T и коэффициент α по-прежнему связаны соотношением /10/. Выражения /13/ и /14/ позволяют найти наблюдаемые нейтронную и протонную ширины при известной энергии резонанса.

При интерпретации результатов целесообразно перейти к величинам R -матричной теории ^{18/}, в частности к приведенным ширинам γ_c^2 , вводимым соотношением $\Gamma_c = 2\gamma_c^2 P_c$, где P_c - фактор проницаемости. Будем использовать одноуровневое приближение теории без остаточного члена R -матрицы. Аргументом в пользу такого подхода является отсутствие других уровней положительной четности вблизи 0^+ -резонанса. Тогда R -матричную формулу для сечения реакции можно записать в виде

$$\sigma_{cc'} = \frac{\pi g \Gamma_c \Gamma_{c'}}{k^2 [(E_\lambda + \Delta_\lambda - E)^2 + \Gamma^2/4]}, \quad /15/$$

где E_λ - характеристическая энергия уровня, определяемая решением уравнения Шредингера с граничными условиями для данного канала c , характеризуемыми параметром B_c , $\Delta_\lambda(E) = -\sum \gamma_c^2 (S_c - B_c)$ - сдвиг уровня, выраженный через B_c и фактор сдвига S_c . Последний, равно как и проницаемость P_c а, следовательно и производная в /13/, вычисляются по формулам работы ^{18/} с использованием регулярной F_c и нерегулярной G_c кулоновских функций. Так, например, протонный сдвиг есть

$$S_p = k_p a_p \frac{d \ln (F_p^2 + G_p^2)}{d(k_p a_p)}$$

Переход от R -матричной записи /15/ к выражению /12/ обычно делают посредством разложения функции $\Delta_\lambda(E)$ в ряд около центра резонанса с сохранением только линейного члена. В нашем случае из-за наличия нейтронного порога выше энергии резонанса такое разложение несправедливо в пределах ширины уровня

Поэтому разложение следует провести вблизи порога ($E_{п} = 0$) справа от него, где $S_{п} = 0$ и $S_{р}(E)$ - гладкая функция. Используя граничное условие $B_c = 0$, обозначение $\bar{E}_{\lambda} = E_{\lambda} - \gamma_p^2 S_p(0)$ и разложение $\Delta_{\lambda}(E) = -\gamma_p^2 S_p(0) - E \gamma_p^2 \frac{dS_p}{dE} \Big|_0$, получаем из /15/:

$$\sigma_{np} = \frac{\pi g \Gamma_p \Gamma_n / k^2}{[\bar{E}_{\lambda} - E(1 + \gamma_p^2 \dot{S}_p)]^2 + \Gamma^2 / 4}$$

Вводя новые обозначения: $\bar{\Gamma}_n = \Gamma_n / (1 + \gamma_p^2 \dot{S}_p)$, $\bar{\Gamma}_p = \Gamma_p / (1 + \gamma_p^2 \dot{S}_p)$, $\bar{E}_0 = \bar{E}_{\lambda} / (1 + \gamma_p^2 \dot{S}_p)$, $\bar{\Gamma} = \Gamma / (1 + \gamma_p^2 \dot{S}_p)$, приходим к формуле /12/ с \bar{E}_0 , $\bar{\Gamma}_n$, $\bar{\Gamma}_p$. Наблюдаемые ширины можно представить и как

$$\bar{\Gamma}_c = 2\gamma_c^2 P_c, \quad /16/$$

что позволяет получить приведенные ширины R-матричной теории из измеренных $\bar{\gamma}_c^2$ по формуле

$$\gamma_c^2 = \bar{\gamma}_c^2 / (1 + \gamma_p^2 \dot{S}_p). \quad /17/$$

4. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ И АППАРАТУРА

Чтобы обойти известные трудности абсолютного определения потока нейтронов и эффективности детектора, мы измеряли отношение сечений реакций ${}^3\text{He}(n, p)$ и ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ и величину сечения для ${}^3\text{He}$ определяли по литиевому стандарту - сечению $\sigma_{n\alpha}({}^6\text{Li})$, известному к настоящему времени с точностью $/1-2\% /^{12/}$. Отношение сечений получали по формуле

$$\frac{\sigma_{\text{He}}}{\sigma_{\text{Li}}} = \frac{T}{T_H} \left(\frac{\sigma_{\text{He}}}{\sigma_{\text{Li}}} \right)_H K, \quad /18/$$

где $T = N_{\text{He}} / N_{\text{Li}}$ и $T_H = (N_{\text{He}} / N_{\text{Li}})_H$ - отношения числа зарегистрированных анализатором отсчетов двух детекторов /за вычетом фона/ при исследуемой и нормировочной энергиях. Поправочный фактор $K = (\epsilon_{\text{Li}} / \epsilon_{\text{He}}) / (\epsilon_{\text{Li}} / \epsilon_{\text{He}})_H$ - отношение отношений эффективности детекторов при указанных энергиях. Точка нормировки выбиралась в области низких энергий /168-259 эВ/, где как сечение ${}^6\text{Li}$, так и сечение ${}^3\text{He}$ надежно известны: с точностью 1% они описываются формулами $149,5 / \sqrt{E_{\text{эВ}}} /^{19/}$ и $848,6 / \sqrt{E_{\text{эВ}}} /^{1+1,5 \cdot 10^{-3} E_{\text{эВ}}} /$ для ${}^3\text{He} /^{10/}$.

Измерения проводились методом времени пролета на 500-метровой базе спектрометра с импульсным реактором ИБР-30+инжектор в качестве источника нейтронов. Временное разрешение равнялось 9 нс/м. Изложение вопросов методики измерений на этом спектрометре и, в частности, способов определения фонов с помощью резонансных фильтров, можно найти в ряде работ, например в /16/. Реакция ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ детектировалась с помощью двухсекционной импульсной ионизационной камеры. Камера содержала

12 слоев ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ толщиной 5 мг/см² каждый, нанесенных на 7 алюминиевых катодов диаметром 230 мм и толщиной по 1 мм. Она заполнялась газовой смесью $\text{Ar} + \text{NH}_4$ давлением 1,3 атм. Конструкция камеры и выбранный режим работы обеспечивали независимость амплитуды сигнала от угла вылета альфа-частицы или тритона. Реакция ${}^3\text{He}(n, p)$ регистрировалась сборкой из пяти гелиевых счетчиков типа СММ-17. Детекторы устанавливались в пучок нейтронов поочередно, принимались меры по созданию условий, эквивалентных по рассеянию пучка.

Дополнительно измерялся амплитудный спектр импульсов детекторов для оценки поправочного фактора K. Его максимальная величина при энергии 125 кэВ не превышала $0,99 < K < 1,01$.

Первичная обработка информации проводилась на ЭВМ БЭСМ-4, а расчеты с использованием кулоновских функций и по методу наименьших квадратов - на электронно-вычислительной машине CDC-6500.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Сечение $\sigma_{np}({}^3\text{He})$. Измеренные отношения сечений реакций ${}^3\text{He}(n, p)$ и ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ в исследованных энергетических интервалах даны в табл. 1 в третьей колонке, а их статистические ошибки - в четвертой. Пятая колонка таблицы содержит сечение $\sigma_{np}({}^3\text{He})$, определенное с использованием стандарта $\sigma_{n\alpha}({}^6\text{Li})$ до энергии 10 кэВ из работы /19/ и при более высоких энергиях - из работы /20/. Погрешность стандарта составляет 2%. В указанную в шестой колонке среднеквадратичную ошибку сечения $\sigma_{np}({}^3\text{He})$ включены статистическая ошибка, погрешность поправки и неточность стандарта. Достигнутая точность /2-3%/ в величине сечения $\sigma_{np}({}^3\text{He})$ позволяет использовать последнее также в качестве стандарта для многих приложений. На рис. 2 представлен график сечения в зависимости от энергии. Он демонстрирует отклонение от закона $1/v$ и содержит сравнение с другими результатами определения сечения $\sigma_{np}({}^3\text{He})$ как прямым способом при $E > 100$ кэВ /21/, так и косвенно при $E > 10$ кэВ из обратной реакции $T(p, n) {}^3\text{He} /^{11/}$. Оба результата имели погрешность ~ 10%.

Параметры отклонения от закона $1/v$. Дальнейший анализ энергетического хода сечения $\sigma_{np}({}^3\text{He})$ проводился в пренебрежении вкладом p-волны в исследованном диапазоне энергий. Этот вклад в принципе существует, но ожидается малым: $\approx 0,02$ б при 100 кэВ / $\approx 0,05$ б при 200 кэВ/ согласно нашей оценке по данным фазового анализа рассеяния нуклонов на ядрах с $A = 3 /^{22/}$.

На рис. 3 построен график зависимости отношения величин $(\sigma \sqrt{E})_T = 848,6$ б эВ^{1/2} и $\sigma \sqrt{E}$ от корня из энергии нейтронов. Сплошная кривая представляет собой параболу $(1 + \alpha_L \sqrt{E_L} + \beta_L E_L)$.

Таблица 1

Результаты измерения сечения реакции ${}^3\text{He}(n,p)$

ΔE кэВ	\bar{E} кэВ	$\frac{\sigma_{\text{He}}}{\sigma_{\text{Li}}}$	Δ 10^{-2}	σ δ	$\Delta\sigma$ $10^{-2}\delta$	ΔE кэВ	\bar{E} кэВ	$\frac{\sigma_{\text{He}}}{\sigma_{\text{Li}}}$	Δ 10^{-2}	σ δ	$\Delta\sigma$ $10^{-2}\delta$
0,26-0,28	0,27	5,44	7	49,44	82	11,9-12,1	12,0	4,82	8	6,60	17
0,38-0,43	0,41	5,49	8	40,70	70	12,3-12,6	12,5	4,80	7	6,43	16
0,43-0,48	0,46	5,48	6	38,40	54	13,5-13,9	13,7	4,74	7	6,14	16
0,48-0,55	0,52	5,53	5	36,43	52	13,9-14,4	14,2	4,75	7	6,05	15
0,55-0,63	0,59	5,42	6	33,44	50	14,4-15,3	14,9	4,72	8	5,87	15
0,63-0,72	0,67	5,51	5	31,72	43	15,3-15,7	15,5	4,89	7	5,91	15
0,72-0,84	0,78	5,39	5	28,80	40	15,7-16,4	16,1	4,79	7	5,66	14
0,84-0,99	0,92	5,36	5	26,26	37	16,4-17,4	16,9	4,74	7	5,43	14
0,99-1,05	1,02	5,35	6	25,26	38	17,4-18,0	17,7	4,62	7	5,33	14
1,12-1,18	1,15	5,29	7	23,33	36	18,0-19,0	18,5	4,61	6	5,04	13
1,18-1,33	1,25	5,32	5	22,48	31	19,0-19,8	19,4	4,63	6	4,94	13
1,33-1,50	1,42	5,40	6	21,30	33	19,8-20,8	20,3	4,65	7	4,80	12
1,50-1,72	1,61	5,32	5	19,34	30	20,8-21,8	21,3	4,60	6	4,60	12
1,72-2,02	1,87	5,35	7	18,46	30	22,4-23,2	22,8	4,44	5	4,32	11
2,13-2,67	2,40	5,29	8	16,14	30	24,8-25,7	25,2	4,23	6	4,28	11
2,99-3,34	3,16	5,34	7	14,36	32	27,6-28,6	28,10	4,58	7	4,12	10
3,47-3,68	3,58	5,27	7	13,49	31	29,1-30,3	29,7	4,50	7	3,97	10
3,97-4,23	4,10	5,13	8	12,23	30	37,9-39,6	38,8	4,06	7	3,12	9
4,95-5,34	5,14	5,11	9	10,81	27	39,6-45,5	42,5	3,94	5	2,97	8
5,34-5,80	5,57	5,01	7	10,27	26	48,8-53,9	51,4	3,90	5	2,69	7
6,08-6,29	6,18	4,98	8	9,78	25	63,3-67,0	65,2	3,35	4	2,16	6
6,76-6,88	6,82	4,97	9	9,36	24	72,0-75,4	73,2	3,20	5	2,02	6
8,10-8,26	8,18	5,02	9	8,56	22	80,2-85,4	82,8	3,05	4	1,89	5
8,43-8,61	8,52	4,95	9	8,24	21	85,4-91,3	88,4	2,91	4	1,78	5
8,97-9,50	9,23	4,91	7	7,69	20	94,4-101,	97,8	2,58	3	1,64	5
9,50-10,2	9,85	4,81	6	7,37	19	105-113	109	2,50	2	1,58	4
10,2-10,9	10,6	4,81	6	7,18	18	117-127	122	2,21	2	1,46	4
11,1-11,7	11,4	4,84	5	6,83	17	132-142	137	1,75	2	1,30	4

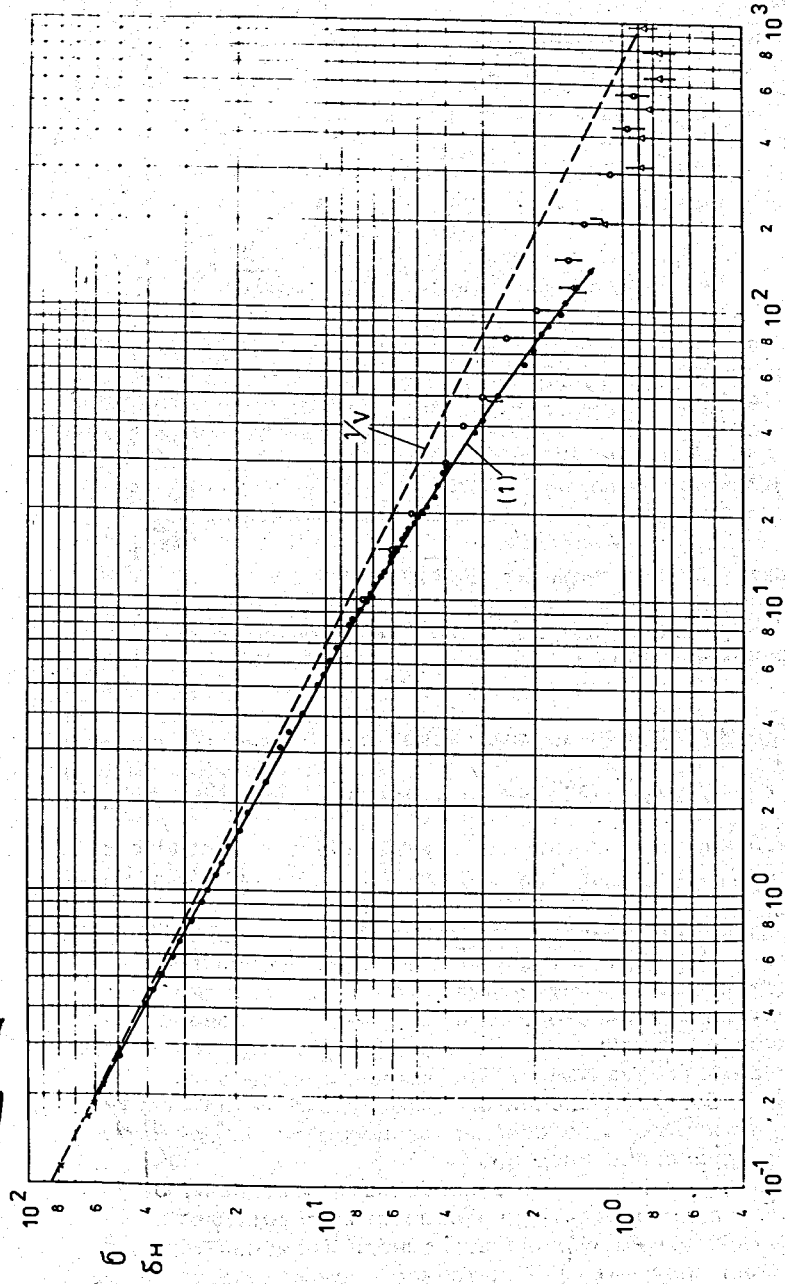


Рис.2. Сечение реакции ${}^3\text{He}(n,p)$ в барнах в зависимости от энергии нейтронов /в кэВ/ в лабораторной системе. Данные соответствуют следующим работам: крест- тики - /16/, открытые кружки - /11/, треугольники - /21/, сплошные кружки - настоящей работе. Сплошная кривая /19/, пунктир - закон $1/v$.

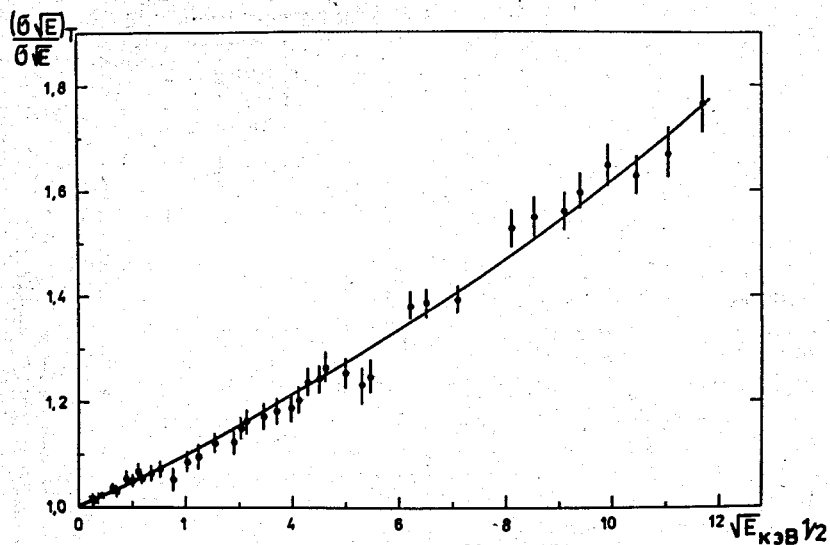


Рис. 3. Зависимость отношения $(\sigma\sqrt{E})/\sigma E$ от корня из энергии нейтронов. Точки - эксперимент, сплошная кривая - парабола $(1 + \alpha\sqrt{E} + \beta E)$ с параметрами, обсуждаемыми в тексте.

проведенную по методу наименьших квадратов. Параметры этой параболы равны

$$\alpha_L = /4,62 \pm 0,09/ \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}; \quad \beta_L = /1,58 \pm 0,24/ \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}^{-1} \quad /19/$$

в лабораторной системе. В системе центра масс им соответствуют

$$\alpha = /5,34 \pm 0,11/ \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2}; \quad \beta = /2,11 \pm 0,32/ \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}^{-1} \quad /20/$$

Набор параметров /19/ имеет существенно более хорошую точность, чем ранее известный /2/. В указанных ошибках преобладающей является погрешность за счет возможного /1,5%/ систематического искажения энергетического хода сечения в интервале до 100 кэВ. Полученные значения параметров /20/ находятся в хорошем согласии с предсказанными /11/. Согласия следовало ожидать, т.к. набор /11/ рассчитан по результатам измерения сечения рассеяния и полного сечения взаимодействия нейтронов с ^3He в том же диапазоне энергий.

Если использовать новое значение теплового сечения $\sigma_T = 5337 \pm 8 \text{ б} /10/$ и положить, что оно полностью определяется каналом I-1/2, то для максимально возможного значения $\alpha_{\text{макс}}$ по формуле /9/ можно получить более точное, чем данное во введении, значение

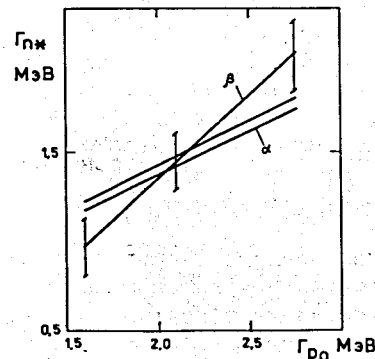
$$\alpha_{\text{макс}} = /5,365 \pm 0,008/ \cdot 10^{-2} \text{ кэВ}^{-1/2} \quad /21/$$

Величина α уменьшается при слабом вкладе другого канала I+1/2, так что в формулу /1/ входит эффективное значение α , связанное /см. работу /2'/ / с $\alpha_{\text{макс}}$ соотношением $\alpha = (1 - x_+)^2 \alpha_{\text{макс}}$. Соответствующее сравнение величин /20/ и /21/ дает результат: $x_+ = /0,2 \pm 1,0\%$, что уточняет поляризационную оценку работы /4/ ($x_+ < 3\%$).

Параметры 0^+ -уровня ^4He . Экспериментальные значения параметров /20/ были подставлены в соотношения /13/ и /14/ для извлечения информации об отрицательном резонансе ^4He в (np) -сечении, описываемом формулой /12/. В качестве E_0 были взяты значения - 0,400 МэВ /вариант 1/ и - 0,300 МэВ /вариант 2/, следующие из наблюдаемых положений пиков в дифференциальных сечениях (e, e') - и (α, α') -рассеяния. Заметим, что в этот же интервал E_0 ведет и использование параметра E_L , определенного по (pT) -рассеянию /5/. В качестве E_* для удобства сравнения Γ_{n^*} и Γ_{p0} выбрано $E_* = 510 \text{ кэВ}$ - значение энергии в системе центра масс, при котором $\bar{\Gamma}_{n^*}$ равнялось бы $\bar{\Gamma}_{p0}$ в предположении равенства приведенных ширин $\bar{\gamma}_n^2$ и $\bar{\gamma}_p^2$. Была использована величина

на производной $\frac{d \ln \Gamma_p}{dE} \Big|_0 = 0,90 \text{ МэВ}$, рассчитанная для радиуса канала $a_p = 3 \text{ фм}$. Уравнения /13/, /14/ решались графически на плоскости переменных $\bar{\Gamma}_{n^*}$ и $\bar{\Gamma}_{p0}$. Участок области существования решения показан на рис. 4. Для линии α указан коридор ее погрешности, погрешность линии β отмечена тремя вертикальными чертами. Как следует из рисунка, с хорошей точностью определяется только отношение ширин, но не их абсолютные величины.

Так, например, в варианте 1: $\bar{\Gamma}_{p0} / \bar{\Gamma}_{n^*} = 1,45 \pm 0,09$, но $\bar{\Gamma}_{p0} = 2,11 \pm 0,35$, $\bar{\Gamma}_{n^*} = 1,46 \pm 0,24$. В табл. 2 включены полученные параметры 0^+ -уровня ^4He , в том числе и нейтронная ширина $\Gamma_n^0 =$



$= (\Gamma_{n^*} / \sqrt{E_*} (\text{эВ})) \sqrt{1 \text{ эВ}}$, приведенная к одному электрону-вольту. Последняя широко используется в нейтронной спектроскопии. Полученные значения параметров отличаются от предложенных в /2/, где была использована гипотеза равенства нейтронной и протонной ширин.

Рис. 4. Графическое определение протонной Γ_{p0} и нейтронной Γ_{n^*} ширин 0^+ -уровня ядра ^4He при $E_0 = -0,400 \text{ МэВ}$. Линии α и β соответствуют соотношениям /13/ и /14/.

Таблица 2

Параметры 0^+ -уровня $^4\text{He}^*$

Вариант	\bar{E}_0 МэВ	$\bar{\Gamma}_{p0}$ МэВ	$\Gamma_{n^*}/\sqrt{E^*}$ МэВ $^{1/2}$	Γ_n^0 10^{-3} МэВ	γ_p^2/γ_n^2
1	-0,400	2,11	2,045	2,045	$1,45^{+0,09}_{-0,06}$
2	-0,300	1,93	1,792	1,792	$1,51^{+0,08}_{-0,05}$

* Даны для системы центра масс в шкале с отсчетом нуля от энергии связи нейтрона в ^4He . $\bar{\Gamma}_{p0}$ есть $\bar{\Gamma}_p$ при 20,58 МэВ.

В соответствии с соотношением /17/ были получены приведенные ширины R-матричной теории, при этом использовалось значение производной $\left. \frac{dS}{dE} \right|_0 = 0,25$ МэВ, рассчитанное с помощью кулоновских функций при радиусе канала $a_p = 3$ фм.

Результат $\gamma_n^2 = 4,5$ МэВ, $\gamma_p^2 = 6,7$ МэВ согласуется с одночастичным пределом Вигнера $\sum \gamma_c^2 \leq 2h^2/Ma_c^2$. Однако точность раздельного определения ширины низкая. Более надежный результат для отношения γ_p^2/γ_n^2 , помещенный в последней колонке таблицы, свидетельствует о неравенстве протонной и нейтронной приведенных ширин. Заметим, что фазовый анализ (p,T)-рассеяния при $E_p \leq 990$ кэВ также указал на то, что $\gamma_n^2 < \gamma_p^2$.

Обнаруженное неравенство приведенных протонной и нейтронной ширин, имеющих одночастичный характер, требует объяснения. Как отмечалось в /2/, его трудно было бы согласовать с зарядовой симметрией ядерных сил. Однако этот аргумент не стоит переоценивать ввиду отсутствия количественных расчетов. В принципе различие ширин может быть обусловлено не только взаимодействием в конечном состоянии, но и структурными особенностями волновой функции в состоянии 0^+ . На это не было обращено внимание в работе /23/, использовавшей кластерную модель в R-матричном формализме в допущении, что кулоновское взаимодействие меняет только характеристические энергии E_λ , но не меняет приведенные ширины.

Таким образом, желательнее дальнейшее развитие теории взаимодействия нейтронов с гелием-3. В экспериментальном плане необходимо разделение вкладов s- и p-волны в эффективном сечении для энергий выше 150 кэВ. По-прежнему актуальны поляризационные опыты для изучения $n^3\text{He}$ -взаимодействия.

Приятно выразить благодарность И.М.Франку за постоянный интерес к работе, В.П.Алфименкову и Ю.П.Попову за плодотворные обсуждения, К.Тещяк за помощь при обработке экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро Ф.Л. ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 1648.
2. Бергман А.А. и др. В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Изд. АН СССР, М., 1957, с. 17; ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 9.
3. Бергман А.А., Шапиро Ф.Л. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1270.
4. Passell L., Schermer R.I. Phys.Rev., 1966, v. 150, p. 146.
5. Балашко Ю.Г. и др. ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1903.
6. Jarmie N. et al. Phys.Rev., 1967, v. 161, p. 1050.
7. Walcher T. Z. für Physik, 1970, v. 237, p. 368.
8. Gross E.E. et al. Phys.Rev., 1969, v. 178, p. 1584.
9. Als-Nielsen J., Dietrich O. Phys.Rev., 1964, v. 133B, p. 925.
10. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-80-394, Дубна, 1980.
11. Gibbons J.H., Macklin R.L. Phys.Rev., 1959, v. 114, p. 571; Macklin R.L., Gibbons J.H. In: Int.Conf. on Study Nucl. Structure with Neutrons. N.-H. Publ.Comp., Amsterdam, 1966, p. 498.
12. Wasson O.A. In: Proc. of Int.Conf. on Nucl. Cross Sections for Technology, USA, Knoxville, 1979, National Bureau of Standards special Publication 594, p. 720.
13. Bowman C.D. et al. Proc. of Int.Conf. on Nucl. Cross Sections for Technology, USA, Knoxville, 1979, National Bureau of Standards Special Publication 594, p. 97.
14. Франк И.М. ЭЧАЯ, 1972, т. 2, с. 807.
15. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Квантовая механика, Физматгиз, М., 1963.
16. Алфименков В.П. и др. ЯФ, 1981, т. 33, с. 891.
17. Fiarman S., Meyerhof W.E. Nucl.Phys., 1973, v. A206, p. 1.
18. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких и средних энергиях. Перевод с англ., ИЛ, М., 1960.
19. Gayther D.B. Annals of Nucl. Energy, 1977, v. 4, p. 515.
20. Lamaze G.P., Schrack R.A., Wasson O.A. Nucl.Sci.Eng., 1978, v. 68, p. 183.
21. Batchelor R., Aves R. Scyrme T.H.R. Rev.Sci.Instr., 1955, v. 26, p. 1037.
22. Барит И.Я., Сергеев В.А. ЯФ, 1971, т. 13, с. 1230.
23. Dodder D.C., Hale G.M. In: Neutron Physics and Nuclear Data, 1978, Harwell Conf., p. 490.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 мая 1981 года.