

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5876/2-80

8/12-80
P3-80-550

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Во Ван Тхуан,
А.М.Говоров, Л.Ласонь, Л.Б.Пикельнер,
Э.И.Шарапов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ С ГЕЛИЕМ-3

Направлено в ЯФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие нейтронов с ядрами гелия-3 представляет интерес как в физическом плане, ввиду того, что четырехнуклонная система еще достаточно проста для описания ее свойств на основе нуклон-нуклонных потенциалов, так и в прикладном отношении, поскольку сечения взаимодействия нейтронов с ^3He относятся к числу стандартов.

Между тем имеющиеся данные для нейтронов промежуточных энергий бедны. Полные сечения в диапазоне $0,25 \div 150$ кэВ неизвестны. Не проводились и измерения сечения рассеяния. Вне этого энергетического интервала имеются результаты измерения сечения рассеяния $\sigma_{\text{пл}}(^3\text{He})^{1/}$ и полного сечения $\sigma_t(^3\text{He})$ в тепловой области $^{2/}$ и в интервале энергий $0,025 \div 250$ эВ $^{3/}$, а также данные при $E > 150$ кэВ, приводимые в атласе нейтронных сечений $^{4/}$. С высокой точностью $\sim 1\%$ измерены отношения сечения $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ к сечениям реакций $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ и $^6\text{Li}(n,\alpha)$ до энергии 25 кэВ. Это сделано в работе группы Ф.Л.Шапиро ФИАН СССР $^{5/}$, обнаружившей отклонение энергетической зависимости сечения $\sigma_{\text{пр}}(^3\text{He})$ от закона $1/V$. Отклонение было объяснено введением в рассмотрение первого возбужденного уровня в ^3He и были установлены его параметры, позволившие описать энергетическую зависимость сечения $\sigma_{\text{пр}}(^3\text{He})$ формулой Брейта-Вигнера. Уровень оказался расположенным ниже энергии связи нейтрона. Значение его спина $J=0$ позднее подтверждено в поляризационном эксперименте $^{6/}$. Данные для $\sigma_{\text{пр}}(^3\text{He})$ в более широком интервале $10 \div 300$ кэВ/ получены в работе $^{7/}$ с помощью соотношения детального баланса из измерений сечения обратной реакции $\text{T}(p,n)^3\text{He}$. Однако, ввиду их меньшей точности $\sim 10\%$, они не дали новой информации о характере отклонения сечения $\sigma_{\text{пр}}$ от закона $1/V$.

Прямые измерения сечений взаимодействия нейтронов с ^3He в области энергий 1–200 кэВ посвящена данная работа. В ней измерены полное сечение, сечение рассеяния и проведено сравнение их с теорией эффективного радиуса $^{8/}$, с фазовым анализом данных для четырехнуклонных систем $^{9/}$ и с микроскопическими расчетами на основе R-матричного формализма $^{10/}$.

Изучение рассеяния промежуточных нейтронов на гелии-3 представляет и самостоятельный интерес, так как может служить одним из источников информации о длинах $\text{д}-^3\text{He}$ рассеяния. Тео-

ретически этот вопрос исследовался в рамках задачи четырех тел в ряде работ, обзор которых содержится в^{/11/}, а экспериментально - в измерениях полного^{/1/} и когерентного^{/12/} сечений рассеяния тепловых нейтронов гелием-3. В работе^{/13/} дана первая экспериментальная оценка сечения $\sigma_{nn}({}^3\text{He})$ из разности сечений $\sigma_t - \sigma_{np}$ в широком интервале энергий и применено описание сечения $\sigma_{nn}({}^3\text{He})$ формулой Брейта-Вигнера в развитие подхода работы^{/5/} к описанию сечения σ_{np} . В настоящей работе длины $n-{}^3\text{He}$ рассеяния получены из величины и энергетической зависимости измеренного сечения рассеяния $\sigma_{nn}({}^3\text{He})$ в рамках теории эффективного радиуса.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ $n-{}^3\text{He}$ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ЭФФЕКТИВНОГО РАДИУСА

При взаимодействии нейтронов с гелием-3 в области промежуточных энергий открыты каналы рассеяния и поглощения / n, p -реакция и радиационный захват/. Последним в нашем рассмотрении можно пренебречь, так как сечение радиационного захвата не превышает десятков микробарн^{/14/}. Преобладающей реакцией является поглощение. К описанию ее сечения, как отмечено выше, была с успехом применена^{/5/} одноуровневая формула Брейта-Вигнера. Возможен и другой подход, основанный на представлении эффективного радиуса.

Как известно, рассеяние нейтрона элементарными частицами и некоторыми простейшими ядрами можно описывать в рамках этого представления. Теория дает следующую связь фазы рассеяния δ с длиной рассеяния a и эффективным радиусом взаимодействия r_0 :

$$k \operatorname{ctg} \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2, \quad /1/$$

где $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$ - волновое число нейтрона с энергией E в системе центра масс, μ - приведенная масса. В формуле /1/ опущен несущественный здесь малый член, учитывающий влияние формы потенциала взаимодействия. Эта формула ведет, в одноканальном случае, к энергетической зависимости сечения рассеяния в виде

$$\sigma_{nn} = \frac{4\pi}{\left(-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2\right)^2 + k^2}. \quad /2/$$

При наличии неупругих каналов длина рассеяния становится комплексной: $a = A - iB$. Обобщение формулы /2/ на этот случай выполнено Россом и Шоу в работе^{/8/}. Полученные ими формулы для сечений рассеяния и поглощения имеют вид:

$$\sigma_{\text{np}} = 4\pi \left\{ \left(-\frac{\text{Re}a}{|a|^2} + \frac{r_0}{2} k^2 \right)^2 + \left(\text{Im} \frac{1}{a} + k \right)^2 \right\}^{-1}, \quad /3/$$

$$\sigma_{\text{np}} = 4\pi k^{-1} \text{Im} \frac{1}{a} \left\{ \left(-\frac{\text{Re}a}{|a|^2} + \frac{r_0}{2} k^2 \right)^2 + \left(\text{Im} \frac{1}{a} + k \right)^2 \right\}^{-1}. \quad /4/$$

Необходимо отметить, что, хотя знаменатели выражений /3/ и /4/ имеют энергетическую зависимость резонансного характера, сама теория не содержит предположений о полюсах амплитуды рассеяния, то есть не является резонансной. В основе ее лежат рассмотренные А.И.Базем^{/15/} околопороговые эффекты, возникающие из-за связи каналов при открытии нового канала взаимодействия.

Следуя предположению Росса и Шоу, применим их подход к взаимодействию нейтронов промежуточных энергий с гелием-3. До энергии около 300 кэВ можно ограничиться, в соответствии с результатами фазового анализа^{/9/}, только s -волной. Так как спин гелия-3 равен 1/2, сечение $\sigma(^3\text{He})$ можно записать в виде суммы со статистическими весами сечений по синглетному ($J=0$) и триплетному ($J=1$) спиновым каналам:

$$\sigma = \frac{1}{4} \sigma_{J=0} + \frac{3}{4} \sigma_{J=1}.$$

Используя далее результаты поляризационного эксперимента^{/6/}, примем, что поглощение имеется только в синглетном канале. Кроме того, будем использовать приближение нулевого радиуса взаимодействия. Последнее вполне оправдано до энергий ~100 кэВ, ввиду небольших величин длин рассеяния нейтрона на ^3He .

При этих допущениях выражения /3/ и /4/ после несложных преобразований можно свести к виду:

$$\sigma_{\text{np}} = \pi \left\{ \frac{A_0^2 + B_0^2}{(1+kB)^2 + k^2 A_0^2} + \frac{3A_1^2}{1+k^2 A_1^2} \right\}, \quad /5/$$

$$\sigma_{\text{np}} = \frac{\pi}{k} \frac{B}{(1+kB)^2 + k^2 A_0^2}. \quad /6/$$

Здесь A_0 и A_1 - действительные части длин рассеяния в синглетном и триплетном каналах ($a_s = A_0 - iB$, $a_t = A_1$), k - волновое число в системе центра масс. Формула /6/ в применении к медленным нейтронам сводится к известному в квантовой механике^{/18/} выражению

$$\sigma_{\text{np}}(k \rightarrow 0) = \frac{\pi}{k} \cdot B(1 - 2kB), \quad /7/$$

связывающему мнимую часть длины рассеяния с сечением в тепловой точке.

Представляет интерес проверить применимость изложенного подхода к описанию взаимодействия нейтронов с ^3He , т.к. эти формулы позволяют описывать отклонение сечения $\sigma_{\text{пр}}$ от закона $1/V$ и получать длины λ ^3He -рассеяния из величины и энергетической зависимости сечений $\sigma_{\text{пп}}(^3\text{He})$ и $\sigma_t(^3\text{He})$ в широком диапазоне энергий.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Измерения проводились методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем совместно с инжектором-ускорителем электронов ЛУЭ-40. Были использованы газовые образцы гелия-3 различной толщины.

Измерения полных сечений выполнялись на пролетной базе 115,5 м при коэффициенте размножения бустера $K=100$ ^{/17/} и разрешении $\frac{\Delta t}{L} \approx 30$ нс/м. Нейтроны регистрировались жидкостным сцинтилляционным детектором объемом 200 л.с. пу-конвертором^{/18/}. Измерялось пропускание образца толщиной $2,11 \cdot 10^{22}$ ядер/см². Циклы измерений с образцом и с пустым контейнером чередовались через 2 ч. Мониторирование нейтронного пучка велось двумя мониторами. Фон измерялся методом резонансных фильтров /резонансы Mn и Al при энергиях 337 эВ, 2,4 кэВ, 36 кэВ/, постоянно находившихся в пучке. Участок экспериментального спектра открытого пучка показан на рис.1. Спектр с образцом подобен показанному, но имеет более низкий уровень отсчетов в соответствии с величиной пропускания $T=0,50-0,92$ в исследованном интервале энергий. Экспериментальная погрешность измеренного пропускания составила /0,3-0,5%.

Сечение рассеяния измерялось с помощью сцинтилляционного детектора нейтронов на пролетных базах 118 и 500 м. В последнем случае разрешение спектрометра по времени пролета равнялось 10 нс/м, что соответствует энергетическому разрешению 1% при 1 кэВ и 10% при 100 кэВ. Прототип детектора описан в работе^{/19/}. Схематический вид детектора показан на рис.2. Сцинтиллятором служили слои порошка $\text{ZnS}(\text{Ag})$, содержавшего ^{10}B . Порошок засыпался в пазы между пластинами плексигласа, который являлся замедлителем и световодом одновременно. Время жизни нейтронов в таком детекторе было измерено и найдено равным 5 ± 1 мкс. Эффективность регистрации нейтронов зависела от порога дискриминации, в рабочих измерениях она составила 3% при 10 кэВ и падала с увеличением энергии до 1,5% при 100 кэВ.

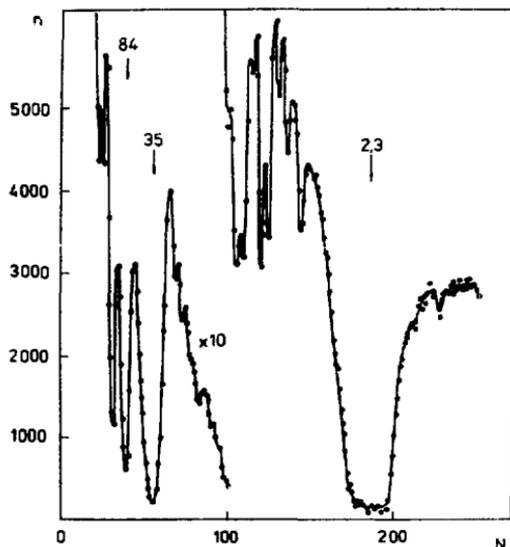


Рис.1. Участок экспериментального спектра открытого пучка в измерениях пропускания гелия-3: N - номер канала анализатора шириной 1 мкс, n - число отсчетов на канал. Цифрами указана энергия нейтронов в кэВ.

Измерение сечения рассеяния нейтронов гелием-3 проводилось путем сравнения с рассеянием нейтронов в образцах-стандартах. В качестве последних были выбраны H_2 , CO_2 и 4He . Фоновым образцом служил контейнер, откачанный на вакуум. Поскольку рассеяние на заглушках контейнеров являлось одним из источников фона, контейнеры были сделаны значительно длиннее детектора. Образцы чередовались каждые 3 часа. Стабильность работы детектора периодически контролировалась с помощью $Po-Be$ источника нейтронов. Нейтронный пучок мониторировался. Полученные экспериментальные спектры показаны на рис.3, где по оси абсцисс отложена энергия в кэВ для удобства сравнения с результатами для $\sigma_{pn}(E)$.

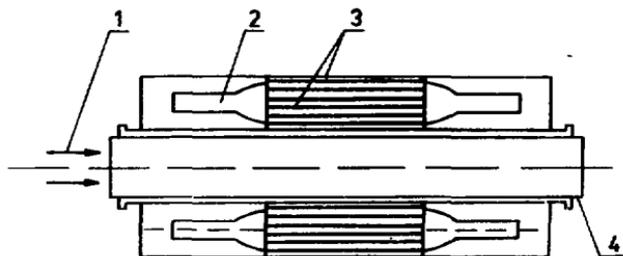


Рис.2. Схематический вид детектора нейтронов, примененного для измерения сечений рассеяния: 1 - направление нейтронного пучка, 2 - фотоумножители, 3 - слой сцинтиллятора между пластинами плексигласа, 4 - газовый контейнер.

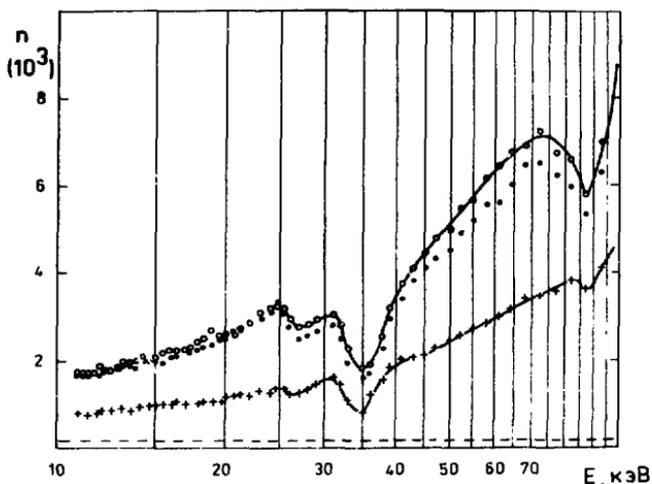


Рис. 3. Участки экспериментальных спектров, полученных в измерениях рассеяния нейтронов газовыми мишенями гелия-3. Нижняя кривая - фон, пунктир - постоянная компонента фона. Точки: \circ - CO_2 , \bullet - ^3He , + - вакуум.

Газовые образцы. В качестве мишеней использовались газовые образцы в цилиндрических контейнерах из нержавеющей стали, оснащенных надежными вентилями с уплотнениями "металл по металлу", выдерживающими нагрев до 450°C . В измерениях пропускания были применены цельносварные контейнеры длиной 1000 ± 1 мм и внутренним диаметром 30 мм. Рабочее давление гелия-3 при температуре 20°C составляло $8,42 \pm 0,05$ кгс/см². Для достижения такого давления контейнер заполнялся ^3He при температуре жидкого азота и затем отогревался. Пропускание стенок газового и фоновых контейнеров было одинаковым в пределах статистической точности измерений 0,2%.

В измерениях рассеяния использовались контейнеры длиной 1600 мм и диаметром 200 мм. Торцевые заглушки были выполнены из алюминия толщиной 1 мм и уплотнялись с помощью индиевых колец. Рабочее давление газов ^3He , CO_2 , H_2 при $20,0^\circ\text{C}$ составляло $1,203 \pm 0,003$; $0,3068 \pm 0,0007$; $0,1067 \pm 0,0007$ кгс/см², соответственно. Гелий-3 для мишеней очищался с помощью криогенно-сорбционных ловушек. При определении приведенных выше толщин образцов /в ядрах на см²/ учитывалась примесь ^4He , которая

определялась путем масс-анализа использовавшегося гелия-3 на электростатическом ускорителе ЭГ-5. В газе, примененном для измерений рассеяния, она равнялась $7,0 \pm 0,1\%$. Контейнеры перед наполнением газовыми образцами очищались с помощью многочасовой высоковакуумной откачки при нагреве примерно до 80°C . Натекание во всех контейнерах было не более $6 \cdot 10^{-4}$ Торр/ч, что обеспечивало достаточно хорошую сохранность состава газовых образцов во время эксперимента. В значительной степени это было обусловлено применением только металлических уплотнений и отказом от применения резины, фторопласта и других уплотняющих материалов с большой упругостью паров.

Обработка измерений, состоявшая в суммировании однотипных измерений, вычитании фона и вычислении пропускания и соответствующих сечений, проводилась на ЭВМ БЭСМ-4. Энергетические интервалы, в которых определялось сечение, выбирались преимущественно вне сильных резонансов на спектре открытого пучка. Ширина выбранного энергетического интервала для обработки пропускания достигала при высоких энергиях ширины функции разрешения и втрое превосходила ее для случая рассеяния. Эффективная средняя энергия нейтронов в высокоэнергетических интервалах определялась с учетом формы экспериментального спектра.

Значения сечений рассеяния, полученные с использованием в качестве стандартов H_2 и CO_2 , совпали в пределах статистической точности во всем исследованном интервале. До энергии 100 кэВ совпали и результаты, полученные из измерений на базе 500 м и нормировкой на ^4He . Однако в случае использования ^4He проявилось различие при более высоких энергиях, обусловленное влиянием известного резонанса ^4He с энергией 1 МэВ и ухудшением разрешения.

При обработке измерений рассеяния была сделана поправка на поглощение нейтронов в ^3He в соответствии с ходом сечения $\sigma_{\text{пр}}$. Ее величина составила 7% при энергии 1 кэВ и менее 2% - при энергии выше 16 кэВ. Различие фонов в измерениях с ^3He и образцом-стандартом, обусловленное ослаблением потока на задней стенке контейнера, давало максимальную поправку 3%. Максимальное различие результатов в разных сериях измерений не превышало 7%, что дало среднюю систематическую ошибку сечения 3% за счет дрейфа аппаратуры.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные значения сечений $\sigma_t(^3\text{He})$ и $\sigma_{\text{дп}}(^3\text{He})$ в зависимости от энергии нейтронов в области энергий 1-200 кэВ представлены на рис. 4 и 5 сплошными кружками. В тех случаях, когда

для наших данных ошибка не приведена, ее величина менее размера точек. Более полное представление о сечениях σ_t дает таблица.

Таблица
Полные сечения σ_t (^3He)

Е, кэВ	σ_t , бн	Е, кэВ	σ_t , бн
0,82	$32,5 \pm 0,5$	11,0	$9,4 \pm 0,2$
0,96	$30,3 \pm 0,4$	14,4	$9,0 \pm 0,2$
1,02	$29,0 \pm 0,4$	17,0	$7,9 \pm 0,2$
1,13	$27,5 \pm 0,3$	23,0	$7,5 \pm 0,2$
1,30	$26,3 \pm 0,3$	26,0	$7,2 \pm 0,2$
1,64	$23,4 \pm 0,3$	39,0	$6,1 \pm 0,2$
3,30	$16,6 \pm 0,2$	44,0	$5,5 \pm 0,2$
4,0	$16,0 \pm 0,3$	70,0	$4,8 \pm 0,2$
6,1	$13,0 \pm 0,2$	85,0	$4,2 \pm 0,2$
7,8	$11,4 \pm 0,2$	103,0	$4,2 \pm 0,2$
10,3	$10,3 \pm 0,2$	140,0	$3,4 \pm 0,2$

Результаты других работ также приведены на рисунках. Они совпадают в пределах точности измерений с данными настоящей работы в интервале их перекрытия при $E = 150-250$ кэВ. Большинство приводимых на рис. 5 точек $\sigma_{\text{пн}}$ (^3He) при $E > 140$ кэВ получены из результатов работ ^{/20,21/} для полных сечений с использованием сечения поглощения из работы ^{/22/}. Согласие их с открытыми точками прямых измерений сечения рассеяния ^{/23/} удовлетворительное.

Длины рассеяния. Для сопоставления с теорией и получения значений параметров, входящих в выражения /5/ и /6/, проведены расчеты по методу наименьших квадратов. Программа подгонки составлена таким образом, чтобы одновременно можно было описывать сечения $\sigma_{\text{пн}}$ (^3He) и σ_t (^3He) по формулам /5/ и /6/. При этом использовались как данные настоящей работы в интервале энергий 1-200 кэВ, так и результат для сечения рассеяния тепловых нейтронов $\sigma_{\text{пн}} / 0,025 \text{ эВ} = 3,16 \pm 0,2 \text{ бн} / 1/ /$ и данные о полных сечениях в интервале 0,025-250 эВ ^{/3/}. Полученные

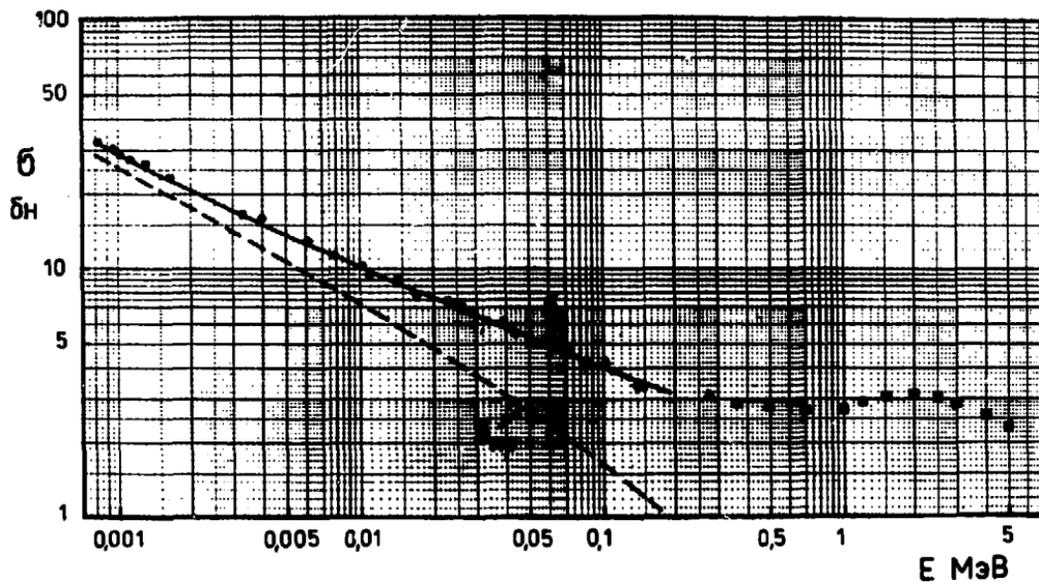


Рис. 4. Сечения $\sigma_t(^3\text{He})$ и $\sigma_n(^3\text{He})$ в зависимости от энергии нейтронов. Черные кружки - данные настоящей работы. Гладкая линия - расчет для σ_t , пунктир - расчет для σ_n , по результатам настоящей работы. Треугольники - работа ^{20/}, квадраты - работа ^{21/}.

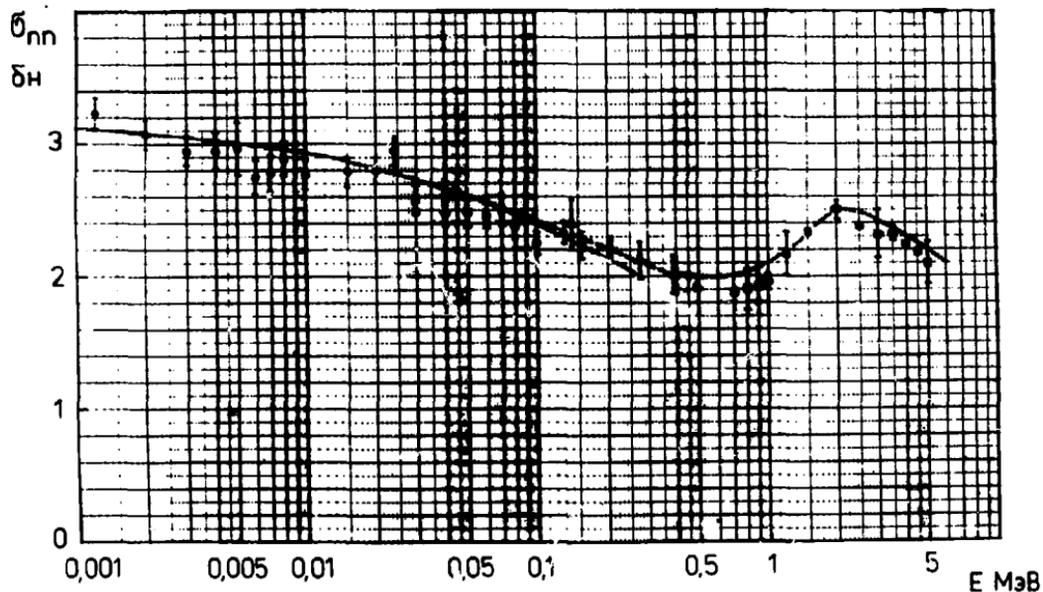


Рис.5. Сечение рассеяния нейтронов гелием-3 в зависимости от энергии. Черные кружки - данные настоящей работы. Сплошная линия - расчет по формуле /5/ с параметрами /8/. Пунктир - данные по результатам фазового анализа /9/. Открытые кружки - данные работы /23/, треугольники и квадраты - по данным /20,21/ с учетом результатов /22/ для σ_{np} .

в такой процедуре экспериментальные значения длин π - ^3He рассеяния равны:

$A_0 = 6,53 \pm 0,32$ Фм, $A_1 = 3,62 \pm 0,15$ Фм, $B = 4,450 \pm 0,003$ Фм. /8/
Их можно сравнить с величинами:

$$A_0 = 6,6 \pm 1,1 \text{ Фм}, \quad A_1 = 3,55 \pm 0,38 \text{ Фм}, \\ A_0 = 7,0 \pm 0,7 \text{ Фм}, \quad A_1 = 3,2 \pm 0,5 \text{ Фм},$$

определенными ранее в работах /12/ и /13/ соответственно. Все величины согласуются в пределах ошибок, при этом точность результата настоящей работы заметно выше.

Действительная часть синглетной длины и триплетная длина рассеяния рассчитывались Харченко и Левашевым /см. /11/ /, применившими интегральную формулировку уравнений движения типа Фаддеева-Якубовского. Они получили значения:

$$A_0 = 8,05 / 9,42 / \text{ Фм}, \quad A_1 = 3,08 / 3,15 / \text{ Фм}$$

для простейших, сепарабельных нуклон-нуклонных потенциалов без учета кулоновского взаимодействия. Цифры без скобок соответствуют формфактору Юкавы, в скобках - экспоненциальному формфактору. Эксперимент свидетельствует в пользу применения формфактора Юкавы в подобных расчетах. Остаток же при этом примерно двадцатипроцентное различие для A_0 вряд ли является серьезным, если иметь в виду допущения теории.

Сечение рассеяния. Сплошная кривая на рис.5 построена по формуле /5/ с использованием длин рассеяния /8/, полученных из всей совокупности экспериментальных данных по взаимодействию нейтронов с гелием-3. Она проходит несколько выше большинства точек, но в пределах их ошибок. Ступенька, образованная точками в районе 25 кэВ, по-видимому, обусловлена совместным влиянием энергетической структуры пучка и функции разрешения.

Пунктиром на рисунке показана кривая, рассчитанная в соответствии с фазовым анализом работы /9/. Фазы рассеяния и модули $|S_{pn}|$ матричных элементов реакции $T(p,n)^3\text{He}$, полученные в работе /9/, позволяют рассчитать сечение σ_{nn} и для энергии ниже 100 кэВ. Оценки показали, что для удовлетворительного согласия с экспериментальными данными в этом случае необходимо использовать модули элементов S-матрицы, значение которых на 10-20% больше приводимых в /9/.

Экспериментальное сечение рассеяния $\sigma_{nn}(^3\text{He})$, по-видимому, может быть описано и феноменологической моделью потенциального взаимодействия между нуклоном и трехнуклонным ядром /24/ при надлежащей подгонке параметров потенциальной ямы. В этой модели получено близкое к эксперименту относительное возрастание сечения $\sigma_{nn}(^3\text{He})$ с уменьшением энергии. Расчетные вели-

чины сечений, однако, выше: 2,67 и 3,67 б для энергий 150 кэВ и 0,025 эВ соответственно.

Недавно появились расчеты сечений взаимодействия нейтронов с ^3He в рамках R-матричного формализма $^{10/}$ с применением реалистических нуклон-нуклонных потенциалов, включающих тензорные и спин-орбитальные компоненты. Показано, что рост сечения $\sigma_{\text{пл}}$ примерно до 3 б /при $k \rightarrow 0$ / обусловлен эффектом связи np - и np - каналов взаимодействия. Согласие этих расчетов с экспериментальными данными менее удовлетворительное, чем в работе $^{13/}$.

Сечение поглощения. На рис.4 пунктирной линией показано расчетное сечение поглощения, полученное по формуле /6/ с параметрами /8/. До энергии 25 кэВ имеют экспериментальные данные работ $^{15/}$ и $^{25/}$ для отношения сечений $\sigma_{\text{пр}}(^3\text{He})/\sigma_{\text{па}}(^6\text{Li})$ и сечения $\sigma_{\text{па}}(^6\text{Li})$ соответственно. Из этих данных можно получить $\sigma_{\text{пр}}(^3\text{He})$ до энергии 25 кэВ с точностью около 2%. Теоретическая кривая рис.4 согласуется с ними в пределах 2%. В этой области энергий отклонение от закона $1/V$ достигает 15%. Поэтому можно констатировать, что теория эффективного радиуса описывает это отклонение в такой же мере, что и опирающийся на формулу Брейта-Вигнера подход в работе $^{15/}$.

Представляет интерес сопоставление теории и эксперимента при более высоких энергиях. Экспериментальные данные для $E > 25$ кэВ имеют, однако, невысокую точность /около 10%/; кроме того, наблюдаются систематические различия результатов работ $^{122/}$ и $^{17/}$. Необходимы, следовательно, новые, более прецизионные измерения сечения поглощения нейтронов гелием-3 в интервале энергий 10-200 кэВ.

В заключение следует отметить, что в общие выражения теории эффективного радиуса входят, помимо длин рассеяния, синглетный и триплетный радиусы взаимодействия. Однако для извлечения из эксперимента величины эффективных радиусов необходимо существенно /до уровня 1%/ увеличить точность сечений в области энергий 50-300 кэВ, где зависимость от эффективных радиусов начинает проявляться.

Авторы выражают благодарность Я.Вежбицкому за помощь на начальном этапе работы и Г.С.Самосвату за полезные замечания. Приятно поблагодарить И.М.Франка за постоянную поддержку и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алфименков В.П. и др. ЯФ, 1977, т.25, с.1145.
2. Als-Nielsen J., Dietrich O.Phys.Rev., 1964, v.133B,p.925.
3. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, P3-80-394, Дубна, 1980.

4. Neutron Cross Sections. BNL-325, 1976, vol.2, 3rd ed.
5. Бергман А.А. и др. В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Изд-во АН СССР, М., 1957, с.17.
6. Passel L., Schermer R.I. Phys.Rev., 1966, v.150, p.146.
7. 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. Struct. with Neutrons. North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1966, p.498.
8. Ross M.H., Show G.L. Ann. of Phys., 1960, v.9, p.361, *ibid.* v.13, p.147.
9. Барит И.Я., Сергеев В.А. ЯФ, 1971, т.13, с.1230.
10. Bevelacqua J.J. Can.J.Phys., 1980, v.58, p.306.
11. Харченко В.Ф. ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.884.
12. Kaiser H. et al. Z.für Phys., 1979, v.A291, p.231.
13. Шарапов Э.И. В кн.: III Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ, ДЗ-11787, Дубна, 1978, с.437.
14. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, с.100.
15. Baz A.I. Adv. in Phys. (Suppl. to Phil.Mag.), 1959, v.8, p.349.
16. Ландау Л.Д. Квантовая механика. Гос.изд. ФМЛ., М., 1963, с.631.
17. Голиков В.В. и др. ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
18. Малецки Х. и др. ОИЯИ, 13-6609, Дубна, 1972.
19. Пикельнер Л.Б. и др. ПТЭ, 1963, №2, с.51.
20. Los Alamos Physics and Cryogenics Groups. Nucl.Phys., 1959, v.12, p.291.
21. Goulding C.A., Stoler P. Nucl.Phys., 1973, v.A215, p.253.
22. Batchelor R., Aves R., Skyrme T.H.R. Rev.Sci.Instr., 1955, v.26, p.1037.
23. Seagrave J.D., Granberg L., Simmons J.E. Phys.Rev., 1960, v.119, p.1981.
24. Заикин Д.А., Сергеев В.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1966, т.30, с.148.
25. Gytner D.V. Ann. of Nucl.Energy, 1977, v.4, p.515.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 августа 1980 года.