

С 343Г

М-705

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1769

3-96-473

На правах рукописи
УДК 539.171.4

МИЦЫНА
Людмила Вячеславовна

**ОСОБЕННОСТИ МАССОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ
РАДИУСОВ РАССЕЯНИЯ p -НЕЙТРОНОВ**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1996

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка
Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна.

Научный руководитель –
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Г.С.Самосват

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

В.В.Воронов

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

А.В.Мурзин

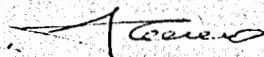
Ведущее предприятие: Российский научный центр "Институт ядерных
исследований РАН", г.Москва.

Защита диссертации состоится "....."1997 г. в "....." час
на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при Лаборатории ней-
тронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института
ядерных исследований, Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "....."1997 г.

Ученый секретарь
специализированного совета



А.Г.Попеко

Общая характеристика работы

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

К 1986 году в ЛНФ ОИЯИ было накоплено уже достаточно много экспериментального материала по нейтронным дифференциальным сечениям в килоэлектронвольтовой области энергий, что позволило перейти к его обобщению. Целью настоящей работы, во-первых, было проведение расчетов с наиболее подходящими для исследованного диапазона атомных масс ядер $48 \leq A \leq 144$ и энергий нейтронов до ~ 250 кэВ потенциалами оптической модели ядра и описание с ее помощью полученных из дифференциальных сечений нейтронных параметров. Особенно интересно было исследовать в рамках оптической модели поведение зависимостей силовых функций и радиусов потенциального рассеяния от массового числа для р-нейтронов, поскольку это делалось впервые.

Во-вторых, было интересно заполнить имеющиеся пробелы в ряду исследованных ядер в областях масс $A=70-90$ и $A > 124$, где в зависимости р-радиусов от A наблюдались некоторые особенности.

В-третьих, предполагалось дополнить базу экспериментальных данных результатами в области легких ядер. Интерес к исследованию легких ядер возник в связи с неувенчавшимися успехом поисками одноопионного обмена в рассеянии килоэлектронвольтовых нейтронов на средних и тяжелых ядрах.

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ:

Хотя исследования угловых распределений упругого рассеяния нейтронов начались более 50 лет назад, и к настоящему времени дифференциальные сечения известны практически для всех элементов, данных, полученных для медленных нейтронов (с энергиями менее 0,5 МэВ), имеется гораздо меньше, чем для быстрых. Это связано с трудностями проведения таких экспериментов, возникающими из-за

снижения интенсивности и моноэнергетичности нейтронных источников при уменьшении энергии нейтронов, а также из-за необходимости при энергиях менее 1–2 МэВ учета рассеяния нейтронов через составное ядро при оптическом анализе полученных результатов.

Как известно, определение нейтронных силовых функций из усредненных по резонансам сечений является статистически наиболее точным способом. Для определения силовых функций уже давно используются средние полные сечения $\overline{\sigma_{tot}}$ и средние сечения радиационного захвата $\overline{\sigma_\gamma}$, которые параметризуются через силовые функции. Анализ усредненных дифференциальных сечений $\overline{\sigma(\theta)}$ упругого рассеяния нейтронов с энергиями $E \sim 0,5$ МэВ и ниже стал естественным развитием этих методов.

Анализ усредненных дифференциальных сечений рассеяния нейтронов низких энергий позволяет определять силовые функции S_j^l , пропорциональные части сечения, соответствующей резонансам, и радиусы потенциального рассеяния R^l (l – орбитальный момент налетающего нейтрона, $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ – его полный момент, \vec{s} – спин нейтрона).

По сравнению с предшествующими данный метод определения нейтронных параметров имеет ряд преимуществ, обусловленных простотой выражения для дифференциального сечения рассеяния медленных нейтронов:

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} [1 + \omega_1 \cos\theta + \omega_2 P_2(\cos\theta)], \quad (1)$$

где σ_s – полное сечение рассеяния, а ω_1 и ω_2 – параметры анизотропии рассеяния, θ – угол рассеяния нейтрона, $P_l(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра степени l .

Сечение $\overline{\sigma(\theta)}$ содержит гораздо больше информации, чем $\overline{\sigma_{tot}}$ или $\overline{\sigma_\gamma}$, так как каждое его слагаемое по-разному выражается через сдвиги фаз рассеяния, определяющие величину соответствующей рассеянной парциальной волны, и силовые функции, а поскольку третье слагаемое содержит нейтронную силовую функцию только для $P_{3/2}$ – нейтронов, это позволяет разделить нейтронную силовую функцию для p –нейтронов на ее компоненты и при энергиях до ~ 50 кэВ для бесспи-

новых ядер–мишеней наблюдать спин–орбитальное расщепление максимума силовой функции в области $A \sim 100$.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА И ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ

В настоящей работе впервые были проведены исследования упругого рассеяния медленных нейтронов ядрами Кг, Хе, Ве, В, С и изотопами ^{128}Te и ^{130}Te . Полученная экспериментальная информация заполнила пробелы в совокупности нейтронных параметров ядер, что позволило сделать вывод о специфическом поведении функции $R_1^l(A)$ и впервые оценить ширины отрицательных p –резонансов для ядер–мишеней ^{11}B и ^9Be .

НА ЗАЩИТУ ВЫНОСЯТСЯ СЛЕДУЮЩИЕ ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ:

1. Проведены расчеты с двумя подходящими потенциалами сферической оптической модели с целью описания определенных из дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергиями до ~ 250 кэВ нейтронных силовых функций для s –, $P_{1/2}$ –, $P_{3/2}$ – нейтронов и параметров потенциального s – и p –рассеяния в диапазоне исследованных ядер $48 \leq A \leq 144$. Причем, параметры, определенные для p –нейтронов, впервые были описаны в рамках сферической оптической модели ядра.

2. Выполнены исследования упругого рассеяния медленных нейтронов ядрами криптона, заполняющего пробел в области масс ядер $A=70 - 90$, подтвердившие специфическое поведение функции $R_1^l(A)$, имеющей глубокий минимум p –волнового радиуса рассеяния на ядрах с такими массами.

3. Измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния медленных нейтронов ксеноном прояснили поведение функции $R_1^l(A)$ в

области $A > 124$, где на фоне плавной зависимости p -радиусов от A наблюдался аномально малый радиус для Te .

4. Исследования рассеяния нейтронов изотопами ^{128}Te и ^{130}Te позволили сделать вывод о наличии значительной аномалии в поведении функции $R'_1(A)$ в области масс $A > 124$ (выпадение R'_1 для Te вниз на 15–20 ошибок).

5. Проведенные исследования упругого рассеяния нейтронов бериллием, бором и углеродом, дополнившие имеющуюся базу данных результатами в неисследованной до сих пор области легких ядер, позволили сделать первые оценки ширины отрицательных p -резонансов для ядер-мишеней ^{11}B и ^9Be .

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ

Материалы, положенные в основу диссертации, докладывались на Международной конференции по нейтронной физике (Киев, 1987 г.), на Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1989 г.), на Международном семинаре по взаимодействию нейтронов с ядрами (ISINN, Дубна, 1992 г.).

ОБЪЕМ РАБОТЫ

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Она содержит 90 страниц машинописного текста, в том числе 17 рисунков и 6 таблиц. Список литературы включает 51 наименование.

ПУБЛИКАЦИИ

По материалам диссертации опубликовано 5 работ.

Содержание работы

Во **введении** диссертации дан краткий обзор развития исследований угловых распределений рассеяния медленных нейтронов ядрами, показана актуальность и цель представленной работы, кратко изложено ее содержание.

В **первой** главе диссертации дается краткое теоретическое описание упругого рассеяния нейтронов в сферически-симметричном поле сил и описывается метод анализа усредненных дифференциальных сечений, позволяющий получать из измеряемых экспериментальных значений параметров сечения σ_s , ω_1 и ω_2 нейтронные силовые функции $S^0, S^1_{1/2}, S^1_{3/2}$, радиационные силовые функции S^0_7, S^1_7 и вклады далеких уровней $R^{\infty}_0, R^{\infty}_1$, при помощи которых в R -матричной теории выражаются фазовые сдвиги и радиусы потенциального рассеяния s - и p -нейтронов. В главе рассматривается структура дифференциального сечения упругого рассеяния, приводятся общие формулы для параметризации через силовые функции и фазы рассеяния коэффициентов разложения усредненного по резонансам сечения $\overline{\sigma(\theta)}$ для бесспиновых ядер-мишеней и для ядер с ненулевым спином.

Во **второй** главе сообщаются основные характеристики нейтронного пучка от бустера ИБР-30 и детектора рассеянных нейтронов, приводится схема экспериментальной установки, описывается электромеханическое и электронное оборудование, позволяющее вести измерения при трех углах рассеяния в автоматическом режиме, обосновывается процедура измерений, порядок набора статистики, калибровки, указываются способы учета фона. Показаны также этапы обработки экспериментальных данных, превращающей аппаратные спектры рассеянных нейтронов в параметры дифференциального сечения для разных энергий нейтронов.

Простота дифференциального сечения рассеяния нейтронов при малых энергиях (1) позволяет для его определения иметь детектор с довольно низким угловым разрешением и производить измерения при небольшом числе разных углов. Измерения, проводимые при каждом угле с образцом и без образца (или с пустым контейнером образца), продолжались обычно несколько суток в виде повторяющихся циклов экспозиций для разных углов детектора и положений образца по 15–30 минут каждая.

При использовании газообразных (криптон, ксенон) и порошкообразных (изотопы теллура) образцов в методику измерений и в экспериментальную установку были внесены некоторые изменения, отмеченные также во второй главе.

В третьей главе определенные из дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергиями до ~ 250 кэВ нейтронные силовые функции для s -, $p_{1/2}$ -, $p_{3/2}$ -нейтронов и параметры потенциального s - и p -рассеяния для всех исследованных в диапазоне $48 \leq A \leq 144$ ядер проанализированы при помощи оптической модели ядра. Были взяты два подходящих сферических потенциала. Первый из них был предложен в 1963 году Молдауэром [2], а затем использовался Камардой [3], несколько изменившим параметры потенциала для p -нейтронов.

Параметры r_0 радиусов $R = r_0 A^{1/3}$ и диффузностей в форм-факторах Саксона-Вудса второго из используемых потенциалов [4] — линейные функции от A . Кроме того, глубины этого потенциала содержат изоспиновые члены, пропорциональные $(N - Z)/A$, что по заключению Перей [5], выполнившего детальный анализ рассеяния протонов, способствует лучшему описанию упругого рассеяния.

Результаты, полученные для p -нейтронов, являются совершенно новыми, поэтому описание их зависимости от атомного числа с помощью оптической модели ядра представляет особый интерес.

Наблюдалось явное несовпадение пиков $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, рассматриваемых как функции от массового числа A (рис.1).

Резко немонотонная зависимость $R_1'(A)$ (рис.2) имеет минимум, в области которого ($A \simeq 60-90$) радиусы R_1' имеют даже отрицательные значения. Это означает, что у ядер в этом массовом диапазоне сдвиг фазы нейтронной p -волны имеет аномальный положительный знак. Сплошные кривые на рисунках 1 и 2 — расчет с потенциалом Молдауэра — Камарды, отрезки кривых — с "региональным" потенциалом Смита.

Неожиданным оказалось поведение радиусов рассеяния для нейтронной p -волны в области масс $A > 124$. У исследованных природных смесей изотопов с $A > 124$ силовые функции для s -, $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов и радиусы рассеяния для s -нейтронов обнаружили довольно плавную зависимость от A , только значение R_1' для Те явно выпало вниз на 15-20 ошибок.

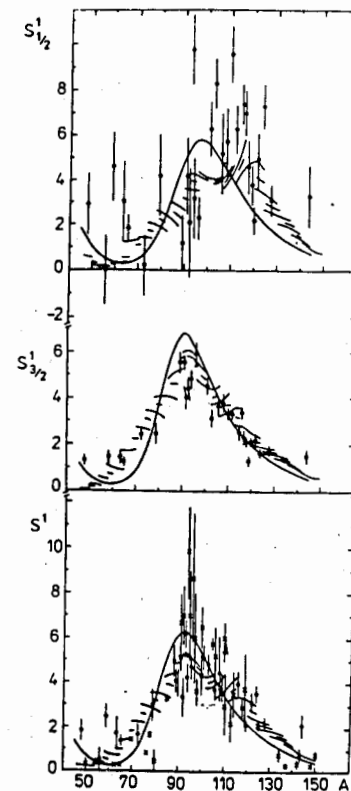


Рис.1. Нейтронные силовые функции для p -волны в единицах 10^{-4} . Точки — наши значения, кресты — значения из [6]

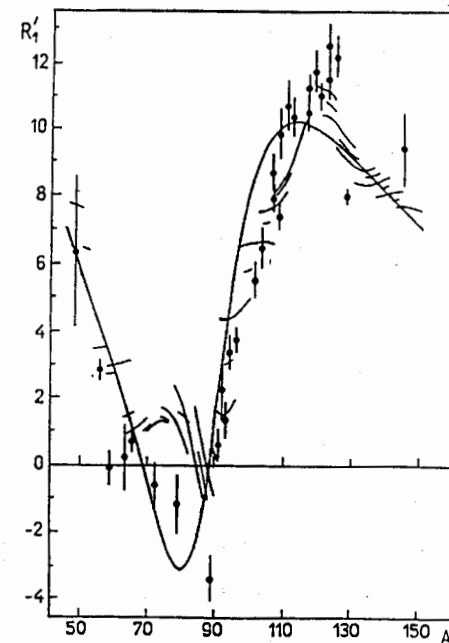


Рис.2. Радиусы рассеяния для p -волны в фм

Желание более подробно исследовать особенности в поведении радиусов рассеяния для p -нейтронов и заполнить пробелы на шкале

масс $A = 79 - 89$ и $A = 127 - 144$, способствовало проведению экспериментов, которым посвящена четвертая глава.

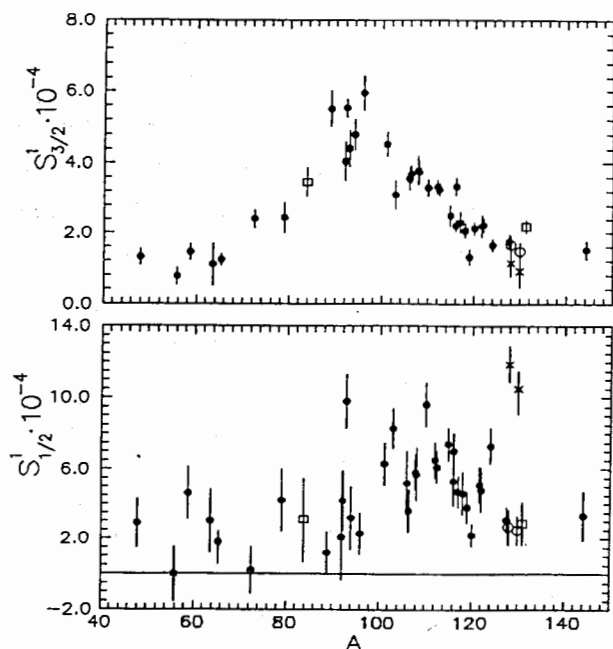


Рис.3. Экспериментальные значения p -нейтронной силовой функции. Квадраты — значения, полученные для Кг и Хе, светлые кружки — для изотопов Те в основной подгонке, кресты — в дополнительной

Выбор исследуемых газов Кг и Хе определялся тем, что радиус p -рассеяния для криптона должен был подтвердить аномальный знак радиусов в первом из указанных выше пробелов, а результат для ксенона — аномальность малого радиуса для ядер Те, предшествующих второму пробелу. В исследуемом диапазоне энергий нейтронов 3–200 кэВ ни для Кг, ни для Хе до описываемых измерений не было экспериментальных данных даже по полным сечениям. Полученные результаты хорошо "вписались" в общую картину зависимости нейтронных силовых функций и радиусов рассеяния от массового числа (рис.3,4). R_1' для криптона стало четвертым отрицательным значением в интервале $A \approx 70 - 90$, и сомнений, что это общее свойство ядер с такими

массами, практически не осталось.

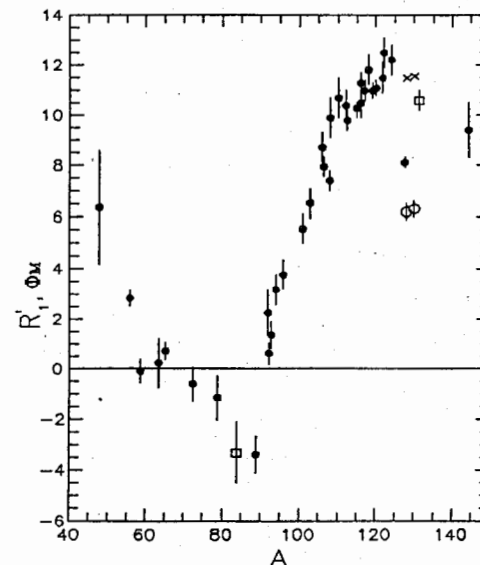


Рис.4. Радиусы рассеяния для p -волны в фм. Квадраты — значения, полученные для Кг и Хе, светлые кружки — для изотопов Те в основной подгонке, кресты — в дополнительной

Была сделана попытка идентифицировать два самых сильных из резонансов криптона, рассматривая их как изолированные (см. таблицу 1).

Таблица 1

Информация о резонансах Кг			
$E_0, \text{кэВ}$	$A_s, \text{бн}\cdot\text{эВ}$	$ag\Gamma_n, \text{эВ}$	Изотоп
3,79	3330 ± 280	$3,1 \pm 0,6$	80,82,83,84,86
11,1	24000 ± 1100	65 ± 8	82,84,86

Значение R_1' для ксенона вместе с R_1' неодима определили плавный спад в A -зависимости радиуса после его максимума при $A \sim 120$, и теперь можно с уверенностью говорить о значительной аномалии в R_1' для теллура.

Таблица 2

Эл-т	Средние резонансные параметры				
	$S_0 \cdot 10^4$	$S_{1/2}' \cdot 10^4$	$S_{3/2}' \cdot 10^4$	$R_0', \text{фм}$	$R_1', \text{фм}$
Кг	$0,26 \pm 0,12$	$3,1 \pm 2,4$	$3,46 \pm 0,40$	$7,5 \pm 0,4$	$-3,3 \pm 1,2$
Хе	$0,42 \pm 0,05$	$2,9 \pm 1,2$	$2,18 \pm 0,18$	$5,9 \pm 0,3$	$10,6 \pm 0,4$

Логичным продолжением исследований в этой области явились эксперименты с двумя тяжелыми и наиболее доступными изотопами ^{128}Te и ^{130}Te , показавшие, что именно они ответственны за исследуемую аномалию в поведении радиусов р-волнового рассеяния нейтронов природным теллуrom, поскольку полученные для них радиусы р-рассеяния примерно на 25% меньше, чем для естественного теллура (рис.4).

Результаты дополнительной подгонки, в которой для обоих ядер фиксировалась величина $R_1^\infty = -0,23$ — на "нормальном" уровне*) близких по массе ядер, даны в таблице 3 строкой ниже основных результатов.

Таблица 3.
Средние резонансные параметры

^{128}Te

$S_0 \cdot 10^4$	$S_{1/2}^1 \cdot 10^4$	$S_{3/2}^1 \cdot 10^4$	R'_0 , фм	R'_1 , фм	χ^2
$0,04 \pm 0,03$	$2,7 \pm 1,0$	$1,66 \pm 0,26$	$6,29 \pm 0,16$	$6,19 \pm 0,31$	1.7
$0,28 \pm 0,03$	$11,9 \pm 1,0$	$1,14 \pm 0,38$	$4,55 \pm 0,14$	11,50	3.4

^{130}Te

$S_0 \cdot 10^4$	$S_{1/2}^1 \cdot 10^4$	$S_{3/2}^1 \cdot 10^4$	R'_0 , фм	R'_1 , фм	χ^2
$0,00 \pm 0,02$	$2,5 \pm 0,8$	$1,47 \pm 0,26$	$6,28 \pm 0,10$	$6,31 \pm 0,31$	1.8
$0,10 \pm 0,04$	$10,3 \pm 1,2$	$0,91 \pm 0,44$	$5,09 \pm 0,16$	11,56	4.7

О качестве соответствия найденных параметров эксперименту можно судить по значениям χ^2 на одну точку, приведенным в таблице 3.

Учтя результат $R'_1 = 8,1 \pm 0,2$ фм для Te, можно предсказать, что шесть его более легких изотопов, составляя около 34% в смеси, должны иметь в качестве своего среднего как раз "нормальную" величину $R'_1 \approx 12$ фм.

*) Здесь следует напомнить общепринятое соотношение $R' = R(1 - R_0^\infty)$ для s-волны и введенное в ЛНФ $R'_1 = R(1 - 3R_1^\infty)$ для р-волны.

Типично нестатистический эффект подобной аномалии можно было бы объяснить образованием в промежуточных ядрах ^{129}Te и ^{131}Te некоторых простых, или входных, состояний со спинами $1/2^-$ и (или) $3/2^-$, соответствующих энергии падающих нейтронов $\sim 0,3\text{МэВ}$ и имеющих ширины в десятки или сотни кэВ.

Можно чисто феноменологически оценить их параметры, предположив, что теллур представляет собой смесь двух "изотопов", у одного из которых, имеющего концентрацию 66%, есть входное состояние $3/2^-$.

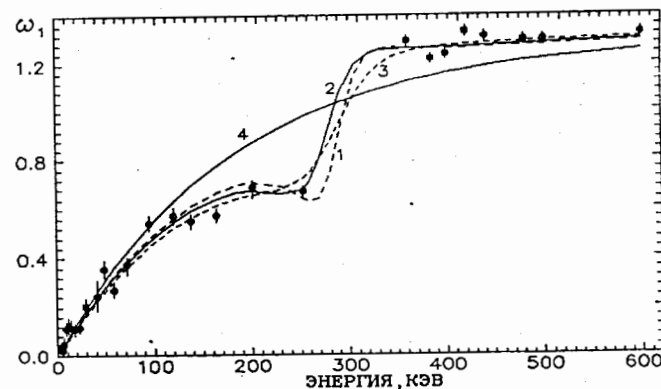


Рис.5. Описание значений ω_1 для теллура с учетом входного состояния $3/2^-$ (кривые 1,2,3) и без него (кривая 4). Параметры $E_0, \Gamma \uparrow, \Gamma \downarrow$ в кэВ для приведенных кривых: 1 — 291,37,12; 2 — 281,42,24; 3 — 296,62,48

Представленные на рис.5 данные для Te из работы [7] до 250 кэВ и данные из [8] выше 350 кэВ показывают характерный перепад значений ω_1 в районе 300 кэВ, который можно отнести к интерференции р-резонанса с потенциальным s-рассеянием. Кривые 1, 2 и 3 на рисунке, соответствующие трем вариантам такого резонанса (параметры резонанса для всех вариантов расчета приведены под рисунком).

ком), рассчитывались из выражения сечения:

$$\sigma(\theta, E) = \sigma_1(R'_0, R'_1, S^0, S^1_{1/2}, S^1_{3/2}) + 0,66\sigma_2(E_0, \Gamma_n, \Gamma_\gamma),$$

где функция σ_1 — сечение, усредненное по резонансам, а σ_2 — сечение для изолированного резонанса. Нейтронную и радиационную ширины Γ_n и Γ_γ как аргументы функции σ_2 в случае входного состояния обозначают $\Gamma \uparrow$ и $\Gamma \downarrow$. При этом $\Gamma \downarrow \sim const$ отвечает переходу в компаунд состояния, а $\Gamma \uparrow \sim E^{3/2}$ (для р-состояния) соответствует переходу во входной канал. Все аргументы σ_1 для всех кривых одинаковы, причем $R_1^\infty = -0,23$, то есть $R'_1 \approx 11,5$ фм. Кривая 4 получена при $\sigma_2 = 0$ и отвечает отсутствию аномалии в р-рассеянии.

В пятой главе описаны эксперименты по рассеянию килоэлектронвольтных нейтронов тремя легкими ядрами (бериллием, бором и углеродом).

Кроме параметров упругого рассеяния нейтронов σ_s , ω_1 и ω_2 и параметров потенциального рассеяния R_0^∞ и R_1^∞ для указанных выше легких ядер здесь приводится также первая оценка ширины вероятного отрицательного р-резонанса для ядра-мишени ^{11}B и подобный результат для ^9Be . Оценить ширину отрицательного резонанса (в предположении отсутствия у легких ядер заметного вклада в р-рассеяние одноопионного обмена) возможно, если величины R_1^∞ и R'_1 для соседних по массе ядер заметно расходятся, поскольку, содержа вклады "хвостов" большого числа резонансов с обеих сторон от рассматриваемого диапазона энергий, эти величины должны быть близки. Для легких соседних ядер сделать такую оценку проще, так как их схемы уровней хорошо известны до энергий выше энергии связи нейтрона и положения, спины и четности отрицательных резонансов также, как правило, известны.

У ^9Be и ^{12}C в диапазоне исследуемых энергий ни одного из известных резонансов нет [6], а у ^{10}B , ^{11}B и ^{13}C есть по два резонанса, из которых только s-резонанс 370 кэВ у ^{10}B и р-резонанс 430 кэВ у ^{11}B сколько-нибудь заметно сказываются на измеренных $\sigma(\theta)$.

На рис.6 измеренные параметры σ_s (темные точки) и ω_1 в системе центра масс (светлые точки) изображены для образцов бора и углерода (E — в лабораторной системе). По этим данным, используя параметризацию сечения $\sigma(\theta)$, выражающую его через нейтронные силовые функции и параметры "далеких" уровней R_1^∞ при выбранном значении радиуса ядра $R = 1,35A^{1/3}$ и $k = 2,197 \cdot 10^{-4} A\sqrt{E}/(A+1)$ фм $^{-1}$ (E — в эВ) были определены следующие значения:

$$\begin{array}{ll} R'_0 = 6,15 \pm 0,02 \text{ фм для С} & \text{и} & R'_0 = 5,94 \pm 0,06 \text{ фм для В.} \\ R'_1 = 4,29 \pm 0,21 \text{ фм для С} & \text{и} & R'_1 = 3,02 \pm 0,17 \text{ фм для В.} \end{array}$$

Полученные параметры дают наилучшее описание эксперимента, которое показано на рисунке 6 сплошными линиями, соответствующими расчетам при нулевых значениях силовых функций. Из σ_s при энергиях 95 кэВ и выше по данным [9] было вычтено крыло сильного s-резонанса ^{10}B с $E_0 = 370$ кэВ.

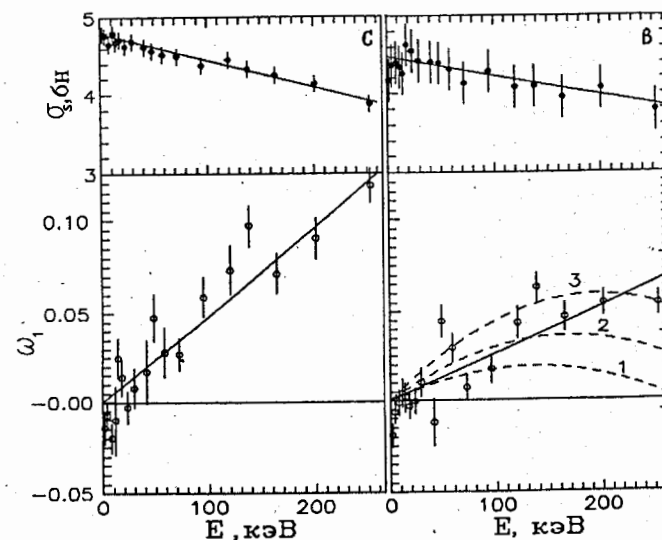


Рис.6. Экспериментальные значения параметров сечения для бора и углерода

Как и ожидалось, у близких по массе углерода и бора почти одинаковыми оказались радиусы s-рассеяния, но для р-рассеяния радиусы заметно отличаются. Поскольку резонансы углерода действительно

далеко расположены, то, по-видимому, более "правильным" является значение R'_1 , полученное для углерода, а у бора ω_1 и, следовательно, R'_1 "искажаются" близким р-резонансом с $l = 1$ и $E_0 = 430$ кэВ.

Величину искажения ω_1 у бора, вызванного влиянием вышеуказанного р-резонанса, иллюстрирует пунктирная кривая 1 на рис.6, при расчете которой отдельно учитывался вклад этого резонанса в соответствии с его известными параметрами.

Очевидно, что расчетная кривая 1 неудовлетворительно описывает экспериментальные ω_1 бора, причем ход экспериментальных точек явно требует увеличения R'_1 при расчете теоретической кривой, что и было сделано заменой первоначально полученного значения $R'_1{}^\infty = -0.003$, соответствующего величине радиуса р-рассеяния $R'_1 = 3,02$ фм, на значение $R'_1{}^\infty = -0,130$, из которого для углерода получается радиус $R'_1 = 4,29$ фм. Для бора использование при расчетах такого $R'_1{}^\infty$ дает $R'_1 = 4,16$ фм. Этот результат представлен на рис.6 пунктирной кривой 2, которая, приближаясь к экспериментальным ω_1 бора, все же проходит гораздо ниже большинства точек. Для получения хорошего описания экспериментальных точек (кривая 3) было подобрано значение $R'_1 = 5,38$ фм, значительно большее, чем у углерода. Параметры потенциального рассеяния, представленные в табл.5, найдены с учетом вклада s-резонанса 370 кэВ у ^{10}B и р-резонанса ^{11}B 430 кэВ при нулевых значениях силовых функций и двух вариантах выбора радиусов ядер: $R = 1,35 \cdot A^{1/3}$ фм (верхняя часть таблицы) и $R = 1,80 \cdot A^{1/3}$ фм, чаще используемом для этих ядер (нижняя часть таблицы). При подгонке параметров к эксперименту с целью лучшего описания полного сечения рассеяния $\sigma_s(E)$ сдвиг фазы для s-нейтронов определялся не константой $R'_0{}^\infty$, а линейной функцией энергии $R'_0{}^\infty + \alpha E$. Параметр α также приведен в таблице.

Как видно из таблицы 5, максимальный разброс радиусов s-рассеяния R'_0 не превышает 15%, а для р-радиусов R'_1 он составляет более 50%.

Параметры потенциального рассеяния

Эл-т	R , фм	$R'_0{}^\infty$	α , кэВ $^{-1}$	$R'_1{}^\infty$	R'_0 , фм	R'_1 , фм
Be	2,81	-1,44(3)	$9(3) \cdot 10^{-4}$	-0,47(4)	6,85(9)	6,75(33)
B	2,99	-0,99(3)	$4(3) \cdot 10^{-4}$	-0,27(3)	5,95(10)	5,38(28)
C	3,09	-0,99(1)	$2,5(6) \cdot 10^{-4}$	-0,14(3)	6,15(2)	4,38(24)
Be	3,74	-0,83(2)	$6(2) \cdot 10^{-4}$	-0,01(2)	6,86(9)	3,81(19)
B	3,99	-0,49(2)	$3(2) \cdot 10^{-4}$	0,07(1)	5,95(10)	3,10(16)
C	4,12	-0,49(1)	$1,6(4) \cdot 10^{-4}$	0,14(1)	6,15(2)	2,44(14)

Это дает основание для вычисления предположительных значений приведенных нейтронных ширин Γ_n^1 отрицательных р-резонансов, если принять за "хорошо усредненное" одинаковое для всех трех элементов значение $R'_1{}^\infty$ углерода, равное -0,14 при выбранном радиусе ядра $R = 1,35 \cdot A^{1/3}$ фм и 0,14, если радиус $R = 1,80 \cdot A^{1/3}$ фм. Такое предположение вполне правомерно, поскольку ближайший р-резонанс ^{12}C удален более, чем на 1 МэВ, и $R'_1{}^\infty$ углерода действительно можно считать соответствующим "далеким уровням" для всех рассматриваемых ядер. При дальнейших расчетах как для бора, так и для бериллия фиксировалось значение $R'_1{}^\infty$, как у углерода, а ω_1 описывалось с прямым учетом р-резонансов, ответственных за "изменение" величины $R'_1{}^\infty$. Оценки приведенных ширин р-резонансов были сделаны для бора и бериллия при двух указанных в таблице 5 выбранных радиусах ядер. Прямой учет влияния на коэффициент анизотропии ω_1 р-резонанса ^{11}B с $E_0 = -709$ кэВ (спин 0^+) на четвертом возбужденном состоянии ^{12}B и пары резонансов ^9Be с $E_0 = -703$ кэВ (спин 0^+) на четвертом и -949 кэВ (спин 2^+) на втором возбужденном состояниях ^{10}Be приводит к следующим оценкам их приведенных ширин:

$$^{11}\text{B} : \Gamma_n^1(-709 \text{ кэВ}) \simeq \begin{cases} 4,0 \text{ кэВ} & \text{при } R = 2,99 \text{ фм} \\ 2,0 \text{ кэВ} & \text{при } R = 3,99 \text{ фм} \end{cases}$$

$$^9\text{Be} : \Gamma_n^1(-703 \text{ кэВ}) + 3,8 \Gamma_n^1(-949 \text{ кэВ}) \simeq \begin{cases} 7,5 \text{ кэВ} & \text{при } R = 2,81 \text{ фм} \\ 4,6 \text{ кэВ} & \text{при } R = 3,74 \text{ фм} \end{cases}$$

соответственно. Таким образом, для углерода, бора и бериллия имеется два альтернативных удовлетворительных описания эксперимента — с параметрами из табл.5 и с одинаковым для всех трех элементов R_f^∞ и вышеуказанными параметрами отрицательных резонансов. Последняя интерпретация экспериментальных данных представляется более реалистичной.

В **заклучении** подводятся итоги описанным в диссертации исследованиям, приводятся основные выводы, сделанные на основе описанных экспериментов.

Работы, положенные в основу диссертации

1. Кузнецова Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. Анализ средних нейтронных параметров в области Зр-резонанса с помощью сферической оптической модели ядра. //В кн.: Нейтронная физика (Матер. 1-й Международной конференции по нейтр. физике, Киев, 14-18 сентября 1987 г.). М.: ЦНИИАтоминформ, 1987, т.2, с.254-257.
2. Мицына Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. Отрицательный нейтронный р-резонанс на ядре ^{11}B . //Письма в ЖЭТФ, 1989, т.49, вып.5, с.248-251.
3. Мицына Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. Рассеяние килоэлектронвольтовых нейтронов ядрами Be, B, C. //Сообщение ОИЯИ 33-89-408, Дубна, 1989, 6 с.
4. Говоров А.М., Мицына Л.В., Самосват Г.С. Рассеяние нейтронов с энергиями $\sim 1 - 300$ кэВ криптоном и ксеноном. //Ядерная физика, 1991, т.54, вып.5[11], с.1192-1196.
5. Мицына Л.В., Самосват Г.С. Об аномальном рассеянии р-нейтронов ядрами теллура. //Ядерная физика, 1993, т.56, вып.2, с.23-28.

Литература

- [1] Кузнецова Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. Однопионный обмен и рассеяние килоэлектронвольтовых нейтронов. //Препринт ОИЯИ РЗ-87-114, Дубна, 1987, 3 с.
- [2] Moldauer P.A. Optical Model of Low Energy Neutron Interactions with Spherical Nuclei. //Nucl.Phys., 1963, v.47, p.65-92.
- [3] Camarda H.S. p-Wave Neutron Strength-Function Measurements and the Low-Energy Optical Potential. //Phys.Rev., 1974, v. C9, p.28-37.
- [4] Smith A.B., Guenther P.T., Whalen J.F. The Optical Model of few-MeV Neutron Elastic Scattering from Z=39 to 51 Targets. //Nucl.Phys., 1984, v.A415, p.1-29.
- [5] Perey F.G. Optical-Model Analysis of Proton Elastic Scattering in the Range of 9 to 22 Mev. //Phys.Rev., 1963, v.131, N2, p.745-763.
- [6] Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. //Neutron Cross Sections, v.1, part A, Academic Press, 1981.
- [7] Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Нейтронные дифференциальные сечения упругого рассеяния в энергетической области ниже 440 кэВ. //Сообщение ОИЯИ РЗ-85-133, Дубна, 1985, 12 с.
- [8] Smith A.B., Hayes R. Fast Neutron Scattering from Elemental Mo, Sn, Sb and Te. //Nucl. Phys., 1967, v.A93, p.609-630.
- [9] Garber D.I., Kinsey R.R. //BNL-325, 3^d Edition, v.II, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1996 года.