

С 343

Г- 695

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Г.В.Горлов

ИЗУЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
(С ЭНЕРГИЕЙ 4 Мэв)

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель, доктор
физико-математических наук,
профессор Гохберг Б.М.

Д у б н а
1 9 6 6

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

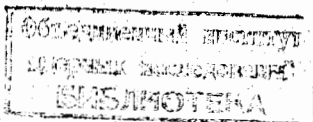
На правах рукописи

Г.В.Горлов

ИЗУЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
(С ЭНЕРГИЕЙ 4 Мэв)

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель, доктор
физико-математических наук,
профессор Гохберг Б.М.



Д у б н а
1 9 6 6

Работа выполнена в Институте атомной энергии
имени И.В.Курчатова.

Л 80722. 28.05.66г.
ИАЭ-И139.Зак.3920.Тир.150.15.06.66г.

Отв. за выпуск Горлов Г.В.

Изучение рассеяния нейтронов на ядрах дает важные сведения о характере взаимодействия частиц. Мерой взаимодействия нейтрона с ядром является эффективное сечение, величина которого обусловлена как свойствами нейтрона, так и свойствами ядра. Экспериментальные результаты по полным и дифференциальным сечениям, сечениям реакций и т.д. представляют значительный интерес для изучения структуры атомных ядер и природы ядерных сил, а также имеют существенное прикладное значение (для теории ядерных реакторов).

В обычных опытах по рассеянию нейтронов (при неполяризованном пучке нейтронов и неориентированным мишеням) получаемая информация неполна. В этом случае бомбардирующие нейтроны и ядра в мишени имеют хаотическую ориентацию спинов и экспериментальные данные, автоматически усредненные по спиновым состояниям взаимодействующих частиц, оказываются недостаточными для получения исчерпывающей информации о зависимости ядерных сил от спина. Спиновая зависимость ядерных сил - одно из фундаментальных свойств ядра и поэтому исследования с поляризованными нейтронами составляют одну из важных задач ядерной физики.

Несмотря на то, что первые опыты с поляризованными быстрыми нейтронами начались более десяти лет назад, до сих пор из-за трудности исследований полученные результаты довольно немногочисленны и разрознены. Однако проведение трудоемких поляризационных экспериментов оправдано ценностью информации, получить которую более простыми опытами, по-видимому, невозможно. Так,

например, измерения поляризации рассеянных нейтронов позволяют проконтролировать и уточнить фазовый анализ угловых распределений, поскольку дифференциальное сечение и поляризующая способность ядра зависят от фазовых сдвигов различным образом.

Поляризация частиц, возникающая при рассеянии, особенно чувствительна к величине спин-орбитального взаимодействия. Это обстоятельство используется для определения спин-орбитальной составляющей в оптическом потенциале. По современным представлениям оптической модели ядра этот член пропорционален градиенту ядерного потенциала. Если это представление отвечает действительности, то поляризационные измерения могут служить чувствительным средством исследования ядерной поверхности.

В настоящей работе нами изучалось упругое рассеяние поляризованных нейтронов с энергией $E_n = 4$ Мэв (полученных из Д-Д реакции) в широком интервале углов ($10^\circ - 170^\circ$) на ядрах Be^9 , C^{12} , Co^{59} , Ni^{62} , Se^{80} , Nb^{93} , Cd^{114} , Jn^{115} , Sn^{118} , J^{127} , Pb и Bi^{209} .

Результаты эксперимента совместно с измеренными полными сечениями взаимодействия нейтронов с указанными ядрами дали нам возможность определить следующие величины:

- σ_t - полное сечение взаимодействия,
- σ_e - сечение упругого рассеяния,
- σ_{ne} - сечение неупругого взаимодействия,
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ - дифференциальное сечение упругого рассеяния и
- $P_e(\theta)$ - поляризующую способность ядра в функции угла рассеяния.

Эти результаты сравнивались с теоретическими расчетами, проведенными нами по оптической модели ядра.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Источником поляризованных нейтронов служила реакция $D(d,n)He^3$. Для ускорения ионов дейтерия использовался электростатический ускоритель, конструкция которого описана в работе /1/. Ускоренный пучок дейтронов направлялся на газовую дейтериевую мишень, применение которой в нашем эксперименте предпочтительнее обычной твердой мишени /2/. Конструкция мишени позволяла проводить измерения при токе дейтронов ~ 10 мкА, давле-

нии в газовом объеме мишени ~ 800 мм рт.ст. и при энергии бомбардирующих дейтронов $1,20 \pm 0,05$ Мэв.

Нейтроны с энергией $4,00 \pm 0,05$ Мэв, испускаемые из газовой мишени под углом 45° к направлению пучка дейтронов (в системе центра масс), коллимировались клиновым парафино-свинцовым коллиматором и рассеивались цилиндрическими образцами с диаметром 20 ± 25 мм и высотой ~ 60 мм (большие диаметры имели образцы, спрессованные из порошков). Большинство исследованных элементов имели практически одноизотопный состав; ряд элементов использовался в виде образцов, существенно обогащенных одним из изотопов - Ni^{62} (86%), Se^{80} (94%), Cd^{114} (94%) и Sn^{118} (73%); лишь свинец был представлен естественной смесью изотопов.

Рассеянные образцом нейтроны детектировались шестью спинтилляционными счетчиками (кристаллы стильбена с ФЭУ-33), располагавшимися на поворотном круге попарно симметрично относительно коллимированного пучка нейтронов. Импульсы ФЭУ анализировались по амплитудам шестью интегральными дискриминаторами, что позволяло отделять импульсы от упруго рассеянных нейтронов от импульсов, связанных с неупруго рассеянными нейтронами.

Применение разработанной нами схемы для разделения нейтронного и γ -излучений по форме импульса в спинтилляционном счетчике /3/, позволило эффективно исключить регистрацию фоновых отсчетов от γ -квантов.

Фон нейтронов, рассеянных деталями установки и стенами измерительного помещения, был снижен устройством массивной защиты из блоков парафина с бурой. Оставшийся нейтронный фон был весьма стабилен и поэтому сравнительно мало мешал измерениям. Относительная величина фоновых отсчетов зависела от величины измеряемого дифференциального сечения и менялась от 20% полного числа отсчетов при малых углах рассеяния до 50% в минимумах дифференциальных сечений. Лишь в области больших углов из-за близости детекторов к выходному отверстию коллиматора нейтронный фон для некоторых образцов повышался до $\sim 80\%$. Так как нейтронный фон не модулировался образцами, потоки рассеянных образцами нейтронов определялись как разность отсчетов детекторов в измерениях с рассеивающими образцами в потоке нейтронов и в измерениях без рассеивающих образцов.

Были измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния в плоскости, перпендикулярной направлению вектора поляризации падающих нейтронов, в интервале углов рассеяния θ от 10° до 170° "слева" ($\varphi = 0$) и "справа" ($\varphi = \pi$) от направления коллимированного пучка нейтронов. Измерения производились через 10° с угловым разрешением, равным $\sim 4^\circ$.

В процессе измерений сначала определялся относительный ход углового распределения рассеянных нейтронов, а затем для угла $\theta = 20^\circ$ проводились измерения абсолютной величины дифференциального сечения. Следует заметить, что относительный ход углового распределения определен значительно лучше, чем абсолютные значения дифференциальных сечений, так как для углового распределения не требуется точного знания величин прямого потока нейтронов и эффективного расстояния образец-детектор (от этих параметров требуется только их постоянство в процессе измерений).

При определении величин дифференциальных сечений было учтено влияние таких эффектов, как ослабление потока нейтронов в образце, многократное рассеяние, а также изменение энергии нейтронов при упругом рассеянии (главным образом для легких ядер). Учет этих эффектов (и других менее существенных) осуществлялся в виде поправок к экспериментально полученным значениям. Анализ условий эксперимента позволял корректно определить указанные поправки и последовательно учесть их при обработке экспериментальных данных. Отметим, что сравнительно высокие прозрачности образцов ($0,7 \pm 0,8$) позволили достаточно просто ввести поправки на многократное рассеяние нейтронов в образцах; эти поправки оказались существенными лишь в минимумах дифференциальных сечений, где они достигали иногда $\sim 15\%$. В большинстве же случаев поправка была сравнима с относительной погрешностью измерений углового распределения и не превышала $1 \pm 5\%$.

Полученные экспериментально угловые распределения упруго рассеянных нейтронов "справа" и "слева" от потока падающих поляризованных нейтронов служили для определения азимутальной асимметрии $\varepsilon(\theta)$:

$$\varepsilon(\theta) = P_1 P_2(\theta) = \frac{N_{\theta,0^\circ} - N_{\theta,\pi}}{N_{\theta,0^\circ} + N_{\theta,\pi}}$$

где $N_{\theta,0^\circ}$ и $N_{\theta,\pi}$ - потоки упруго рассеянных нейтронов "налево" и "направо", P_1 - степень поляризации падающего пучка нейтронов и $P_2(\theta)$ - поляризующая способность ядра (поляризация нейтронов, возникающая при упругом рассеянии неполяризованного пучка на ядре).

По полученным значениям асимметрии определялась поляризующая способность ядер:

$$P_2(\theta) = \frac{\varepsilon(\theta)}{P_1}$$

В экспериментальных значениях поляризации нейтронов P_1 из Д-Д реакции, измеренных в различных лабораториях, наблюдаются заметные расхождения /4/. Нами были проведены измерения поляризации P_1 путем рассеяния на малые углы нейтронов из реакции $D(d,n)He^3$ при $E_d = 1,2$ Мэв /5/. Полученное значение $P_1(45^\circ) = 15,8\% \pm 1,6\%$ согласуется с измеренным значением поляризации ($P_1 = 14,0\% \pm 1,5$), полученным группой Левинтова /6/. При расчете $P_2(\theta)$ мы принимали значение $P_1 = 14,8\%$.

По измеренным значениям дифференциальных сечений "слева" и "справа" от потока коллимированных нейтронов были получены дифференциальные сечения упругого рассеяния для неполяризованных нейтронов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{2} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,0^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\pi) \right]$$

и сечение упругого рассеяния

$$\sigma_e = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sin\theta d\theta$$

Одновременно с измерениями угловых распределений проводились измерения прозрачностей исследуемых образцов, с помощью седьмого сцинтилляционного счетчика, который постоянно находился в коллимированном пучке нейтронов. По измеренным прозрачностям определялись полные сечения взаимодействия нейтронов с исследованными ядрами σ_t . По полученным значениям полного сечения взаимодействия и сечения упругого рассеяния определялась величина сечения неупругого взаимодействия:

$$\sigma_{ne} = \sigma_t - \sigma_e$$

Основные результаты, полученные в этих измерениях, опубликованы в работе /7/.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Дифференциальные сечения упругого рассеяния неполяризованных нейтронов приведены на рис.1. Указанные на рисунке ошибки включают как статистическую ошибку, так и ошибку абсолютных измерений (ошибки в относительном ходе углового распределения в большинстве случаев составляют 1-2%).

Дифференциальные сечения в зависимости от угла рассеяния имеют типичный дифракционный характер и плавно меняются с изменением атомного веса; положение максимумов и минимумов сечений регулярно сдвигается в сторону меньших углов при увеличении атомного веса. Для ядер с близким атомным весом ход дифференциальных сечений подобен (см., например, Cd^{114} , In^{115} и Sn^{118}); лишь для Co^{59} и Ni^{62} обнаружена разница в ходе угловых распределений в области больших углов рассеяния. Интересно отметить возрастание дифференциальных сечений рассеяния на большие углы для ядер Se^{80} , Nb^{93} , Pb и Bi^{209} .

Для подавляющего числа ядер дифференциальные сечения, измеренные нами, в пределах ошибок измерения согласуются с данными, полученными в других лабораториях /7/ при энергиях нейтронов, близких к 4 Мэв. Дифференциальные сечения для ниобия и йода получены впервые.

Полученные значения поляризующих способностей ядер приведены на рис.2. Ошибки в значениях поляризующих способностей ядер обусловлены в основном погрешностями измерений угловых распределений "слева" и "справа" от пучка коллимированных нейтронов; влияние именно этих погрешностей усилено из-за низкой степени поляризации использованных в эксперименте нейтронов из реакции $D(d,n)He^3$.

Зависимость поляризующей способности ядер от угла рассеяния обнаруживает сложный характер: поляризующая способность ядер неоднократно меняет знак, достигая по абсолютной величине для большинства ядер 50% и более. Это показывает, что спин-орбитальное взаимодействие играет существенную роль в процессе упругого рассеяния нейтронов при использованной в эксперименте энергии.

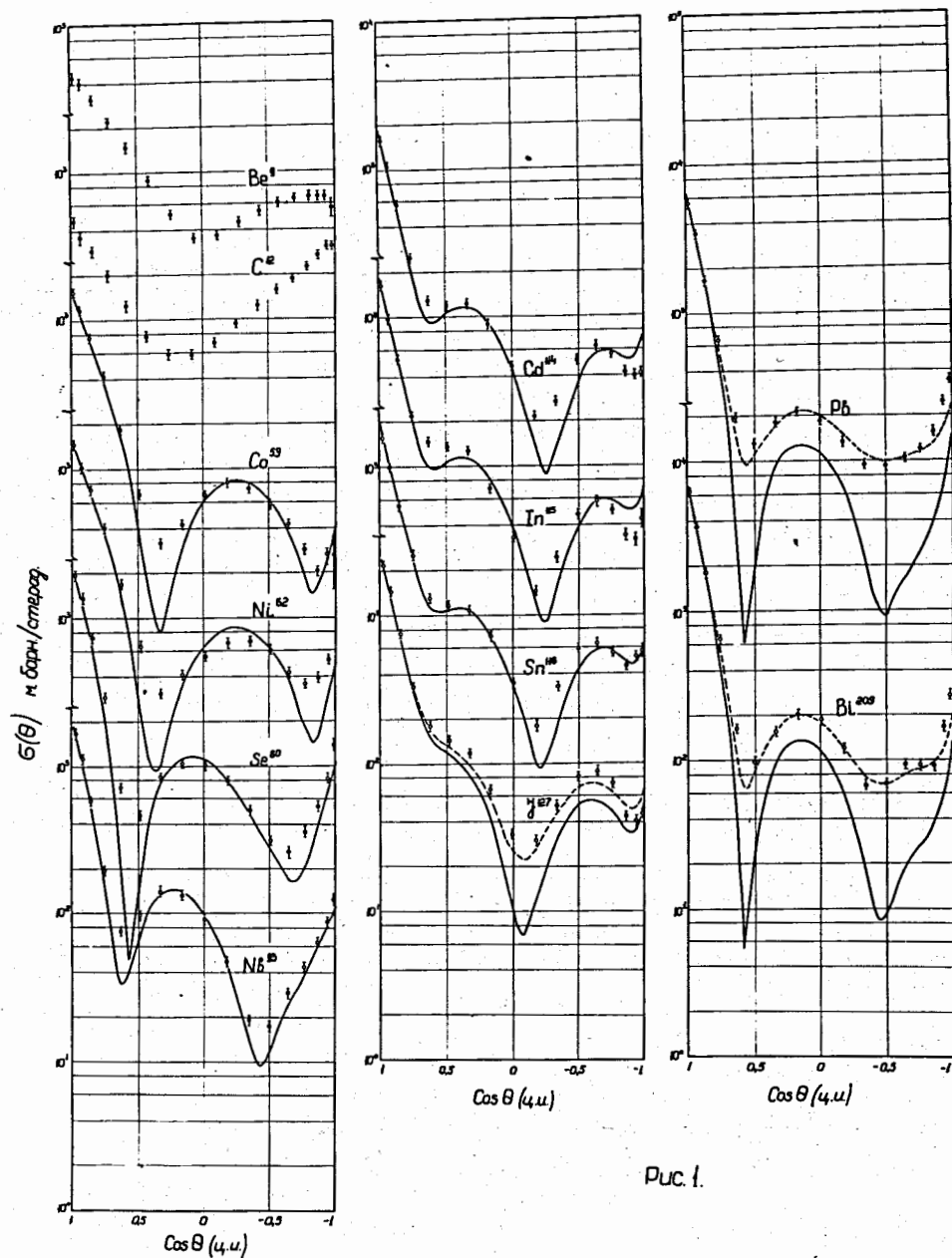


Рис. 1.

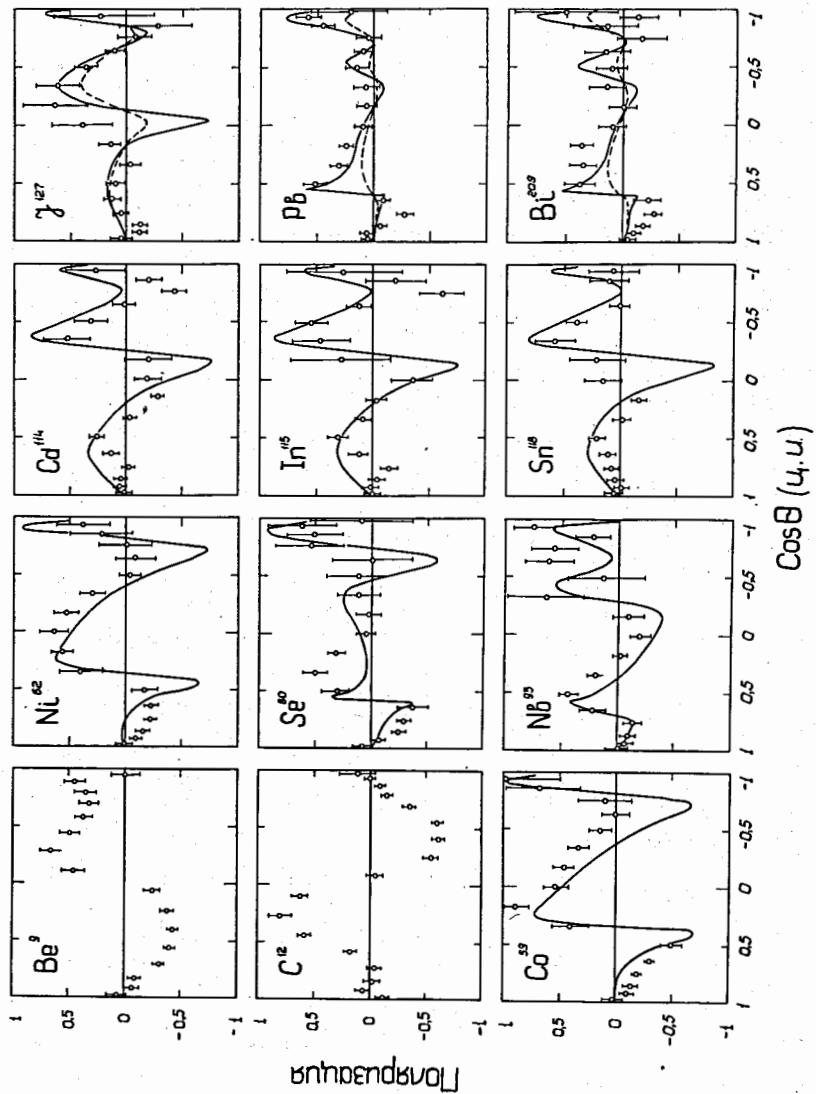


Рис. 2.

Экспериментальный материал по поляризующим способностям ядер, полученный в других лабораториях при близких энергиях нейтронов (3-3,5 Мэв), весьма невелик и не систематичен. Имеются измерения для некоторых ядер при отдельных углах рассеяния (в основном при $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ и 90°), которые подтверждают данные, полученные в нашем эксперименте (см., например, /8/, /9/ и /10/).

В работе Родберга /11/ было сделано определенное предположение о характере соотношения между ходом дифференциального сечения и поляризующей способностью ядра в функции от угла рассеяния. При этом, в частности, поляризующая способность ядер должна обращаться в нуль в максимумах и минимумах дифференциальных сечений. По-видимому, такое соотношение не реализуется буквально, так как нулевые значения поляризующей способности ядер во многих случаях не совпадают точно с экстремумами дифференциальных сечений. Однако обнаруживается определенная корреляция между дифференциальными сечениями и поляризующими способностями ядер, которая, быть может, выражается более слабым утверждением: число прохождений поляризующей способности ядра через нуль равно числу экстремумов дифференциального сечения рассеяния неполяризованных нейтронов.

Полученные значения полных сечений взаимодействия, сечения упругого и неупругого взаимодействия приведены в таблице I. Для сравнения в таблице I приведены также значения этих величин, измеренные в других лабораториях при близких значениях нейтронов. Данные по упругому и неупругому взаимодействию, с которыми производится сравнение, взяты, в основном, из справочника Гордеева И.В. и др. /12/, а данные по полному сечению из атласа Ыза /13/ для энергии нейтронов, равной 4 Мэв. Согласие наших данных с данными, полученными другими авторами, достаточно хорошее.

Для ядер ниобия, индия и частично для йода указанные сечения получены впервые.

Полученный нами экспериментальный материал по нейтронным сечениям и поляризующим способностям ядер дает возможность провести сравнение с теорией.

Таблица I

Ядро	σ_t	$\sigma_t^{(k)}$	$\sigma_t^{теор.}$	$\sigma_e^{экс.}$	$\sigma_e^{(k)}$	$\sigma_{se}^{теор.}$	$\sigma_{se}^{экс.}$	$\sigma_{se}^{(k)}$	$\sigma_{se}^{теор.}$	$\sigma_{se}^{экс.}$	$\sigma_{se}^{(k)}$	$\sigma_c^{теор.}$
Be^9	$1,99 \pm 0,04$	2,0	-	$1,97 \pm 0,09$	$1,36 \pm 0,10$ $E_n = 4,1$	-	$0,62 \pm 0,10$	-	$0,62 \pm 0,10$	$0,62 \pm 0,10$ $E_n = 4,07$	$0,62 \pm 0,03$ $E_n = 4,07$	-
O^{12}	$1,98 \pm 0,08$	2,0	-	$1,98 \pm 0,14$	$1,8 \pm 0,1$ $E_n = 4,1$	-	$0,00 \pm 0,16$	-	$0,00 \pm 0,16$	$0,04 \pm 0,04$ $E_n = 4,07$	$0,04 \pm 0,04$ $E_n = 4,07$	-
Co^{59}	$3,64 \pm 0,12$	3,65	3,45	$2,20 \pm 0,15$	$1,97 \pm 0,10$ $E_n = 3,7$	1,94	$1,44 \pm 0,19$	1,94	$1,44 \pm 0,19$	$1,62 \pm 0,18$ $E_n = 3,66$	$1,62 \pm 0,18$ $E_n = 3,66$	1,52
Mg^{62}	$3,55 \pm 0,10$	3,45	3,51	$2,05 \pm 0,14$	$1,82 \pm 0,10$ $E_n = 3,7$	1,91	$1,50 \pm 0,17$	1,91	$1,50 \pm 0,17$	$1,35 \pm 0,10$ $E_n = 4,0$	$1,35 \pm 0,10$ $E_n = 4,0$	1,59
Se^{80}	$4,20 \pm 0,18$	4,0	3,51	$2,15 \pm 0,15$	$1,86 \pm 0,12$ $E_n = 3,66$	1,64	$2,05 \pm 0,23$	1,64	$2,05 \pm 0,23$	$2,35 \pm 0,24$ $E_n = 3,66$	$2,35 \pm 0,24$ $E_n = 3,66$	1,87
Ne^{93}	$4,23 \pm 0,15$	-	3,42	$2,05 \pm 0,14$	-	1,56	$2,17 \pm 0,20$	1,56	$2,17 \pm 0,20$	-	-	1,86
Ca^{114}	$4,21 \pm 0,10$	4,1	3,95	$2,00 \pm 0,14$	$2,0 \pm 0,2$ $E_n = 4,1$	1,83	$2,21 \pm 0,17$	1,83	$2,21 \pm 0,17$	$2,06 \pm 0,10$ $E_n = 4,0$	$2,06 \pm 0,10$ $E_n = 4,0$	2,12
In^{115}	$3,94 \pm 0,15$	-	4,04	$1,84 \pm 0,13$	-	1,89	$2,10 \pm 0,20$	1,89	$2,10 \pm 0,20$	-	-	2,15
Sr^{118}	$4,21 \pm 0,13$	4,3	4,19	$1,94 \pm 0,14$	$2,2 \pm 0,2$ $E_n = 4,1$	1,98	$2,27 \pm 0,19$	1,98	$2,27 \pm 0,19$	$2,09 \pm 0,07$ $E_n = 4,0$	$2,09 \pm 0,07$ $E_n = 4,0$	2,21
J^{127}	$4,80 \pm 0,20$	4,4	4,45	$2,57 \pm 0,18$	-	$2,17$ $2,36$ (xx)	$2,23 \pm 0,27$	$2,17$ $2,36$ (xx)	$2,23 \pm 0,27$	$2,10 \pm 0,10$ $-3,6$	$2,10 \pm 0,10$ $-3,6$	$2,28$ $2,09$ (xxx)
Pb	$7,49 \pm 0,20$	7,6	7,15	$5,7 \pm 0,4$	$5,9 \pm 0,3$ $E_n = 4,1$	$4,45$ $5,45$ (xx)	$1,79 \pm 0,45$	$4,45$ $5,45$ (xx)	$1,79 \pm 0,45$	$1,86 \pm 0,10$ $E_n = 4,0$	$1,86 \pm 0,10$ $E_n = 4,0$	$2,7$ $1,7$ (xxx)
Bi^{209}	$7,52 \pm 0,23$	7,7	7,18	$5,7 \pm 0,4$	$5,7 \pm 0,3$ $E_n = 4,1$	$4,45$ $5,21$ (xx)	$1,82 \pm 0,45$	$4,45$ $5,21$ (xx)	$1,82 \pm 0,45$	$1,98 \pm 0,09$ $E_n = 4,0$	$1,98 \pm 0,09$ $E_n = 4,0$	$2,73$ $1,97$ (xxx)

x) Данные других авторов; xx) $\sigma_{se} + \sigma_{ce}$; xxx) $\sigma_c - \sigma_{ce}$

Величины сечений указаны в барнах

Следствием оптической теоремы является соотношение Вика $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \geq \left(\frac{\kappa \sigma_t}{4\pi}\right)^2$, которое налагает определенные ограничения на величину полного сечения взаимодействия и величину дифференциального сечения под нулем градусов. Определенные по экспериментальным данным путем экстраполяции значения $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$ и экспериментальные значения σ_t удовлетворяют в пределах ошибок измерения указанному неравенству для всех исследованных нами ядер.

Полученные экспериментальные значения нейтронных сечений и поляризуемых способностей ядер сравнивались с теоретическими расчетами по оптической модели ядра. Расчеты производились нами на электронно-счетной машине по программе, составленной Д.П.Елагиным.

В расчетах использовался потенциал вида:

$$U(r) = -V_1 f(r) - iV_2 g(r) + V_3 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{df}{dr} (\vec{\sigma} \vec{e}),$$

где

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}, \quad R = r_0 A^{1/3},$$

$$g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2\right]$$

В процессе подбора параметров потенциала с целью нормировки теоретических кривых по экспериментальным результатам было исследовано влияние параметров V_1 , V_2 и V_3 на результаты расчета. Окончательные вычисления были сделаны с параметрами:

$$V_0 = 50 \text{ Мэв}$$

$$V_1 = V_0 \left(1 - \frac{N-Z}{3A}\right)$$

$$V_2 = 8,5 \text{ Мэв}$$

$$V_3 \approx 0,17$$

$$r_0 = 1,25 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

$$a = 0,65 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

$$b = 0,98 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

Выбранные нами параметры близки к параметрам, рекомендованным И.К.Аверьяновым, Б.Я.Гужовским и В.А.Сараевым. Отличие наших параметров от предложенных ими заключается в том, что мы используем более слабую зависимость V_1 от избытка нейтронов в ядре и выбираем параметр V_2 примерно на 6% меньше. Эти изменения привели к лучшему согласию теоретических расчетов с на-

ними экспериментальными данными для средних и тяжелых ядер^{x)}. Следует отметить, что результаты наших расчетов близки как к результатам, полученным Аверьяновым и др., так и к результатам Пери и Бака /14/, расчеты которых были проделаны с нелокальным потенциалом.

Результаты наших расчетов приведены в таблице I и на рис. I и 2. Сплошные кривые соответствуют расчетам без учета упругого рассеяния через компаунд-ядро, а пунктирные - с учетом такого рассеяния.

Сравнение экспериментальных результатов для $\sigma_t, \sigma_e, \sigma_{ne}$ и $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ с теоретически полученными величинами для всех ядер показывает согласие в пределах 10-15%. Из сравнения экспериментальных дифференциальных сечений для γ^{127}, Pb и Bi^{209} с расчетными сделана оценка величины сечения упругого рассеяния через компаунд-ядро. ($\sigma_{se} \sim 15$ мбарн/стерад; 80 мбарн/стерад; 60 мбарн/стерад соответственно).

Согласие теоретически рассчитанных величин поляризующих способностей с экспериментально полученными значениями, как правило, имеет только качественный характер, а при некоторых углах рассеяния для отдельных ядер наблюдается расхождение даже по знаку. Небольшие вариации в параметрах оптического потенциала, которые еще не приводят к существенным расхождениям между расчетными и экспериментальными значениями для сечений, также не улучшают количественного согласия расчетных величин с экспериментальными значениями поляризующих способностей в целом для всех ядер. Так, например, для улучшения согласия теоретической кривой поляризующей способности с экспериментальными значениями для кадмия необходимо уменьшить величину спин-орбитального члена в оптическом потенциале, в то время как для кобальта и свинца, по-видимому, его нужно увеличить.

x) Так как для бериллия и углерода значения граничной энергии, при которой происходит перекрытие уровней, находятся выше 10 Мэв, то теоретические расчеты при $E = 4$ Мэв не отвечают действительности и на рисунках не приводятся.

В целом следует признать, что оптическая модель ядра в ее современном состоянии описывает поляризационные эффекты не столь удовлетворительно, как прочие процессы взаимодействия нейтронов с ядрами. Несомненно, что экспериментальные работы по поляризации и дальнейшие теоретические разработки внесут большую ясность в этот вопрос.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате настоящей работы:

1. Налажена методика эксперимента по измерению упругого рассеяния поляризованных нейтронов. Конструкция мишени, коллиматора и защиты позволяет проводить измерения дифференциальных сечений "слева" и "справа" от пучка коллимированных нейтронов в широком интервале углов (10° + 170°).

2. Применение разработанной схемы n - γ разделения для сцинтилляционного счетчика позволило полностью исключить γ -фон в измерениях.

3. Измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния 4 Мэв нейтронов на ядрах $Be^9, C^{12}, Co^{59}, Ni^{62}, Se^{80}, Nb^{93}, Cd^{114}, In^{115}, Sn^{118}, \gamma^{127}, Pb$ и Bi^{209} в интервале углов от 10° до 170° через 10° с угловым разрешением 4° . Полученные данные по точности измерения и по интервалу углов превосходят результаты аналогичных работ, выполненных в других лабораториях. Дифференциальные сечения для ниобия и йода получены впервые.

По измеренным дифференциальным сечениям получены сечения упругого рассеяния.

4. Измерена асимметрия рассеяния в плоскости, перпендикулярной направлению вектора поляризации нейтронов, для указанных ядер и в том же интервале углов. Проведенное измерение поляризации нейтронов из реакции $D(d,n)He^3$ при угле вылета 45° (с.д.и.) позволило из полученной асимметрии вычислить поляризующую способность ядер в зависимости от угла рассеяния. За исключением отдельных измерений для некоторых углов данные получены впервые.

5. Измерены полные сечения взаимодействия для указанных ядер (полные сечения для ниобия и индия получены впервые). Полученные данные по полным сечениям и сечениям упругого рассеяния позволили вычислить сечения неупругого взаимодействия.

6. Проведены расчеты по оптической модели ядра с выбранными параметрами. Теоретически рассчитанные величины находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями нейтронных сечений. Согласие теоретических расчетов поляризующей способности с экспериментом только качественное.

Основное содержание диссертации изложено в работах /1,2, 3,5,7 /.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.В.Горлов, Б.М.Гохберг, В.М.Морозов и Г.А.Отрощенко ДАН, 102, 237 (1955).
2. Г.В.Горлов, А.И.Кириллов, Н.С.Лебедева. ПТЭ, № 4, 221 (1965).
3. В.Г.Бровченко, Г.В.Горлов. ПТЭ, № 4, 49 (1961).
4. Н.В.Алексеев, У.Р.Арифханов, Н.А.Власов, В.В.Давыдов, Л.Н.Самойлов. УФН, т. XXXIII, вып. 4, стр. 741 (1964).
5. Г.В.Горлов, Н.С.Лебедева, В.М.Морозов. Ядерная физика, № 7 (1966).
6. И.И.Левинтов, А.В.Миллер, Е.З.Тарумов, В.Н.Шамшев. Nucl. Phys., 2, 237 (1957)
7. Г.В.Горлов, Н.С.Лебедева, В.М.Морозов. ДАН, 158, № 3, 574 (1964).
8. M.D.Goldberg, V.M.May, I.R.Stehn. BNL-400 (1962)
9. П.С.Отставнов, В.И.Попов. ЭТФ, 43, 385 (1962).
10. M.F.Steiner, W.P.Bucher, F.L.Hereford. Congr.Intern.de Physique, Nucl., Paris, p.545 (1954)
11. D.W.Kent. Phys.Rev. 137, p. 401 (1965)
12. L.S.Rodberg, Nucl. Phys., 15, 72 (1960)
13. И.В.Гордеев, Д.А.Кардашев, А.В.Малышев. Ядерно-физические константы, Госатомиздат (1963).
14. D.I.Hughes, R.B.Schwartz. Neutron Cross Section, New York, 1958.
15. F.G.I.Perey and Back. Nucl. Phys. 32, 353 (1962)