

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С343 ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

С-176

3-4725

Г.С.Самосват

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1-40 КЭВ,  
РАССЕИВАЕМЫХ СРЕДНИМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических  
лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук, старший научный  
сотрудник Ю.А. Александров

Официальные оппоненты  
доктор физико-математических наук М.Н. Николаев,  
кандидат физико-математических наук В.А. Карнаухов

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Институт теоретической и экспериментальной физики.

Автореферат разослан " " 1969 г.  
Защита диссертации состоится " " 19 г.  
на заседании Объединенного Ученого совета лабораторий нейтронной физики и ядерных реакций.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

3-4725

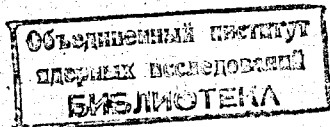
Г.С.Самосват

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1-40 КЭВ,  
РАССЕИВАЕМЫХ СРЕДНИМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических  
лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени кандидата физико-математических наук

6424.89



## В в е д е н и е

Дифференциальные сечения упругого рассеяния быстрых нейтронов ядрами измерены практически для всех элементов. Лишь в небольшом числе работ /1-4/ нижняя граница исследуемых энергий составляла десятки килоэлектронвольт, так что область таких энергий является неисследованной. Рассеяние нейтронов в этой области отличают две особенности. Во-первых, основной вклад в рассеяние вносит нейтронная s -волна, и только небольшая примесь p -волны обуславливает слабую анизотропию дифференциального сечения  $\sigma_s(\theta)$ , взятого в системе центра масс. Это означает, что в разложении сечения по полиномам Лежандра

$$\sigma_s(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} \left[ 1 + \sum_{\ell=1}^{\infty} \omega_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \right] \quad (1)$$

( $\sigma_s$  - интегральное сечение рассеяния) заметно отличны от нуля лишь коэффициенты  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , т.е. угловая зависимость сечения очень проста. Во-вторых, ширины уровней составного ядра еще заметно меньше среднего расстояния между ними, и в интенсивности рассеяния могут наблюдаться отдельные резонансные пики, а для анализа экспериментальных значений  $\omega_1$  и  $\omega_2$  можно пользоваться общими формулами для угловых распределений продуктов ядерных реакций из работы /5/. Коэффициент  $\omega_1$ , характеризующий асимметрию рассеяния вперед-

назад, определяется интерференцией между амплитудами  $s$ - и  $p$ -рассеяния, а  $\omega_2$  характеризует рост рассеяния к малым и большим углам и определяется квадратом амплитуды  $p$ -рассеяния.

Из возможных направлений исследования можно отметить следующие (в порядке возрастания трудностей постановки):

1) измерение  $\omega_2$  в усредненных по резонансам угловых распределениях; в благоприятных случаях это может давать информацию о  $p$ -волновых силовых функциях  $S_1$  /6/;

2) измерение  $\omega_1$  с обеих сторон изолированного резонанса, где по интерференции потенциальной  $s$ -амплитуды с резонансной  $p$ -амплитудой можно идентифицировать  $p$ -резонансы и определять их параметры; недавно опубликована первая удачная попытка такого измерения /7/;

3) измерение  $\omega_2$  в изолированных резонансах с целью идентификации  $p$ -уровней; возможности таких экспериментов обсуждены в работе /8/;

4) измерение  $\omega_2$  в  $p$ -резонансах с известными нейтронными ширинами  $\Gamma_n$  и спинами  $J = I \pm 1/2$  ( $I$  - спин мишени); это позволит разделить каждую  $\Gamma_n$  на две ее компоненты  $\Gamma_{ns_1}$  и  $\Gamma_{ns_2}$ , соответствующие двум спиновым каналам образования таких резонансов, и решить вопрос о том, флуктуирует ли каждая  $\Gamma_{ns}$  независимо /9/.

Работы /10-14/, в которых опубликован материал диссертации, посвящены решению более доступной задачи - измерению коэффициентов  $\omega_1$  в широких энергетических интервалах, где основную роль играет потенциальное рассеяние, а резонансы дают лишь небольшой усредненный эффект. Исследования были начаты в 1964 г. на ядрах свинца /10-12/ с целью получить оценку коэффициента электрической поляризуемости нейтрона, а затем были распространены и на другие элементы для установления закономерностей поведения асимметрии рассеяния.

Благодаря сложной электромагнитной структуре у нейтрона, попадающего в кулоновское поле ядра, должен индуцировать-

ся электрический дипольный момент  $\vec{p} = a \vec{\mathcal{E}}$ , где  $\vec{\mathcal{E}}$  - напряженность поля. Коэффициент электрической поляризуемости  $a$  характеризует жесткость нейтрона по отношению к его деформации в поле. Взаимодействие наведенного момента  $\vec{p}$  с полем  $\vec{\mathcal{E}}$  приводит к дополнительному члену в гамильтониане системы нейтрон-ядро:

$$V_{\text{пол.}} = -\frac{1}{2} \vec{p} \vec{\mathcal{E}} = -\frac{1}{2} a \mathcal{E}^2 = -\frac{a (Ze)^2}{2r^4}, \quad (2)$$

где  $Ze$  - заряд ядра,  $r$  - расстояние между нейтроном и ядром. Из-за слабости взаимодействия (2) связанная с ним поляризационная амплитуда рассеяния находится в борновском приближении и имеет вид /15,16/:

$$f_{\text{пол.}}(\theta) = \frac{a Z^2 e^2 m}{\hbar^2 R} \left[ 1 - \frac{\pi}{4} qR + (qR)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (qR)^{2n}}{(2n+1)(2n+3)!} \right], \quad (3)$$

где  $m$  - приведенная масса нейтрона,  $R$  - радиус ядра,  $\hbar q = 2\hbar k \sin \theta/2$  - передаваемый ядру импульс ( $k$  - волновое число нейтрона). Малая действительная амплитуда (3) прибавляется к большой ядерной  $f_{\text{яд.}}(\theta)$ , поэтому в сечении рассеяния существенно только одно дополнительное слагаемое

$$\sigma_{\text{пол.}}(\theta) = 2f_{\text{яд.}}(\theta) \cdot \text{Ref}_{\text{яд.}}(\theta), \quad (4)$$

экспериментальные поиски которого начались в 1956 г. /17/.

Вопросу о величине поляризуемости нуклонов посвящено большое количество теоретических и экспериментальных исследований, многие из которых упоминаются в работе /11/. Различные теоретические подходы, согласуясь по порядку величины, предсказывают значение  $a = (1+2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ , что нашло подтверждение в экспериментальном определении его для протона /18/. Лучшей же оценкой поляризуемости нейтрона с 1959 года был предел  $a \leq 20 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$  /18/.

### Измерения и результаты

Измерения проводились на импульсном реакторе ОИЯИ с использованием метода времени пролета на базе 252 м при разрешении 0,24 мксек/м. Измерительная установка изображена на рис. 1. Рассеянные нейтроны регистрировались одновременно при девяти углах от  $30^\circ$  до  $150^\circ$  батареями пропорциональных счетчиков СНМО-5. Вес рассеивающих образцов колебался в пределах 1,6+6,6 кг, а средняя толщина в направлении пучка — 0,1+1,2 длины свободного пробега нейтронов. Усиленные и дискриминированные сигналы детекторов кодировались специальным электронным устройством /19/ согласно углу рассеяния и записывались в памяти 1024-канального анализатора импульсов.

Учет фона осуществлялся путем чередования измерений с образцом в пучке и вне пучка, что, как оказалось, было достаточно точным. Чистое время накопления информации с одним образцом менялось от 64 до 165 часов и составило для всех 11 элементов 1676 часов.

Для перехода от наблюдаемых угловых распределений к распределениям, пропорциональным дифференциальным сечениям рассеяния, полученные данные подвергались довольно громоздкой обработке. Исправлялись искажения, возникавшие за счет 1) изменения энергии нейтронов при рассеянии, 2) некоторого различия спектральных чувствительностей у разных детекторов, 3) значительной толщины рассеивателей и эффекта самоэкранировки из-за многократного рассеяния и поглощения нейтронов (при этом учитывалась резонансная структура сечений). Для устранения влияния изменений эффективности регистрации нейтронов с углом и со временем (а также уменьшения роли перечисленных поправок) угловые распределения при всех энергиях нормировались на распределение при низкой энергии 0,1-1,2 кэв. Результаты обрабатывались в диапазоне времен пролета 96-1800 мксек, который разбивался на 9-12 энергетических интервалов. Эффективная энергия каждого интервала вычисля-

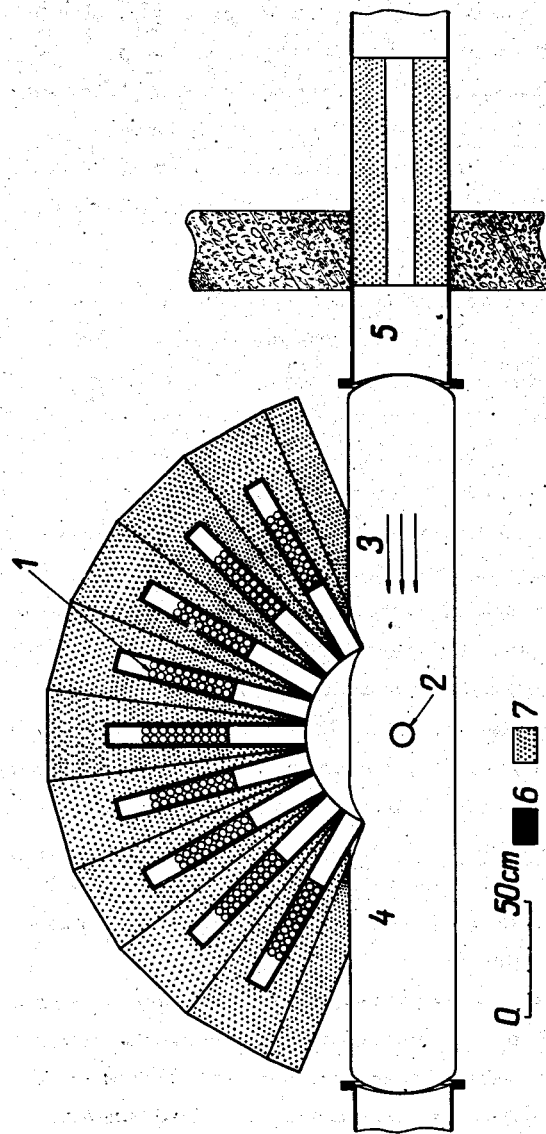


Рис. 1. Горизонтальный разрез измерительной установки. 1 — детектор, 2 — рассеиватель, 3 — падающий пучок, 4 — атмосфера аргона, 5 — вакуумный нейтронный реактор с дополнительным коллиматором, 6 — карбид бора, 7 — смесь парафина с карбидом бора.



лась путем численного интегрирования с учетом функции разрешения, спектра нейтронов и энергетической чувствительности детекторов. Из полученных угловых зависимостей рассеяния с помощью метода наименьших квадратов находились экспериментальные коэффициенты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в разложении (1) без определения абсолютных значений сечения. Все расчеты по обработке результатов и сравнению их с теорией производились на вычислительных машинах М-20 и БЭСМ-4 по программам, составленным автором (кроме специально оговоренных случаев).

Основной представляющий интерес результат измерений — величина асимметрии рассеяния  $\omega_1$ . Значения же  $\omega_2$ , как правило, малы и выходят за пределы погрешностей измерений лишь для одного-двух высокоэнергетических интервалов. Измеренные величины  $\omega_1$  показаны на рис. 2 (свинец) и рис. 3 (остальные 10 элементов). Легко заметить, что они имеют тенденцию линейно возрастать с энергией у всех элементов, кроме La и, возможно, Sr. Пропорциональность  $\omega_1$  энергии нейтронов  $E$  демонстрируется на рисунках прямыми, проходящими через энергию нормировочного интервала и полученными методом наименьших квадратов.

Скорость возрастания  $\omega_1$  с ростом  $E$ , характеризующаяся производной  $d\omega_1/dE$ , для большинства ядер оказывается константой, равной  $\omega_1/E$ . Экспериментальные значения этой константы приведены на рис. 4 в зависимости от массы рассеивающих ядер  $A$ . Там же показаны полученные нами оценки  $\omega_1/E$  из данных Лангсдорфа и др. при  $E > 30-60$  кэВ, которые собраны в атласе /20/.

Анализ полученных результатов по  $\omega_1$ , выполненный в работах /12-14/ и подробно описанный в диссертации, состоит из трех частей: исследование общего поведения  $\omega_1$  в зависимости от  $E$  и  $A$ , выяснение возможных причин "аномального" поведения  $\omega_1$  у лантана и извлечение оценки поляризуемости нейтрона из измеренных  $\omega_1$  у свинца.

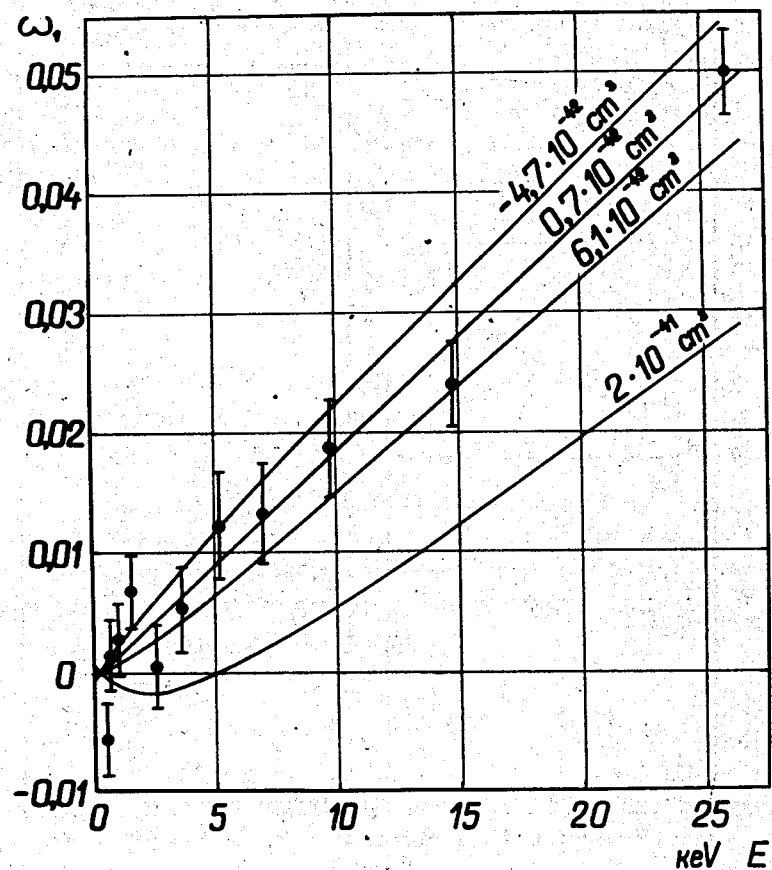


Рис.2. Экспериментальные значения асимметрии  $\omega_1$  для свинца. Кривые связаны с поляризуемостью нейтрона (см. подпись к рис. 8).

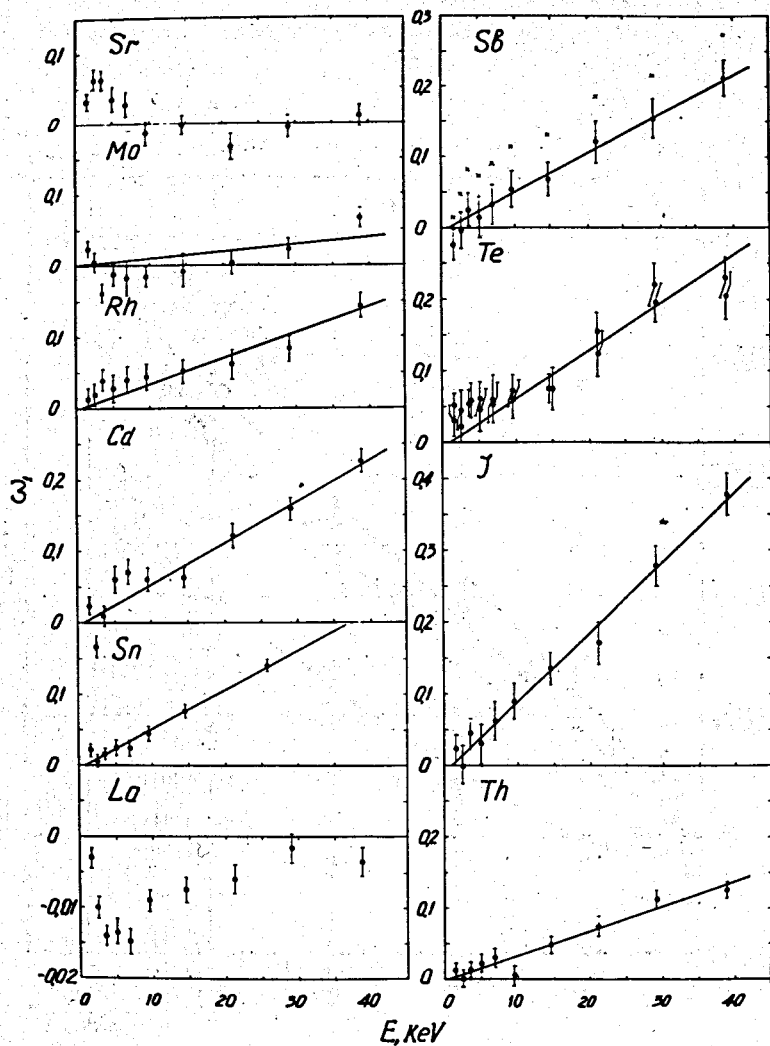


Рис.3. Экспериментальные значения  $\omega_1$ . Светлые точки для Te- результат измерения с фильтром. Кресты для Sb- значения  $\omega_1$ , не исправленные на эффект самоэкранировки.

### Общие закономерности асимметрии рассеяния

Первую закономерность - пропорциональность  $\omega_1$  энергии, легко понять в случае чисто потенциального рассеяния, когда

$$\sigma_a(\theta) = \frac{1}{k^2} [\sin^2 \delta_0 + 6 \sin \delta_0 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1) P_1(\cos \theta) + 6 \sin^2 \delta_1 P_2(\cos \theta)], \quad (5)$$

где  $\delta_0$  и  $\delta_1$  - действительные фазы рассеяния, а вклад высших орбитальных моментов не учитывается. Максимум второго интерференционного члена в правой части (5) (при  $\theta=0$ ), отнесенный к первому изотропному члену, и есть асимметрия

$$\omega_1 = \frac{6 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1)}{\sin \delta_0} \approx 6 \frac{\delta_1}{\delta_0}, \quad (6)$$

где последнее равенство осуществляется при условии  $\delta_0, \delta_1 \ll 1$ . Известно, что при этом же условии

$$\delta_\ell = - \frac{(k\bar{R})^{2\ell+1}}{[(2\ell+1)!!]^2} C, \quad (7)$$

где константа  $C \approx 1$  зависит только от конкретной формы потенциала взаимодействия, а  $\bar{R}$  - его некоторый эффективный радиус. Подставляя (7) в (6), находим, что

$$\omega_1 \approx \frac{2}{3} (k\bar{R})^2 = \frac{4m}{3\hbar^2} \bar{R}^2 E. \quad (8)$$

Таким образом, при потенциальном рассеянии нейтронов небольших энергий, когда  $k\bar{R} \ll 1$ , величина  $\omega_1/E$  действительно должна быть константой.

Из приближенной формулы (8) можно получить и вторую закономерность - изменение  $\omega_1/E$  от ядра к ядру. Если вместо  $\bar{R}$  взять радиус ядра, например, в виде  $R = 1,25A^{1/3}$  ф, то подстановка чисел в (8) дает:

$$\frac{\omega_1}{E} = 0,0504 A^{2/3} (\text{Мэв}^{-1}).$$



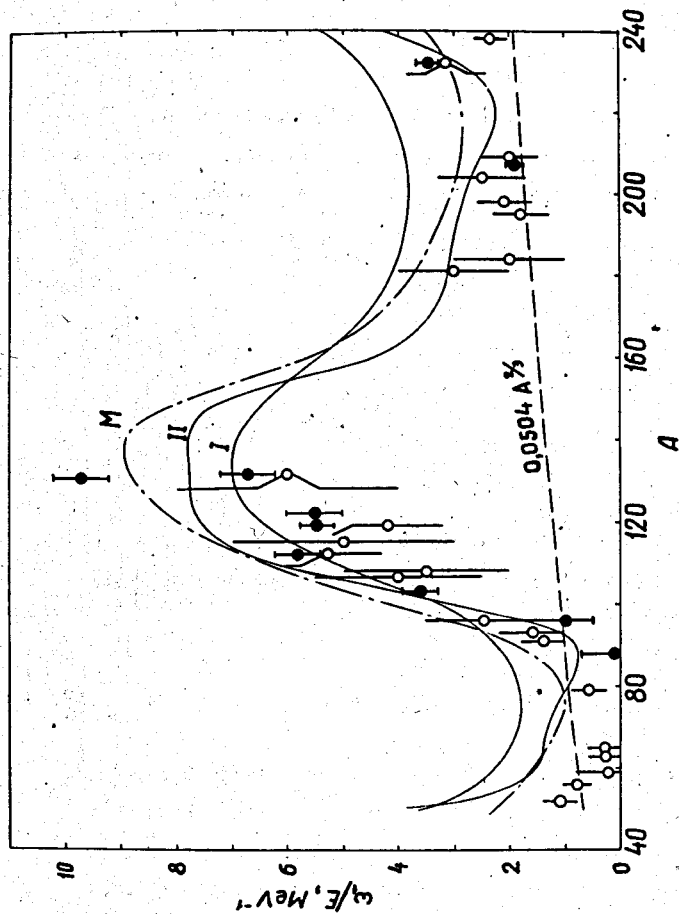


Рис.4. Значения величины  $\omega_1/E$  в функции массы ядра. Темные точки - наши, светлые точки получены из атласа. Кривыми представлены результаты расчетов по оптической модели: I - набор параметров I [21], II - набор параметров II, M - потенциал из работы [20].

Эта монотонная зависимость (см. пунктирную линию на рис.4) передает только правильный порядок величины  $\omega_1/E$ , будучи не в состоянии передать ее вариаций с изменением  $A$ , в которых, очевидно, проявляется волновой характер процесса рассеяния. Поэтому представляло интерес сравнить вырисовывающуюся в эксперименте более сложную закономерность с предсказаниями оптической модели ядра, точно решив задачу об определении  $\omega_1(E, A)$ .

Для корректного сравнения с оптической моделью необходимо, чтобы, во-первых, сравниваемая величина была усреднена по состояниям составного ядра и, во-вторых, чтобы она могла быть получена из матрицы рассеяния, вычисляемой в модели. Первое условие выполнялось за счет значительной ширины использованных энергетических интервалов, а выполнение второго сводилось к тому, чтобы правильно учесть вклад резонансного рассеяния, для которого оптическая модель дает только интегральное сечение в сумме с сечениями реакций. Путем усреднения брейт-вигнеровских выражений по энергии и привлечение данных о средних нейтронных параметрах ядер, а также экспериментально, путем дополнительных измерений с фильтром в пучке, было показано, что резонансы вносят несущественный вклад в асимметрию  $\omega_1$ .

Расчеты производились со сферическим потенциалом стандартной формы

$$U(r) = -V_0 f(r) - iW_0 g(r) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{m\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \vec{\sigma} \vec{\ell},$$

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}, \quad g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R-c}{b}\right)^2\right], \quad R = r_0 A^{1/3}. \quad (9)$$

Наилучшие значения всех семи параметров находились методом наименьших квадратов, где в итерационном процессе параметры автоматически подгонялись так, чтобы обеспечить наименьшее значение функционала  $\chi^2$ . Для счета элементов мат-

рицы оптического рассеяния  $\eta_{\ell_1}$  использовалась подпрограмма, написанная Ю.П. Елагиным. Интересующая нас величина  $\omega_1/E$  определялась по формуле

$$\frac{\omega_1}{E} = \frac{2}{E} \cdot \frac{(1 - \operatorname{Re} \eta_{0\frac{1}{2}})(3 - 2 \operatorname{Re} \eta_{1\frac{3}{2}} - \operatorname{Re} \eta_{1\frac{1}{2}}) + \operatorname{Im} \eta_{0\frac{1}{2}} (2 \operatorname{Im} \eta_{1\frac{3}{2}} + \operatorname{Im} \eta_{1\frac{1}{2}})}{|1 - \eta_{0\frac{1}{2}}|^2}$$

Поскольку имеет смысл только потенциал, не противоречащий другим опытным данным, мы использовали в качестве экспериментальных точек также взятые из различных источников значения силовых функций  $S_0$ , радиусов потенциального рассеяния  $R'$  и полных сечений  $\bar{\sigma}_t$ . Величины  $\bar{\sigma}_t$  брались при энергии 40 кэв, а  $S_0$ ,  $R'$  и  $\omega_1/E$  были довольно произвольно отнесены к энергиям, соответственно, 0,4; 5 и 40 кэв.

Сначала был определен набор параметров потенциала I (см. табл. 1), когда в машину вводилась информация только о 17 "типичных" значениях  $S_0$ , 16 -  $R'$  и 21 -  $\bar{\sigma}_t$  в диапазоне  $A = 50 + 240$ . Затем, при использовании только данных по  $\omega_1/E$  (28 экспериментальных точек), каждый параметр из набора I был "подправлен", и получился потенциал II.

Сопоставление расчетных величин со всеми известными нам экспериментальными демонстрируется на рис. 4 и 5. Там же для сравнения показаны кривые  $M$ , рассчитанные с популярным потенциалом Молдауэра <sup>/21/</sup> (он также представлен в табл. 1). Из рассмотрения рисунков и данных табл. 2 можно сделать вывод, что набор параметров II удовлетворительно описывает результаты измерения  $\omega_1/E$ , качественно передавая все особенности поведения этой величины с изменением  $A$ , и что три рассмотренных варианта потенциала описывают всю совокупность приведенных данных примерно с одинаковым успехом. Таким образом, можно говорить о применимости оптической модели к предсказыванию асимметрии рассеяния килоэлектронвольтных нейтронов.

Таблица 1  
Сводка вариантов оптического потенциала x/

Набор параметров	$V_0$ , МэВ	$W_0$ , МэВ	$V_{S_0}$ , МэВ	$\alpha$ , ф	$\beta$ , ф	$\epsilon$ , ф	$r_0$ , ф	$S_0$ , $10^{-4}$	$R'$ , ф	$\bar{\sigma}_t$ , б
I	48,4	10,1	10	0,46	0,89	0,40	1,25	1,22	5,8	7,3
II	49,7	9,2	10	0,50	0,81	0	1,25	1,15	5,0	6,0
III	46	14	7	0,62	0,5	0,5	1,16	1,32	5,2	6,8
IV	50,357	0,575	10	0,6585	1,0	0	1,25	0,89-0,79	0,65-0,75	1,7
V	50,355	0,182	10	0,6585	-	0	1,25	0,88-0,79	0,65-0,75	1,7
VI	51,288	0,209	10	0,6585	1,0	0	1,25	0,99-0,75	5,7-4,7	4,4
VII	47,0	3,4	10	0,6585	1,0	0	1,25	0,74-0,71	4,8-4,7	4,8

x/ Значения  $S_0$  и  $R'$  относятся к энергии 40 кэв для наборов I, II, M и к диапазону 0,4-40 кэв для остальных наборов;

$\bar{\sigma}_t$  - всюду для 40 кэв.

xx/ В наборе M имеется дополнительный параметр, так что  $R = (r_0 A^{1/3} + 0,6)$  ф.

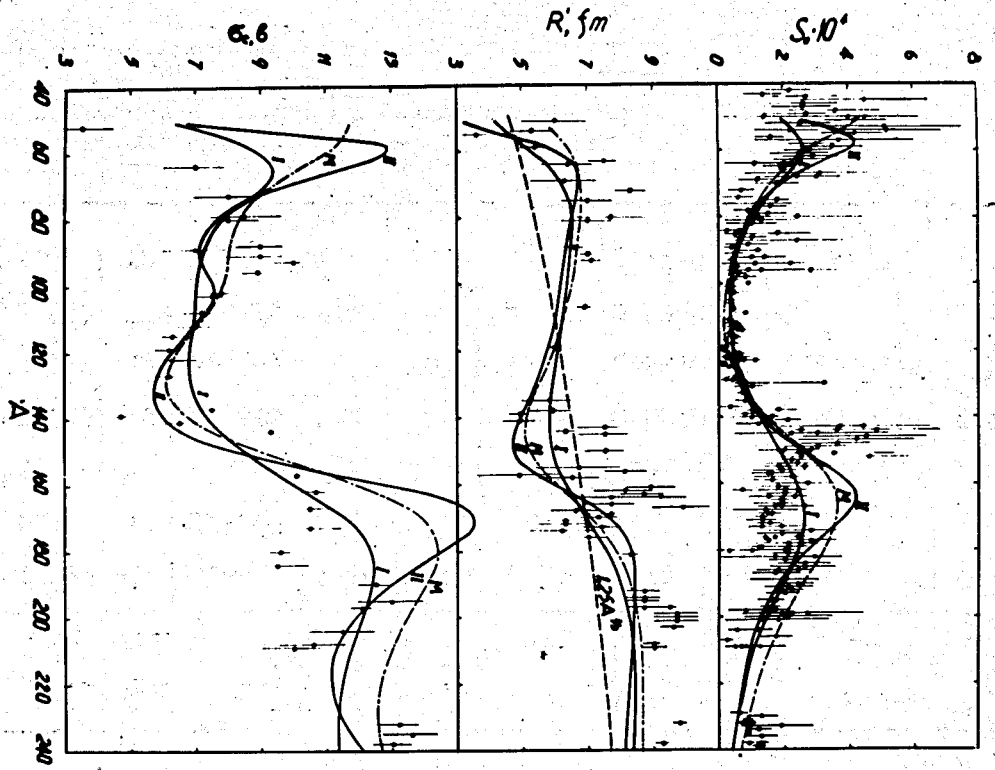


Рис.5. Сопоставление экспериментальных данных по  $S_0$ ,  $R'$  и  $\bar{\sigma}_1$  с расчетами по оптической модели. Обозначения кривых - те же, что и на рис. 4.

Таблица 2  
Значения  $\chi^2$  и  $\sqrt{\chi^2/m}$  для различных экспериментальных данных  $x/$

Набор параметров	$\omega_1/E$	$S_0 + R' + \bar{\sigma}_1$	$\omega_1/E + S_0 + R' + \bar{\sigma}_1$
I	621 - 4,7	477 - 3,0	1098 - 3,7
II	289 - 3,2	923 - 4,1	1212 - 3,8

$x/$  В каждом столбце слева стоит  $\chi^2$ , справа  $-\sqrt{\chi^2/m}$ ;  $m$  - число экспериментальных точек.

### Об аномальной асимметрии рассеяния

Знак асимметрии, соответствующий случаю  $\omega_1 < 0$ , и знаки всех величин, которые могут быть ответственными за этот случай, мы называем аномальными. Как видно из рис. 3, таким свойством явно обладает лишь рассеяние на лантане. Как выяснилось, возможные объяснения аномалии асимметрии влекут за собой существенные следствия, касающиеся целого круга других явлений. Вопрос представляется интересным и теоретически, и экспериментально. Ниже в очень сжатой форме изложены основные пункты рассмотрения этого вопроса в диссертации.

1. Факт отрицательности  $\omega_1$ , когда существенны только  $\ell = 0$  и 1, означает, что реальные части амплитуд  $s$ - и  $p$ -рассеяния имеют противоположные знаки  $x'$ . Действительно, в этом случае второе слагаемое числителя выражения (10) отрицательно, а первое слагаемое по модулю всегда меньше второго (заметим, что реальная часть амплитуды пропорциональна мнимой части соответствующего элемента  $S$ -матрицы). Известно, что вопрос о знаках амплитуд связан с существованием у системы сталкивающихся частиц стационарных или распадающихся состояний, так как всякое состояние порождает полюс  $S$ -матрицы при комплексной энергии  $E_0 - i\frac{\Gamma}{2}$ , где  $E_0$  - энергия соответствующего уровня, а  $\Gamma$  - его полная ширина. При изолированном уровне элемент матрицы для упругого рассеяния может быть записан в виде

$$S_{\ell_s}^J = \bar{S}_{\ell_s}^J \left( 1 - i \frac{\Gamma_0 \ell}{E - E_0 + i\Gamma/2} \right), \quad (11)$$

где  $\bar{S}$  обозначает  $S$ -матрицу в отсутствии уровня,  $\ell$ ,  $s$  и  $J$  - соответственно орбитальный, спиновый и полный моменты рассматриваемого канала, а  $\Gamma_0 \ell$  - "упругую" ширину. Характеристики полюса определяются конкретной физической природой состояния.

$x'$  Под  $p$ -амплитудой подразумевается ее независимая от угла часть (без  $\cos\theta$ ). В случае потенциального рассеяния для  $\omega_1 < 0$  требуется, чтобы имели разные знаки фазы  $\delta_0$  и  $\delta_1$  в соответствии с формулой (6).

2. Состояния составного ядра, являясь многочастичными возбуждениями, которые "живут"  $10^{-19}$ - $10^{-14}$  сек, проявляются в виде узких нейтронных резонансов. Для расчета амплитуд и сечений рассеяния в выражение  $S$ -матрицы (11) нужно подставить ширины и квантовые числа резонанса и  $\bar{S}_{\ell} = \exp(2i\delta_{\ell})$ .

Можно указать на два типа случаев, когда состояние составного ядра обуславливает аномальный положительный знак нейтронной амплитуды рассеяния: 1) для ряда элементов отрицательна когерентная длина рассеяния тепловых нейтронов (по определению, длина рассеяния обратна по знаку амплитуде); 2) в дифференциальных сечениях рассеяния нейтронов с  $E = 30$ -60 кэВ ядрами Na, Mg, Si, Ca и др.  $\omega_1 < 0$  /20/. В первом случае аномалия объясняется ближайшими  $s$ -резонансами, а во втором - положительным знаком  $p$ -амплитуды из-за влияния  $p$ -резонансов в области 50-150 кэВ, имеющих  $\Gamma \approx 1$ -10 кэВ.

У лантана же  $\omega_1 < 0$  в области энергий, где резонансы слишком узки и часты, чтобы вызвать аномалию.

3. Другим предельным случаем являются одночастичные состояния системы нейтрон-ядро. Имея время жизни  $10^{-22}$ - $10^{-21}$  сек, они проявляются в виде широких максимумов сечения в зависимости от  $E$  или  $A$ . С такими состояниями имеют дело в оптической модели ядра, где характеристики полюса  $S$ -матрицы можно "регулировать" параметрами оптического потенциала.

Расчеты с потенциалом (9) показывают, что сужение полюсов матрицы путем уменьшения мнимой части  $W_0$  приводит к появлению на шкале  $A$  узких областей, в которых реальная часть одной из парциальных амплитуд становится положительной. В частности, для  $s$ -волны одна из таких областей, где  $\omega_1 < 0$ , расположена вблизи таких  $A$ , что  $KR \approx \frac{7}{2}\pi$  ( $K$  - волновое число нейтрона внутри ядра). Это соответствует гигантскому  $4s$ -резонансу, вблизи которого расположен практически моноизотопный лантан.

Точная подгонка параметров потенциала к 10 измеренным значениям  $\omega_1$  и значениям  $S_0 = (0,75 \pm 0,25) \cdot 10^{-4}$ ,  $R' = (4,9 \pm 0,5)$  ф,  $\sigma_t^- = (4,7 \pm 1,0)$  б привела к указанным в табл. 1 наборам параметров III (поверхностное поглощение) и IV (объемное поглощение), которые дают совершенно одинаковую зависимость  $\omega_1(E)$  (кривая III, IV на рис. 6). Были получены также потенциалы V и VI, которые точно предсказывают наблюдаемые величины  $S_0$ ,  $R'$ ,  $\sigma_t^-$  (см. последние графы табл. 1) и первый из которых оставляет рассеяние аномальным.

В связи с гипотезой об оптическом потенциале с малой мнимой частью в диссертации обсуждены вопросы "тонкой структуры" оптического потенциала и зависимость его от относительной ориентации спинов нейтрона и ядра-мишени (заметим, что  $^{139}\text{La}$  содержит магическое число нейтронов  $N=82$ ).

4. По сравнению с двумя рассмотренными типами состояний, промежуточными свойствами обладают входные состояния (см. библиографию в работе /22/), которые обычно рассматривают как 3-, 5-, ...  $(2n+1)$ -квазичастичные. Если одно из таких состояний существует  $\approx 10^{-20}$  сек, распавшись во входной канал или превращаясь в состояние составного ядра, то оно порождает особенность S-матрицы промежуточной ширины  $\Gamma \approx 100$  кэв и той же формы (11).

В расчетах в качестве "фоновой" матрицы  $\bar{S}$  бралась матрица  $\eta_\ell$  в потенциале II (но с  $V_{s0}=0$ ), а упругой ширине  $\Gamma_{e\ell} = \Gamma^\dagger$  приписывалась присущая ей энергетическая зависимость, так что

$$\Gamma = \Gamma_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\ell+1/2}, \quad \Gamma^\dagger = \Gamma_0^\dagger - \Gamma_0^\dagger + \Gamma^\dagger,$$

где константы  $\Gamma_0$  и  $\Gamma_0^\dagger$  относятся к  $E=E_0$ . Поскольку входное состояние должно характеризоваться определенными значениями спина  $J_0$  и четности, полюс имеют лишь элементы матрицы с соответствующими значениями  $\ell$ ,  $s$ ,  $J$ , а остальные совпадают с  $\eta_\ell$ . В результате

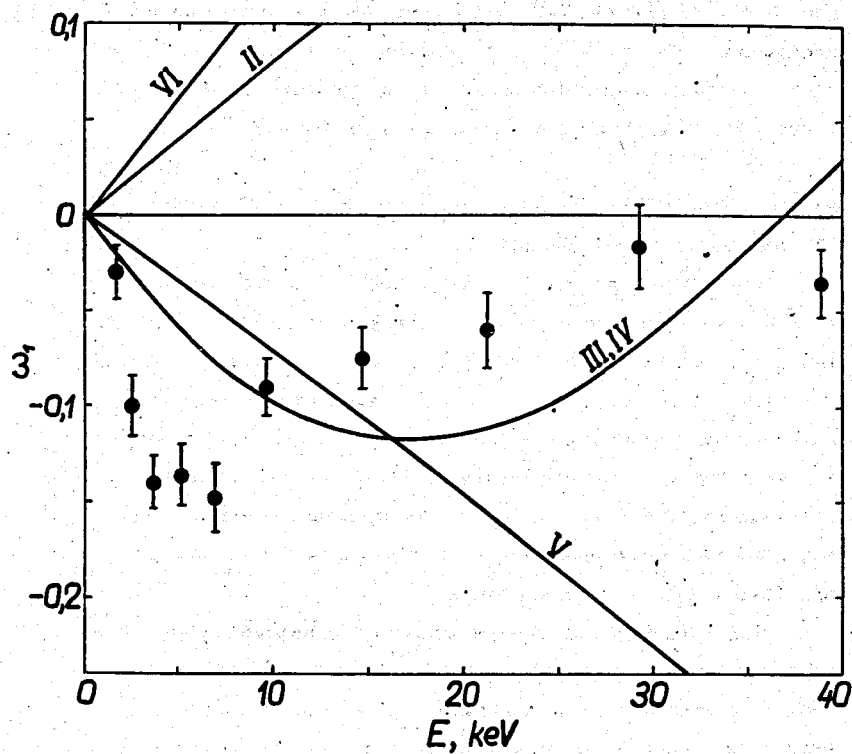


Рис.6. Сравнение экспериментальных значений  $\omega_f$  для лантана с расчетными при различных вариантах оптического потенциала.

$$\omega_1 = 6 \frac{(1-g)[(1-\text{Re}\eta_\ell)(1-\text{Re}\eta_{\ell'}) + \text{Im}\eta_\ell \text{Im}\eta_{\ell'}] + g[(1-\text{Re}S_\ell)(1-\text{Re}\eta_{\ell'}) + \text{Im}S_\ell \text{Im}\eta_{\ell'}]}{(1-g)(2\ell+1)|1-\eta_\ell|^2 + g(2\ell+1)|1-S_\ell|^2 + (2\ell+1)|1-\eta_{\ell'}|^2} \quad (12')$$

где  $g = (2J_0 + 1)/2(2I+1)(2\ell+1)$ ;  $\ell = 0$ ,  $\ell' = 1$  - для входного  $s$ -состояния и  $\ell = 1, \ell' = 0$  - для входного  $p$ -состояния. Кроме учета входного состояния с его статистическим весом  $g$  и пренебрежения спин-орбитальным взаимодействием в  $\eta_\ell$ , формулу (12) отличает от (10) также присутствие в знаменателе квадратов обеих парциальных амплитуд (в (10) квадратом  $P$ -амплитуды пренебрегалось).

Лучшие результаты получились для входного состояния с  $\ell = 1$ , примеры которых даны в табл. 3 и на рис. 7. Варианты 1-3 отобраны из однократного счета, а 4-10 получены подгонкой параметров  $E_0, \Gamma_0, \Gamma_0^\dagger$  методом наименьших квадратов. Нереальный случай с  $g = 1$  (вариант 10, "все" спины) включен в рассмотрение в иллюстративных целях, а варианты 8 и 9 отличаются от 5 и 6 тем, что в них предполагаются равные вклады обоих спиновых каналов в образование входного состояния (см. пункт 4) во введении).

Препятствием для безоговорочного принятия входного  $p$ -состояния в качестве истинной причины наблюдаемой аномалии являются завышенные величины  $S_1$ ,  $R'$  и  $\bar{\sigma}_t$  против их экспериментальных значений. В диссертации обсуждена ситуация с  $p$ -волновой силовой функцией  $S_1$  лантана.

#### Оценка поляризуемости нейтрона

Идея о получении оценки коэффициента электрической поляризуемости нейтрона  $\alpha_n$  в экспериментах с быстрыми нейтронами была впервые высказана в работе <sup>/17/</sup>, а ее наилучшая реализация сделана путем анализа асимметрии рассеяния  $\omega_1$  нейтронов с энергией 50-300 кэВ <sup>/16/</sup>. Возможность уточнить полученную оценку  $\alpha_n \leq 20 \cdot 10^{-42}$  см<sup>3</sup> посредством



Таблица 3

Сводка вариантов входного р-состояния х/

№ варианта	$\gamma_0$	$\theta$	$E_0$ , кэВ	$\Gamma_0$ , кэВ	$\Gamma_1$ , кэВ	$S_0$ , $10^{-4}$	$S_1$ , $10^{-4}$	$R'$ , фр	$\bar{\sigma}_t$ , $\delta$
1	2	0,104	30	70	40	1,22-1,15	30,6-16,9	5,17-9,73	19,0
2	3	0,146	40	70	30	"	16,2-26,6	5,15-8,15	18,1
3	5	0,229	50	70	20	"	10,3-26,8	5,15-6,35	14,9
4	2	0,104	66,2	107,0	68,4	"	6,1-13,3	5,15-6,74	11,8
5	3	0,146	67,0	99,2	52,0	"	7,0-16,1	5,15-6,34	11,9
6	4	0,188	67,7	95,9	42,8	"	7,6-17,9	5,15-6,09	12,0
7	5	0,229	68,1	93,0	36,1	"	8,0-19,0	5,15-5,91	12,0
8	3	0,292	68,9	91,9	30,1	"	8,5-20,3	5,15-5,73	12,1
9	4	0,375	69,7	91,2	24,7	"	9,0-21,3	5,15-5,57	12,2
10	все	1,000	71,7	89,1	10,7	"	10,1-24,0	5,14-5,17	12,4

х/ Значения  $S_0$ ,  $S_1$  и  $R'$  относятся к диапазону энергий  
1,6 - 40 кэВ, а  $\bar{\sigma}_t$  - к энергии 40 кэВ.

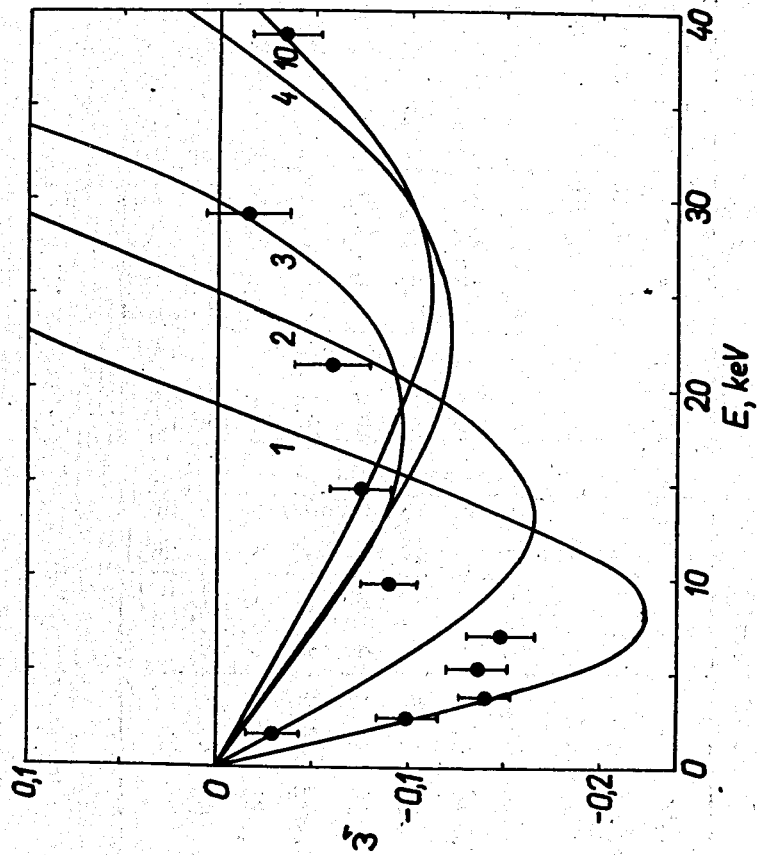


Рис.7. Сравнение экспериментальных значений  $\omega_1$  для лантана с расчетными при различных вариантах входного  $r$  - состояния. Непоказанные кривые для вариантов 5-8 проходят между кривыми 4 и 10.

измерений с более медленными нейтронами основана на двух фактах: 1) ядерная часть асимметрии  $\omega_{яд} \sim E$ , (это теперь хорошо доказано и экспериментально, и теоретически), 2) поляризационная часть  $\omega_{пол.} \sim E^{1/2}$ , что следует из формул (3) и (4), ибо в выражении для  $f_{пол.}(\theta)$  при  $kR \ll 1$  существенны только первые два члена. Поэтому можно написать, что

$$\omega_1(E) = \nu E - \mu E^{1/2}, \quad (13)$$

где  $\nu$  и  $\mu$  - подлежащие экспериментальному определению положительные константы. В работе /16/ показано, что для энергий до нескольких сотен килоэлектронвольт

$$\omega_{1пол.} = \frac{2\pi}{5} \frac{\alpha_n Z^2 e^2 m}{\hbar^2 R} k. \quad (14)$$

Результаты описанных выше измерений со свинцом (рис.2) вместе с полученными нами из работы /20/ изображены совместно на рис. 8. Обработка их методом наименьших квадратов по формуле (13) дает следующие значения констант:

$$\nu = (1,92 \pm 0,20) \text{ Мэв}^{-1}, \quad \mu = (0,005 \pm 0,037) \text{ Мэв}^{-1/2},$$

из которых второе с помощью соотношения (14) приводит к оценке  $\alpha_n = (0,7 \pm 5,4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ . Таким образом, можно утверждать, что с вероятностью  $\approx 68\%$   $\alpha_n$  лежит в пределах

$$-4,7 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 < \alpha_n < 6,1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 \quad (15)$$

Оценка (15) - одного порядка с теоретически ожидаемой величиной. Дальнейшее ее уточнение сопряжено с большими трудностями. Интерпретацию таких же, но более точных измерений могут осложнить резонансы, которые есть даже у свинца. Возможно, более перспективным окажется измерение очень малой асимметрии при еще более низких энергиях нейтронов.

Основные итоги исследований, описанных в диссертации, можно сформулировать следующим образом:

1. Создана установка и разработана методика для измерения угловых распределений рассеяния килоэлектронвольтных нейтронов ядрами.
2. Впервые измерены относительные угловые распределения нейтронов в области энергий  $\approx 1-40$  кэВ на ядрах 11 элементов.
3. Показано, что асимметрия рассеяния вперед-назад определяется потенциальным рассеянием, а механизм составного ядра вносит в нее лишь небольшой вклад.
4. Установлены закономерности поведения асимметрии в зависимости от энергии нейтронов и массы рассеивающих ядер. Они удовлетворительно воспроизводятся проведенными расчетами по оптической модели ядра.
5. Наблюдена аномальная асимметрия рассеяния нейтронов ядрами лантана, проявляющаяся в том, что сечение рассеяния вперед меньше сечения рассеяния назад.
6. В связи с аномалией на лантане рассмотрен вопрос о знаках амплитуд рассеяния в  $s$ - и  $p$ -состояниях. Предложены два возможных объяснения аномалии и проанализированы следствия, к которым они приводят. Показано, что этот вопрос требует дальнейших экспериментальных исследований.
7. Из измерений рассеяния нейтронов на свинце получена верхняя экспериментальная оценка коэффициента электрической поляризуемости нейтрона, которая до настоящего времени является наилучшей.

## Литература

1. W.D.Allen, A.T.G.Ferguson.Proc. Phys.Soc., A68,940(1955).
2. A.Langsdorf, Jr.,R.O.Lane,J.E.Monahan.Phys.Rev.,107,1077(1957).

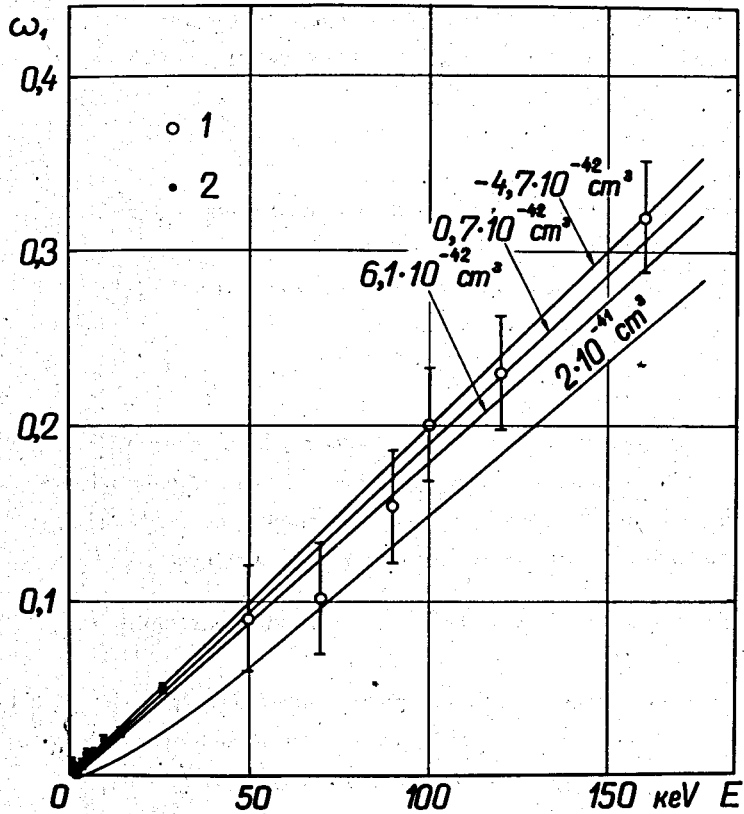


Рис.8. Экспериментальные значения  $\omega_1$  для свинца. Темные точки - наши (см. рис. 2), светлые точки получены из работы [20]. Кривые рассчитаны при фиксированном  $\nu = 1,92$  и указанных значениях  $a_n$ .

3. R.C. Block, W. Haerberli, H.W. Newson. Phys. Rev., 109, 1620 (1958).
4. R.O. Lane, A.S. Langsdorf, Jr., J.E. Monahan, A.J. Elwyn. Ann. Phys. (N.Y.), 12, 135 (1961).
5. J.M. Blatt, L.C. Biedenharn. Rev. Mod. Phys., 24, 258 (1952).
6. Ю.П. Попов, Ю.И. Фенин. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. Препринт ОИЯИ 1845, Дубна, 1964.
7. A. Asami, M.C. Moxon, W.E. Stein. Phys. Lett., B28, 656 (1969).
8. Г.В. Мурадян. Автореферат диссертации. ИАЭ им. И.В. Курчатова. Изд. ОИЯИ, Дубна, 1965.
9. Ф.Л. Шапиро. Лекции Всесоюзной летней школы по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях. Обнинск, 1966.
10. Ю.А. Александров, Д. Дорчоман, Жугрэрийн Сэрээтэр, Г.С. Самосват, Цой Ген Сор. Программа и тезисы докладов XV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Минск, 1965. "Наука" (1965).
11. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват. Препринт ОИЯИ Р-2495, Дубна, 1965.
12. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват, Ж. Сэтээтэр, Цой Ген Сор. Письма ЖЭТФ 4, 196 (1966).
13. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват. Сообщение ОИЯИ РЗ-4354, Дубна, 1969.
14. Г.С. Самосват. Препринт ОИЯИ РЗ-4724, Дубна, 1969;
15. В.С. Барашенков, И.П. Стаханов, Ю.А. Александров. ЖЭТФ, 32, 154 (1957).
16. R. M. Thaler. Phys. Rev., 114, 827 (1959).
17. Ю.А. Александров, И.И. Бондаренко. ЖЭТФ, 31, 726 (1956).
18. В.И. Гольданский, О.А. Карпунин, А.В. Куценко, В.В. Павловская. ЖЭТФ, 38, 1695 (1960).
19. Б.Е. Журавлев. Препринт ОИЯИ 3292, Дубна, 1967.
20. M.D. Goldberg, V.W. May, J.R. Stehn. BNL-400, 1962.

21. P.A. Moldauer. Nucl. Phys., 47, 65 (1963).

22. P. Axel. Nuclear Structure Dubna Symposium 1968, IAEA, Vienna, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 октября 1969 года.