

С 343г

А-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*На правах рукописи*

Г. В. АНИКИН

# **РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА**

**Специальность**

**(№ 055 физика атомного ядра и космических лучей)**

*Автореферат*

*диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук*

**Дубна—1971**

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

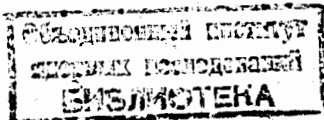
Г.В. Анишкин

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ  
НЕЙТРОНА

Специальность

( И 055 физика атомного ядра и космических лучей)

Автореферат диссертации на  
соискание ученой степени кандидата  
физико-математических  
наук



Дубна-1971

Работа выполнена в Физико-энергетическом институте

Научный руководитель

Кандидат физико-математических наук

АЛЕКСАНДРОВ Ю.А.

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук ПОЛИКАНОВ С.М.

Кандидат физико-математических наук ГУЛЬКО А.Д.

Ведущее предприятие: ИАЭ им. КУРЧАТОВА И.В.

Защита диссертации состоится "8" июня 1971г  
на заседании Учёного Совета ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учённый секретарь Совета КАРЖАВИНА Э.Н.

Автореферат разослан "4" мая 1971г

Интерес к исследованию дифференциальных сечений рассеяния быстрых нейтронов на малые углы связан с тем, что этот род экспериментальных данных очень чувствителен к периферийной части потенциала взаимодействия ядра с налетающим нейтроном. Исследование формы центрального дифракционного максимума в угловом распределении рассеянных нейтронов, имеющего угловой размер порядка  $\lambda/R$ , где  $\lambda$  - длина волны нейтрона, а  $R$  - радиус ядра, позволяет судить о величине и форме дальнедействующих добавок к ядерному потенциалу.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию и анализу угловых распределений быстрых (0,5-12,5 Мэв) нейтронов, рассеянных ядрами элементов с большими и средними атомными весами, в диапазоне углов  $\theta < 25^\circ$ . Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и приложений.

В гл. I дается исторический обзор литературы, посвященной рассматриваемой проблеме, а также приводятся некоторые оценки возможных искажений угловых распределений нейтронов, обусловленных эффектами дальнего действия.

§ I. Впервые внимание к вопросу о рассеянии нейтронов на малые углы было привлечено работой Швингера [1], в которой указывалось, что спин-орбитальное взаимодействие магнитного момента нейтрона с кулоновским полем ядра должно приводить к сильному росту сечения рассеяния при углах  $\theta < 2^\circ$  и к значительной поляризации рассеянных нейтронов. Этот эффект ("эффект Швингера") предлагалось использовать для получения полупривозанных быстрых нейтронов, а также для оценки степени поляризации нейтронов, получаемых в различных ядерных реакциях. Позднее такие оценки были выполнены для нейтронов с энергиями  $\sim 100$  Мэв [2] и  $\sim 3-4$  Мэв [3]. В работе [4], где в качестве мощного источника быстрых нейтронов был использован реактор, очень точно измерена угловая зависимость швингеровского рассеяния. Типичная кривая подобного рода [5] приведена на рис. I.

Авторы работы [4] указали на другой эффект, способный вызвать аномалии в области малых углов: взаимодействие наведенного электрического дипольного момента нейтрона  $\vec{p} = \mathcal{L}_n \vec{E}$  с электрическим полем ядра  $\vec{E}$ . Здесь  $\mathcal{L}_n$  - коэффициент поляризуемости нейтрона, имеющий размерность  $\text{см}^3$ . Поляризацонное взаимодействие должно приводить к более плавным (чем швингеровское) искажениям угловых распределений, уверенно зафиксировать которые можно лишь при тщательном выделении вклада в сечение рассеяния "чисто ядерного" (короткодействующего) потенциала.

Попытки экспериментального обнаружения поляризацонного рассеяния приводили к противоречивым результатам. В некоторых случаях были как-будто обнаружены значительные аномалии в угловой зависимости дифференциальных сечений [6, 7], которые могли бы соответствовать большой величине  $\mathcal{L}_n \sim (5-8) \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ . В других случаях искажения были значительно слабее или вовсе отсутствовали [8-10]. Как справедливо отметили авторы обзора [11], противоречивость выводов о величине  $\mathcal{L}_n$  была связана прежде всего с несовершенством модельных представлений, использованных для описания "чисто ядерного" рассеяния в диапазоне малых углов. В работе [7], например, для этой цели была использована дифракционная формула, а в работе [6] ядерное рассеяние аппроксимировалось формулой

$$\sigma(\theta) = A + B \cos \theta \quad (1)$$

В масштабе косинуса угла рассеяния зависимость, выражаемая формулой (1), дает прямую линию. Отклонение от прямой в работе [6] было интерпретировано как наличие поляризацонного рассеяния (см. рис. 2, где вклад швингеровского рассеяния вычтен из экспериментальных точек). Однако позднее непосредственный расчет ядерного рассеяния на основе оптической модели (см. рис. 3, где кривые просчитаны с параметрами потенциала из [12]) показал, что в рассматриваемом диапазоне энергий ядерное рассеяние не может быть аппроксимировано формулой (1).

В § 2 рассматриваются попытки оценить поляризуемость нейтрона в опытах по рассеянию  $\gamma$ -лучей.

Сечение рассеяния фотонов нуклоном определяется, в основном, его зарядом и магнитным моментом. Дипольный электрический момент, который наводится в нуклоне электромагнитным полем фотона, также может давать вклад в сечение рассеяния. Этот вклад (аналогично рэлеевскому рассеянию света молекулами) пропорционален квадрату частоты  $\gamma$ -кванта.

Анализ опытов по рассеянию  $\gamma$ -квантов протонами [13] дал для поляризуемости протона  $\mathcal{L}_p$  величину  $\sim 0,9 \cdot 10^{-42} \text{см}^3$ . Ввиду невозможности в настоящее время поставить прямые опыты по рассеянию фотонов нейтронами, были сделаны попытки оценить величину  $\mathcal{L}_n$  из опытов по рассеянию  $\gamma$ -квантов дейтонами. При угле  $\theta \sim 90^\circ$  сечение  $\gamma$ - $d$ -рассеяния оказалось в 1,6 раза больше соответствующей величины для протонов. Этот факт мог бы указывать [14, 15] на значительно большую величину  $\mathcal{L}_n$ , чем приведенное выше значение для поляризуемости протона.

Однако, ввиду отсутствия релятивистской теории дейтона оказывается невозможным точный учет вклада в "поляризуемость" дейтона неупругого процесса его фотодиссоциации. Оценки показали [16], что этот вклад ( $\sim 6 \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ ) сопоставим с величиной "поляризуемости" дейтона, наблюдаемой на опыте. Так что вклад в рассеяние, обусловленный поляризуемостью нейтрона (даже если бы величина  $\mathcal{L}_n$  была порядка  $(1+2) \cdot 10^{-40} \text{см}^3$ ), оказался бы замаскированным большим вкладом неупругих процессов. Предложенные опыты по рассеянию  $\gamma$ -квантов ядрами  $\text{He}_4$  [14], у которых порог фотодиссоциации значительно выше ( $\sim 20 \text{Мэв}$ ), пока не осуществлены, и результаты оценок величины  $\mathcal{L}_n$  из опытов с  $\gamma$ -квантами остаются неопределенными.

В § 3 указаны основные эффекты, рассмотренные в литературе, которые могли бы вызвать аномалии в области малых углов рассеяния нейтронов: влияние квадрупольного и магнитного моментов ядра, которое оказывается незначительным, влияние электронной оболочки, которое сосредоточено в области очень малых ( $\ll 1^\circ$ ) углов рассеяния. Таким образом при углах  $\theta$  от  $1^\circ$  до  $25^\circ$  оказывается необходимым учесть швингеровское (наиболее существенное при углах  $\theta < 3^\circ-4^\circ$ ) и поляризацонное рассеяние. Вклад по-

следнего, вообще говоря, неизвестен.

§ 4 посвящен рассмотрению формы углового распределения при наличии только швингеровского и ядерного взаимодействий.

В § 5 детально анализируются возможные искажения угловых распределений при добавлении к ядерному потенциалу швингеровского и поляризационного взаимодействий. Ядерный потенциал содержит спин-орбитальный член. В этом случае сечение рассеяния нейтронов на малые углы имеет вид (см., например, [8])

$$\sigma(\theta) = |f|^2 + |h|^2 + \gamma^2 \cdot \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + 2\gamma \text{ctg} \frac{\theta}{2} \cdot \text{Im} h + 2 \text{Re} f \cdot f_{\text{пол}}^E + (f_{\text{пол}}^E)^2 \quad (2)$$

Здесь  $f$  и  $h$  - спиновнезависимая и спиновозависимая части ядерной амплитуды рассеяния;  $f_{\text{пол}}^E$  - амплитуда рассеяния поляризационным потенциалом, вычисленная в Борновском приближении. Величина  $f_{\text{пол}}^E$  при малых углах рассеяния положительна (см. рис. 4). Что касается реальной части ядерной амплитуды  $\text{Re} f$ , то для тяжелых ядер при  $\theta \approx 0^\circ$  она, как правило, отрицательна. На рис. 5 величина  $\text{Re} f$  вычислена с параметрами оптического потенциала из работы [12] (кривая 1) и из работы [17] (кривая 2 для ядра урана).

При  $\text{Re} f < 0$  будет происходить частичная или даже полная (в зависимости от величины  $L_n$ , которой пропорциональна амплитуда  $f_{\text{пол}}^E$ ) компенсация двух последних членов в формуле (2). При  $L_n \sim (1+2) \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$  наибольшая степень компенсации достигается для энергии нейтронов 4-5 Мэв и 14 Мэв. Возможно, именно это послужило причиной отсутствия искажений кривых, приведенных в работах [9, 10]. Для энергии  $E_n \sim 1,5+2$  Мэв интерференционный член  $2 \text{Re} f \cdot f_{\text{пол}}^E$  превышает по модулю величину  $(f_{\text{пол}}^E)^2$  и суммарный вклад поляризационного рассеяния оказывается отрицательным. Возможный интерференционный характер искажений экспериментальных кривых отмечен авторами в работе [12].

Гл. II диссертации посвящена методике эксперимента и процедуре измерения сечений рассеяния при использовании в качестве источника нейтронов реакторного пучка.

В § I описан детектор нейтронов - цилиндрическая ионизаци-

онная камера, наполняемая водородом или метаном. Зависимость крутизны фронта импульса камеры от ориентации траектории протона отдачи в ней использована для выделения случаев лобовых соударений регистрируемых нейтронов с протонами газового наполнения. Это, в свою очередь, позволило осуществить спектрометрирование нейтронов, рассеиваемых образцом.

В § 2 описана электронная схема, позволяющая выделять наиболее крутые импульсы, соответствующие лобовым соударениям нейтронов с протонами. Последующий амплитудный анализ импульсов позволил выделить ряд энергетических групп нейтронов из широкого реакторного спектра.

В § 3 приводятся шесть выделенных энергетических групп нейтронов (см. рис. 6), описывается процедура калибровки их средних энергий с помощью электростатического генератора.

§ 4 содержит описание схемы опыта (рис. 7) и процедуры измерения сечения рассеяния. Описана процедура учета как изотропного фона помещения (от 0,5% до 10% счета детектора), так и фона от носика первичного коллиматора, составлявшего при минимальном угле  $\theta = 2,5^\circ$  около 30% счета детектора.

В § 5 описаны поправки в экспериментальные сечения рассеяния, которые необходимо было ввести для учета двукратного рассеяния в образце (2-6%), неупругого рассеяния (также единицы процентов), а для уранового образца - еще и нейтронов деления (1-2%).

В гл. III приводятся и анализируются результаты измерений сечений рассеяния нейтронов для трех элементов: меди, свинца и урана. Относительные величины сечений измерены для каждого углового распределения в 17 точках - от  $2,5^\circ$  до  $24^\circ$ . Абсолютные величины определялись уравнением эффектов рассеяния от данного образца и образцов из полиэтилена и графита в предположении изотропии рассеяния нейтронов на протонах в системе центра масс. Поскольку неизвестно, с какой точностью выполняется это предположение для малых углов рассеяния, в дальнейшем, при поиске наилучших параметров оптического потенциала и оптимального значе-



ния  $\alpha_n$ , использовались только относительные величины сечений, которые сравнивались с расчётными после соответствующей нормировки. Относительная статистическая точность, достигнутая в опыте,  $\sim 0,9\% - 3\%$  ( в то время как абсолютные значения сечений получены со статистической точностью  $7\% - 10\%$  ).

§I. На первом этапе анализа данные для трех элементов сравнивались с результатами вычислений сечений ( использовалась ф - ла (2), приведенная выше ) в рамках автоматической поисковой программы [18], позволявшей оптимизировать параметры оптического потенциала и величину  $\alpha_n$  для наилучшего описания формы экспериментальных угловых распределений. Ядерный потенциал был взят в форме, предложенной Бьёрклиндом и Фернбахом с энергетической зависимостью параметров, использованной в работе [12]. В качестве критерия согласия был использован средний квадрат относительно отклонения, приходящегося на одну экспериментальную точку

$$P^2 = \frac{1}{17} \sum_{i=1}^{17} \left( \frac{\xi \sigma(\theta)_{\text{экс}} - \sigma(\theta)_{\text{теор}}}{\xi \sigma(\theta)_{\text{экс}}} \right)^2 \quad (3)$$

Одновременно требовалось, чтоб и полные сечения взаимодействия были хорошо описаны.

Результаты подгонки можно видеть на рис. 8 - 10. В случае урана удалось найти единый набор параметров для всех энергетических групп нейтронов. Четыре низкоэнергетические кривые для меди также описываются одной группой параметров. Для группы с  $\bar{E}_n = 8,4$  Мэв в случае меди и для всех групп в случае свинца пришлось подбирать отдельные наборы параметров. На рис. 9 для свинца угловые распределения, представленные пунктиром, просчитаны с индивидуальными значениями  $\alpha_n$ , найденными для данной энергетической группы вместе с другими параметрами. Сплошные кривые соответствуют усредненному значению для свинца  $\alpha_n \approx 1,6 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

На вставках рис. 7 - 9 отложена зависимость величины  $P^2$  (ф-ла (3)) от коэффициента  $\alpha_n$  при фиксированных прочих параметрах потенциала. Видно, что при  $\alpha_n \sim (2 + 6) \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$  может быть получено минимальное значение  $P^2$  для всех экспериментальных кривых, что и даёт ориентировочную оценку коэффициента поляризуемости.

§ 2 - 3. Чтобы показать, что результаты этой оценки слабо зависят от формы избранного ядерного потенциала, для урана-238 все вычисления были выполнены более подробно. Число параметров ядерного потенциала было увеличено до 19. Наиболее важной деталью при этом было то, что в периферийной области ядерного потен-

циала было увеличено до 19. Наиболее важной деталью при этом было то, что в периферийной области ядерного потенциала могла реализоваться экспоненциальная добавка произвольной амплитуды и протяженности, которая могла бы в процессе оптимизации описания формы экспериментальных кривых "вытеснить" собой поляризационный потенциал, опадающий по закону  $1/r^4$ . Этого однако не произошло. И в этом случае, как видно на вставке рис. II, лучшее описание опытных данных получается при  $\alpha_n \sim 2,6 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ . Сплошные кривые на рис. II просчитаны с  $\alpha_n = 2,6 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ , пунктирные - с  $\alpha_n = 0$ . Видно, что абсолютные значения сечений при высоких энергиях нейтронов незначительно меняются при введении поляризационного потенциала, что и оправдывает проведение анализа с учетом только формы угловых распределений. Однако для низких энергий (особенно для  $\bar{E}_n = 1,33$  Мэв) разница уже значительна и выходит за пределы как погрешности опыта, так и неопределенности расчета сечений рассеяния.

Как можно видеть на рис. I26, абсолютное значение сечения рассеяния, полученное в опыте для спектра с  $\bar{E}_n = 1,33$  Мэв (изображено черным квадратиком; точность  $\sim 7\%$ ) также лучше всего согласуется с расчетом при  $\alpha_n = 2,6$ . На этом рисунке данные настоящей работы (светлые кружки) пришиты для сравнения формы и расчётным кривым с  $\alpha_n = 3 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$  и  $\alpha_n = 0$ .

На рис. I2а видно, что экспериментальные данные работы [19] (светлые треугольники - средние арифметические из сечений для  $\bar{E}_n = 1,2$  Мэв и  $\bar{E}_n = 1,6$  Мэв) согласуются с расчетом при  $\alpha_n = 1 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ . Если же иметь в виду форму экспериментальной кривой, то и здесь она лучше описывается расчетом при  $\alpha_n = 3 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$  (см. черные треугольники - нормированные данные работы [19]).

Вычисление величины  $\chi^2$ , обычно используемой при статистической оценке ошибки искомого параметра, для спектра с  $\bar{E}_n = 1,33$  Мэв показывает, что с вероятностью 99% значение  $\alpha_n$  лежит в пределах  $(2,6 \pm 1) \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

Была найдена группа параметров, хорошо описывающих угловые распределения при больших углах рассеяния, а также полные сечения и сечения неупругих взаимодействий (см. рис. I4 и I3, соот-

ответственно). С этими параметрами наилучшее описание сечений при малых углах получается также для  $d_n \sim 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

**Заключение.** Проведенный расчет показал, что добавление потенциала типа  $const/r^2$  существенно улучшает описание экспериментальных данных при малых углах рассеяния нейтронов. Однако, справедливости ради, следует отметить, что отсюда еще не следует поляризационная природа этого потенциала. Потенциал типа  $const/r^2$  (или близкий к нему) может быть следствием наличия ядерной "стратосферы", например.

Необходимо рассмотреть другие возможные проявления предполагаемой поляризуемости нейтрона, в частности, учесть ее влияние на массы и магнитные моменты ядер.

В Приложении I вычисляется спектральная чувствительность позитивной камеры.

Приложение II посвящено оценке вклада нейтронов, двукратно рассеянных в образце.

В Приложении III оценивается вклад неупруго рассеянных нейтронов.

В Приложении IV учитывается вклад нейтронов деления для уранового образца.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [18, 20-22].

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Schwinger. *Phys. Rev.* 73, 407, 1948
2. R. F. Voss, R. Wilson. *Phys. Mag. Ser. B*, 1, 175, 1956
3. Г. В. Горлов, Н. С. Лебедева, В. М. Морозов. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Труды Всесоюзной конференции, 1957, 93
4. Ю. А. Александров, И. И. Бондаренко. *ЖЭТФ*, т. 31, вып. 4, 726, 1956
5. Ю. А. Александров. Диссертация ФЭИ, 1959
6. Ю. А. Александров, Г. В. Аникин, А. С. Солдатов. *ЖЭТФ*, 40, 1878, 1961
7. Ю. В. Дукаревич, А. Н. Джмин. *ЖЭТФ*, 44, 130, 1963
8. M. Watt, S. B. Fossan. *Phys. Rev.* 137B 629, 1965
9. А. Адам, Ф. Деак и др. *ЯФ*, т. 8, вып. 3, 439, 1968
10. Г. В. Горлов, Н. С. Лебедева, В. М. Морозов, *ЯФ*, т. 8, вып. 6, 1086, 1968
11. Н. С. Лебедева, В. М. Морозов. *АЭ*, т. 28, вып. 4, стр. 310, 1970
12. Ч. У. Аникин, Ч. А. Александров, А. С. Солдатов. *Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerp, Belgium, July 19 to 23, 1965*
13. V. S. Barashenkov, H. Kaiser, E. Kapuscik, I. Kwecinski. *Nucl. Phys.* 50, 684, 1964
14. A. M. Baldin. *Nucl. Phys.* 18, 310, 1960.
15. V. S. Barashenkov, H. J. Kaiser. *Fortschr. Phys.* 10, 33, 1962.
16. Л. И. Липидус, Чжоу-Чжан-Чжао. *ЖЭТФ*, 39, 1286, 1960.
17. E. H. Auerbach and S. O. Moore. *Phys. Rev.* 135 14B, 895, 1964.
18. Г. В. Аникин и др. *АЭ* т. 28, вып. 5, 420, 1970.
19. P. T. Kuhnir, A. J. Elwin et al. *Phys. Rev.* 176, 1405, 1968
20. Г. В. Аникин, И. И. Котухов. Ядерно-физические исследования в СССР. Сборник аннотаций. Атомиздат, 1970, вып. 10, стр. 7.
21. Г. В. Аникин, И. И. Котухов. *ЯФ*, 12, 1121, 1970.
22. Г. В. Аникин, И. И. Котухов. *ЯФ*, в печати. Препринт ФЭИ-213, март 1971

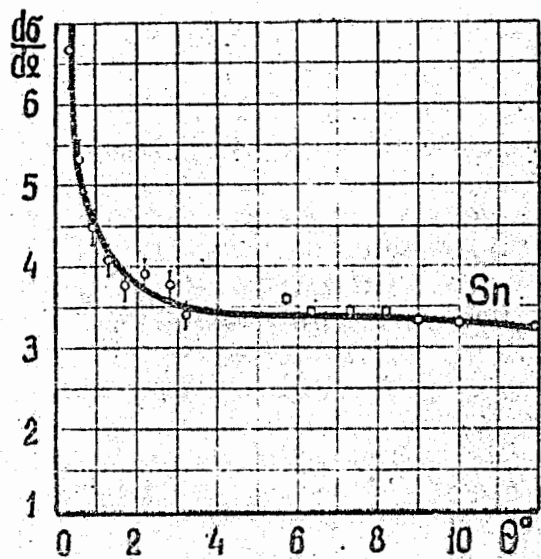


Рис. 1.

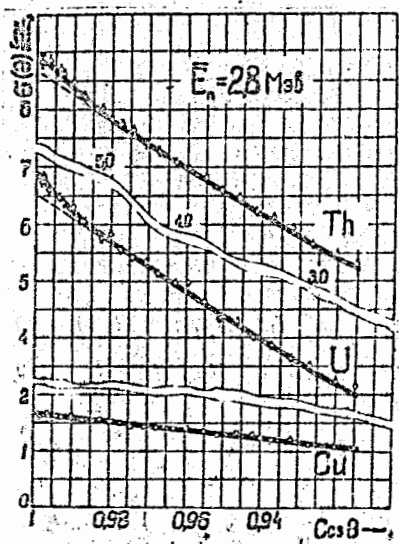


Рис. 2.

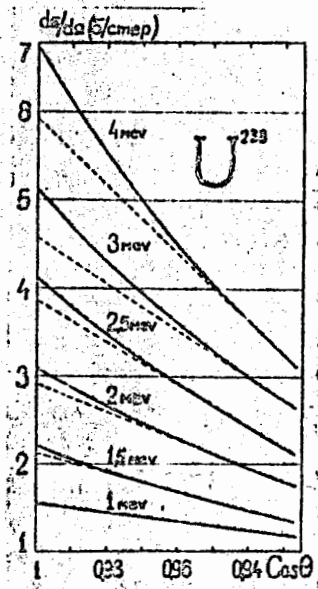


Рис. 3.

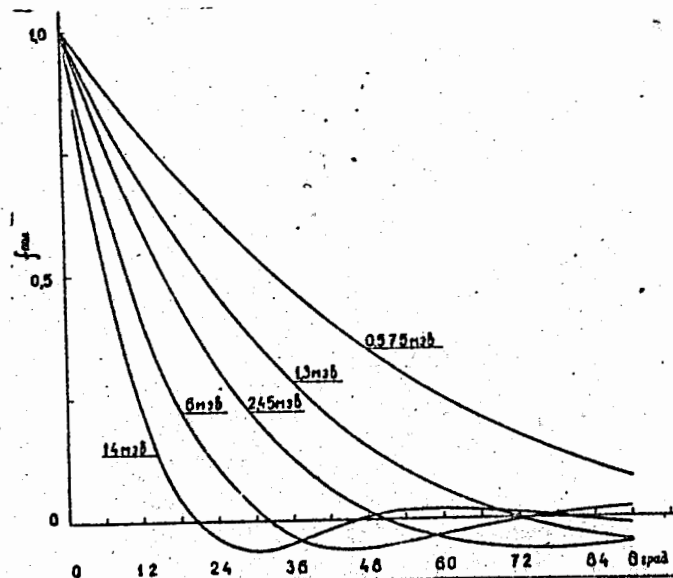


Рис. 4. Амплитуда поляризационного рассеяния нейтронов ядром урана-238, вычисленная в борновском приближении (относительно единицы).

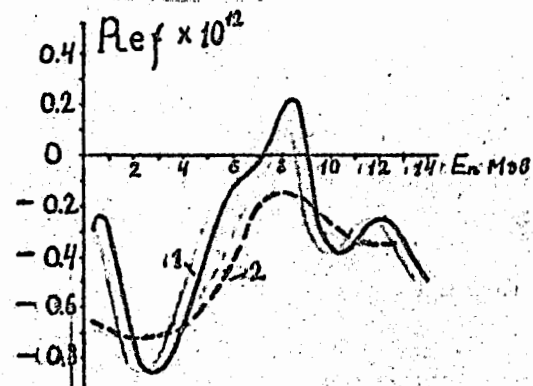


Рис. 5. Реальная часть амплитуды ядерного рассеяния нейтронов ядром урана-238.



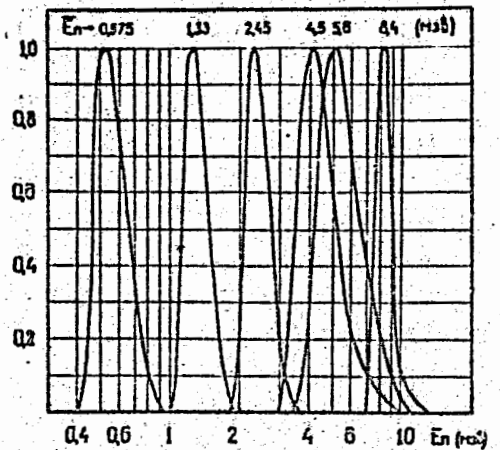


Рис. 6. Экспериментальные спектры нейтронов, для которых измерены дифференциально сечения рассеяния в настоящей работе.

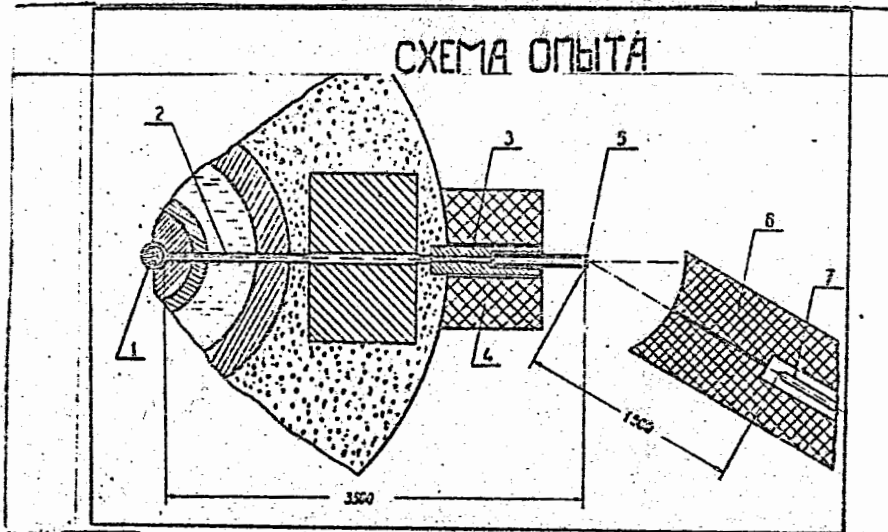


Рис. 7. 1- активная зона реактора. 2- канал в защите реактора. 3.- первичный коллиматор. 4- парафиновый экран. 5- рассеивающий образец. 6- парафиновая защита детектора. 7- детектор.

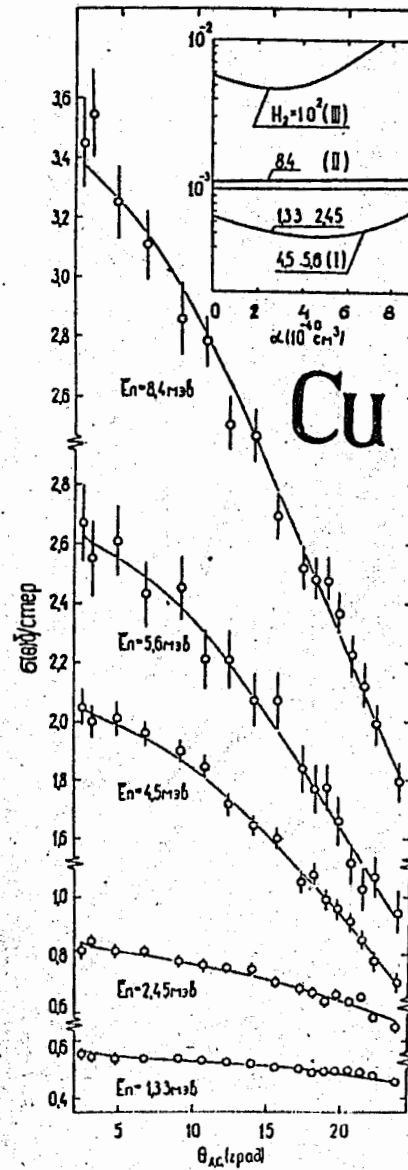


Рис. 8.

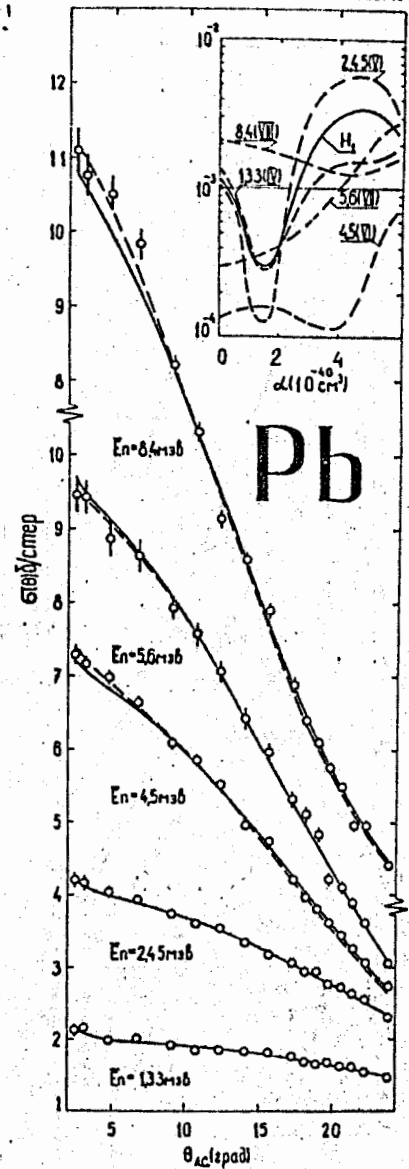


Рис. 9.

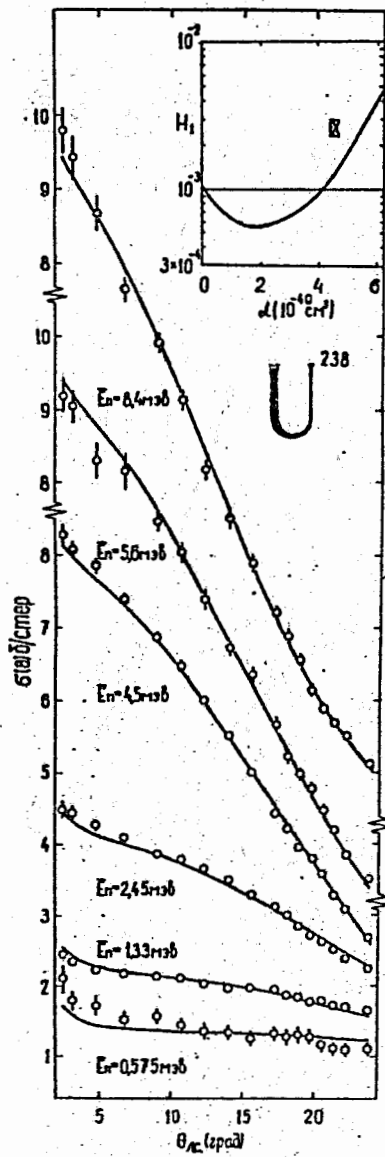


Рис. 10.

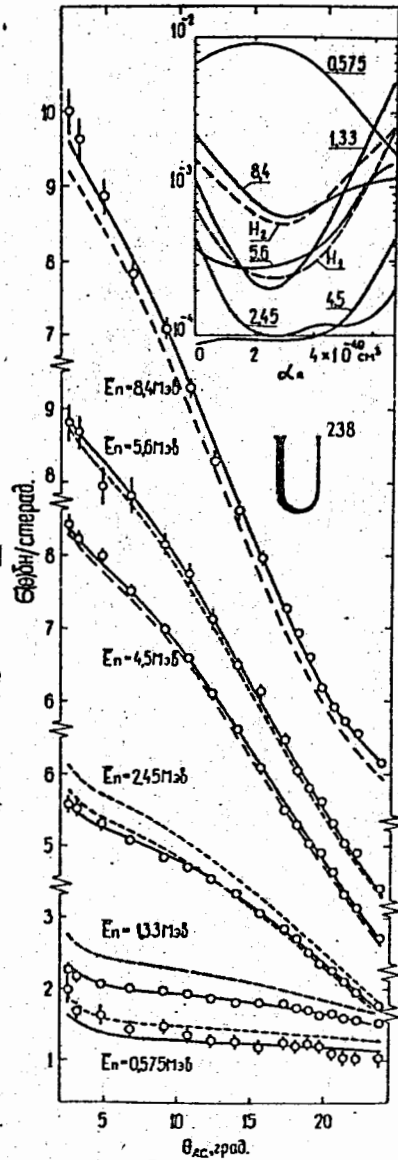


Рис. 11.

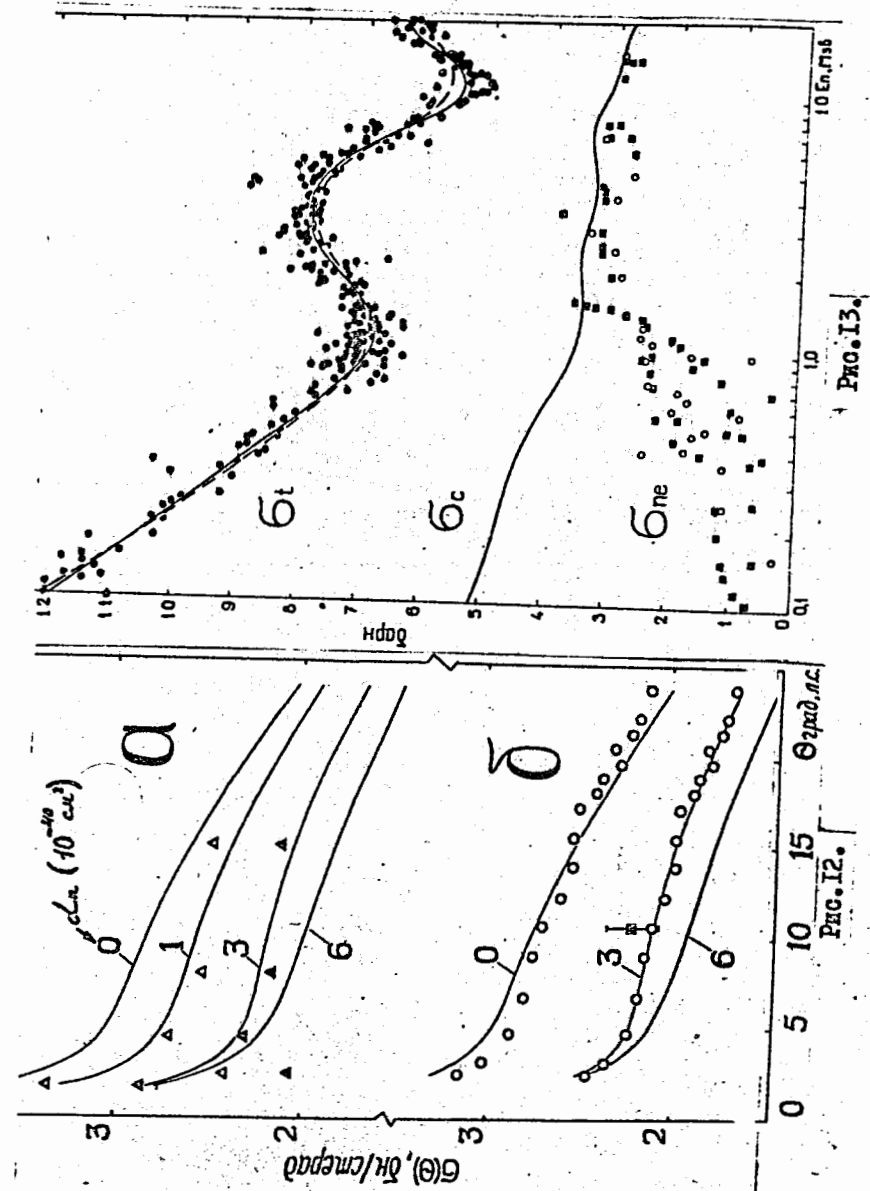


Рис. 12.

Рис. 13.

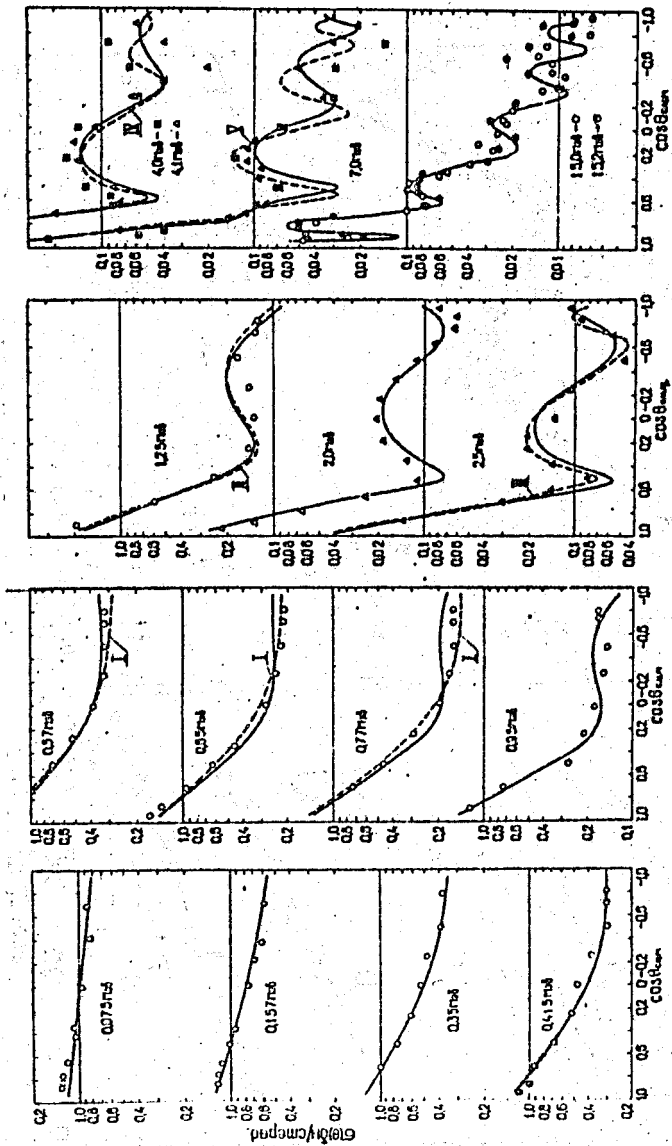


FIG. 14.