

Угловое распределение упруго и неупруго рассеянных нейтронов с энергией 2,34 Мэв на ядрах хрома, железа и свинца*)

О. А. Сальников

Получены спектры нейтронов, рассеянных ядрами хрома, железа и свинца с начальной энергией $E_0 = 2,34$ Мэв, и измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния для этих элементов в интервале углов от 30 до 135°. Источником нейтронов служила реакция $D(d, n) He^3$ при энергии падающих дейтронов 1 Мэв и угле вылета нейтронов 110°. В качестве детектора-спектрометра и монитора прямого потока использовалась ядерная фотоэмульсия. Рассеиватели имели форму шара диаметром 2,8 см. При расчете сечения упругого и неупругого рассеяния вводилась поправка на ослабление прямого потока в рассеивателе вследствие самоэкранирования и на многократное рассеяние. Угловое распределение нейтронов, неупруго рассеянных ядрами хрома и железа, а также ядрами свинца с возбуждением уровня, энергия которого равна 0,53 Мэв, оказалось изотропным в пределах точности эксперимента. Неупругое рассеяние на ядрах свинца, происходящее с возбуждением уровней с энергией 0,805 и 0,890 Мэв, нельзя считать изотропным.

Метод измерения и аппаратура

Источником нейтронов являлась реакция $D(d, n) He^3$ при энергии падающих дейтронов $E_d = 1$ Мэв. В качестве мишени использовался лед, в котором водород был замещен дейтерием. Для получения наименьшего разброса по энергии в первичном пучке нейтронов рассеиватель облучался нейтронами, вылетающими из мишени под углом 110° к направлению потоку дейтронов.

При этих условиях энергия нейтронов прямого потока E_0 была равна 2,34 Мэв.

Спектр нейтронов прямого потока изображен на рис. 1.

В качестве детектора-спектрометра рассеянных нейтронов и монитора прямого потока использовалась ядерная фотоэмульсия «Илфорд С-2» толщиной в 200 мк, регистрировавшая рассеянные нейтроны по протонам отдачи. Соотношение между пробегом и энер-

гией протонов отдачи для этой эмульсии известно в широкой области энергий.

Для коллимирования пучка нейтронов, падающих на рассеиватель, и защиты фотопластинок от прямого потока нейтронов мишень помещалась в полость большого бака с водой, каналы которого служили коллиматорами. Помещение мишени в бак уменьшало также фон от нейтронов, рассеянных окружающими предметами.

Схема эксперимента показана на рис. 2. Рассеиватели изготовлялись из литого металла в виде шаров диаметром 2,8 см. Расстояния между центрами рассеивателей и центрами фотопластинок равнялись 8 см. Рассеиватели помещались на расстоянии 57 см от мишени. Такая геометрия опыта обеспечивала угловое разрешение $\pm 10^\circ$.

При просмотре пластинок считались треки, горизонтальная проекция которых имела угол с осью проекции не больше 10° (ось проекции—линия, соединяющая центр рассеивателя с центром пластинок), а вертикальная проекция не превышала 0,1 его длины. После учета усадки проявленной

*) Работа была выполнена в течение 1953—1955 гг.; результаты сообщены частично на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве, 1955 г.

эмульсии это соответствует максимальному вертикальному углу, равному $14^{\circ}30'$.

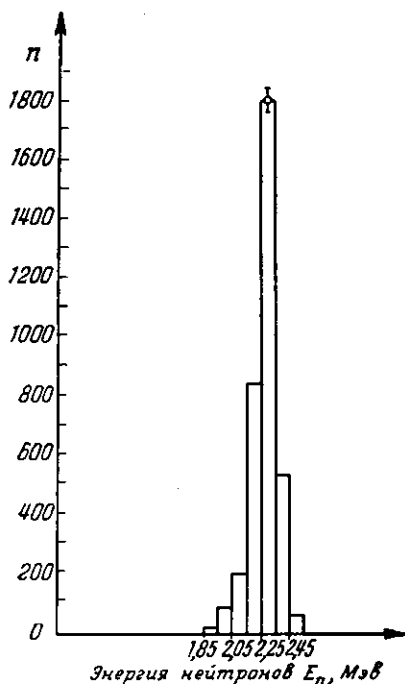


Рис. 1. Спектр нейтронов прямого потока.

Интервалы энергий, в которых суммировались треки при построении гистограмм спектров протонов отдачи, были выбраны рав-

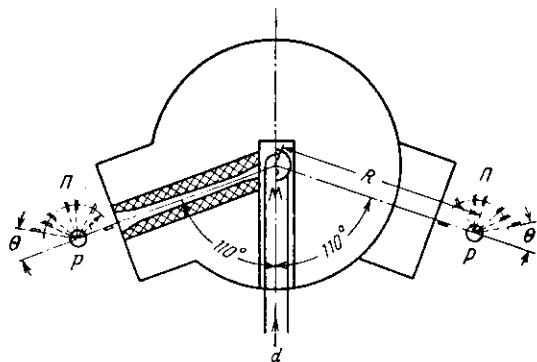


Рис. 2. Схема эксперимента.

M —мишень; P —рассеиватель; Π —фотопластинки; θ —угол рассеяния; R —расстояние от мишени до рассеивателя; r —расстояние от рассеивателя до фотопластинки; d —пучок дейтронов.

ными 100 кэв. При построении гистограмм делался пересчет для приведения эффекта

и фона к одинаковому потоку нейтронов и к одинаковому объему эмульсии.

Энергия регистрируемого нейтрона связана с энергией протона отдачи соотношением

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2 \gamma},$$

где E_n — энергия нейтрона; E_p — энергия протона отдачи; γ — угол между направлением движения нейтрона и направлением трека протона отдачи; $\overline{\cos^2 \gamma}$ — средний квадрат косинуса γ . При выбранной геометрии и указанных максимальных значениях горизонтального и вертикального углов $\overline{\cos^2 \gamma} = 0,94$.

Сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах хрома, железа и свинца были вычислены с учетом различия в эффективности регистрации рассеянных нейтронов и нейтронов прямого потока.

При расчете сечения упругого рассеяния делалась поправка на ослабление прямого потока в рассеивателе вследствие самоэкранирования. Многократное рассеяние учитывалось по методу, предложенному Блоком и Джонкером [1] и усовершенствованному Мейером и сотрудниками [2].

Были вычислены поправки на дву- и трехкратное рассеяние. При расчете сечения неупругого рассеяния учитывалось ослабление прямого потока только из-за неупругого рассеяния, ввиду того что при упругом соударении энергия нейтронов и их средний путь в рассеивателе почти не меняются. Многократным неупругим рассеянием можно пренебречь, так как второе неупругое соударение становится маловероятным из-за уменьшения сечения неупругого рассеяния нейтронов, испытавших неупругие соударения.

Результаты

На гистограммах спектров протонов отдачи от нейтронов, рассеянных ядрами хрома, железа и свинца, видны отдельные группы, хорошо разрешенные по энергии. Наиболее типичные гистограммы приведены на рис. 3, 4, 5.

Группы протонов с наибольшей энергией (2,3 Мэв) вызваны упруго рассеянными нейтронами. Остальные группы протонов являются протонами отдачи от нейтронов, рассеянных с возбуждением отдельных уровней ядер хрома, железа и свинца.

У железа эти нейтроны имеют среднюю энергию $1,5 \text{ Мэв}$, что соответствует уровню $0,85 \text{ Мэв}$. У хрома неупруго рассеянные нейтроны имеют среднюю энергию $0,9 \text{ Мэв}$, энергия уровня равна $1,44 \text{ Мэв}$. У свинца имеются две группы неупруго рассеянных нейтронов: одна—с энергией $1,8 \text{ Мэв}$ —соответствует рассеянию с возбуждением уровня,

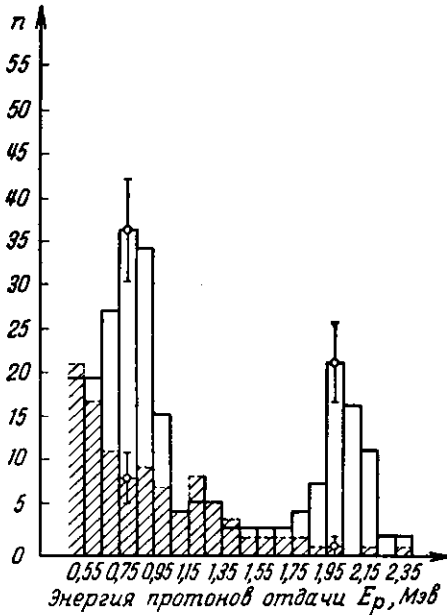


Рис. 3. Спектр протонов отдачи от нейтронов, рассеянных ядрами хрома под углом 90° . Штрихованные участки показывают величину фона рассеянных нейтронов

энергия которого $0,53 \text{ Мэв}$, другая—со средней энергией $1,5 \text{ Мэв}$ —соответствует рассеянию с возбуждением неразделенных в этой работе уровней, энергия которых $0,805$ и $0,890 \text{ Мэв}$.

На некоторых гистограммах появляется еще четвертая, очень слабо выраженная группа нейтронов (с энергией $1,2 \text{ Мэв}$), которая соответствует энергии уровня в $1,1 \text{ Мэв}$.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с начальной энергией $2,34 \text{ Мэв}$ для хрома, железа и свинца приведены в таблице (см. стр. 109).

Угловое распределение нейтронов с энергией $2,34 \text{ Мэв}$, неупруго рассеянных ядрами хрома, железа и свинца, приведено на рис. 6 и 7.

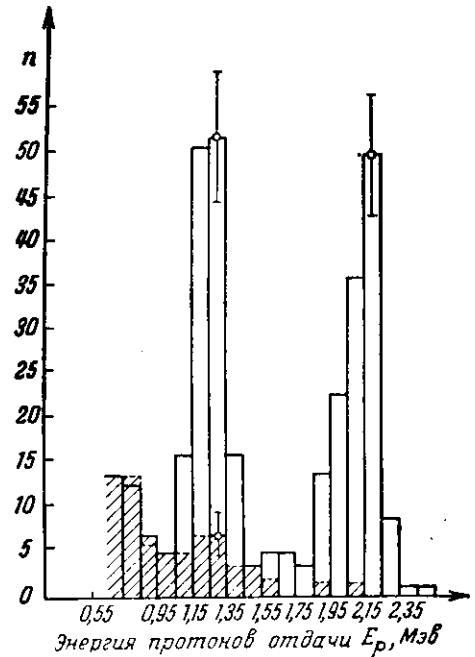


Рис. 4. Спектр протонов отдачи от нейтронов, рассеянных ядрами железа под углом 90° . Штрихованные участки показывают величину фона рассеянных нейтронов.

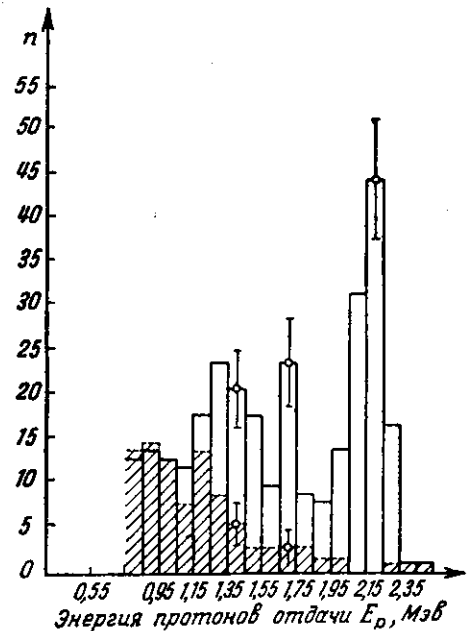


Рис. 5. Спектр протонов отдачи от нейтронов, рассеянных ядрами свинца под углом 90° . Штрихованные участки показывают величину фона рассеянных нейтронов.

Сечения упругого рассеяния

(в барнах)

Угол Эле- мент	30°	45°	60°
Хром . .	10,2±1,1	6,3±0,5	1,9±0,3
Железо . .	6,2±0,8	2,9±0,3	1,4±0,2
Свинец . .	20,4±1,7	7,7±0,7	2,6±0,4

Угол Эле- мент	90°	105°	135°
Хром . .	1,3±0,1	1,8±0,2	1,6±0,2
Железо . .	2,0±0,3	—	1,4±0,2
Свинец . .	4,3±0,5	3,6±0,4	2,4±0,2

Примечание. Все сечения рассчитаны на телесный угол 4π.

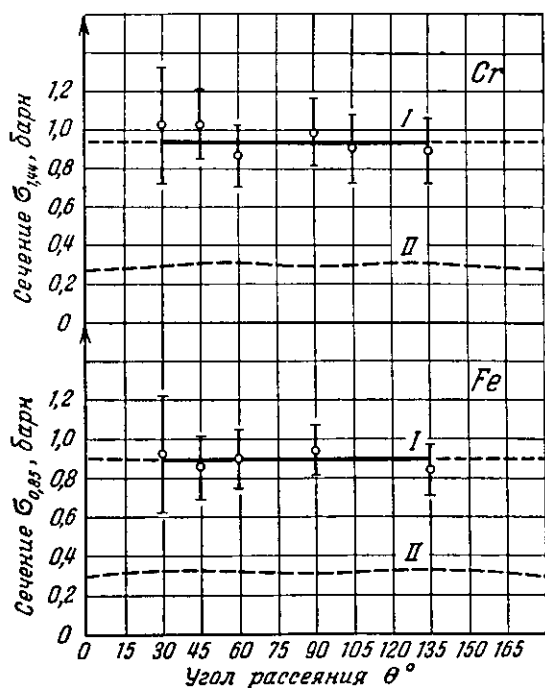


Рис. 6. Сечение неупругого рассеяния нейтронов с энергией 2,34 Мэв на ядрах хрома и железа. Все сечения рассчитаны на 4π.

I—данные эксперимента; II—расчетная кривая.

Полные сечения неупругого рассеяния для хрома и железа имеют следующие значения:

для хрома $\sigma_{in} = 0,93 \pm 0,08$ барн;

для железа $\sigma_{in} = 0,90 \pm 0,07$ барн.

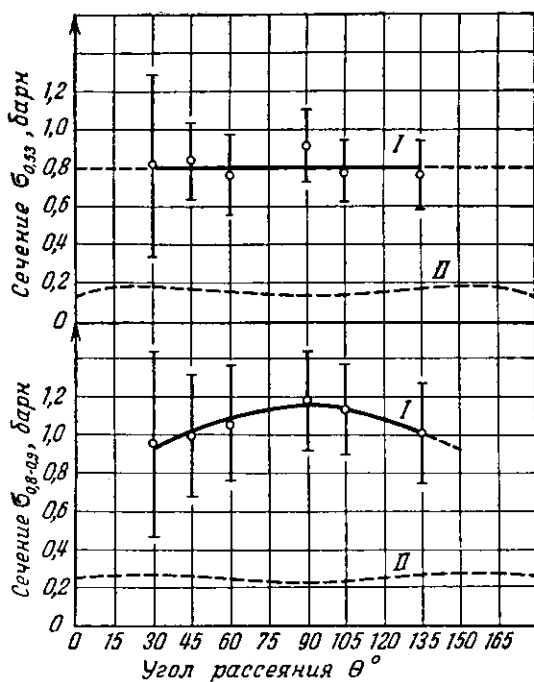


Рис. 7. Сечение неупругого рассеяния нейтронов с энергией 2,34 Мэв на ядрах свинца. Все сечения рассчитаны на 4π.

I—данные эксперимента; II—расчетная кривая.

Полное сечение неупругого рассеяния с возбуждением уровня свинца, энергия которого равна 0,53 Мэв, имеет величину $\sigma_{in}^{0,53} = 0,80 \pm 0,08$ барн.

Рассеяние с возбуждением неразделенных уровней свинца (энергия которых 0,805—0,890 Мэв), по нашему мнению, нельзя считать изотропным. Полное сечение неупругого рассеяния с возбуждением этих уровней свинца равно $\sigma_{in}^{0,8-0,89} = 1,08 \pm 0,10$ барн.

Обсуждение результатов

Все выделенные на гистограммах группы нейтронов соответствуют хорошо известным уровням данных элементов.

Для свинца известен еще уровень с энергией 1,74 Мэв, но, по-видимому, при начальной энергии нейтронов 2,34 Мэв он воз-

буждается слабо. Энергия нейтронов, рассеянных с возбуждением этого уровня, недостаточна для надежной регистрации в фотоэмульсии.

Результаты измерения дифференциальных сечений упруго рассеянных нейтронов на ядрах железа и свинца, полученные в настоящей работе, совпадают в пределах ошибок измерений с данными работы [3].

Результаты измерения дифференциальных сечений упруго рассеянных нейтронов на ядрах хрома публикуются впервые. Полные сечения, полученные суммированием полных сечений неупругого и упругого рассеяния, сравнивались с полными сечениями, измеренными методом пропускания [4]. Результаты совпали в пределах ошибок измерений.

Как видно из рис. 6, неупругое рассеяние для хрома и железа изотропно в пределах точности измерения. Кранберг и Левин [5] обнаружили небольшую анизотропию неупругого рассеяния на железе. Наши точки очень хорошо ложатся на кривую, предложенную этими авторами, однако ошибки эксперимента не позволяют сделать вывод об анизотропии неупругого рассеяния на железе.

Данные по угловому распределению неупруго рассеянных нейтронов на ядрах хрома отсутствуют. Нет также данных по угловому распределению неупруго рассеянных нейтронов на свинце, за исключением двух точек, полученных в работе Юровой [6]. Неупругое рассеяние с возбуждением уровня свинца, энергия которого равна $0,53 \text{ Мэв}$, изотропно в пределах ошибок измерения. Полученная величина сечения неупругого рассеяния для этого уровня кажется завышенной, так как в результате пересчета на изотоп свинца Pb^{207} , к которому относят этот уровень, сечение получается равным $3,8 \pm 0,4 \text{ барн}$. Но этот результат подтверждается данными других авторов.

Бондаренко [7] с помощью порогового детектора—камеры деления с U^{238} —измерил сечение неупругого рассеяния на свинце нейтронов с энергией $2,5 \text{ Мэв}$. Эффективный порог деления U^{238} равен $1,35 \text{ Мэв}$. Он получил $\sigma_{in} = 0,52 \pm 0,15 \text{ барн}$.

Для той же энергии с пороговым детектором, использующим реакцию $\text{P}^{31}(\text{n}, \text{p}) \text{Si}^{31}$, Пасечник [8] получил величину сечения $\sigma_{in} = 1,69 \pm 0,32 \text{ барн}$. Эффективный порог (n, p) реакции на фосфоре равен $1,7 \text{ Мэв}$. Рост се-

чения можно объяснить только наличием уровней с большими сечениями в интервале, на который отличаются эффективные пороги этих детекторов, т. е. уровней с энергиями $0,53$ и $0,805\text{—}0,890 \text{ Мэв}$. Особенно велико влияние уровня $0,53 \text{ Мэв}$, так как одним детектором—камерой с U^{238} —он почти не замечается, а другим— $\text{P}^{31}(\text{n}, \text{p}) \text{Si}^{31}$ —фиксируется полностью.

По-видимому, такое аномально большое сечение неупругого рассеяния можно объяснить большой вероятностью образования магического по нейтронам и протонам составного ядра Pb^{208} . Что касается неразделенных уровней с энергией $0,805\text{—}0,890 \text{ Мэв}$, то из рис. 7 видно, что дифференциальные сечения неупругого рассеяния для этих уровней ложатся на плавную кривую, симметричную относительно 90° . Правда, анизотропия меньше, чем ошибка эксперимента, но плавный ход изменения сечения неупругого рассеяния и совпадение наших данных с данными работы Юровой [6] (для измеренных углов 40° и 100°) подтверждают анизотропию.

Сечения неупругого рассеяния нейтронов сравнивались с дифференциальными сечениями, вычисленными на основании теории Хойзера и Фейсбаха [9]. При вычислении использовалась оптическая модель Портера, Фешбаха и Вайскопфа [10]. При расчете использовался потенциал вида:

$$U(r) = -V_0(1 + i\xi) \text{ для } r < a, \\ U(r) = 0 \text{ для } r > a,$$

где $a = 1,45 A^{1/3} 10^{-13} \text{ см}$ — радиус ядра; $V_0 = 42 \text{ Мэв}$; $\xi = 0,03$.

Такой выбор параметров потенциальной ямы обеспечивал наилучшее совпадение полных сечений, полученных экспериментально и вычисленных теоретически.

Как видно из рис. 6 и 7, все измеренные сечения неупругого рассеяния в 3—10 раз больше вычисленных. Это расхождение объясняется формой принятого потенциала и малой величиной ξ .

Угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов, предсказанное теорией, мало отличается от изотропного. Это не противоречит результатам данной работы, за исключением неупругого рассеяния для уровня свинца с энергией $0,805\text{—}0,890 \text{ Мэв}$. Вероятно, это происходит из-за неприменимости статистической теории к составному ядру $\text{Pb}^{207}(\text{Pb}^{206} + \text{n})$.

К составному ядру Pb^{208} статистическая теория, вероятно, применима, так как оно возбуждается значительно сильнее, чем составное ядро Pb^{207} .

Автор выражает благодарность действительному члену АН УССР А. И. Лейпун-

скому за постоянный интерес к работе и кандидатам физико-математических наук О. Д. Казачковскому и И. И. Бондаренко за ценное обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию 13 II 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Blok, C. Jonker, *Physica* **18**, 809 (1952).
 2. R. Meier, P. Scherrer, G. Trumphy, *Helv. Phys. Acta* **27**, 577 (1954).
 3. M. Walt, *Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva, 1955, vol. 2. U. N., N. Y., 1956, p. 18.
 4. D. J. Hughes, J. A. Harvey, *Neutron Cross Sections*, Mc Graw-Hill Comp., 1955.
 5. L. Cranberg, J. Levin, *Phys. Rev.* **103**, 343 (1956).
 6. Л. Н. Юрова, Частное сообщение.
 7. И. И. Бондаренко, Частное сообщение.
 8. М. В. Пасечник, *Физические исследования* (Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии). Изд. АН СССР, 1955, стр. 319.
 9. W. Hauser, H. Feshbach, *Phys. Rev.* **87**, 366 (1952).
 10. H. Feshbach, C. Porter, V. Weisskopf, *Phys. Rev.* **96**, 448 (1954).
-