

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ η С ЭНЕРГИЕЙ ДЛЯ U^{233} , U^{235} и Pu^{239} *)

Г. Палевский, Д. Юв, Р. Циммерман, Р. Эйзберг**)

(Брукхейвенская Национальная лаборатория, Эптон, шт. Нью-Йорк, США)

Описывается метод прямого измерения изменения η с энергией числа нейтронов деления ν , испускаемых на один поглощенный нейтрон. При помощи этого метода можно определить также сечения деления, используя данные по полному сечению. Приводятся результаты для U^{233} , U^{235} и Pu^{239} в области вблизи тепловой энергии нейтронов, представляющей интерес для конструирования реакторов. При сравнении с η , вычисленным из данных по полным сечениям и сечениям деления, получено хорошее совпадение результатов в случае U^{233} и U^{235} , в случае же Pu^{239} наблюдается расхождение, выходящее за пределы экспериментальных ошибок. Дополнительно проведенный эксперимент показал, что в случае Pu^{239} ν (число нейтронов на одно деление) постоянно в рассматриваемой области энергии, следовательно, расхождение не может быть приписано изменению ν .

Введение

Изменение с энергией величины η , числа нейтронов, испускаемых делящимся веществом при поглощении одного нейтрона, является характеристикой, имеющей важное значение для понимания как процесса деления, так и динамики реактора. Эта величина определяется следующим образом:

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a}, \quad (1)$$

где ν —число нейтронов, испускаемых в одном акте деления, σ_f —сечение деления и σ_a —сечение поглощения (сечение радиационного захвата плюс сечение деления).

*) Работа выполнена по соглашению с Комиссией по атомной энергии Соединенных Штатов Америки.

**) Р. Эйзберг в настоящее время работает в отделе физики Миннесотского университета, Миннеаполис, шт. Миннесота, США.

Согласно капельной модели ядра в применении к делению [1], влетающий в ядро нейтрон передает свою энергию другим нуклонам, и процесс деления происходит раньше, чем нуклоны потеряют свою энергию возбуждения в виде излучения. Испускаемые мгновенные нейтроны «испаряются» из сильно возбужденных осколков деления сразу же после их разделения. Согласно такой модели в случае медленных нейтронов величина ν не зависит от энергии влетающего нейтрона, так как его кинетическая энергия незначительна по сравнению с энергией возбуждения промежуточного ядра. Исходя из этого, вначале полагали, что η также не будет зависеть от энергии в случае нейтронов малых энергий вследствие постоянства ν и предполагаемой большой вероятности деления по сравнению с захватом.

В 1944 г. в Лос-Аламосе [2] были обнаружены резонансы в сечении деления, параметры которых указывали на то, что делительные ширины сравнимы с радиационными

Из этих экспериментов и измерений полных сечений делящихся веществ, проведенных в Колумбийском университете (Рейнуотер и Хэвенс, 1945 г.), следовало, что отношение сечения деления к сечению поглощения меняется от уровня к уровню, а поэтому и η будет изменяться с энергией.

К началу данных экспериментов изменение η с энергией в тепловой области (знание которого необходимо для расчета реакторов) было известно только из отношений сечений деления и поглощения при предположении постоянства γ . Однако в случае U^{235} изменение η , полученное из такого рассмотрения, сильно расходилось с результатами измерения температурного коэффициента реактивности, проведенного при пуске реакторов в Окридже и Хэнфорде. Данный прямой метод измерения изменения η с энергией был разработан для выяснения этого расхождения. Полученные результаты согласовались с наблюдавшимися температурными коэффициентами реактивности; позднее было показано, что первоначальное расхождение явилось результатом ошибки в ранних измерениях сечения деления.

Принцип метода прямого измерения изменения η

В этом эксперименте изменение η с энергией измеряется непосредственно. В совершенно одинаковых экспериментальных условиях измеряются две величины: 1) число нейтронов деления, испускаемых в единицу времени из толстой фольги делящегося вещества при изменении энергии падающих нейтронов, и 2) изменение с энергией падающего на фольгу потока нейтронов.

Таким образом, из отношений этих скоростей счета можно получить изменение величины η с энергией. Нейтроны деления обнаруживаются по протонам отдачи, регистрируемым сцинтилляционным счетчиком [3]. Так как используется толстый образец делящегося вещества, то поглощаются почти все падающие нейтроны и в сцинтилляционном детекторе достигается максимально возможная скорость счета.

Поток падающих нейтронов измеряется с помощью борного детектора в виде пропорционального счетчика с BF_3 , который поглощает лишь несколько процентов нейтронов из падающего пучка. Сечение бора в изме-

ряемой области энергий меняется по закону $1/v$ [4], [5], и, поскольку детектор является «тонким», эффективность его меняется почти так же, как сечение.

Связь η с измеряемыми скоростями счета, в предположении, что образец является «черным», выглядит следующим образом:

$$\frac{c_f}{k_f} = v \frac{c_f}{c_a} \cdot \frac{c_B}{k_B} = \eta \frac{c_B}{k_B}, \quad (2)$$

где c_f —скорость счета сцинтилляционного счетчика, регистрирующего нейтроны деления из урана, c_B —скорость счета борного счетчика, измеряющего поток падающих нейтронов, k_f и k_B —эффективности сцинтилляционного и борного счетчиков, соответственно. k_f —постоянно в области энергий, в которой проводились эти измерения; k_B —пропорционально $1/\sqrt{E_i}$, где E_i —энергия падающего нейтрона. Таким образом,

$$\eta = \frac{k}{\sqrt{E_i}} \cdot \frac{c_f}{c_B}, \quad (3)$$

где k —постоянная, не зависящая от энергии нейтрона. В этих экспериментах мы не пытались определить абсолютное значение η , и результаты проноормированы при энергии $E=0,0253$ эв к значениям η , приведенным в «Атласе нейтронных сечений» [6].

В действительности же образец не является совершенно «черным» для падающих нейтронов, поэтому для расчета небольшой поправки на нейтроны, не поглощенные в фольге, необходимо знать сечение поглощения. Однако, поскольку почти все падающие нейтроны поглощаются, результаты эксперимента слабо зависят от сечения поглощения. При обработке экспериментальных данных вводились небольшие поправки на примесь других изотопов (1–3%), отклонение чувствительности борного счетчика от закона $1/v$ ($\sim 1\%$) и на потерю нейтронов за счет рассеяния в фольге ($< 1\%$).

Поправка на рассеяние, малая в тепловой области, становится более существенной при применении этого метода в измерениях при больших энергиях, когда поглощение уменьшается.

В случае «черного» образца теряются только те нейтроны, которые рассеиваются назад от передней поверхности фольги, остальные рассеянные нейтроны поглощаются. Расчет показывает, что в случае «черного»

образца эффективное сечение рассеяния составляет только 15% от истинного сечения рассеяния. Это снижение влияния рассеяния имеет значение при измерениях в области больших энергий, где сечение рассеяния составляет заметную часть полного сечения. Определение эффективного сечения рассеяния и кривая, дающая его величину для образцов различной толщины, приводятся в приложении.

Энергия падающих нейтронов определяется по методу времени пролета с использованием брукхэйвских медленнодействующего и быстродействующего механических прерывателей пучка котельных нейтронов. Прямое измерение η можно проводить не только применявшимся методом определения энергии падающих нейтронов. Кроме экспериментов в Брукхэйвене с использованием метода времени пролета, аналогичные измерения проводились в Хэнфордской лаборатории, в которых для разделения нейтронов по энергиям использовался кристаллический монохроматор [7]. На Женевской конференции в августе 1955 г. были доложены некоторые дополнительные результаты, полученные этим же методом [8]*).

Прямое измерение η является простым и точным методом определения изменения η с энергией. Определение изменения η в области резонансных энергий нейтронов из данных по измерению сечений затруднительно, так как для надежной интерпретации данных по полному сечению и сечению деления необходимо хорошее разрешение. Поскольку η меняется с энергией значительно медленнее, чем σ_a или σ_f , для исследования изменения η целесообразно использовать прямой метод. С экспериментальной точки зрения метод прямого измерения имеет то преимущество, что используется толстый образец, который позволяет получить высокую скорость счета; в то же время влияние сечения поглощения и толщины образца на получаемые результаты незначительно. В противоположность этому при измерении сечений образцы должны быть тонкими в резонансной области, чтобы получить правильную оценку изменения η с энергией. Данный метод

позволяет использовать одну и ту же аппаратуру при экспериментах с различными делящимися веществами, причем при переходе к эксперименту с другим изотопом необходимо только одну фольгу заменить другой. Кроме того, наложение импульсов от α -частиц, являющееся серьезным препятствием при измерении веществ с высокой удельной α -активностью при помощи ионизационной камеры, не вызывает никаких трудностей в методе прямого измерения η .

Детектор нейтронов деления

Нейтроны деления регистрируются по протонам отдачи, возникающим в суспензии ZnS в люците. Эта сцинтиллирующая смесь отливается в форме цилиндров диаметром ~ 50 мм и высотой примерно 37,5 мм. Один конец цилиндрика имеет небольшое сферическое углубление для хорошего контакта с торцом фотоумножителя RCA 5819. Сцинтиллирующие цилиндрики изготовлялись из смеси 70 г порошка люцита и 4 г $ZnS-Ag$ (с размером зерен 40 мк) путем нагревания до $120^\circ C$ в пресс-форме при давлении 176 г/см² [9]. Образуется механически прочный, не гигроскопичный цилиндр, который можно легко установить на торец фотоумножителя типа RCA 5819.

Коллимированный нейтронный пучок брукхэйвского медленнодействующего прерывателя нейтронов имеет размеры $37,5 \times 89,5$ мм. Шесть фотоумножителей RCA 5819 располагаются по периферии площади пучка, окружая образец. Расположение аппаратуры показано на рис. 1. Относительный телесный угол, занимаемый шестью сцинтилляционными счетчиками, согласно расчету составляет 10%.

Рабочая точка сцинтилляционного счетчика определяется двумя критериями. Во-первых, эффективность счетчика к нейтронам деления должна быть возможно большей. Во-вторых, чувствительность сцинтилляционного счетчика к γ -лучам (n, γ -реакции в исследуемой фольге из делящегося вещества должна быть настолько мала, чтобы число отсчетов, обусловленное этим процессом, было меньше 1% всех регистрируемых отсчетов. В работе [3], проведенной в Брукхэйвене, было установлено, что смесь ZnS с люцитом имеет малую чувствительность к γ -лучам. Однако для проверки второго

*) Метод, аналогичный методу авторов статьи, был независимо применен в Советском Союзе для прямого измерения изменения η с энергией для U^{233} , U^{235} и Pu^{239} в области энергии 0,01—0 эв [20], [21]. *Прим. ред.*

критерия был проведен следующий опыт. В детекторной установке, предназначенной для проведения эксперимента, фольга из делящегося вещества заменялась золотой фольгой, толщина которой выбиралась с таким расчетом, чтобы образовывалось примерно

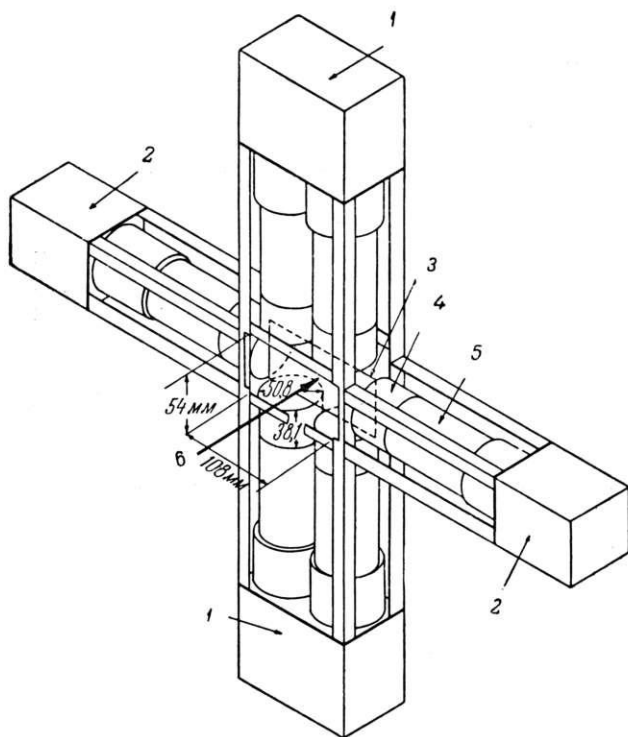


Рис. 1. Схема сцинтилляционного детектора.

1—делитель напряжения фотоумножителя и катодный повторитель; 2—делитель напряжения фотоумножителя; 3—фольга из U^{235} ; 4—цилиндр из смеси ZnS и люцита; 5—фотоумножитель RCA 5819; 6—нейтронный пучок.

такое же число γ -квантов за счет (n, γ)-реакции, как и в случае фольги из делящегося вещества. Затем подбирались такое сочетание напряжения на счетчике, усиления и уровня дискриминации, при котором скорость счета составляла примерно 0,1% от скорости счета при исследовании с фольгой из делящегося вещества. Дополнительный множитель $1/10$ вводился из-за неопределенности числа и энергий γ -квантов, испускаемых в (n, γ)-реакции золотом и исследуемым изотопом. Потеря в эффективности счета нейтронов получается небольшой, так как дискриминационная характеристика для γ -лучей падает значительно быстрее, чем для нейтронов.

При этих условиях полная эффективность регистрации нейтронов деления, испускаемых фольгой из U^{235} , определенная из измерений потока падающих нейтронов по известному сечению деления U^{235} , была равна примерно 10^{-3} . Поскольку телесный угол составлял 10%, эффективность регистрации нейтронов деления, падающих на сцинтиллятор, равнялась 1%. Для нейтрона с энергией 1 Мэв вероятность создать протон отдачи любой энергии, при прохождении сцинтиллирующего цилиндрика, равна приблизительно $1/4$.

Следовательно, только $1/25$ часть всех протонов отдачи давала световой импульс, достаточный для регистрации при применявшемся уровне дискриминации.

Результаты

Описанным прямым методом на брукхейвенском медленнодействующем прерывателе нейтронов [10] были проделаны измерения в тепловой области для U^{235} , U^{233} и Pu^{239} . Для Pu^{239} область измерений была расширена за уровень при энергии 0,3 эв с помощью брукхейвенского быстродействующего прерывателя нейтронов [11]. Далее будут приведены результаты измерений и кратко обсуждена их связь с измерениями сечений этих же изотопов.

U^{235} . В измерениях использовались фольги, изготовленные из металлического урана, обогащенного U^{235} (свыше 90%) и содержащего незначительные количества U^{238} и U^{234} . Использовались образцы толщиной 0,76 мм и 1,14 мм. Данные получались в сериях повторяющихся циклов, включающих измерения: c_1 —скорости счета тонкостенного счетчика BF_3 , определяющей распределение по энергиям падающего пучка медленных нейтронов; c_2 —скорости счета фона, сопутствующего определению c_1 , измеряемой на медленнодействующем прерывателе с помощью кадмивой фольги толщиной 0,5 мм, помещенной на пути пучка. Такая фольга была существенно «черной» для падающих нейтронов в исследуемой в эксперименте энергетической области; c_3 —скорости счета нейтронов деления, регистрируемых сцинтилляционным счетчиком; c_4 —скорости счета фона, сопутствующего определению c_3 и измеряемой с помощью кадмивой фольги толщиной 0,5 мм, помещенной на пути падающего пучка.

Изменение η находилось из отношения

$$\frac{c_3 - c_1}{c_1 - c_2} = \frac{c_f}{c_B}. \quad (4)$$

Было проведено двенадцать циклов измерений, позволивших показать общую воспроизводимость результатов и усреднить кратковременные флюктуации чувствительности аппаратуры. Статистическая точность в отдельных точках изменялась, примерно, от 1% в тепловой области до 3% при 0,16 эв. В полученные данные были внесены поправки, учитывающие: отклонение чувствительности борного счетчика от закона $1/v$ (около 1,2%), наличие примесей U^{234} и U^{238} (около 3,5%), рассеяние (около 0,7%).

На рис. 2 показаны результаты измерений с U^{235} , выполненных в Брукхейвене и Хэнфорде. Брукхейвенские данные нормированы к величине $\eta = 2,08$ при $E = 0,0253$ эв, приведенной в «Атласе нейтронных сечений» [6]. Хэнфордские данные нормированы по брукхейвенским данным в области энергий около 0,10 эв. Пунктирная линия вычислена из отношения σ_f/σ_a (уравнение (1)), в предположении, что ν постоянно, и с использованием новейших данных по сечениям, приведенным в «Атласе нейтронных сечений» [6]. Согласие между прямым измерением η и ходом η с энергией, вычисленным из сечений деления и поглощения, всюду находится в пределах 1%. В настоящее время U^{235} является единственным делящимся изотопом, для которого полное сечение и сечение деления известны с достаточной точностью, поэтому ход η , выведенный из сечений, имеет точность, сравнимую с точностью прямых измерений.

Полученный для U^{235} ход η является хорошим примером, показывающим, какую точность можно получить этим новым методом измерения. Изменение η в тепловой области очень мало (около 1% в области от 0,01 до 0,1 эв). Из полного сечения и сечения деления невозможно с уверенностью предсказать знак наклона кривой хода η в тепловой области.

Параметры резонанса при 0,29 эв дают отношение сечения радиационного захвата к сечению деления, превышающее это отношение, измеренное в тепловой области спек-

трографическим методом [12]. Этот факт заставляет предположить, что η в тепловой области уменьшается с увеличением энергии. Однако настоящие измерения η в Брукхейвене показывают, что правильным является обратное утверждение. Это связано с тем, что для объяснения хода сечения U^{235} в тепловой области помимо вкладов от уровней при положительных энергиях следует учесть вклады, по крайней мере, от двух уровней при отрицательных энергиях. Из наблюдае-

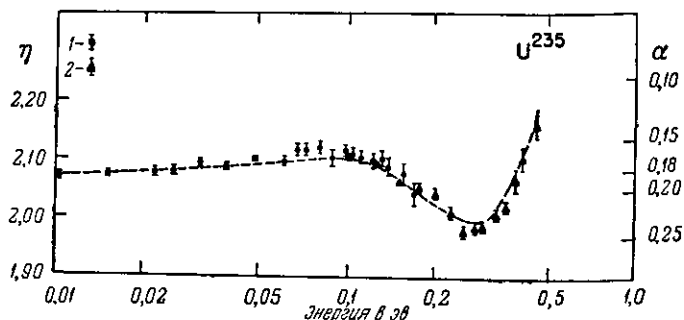


Рис. 2. Энергетическая зависимость η для U^{235} . Экспериментальные данные нормированы к $\eta = 2,08$ в тепловой области. Пунктирная кривая вычислена по сечениям поглощения и деления в предположении постоянства ν .

1 — данные Брукхейвенской лаборатории; 2 — данные Хэнфордской лаборатории.

мого хода η и полного сечения может быть сделана оценка отношения захвата к делению для уровней при отрицательной энергии [8].

U^{233} . Фольга толщиной 0,64 мм была изготовлена из металлического урана, содержащего более 90% U^{233} . Процедура опыта с U^{233} была такой же, как и в случае U^{235} . Поправки на примеси других изотопов, на рассеяние и отклонение чувствительности борного счетчика от закона $1/v$ составляли (каждая) около 1%.

На рис. 3 приведены результаты измерений с U^{233} , нормированные к величине $\eta = 2,31$ при $E = 0,0253$ эв. Из рисунка видно, что η постоянно в пределах статистической ошибки (около 1%) от 0,01 до 0,1 эв. Пунктирная линия вычислена, в предположении постоянства η , из кривых полного сечения и сечения деления, приведенных в «Атласе нейтронных сечений» [6]. Согласие между обоими результатами в пределах больших статистических ошибок в данных по сечению деления (легко допускающих изменение η на $\pm 5\%$ в измеренном интервале энергий) в настоящем случае является хорошим.

Pu^{239} . В измерениях с Pu^{239} использовался образец толщиной 0,84 мм из металлического плутония, содержащий более 90% Pu^{239} и около 1% Al. Поправки на рассея-

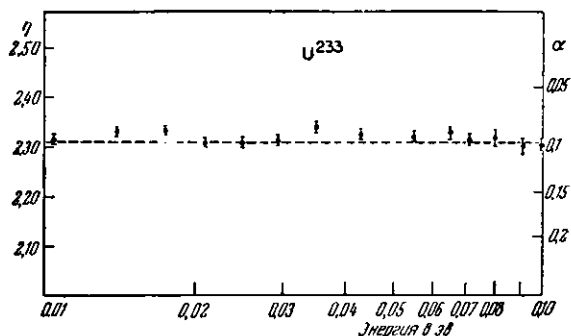


Рис. 3. Энергетическая зависимость η для U^{233} . Экспериментальные данные нормированы к $\eta=2,31$ в тепловой области. Пунктирная линия вычислена по сечениям поглощения и деления в предположении постоянства ν .

ние и отклонение чувствительности борного счетчика от закона $1/v$ были малы ($\sim 1\%$). При энергиях меньше 0,35 эв поправка на

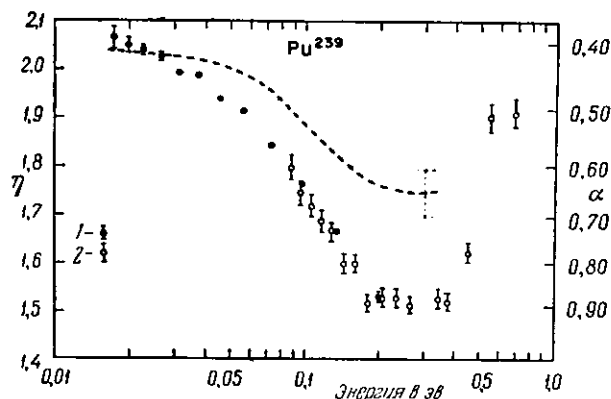


Рис. 4. Энергетическая зависимость η для Pu^{239} . Экспериментальные данные нормированы к $\eta=2,03$ в тепловой области. Пунктирная кривая вычислена по сечениям поглощения и деления в предположении постоянства ν .

1—медленнодействующий прерыватель Брукхайвенской лаборатории; 2—быстродействующий прерыватель той же лаборатории.

примеси других изотопов также была меньше 1%. Однако при энергиях выше 0,4 эв эта поправка быстро возрастала и при 0,7 эв составляла 28%.

На рис. 4 даны результаты измерений с плутонием в интервале энергий от 0,015

до 0,7 эв. В противоположность U^{233} и U^{235} , η Pu^{239} быстро меняется в тепловой области. Данные для энергий от тепловой до 0,15 эв были получены с помощью медленнодействующего прерывателя и нормированы к величине $\eta=2,03$ при тепловой энергии. Точки при больших энергиях были измерены с быстродействующим прерывателем и нормированы к результатам, полученным с медленнодействующим прерывателем вблизи 0,15 эв. И в этом случае пунктирная линия была вычислена по данным «Атласа нейтронных сечений» [6] в предположении, что ν постоянно. Из прямого измерения отношение величин η при 0,3 эв и в тепловой точке было получено равным $0,75 \pm 0,02$. То же отношение из данных по сечениям в предположении постоянства ν получается равным $0,85 \pm 0,05$.

В связи с тем, что расхождение в 12% между прямым измерением и результатом, выведенным из сечений, находится за пределами экспериментальных ошибок, была выполнена серия экспериментов для нахождения неизвестного источника систематической ошибки. Чтобы проверить, не зависят ли результаты эксперимента от энергии нейтронов деления, запирающее напряжение на сцинтилляционном счетчике увеличивалось до тех пор, пока скорость счета не упала до половины от первоначальной величины. Область, измеренная на медленнодействующем прерывателе, была повторно измерена при более высоком запираении, полученные результаты находились в согласии с первоначальными измерениями. После этого защита около счетчиков была переоборудована таким образом, чтобы получить уверенность, что рассеянные нейтроны не дают ложных отсчетов. Однако в пределах 2% это не дало никакого эффекта. Для окончательной проверки было измерено пропускание плутониевой фольги толщиной 0,228 мм с использованием в качестве детектора сцинтилляционного счетчика. Измеренное пропускание согласовывалось с известными данными по сечениям, что снова подтверждало правильность определения энергии регистрируемых по времени пролета нейтронов.

Вначале это расхождение объясняли тем, что измерения сечений содержали какую-то ошибку. Однако в недавних теоретических [13] и экспериментальных [14] работах была установлена возможность того, что делющиеся

ядра могут иметь больше, чем один способ деления. Это дает основание предположить, что γ может быть различно для разных уровней. Поэтому было решено проверить справедливость предположения о постоянстве γ в исследуемом интервале энергий.

Изменение γ с энергией было измерено сравнением отношений скоростей счета нейтронов деления и осколков деления в тепловой области и в небольшом энергетическом интервале с центром около 0,3 эв. Для счета нейтронов деления использовался счетчик, применявшийся в эксперименте по определению η , однако фольга в этих измерениях была тоньше (0,0254 мм). Для счета осколков деления был сконструирован газовый сцинтилляционный счетчик, содержащий 10 мг плутония [15]. Нейтроны определенных энергий отбирались с помощью фильтров, причем использовался пучок котельных нейтронов, коллимированный ротором быстродействующего прерывателя, который был застопорен в открытом положении. Данные в тепловой области энергий были получены по разности эффектов с гадолинием и без гадолиния; в качестве фильтра использовался раствор $Gd(NO_3)_3$ в D_2O . Интервал энергий в окрестности резонанса был выделен по разности эффектов с гадолинием и с плутонием, причем использовался тот же гадолиниевый фильтр и плутониевая фольга толщиной 0,228 мм.

Поскольку в детекторе осколков деления и в детекторе нейтронов деления применялись тонкие плутониевые фольги, форма нейтронного спектра не оказала влияния на результаты эксперимента. Была получена следующая величина отношения:

$$\frac{\gamma_{\text{тепл}}}{\gamma_{0,3 \text{ эв}}} = 1,015 \pm 0,025,$$

где неопределенность в нейтронном спектре вносила ошибку в 1%, а остальная ошибка была статистической. Отсюда ясно, что расхождение между результатом прямых измерений η и величиной, выведенной из сечений, не может быть приписано изменению γ . К такому же выводу пришли в сходных измерениях γ , проведенных в Сакле [16], Хэнфорде [17], Аргонне [18] и Москве [19]*).

* Эти измерения были выполнены в 1955 г. Их результаты были сообщены на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве в 1955 г. [22]. *Прим. ред.*

Постоянство γ придает определенное преимущество прямому методу определения η , поскольку измерение η одновременно определяет изменение α (отношения сечений захвата и деления) с энергией. Это означает также, что относительное сечение деления может быть получено из измерений η и сечения поглощения (уравнение (1)), не прибегая к прямому измерению сечения деления, которое зачастую бывает затруднительным.

Заключение

В случае U^{235} , для которого полное сечение и сечение деления измерены наиболее тщательно, согласие между данными прямых измерений η и изменением η с энергией, вычисленным из сечений, в предположении постоянства γ , превосходное. Для U^{238} подобное сравнение в настоящее время не имеет большого смысла, поскольку данные по сечениям не имеют достаточной статистической точности.

В случае Pu^{239} расхождение между прямым измерением и вычислением из сечений примерно вдвое превышает стандартный разброс, связанный с ошибкой в измерениях сечений. Следует отметить, что прямое измерение η , выполненное в Харуэлле [8] с использованием кристаллического спектрометра, превосходно согласуется с настоящими измерениями. В измерениях в Харуэлле нейтроны деления замедлялись в парафине и регистрировались счетчиками с BF_3 . Имея в виду совершенно различный характер нейтронных источников и детекторов, применявшихся в этих двух экспериментах, можно ожидать, что происхождение систематических ошибок в обоих экспериментах различно. Блестящее согласие результатов указывает на то, что изменение η с энергией было определено правильно. Расхождение между измеренным η и вычисленным по сечениям для Pu^{239} не может быть приписано изменению γ с энергией, поскольку во всех последних экспериментах, выполненных в различных лабораториях с целью проверки этой возможности, было установлено, что γ постоянно.

Несмотря на то, что и η и сечения для Pu^{239} были измерены в нескольких лабораториях, наиболее вероятным в данный момент кажется предположение, что расхождение, составляющее, при использовании средних мировых величин [8], около 9%, является

результатом комбинации экспериментальных ошибок.

Для того чтобы данный метод измерения η можно было с уверенностью распространить на более высокие энергии и применять его также для получения сечений деления, необходимо провести дальнейшие исследования по выяснению этого расхождения.

Авторы выражают благодарность д-ру Т. Тейлору (Колумбийский университет) за помощь в получении данных по U^{235} . Авторы признательны также У. Хигинботому и Дж. Хандлозеру (отдел электроники Брукхейвенской лаборатории) за изготовление сцинтиллирующих цилиндров из ZnS и люцита.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Эффективное сечение рассеяния

Скорость счета сцинтилляционного счетчика, используемого для детектирования ней-

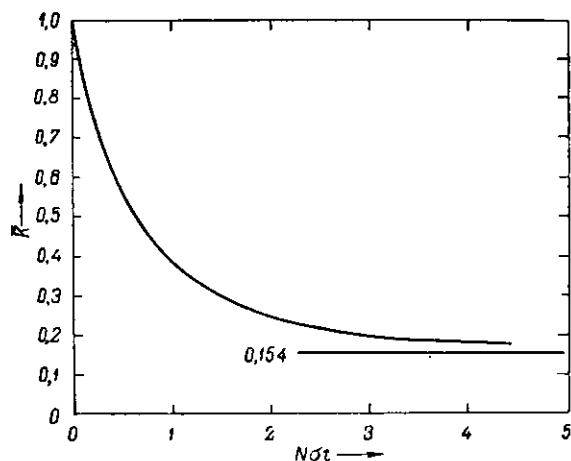


Рис. 5. Зависимость $\bar{K}$ от толщины образца $N\sigma_t$. Величина $\bar{K}\sigma_s$ —эффективное сечение рассеяния.

тронов деления, вылетающих из делящегося вещества, пропорциональна среднему нейтронному потоку в этом веществе. Для

фольги толщиной t средний поток дается следующим выражением:

$$\bar{F}(t) = \frac{\int_0^t F(x) dx}{\int_0^t dx} = F(0) \frac{1 - e^{-N\sigma_a t}}{N\sigma_a t}, \quad (5)$$

где $F(x) = F(0)e^{-N\sigma_a x}$, если нет рассеяния в фольге, N —число ядер в см^2 , σ_a —сечение поглощения. Для того чтобы включить эффект рассеяния, положим, что $K(x)$ есть вероятность того, что нейтрон, рассеянный на расстоянии x , не будет поглощен фольгой. Таким образом, $K(x)\sigma_s$ —эффективное сечение рассеяния, представляющее ту часть сечения рассеяния, которая вносит вклад в ослабление потока нейтронов. Включая рассеяние, мы имеем

$$\frac{d}{dx} F(x) = -F(x) N\sigma_a \left(1 + K(x) \frac{\sigma_s}{\sigma_a}\right). \quad (6)$$

На рис. 5 показана средняя величина $\bar{K}$ для фольги различной толщины в единицах $N\sigma_t$, вычисленная из выражения (6). Кривая представляет численное решение (6) для $K(x)$ с последующим усреднением по x .

Поступила в редакцию 17 VII 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Bohr, J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
2. B. D. McDaniel, R. B. Sutton, E. E. Anderson, L. S. Lavatelli, Лос-Аламосская научная лаборатория, Калифорнийский университет (1945 г., не опубликовано).
3. W. F. Hornyak, Rev. Sci. Instr. 23, 264 (1952).
4. R. S. Carter, H. Palevsky, V. W. Myers, D. J. Hughes, Phys. Rev. 92, 716 (1953).
5. P. A. Egelstaff, J. Nucl. Energy 1, 57 (1954).
6. D. J. Hughes, J. A. Harvey, Neutron Cross Sections, McGraw-Hill Co, N. Y., 1955.
7. H. Palevsky, Доклад № 587 на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г.
8. J. A. Harvey, J. R. Sanders, Progress in Nuclear Energy, Ser. I, vol. I, chapter I, 1956.
9. W. Higinbotham, J. Handloser, Rev. Sci. Instr. 25, 98 (1954).
10. F. G. P. Seidl, H. Palevsky, R. R. Randall, W. Thorne, Phys. Rev. 82, 345 (1951).
11. F. G. P. Seidl, D. J. Hughes, H. Palevsky, J. S. Levin, W. Y. Kato, N. G. Sjostrand, Phys. Rev. 95, 476 (1954).

12. М. Г. Ингрэм, Д. С. Гесс, Р. Дж. Хейден, С. М. Стивенс, Экспериментальные реакторы и физика реакторов (Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г.), Гостехиздат, 1956, стр. 722.
 13. О. Бор, Доклад № 911 на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г.
 14. V. E. Pilcher, J. A. Harvey, K. K. Seth, Phys. Rev. **100**, 1248 A (1955).
 15. H. Palevsky, K. E. Larsson, R. L. Zimmerman, Rev. Sci. Instr. (в печати).
 16. J. M. Auclair, H. H. Landon, M. Jacob, C. R. **241**, 1935 (1955).
 17. B. R. Leonard, E. J. Seppi, W. J. Friesen, Bull. Am. Phys. Soc. **I**, **1**, A2 (1956).
 18. L. M. Bollinger, R. E. Cote, P. Hubert, J. M. Leblanc, G. E. Thomas, Bull. Am. Phys. Soc. **I**, № 4 (1956).
 19. В. И. Калашникова, В. И. Лебедев, Л. А. Микаэлян, М. И. Певзнер, Атомная энергия № 3, 11 (1956).
 20. С. Я. Никитин, С. И. Сухоручкин, К. Г. Игнатьев, И. Д. Галанина, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии (заседание отд. физ.-матем. наук). Изд. АН СССР, 1955, стр. 87.
 21. И. В. Кирпичников, В. В. Окороков, С. И. Сухоручкин, Атомная энергия (в печати).
 22. Proceedings of the International Conference in Geneva, August 1955. Vol. 4, Ses. 18 A, p. 352 (United Nations, N. Y., 1956).
-