

P1-2001-53

В.И.Юревич¹, В.А.Николаев², Р.М.Яковлев²,
А.Н.Соснин

СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U
И ^{237}Np ПРОТОНАМИ
И ДЕЙТРОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹E-mail: yurevich@sunhe.jinr.ru

²ГУП НПО «Радиевый институт им. В.Г.Хлопина», Санкт-Петербург

ВВЕДЕНИЕ

Реакция деления является одним из основных каналов расщепления тяжелых ядер адронами и легчайшими ядрами в области энергии 0,1–10 ГэВ. Однако, несмотря на длительную историю экспериментального и теоретического изучения этого процесса, задача получения надежных данных по сечениям деления ядер различных нуклидов в области промежуточных энергий и их адекватного теоретического описания является весьма актуальной. С повышением энергии налетающих частиц в районе 1 ГэВ происходит быстрый рост сечений образования ядерных фрагментов в реакциях фрагментации и расщепления ядер. Одновременно изменяются массовые, угловые, энергетические и другие распределения осколков деления. Это, а также сложный характер исследуемого физического явления порождают значительные трудности на пути как экспериментального, так и теоретического подходов. По-видимому, это одна из причин имеющегося значительного разброса в измеренных и рассчитанных величинах сечений деления ядер, а также малое число экспериментальных работ в области энергии выше 600 МэВ. Компиляции и анализу экспериментальных данных по делению тяжелых ядер протонами и нейтронами промежуточных энергий посвящены недавно выполненные работы [1-4].

Целью данной работы являлось измерение сечений деления ядер ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np на выведенном пучке протонов и дейтронов синхрофазотрона ОИЯИ в наиболее трудной для исследования области энергий, $E \geq 1$ ГэВ. Полученные результаты сравниваются с наиболее надежными, с точки зрения авторов, экспериментальными данными [5-16], с предсказаниями выполненных модельных расчетов и существующими оценками зависимости сечений деления ядер от энергии бомбардирующих протонов [4,17].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

В эксперименте осколки деления регистрировались твердотельными трековыми детекторами (ТТД) на основе пленки из полиэтилентерефталата (лавсан) толщиной 6 мкм, располагавшимися вплотную к делящимся слоям. После травления в растворе КОН осуществлялся подсчет треков от осколков деления с помощью автоматического съема информации искровым счетчиком треков [18]. С помощью источника ^{252}Cf была оценена эффективность регистрации осколков деления, выходящих из тонкого слоя и имеющих изотропное угловое распределение. Полученное значение эффективности $\eta = 0,515$ соответствует критическому углу регистрации осколков деления $\theta = 29^\circ$.

Делящиеся слои толщиной 1 мг/см^2 наносились на алюминиевую подложку диаметром 11,3 мм. Слои актинидов получались методом многократного намазывания с последующим отжигом, а слои висмута – методом его теплового испарения с танталовой подложки в вакууме. Погрешность определения массы слоя в обоих случаях составляла 2-3 %, а неоднородность толщины слоя не превышала 10 %.

Для тонкого делящегося слоя осколки деления обладают оптимальными характеристиками для регистрации полимерными ТТД. Проведенные измерения показали, что порог чувствительности к заряду ядерного фрагмента для лавсана составляет $Z_{\text{th}} = 5$, что хорошо согласуется с данными других авторов [19]. Пороговое значение заряда находится значительно ниже значений заряда осколков деления, поэтому в данной работе предполагалось, что характеристики осколков деления остаются оптимальными для регистрации для всех исследуемых нуклидов и энергий налетающих протонов и дейтронов. Полная методическая погрешность определения числа осколков

деления, связанная с неопределенностью параметров травления, толщины пленки и погрешностью метода подсчета треков, составляет 6-8 %.

Важным моментом, значительно влияющим на надежность получаемых результатов, является оценка вклада в счетность треков от других ядерных фрагментов неделительного происхождения, возникающих в неупругих взаимодействиях высокоэнергетических частиц с ядрами мишени и конструкционных материалов, а также минимизация этого фонового эффекта. Легкие ядерные фрагменты, возникающие в тонком слое мишени в результате реакции фрагментации, в большинстве своем имеют кинетические энергии, при которых $dE/dx < (dE/dx)_{th}$, то есть не могут быть зарегистрированы используемым методом. В то же время тяжелые ядерные фрагменты, ядра остатки, образующиеся в результате реакции расщепления ядер мишени, могут обладать требуемыми для регистрации характеристиками, в том числе иметь пробег в ТТД больше 5 мкм. Анализ имеющихся в литературе данных показал, что при расщеплении ядер с массовым числом $A > 200$ ядра остатки, обладающие кинетической энергией, достаточной для регистрации, могут давать заметный вклад в счетность при энергии бомбардирующих протонов выше $\sim 1,5$ ГэВ.

Для оценки вклада ядерных фрагментов в счетность детекторов и оптимизации конструкции облучаемой сборки делящихся слоев с трековыми детекторами с целью уменьшения фоновых эффектов нами были проведены дополнительные исследования на пучке протонов синхрофазотрона ОИЯИ. Экспериментально была изучена чувствительность метода к ядерным фрагментам, выходящих из 1) мишеней в диапазоне массовых чисел $9 < A < 207$, 2) алюминиевой подложки, 3) полиэтиленового диска, 4) фоновой счетности самого ТТД. Энергия протонов пучка изменялась от 0,2 до 3,7 ГэВ. Исследования показали, что число зарегистрированных фрагментов сильно зависит от материала мишени, энергии протонов и ориентации сборки

мишень – ТТД. Так, в области энергий выше 1 ГэВ для нуклидов с $A < 200$ счетность фрагментов, выходящих вперед по направлению пучка, превышает счетность фрагментов, выходящих в противоположную сторону, более чем в 10 раз. Максимальный вклад от фрагментов в суммарную счетность от осколков деления “вперед” и “назад” был получен для тонкого слоя висмута при наибольшей энергии протонов 3,7 ГэВ и составил 15 %. Выбор материала подложки мишени для минимизации фонового счета зависит от изучаемой области энергий. При энергиях протонов выше 600 МэВ необходимо использовать легчайшие материалы, такие как бериллий и алюминий. Счетность от алюминиевой подложки слабо зависит от энергии протонов и дает вклад $\sim 4\%$ для мишени из висмута и 0,6-1 % от счетностей мишеней из актинидов. Собственный фоновый счет ТТД вместе с вкладом от полиэтиленовых дисков, располагавшихся с обеих сторон ТТД, является пренебрежимо малым.

ИЗМЕРЕНИЯ

Облучения сборок с делящимися слоями ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np и сборок со слоями ^{209}Bi проводились независимо. Выделение висмутовых слоев в отдельную сборку объясняется необходимостью обеспечить примерно в 5 раз больший флюенс протонов пучка, чем для слоев нуклидов, входящих в состав первой сборки, для получения оптимальной статистики $\sim 3000\text{-}4000\text{ см}^{-2}$. В каждом облучении для каждого нуклида применялись шесть мишеней с ТТД, три из них ориентировались по направлению пучка, а остальные три - в противоположном направлении. Таким образом, осколки деления регистрировались в интервалах углов $\theta < 61^\circ$ и $\theta > 119^\circ$ для первого и второго случаев ориентации делящихся слоев. Трековые детекторы располагались между делящимися слоями и полиэтиленовыми

дисками толщиной 0,1 мм, использовавшимися для экранировки ТТД от других материалов сборки, способных дать дополнительный фоновый счет.

Определение флюенса протонов, прошедших через делящиеся слои, осуществлялось с помощью реакции $^{27}\text{Al}(p,X)^{24}\text{Na}$. Для мониторингования пучка алюминиевые диски, имевшие толщину 3,0 мм и диаметр 11,3 мм (такой же, как и делящиеся слои), располагались с обоих концов облучавшейся сборки. Мониторные диски и делящиеся мишени тщательно выставлялись по одной оси, совпадающей с осью пучка. Сечение мониторинговой реакции в исследуемом диапазоне энергий известно с погрешностью, не превышающей 5 %, и принималось равным 10,8 мбарн при энергии протонов 1,0 ГэВ и 10,0 мбарн для более высоких энергий. Для пучка дейтронов с энергией 1,0 ГэВ были проведены относительные измерения. Абсолютные значения сечений деления ^{209}Bi , ^{238}U и ^{237}Np определялись путем нормировки результата для ^{232}Th , полученного в данном эксперименте, к величине сечения деления 1350 ± 135 мбарн, определенного при той же энергии дейтронов в работе [13].

Таблица 1. Измерения, выполненные на пучках протонов и дейтронов

Пучок	Энергия, ГэВ	Мишени	Погрешность мониторингования, %
p	1,0	^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np	10
p	1,0	^{209}Bi	20
p	2,0	^{209}Bi	20
p	2,0	^{209}Bi	10
p	2,55	^{209}Bi , ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np	9
p	3,17	^{209}Bi	8
p	3,65	^{209}Bi	10
d	1,0	^{209}Bi , ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np	

Положение и поперечный размер пучка измерялись с помощью дублета многоволоочных пропорциональных камер.

Список проведенных облучений приведен в табл. 1.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для получения сечения деления ядер необходимо проинтегрировать угловое распределение осколков деления по всей области углов вылета, в то время как в измерениях осколки регистрировались в ограниченных угловых интервалах. В случае изотропного распределения осколков деления полное число реакций деления в 1 мг образца может быть определено по формуле

$$N = (N_F + N_B)/2\eta = 0,971(N_F + N_B) ,$$

где N_F и N_B – число осколков, зарегистрированных в интервалах углов $\theta < 61^\circ$ и $\theta > 119^\circ$ соответственно. Угловая зависимость выхода осколков деления изучалась как отношение N_F/N_B . Результаты, полученные на пучке дейтронов с энергией 1,0 ГэВ и протонов с энергиями 1,0 и 2,55 ГэВ, приведены в табл. 2. В работе [13] были выполнены прямые измерения угловых распределений осколков деления для ^{232}Th при нескольких энергиях p , d и α , в том числе на протонах и дейтронах с энергией 1,0 ГэВ.

Таблица 2. Измеренные величины отношений N_F/N_B для осколков деления

Пучок	Энергия, ГэВ	^{209}Bi	^{232}Th	^{238}U	^{237}Np
p	1,0	1,36±0,20	1,23±0,10	1,09±0,09	1,00±0,09
p	2,55	1,24±0,20	1,34±0,09	1,21±0,08	1,14±0,08
d	1,0	1,37±0,17	1,24±0,08	1,23±0,08	1,13±0,07

Вычисленные из этих данных значения N_F/N_B совпадают с результатами наших измерений для обоих типов бомбардирующих частиц. Там же было показано, что с увеличением энергии (выше ~ 140 МэВ для протонов и начиная с ~ 500 МэВ для дейтронов) угловые распределения становятся изотропными в системе центра масс. В лабораторной системе это соответствует слегка вытянутому вперед распределению и является прямым доказательством применимости используемого в данной работе подхода при переходе от ограниченного углового интервала к полному телесному углу с помощью вышеприведенной формулы, где вместо множителя 0,971 мы использовали значение $0,93 \pm 0,04$ для учета эффекта угловой анизотропии. Такая процедура обработки данных предполагает испускание двух осколков в акте деления, что практически соответствует действительности в силу малости сечения тройного деления.

Окончательные значения измеренных сечений деления с учетом поправок на регистрацию ядерных фрагментов неделительного происхождения представлены в табл. 3.

Таблица 3. Сечения реакций деления, измеренные на пучках протонов и дейтронов (погрешность мониторингирования пучка не учтена)

Пучок	Энергия, ГэВ	^{209}Bi	^{232}Th	^{235}U	^{238}U	^{237}Np
p	1,0	216±24	996±46	1282±59	1364±63	1736±87
p	2,0	219±25				
p	2,55	215±17	909±102		1213±148	1393±200
p	3,17	199±18				
p	3,65	180±16				
d	1,0	268±40	1350±190*		1684±236	1686±236

* Нормировано на величину сечения деления из работы [13].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями для актинидов была выполнена оценка сечения деления возбужденных ядер, остающихся после завершения каскадной стадии высокоэнергетических протон-ядерных взаимодействий в области энергий 0,1-5 ГэВ. Сечение деления ядер рассчитывалось при помощи соотношения

$$\sigma_f = \sigma_{in} N_f/N_{in} ,$$

где σ_f и σ_{in} - сечения деления и неупругого взаимодействия, N_f - число делений ядер за N_{in} неупругих взаимодействий. Сечение неупругого взаимодействия рассчитывалось с помощью электронного справочника [20]. В расчетах не принимался во внимание “trailing effect”, то есть изменение (уменьшение) числа нуклонов в ядре на каскадной стадии взаимодействия. Делительные ширины определялись тем же способом, как и в работах [21-24], с использованием формулы Камерона [25]. Были учтены оболочечные четно-нечетные поправки. В расчете использовалась модель ядра с диффузной границей. Плотность нуклонов в ядре описывалась в соответствии с распределением Вудса-Саксона. В каждом внутриядерном нуклон-нуклонном и пион-нуклонном столкновении принимались во внимание законы сохранения энергии и импульса. Величины параметров плотностей уровней в ядре для процессов деления и испарения представлялись в виде $a_f = a_n = aA \text{ МэВ}^{-1}$, где $a=0,1$ не включало поправок на оболочечную структуру распадающегося ядра и не зависело от энергии возбуждения.

Результаты измерений сравнивались нами также с экспериментальными данными [5-16] как наиболее надежными. Как видно

из рис. 1-3, имеется хорошее согласие величин сечений деления, полученных в данной работе, с измеренными при энергии протонов 1,0 ГэВ для ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U [11-13,15] и в области 2,5-3 ГэВ для ^{209}Bi , ^{232}Th и ^{238}U [7,8,11,14]. Отметим также, что для ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np результаты для протонов с энергией 1,0 ГэВ совпадают в пределах 10 % с сечениями деления, измеренными на нейтронах с энергией 0,8 ГэВ [26,27]. Данные [5], полученные для энергий протонов ниже 0,66 ГэВ, хорошо согласуются с отмеченными выше результатами кроме значений для ^{232}Th , где значения сечения деления представляются заниженными. Расчет вполне удовлетворительно описывает зависимость сечений деления от энергии налетающих протонов и согласуется в пределах 10-20 % как с результатами наших измерений, так и с большинством других экспериментальных данных. Наиболее хорошее согласие наблюдается для ^{237}Np . Согласно рассчитанным зависимостям, сечения деления ядер актиноидов слабо изменяются в интервале энергий 0,1-1 ГэВ. Такой характер теоретических кривых совпадает с поведением сечений деления ядер урана и нептуния, измеренных на нейтронах вплоть до энергии 0,8 ГэВ [26,27]. В районе 1 ГэВ теоретическая модель предсказывает изменение характера зависимостей – монотонное уменьшение сечений деления с повышением энергии протонов. Основываясь на качественной картине процесса развала ядер мишени протонами промежуточных энергий, где с увеличением энергии все большую роль начинают играть реакции фрагментации и расщепления, можно ожидать падения вклада от реакции деления. Ввиду малого количества надежных данных, большого разброса величин результатов измерений и относительно высоких экспериментальных погрешностей не представляется возможным изучить более детально характер энергетической зависимости сечений деления ядер актиноидов в исследуемой области энергий, основываясь только на экспериментальных данных. Однако

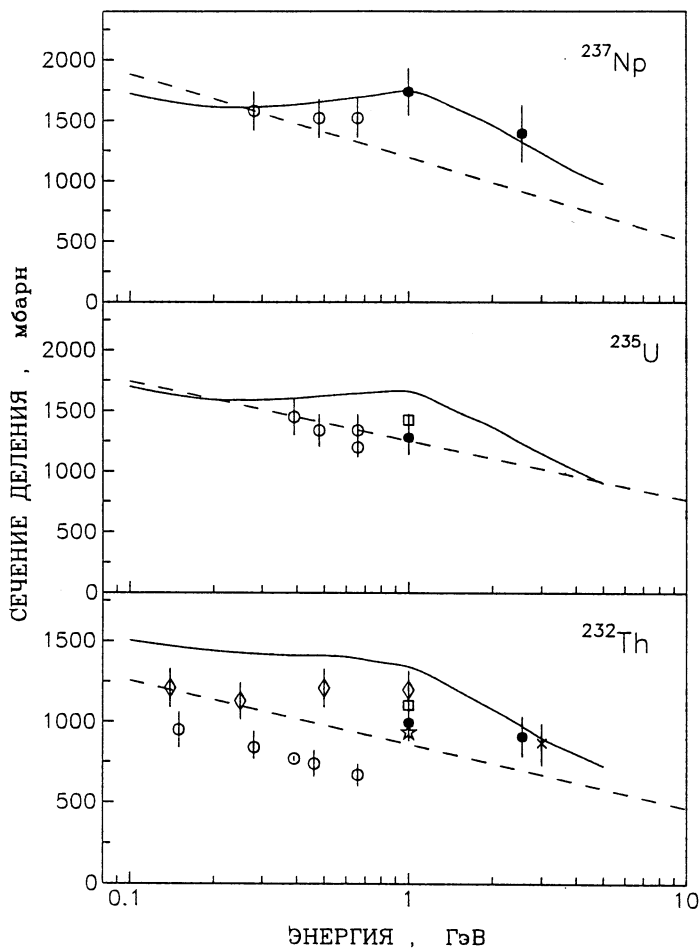


Рисунок 1. Сечения деления ^{232}Th , ^{235}U и ^{237}Np протонами в области энергий выше 0,1 ГэВ: ● - данная работа, сплошные кривые - результаты расчета; пунктирные кривые - оценка [4]; другие символы - данные экспериментальных работ [5,6,12,13-15].

эксперимент, по-видимому, дает более плавное изменение значений сечений деления, чем предсказывает расчет, в районе $E_p \sim 1$ ГэВ. Все результаты измерений для тория и урана лежат систематически ниже рассчитанных значений, в то время как в области 2-3 ГэВ наблюдается хорошее согласие эксперимента и расчета. Измерения, выполненные для ^{238}U на протонах с $E_p > 5$ ГэВ, показывают, что падение величины сечения реакции деления в области более высоких энергий приостанавливается. Оценка [4], выполненная по экспериментальным данным, для всех актиноидов дает плавное уменьшение сечений деления с ростом энергии протонов, как это показано на рис. 1 и 2. Аппроксимация данных проводилась с помощью сравнительно простого выражения, не претендующего на описание детальной зависимости сечений деления от энергии в области 0,1-10 ГэВ.

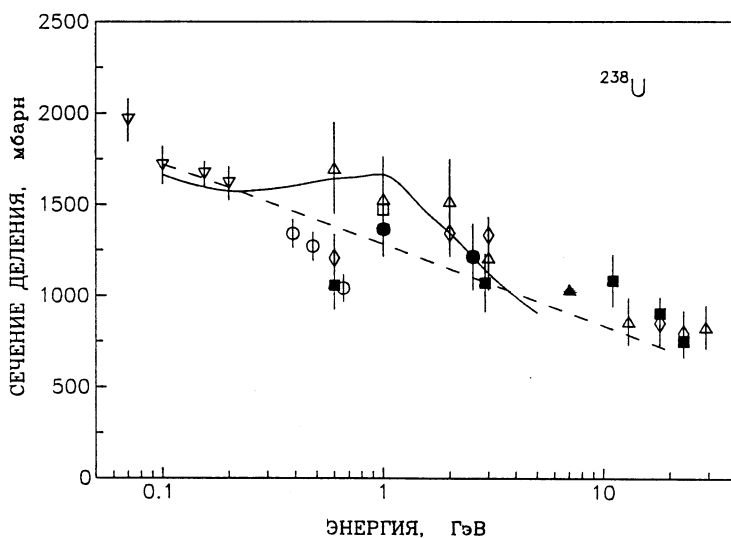


Рисунок 2. Сечения деления ^{238}U протонами в области энергий выше 0,1 ГэВ: ● - данная работа, сплошная кривая — результат расчета; пунктирная кривая — оценка [4]; другие символы — данные экспериментальных работ [5-12,16]

Как видно из рисунков, наши результаты и данные других работ лежат систематически выше величин [4] в интервале 1–3 ГэВ. Для ^{209}Bi , помимо наших данных и результатов [5-12,16], на рис. 3 показаны также оцененные по экспериментальным данным зависимости сечения деления от энергии

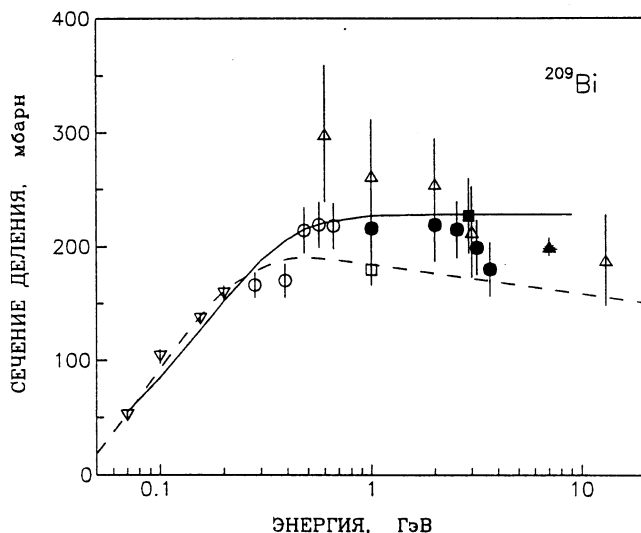


Рисунок 3. Сечения деления ^{209}Bi протонами в области энергий выше 0,1 ГэВ: ● - данная работа; сплошная кривая – оценка [17]; пунктирная кривая – оценка [4]; другие символы – данные экспериментальных работ [8-12,16]

протонов [4,17]. Наши результаты находятся в хорошем согласии с другими данными, демонстрируя некоторое уменьшение вероятности процесса деления ядер с возрастанием энергии в области выше 2,5 ГэВ. Для висмута сечение деления возрастает вплоть до энергии $\sim 0,6$ ГэВ, затем оно достигает своего максимального значения и далее, так же, как и для ядер актинидов, плавно уменьшается до энергии ~ 5 ГэВ, сохраняя примерно постоянное значение при больших энергиях. При энергии протонов 1,0 ГэВ оценка [17] дает величину сечения деления, близкую к измеренной нами. В то же время

в области $E_p \geq 1,0$ ГэВ оценка [4] приводит к более низким значениям сечения деления висмута, чем определенные в данной работе и большинстве других отобранных нами экспериментов.

На рис. 4 представлены энергетические зависимости отношений сечений деления к сечениям неупругого взаимодействия для столкновений протонов с ^{209}Bi и ^{238}U . Для висмута при энергии протонов выше 150 МэВ

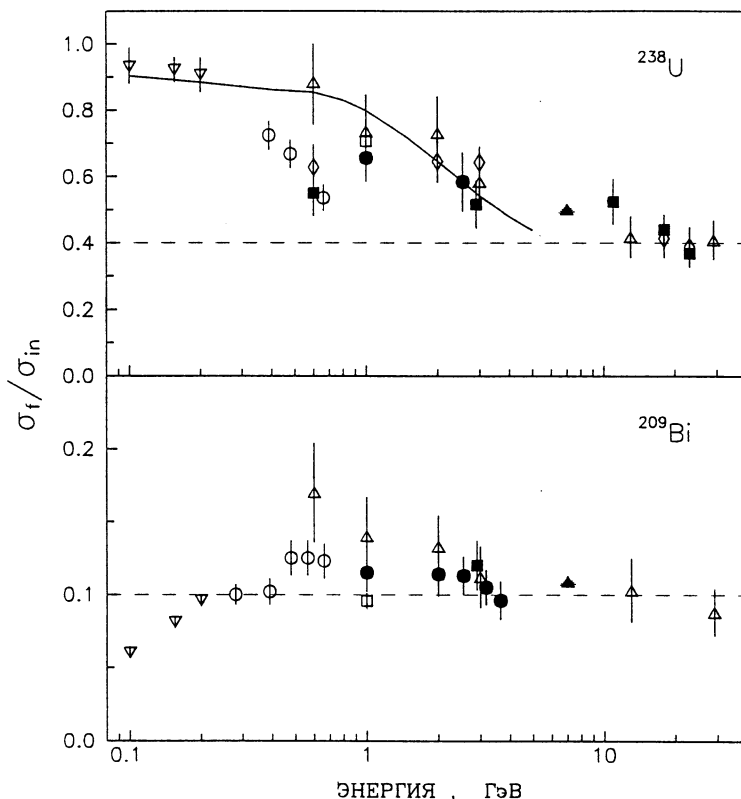


Рисунок 4. Отношение сечения деления к сечению полного неупругого взаимодействия для ^{209}Bi и ^{238}U в области энергий протонов выше 0,1 ГэВ: ● - данная работа, кривая – результат расчета, другие символы – данные экспериментальных работ [5-12,16]

величина отношения составляет примерно 10 %, достигая максимума ~12 % в области 0,6-2 ГэВ. Для урана вплоть до энергии 1 ГэВ сечение деления составляет основную долю сечения неупругого взаимодействия. При дальнейшем увеличении энергии отношение стремится к величине 40 %. Расчет предсказывает примерно такую же величину σ_f/σ_{in} и для других актинидов.

Сечения деления ^{209}Bi , ^{232}Th и ^{238}U дейтронами с энергией 1,0 ГэВ на 24-35 % превышают значения, измеренные нами на протонах той же энергии. В то же время для ^{237}Np не наблюдается существенного различия в величине сечений деления. Однако отмеченные расхождения значений сечений деления для ядер различных нуклидов, полученные на пучках протонов и дейтронов, соизмеримы с экспериментальными погрешностями. Определенное нами сечение деления ^{238}U дейтронами с энергией 1,0 ГэВ хорошо согласуется с результатом расчета 1540 мбарн [28].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые данные по сечениям деления ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np протонами и дейтронами в области энергий 1,0–3,7 ГэВ. Результаты хорошо согласуются как с экспериментальными данными [5-16], так и с предсказаниями расчетов на основе теоретической модели, развитой в ОИЯИ [21-24,28]. Анализ характера энергетической зависимости сечений деления ядер в области энергий протонов выше 0,1 ГэВ показывает, что для ^{209}Bi отношение сечения деления к сечению неупругого взаимодействия достигает максимума ~12 % в области энергий 0,6-2 ГэВ и при дальнейшем повышении энергии его величина стремится к постоянному значению ~10%. Для ядер актинидов сечение деления уменьшается с ростом энергии

протонов и выходит на уровень $\sim 40\%$ от сечения неупругого взаимодействия при $E_p \sim 10$ ГэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eismont V.P., Obukhov A.I., Prokofyev A.V., Smirnov A.N. // Proc. 2nd Inter. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications. Kalmar, Sweden, 1996. P. 592.
2. Conde H., Eismont V.P., Elmgren K. et al. // Proc. 2nd Inter. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications. Kalmar, Sweden, 1996. P. 599.
3. Eismont V.P., Prokofyev A.V., Smirnov A.N. et al. // Proc. 9th Inter. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. Tel-Aviv, Israel, 1998. P. 753.
4. Prokofyev A.V. // Uppsala Univ. Report UU-NF 01#4. 2001.
5. Коньшин В.А., Матусевич Е.С., Регушевский В.И. // ЯФ. 1965. Т. 2. С. 682.
6. Коньшин В.А., Матусевич Е.С., Регушевский В.И. // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 97.
7. Remy G., Ralarosy J., Stein R. et al. // Nucl. Phys. 1971. V. A163. P.583.
8. Brandt R., Carbonara F., Cieslak E. et al. // Rev. Phes. Appl. 1972. V. 7. P. 243.
9. Быченков В.С., Ломанов М.Ф., Обухов А.И. и др. // Препринт ИТЭФ-965. М. 1972.
10. Шигаев О.Е., Быченков В.С., Ломанов М.Ф. и др. // Препринт РИ-17. Л. 1973.
11. Hudis J., Katcoff S. // Phys. Rev. 1976. V. C13. P. 1961.
12. Бочагов Б.А., Быченков В.С., Дмитриев В.Д. и др. // ЯФ. 1978. Т.28. С. 572.
13. Saint-Laurent F., Conjeaud M., Dayras R. et al. // Proc. Inter. Symp. on Nuclear Fission and Related Collective Phenomena and Properties of Heavy Nuclei. Lecture Notes in Physics. 1982. V. 158. P. 354.
14. Debeauvais M., Tripier J., Jokic S. // Proc. 9th Inter. Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors. Neuherburg/Munchen. 1978. V. 2. P. 1179.

15. Vaishnene L.A., Andronenko L.N., Kovshevny G.G. et al. // *Z. Phys.* 1981. V. A302. P. 143.
16. Khan H.A., Khan N.A. // *Phys. Rev.* 1984. V. C29. P. 2199.
17. Fukahori T., Pearlstein S. // *Intermediate Energy Nuclear Data for Applications.* IAEA. Vienna. INDC(NDS)-245. 1991. P. 93.
18. Николаев В.А., Александров Б.М., Веденеев В.С., Кривохатский А.С. // *ПТЭ.* 1978. Т. 4. С. 57.
19. Маренный А.М. // *Диэлектрические трековые детекторы в радиационно-физическом и радиобиологическом эксперименте.* М.: Энергоиздат. 1978.
20. Barashenkov V.S., Polanski A. // *JINR Comm. E2-94-17.* Dubna. 1994.
21. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. // *Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами.* М. 1972.
22. Barashenkov V.S. et al. // *Nucl. Phys.* 1973. V. A206. P. 131.
23. Barashenkov V.S. et al. // *Nucl. Phys.* 1974. V. A2022. P. 204.
24. Barashenkov V.S., Shmakov S.Yu. // *JINR Comm. E2-12902.* Dubna. 1979.
25. Cameron A.G.W. // *Can. J. Phys.* 1956. V. 35. P. 1021.
26. Lisowski P.W., Gavron A., Parker W.E. et al. // *Proc. Meeting on Neutron Cross Sections Standards for the Energy Region Above 20 MeV.* Uppsala. Sweden. OECD/NEA report NEANDC-305'U'. 1991. P. 177.
27. Lisowski P.W., Ullmann J.L., Balestrini S.J. et al. // *Proc. Inter. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology.* Mito. Japan. 1988. P. 97.
28. Барашенков В.С. и др. // *Препринт ОИЯИ P2-85-124.* Дубна. 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 2001 года.

Юревич В.И. и др.

P1-2001-53

Сечения деления ядер ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np

протонами и дейтронами промежуточных энергий

Измерены сечения деления ядер ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np протонами в области энергий 1,0–3,7 ГэВ и дейтронами с энергией 1,0 ГэВ. Результаты сравниваются с данными других экспериментов, существующими оценками и предсказаниями теоретической модели.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Yurevich V.I. et al.

P1-2001-53

Fission Cross Sections of ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U and ^{237}Np

for Intermediate Energy Protons and Deuterons

Fission cross sections of ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U and ^{237}Np have been measured with 1.0–3.7 GeV protons and 1.0 GeV deuterons. The results are compared with other experimental data, available evaluations and predictions of the theoretical model.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 10.04.2001

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,71

Тираж 375. Заказ 52585. Цена 2 р. 6 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области