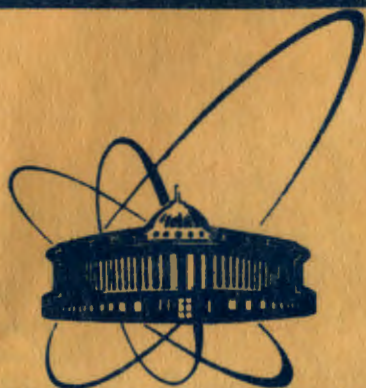


27/II-84



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

1170/84

13-83-800

М.П.Иванов, Г.М.Тер-Акопьян,
Б.В.Фефилов, А.С.Воронин

ИЗУЧЕНИЕ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{238}U
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВОЙНОЙ
ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1977 году Флеровым и др.^{/1/} в некоторых метеоритах, а позднее - в геотермальных рассолах полуострова Челекен^{/2/} была обнаружена активность спонтанного деления, которая объяснялась авто-рамы распадом нового, не известного ранее, спонтанно делящегося излучателя, возможно, нуклида, относящегося к области сверхтяжелых элементов /СТЭ/.

В^{/3/} сообщалось о результатах измерения на нейтронном детекторе активности гидроокисей, осажденных из кислотных смывов с анионообменной смолы, насыщенной челекенскими рассолами. Активность 6 кг сухих осадков, полученных при смыве минеральных фракций со 170 кг смолы, составляла 11 делений в сутки. Дальнейшее концентрирование нового излучателя^{/4/} позволило уменьшить вес образцов до нескольких сотен миллиграммов.

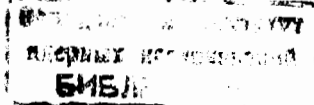
Неопределенность химических свойств нового излучателя приводит к большим трудностям при его концентрировании. Поэтому становится актуальной разработка методов идентификации такого излучателя в присутствии большого количества балластного вещества. Одним из методов идентификации может рассматриваться измерение кинетической энергии осколков деления и их масс-асимметрии.

Известно, что спонтанное деление характеризуется специфическими значениями полной кинетической энергии \bar{E}_{tot} и масс-асимметрии M_p/M_h , например, \bar{E}_{tot} равно 176,8 и 197,9 МэВ; M_p/M_h равно 0,724 и 0,802 соответственно для ядер от ^{240}Pu до ^{256}Fm ^{/5/}.

Простой подсчет показывает, что при делении СТЭ с $Z = 110-114$ на два осколка, выделяющаяся энергия составляет около 300 МэВ. Увеличение кулоновской энергии, происходящее по мере роста массы ядра, может привести к повышенной вероятности тройного деления сверхтяжелых ядер. Полная энергия $|E_{tot}|$ в соответствии с расчетом^{/6,7/} примерно на 50 МэВ превышает энергию двойного деления.

Независимо от того, какой вид деления будет преобладать у сверхтяжелых ядер, выделение энергии, превышающее более чем на 50 МэВ то, что наблюдается у известных ядер, должно служить в качестве признака спонтанного деления СТЭ.

Идентификация спонтанно делящегося нуклида по полной кинетической энергии осколков и по асимметрии осколков деления может быть проведена при помощи ионизационной камеры с большой площадью источника. Чтобы исключить необходимость получения образцов очень малого веса, такая камера должна быть рассчитана на работу с образцами весом -1 г. Для повышения информативности экспериментов



Большое значение имеет одновременное измерение кинетической энергии двух осколков деления. При практически доступных размерах камеры требуется использование слоев источника толщиной 100-300 мкг/см². Это приводит к необходимости разработки методики определения угла вылета осколков из слоя и внесения поправок на потери энергии осколками в источнике и подложке.

В настоящей работе описывается большая ионизационная камера, позволяющая измерять в совпадении кинетическую энергию осколков спонтанного деления. Площадь измеряемых образцов составляет 2700 см². С целью увеличения точности измерения энергии осколков камера снабжена сетками для определения углов вылета осколков из источника. Осколки, вылетевшие под слишком большим углом по отношению к нормали к плоскости источника, не рассматриваются, т.е. осуществляется электронная коллимация. Для остальных осколков делается поправка на потери энергии в подложке.

До настоящего времени угол вылета осколка использовался главным образом для электронной коллимации. Имеется сравнительно малое количество работ, где с учетом угла вылета осколков вводились поправки на потери энергии^{/8,9/}.

Большая площадь источника камеры и хорошее энергетическое разрешение представляют уникальную возможность для измерения характеристик спонтанного деления ²³⁸U, что представляет самостоятельный интерес. В данной работе получены распределения по массам и кинетическим энергиям для 2800 событий спонтанного деления ²³⁸U, измерен период полураспада относительно спонтанного деления.

Имеется единственная работа Ковригина и Петржака^{/10/}, в которой проведено измерение спонтанного деления ²³⁸U в двойной ионизационной камере и получены распределения по массам и кинетическим энергиям для 780 событий деления. Однако в этой работе регистрировались все осколки, вылетающие из источника, и поправка на потери энергии в источнике не вводилась.

Удобным инструментом для изучения образцов с малой активностью спонтанного деления является ионизационная камера с цилиндрическими электродами^{/11,12/}. При большой площади источника такая камера имеет малую емкость собирающего электрода, что позволяет производить измерения с хорошим энергетическим разрешением. Ограничением методики является возможность измерения только односторонних спектров осколков.

С использованием цилиндрической ионизационной камеры в^{/12/} измерены энергии легкого и тяжелого осколков, а также период полураспада относительно спонтанного деления ²³⁸U.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

2.1. Ионизационная камера

Ионизационная камера /рис.1/ состоит из корпуса и внутренней части, которая может извлекаться из корпуса. Корпус 1 представляет собой цилиндр из нержавеющей стали с крышками. Одна крышка имеет разъемы для подачи высокого напряжения на электроды и для съема сигналов, другая - вентиль для откачки и наполнения камеры.

Внутренняя часть - жесткий каркас из нержавеющей стали, состоящий из двух дисков 2 и скрепляющих трубок /на рис. не показаны/. К каркасу на изоляторах из фторопласта 3 крепятся собирающие электроды - пластины из нержавеющей стали 4, а также сетки 5, 6, изготовленные из нихромовой проволоки диаметром 100 мкм с шагом 2 мм. Сетка 5 - экранирующая, сетка 6 служит для определения угла вылета осколка в ионизационную камеру. Имеется устройство 7 для регулирования натяжения проволок сетки. Измеряемый источник закрепляется на высоковольтном электроде в направляющих 8.

На электроды камеры подавались потенциалы -2060; -1240; -900; 0 В соответственно для высоковольтного электрода, сетки для измерения угла, экранирующей сетки и собирающего электрода. Такое распределение потенциала соответствует напряженности электрического поля 230; 340; 530 В/см в промежутках между электродами. Наполнение камеры - смесь Ag 92% + CH₄ 8% при давлении 7,7·10⁴ Па. Камера стабильна в работе. Характеристики ее практически не изменялись в течение недели без смены рабочего газа.

2.2. Конструкция высоковольтного электрода

Запыление золотом слоев большой площади для создания одинакового потенциала на поверхности источника представляет определенные трудности и, кроме того, часто не обеспечивает эквипотенциальности поверхности, что приводит к искажению спектров. Поэтому мы полностью отказались от запыления слоев и использовали сетки для создания постоянного потенциала на поверхности источника.

Конструкция высоковольтного электрода показана на рис.2 схематически. Подложка источника /в нашем случае - пленка из поликарбоната толщиной 50 мкг/см²/ закреплялась на рамке размером 100x150 мм² с сеткой 2 из нихромовой проволоки толщиной 100 мкм

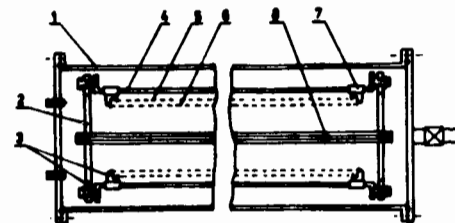


Рис.1. Схема двойной ионизационной камеры. Диаметр корпуса - 0,36 м, длина - 2,05 м.

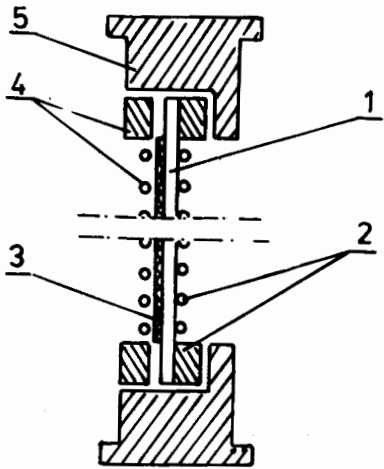


Рис.2. Высоковольтный электрод /схема/.

с шагом 3 мм. На подложку со стороны, противоположной проволокам, был нанесен методом термического испарения слой UF_4 3 толщиной 100 мкг/см^2 . Для обеспечения постоянства потенциала со стороны этого слоя источник закрывался рамкой с сеткой 4, аналогичной описанной выше. Рамки /по два набора/ закреплялись в общем корпусе 5. Девять корпусов, скрепленных между собой, загружались по направляющим в камеру со стороны крышки с вентилем откачки. Максимальная площадь загружаемого источника составляет 2700 см^2 . В длительных измерениях было установлено, что такая конструкция работает надежно. При измерениях в камеру было загружено $\sim 220 \text{ мг } UF_4$ /уран естественного изотопного состава/ на 15 рамках.

2.3. Электронная аппаратура

Измерения проводились с помощью электронной аппаратуры, блок-схема которой показана на рис.3.

Сигналы с собирающих электродов и сеток поступали на предусилители /13/, разработанные в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, и на усилители NOKIA-4841.2. Регистрация поступающей с ионизационной камеры информации осуществлялась при помощи автоматизированной системы для многомерного анализа /13/, созданной на базе микро-ЭВМ МАКАМАК и аппаратуры КАМАК. Кроме микро-ЭВМ и драйвера дисплея, в систему входят аналого-цифровые преобразователи АЦПИ-4096 и блок организации совпадений /БОС/, разработанные в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ /13/. Спектрометрические сигналы после формирования и усиления подавались на входы АЦПИ. Их выходы "Время преобразования" соединялись с соответствующими входами БОС, который анализировал поступающие сигналы и вы-

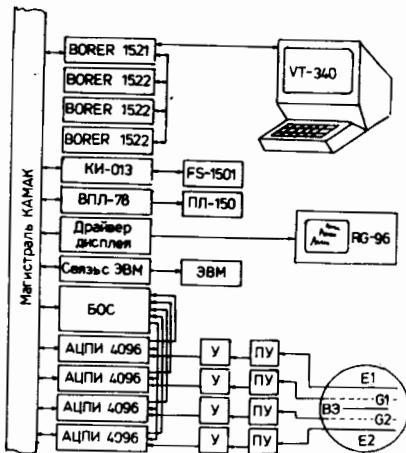


Рис.3. Блок-схема электронной аппаратуры.

работывал сигнал запроса при их совпадении. Выходы "Блокировка" БОС подавались на соответствующие входы АЦПИ. Такая блокировка начиналась с момента обнаружения совпадения сигналов, пришедших на АЦПИ, и сохранялась до тех пор, пока не происходил сброс БОС на ЭВМ. Система организована так, что при появлении сигнала запроса от БОС текущая программа в ЭВМ прерывалась и начиналось выполнение обслуживающей программы. Таким образом, режимы анализатора задавались соответствующей организацией обслуживающей программы. В измерениях использовался режим буферного накопления, когда каждое событие записывалось в память как отдельное слово, последовательно заполняя весь буфер. Полученные данные обрабатывались затем на ЭВМ СМ-3.

3. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение угла вылета осколка деления θ по отношению к направлению электрического поля основано на следующем выражении для амплитуды импульса с сетки $V_g^{14/}$:

$$V_g = k E_f [1 - \frac{R^*}{d} \cos \theta], \quad /1/$$

где E_f - кинетическая энергия осколка деления, R^* величина, пропорциональная пробегу осколков в газе камеры, d - расстояние между сеткой и высоковольтным электродом, k - постоянный коэффициент.

Чтобы определить угол θ из величин амплитуд /в каналах анализатора/ импульсов с сетки N_g и собирающего электрода N_E , удобно выразить связь между этими значениями в виде:

$$N_g = k_1 N_E (1 - k_2 N_E^{2/3} \cos \theta) + k_3, \quad /2/$$

где k_1 ; k_2 ; k_3 - постоянные величины.

Пробег осколка предполагается пропорциональным $E^{2/3} / E$ - энергия осколка /15/.

Из формулы /2/ следует, что при изотропной эмиссии осколков распределение амплитуд импульсов $N(N_g)$ при определенном N_E будет прямогольным. Максимальные и минимальные значения амплитуды N_g соответствуют осколком, выходящим из источника под углом 90° и 0° .

Коэффициенты k_1 , k_2 , k_3 можно определить путем решения системы уравнений, получаемых из /2/ при подстановке $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ и соответствующих значений N_g и N_E . Однако экспериментально полученные спектры амплитуд импульсов с сетки отличаются от прямогольного распределения из-за неидеального энергетического разрешения ионизационной камеры, потерь энергии осколков в слое источника и в подложке и флуктуаций потерь энергии. Это видно из рис.4, где показано распределение $N'(N_g, N_E = \text{const})$.

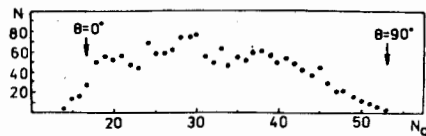


Рис. 4. Распределение импульсов с сетки.

соответствующее максимуму энергетического пика легких осколков при делении ^{235}U тепловыми нейтронами для камеры, в сторону которой непосредственно обращен урановый источник.

Значения N_g для расчета коэффициентов k_1 , k_2 , k_3 /16/ определялись следующим образом:

При $\theta = 0^\circ$ отклонение распределения $N'(N_g, N_E = \text{const})$ от прямоугольного обусловлено дисперсией пробегов осколков и энергетическим разрешением установки. При определении $N_g/\theta = 0^\circ$ предполагалось, что распределение $N'(N_g)$ в этом диапазоне значений N_g является нормальным. Значение $N_g/\theta = 0^\circ$ выбиралось с использованием метода наименьших квадратов, соответствующим максимуму плотности распределения /т.е. на половине высоты нарастающей части спектра $N'(N_g)$. При этом определялась и дисперсия $\sigma^2(N_g)$.

В предположении, что $\sigma(N_g)$ постоянно во всем диапазоне изменения N_g , было определено среднеквадратичное отклонение распределения углов вылета осколков, которое составило 5° и 3° для углов 30° и 60° соответственно.

Спад распределения $N'(N_g, N_E = \text{const})$ для больших углов вылета обусловлен увеличивающимися потерями энергии с приближением угла вылета осколка к 90° . Следовательно, амплитуда N_g , соответствующая углу вылета, близкому к 90° , является максимальной амплитудой распределения $N'(N_g, N_E = \text{const})$. Само определение амплитуды из единичного спектра $N'(N_g, N_E = \text{const})$ не является достаточно точным, однако при рассмотрении двумерного спектра $N_g \times N_E$ можно с достаточной точностью получить линию, соответствующую геометрическому месту точек максимальных амплитуд при различных N_E . Как видно из формулы /2/, это прямая линия

$$N_g = k_1 N_E + k_3.$$

/3/

Для выяснения влияния неточности угла вылета, отвечающего максимальной амплитуде распределения $N'(N_g, N_E = \text{const})$, на погрешность вычисления углов вылета осколков, проверялись две гипотезы, в которых предполагалось, что этот угол равен 90° и 80° . Установлено, что неточность определения максимального угла приводит к ошибке в определении углов вылета осколков деления $\sim 2^\circ$.

Поскольку образец ^{238}U естественного изотопного состава содержит примесь ^{235}U , это позволило корректно провести энергетическую калибровку ионизационной камеры, для чего на ее корпусе закреплялся замедлитель нейтронов - блок из органического стекла, в который помещался источник нейтронов ^{252}Cf , с интенсивностью $2 \cdot 10^8$ н/с. Регистрировались осколки, полученные при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Энергетическая калибровка производилась с использованием соотношения

$$E = aN_E + b,$$

/4/

где E - кинетическая энергия осколков деления в МэВ, N_E - номер канала анализатора, соответствующий измеренной амплитуде импульса с собирающего электрода, a и b - постоянные величины.

Для расчета коэффициентов a и b использовались значения средних энергий легкого и тяжелого осколков из ^{235}U : $\bar{E}_L = 101,4$ МэВ; $\bar{E}_H = 70,4$ МэВ.

Поправки энергии вводились только для осколков, прошедших подложку. Из всего полученного массива данных распечатывались двумерные спектры $N_{E_1} \times N_{E_2}$, соответствующие вылету осколков под углом от 0° до 30° - 40° , т.е. для осколков, проходящих подложку в направлении, близком к перпендикулярному. По сдвигу пиков распределений энергий тяжелых и легких осколков в двух сопряженных камерах определялись потери энергии ΔE_\perp при прохождении осколками подложки в перпендикулярном направлении. Поправки к энергии осколков при вылете их под углом θ определялись по формуле $\Delta E_\theta = \Delta E_\perp / \cos \theta$.

Поправки на потери энергии осколками в слое источника неявно вводились в результате процедуры энергетической калибровки.

Из полученных таким образом энергий E_1 и E_2 обоих осколков вычислялись массы M_1 и M_2 осколков и полная кинетическая энергия E_{tot} для каждого события деления в соответствии с выражениями, следующими из законов сохранения энергии и импульса.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

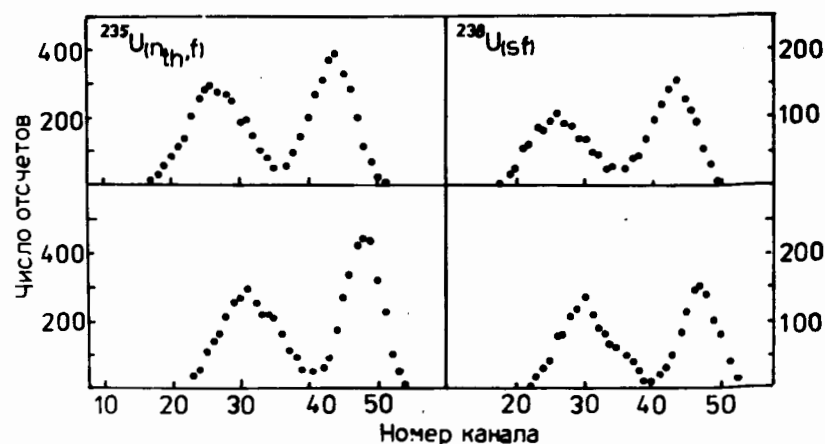
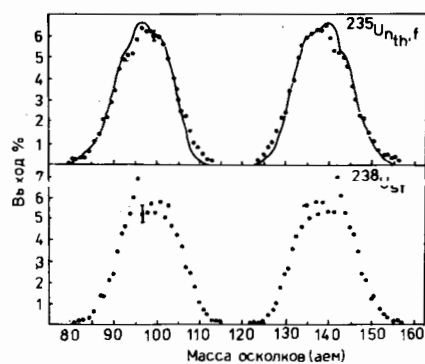
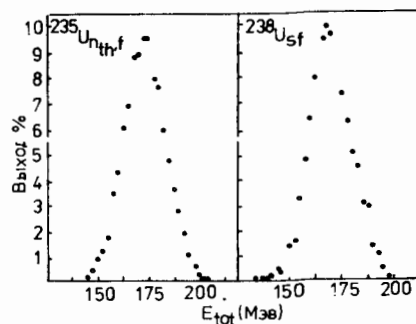
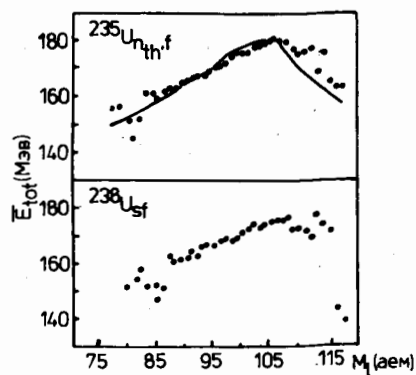
Энергетические спектры осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{238}U , полученные в обоих ионизационных камерах для осколков, вылетающих в диапазоне углов 0° - 50° , показаны на рис.5.

Эти спектры в целом подобны по форме, однако, по-видимому, наблюдается различие для тонкой структуры пиков тяжелых осколков ^{235}U и ^{238}U .

С помощью процедуры введения поправок по энергии, описанной в предыдущем разделе, было обработано 8200 событий деления ^{235}U тепловыми нейтронами и 2800 событий спонтанного деления ^{238}U , при этом исключались из рассмотрения осколки, имеющие угол вылета больше 60° .

Полученные распределения выходов масс осколков, полных кинетических энергий, средней полной кинетической энергии как функции массы, показаны соответственно на рис.6-8.

Величины средних значений кинетической энергии \bar{E}_l и \bar{E}_h , а также масс \bar{M}_l и \bar{M}_h легкого и тяжелого осколков, полной кинети-

Рис. 5. Спектры осколков деления ^{235}U и ^{238}U .Рис. 6. Распределения по массам осколков деления ^{235}U и ^{238}U . Сплошной линией показано распределение из работы [17].Рис. 7. Распределения полных кинетических энергий осколков деления ^{235}U и ^{238}U .Рис. 8. Распределения средних значений полной кинетической энергии осколков деления ^{235}U и ^{238}U . Сплошная кривая — распределение из работы [17].

	^{235}U деление тепловыми нейтронами				^{238}U спонтанное деление		
	Ковригин и Петржак	Касе	Данная работа *	Шмитт	Ковригин и Петржак	Касе	Данная работа *
\bar{E}_{tot}	148,9	169,52	$171,8 \pm 0,1$	171,8	144,4	164,6	$168,8 \pm 0,2$
$\sigma_{E_{tot}}$			10,7	10,3			10,5
\bar{E}_l	$92,3 \pm 0,12$	99,74	$101,4 \pm 0,1$	101,4	$90,0 \pm 0,3$	$97,6 \pm 1,2$	$99,8 \pm 0,2$
\bar{E}_h	$56,6 \pm 0,15$	69,78	$70,4 \pm 0,1$	70,4	$54,4 \pm 0,4$	$67,0 \pm 1,2$	$69,0 \pm 0,2$
\bar{M}_l			$96,7 \pm 0,1$	96,5			$98,0 \pm 0,1$
\bar{M}_h			$139,3 \pm 0,1$	139,5			$140,0 \pm 0,1$
σ_M			6,05	5,6			6,07

* Для данной работы приведены только статистические ошибки. Энергетические и массовые характеристики приводятся соответственно в МэВ и а.е.м.

ческой энергии E_{tot} , дисперсий распределений полной кинетической энергии и масс осколков представлены в таблице.

Там же приводятся средние значения энергий осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{238}U из работ Ковригина и Петржака [10] и Касе и др. [12].

В качестве эталона для сравнения параметров деления ^{235}U тепловыми нейтронами в таблице рассматриваются результаты, полученные Шмиттом и др. [17].

Из таблицы видно, что характеристики распределений /средние значения и дисперсии/, полученные в нашей работе, близки к эталонным.

Среднее значение полной кинетической энергии осколков спонтанного деления ^{238}U , полученное нами, меньше аналогичной величины при делении ^{235}U тепловыми нейтронами, на $3,0 \pm 0,2$ МэВ. Следует заметить, что эта величина не критична по отношению к точности определения потерь энергии ΔE_l в подложке.

Изменение ΔE_l при обработке данных, например, на $\pm 20\%$, приводит только к изменению средних значений полных кинетических энергий ^{235}U и ^{238}U . Разность этих значений $(E_{tot})_{^{235}\text{U}} - (E_{tot})_{^{238}\text{U}}$

в пределах статистической ошибки остается неизменной.

Значение полной кинетической энергии осколков деления ^{238}U , рассчитанное по эмпирической формуле $\sqrt[5]{\langle E_1 + E_2 \rangle} = 0,1332 (z^2 / A^{1/3}) - 11,64$ МэВ, составляет 170,4 МэВ, что больше экспериментально измеренного на 1,6 МэВ. Это согласуется с выводами работы $\sqrt[5]{}$, которые были сделаны на основании данных о других спонтанно делящихся нуклидах.

Сравнительно грубая процедура усреднения при введении поправок к энергии осколков деления, неточность определения угла вылета, на первый взгляд, не позволяют делать выводов о тонкой структуре распределения осколков по массам. Однако на рис.6 наблюдается общее совпадение характерных очертаний распределения по массам при делении ^{235}U , полученного в данной работе, и эталонного распределения. Если принять, что все неточности обработки одинаковым образом влияют на характеристики распределений, то можно предположить наличие тонкой структуры в распределении по массам для ^{238}U , более выраженной, чем у ^{235}U .

Использование электронного коллимирования позволило найти истинное число событий спонтанного деления ^{238}U в источнике, находящемся в ионизационной камере, и определить период полураспада относительно спонтанного деления для ^{238}U .

Поскольку осуществить такую же коллимацию для альфа-частиц, вылетающих из источника, не представлялось возможным из-за малой амплитуды импульсов с сетки, используемой для определения угла вылета, подсчет количества ^{238}U , находящегося в камере, производился без поправок на потери альфа-частиц в слое источника.

Определенный таким образом период полураспада ^{238}U относительно спонтанного деления составил $T_{1/2} = 8,29 \pm 0,27 / 10^{15}$ лет.

Основной вклад в ошибку этого результата вносят погрешность определения угла вылета и статистическая ошибка скорости счета осколков.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову и профессору Ю.Ц.Оганесяну за многочисленные полезные советы и обсуждения; Г.И.Ковалю за изготовление ионизационной камеры; Г.С.Попеко, А.М.Родину, С.В.Степанцову - за большую помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Флеров Г.Н. и др. ЯФ, 1977, 26, с.449.
2. Флеров Г.Н., Тер-Акопян Г.М. АТОМİK Kozlemeuyek, 1979, 21, p.93.
3. Flerov G.N. et al. Z.Phys., 1979, A292, p.43.
4. Короткин Ю.С. и др. ОИЯИ, P12-82-529, Дубна, 1982.
5. Unik J.P. et al. Proc. IAEA Symp.Phys.Chem.Fission, 3-rd Rochester, NY, 13-17 August, 1973; IAEA, Vienna, 1974, vol.11, p.19.

6. Schmitt H.W., Mosel V. Nucl.Phys., 1972, A186, p.1.
7. Kolb D. Phys.Lett., 1976, 65B, p.319.
8. Богданов Д.Д. и др. ОИЯИ, P15-81-706, Дубна, 1981.
9. Чепигин В.И. и др. ОИЯИ, P7-83-332, Дубна, 1983.
10. Ковригин П.С., Петржак К.А. АЭ, 1958, 4, с.547.
11. Иванов М.П. и др. ОИЯИ, P13-82-860, Дубна, 1982.
12. Kase M. et al. Nucl.Instr.Meth., 1978, 154, p.335.
13. Нгуен Хак Тхи и др. ОИЯИ, 13-12782, Дубна, 1979.
14. Бочагов В.А. и др. Изв.АН СССР, сер.Физ., 1956, 20, с.1455.
15. Alexander J.N., Gazdic N.F. Phys.Rev., 1963, 129, p.2659.
16. Choudhury R.K. et al. Nucl.Instr.Meth., 1979, 164, p.323.
17. Schmitt H.W. et al. Phys.Rev., 1966, 141, p.1146.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1983 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды V Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Иванов М.П. и др. 13-83-800
Изучение спонтанного деления ^{238}U с использованием двойной ионизационной камеры

Описывается двойная ионизационная камера, предназначенная для идентификации слабых активностей спонтанного деления, например сверхтяжелых элементов, в больших количествах вещества /до 1 г/, по полной кинетической энергии и масс-асимметрии осколков деления. Камера имеет площадь источника 2700 см^2 и снабжена сетками для определения угла вылета осколков. Это позволяет осуществлять электронную коллимацию и вводить поправки к энергиям осколков при прохождении их через подложку источника. Приводятся результаты измерений энергетических и массовых распределений осколков для 2800 событий спонтанного деления ^{238}U . Полная кинетическая энергия осколков при спонтанном делении ^{238}U на $3,0 + 0,2$ МэВ меньше, чем при делении ^{235}U тепловыми нейтронами и составляет $168,8 \pm 0,2$ МэВ. Измеренное значение периода полураспада ^{238}U относительно спонтанного деления составляет $1/8,29 \pm 0,27 / 10^{15}$ лет.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Ivanov M.P. et al. 13-83-800
The Study of ^{238}U Spontaneous Fission with the Use of Double Ionization Chamber

The double ionization chamber for identification of weak activities of spontaneous fission, for example, of superheavy elements, in large amounts of matter/upto 1 g/ measuring the total kinetic energy and mass-asymmetry of fission fragments is described. The chamber has 2700 cm^2 source area and is equipped with grids for determining the fragment flight angles. This permits to realize electronic collimation and to make corrections to energies of fragments at their passage through source backing. The results of measurements of energy and mass fragment distributions for 2800 events of spontaneous fission of ^{238}U are given. The total kinetic energy of spontaneous fission fragments of ^{238}U is by $3.0 + 0.2$ MeV less than for thermal neutron fission of ^{235}U and equals 168.8 ± 0.2 MeV. The measured value of spontaneous fission half-life for ^{238}U uranium is equal to $1/8.29 \pm 0.27 / 10^{15}$ years.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой