

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4223 / 83

15 / 8-83

P7-83-332

В.И.Чепигин, С.В.Степанцов, Ш.Надь,
Г.М.Тер-Акопян, Л.П.Челноков, А.С.Воронин *

ДВОЙНАЯ ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

* Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград.

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

При изучении процесса деления важно знать взаимные корреляции его характеристик и их зависимость от нуклонного состава ядер. Такую информацию могут представлять многомерные эксперименты, в которых одновременно измеряются два или более параметра. В этих экспериментах основной задачей является определение массового распределения осколков деления, которое следует из данных о их кинетических энергиях. В течение последнего десятилетия к таким измерениям был проявлен интерес, который вызывался, помимо развития технических возможностей, существенным развитием теории, способной качественно правильно описать как известные свойства деления актинидных ядер, так и драматические изменения в районе $Z = 100$ и $A = 258-264$ ^{1-3/}.

В 1971 году появились первые сообщения о том, что при спонтанном делении ^{257}Fm и при его вынужденном делении тепловыми нейтронами значительно увеличивается вероятность симметричного деления и максимум полной кинетической энергии осколков, в отличие от деления более легких актинидов, принадлежит симметричному делению^{4,5/}. Это явление было объяснено влиянием выходного канала деления, в котором возможно образование при симметричном делении сферических продуктов, близких к дважды магическому $^{132}_{50}\text{Sn}$. При подробном изучении свойств вынужденного и спонтанного деления ядер в диапазоне от ^{229}Th до ^{256}Fm была подтверждена аномалия в области изотопов фермия и была установлена эмпирически линейная зависимость средней полной кинетической энергии от параметра кулоновского отталкивания $Z^2/A^{1/3}$ ^{6/}. В настоящее время проявляется интерес к изучению свойств спонтанного деления более тяжелых, короткоживущих нуклидов: ^{246}Fm /1,2 с/, ^{248}Fm /38 с/^{7/}, ^{258}Fm /продукт распада ^{258}Md , 43 мин/^{8/}, ^{259}Fm /1,5 с/^{9,10/}, $^{252}\text{102}$ /2,3 с/^{11/} и $^{262}\text{105}$ /35 с/^{12/}. Проведенные работы показали, что деление ^{258}Fm и ^{259}Fm - полностью симметричное, с узким массовым распределением продуктов $/GWHM = 8 \div 12$ м.е./ и средней полной кинетической энергией, которая на 40 МэВ выше, чем ожидаемая из эмпирических систематик^{6/}. Однако эта тенденция, противоречащая теоретическим предсказаниям, не продолжается у изотопов $^{252}\text{102}$ и $^{262}\text{105}$. По-видимому, необходимо дальнейшее изучение свойств спонтанного и низкоэнергетического деления трансфермиевых ядер.

Особый интерес представляют эксперименты, в которых кроме двух осколков детектируются мгновенные нейтроны деления. Множественность нейтронов в зависимости от массы осколков тре-

буется для определения массового распределения, получаемого из энергетических распределений двух осколков. Кроме того, она позволяет получать прямую информацию об энергии деформации осколков. Такие измерения были проведены только для долгоживущих, спонтанно делящихся нуклидов до ^{256}Fm и $^{257}\text{Fm}/^{13}$. Изучение множественности нейтронов в корреляции с массовым распределением и полной кинетической энергией осколков деления для трансформированных ядер помимо самостоятельного значения представляет интерес с точки зрения возможности идентификации новых спонтанно делящихся тяжелых и сверхтяжелых элементов.

Изучение энергетического распределения коррелированных пар осколков было начато с помощью двойных ионизационных камер^{/14,15/}. Первые классические результаты, относящиеся к множественности мгновенных нейтронов, испускаемых отдельными осколками ($\bar{\nu}(M)$), были получены также с применением двойных ионизационных камер^{/16-18/}. Позже ионизационные камеры почти полностью были вытеснены полупроводниковыми детекторами^{/19-22/}. В процессе измерений с полупроводниковыми детекторами были внесены изменения, которые способствовали повышению точности измерения энергии и массы осколков деления^{/23-27/}. Ионизационные камеры всегда использовались в специальных областях /например, в измерениях с источниками большой поверхности/, в последние годы можно наблюдать расширение области их применения, прежде всего в изучении реакций с тяжелыми ионами /см., например,^{/28/} /.

Ионизационные камеры имеют некоторые свойства, выгодно отличающие их от полупроводниковых детекторов при регистрации осколков или тяжелых ионов: 1/ большая чувствительная поверхность и/или большой чувствительный телесный угол $\sim 2\pi$ в случае внутреннего источника/; 2/ постоянная разрешающая способность, не зависящая от радиационных дефектов; 3/ относительно небольшая величина амплитудного дефекта и его сравнительно небольшая зависимость от массы регистрируемых частиц^{/23,29-31/}.

Существенное значение при измерениях со слабыми источниками конечной толщины имеет возможность введения поправки на потери энергии осколков деления в активном слое, в подложке или в окнах. Такая поправка может быть сделана, если известен угол вылета осколков по отношению к плоскости источника. Ионизационные камеры позволяют определять этот угол двумя путями: 1/ по задержке сигнала собирающего электрода относительно сигнала сетки^{/32,33/}; 2/ по зависимости амплитуды сигнала сетки^{/34-36/} от $\cos\theta$, где θ - угол между направлением движения осколка и вектором напряженности поля в камере.

В последние годы двойные ионизационные камеры были использованы для изучения спектров осколков деления с хорошим разрешением^{/37/}, а также в многопараметрических экспериментах с детектированием мгновенных нейтронов^{/38/}.

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ было разработано два типа ионизационных камер для регистрации осколков спонтанно делящихся

нуклидов, имеющих периоды полураспада 10^{-3} с. В первой камере^{/39/}, которая была предназначена только для детектирования осколков, спонтанно делящиеся продукты реакций с тяжелыми ионами останавливались в газе. Во второй камере^{/40/}, которая позволяла измерять энергию двух осколков, спонтанно делящиеся продукты останавливались в фольге сборника. Толщина сборника $/150-200 \text{ мкг/см}^2 /$, необходимая для торможения этих продуктов, ограничивала разрешение до такой степени, что удавалось лишь определить полную кинетическую энергию осколков деления. Камера использовалась для изучения спонтанного деления $^{244}\text{Fm} /3,3 \text{ мс/}$ и $^{246}\text{Fm} /1,2 \text{ с/}$.

Целью настоящей работы являлась разработка двойной ионизационной камеры с большой чувствительной поверхностью источника и хорошим разрешением. Камеру планируется использовать вместе с высокочувствительным нейтронным детектором^{/41/} и транспортной системой аэрозольной струи для изучения короткоживущих спонтанно делящихся нуклидов.

2. ДВОЙНАЯ ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА И ЕЕ КАЛИБРОВКА

Нами была создана двойная ионизационная камера, схема которой показана на рис.1. Внешние геометрические размеры камеры определялись размерами чувствительного объема нейтронного детектора, который имел форму цилиндра диаметром 16 и длиной 50 см. Источник, максимальный размер которого равнялся $5 \times 30 \text{ см}^2$, помещался между объемами двух ионизационных камер с плоскопараллельными электродами и служил в качестве общего катода. Две идентичные камеры с экранными сетками имели также по одной дополнительной сигнальной сетке, которая располагалась перед экранной сеткой со стороны катода и служила для определения угла вылета осколка деления. Расстояние катод - сигнальная /первая/ сетка - экранная /вторая/ сетка - собирающий электрод составляли 32, 7 и 10 мм соответственно. Сетки изготавливались из нихромовой проволоки толщиной 100 мкм, которая наматывалась с шагом 1,5 и 1,0 мм соответственно для первой и второй сетки.

Объем ионизационных камер наполнялся смесью 95% Ag + 5% CH_4 . Рабочее давление - 600 Тор выбиралось так, чтобы в промежутке между катодом и первой сеткой укладывался пробег легких осколков деления

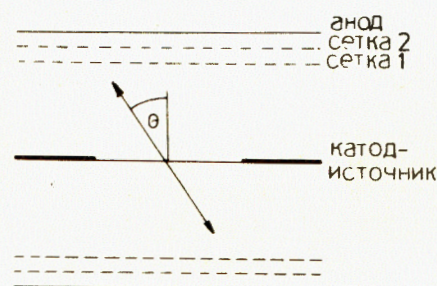


Рис.1. Схема двойной ионизационной камеры.

^{235}U тепловыми нейтронами. Основная часть измерений была проведена при указанном наполнении камер. Кроме того, были проведены отдельные калибровочные измерения с наполнением камер смесью $90\% \text{N}_2 + 10\% \text{H}_2$ при давлении 600 Тор. Условия работы камер при двух различных наполнениях оказались подобными. При соблюдении обычных условий вакуумной гигиены /исключение из объема камер оргстекла и других материалов с повышенным газоотделением, применение тефлоновых изоляторов и уплотнений из вакуумной резины/ стабильная работа камер продолжалась в течение нескольких суток с одним и тем же наполнением без протока газа.

Наилучшее разрешение по энергии для осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами было получено при напряжении электрического поля в промежутке катод - первая сетка около 0,3 В/Тор·см. Потенциалы на первой, второй сетках и аноде были равны 560, 700 и 1500 В.

Для изучения условий работы ионизационных камер использовались источники осколков деления, которые представляли собой слой ^{235}U площадью $4 \times 15 \text{ см}^2$. Изотоп ^{235}U напылялся в виде соединения UF_4 на лавсановую подложку толщиной 35 мкг/см^2 . Толщина слоя UF_4 равнялась 50 мкг/см^2 . Образцы с двух сторон покрывались золотом толщиной 40 мкг/см^2 . Такое покрытие обеспечивало поверхностную электропроводность образца, что было необходимо для получения однородного электрического поля в обеих камерах. Вместо напыления золота возможно также применение редких металлических сеток из проволоки толщиной 50-100 мкм, которыми с обеих сторон покрывается поверхность источника.

При изучении условий работы ионизационных камер они помещались в поле тепловых нейтронов, создаваемое Pu-Be источником, расположенным в объеме замедлителя /плексиглас/, окружающего камеры. При интенсивности нейтронного источника $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ скорость счета осколков деления составляла $\sim 3 \text{ с}^{-1}$. Регистрация осколков деления проводилась в большом телесном угле, близком к 4π .

Энергетическая и угловая калибровка камер проводилась в условиях, когда на урановый источник со стороны лавсановой подложки накладывался коллиматор, представляющий собой металлическую пластину толщиной $d = 1 \text{ мм}$, в которой имелись отверстия диаметром $D = 4 \text{ мм}$. Сигналы с ионизационной камеры, расположенной со стороны коллиматора, использовались для отбора осколков деления, вышедших под углом θ в диапазоне от 0° до $\theta_{\text{max}} = 76^\circ$. Такой отбор позволял получать калибровочные спектры для другой камеры, которая располагалась со стороны слоя урана.

Сигналы, снимаемые с собирающих электродов и с сигнальных сеток камер, после усиления и формирования по длительности подавались на 4 АЦПИ-4096, коды с которых объединялись в коммутаторе с кодом нейтронного детектора^{/41/} и через схему сопряжения поступали на ЭВМ СМ-3.

В результате проведенных измерений была получена информация, содержащая по 20-80 тысяч событий деления, в каждом из которых были зафиксированы коды амплитуд четырех сигналов: с собирающих электродов первой и второй камеры (N_1, N_2) и с сигнальных сеток первой и второй камеры / N_{g1} и N_{g2} /. Отдельно были накоплены данные измерений без коллиматора и с коллиматором. В результате были получены двумерные спектры $N_i \times N_{g_i} / i = 1, 2$ соответствует номеру камеры/ с коллиматором, которые использовались для энергетической и угловой калибровки, все двумерные спектры преобразовывались в масштабе 64×64 каналов. Данные этих калибровок использовались для внесения коррекций в спектры энергий осколков деления, измеренные без коллимации. Эти коррекции содержали поправки на поглощение энергии осколков деления в слое UF_4 , в материале подложки и в слоях золота. Кроме того, могли быть исключены события, в которых угол вылета осколков деления превышал некоторый предел θ_{max} .

Рассмотрим более подробно процедуру угловой и энергетической коррекции.

В ионизационной камере имеет место зависимость между амплитудами импульсов на собирающем электроде (N) и сигнальной сетке (N_g), которая может быть записана следующим образом:

$$N_g = k_1 N - k_2 N^a \cos \theta + k_3, \quad /1/$$

где k_1, k_2, k_3, a - коэффициенты, зависящие только от геометрических параметров камеры, от состава используемого рабочего газа и от его давления. Для определения коэффициентов k_1, k_2, k_3, a использовались двумерные спектры $N \times N_g$, полученные при калибровке с применением механического коллиматора.

Вводя величину

$$\eta = h \operatorname{tg} \theta, \quad /2/$$

где $h = \frac{2d}{D}$, функцию распределения импульсов $F(N, N_g)$ в спектре $N \times N_g$ с использованием коллиматора можно представить в виде

$$F(N, N_g) = \frac{1}{k_2 N^a} G(\cos \theta), \quad /3/$$

где $\cos \theta$ определяется из формулы /1/, а $G(\cos \theta)$ представляет собой дифференциальную функцию распределения осколков по $\cos \theta$. Явный вид зависимости $G(\cos \theta)$ следующий:

а/ при $0 \leq \eta \leq 1$

$$G(\cos \theta) = \frac{1}{S} \left[1 - \eta^2 - \frac{2}{\pi} \int_{1-\eta}^{\sqrt{1-\eta^2}} \Phi_0(x) x dx + \frac{2}{\pi} \int_{\sqrt{1-\eta^2}}^1 \Phi_0(x) x dx \right], \quad /4/$$

где

$$\Phi_0(x) = \text{Arc sin} \left[\frac{1}{\eta} \sqrt{1 - \frac{\eta^2 - 1 - x^2}{2x}} \right], \quad /5/$$

$$S = \int_{\cos \theta_{\max}}^1 G(x) dx; \quad /5'/$$

б/ при $1 < \eta < 2$

$$G(\cos \theta) = \frac{2}{\pi S} \int_{\eta-1}^1 (\pi - \Phi_0(x)) x dx. \quad /6/$$

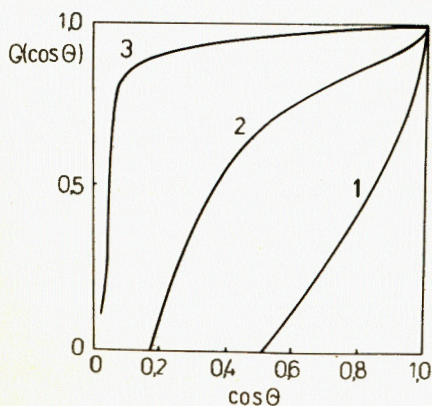
На рис.2 в качестве иллюстрации приведена зависимость $G(\cos \theta)$ при трех различных значениях h : $1/h = 1,13$; $2/h = 0,3$; $h = 0,02$.

Зависимости /4/ и /6/ соответствуют идеальному угловому разрешению камеры, то есть случаю, когда ее функция отклика представляет собой δ -функцию. Реальная дифференциальная функция распределения по $\cos \theta$ должна иметь вид

$$\bar{G}(\cos \theta) = \int G(x) \gamma(x, \cos \theta) dx, \quad /7/$$

где функция $\gamma(x, \cos \theta)$ учитывает конечность углового разрешения камеры. В качестве функции отклика нами было выбрано распределение Гаусса с постоянной дисперсией σ^2 , не зависящей от N и N_g , а следовательно, и от $\cos \theta$, и средним значением, равным $\cos \theta$:

Рис.2. Угловое распределение вылета частиц из источника с коллиматором при разных коллимационных отношениях h :
 $1/h = 0,13$; $2/h = 0,3$;
 $3/h = 0,02$.



$$\gamma(x, \cos \theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left\{ -\frac{(x - \cos \theta)^2}{2\sigma^2} \right\}. \quad /8/$$

При вычислении интеграла /7/ интегрирование происходило обычно в интервале $\cos \theta - 3,5\sigma$; $\cos \theta + 3,5\sigma$. Далее составлялась функция χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \left[\frac{\bar{F}(N_j, N_{g_j}) - \bar{F}_{\text{эксп}}(N_j, N_{g_j})}{\delta F_{\text{эксп}}(N_j, N_{g_j})} \right]^2, \quad /9/$$

и искали те значения k_1, k_2, k_3, a и σ , при которых χ^2 имела минимум. В формуле /9/ $\bar{F}(N_j, N_{g_j})$ определяется из формулы /3/, но вместо функции $G(\cos \theta)$ подставляется $\bar{G}(\cos \theta)$; $\bar{F}_{\text{эксп}}(N_j, N_{g_j})$ - экспериментально полученное значение функции $F(N_j, N_{g_j})$; $\delta F_{\text{эксп}}(N_j, N_{g_j})$ - среднеквадратичная ошибка экспериментального значения. Суммирование в /9/ происходит по M экспериментальным точкам.

Определялось два набора параметров k_1, k_2, k_3, a, σ , минимизирующих χ^2 соответственно в энергетическом диапазоне легкого и тяжелого осколков деления ^{235}U , причем в целях экономии счетного времени M выбиралось в каждом случае порядка 30-40. Из рис.3 можно видеть, что согласие рассчитанной кривой $F(N, N_g)$ с $\bar{F}_{\text{эксп}}(N, N_g)$ достаточно хорошее. Полученное при этом σ было порядка 0,04. Таким образом, изложенный метод дает возможность определить угол вылета осколков из сборника с точностью $3^\circ \pm 8^\circ$ в диапазоне углов $60^\circ \pm 30^\circ$, причем чем больше угол, тем меньше погрешность его определения.

Далее на основании спектра импульсов, полученного с собирающего электрода, при наличии механического коллиматора делалась

энергетическая калибровка в предположении, что номер канала одномерного энергетического спектра линейно связан с энергией осколка:

$$E = aN + b. \quad /10/$$

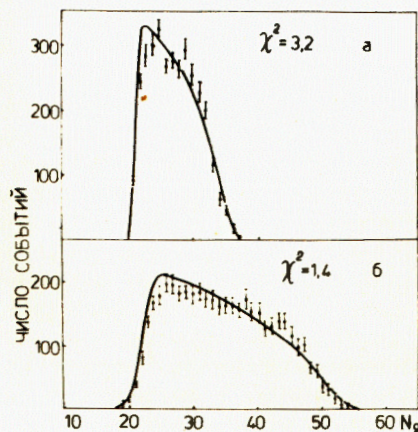


Рис.3. Функция распределения импульсов на первой сетке для тяжелой /а/ и легкой /б/ групп осколков деления при $h=0,125$ $/\theta_{\max} = 76^\circ/$ в максимуме пиков на собирающем электроде.

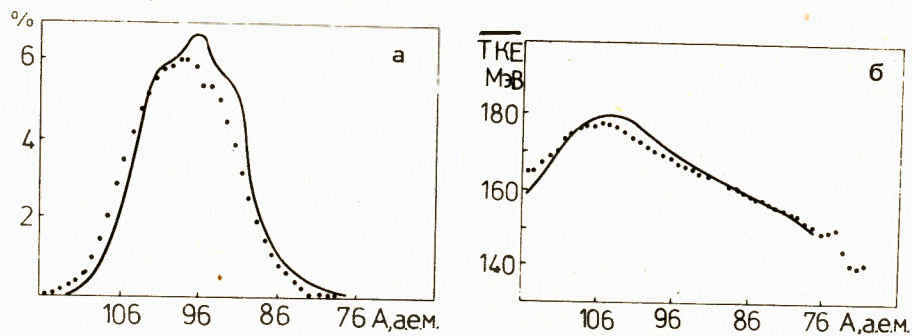


Рис. 4. Массовое распределение осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами/а/; б - распределение ТКЕ в зависимости от масс-асимметрии: — - данные из [24], - данные настоящей работы.

Определялось два набора параметров {a, b} исходя из табличных значений средних энергий легкого и тяжелого осколков деления ^{43}f :

$$^{235}\text{U} + \frac{1}{0}\text{n} : \bar{E}_\text{л} = 101,4 \text{ МэВ}; \bar{E}_\text{т} = 70,4 \text{ МэВ}.$$

Для внесения поправок на поглощение энергии в подложках, в слоях золота и в слое UF_4 было использовано полуэмпирическое выражение для удельных потерь энергии осколков в атомарных веществах, полученное в работе [42], с применением правила аддитивности Брэгга в случае молекулярных веществ. При извлечении ядерного заряда осколка из экспериментальных данных настоящей работы считалось, что при бинарном делении заряд делящегося ядра распределяется между возникающими осколками в отношении их масс.

На рис. 4 приведены результаты обработки одного из измерений без механического коллиматора. Расчетным образом отбирались события, соответствовавшие $\theta_{\text{max}} \leq 60^\circ$. Видно, что достигнуто согласие с имеющимися литературными данными по основным характеристикам вынужденного деления ^{235}U тепловыми нейтронами: массовому распределению осколков деления / $\bar{A}_\text{л} = 97,4 \pm 2,5$, $\sigma_{A_\text{л}} = 6,2$ /, распределению полной кинетической энергии / $\text{ТКЕ} = 170 \pm 3$ МэВ, $\sigma_{\text{ТКЕ}} = 10,9$ МэВ / в зависимости от масс-асимметрии.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основная трудность, возникающая при изучении свойств спонтанного деления трансфермиевых нуклидов, связана с малыми поперечными сечениями их образования в реакциях с тяжелыми ио-

нами, которые представляют единственную возможность для получения таких ядер. Поэтому способность ионизационных камер регистрировать осколки деления в большом телесном угле является их привлекательным свойством при проведении таких экспериментов. Максимальная величина телесного угла регистрации осколков деления зависит от качества источника и от требуемого разрешения по энергии. В ряде экспериментов вполне может быть использована информация об осколках деления, испущенных из источника большой площади /150 см²/ в телесном угле, достигающем 2π . Полученные результаты будут близки по качеству к тем, которые приведены на рис. 4. Наличие герметичных входных окон толщиной до 200-300 мкг/см² не должно приводить к существенным искажениям конечных результатов, так как возможен корректный учет потерь энергии осколков деления в таких окнах.

Тонкие однородные источники, нанесенные на достаточно тонкую подложку, могут быть получены в экспериментах, рассчитанных на регистрацию сравнительно долгоживущих нуклидов, когда возможно применение химических методов. К сожалению, среди трансфермиевых нуклидов, представляющих интерес для изучения, нет таких долгоживущих изотопов. В отличие от экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов, в которых не исключено получение ядер с периодами полураспада более одного часа, все остальные эксперименты по изучению спонтанного деления ядер с $Z \geq 100$ должны проводиться в линии с пучком тяжелых ионов. Одна из возможностей применения двойной ионизационной камеры в подобных экспериментах связана с ее соединением с аэрозольной струей, транспортирующей продукты реакций с тяжелыми ионами. Такая струя позволяет получать тонкие источники, если направлять ее в вакууме на отдельные подложки, изготовленные из органической пленки, которые могут поочередно помещаться между входными окнами двух ионизационных камер. При такой постановке эксперимента будут доступны для изучения изотопы с периодами полураспада ~ 1 с.

В некоторых случаях требуется регистрировать осколки деления, испускаемые из более или менее тонких сборников, в которые вбиваются спонтанно делящиеся продукты реакций с тяжелыми ионами. Например, такие условия возникают при изучении короткоживущих ядер ^{40}f . Аналогичные условия будут иметь место, если пропускать аэрозольную струю через плоский объем, расположенный на месте катода двойной ионизационной камеры /см. рис. 1/ и снабженный двумя тонкими герметичными окнами, через которые осколки деления могут попасть в объем ионизационных камер. В качестве модельного эксперимента в такой геометрии было проведено измерение спектров осколков деления для слоя ^{235}U , помещенного наклонно между двумя лавсановыми пленками толщиной 150 мкг/см², расположенными параллельно друг другу на расстоянии 5 мм. Весь объем камеры, включая пространство между пленками, был заполнен рабочей смесью. Пленки вместе с урановым

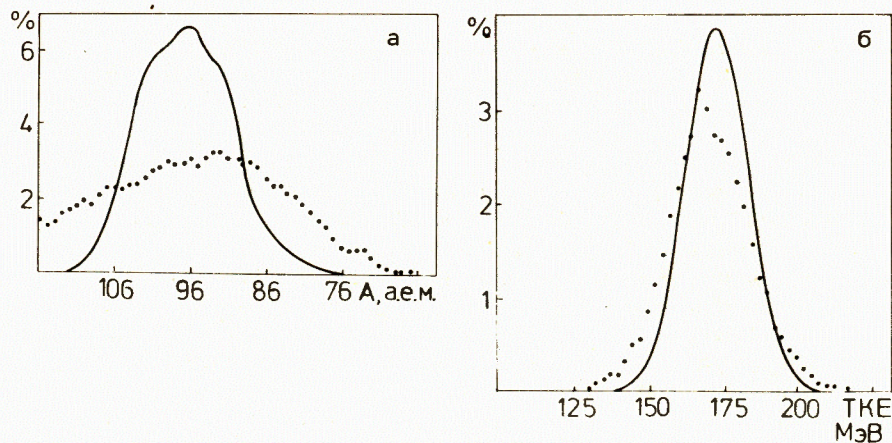


Рис. 5. Распределение осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами в опыте с моделированием аэрозольной струи:
 а/ массовое распределение /— — данные из ^{240}Pu /; б/ распределение ТКЕ /— — распределение Гаусса с $\sigma_{\text{ТКЕ}} = 10,3$ МэВ, $\text{ТКЕ} = 171,8$ МэВ ^{235}U /, — данные настоящей работы.

слоем помещались на месте катода. Зарегистрированные спектры обрабатывались в соответствии с процедурой, описанной выше. Полученные распределения осколков деления по массе и ТКЕ показаны на рис. 5. Как видно, при такой толщине источника не удастся получить адекватной картины массового распределения осколков деления, что вызвано большой неопределенностью потерь энергии отдельно для легкого и тяжелого осколков. Однако благодаря не очень большому различию удельных потерь энергии для осколков различной массы даже при сравнительно большой толщине источника удается получить приемлемую точность определения ТКЕ и $\sigma_{\text{ТКЕ}}$ /см. рис. 5/.

Это позволяет использовать измерения величины ТКЕ для выделения событий спонтанного деления трансураниевых ядер на фоне, вызванном делением более легких ядер актинидов. В частности, одновременно измеряя величину ТКЕ и множественность мгновенных нейтронов деления в экспериментах по синтезу сверхтяжелых ядер, можно идентифицировать такие ядра по признаку большого выделения энергии, достигающего 300 МэВ. Столь высокая выделяемая энергия должна проявляться либо в большой величине ТКЕ, либо в повышенной множественности нейтронов, либо и в том и в другом одновременно.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову и профессору Ю.Ц.Оганесяну за постоянное внимание к работе и ценные

замечания, а также сотрудникам отдела радиоэлектроники ЛЯР ОИЯИ В.И.Горшкову, Т.С.Саламатиной, В.И.Смирнову за разработку и большую помощь в процессе наладки электронной части установки.

ЛИТЕРАТУРА

- Schmitt H.W., Mosel U. Nucl. Phys. A, 1972, 186, p. 1.
- Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R. Phys. Rev. C, 1976, 14, p. 1832.
- Mustafa M.G., Ferguson R.L. Phys. Rev. C, 1978, 18, p. 301.
- Balagna F.P. et al. Phys. Rev. Lett., 1971, 26, p. 145.
- John W. et al. Phys. Rev. Lett., 1971, 27, p. 45.
- Unik J.P. Third Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973. IAEA, Vienna, 1974, vol. 2, p. 19.
- Hoffman D. et al. Phys. Rev. C, 1980, 22, p. 1581.
- Hoffman D. et al. Phys. Rev. C, 1980, 21, p. 972.
- Hulet E.K. et al. Phys. Rev. C, 1980, 21, p. 966.
- Hoffman D. et al. Phys. Rev. C, 1981, 24, p. 495.
- Bemis C.E. et al. Phys. Rev. C, 1977, p. 705.
- Bemis C.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, p. 1246.
- Hoffman D. et al. Phys. Rev. C, 1980, 21, p. 637.
- Brunton D.C., Hanna G.C. Can. J. Res. A, 1950, 28, p. 190.
- Brunton D.C., Thomson W.B. Can. J. Res. A, 1950, 28, p. 498.
- Fraser J.S., Milton J.C.D. Phys. Rev., 1954, 93, p. 818.
- Апалин А.Ф. и др. АЭ, 1960, 8, с. 15.
- Апалин А.Ф. и др. ЖЭТФ, 1964, 46, с. 1197.
- Gibson W.M., Thomas T.D., Miller G.L. Phys. Rev. Lett., 1961, 7, p. 65.
- Brandt R. et al. Phys. Rev., 1963, 131, p. 2617.
- Williams C.W. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1964, 29, p. 205.
- Glendenin L.E., Unik J.P. Phys. Rev. B, 1965, 140, p. 1301.
- Schmitt H.W., Kiler W.E., Williams C.W. Phys. Rev. B, 1965, 137, p. 837.
- Schmitt H.W., Neiler J.H., Walter J.F. Phys. Rev., 1966, 141, p. 1146.
- Plasil F. et al. Phys. Rev., 1966, 142, p. 696.
- Bohn E.M., Wehring B.W., Wymann M.E. Phys. Rev., 1969, 188, p. 1909.
- Bohn E.M. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1973, 109, p. 605.
- Sann H. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1975, 124, p. 509.
- Leachman R.B. Phys. Rev., 1952, 87, p. 444.
- Schmitt H.W., Leachman R.B. Phys. Rev., 1956, 102, p. 183.
- Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П. В кн.: Регистрация и спектрометрия осколков деления. Энергоиздат, М., 1981, с. 71, 89.
- Кочаров Г.Е., Королев Г.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, 25, с. 237.

33. Басова Б.Г. и др. ПТЭ, 1965, 5, с. 53.
34. Бочагов В.А., Воробьев А.А., Комар А.П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1956, 20, с. 1455.
35. Ogawa I., Dobl T., Tsukuda M. Nucl. Instr. & Meth., 1961, 13, p. 169.
36. Choudhury R.K. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1979, 164, p. 323.
37. Басова Б.Г. и др. ПТЭ, 1975, 4, с. 46.
38. Басова Б.Г. и др. Препринт НИИАР, П-269, Димитровград, 1976.
39. Gaeggeler H. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1978, 150, p. 173.
40. Богданов Д.Д. и др. ОИЯИ, Р15-81-706, Дубна, 1981; Bogdanov D.D. et al. Phys. Letters B, 1982, 113, p. 213.
41. Ter-Akopian G.M. et al. Nucl. Instr. & Meth., 1981, 190, p. 119.
42. Ziegler J.F. Applied Physics Letters, 1977, v. 31, No. 8, p. 544.
43. Milton J.C.D., Fraser J.S. In: Physics and Chemistry of Fission 2, IAEA, Vienna, 1965, p. 39.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 мая 1983 года.

Чепигин В.И. и др.

P7-83-332

Двойная ионизационная камера для регистрации осколков деления

Рассмотрены вопросы, связанные с изучением спонтанного деления трансфермиевых элементов, обсуждены преимущества ионизационных камер для регистрации осколков деления перед детекторами других типов. Изготовлена двойная ионизационная камера с максимальным размером источника $5 \times 30 \text{ см}^2$ для регистрации осколков деления, получены энергетические и массовые калибровки при делении ^{235}U тепловыми нейтронами: $\sigma_{\text{TKE}} = 10,9 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{A}_1} = 6,2 \text{ а.е.м.}$ Точность определения угла вылета осколка - $3^\circ - 8^\circ$ в диапазоне углов $60^\circ - 30^\circ$ соответственно. Обсуждено применение аэрозольной струи в экспериментах с тяжелыми ионами при использовании в качестве детектора двойной ионизационной камеры совместно с нейтронным детектором из ^3He -счетчиков. В модельном эксперименте с "толстым" источником ^{235}U ($\sim 0,7 \text{ мг/см}^2$ по N_2 / удалось получить приемлемую точность определения TKE и $\sigma_{\text{TKE}} \sim 12 \text{ МэВ}$).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Chepigin V.I. et al.

P7-83-332

A Double Ionization Chamber for Fission Fragment Detection

Some problems associated with studies on the spontaneous fission of transfermium elements are considered, and advantages of ionization chambers over other detectors for fission fragment detection are discussed. A double ionization chamber for detecting fission fragments ($5 \times 30 \text{ cm}^2$ - maximum size of the source) has been built, and the energy and mass calibrations have been performed using the thermal neutron-induced fission of ^{235}U : $\sigma_{\text{TKE}} = 10.9 \text{ MeV}$, $\sigma_{\text{A}_1} = 6.2 \text{ a.m.u.}$ The accuracy of determining fission fragment flight angle is $3^\circ - 8^\circ$ in the $60^\circ - 30^\circ$ angle range, respectively. The use of a gas jet, in combination with a double ionization chamber as a detector, together with a neutron detector of ^3He counters, in experiments with heavy ions is discussed. In a model experiment with a "thick" ^{235}U source ($\sim 0.7 \text{ mg/cm}^2$ over N_2) the proper accuracy of determination of TKE and $\sigma_{\text{TKE}} \sim 12 \text{ MeV}$ has been achieved.

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.