

линейная зависимость, при этом прямолинейные ветви характеристик идут вверх тем круче, чем больше энергия частиц. Сигналы с сетки-монитора и детектора по форме соответствуют друг другу (рис. 4, а). При сильном токе сигнал от детектора не повторяет формы сигнала с сетки-монитора, пока ток ионов не снизится (см. рис. 4, б). Это явление, по-видимому, обусловлено тем, что при больших нагрузках начинает оказывать действие «эффект плазмы» [4]. Под влиянием интенсивного потока ионов возникает такая высокая плотность носителей тока в обедненной области счетчика, что напряженность электрического поля внутри перехода падает до очень малого значения. Время собирания носителей тока возрастает, и это увеличивает вероятность потерь носителей вследствие процессов рекомбинации.

Таким образом, нелинейность характеристики накладывает ограничение на ток регистрируемых ионов. Оценка показывает, что для счетчиков, используемых в работе, верхний предел плотности тока ионов не должен превышать

$$I \leq 5 \cdot 10^{-3} \frac{1}{E - E_{\text{сл}}} a / \text{см}^2,$$

где E — энергия регистрируемых ионов, эв; $E_{\text{сл}}$ — энергия, теряемая в слое золота, эв.

На рис. 5 (кривая 1) показана зависимость выходного сигнала счетчика от энергии ионов водорода в диапазоне 1—15 кэв при постоянном токе и постоянном электрическом смещении на детекторе. В режиме регистрации потока ионов при оптимальном смещении выходной сигнал детектора становится отличным от шумов, когда энергия ионов достигает 2 кэв. Ветвь 2 выдвигается при учете потерь ионами части энергии в золотом слое.

По-видимому, порог чувствительности детектора по энергии можно снизить, если принять специальные меры для уменьшения шумов детектора и усилителя, а также нанести предельно тонкое золотое покрытие — электрод.

Метод изучения массовых распределений осколков деления ядер

С. А. КАРАМЯН

В настоящее время интенсивно изучается процесс деления ядер, так как, несмотря на значительные успехи теории деления, до сих пор невозможно удовлетворительно объяснить многие важные стороны этого явления.

Исследование спектров масс осколков деления необходимо для дальнейшего понимания динамики процесса деления.

Изучение зависимости массовых распределений осколков от энергии возбуждения, момента количества движения и Z^2/A делящегося компаунд-ядра дает важную информацию о квазиравновесных седловых конфигурациях сильно деформированных ядер.

Существующие способы измерения массовых распределений осколков деления очень трудоемки. Радиометрический метод связан с исключительно кропотливыми химическими операциями и длительными измерениями β - и γ -активности осколков.

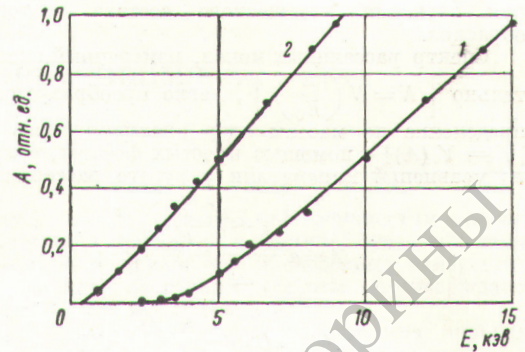


Рис. 5. Зависимость выходного сигнала счетчика от энергии атомарных ионов водорода:

1 — экспериментальная кривая; 2 — кривая, полученная с учетом потерь энергии частицы в золотом электроде.

Описанный в работе полупроводниковый детектор применяется для регистрации потока нейтральных частиц с энергией 40 кэв в установке адиабатического сжатия плазмы [5].

Поступило в Редакцию 10/IV 1965 г.

В окончательной редакции 3/VII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Л. Столярова. «Усп. физ. наук», LXXXI, 641 (1963).
2. G. Dearnaby, A. Whitehead. Atomic Energy Res. Establish., NR3437, 34 (1960).
3. Nucl. Electronics, Vol. I. Conference on Nucl. Electr., Belgrad, 1961. Vienna, IAEA, 1962.
4. W. Braun. Introduction to Semiconductor Particle Detectors, IRE Trans, NS-8, No. 1, 2, 1964, p. 2.
5. А. В. Бортников и др. «Атомная энергия», 18, 256 (1965).

УДК 539.108:539.173.8

Измерение кинетических энергий пар осколков по времени пролета ими определенного расстояния требует применения сложной электронной аппаратуры и связано с проведением длительных облучений из-за малой счетной эффективности аппаратуры.

Магнитный анализ осколков по массам с помощью масс-спектрометров затруднен, так как осколки имеют разную вероятность выхода из ионного источника в связи с различием их химических свойств. Это вносит неопределенность, которую трудно учесть.

Все существующие методы требуют сложной обработки экспериментальных результатов, поэтому разработка более простой методики измерения массовых распределений осколков деления является весьма актуальным вопросом.

Измерение изобарного состава образца можно производить методом рассеяния заряженных частиц на большие углы [1, 2]. Этот метод был предложен

для изучения химического состава геологических образцов.

Спектр рассеянных ионов, измеренный экспериментально $\left[N = N \left(\frac{E}{E_0} \right) \right]$, легко преобразуется в распределение по массам ядер анализируемого образца $[Y = Y(A)]$ с помощью простых формул, полученных из уравнений кинематики упругого рассеяния:

$$A = a \frac{1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/2}}{1 - \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/2}};$$

$$Y(A) = C \frac{N(A)}{Z_A^2 \left(1 - \frac{a^2}{A^2} \right)^2},$$

где A — масса ядра-рассеивателя; a — масса рассеивающейся частицы; Z_A — средний атомный номер ядер с массой A ; E/E_0 — отношение энергии рассеянной частицы к ее первоначальной энергии; $N(A)$ — число частиц, рассеянных от ядер с массой A ; C — величина, не зависящая от массы ядра-рассеивателя.

Эти формулы относятся к случаю рассеяния на 180° ; подобные, но несколько более громоздкие выражения можно получить при рассеянии на любой другой угол.

Как показано в работе [2], разрешение описываемого метода может достигать 1–2 единиц массы для масс ~ 150 , если использовать рассеяние тяжелых ионов, например Ar^{40} . Такое разрешение метода вполне удовлетворительно для целей изучения массовых распределений осколков деления.

Как видно из приведенных формул, для получения массового распределения осколков деления методом рассеяния тяжелых ионов на большие углы нужно знать зависимость среднего атомного номера осколков-изобаров от их массы.

Для осколков, которые перегружены нейтронами, значение Z_A понижено по сравнению с известными Z_A для стабильных ядер. Однако, как показывает оценка, искажение массового распределения за счет этого эффекта невелико. Кроме того, если производить анализ по рассеянию через длительный промежуток времени после момента образования осколков, то, вероятно, возможно использовать величины Z_A для стабильных изотопов, так как в результате β -распадов заряды ядер-осколков приблизятся к значениям, нормальным для стабильных ядер.

Чувствительность указанного метода достаточна для того, чтобы применять его для изучения массовых распределений осколков деления.

Согласно расчету по формуле Резерфорда при использовании пучка ионов Ar^{40} с энергией 30 $Mэв$ и током 0,5 $\muка$ скорость счета ионов, рассеянных на 180° на образце, который содержит $\sim 3 \cdot 10^{13}$ атомов с $Z = 50$, равна 1 $сек^{-1}$ (ионы регистрируются кремниевым поверхностно-барьерным счетчиком с геометрической эффективностью 0,1 $стер$; такая геометрия обеспечивает хорошее энергетическое разрешение счетной установки).

Таким образом, имея образец, содержащий $3 \cdot 10^{13}$ осколков, можно за время порядка 3 ч получить с хорошей статистической точностью спектр масс осколков деления.

Для проведения изобарного анализа необходима тонкая мишень на тонкой химически чистой подложке,

содержащей малые количества тяжелых элементов. Такая мишень готовится из осколков деления методикой газового собирания [3, 4]. Осколки деления тормозятся в объеме благородного газа (например, гелия) и увлекаются газовой струей к поверхности, на которой осаждаются. Можно также собирать заторможенные в газе осколки электрическим полем.

Эффективность газового собирания достигает 20–50%; при этом получают тонкие поверхностные слои собранных ядер.

Нужное для анализа количество осколков может быть собрано за не слишком большое время экспозиции. Так, при изучении деления тепловыми нейтронами мишень из U^{235} толщиной 1 $мг/см^2$ нужно облучать потоком $5 \cdot 10^{13}$ $нейтр/см^2 \cdot сек$ (такие потоки существуют внутри реакторов) всего лишь в течение 1 ч с тем, чтобы получить мишень, пригодную для дальнейшего анализа.

Такую мишень возможно затем исследовать через любое время после облучения, так как радиоактивный распад осколков деления не изменяет их атомного веса.

Предлагаемый метод можно применять и для изучения массовых распределений осколков деления, вызванного заряженными частицами.

Существующие ускорители дают потоки заряженных частиц того же порядка, что и потоки тепловых нейтронов внутри реактора. Однако из-за того, что сечение деления заряженными частицами много меньше сечения деления тепловыми нейтронами, процесс приготовления мишени из осколков, пригодной для анализа по рассеянию ионов на большие углы, более длителен, чем в случае облучения на реакторе.

Автор приносит благодарность Г. Н. Флерову и И. Звара за ценные обсуждения.

Поступило в Редакцию 27/VII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Turkevich. Science, 134, 672 (1961).
2. С. А. Карамян, Я. Шукуров. Препринт ОИЯИ № 2096. Дубна, 1965.
3. R. Macfarlane, R. Griffioen. Nucl. Instrum. and Methods, 24, 461 (1963).
4. А. Гирео. «Атомная энергия», 7, 338 (1959).