

P13-2008-92

Ю. С. Цыганов

РЕДКИЕ СОБЫТИЯ РАСПАДА — ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ
АСПЕКТЫ РЕГИСТРАЦИИ И ОБРАБОТКИ

Цыганов Ю. С.

P13-2008-92

Редкие события распада — теоретические аспекты регистрации и обработки

Рассмотрены теоретические модели, описывающие работу кремниевых детекторов в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов (СТЭ) на пучке тяжелых ионов при регистрации редких событий альфа-распада. Рассматриваются особенности статистики регистрации, связанные с сильной неоднородностью имитаторов сигналов распада, а также образования спектров сигналов ядер отдачи. Приведены амплитуды сигналов спонтанного деления СТЭ, имплантированных в кремниевый детектор.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Tsyganov Yu. S.

P13-2008-92

Rare Decay Events — Theoretical Aspects of Registration and Data Processing

Theoretical models describing silicon radiation detector application in the experiments aimed at the synthesis of Super Heavy Elements in the detection of rare alpha decays are considered. Some peculiarities of rare registration statistics associated to the strong non-uniformity of the background signals rate, as well as formation of recoil spectra are under consideration too. Amplitudes of spontaneous fission signals of the implanted nuclei are presented.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что химические элементы от водорода до урана составляют окружающий нас мир. Их существование на Земле означает, что их время жизни больше, чем возраст нашей планеты. Элементы же более тяжелые, чем уран, образовавшиеся в процессе нуклеосинтеза, не дожили до наших дней. В настоящее время они могут быть получены лишь искусственным способом. Граница существования элементов с большими атомными номерами определяется нестабильностью самого ядра. На карте изотопов, ядра которых содержат разное количество протонов и нейтронов, стабильные элементы простираются только до свинца и висмута (рис. 1). Более тяжелые элементы располагаются на небольшом «полуострове стабильности». Из них лишь торий и уран были обнаружены на Земле. Таким образом, вопрос о пределах существования элементов, которые определяются стабильностью ядер, должен быть адресован ядерной физике [1]. При продвижении по карте изотопов за уран время жизни ядер резко сокращается. Изотопы трансурановых элементов испытывают альфа- или бета-распады с резким уменьшением времени жизни: от урана до фермия стабильность ядер падает более чем на 20 порядков (рис. 1). В области 100-го элемента с альфа-распадом конкурирует спонтанное деление — четвертый тип радиоактивности, открытый Г. Н. Флеровым и К. А. Петряком в 1940 г. и теоретически предсказанный Н. Бором и Дж. Уиллером в 1939 г. В 1962 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ обнаружили у тяжелых ядер, включая уран, еще один период полураспада, т. е. наряду со временем 10^{16} лет присутствовало очень короткое время — 0,3 мкс. При двух периодах полураспада надо предполагать наличие у ядра двух состояний, из которых происходит деление. Распады из двух состояний ядра определялись их внутренней структурой. Развитие микроскопической теории привело к предсказанию новой области стабильности сверхтяжелых ядер, расположенных далеко от известной области. Как только это было предсказано, крупнейшие лаборатории мира приступили к проверке данной гипотезы. Однако опыты, проводимые в США, Франции, Германии, не смогли подтвердить эту гипотезу.

В первых экспериментах применялся нейтронный метод, когда в ядро «вгоняется» очень много нейтронов. Для этого использовались все более и

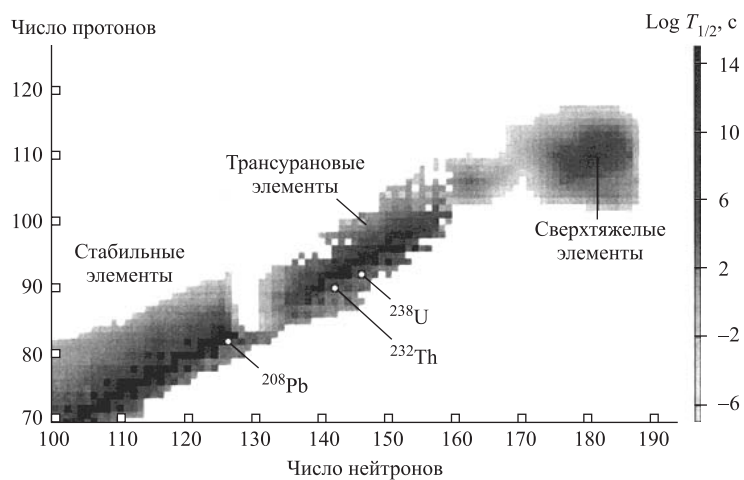


Рис. 1. Карта изотопов с $Z \geq 70$

более мощные реакторы. Однако реакторный способ исчерпал себя на получении фермия. Попытка американских исследователей получения сверхтяжелых элементов в ядерных взрывах в конечном итоге привела к образованию того же изотопа с $Z = 100$ и массой 257. Бесперспективность нейтронного метода и навела исследователей на мысль об ином методе синтеза, развиваемом с 1950-х гг. Речь идет о тяжелоядерном синтезе, когда два тяжелых ядра сталкиваются друг с другом: если они сольются, то появится ядро суммарной массы. Было решено использовать реакции, в которых большой нейтронный избыток изначально задан как в ядре мишени, так и в ядре-снаряде. В качестве последнего были выбраны ядра ^{48}Ca , а в качестве вещества мишени — $^{242,244}\text{Pu}$, $^{245,248}\text{Cm}$, ^{243}Am , ^{237}Np , $^{233,238}\text{U}$ и ^{249}Cf .

В последние семь лет в ЛЯР им. Г. Н. Флерова осуществлены опыты по синтезу самых тяжелых элементов с $Z = 112-118^*$. Задача состояла в том, чтобы получить атомы элементов, ядра которых обладают большим избытком нейтронов, поскольку только так можно приблизиться к границам гипотетического «острова стабильности» и наблюдать увеличение времени жизни сверхтяжелых ядер. Для постановки подобных опытов нужен ускоритель с интенсивностью пучка ^{48}Ca , превосходящий все известные ускорители в десятки раз, сепаратор ядер отдачи, обладающий не только приемлемой эффективностью сбора ядер отдачи, но и производящий значимую очистку исследуемых

* Без элемента 117.

продуктов от ионов, ассоциирующихся с пучком, и детектирующая система, позволяющая выделять ультраредкие распады сверхтяжелых ядер. На самом деле перечисленные основные моменты являются триединными и предполагающими наличие жестких связей друг с другом. Например, использование высокоинтенсивных пучков ^{48}Ca вряд ли актуально, если входные устройства экспериментальной физической установки* не в состоянии обеспечить прием интенсивного пучка ионов и длительную эксплуатацию в этих условиях. Или если при наличии существенной очистки от фоновых продуктов сепаратором ядер отдачи его детектирующая система не может обеспечить того, что интерпретация детектированного события может свестись к констатации значимой вероятности того, что найденное событие может быть объяснено совокупностью случайных факторов. Последнее предполагает наряду с общими подходами создание ряда специальных методик.

В силу того, что любой эксперимент по синтезу СТЭ является многогранным, велика и роль теоретических моделей и подходов. Причем, часто не тех, которые предсказывают те или иные ядерно-физические свойства, а тех, которые так или иначе сопровождают работу детектирующей аппаратуры и прежде всего кремниевых детекторов, особенно в части, касающейся детектирования ультраредких многозвенных событий [2–8]. Этот аспект и является в узком смысле предметом данной работы. В опытах, проводимых на газонаполненных электромагнитных сепараторах, следует отметить также роль систематик равновесных зарядов, которые, естественно, должны быть изучены до начала собственно опытов по синтезу СТЭ. Подчеркнем, что названным списком круг актуальных проблем не ограничивается.

1. ПРОСТРАНСТВО ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ИСХОДОВ

Рассмотрим простейший вариант случайного события — подбрасывание обычного шестигранного кубика. Если отвлечься от чисто гипотетических возможностей попадания на ребро, а также от ряда технологических факторов несовершенства изготовления, то ситуация разбивается на шесть элементарных исходов. Обозначим это тем, что множество Ω содержит элементарные исходы $\{\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, \omega_5, \omega_6\}$. Далее событием будем называть набор элементарных исходов, составляющих некоторое подмножество A пространства элементарных исходов Ω [8, 9]. На рис. 2 это показано в виде так называемой *диаграммы Венна*, где все пространство Ω изображено в виде прямоугольника, элементарный исход ω — в виде точки и событие A отождествлено с некоторой областью. Само пространство элементарных исходов Ω представляет

*В дубненском газонаполненном сепараторе ядер отдачи (ГНС) это прежде всего входное вращающееся окно и вращающаяся мишень.

собой событие, происходящее всегда (при любом элементарном событии ω) и является *достоверным событием*.

Грани кубика обозначим как* $\omega_1 = R$, $\omega_2 = \alpha_1$, $\omega_3 = \alpha_2$, $\omega_4 = \alpha_1^{\text{off}}$, $\omega_5 = \alpha_2^{\text{off}}$, $\omega_6 = FF$.

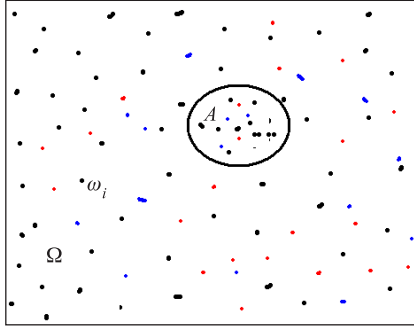


Рис. 2. Пространство элементарных исходов

Данные обозначения становятся более понятными, если иметь в виду, что для некоторого времени t в окрестности $o(t)$ пространство элементарных исходов представимо следующими компонентами: R — (recoil) сигнал имитатора [2] ядра отдачи, α_1 — сигнал имитатора альфа-частицы, зарегистрированный в фазе «в пучке» с наличием сигнала геометрической (горизонталь–вертикаль) позиции, α_2 — сигнал имитатора альфа-распада, зарегистрированный вспомогательным детектором, $\alpha_{1,2}^{\text{off}}$ — то же, но в фазе «вне пучка», и FF — сигнал имитатора осколков (одного или двух) спонтанного деления. Будем считать, что аппаратура регистрации является идеальной в смысле соблюдения несовместимости элементарных исходов.**

Пусть в некоторой окрестности $o(t)$ происходит событие A с характерным набором $R - n(\alpha_{1,2}, \alpha_{1,2}^{\text{off}}) - FF$, где n — количество имитаторов альфа-сигналов в событии. Рассматривая величину $\text{mes}(A)$ как некоторую меру подмножества A , мы можем говорить о величине $P_{\text{err}} = \frac{\text{mes}(A)}{\text{mes}(\Omega)}$ как о некоторой вероятности того, что наблюдаемое в эксперименте событие может быть интерпретировано как совокупность случайных сигналов-имитаторов [2, 3].

Значительным упрощением вышеприведенного примера является предположение об эквивалентности граней кубика. В реальности следует учитывать частоту регистрации различных сигналов-имитаторов, что приводит к более сложной геометрической модели, а именно к кубику с количеством граней $n > 6$, где последний параметр и учитывает названное свойство. Кроме того, сами величины $\text{mes}(A)$ и $\text{mes}(\Omega)$ могут иметь квазистационарный характер и быть зависимыми от времени в течение длительного эксперимента в силу ряда очевидных причин.

*Возможны и другие представления.

**Особенно это касается сигнала R .

2. СИСТЕМА НАБОРА ДАННЫХ С ДВУМЯ СОСТОЯНИЯМИ

Пусть система имитаторов* Ω находится в двух состояниях, отличающихся как качественно (природа имитаторов), так и количественно (частота появления). В момент времени t_i происходит переход из состояния Ω_1 в состояние Ω_2 и обратно (t_j). Будем считать, что время процесса перехода пренебрежимо мало по сравнению со временем жизни состояний в каждые моменты времени $t_{i,j}$. Будем также считать, что состояние Ω_1 является основным и его время жизни $\tau_1 \gg \tau_2$, где τ_2 — время жизни состояния Ω_2 . Далее считаем, что переход $\Omega_1 \rightarrow \Omega_2$ происходит с вероятностью, близкой к единице, при наступлении некоего события $A_1 \subset \Omega_1$, в то время как вероятность обратного перехода равна единице в течение времени τ_2 . Будем характеризовать опыт как успешный, если за время $t_{2 \rightarrow 1} = t_j - t_i$ реализуется событие $A_2 \subset \Omega_2$. Описанный процесс представлен диаграммой на рис. 3.

Рассматривая полную вероятность для $P = P(A_1) P(A_2)$, мы будем иметь дело с некоторой количественной характеристикой системы имитаторов для создания конфигурации $A_{1,2}$.

Отметим, что приведенная общая схема является дополнением к схемам, примененным в обоих случаях [2, 3] для однородной среды имитаторов полезных сигналов. Выводы и некоторые итоговые формулы из [2] и [3] могут быть применены для оценок вероятностей конкретных конфигураций, причем отдельно для множеств Ω_1 и Ω_2 , при наличии своих сигналов, рассматриваемых, как некий «старт» событий A_1 и A_2 . Также можно ввести поправочные коэффициенты для случая, когда мы пользуемся оценками для однородной среды имитаторов, фактически имея дело с описанной ситуацией. Более просто это делается для случая [3], когда для второго «события» A_2 происходит перенос «старта» с «времени выпадения» грани R на время возникновения пространства Ω_2 , что примерно совпадает** с верхней гранью множества времен, соответствующих элементам множества A_1 .

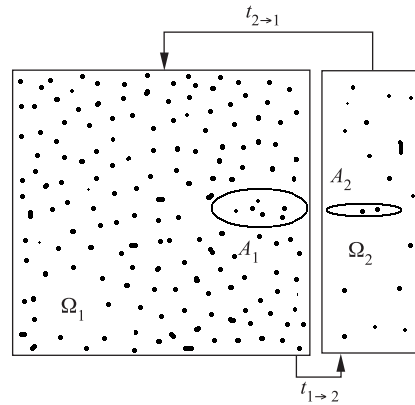


Рис. 3. Диаграмма процесса с двумя эффективными состояниями

*Здесь и далее автор следует более философии работы [2], чем [3].

**С точностью до пренебрежимо малого времени перехода.

В данном случае, поскольку общее выражение, полученное в [3], когда параметр пуассоновского распределения $\lambda_i t \ll 1$ (λ_i — параметр загрузки i -го типа), имеет общий вид

$$P_{\text{err}} = F(\lambda_i, n) \prod \Delta t_{1-i},$$

где разницы времен берутся по отношению к ядру отдачи, то, следуя вышеизложенному, данное соотношение будет иметь вид

$$P_{\text{err}}^{\text{new}} = F(\lambda_i, n) \Delta t_{1-2} \prod \Delta t_{2-i, i>2}.$$

Параметр n — количество сигналов в многопараметровом событии. Соответственно, поправочный параметр будет определяться соотношением

$$\eta = \frac{P_{\text{err}}^{\text{new}}}{P_{\text{err}}} = \frac{\Delta t_{1-2} \prod_{i=3}^n \Delta t_{2-i}}{\prod_{i=2}^n \Delta t_{1-i}} = \frac{\prod_{i=3}^n \Delta t_{2-i}}{\prod_{i=3}^n \Delta t_{1-i}}.$$

В качестве поясняющего примера рассмотрим цепочки распада элемента $Z = 113$, синтезированного в реакции $^{273}\text{Np} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{282}113 + 3n$. Для первой цепочки [10, с. 011601-3] имеем $t_1 = 0$ (ядра отдачи), $t_2 = 0,0889$ с (α_1), $t_3 = 0,0951$ с (α_2), $t_4 = 0,568$ с (α_3), $t_5 = 88,548$ с (α_4) и $t_6 = 1993$ с (спонтанное деление),

$$\eta = \frac{\prod_{i=3}^6 \Delta t_{2-i}}{\prod_{i=3}^6 \Delta t_{1-i}} = \frac{0,0062 \cdot 0,4791 \cdot 88,459 \cdot 1992,9}{0,0951 \cdot 0,568 \cdot 88,548 \cdot 1993} = \frac{523,655}{9532,68} \approx 0,05.$$

Соответственно, глубина оценки фактора случайных совпадений, приведенная в [10], может быть понижена более чем на порядок, т. е. до уровня $\leq 5 \cdot 10^{-14}$.

Здесь следует уточнить, что величина поправки (в меньшую сторону) в случае философии [3] зависит от положения по временной шкале звеньев события по отношению к сигналу, являющемуся завершением корреляции, генерирующей изменение состояния. Так, например, в отличие от приведенного выше примера для цепочки распада из реакции $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{294}118 + 2n$ [11], данный поправочный множитель составляет лишь величину $\eta \approx 0,6$, т. е. менее, чем фактор два. В этом случае принято, что $t_1 = 0$ (ядра отдачи), $t_2 = 0,000465$ с (α_1), $t_3 = 0,001467$ с (α_2), $t_4 = 0,012864$ с (спонтанное деление).

В рамках подхода [2] аналогичный фактор η рассчитывается исходя из системы уравнений (1)–(3) [12]:

$$\eta = \frac{P_{\text{err}}^0}{P_{\text{err}}^{\text{off}}}, \quad (1)$$

$$P_{\text{err}}^{\text{off}} = P_{S_1} P_{S_2} \prod_{i=1}^3 \frac{(l_i t_1)^{n_i}}{n_i!} \exp(-l_i t_1) \prod_{i=4}^6 \frac{(l_i t_2)^{n_i}}{n_i!} \exp(-l_i t_2) \quad (2)$$

и

$$P_{\text{err}}^0 = P_S \prod_{i=1}^3 \frac{(l_i t)^{n_i}}{n_i!} \exp(-l_i t), \quad (3)$$

где P_{S_1, S_2} — факторы конфигурации (см. [2, 12]), остальные — параметры загрузок различного типа на пространственный элемент (см. [2]).

С точки зрения конкретного эксперимента (наряду с предложенной схемой расчета) первая вероятностная величина $P(A_1)$ может быть оценена непосредственно из данных эксперимента, а именно с учетом знаний о количестве остановок циклотрона или (на языке данной работы) о количестве переходов $\Omega_1 \rightarrow \Omega_2$. Разумеется, нужно сделать дополнительно упрощение, заключающееся в том, что фоновая загрузка принимается как равномерно распределенная по пространственным элементам фокального детектора. Равномерное распределение принимается и для распределения случайных парных корреляций, и внутри интервала. В этом случае именно частотность происхождения события A_1 и может быть рассмотрена как величина для оценки $P(A_1)$. При этом эксперимент признается длительным в том смысле, что число остановок $N_{\text{ост}} \gg 1$ и $N_{\text{ост}} \tau \ll T$, где τ — ядро отдачи- α -распад, а T — полное время эксперимента. Тогда величина P_{err} (см. [2]) представима в виде

$$P_{\text{err}}^{A_1} \approx \frac{\tau_1 N_{\text{ост}} \tau}{\tau M_{\text{pix}} T} = \frac{\tau_1 N_{\text{ост}}}{M_{\text{pix}} T}$$

или окончательно

$$P_{\text{err}} \approx P_{\text{err}}(A_2) \frac{\tau_1 N_{\text{ост}}}{M_{\text{pix}} T}.$$

В данном выражении M_{pix} — количество координатных элементов на весь детектор, τ_1 — время корреляции кандидата на событие. Разумеется, при вычислении A_2 необходимо брать соответствующее координатное окно, а в случае изменений необходима поправка и для $P_{\text{err}}^{A_1}$. В том случае, если рассматривается позиционный элемент в единицах стандартного отклонения вертикального позиционного разрешения, то последняя формула приводится к виду

$$P_{\text{err}} \approx P_{\text{err}}(A_2) \frac{\tau_1 N_{\text{ост}}}{M_{\text{pix}} T} \chi(\sigma_y).$$

Здесь σ_y — величина названного стандартного отклонения для корреляции типа ядро отдачи- α -распад и $0 < \chi(\sigma_y) \leq 1$. Данная поправочная величина учитывает возможное отличие размера пространственного элемента стрипа

детектора, используемого для процесса генерации остановок циклотрона [4], от принимаемой для расчета* вероятности P_{ett} [2].

3. ЯДРО ОТДАЧИ: РАСЧЕТНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

При анализе редких зарегистрированных событий распада сверхтяжелых ядер весомое значение имеет анализ амплитуд сигналов ядер отдачи, зарегистрированных кремниевым PIPS-детектором, и особенно на предмет соответствия тем количественным оценкам, которые собственно и определяют характер формирования спектра регистрируемых амплитуд [13–17]. Отметим, что в случае синтеза СТЭ на пучке ионов ^{48}Ca некоторые систематические ошибки расчета могут быть устранены с использованием «кинематической модели», т. е. спектров ядер отдачи из реакции с близкой кинематикой**, например $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$.

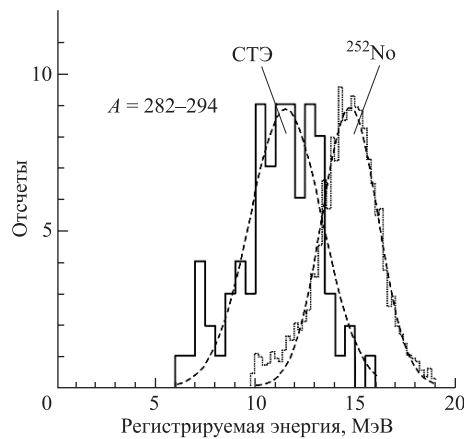


Рис. 4. Спектры сигналов регистрируемой энергии сверхтяжелых ядер в реакциях с ионами ^{48}Ca и ядер ^{252}No из работы [18]

Представляется целесообразным привести пример из работы [18], где показан как модельный спектр ядра ^{252}No , так и суммарный спектр ядер, полученных в реакциях с ионами ^{48}Ca на актинидных мишенях. Данные спектры показаны на рис. 3. Как и следовало ожидать, спектр сверхтяжелых

*Если брать интервал $\pm 2\sigma_y$ (95,45 %), то при типичном координатном разрешении ~ 1 мм (ПШПВ) и размере элемента для остановок циклотрона 2 мм величина $\chi(\sigma_y)$ близка к единице.

**Характерно и то, что глубины имплантации в кремнии сопоставимы.

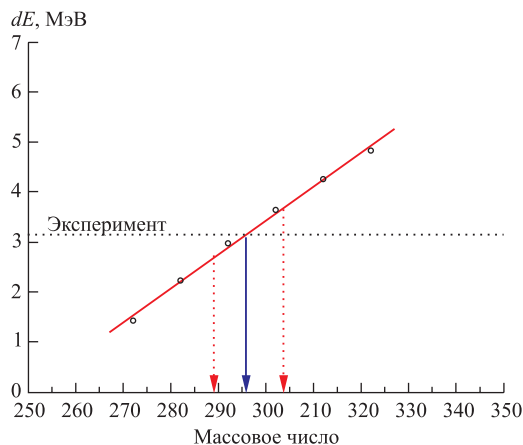


Рис. 5. Расчетная зависимость спектрального сдвига для ядер СТЭ по отношению к модельному спектру ядер ^{252}No . Экспериментальная величина отмечена пунктиром. Показано среднее значение ($\langle A \rangle \approx 296$) и коридор статистических ошибок для 98 %-го доверительного интервала

ядер смещен относительно своей кинематической модели (ядра отдачи ^{252}No) примерно на величину 3,2 МэВ. Более того, используя расчетный аппарат работ [13–17], при дополнительном модельном предположении, что для всех ядер из интересующего диапазона масс заряд и масса ядра связаны примерно так же, как и для модельного ядра ^{252}No , а именно $A/Z \approx 252/102 = 2,47$, можно рассчитать переменную относительного массового сдвига для ядер с $A = 252$ и ядра с массой около 300, как показано на рис. 5. Величина данного параметра для интересующих нас сверхтяжелых ядер составляет примерно 2,50 ($^{282}113$), 2,54 ($^{289}114$), 2,53 ($^{293}116$), 2,50 ($^{290}116$), т. е. в среднем с отклонением около 2%. Величина дефекта амплитуды рассчитывалась по обобщенной формуле: $\text{PHD} = \Delta_w + \Delta_{\text{ST}} + \Delta_{\text{REC}} + F(E_{\text{in}})$. Первые три составляющие — это величины потерь в окне детектора, потери за счет ядерных столкновений и рекомбинации неравновесных носителей соответственно, а четвертая составляющая есть функция малой эмпирической систематической поправки в виде $F(E_{\text{in}}) = -1,22 + 0,3 \cdot E_{\text{in}} - 0,0062 \cdot E_{\text{in}}^2$, где E_{in} — входное расчетное значение энергии ядра отдачи перед детектором, как это было получено в [17]. Величина входного окна принималась ~ 500 нм эквивалентного слоя кремния, столкновительная компонента рассчитывалась по формуле Вилкинса [19], а рекомбинационная составляющая — в рамках концепции поверхностной рекомбинации [17, 20, 21] с формфактором 0,5 и параметром эффективной скорости поверхностной рекомбинации $s \approx 10^3$ см/с.

Отметим, что оценка среднего значения массового числа $\langle A \rangle \approx 296 \pm 8_{ST}$ МэВ более чем удовлетворительна, особенно, если принять во внимание, что расчет типа [17] является сугубо модельным.

4. К ВОПРОСУ О МУЛЬТИПЛИКАЦИИ ЗАРЯДА. ИМПЛАНТИРОВАННЫЕ ЯДРА

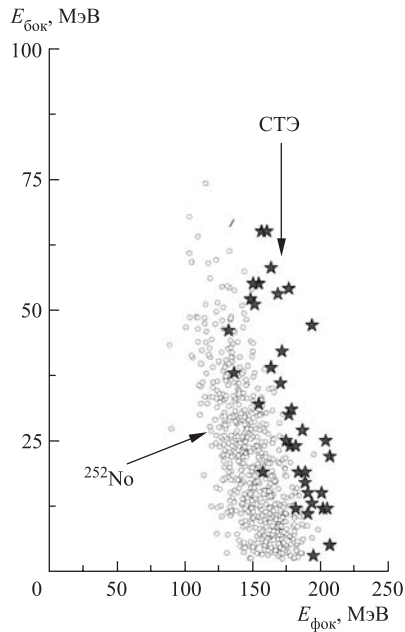


Рис. 6. Амплитуды сигналов событий спонтанного деления, измеряемых совместно фокальным и боковым детекторами. Кружки — калибровочная реакция $^{206}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$; звездочки — аналогично для нуклидов с $Z = 104-114$, завершающих цепочки распада в реакциях с ионами ^{48}Ca

Явление мультипликации заряда в кремниевых детекторах известно давно, но тем не менее считается наименее изученным и особенно в части количественных теоретических подходов. Существующие на сегодняшний день полуколичественные модели [22–30] устанавливают, что

- «горячий механизм» с образованием групп горячих носителей явно предпочтительнее альтернативных объяснений, но в рамках данного механизма возможны вариации [22];
- не все типы ионизирующих заряженных частиц [23] подвержены данному процессу, по крайней мере в широком диапазоне рабочих напряжений на детекторе;
- существует некоторое пороговое значение не только величины электрического поля в детекторе, но и концентрации неравновесных носителей, оцениваемое примерно величиной $\sim 1,8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Особенностью детектирования спонтанного деления в реакциях синтеза сверхтяжелых ядер является то, что энерговыделение в фокальном детекторе складывается из энерговыделения первого осколка и частично второго, что

слегка увеличивает шансы возникновения процесса. Тем не менее по такому параметру, как величина электрического поля, развитие процесса является маловероятным, и все осколки редких событий распада должны засчитываться как неискаженные с точки зрения мультипликации заряда амплитуды

(рис. 6). Отметим, что и при регистрации осколков деления ^{252}No визуально не замечены случаи аномальных амплитуд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены основные теоретико-методические моменты, неизбежно возникающие перед экспериментаторами, работающими в области детектирования ультраредких событий распада сверхтяжелых ядер. Для статистики редких событий показан подход, позволяющий распространить подходы [2, 3] на случай сильно неоднородных пространств элементарных исходов. В области расчетов-симуляций спектров сверхтяжелых ядер рассчитано наиболее вероятное массовое смещение по отношению к «кинематической» модели. Полученное в результате модельных расчетов массовое число находится около $A \approx 290$, что является довольно удовлетворительной оценкой. При регистрации спонтанного деления имплантированных ядер считается, что вероятность мультипликации заряда маловероятна. Следовательно, величины смещения спектров спонтанного деления (E_1, E_2) относительно «кинематической модели» являются характерными.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ: ЭФФЕКТИВНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

Понятие скорости поверхностной рекомбинации является одним из базовых понятий физики полупроводников [31–33]. Она определяется как коэффициент пропорциональности между темпом рекомбинации и приповерхностной концентрацией неравновесных носителей $R = S\delta n_S$ [31, 33]. В работе [21] показана определяющая роль поверхностной рекомбинации в процессе формирования рекомбинационных потерь при регистрации сильно ионизирующих частиц кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами.

Отметим, что исследования в области поверхности полупроводников показывают зависимость эффективного значения скорости поверхностной рекомбинации от состояния поверхности в широком смысле слова. В более узком смысле обычно приводятся графики зависимости данного параметра от величины поверхностного потенциала, характеризующего изгиб зон* в величинах kT/e , где k — постоянная Больцмана, T — температура, e — элементарный заряд. Отметим, что диапазон значений для условно «хороших» поверхностей (см. рис. 7) $\sim 10^3$ см/с, что соответствует параметру, получаемому для

* Величина считается положительной при изгибе зон вниз.

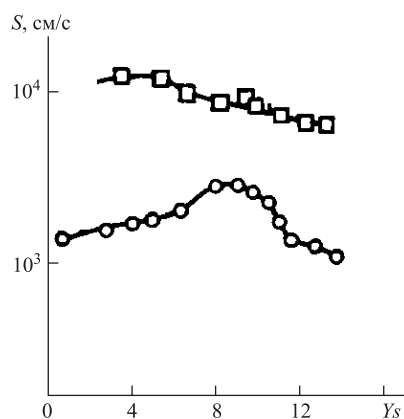


Рис. 7. Зависимость эффективного значения скорости поверхностной рекомбинации от поверхностного потенциала из работы [31] для поверхности кремния при двух разных обработках

PIPS-детекторов ядерно-физическим методом [13], в то время как величина $\sim 10^4$ см/с соответствует результатам, полученным в [23]. Это подтверждает в том числе авторские расчетные модели, а также представления об эрозии треков ионизирующих частиц, изложенные в работе [34].

ЛИТЕРАТУРА

1. Оганесян Ю. Ц. // Вестник РАН. 2001. Т. 71, № 7. С. 590–599.
2. Zlokazov V. B. // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 81–86.
3. Shmidt K. H. // Z. Phys. A. 1984. V. 316. P. 19–26.
4. Tsyganov Yu. S. // JINR Commun. E13-2006-19. Dubna, 2006.
5. Tsyganov Yu. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 525. P. 213–216.
6. Tsyganov Yu. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 477. P. 406–409.
7. Tsyganov Yu. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 392. P. 197–201.
8. Tsyganov Yu. S. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2007. V. 4, No. 4. P. 363–366.
9. Бочаров П. П., Печенкин А. В. Теория вероятностей. Математическая статистика. М.: Гардарики, 1998. С. 17.
10. Oganessian Yu. Ts. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 011601(R).

11. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 044602.
12. *Tsyganov Yu. S.* // Письма в ЭЧАЯ. 2008 (в печати).
13. *Tsyganov Yu. S.* // Proc. NEC'2007. Dubna, 2008. P. 421.
14. *Tsyganov Yu. S.* JINR Commun. E13-2006-77. Dubna, 2006.
15. *Tsyganov Yu. S., Polyakov A. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 558. P. 329–332.
16. *Tsyganov Yu. S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 573. P. 161–164.
17. *Tsyganov Yu. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 582/2. P. 696–700.
18. *Oganessian Yu. Ts.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2007. V. 34. B. R165–R242.
19. *Wilkins B. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92, No. 3. P. 381–391.
20. *Kushniruk V. F., Tsyganov Yu. S., Kharitonov Yu. P.* // Sci. Rep. E7-91-75. Dubna: JINR, 1991. P. 195.
21. *Кушнирук В. Ф., Цыганов Ю. С.* // ПТЭ. 1998. № 3. С. 30–33.
22. *Tsyganov Yu. S. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. V. 43, No. 5. P. 2496.
23. *Kushniruk V. F., Tsyganov Yu. S.* // JINR (FLNR) Sci. Rep. / Ed. by B. I. Pustyl'nik. Dubna, 1997. P. 227.
24. *Кушнирук В. Ф., Цыганов Ю. С., Гуинь Тху Ха* // ПТЭ. 1989. № 3. С. 57–61.
25. *Britt M. C., Wegner H. E.* // Rev. Sci. Instr. 1963. V. 34, No. 6 P. 627.
26. *Walter F. J.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1964. V. NS-11, No. 3. P. 232.
27. *Кушнирук В. Ф. и др.* Сообщ. ОИЯИ 13-9836. Дубна, 1976.
28. *Shockley W.* // Solid State Electronics. 1961. V. 2, No. 1. P. 35.
29. *Цыганов Ю. С.* Сообщение ОИЯИ P15-89-107. Дубна, 1989.
30. *Цыганов Ю. С.* Сообщение ОИЯИ P13-97-12. Дубна, 1997.
31. *Саченко А., Снитко О.* Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев: Наук. думка, 1984. С. 55.
32. *Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. С. 335.
33. *Бонч-Бруевич В. Л. и др.* Сборник задач по физике полупроводников. М.: Наука, 1968. С. 20.
34. *Seibt W., Sundstroem K., Tove P.* // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 113. P. 317.

Получено 20 июня 2008 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 09.09.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,81. Уч.-изд. л. 1,17. Тираж 305 экз. Заказ № 56294.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/