

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-263

P15-98-263

Ю.В.Пятков<sup>1</sup>, В.В.Пашкевич, Ю.Э.Пенионжкевич,  
В.Г.Тищенко, К.-М.Хербах<sup>2</sup>

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ МОДЫ РАСПАДА  $^{248}\text{Cm}$  И  $^{252}\text{Cf}$

Направлено в журнал «Physics Letters B»

<sup>1</sup>Московский инженерно-физический институт

<sup>2</sup>Исследовательский центр Россендорф, ФРГ

## 1 Постановка задачи

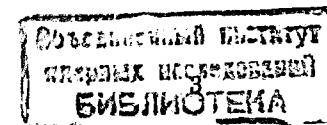
Наши эксперименты, обсуждаемые в настоящей работе, инициированы результатами исследований тяжелоионной радиоактивности [1] и бимодального деления ядер в окрестности Fm [2] с беспрецедентно узким распределением по массе фрагментов в одной из мод. Перечисленные явления обусловлены специфическим проявлением эффекта ядерных оболочек: формированием на некоторой стадии эволюции ядерной системы сильносвязанных (магических) совокупностей нуклонов-кластеров, определяющих дальнейшее поведение системы. С точки зрения количества образующихся кластеров тяжелоионная радиоактивность – это "однокластерный" распад, так как один из дочерних продуктов представляет собой дважды магическое ядро  $^{208}\text{Pb}$  или близкое к нему ("свинцовая радиоактивность")<sup>1</sup>. Холодное деление актинидов с образованием дважды магического  $^{132}\text{Sn}$  – также, по-видимому, пример однокластерного распада ("оловянная радиоактивность") [5]. В такой классификации мода бимодального спонтанного деления  $^{258}\text{Fm}$  с образованием двух магических ядер Sn – "двукластерный" распад. Реализуются ли кластерные распады большей кратности, в частности тройные? Кандидатом на такой распад могло бы быть ядро, кратное по составу трем магическим ядрам, например  $^{246}\text{Cm} \rightarrow 3\text{Ge}$ . Поиск такого распада смыкается с классической задачей физики деления – поиску истинно тройного деления. До настоящего времени признанные доказательства существования такого процесса для слабозбужденных систем отсутствуют [6]-[10]. В наиболее поздней работе на эту тему [11] получены верхние пределы вероятности истинно тройного спонтанного деления ядра  $^{252}\text{Cf}$ . Для диапазона масс легкого осколка  $30 < A < 70$  искомые события отсутствовали на уровне  $8 \times 10^{-8}$  и для диапазона  $70 < A < 95$  на уровне  $2 \times 10^{-9}$  от обычного двойного деления. Вместе с тем известно, что при большом возбуждении деление ядра

<sup>1</sup>Отметим, что термин "кластер" употребляется в литературе (например, [3, 4]) и как синоним более общего термина "фрагмент". Мы считаем магичность атрибутивным признаком ядерного кластера.

на три осколка сопоставимых масс является достаточно вероятным процессом на уровне  $\sim 10^{-2}$  от бинарного деления [12]. Можно ожидать, что оболочечные эффекты при соответствующем выборе делящегося ядра лишь повысят шансы образования конфигурации из трех близких по массе конститuentов, по сравнению с реализующейся в жидкокапельном пределе больших возбуждений. Ввиду отсутствия детальных теоретических указаний эксперимент по поиску трехкластерного распада планировался исходя из самых общих предположений о возможной кинематике искомого распада. Вместо упоминавшегося редкого изотопа  $^{246}\text{Cm}$  исследовался близкий по составу  $^{248}\text{Cm}$ . В настоящей работе представлены также данные по экзотическим распадам  $^{252}\text{Cf}$ .

## 2 Эксперимент

Эксперименты проводились на 4 $\pi$ -спектрометре заряженных фрагментов ядерных реакций ФОБОС [13] в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований, Дубна. Каждый из тридцати модулей спектрометра включает позиционно-чувствительный двухкоординатный лавинный счетчик (ПЧЛС) и брэгговскую ионизационную камеру (БИК). Скорость ( $V$ ) осколка деления (ОД) определяется с помощью стартового лавинного счетчика (ЛС) и ПЧЛС, который дает стоп-сигналы (пролетная база  $\sim 50$  см). ПЧЛС позволяет также измерять удельные ионизационные потери, обеспечивая отбраковку легких ядер по заряду. Энергии ( $E$ ) фрагментов измеряются в БИКах. По измеренным значениям скорости и энергии определялись масса ("V-E" метод) и импульс (векторно) для каждого осколка. С учетом апертуры, определяемой стартовым ЛС, и ожидаемой геометрией разлета фрагментов тройного деления в эксперименте было задействовано две группы противоположных модулей по шесть модулей в группе. В расчете на низкий выход искомых событий использовался источник с весьма толстым активным слоем –  $190 \text{ мкг/см}^2$   $^{248}\text{Cm}(\text{OH})_3$ , осажденного на углеродную подложку толщиной  $50 \text{ мкг/см}^2$ . В качестве примесей в источни-



ке присутствовали, давая вклад в суммарную альфа-активность:  $^{244}\text{Cm} \sim 59.5\%$ ,  $^{246}\text{Cm} \sim 31.1\%$  и следы  $^{241}\text{Am}$ . Методика калибровки спектрометра приведена в [13].

Исследование спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  проводилось также на спектрометре ФОБОС по аналогичной схеме. Стартовый сигнал в этом случае получался от детектора на микроканальных пластинах, апертура которого позволяла использовать только два противоположных модуля спектрометра. Результаты, полученные в этом эксперименте для двойного деления, представлены в работе [14].

Процедуры поиска событий истинно тройного деления в массиве зарегистрированных событий спонтанного деления основывались на обычно рассматриваемых в литературе [15] предразрывных формах ядра, обуславливающих тройное деление. Априори углы между фрагментами при этом могут быть любыми в пределах  $< 180^\circ$  при условии, что их сумма равна  $360^\circ$ , а импульсы фрагментов удовлетворяют закону сохранения импульса. Анализ тройных совпадений, основанный на кинематике, с отбраковкой по заряду легких заряженных частиц обычного тройного деления и ядер углерода, выбиваемых осколками из подложки, не выявил ни одного события истинно тройного деления на  $\sim 6 \times 10^6$  двойных делений. В принципе, это не означает их отсутствия: если предразрывная форма представляет собой цепочку из трех фрагментов и после разрыва два крайних разлетаются по оси цепочки, то средний фрагмент может вообще остаться покоящимся. Поиск таких событий возможен в координатах: масса осколка, зарегистрированного в одном плече спектрометра ( $M_a$ ) - масса осколка, зарегистрированного в совпадении в другом плече ( $M_b$ ). Для искомым событий сумма  $M_a + M_b$  должна отличаться от массы делящегося ядра на массу третьего фрагмента. Если он действительно покоится, то импульсы разлетающихся фрагментов должны быть равны:  $P_a = P_b$ . Равенство (близость) импульсов дополнительных осколков можно использовать поэтому в качестве критерия для отбраковки ложных событий, обусловленных главным образом рассеянием осколков на сетках ПЧЛС и поддерживающей решетке

БИК. События, обусловленные рассеянием одного из осколков уже после измерения его скорости, дают хорошо заметные "хвосты" на распределении выходов  $Y(M_a, M_b)$  (рис. 1). Ввиду отсутствия выделенного направления (изотропии разлета осколков спонтанного деления) любые распределения параметров осколков должны быть физически тождественны в обоих плечах двухплечевого спектрометра. Следствием этого очевидного свойства является симметрия для генетически связанных осколков распределения  $Y(M_a, M_b)$  относительно прямой  $M_a = M_b$ . Алгоритм отбора по импульсу поясняется рис. 2а. По импульсам парных фрагментов находится суммарный импульс  $P$ . Распределение его проекции на ось деления (реально на направление одного из генетически связанных осколков) ( $P_z$ ) и плоскость, перпендикулярную этой оси ( $P_x$ ), представлено на рис. 2б. Распределение  $Y(P_z)$  близко к гауссиану с шириной на полувысоте  $\sim 820$  МэВ/с. В отсутствие физических и методических причин, искажающих начальные импульсы осколков (сброс нейтронов, рассеяние, конечное разрешение по массе и скорости, систематические сдвиги при калибровке),  $P = 0$ . Матрица выходов пар осколков, для которых значения  $P_z$  попадают в окно  $W_1$  (рис. 2б), представлена на рис. 3а. Ширина окна  $W_1$ , как видно из рис. 2б, выбрана близкой к полуширине распределения  $Y(P_z)$ . Отбор производился из  $3.7 \times 10^5$  событий деления. Крупными точками выделены структуры в виде трех клювообразных линий и кольца, отчетливо проявляющиеся на рис. 3а. На рис. 3б та же матрица представлена для полной статистики  $9 \times 10^5$  событий. К структурам, отмеченным на предыдущем рисунке, добавилась еще одна клювообразная кривая. Точки, образующие структуры, соединены для наглядности линиями, которые пронумерованы. В клювообразных структурах 3 и 4 у острия "клювов" можно выделить сгущения точек (N, G), отмеченных стрелками. Основания "клювов" приближаются по мере роста масс  $M_a$  и  $M_b$  к прямым: линия 1 - к прямым  $M_a \sim 96$  а.е.м.,  $M_b \sim 96$  а.е.м.; линия 2 - к прямым  $M_a \sim 88$  а.е.м.,  $M_b \sim 88$  а.е.м.; линия 3 - к прямым  $M_a \sim 82$  а.е.м.,  $M_b \sim 82$  а.е.м.; линия 4 - к прямым  $M_a \sim 72$  а.е.м.,  $M_b \sim 72$  а.е.м.; Достоверность выделения самой близкой к локусам

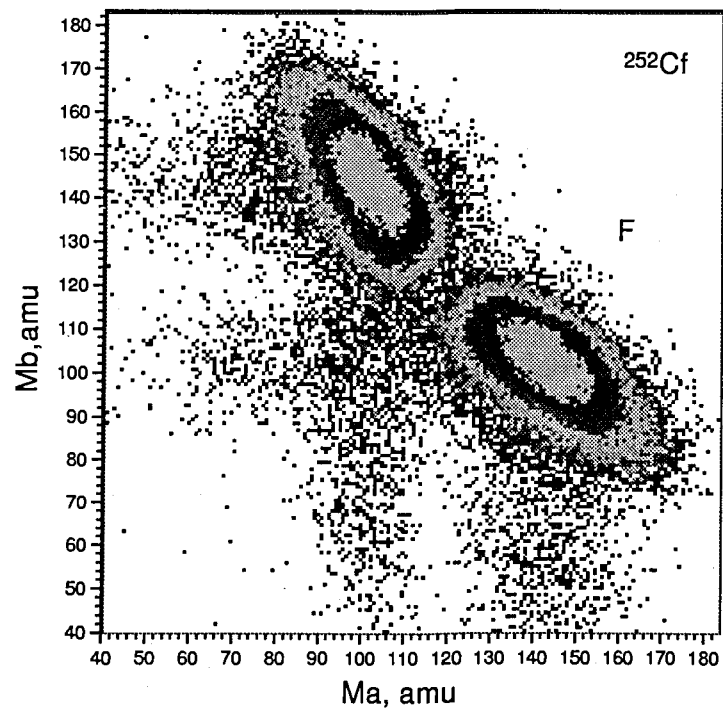


Рис. 1: Матрица выходов генетически связанных осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$

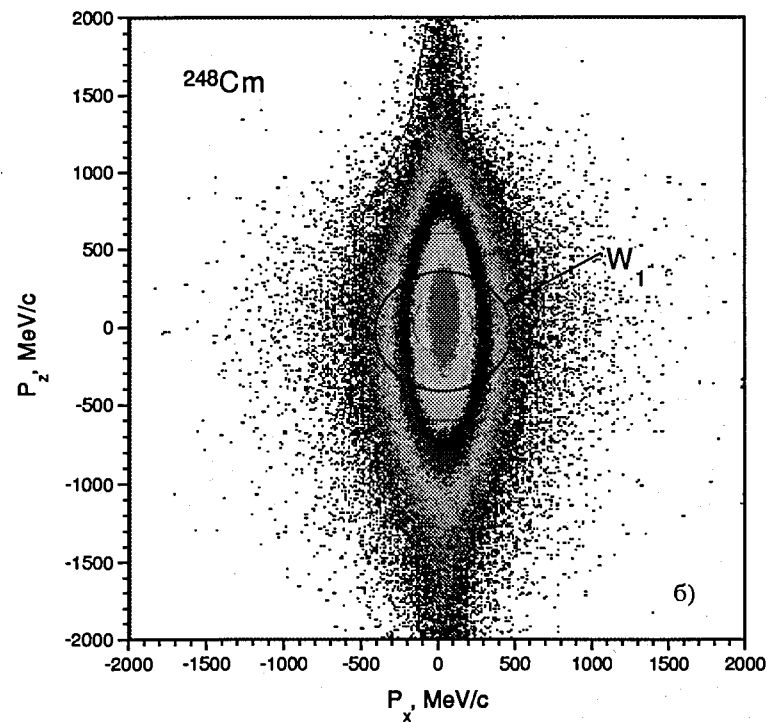
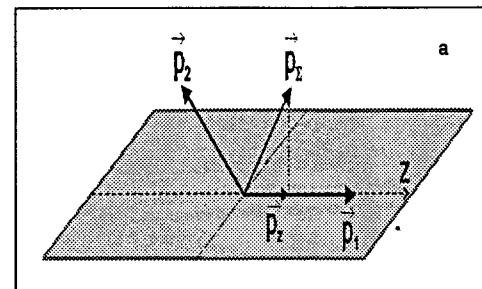


Рис. 2: Схема, поясняющая алгоритм отбора событий деления по суммарному импульсу осколков (а). Распределение проекций суммарного импульса на ось деления ( $P_z$ ) и плоскость, перпендикулярную этой оси ( $P_x$ ),  $W_1$  – граница окна отбора событий деления по импульсу (б)

F структуры 1 демонстрирует рис. 3в, полученный при использовании окна  $W_2$ , приблизительно в два раза более узкого, чем  $W_1$ .

Результаты применения описанной процедуры отбора к матрице выходов  $Y(M_a, M_b)$  осколков деления  $^{252}\text{Cf}$  представлены на рис. 4а и для более узкого окна по импульсу – на рис. 4б (для всей имеющейся статистики  $9.8 \times 10^6$  событий деления). Видна клювообразная структура, аналогичная кривой на рис. 3б, основания которой приближаются к прямым  $M \sim 72$  а.е.м. Отметим также сгущение точек с координатами ( $M_a \sim 50$  а.е.м.,  $M_b \sim 70$  а.е.м.).

### 3 Методические комментарии

Прежде чем переходить к интерпретации обнаруженных структур, необходимо прокомментировать отсутствие в них необходимой симметрии относительно диагонали  $M_a = M_b$ . Причина искажений заключается в систематических погрешностях восстановления масс фрагментов в области скоростей и энергий, далеких от наиболее вероятных значений (центры локусов F), по которым проводится калибровка. Исходная несимметричность измерительных плеч установки – стартовый детектор имеется только в плече b – находит отражение и в результирующих распределениях  $Y(M_a, M_b)$  (рис. 3, 4). Искажения особенно велики для  $^{248}\text{Cm}$ . В этом случае, как отмечалось, в качестве стартового детектора использовался лавинный счетчик с суммарной толщиной пленок из майлара  $\sim 300$  мкг/см<sup>2</sup>. Входное окно БИК имело такую же толщину. Суммарные потери энергии в фольгах для осколков легкой группы достигали в этом плече  $\sim 50\%$  от начальной энергии. При столь значительных потерях небольшие погрешности в калибровках и значениях толщин поглотителей заметно отражаются на результатах.

С учетом симметрии координат все клювообразные структуры на рис. 3, 4, видимо, выглядят де-факто как прямые углы, с вершинами на диагонали  $M_a = M_b$  и сторонами, параллельными осям масс.

Еще один методический комментарий касается сравнения ма-

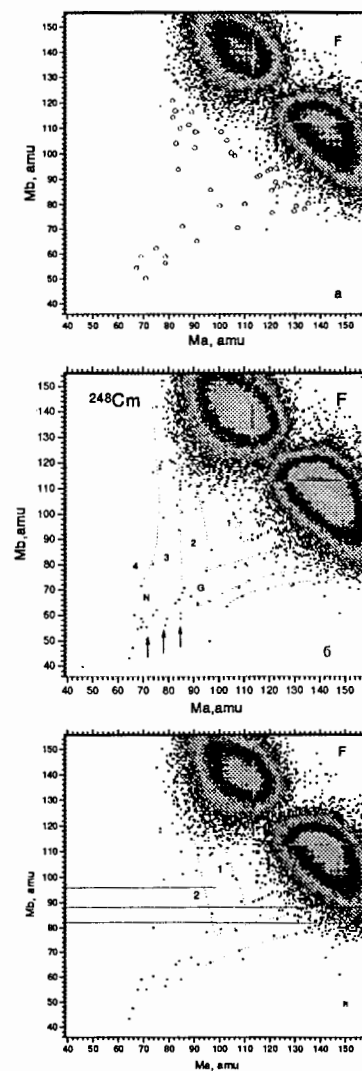


Рис. 3: Матрица выходов генетически связанных осколков деления  $^{248}\text{Cm}$   $Y(M_a, M_b)$ : а – полученная при отборе по суммарному импульсу в окне  $W_1$  для объема выборки  $3.7 \times 10^5$  событий (рис. 2б); б – та же матрица для всех ( $\sim 10^6$ ) зарегистрированных событий; в – матрица  $Y(M_a, M_b)$ , полученная отбором по импульсу в окне  $W_2$ , в два раза более узком, чем  $W_1$ . Подробности в тексте

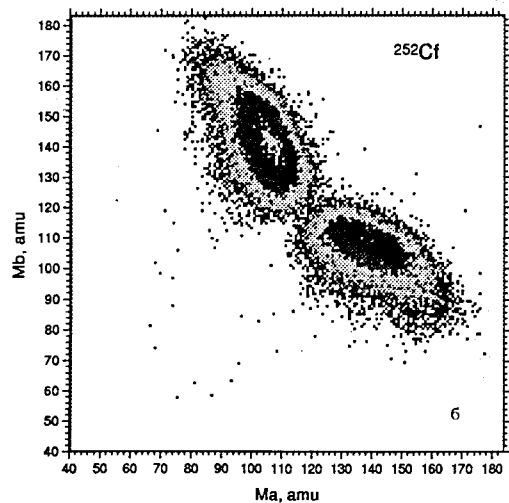
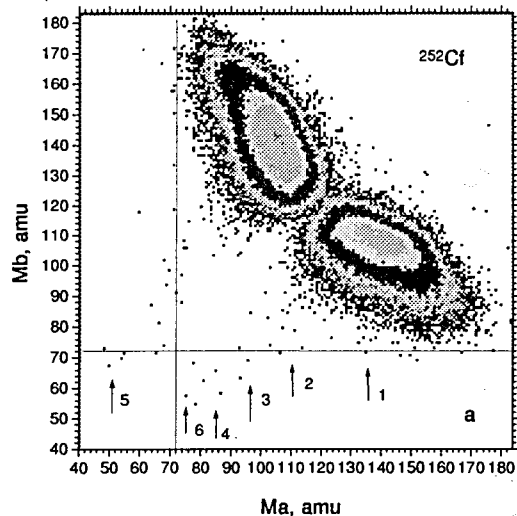


Рис. 4: Матрицы выходов генетически связанных осколков деления  $^{252}\text{Cf}$ , полученные отбором событий деления в двух различных окнах по суммарному импульсу –  $W_a$  и  $W_b$ . Окно  $W_b$  уже окна  $W_a$ .

триц  $Y(M_a, M_b)$ , полученных для разных объемов статистики (рис. 3а, 4б) или при использовании окон по  $P_z$  разной ширины (рис. 3б и 3в а также рис. 4). Можно обратить внимание на дополнительный резерв расшифровки структуры двумерного распределения при весьма ограниченной статистике. Имеется в виду порядок появления точек – в нашем случае на матрице  $Y(M_a, M_b)$ . Естественно, что по мере увеличения объема выборки (статистики) точки появляются раньше там, где их выход выше. На рис. 3а это гребни хребтов, образующих клювообразные структуры 1-3 и сгущения точек N и G (рис. 3б). Без ключа к расшифровке структуры матрицы  $Y(M_a, M_b)$ , который дает рис. 3а, анализ рис. 3б, где проявились дополнительные детали структуры, был бы затруднителен. Изложенное не следует понимать как отказ от набора возможно большей статистики. Информация о структуре распределения  $Y(M_a, M_b)$ , почерпнутая из рис. 3а, содержательна в той мере, в какой она подтверждается при увеличении статистики (рис. 3б).

Для иллюстрации статистической достоверности структур, выделенных на рис. 3, 4, а также их согласованности с разрешением спектрометра по массе, проведено моделирование методом Монте-Карло двумерного распределения, включающего характерные особенности найденных структур. Смоделированное распределение представляет собой три хребта, параллельных оси  $M_b$  и имеющих форму гауссиана в сечении, перпендикулярном оси хребта. Среднеквадратичное отклонение ( $\sigma$ ) гауссиана выбрано равным 2 а.е.м., расстояние между центрами хребтов  $r = 6\sigma$ . Выход  $Y$  вдоль хребта изменяется по линейному закону:  $Y = 0.1M_b - 2$  (рис. 5а). Результаты моделирования для четырех разных объемов выборки ( $n$ ) представлены на рис. 5. Видно, что линейчатую структуру, аналогичную наблюдаемой на рис. 3б (хребты 2, 3, 4), можно распознать начиная с самых малых объемов выборки при расстоянии между хребтами  $r \sim (5 \div 6)\sigma$ . Значения параметров модельной задачи ( $\sigma, r$ ) близки к соответствующим оценкам, полученным для обнаруженных структур.

Для сравнения массового разрешения, характеризующегого клювообразные структуры и локусы бинарного деления F, необходи-

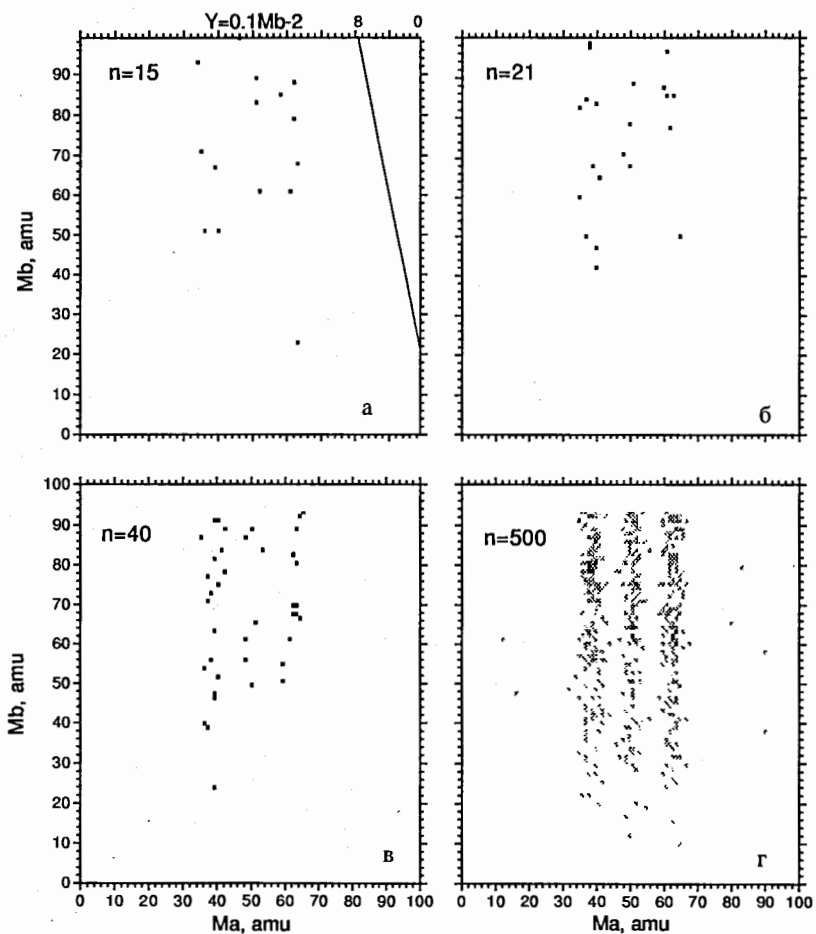


Рис. 5: Результаты моделирования трех параллельных хребтов, имеющих форму гауссиана в сечении, перпендикулярном оси хребта. Среднеквадратичное отклонение ( $\sigma$ ) гауссиана равно 2 а.е.м., расстояние между центрами хребтов  $r = 6\sigma$ . Выход  $Y$  вдоль хребта изменяется по линейному закону  $Y = 0.1M_b - 2$ ,  $n$  – объем выборки

мо привести следующие пояснения. Из-за конечного разрешения по массе и скорости генетически связанные осколки с истинным импульсом  $P_0$  каждый, будут характеризоваться распределениями измеренных импульсов  $Y_0(P_a)$  и  $Y_0(P_b)$  (рис. 6). Пусть в результате измерения импульс осколка оказался  $P'_a$ , а дополнительного осколка –  $P'_b$ . Если  $|P'_a - P'_b| < W$ , где  $W$  – ширина окна отбора по импульсу, соответствующее событие деления удовлетворит процедуре отбора (несколько упрощенной по сравнению с реальной). Так как значения  $P'_a$  и  $P'_b$  статистически независимы, вероятность выполнения условия отбора  $P_w \sim Y_0(P_a)Y_0(P_b)$  и распределение по импульсу отобранных событий  $Y_w$  будет в пределе при  $w \rightarrow \delta(P)$ , где  $\delta$  – дельта функция, иметь в два раза меньшую дисперсию, чем  $Y_0$ . При наличии рассеянных событий (распределения  $Y_{sa}, Y_{sb}$  рис. 6) распределение  $Y_w$  отобранных событий будет иметь "хвост" в сторону меньших значений импульса. Для наиболее вероятных событий в окрестности  $P_0$  и в этом случае характерная ширина распределения  $Y_w$  будет приблизительно в 1.4 раза меньше, чем без отбора. Варьирование ширины окна отбора  $W$  влияет на контрастность получаемого изображения: без отбора (максимальная ширина окна) структуры неразличимы на фоне рассеянных событий, при уменьшении ширины окна возрастает эффективность отбраковки фоновых событий, но и уменьшается вероятность событийного выполнения правила отбора для истинных событий, в силу чего оптимальная ширина окна подбиралась опытным путем. Принципиально важно, что вид структур не зависит от выбора окна.

Процедура отбора по импульсу действует одинаковым образом на все события матрицы выходов  $Y(M_a, M_b)$ , поэтому массовое разрешение, установленное при анализе клювообразных структур, должно быть, в принципе, таким же и для локусов F. При идеальном массовом разрешении и в отсутствие сброса нейтронов из осколков, локусы F выглядят как прямая, перпендикулярная диагонали  $M_a = M_b$  и проходящая через точку  $M_a + M_b = M_c$ , где  $M_c$  – масса делящегося ядра. Реально наблюдаемая ширина на полувысоте  $W_{0.5a}$  в сечении  $M_a = const$  локуса F по аналогии с формулой 7

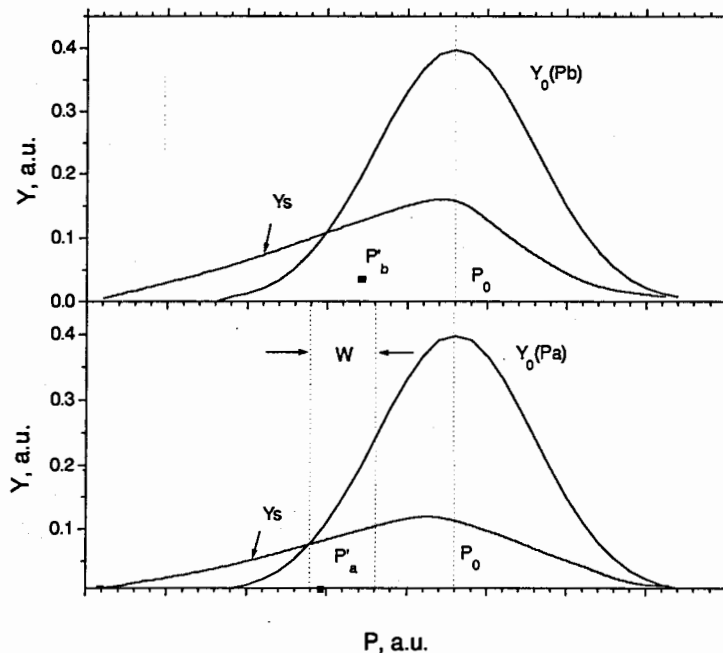


Рис. 6: Иллюстрация работы процедуры отбора событий деления по импульсу осколков.  $Y_0$  – распределение измеренных импульсов при истинном значении импульса  $P_0$ ;  $Y_s$  – распределения по импульсу для рассеянных осколков;  $P'_a, P'_b$  – измеренные импульсы осколков;  $W$  – ширина окна отбора по импульсу

работы [16] может быть выражена в виде

$$W_{0.5a} = 2.35(\sigma_a^2 + k^2\sigma_b^2)^{0.5},$$

где  $\sigma_{a,b}^2$  – дисперсия условных массовых распределений  $P(M_a|M_b)$  и  $P(M_b|M_a)$  соответственно;  $k$  – отношение масштабов оси "а" к оси "б". Из приведенной формулы следует, что если массовые разрешения в обоих плечах спектрометра одинаковы ( $W'_{0.5}$ ) то  $W'_{0.5} = 1.4W_{0.5a}$ . Получающаяся с учетом этой связи оценка массового разрешения спектрометра  $W_{0.5} \sim 7$  а.е.м. (без отбора) в эксперименте с  $^{252}\text{Cf}$  заметно ниже приведенной в работе [13], где  $W_{0.5} \sim 10$  а.е.м. Разница может быть целиком обусловлена рассеянием, что подтверждается косвенно и данными работы [14].

Оценки для массового разрешения, полученные по клювообразным структурам и по локусам F, согласуются для  $^{252}\text{Cf}$  в пределах 20%. Для  $^{248}\text{Cm}$  эта разница больше, что связано с худшим качеством мишени. Ее неоднородность приводит к искажению формы распределений  $P(M_a|M_b)$  и  $P(M_b|M_a)$  (появлению "хвостов"). "Хвосты" увеличивают дисперсию в сечениях распределения  $Y(M_a, M_b)$ , но не проявляются при малой статистике в разбросе точек в окрестности гребня клювообразной структуры.

Резюмируя сказанное в этом разделе, можно констатировать, что обнаруженные для двух спонтанно делящихся ядер структуры в массовых распределениях генетически связанных осколков не коррелируют по форме и расположению на плоскости  $M_a-M_b$  с хребтами, обусловленными рассеянием одного из осколков. Дискретный характер обсуждаемых структур является с учетом этого факта сильным аргументом в пользу того, что они не связаны с рассеянием одного или обоих зарегистрированных осколков. Наблюдаемый разброс точек в рамках обнаруженных структур и локусов бинарного деления согласован и приводит к оценке массового разрешения  $W_{0.5} \sim 7$  а.е.м. ("V-E" метод, без отбора по импульсу).



## 4 Обсуждение

Рассмотрим теперь возможные физические причины возникновения обнаруженных структур. Впервые об их наблюдении сообщалось в работе [17]. Прежде всего можно констатировать, что все они связаны с фрагментами-магмами: сферическими  $^{82}\text{Ge}$ ,  $^{(72\div 76)}\text{Ni}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  и деформированными  $^{96}\text{Sr}$ ,  $^{108}\text{Mo}$ ,  $^{88}\text{Se}$  [18, 19]. В рамках дикластерной модели делительных мод [14] именно преформирование пар этих ядер (кластеров) в объеме делящейся системы ответственно за формирование долин на поверхности потенциальной энергии (ППЭ) делящегося ядра и связанных с ними делительных мод. В частности, имеются моды, порожденные двумя одинаковыми кластерами. Можно ожидать особых свойств, например, в смысле заселенности, от мод, в которых и оставшиеся нуклоны эквивалентны по составу кластеру или кластерам. В  $^{248}\text{Cm}$  может реализовываться, в принципе, пять таких мод:  $^{282}\text{Ge}+^{84}\text{Ge}$ ,  $^{288}\text{Se}+^{72}\text{Ni}$ ,  $^{296}\text{Sr}+^{56}\text{Ca}$ ,  $^{274}\text{Ni}+^{100}\text{Zr}$ ,  $2^{(74\div 76)}\text{Ni}+2^{(50\div 48)}\text{Ca}$ . Показанные на рис. 3, 4 структуры связаны, по-видимому, с делением через сильно деформированные состояния в перечисленных модах. Энергия возбуждения в точке разрыва при этом колеблется в пределах  $80\div 110$  МэВ. Возможность достижения делящейся системой энергии возбуждения в точке разрыва такого масштаба независимо подтверждается данными работы [20]. Судя по тому, что импульсы двух фрагментов, массы которых задают координаты точек в обсуждаемых структурах, близки, третий фрагмент практически покоится. Регистрация таких событий не предусматривалась в ранее применявшихся методиках поиска истинно тройного деления. Наряду с событиями, которые можно интерпретировать как трехкластерный распад – они лежат в окрестности вершин прямых углов, представляющих, как отмечалось, истинный вид обсуждаемых структур – наблюдается тройное деление с массой покоящегося фрагмента меньше массы любого из кластеров. Такие события могут быть связаны с делением дополнительного осколка после отделения одного (крайнего в цепочке) кластера.

Для ядра  $^{252}\text{Cf}$  возможны следующие полностью кластеризо-

ванные состояния:  $^{72}\text{Ni}+^{48}\text{Ca}+^{132}\text{Sn}$ ,  $^{82}\text{Ge}+^{74}\text{Ni}+^{96}\text{Sr}$ ,  $2^{72}\text{Ni}+^{108}\text{Mo}$ . Наиболее отчетливо на рис. 4 прослеживается последняя из перечисленных мод. Она, так же, как в случае  $^{248}\text{Cm}$ , предположительно построена на двух одинаковых кластерах (Ni). Проявлением двух других мод, возможно, являются сгущения точек (области повышенного выхода), указанные на рис. 4а пронумерованными стрелками: 1 – (Sn-Ni), 2 – (Mo-Ni), 3 – (Sr-Ni), 4 – (Ge-Ni), 5 – (Ca-Ni), 6 – (Ni-Ni).

Представленные в работе результаты служат, по нашему мнению, указанием на возможность мультикластерного распада тяжелых ядер-актинидов. Более детальный анализ механизма явления будет представлен в следующих публикациях.

Авторы признательны коллегам по коллаборации ФОБОС и особенно Х.-Г. Ортлеппу за помощь в выполнении этой работы и полезные дискуссии.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 96-02-17674).

## Литература

- [1] H.J. Rose and G.A. Jones, Nature 307 (1984) 245
- [2] E.K. Hulet, J.B. Wilhelmy, J. Weber, W.R. Daniels, R.W. Loughheed, J.H. Landrum, J.F. Wild and R.J. Dupzyk, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 313
- [3] A. Sandulescu, D. Poenaru, W. Greiner, Sov. J. Part. Nucl. 11 (1980) 1334
- [4] S.P. Tretyakova, Nucl. Tracks Radiat. Meas. 19 (1991) 667
- [5] A. Molle, F. Gonnennwein and G. Petrov, Abstracts of Int. Symposium "Large-scale Collective Motion of Atomic Nuclei", October 15-1 Brolo(Messina), Italy, p.35
- [6] M.L. Muga in Proc. Symp. on the physics and chemistry of fission, vol.2. Salzburg, 1965 (IAEA, Vienna, 1965) p.409
- [7] V.N. Andreev, V.G. Nedopekin and V.I. Rogov, Yad. Fiz. 8 (1968) 38
- [8] M.L. Muga, C.R. Rice, and W.A. Sedlacek, Phys.Rev. 161 (1967) 1266
- [9] R.W. Stoner and M. Hillman, Phys. Rev. 142 (1966) 716
- [10] J.C. Roy, Can. J. Phys. 39 (1966) 315

- [11] J.P.Theobald, preprint IKDA 89/42, 1989, Darmstadt
- [12] R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker and E.L. Hubbard, Phys. Rev. 143 (1966) 943
- [13] W. Wagner et al. (FOBOS collaboration), NIM A403 (1998) 65
- [14] Yu.V. Pyatkov, V.V. Pashkevich, Yu.E. Penionzhkevich, V.G. Tihchenko, A.V. Unzhakova, H.-G. Ortlepp, P. Gippner, C.-M. Herbach, W. Wagner, Nucl. Phys. A624 (1997) 140
- [15] H. Dichl and W. Greiner, Phys. Lett. 45B (1973) 35
- [16] A.A. Alexandrov, I.A. Alexandrova, A.V. Ermolenko, Yu.A. Korjuk, D.S. Nikulin, Yu.F. Pevchev, S.L. Podshibyakin, Yu.V. Pyatkov, S.I. Sitnikov, A.I. Slyusarenko, A.N. Shemetov and R.A. Shehmametiev NIM A303 (1991) 323
- [17] Ю.В. Пятков, Х.-Г. Ортелепп, В.В. Пашкевич, Ю.Э. Пенионжкевич, В.Г. Тищенко, Сборник научных трудов научной сессии МИФИ-98, Часть 3, стр.33, Москва 1998 г.
- [18] B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and R.R. Chasman, Phys.Rev. 14 (1976) 1832
- [19] H. Marten (private communication)
- [20] G.M. Ter-Akopian, J.H. Hamilton, Yu.Ts. Oganessian, A.V. Daniel, J. Kormicki, A. Ramayya, G.S. Popeko, B.R.S. Babu, Q.-H. Lu, K. Butler-Moore, W.-C. Ma, E.F. Jones, J.K. Deng, D. Shi, J. Kliman, M. Morhac, J.D. Cole, R. Aryaeinejad, N.R. Johnson, I.Y. Lee, and F.K. McGowan, Phys. Rev. C55 (1997) 1146

Пятков Ю.В. и др.

P15-98-263

Экзотические моды распада  $^{248}\text{Cm}$  и  $^{252}\text{Cf}$

В спонтанном делении ядер  $^{248}\text{Cm}$  и  $^{252}\text{Cf}$  с выходом  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  обнаружены события, для которых сумма масс зарегистрированных фрагментов приблизительно на треть меньше массы делящихся ядер. Фрагменты из группы редких событий концентрируются в окрестности массовых чисел, соответствующих сферическим и деформированным магическим ядрам-кластерам: Ni, Ge, Sr, Mo, Se. Представленные предварительные результаты можно интерпретировать как указание на реализацию истинно тройного деления, обусловленного кластеризацией делящейся системы.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Pyatkov Yu.V. et al.

P15-98-263

Exotic Decay Modes of  $^{248}\text{Cm}$  and  $^{252}\text{Cf}$  Nuclei

In the spontaneous fission of  $^{248}\text{Cm}$  and  $^{252}\text{Cf}$  nuclei some events (the total yield is about  $10^{-5}$ — $10^{-6}$ ) have been detected with the total mass of two fragments, which is about 30% smaller than the mass of the fissioning nuclei. The fragments due to rare events group are concentrated in the vicinity of the mass-numbers  $A \sim 72, 82, 88, 96$  which are specific for spherical and deformed magic nuclei (clusters) Ni, Ge, Se, Sr. The preliminary results presented can be treated as an indication of the true ternary fission of heavy nucleus due to clustering of the fissioning system.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998