

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

**Дубна**

P7-2000-23

Ю.Ц.Оганесян

**ПУТЬ К «ОСТРОВАМ СТАБИЛЬНОСТИ»  
СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

**2000**

*За 60 лет, прошедших после открытия первых искусственных элементов №p и Pи, исследования в области синтеза и свойств новых элементов стали одним из актуальных и быстро развивающихся направлений физики атомного ядра и ядерной химии.*

*Переход от традиционных методов получения искусственных элементов в непрерывных и импульсных потоках нейтронов к ядерным реакциям с тяжелыми ионами позволил синтезировать к последнему времени 12 элементов тяжелее фермия ( $Z = 100$ ).*

*Теоретическое описание масс и барьеров деления новых ядер привели к середине 60-х годов к предсказанию существования "островов стабильности" тяжелых и сверхтяжелых нуклидов вблизи замкнутых протонных и нейтронных ядерных оболочек. Экспериментальные данные, демонстрирующие повышенную стабильность ядер к различным видам радиоактивного распада вблизи деформированных оболочек  $Z=108$  и  $N=162$ , равно как и реакции их синтеза, обсуждаются с точки зрения продвижения в неизведанную область более тяжелых (сверхтяжелых) и значительно более долгоживущих нуклидов, расположенных вблизи сферических оболочек  $Z=114$  и  $N=184$ .*

*Приводятся результаты первых экспериментов по синтезу сверхтяжелых нуклидов, образующихся в ядерных реакциях под действием ионов  $^{48}\text{Ca}$ ; наблюдаемые цепочки распадов отдельных атомов, состоящие из  $\alpha$ -распадов и оканчивающиеся спонтанным делением. Энергии и времена распадов согласуются с предсказаниями теоретических моделей, описывающих структуру тяжелых ядер. Они рассматриваются как первое указание существования гипотетической области стабильности сверхтяжелых элементов.*

*Эксперименты проводились на ускорителе тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ (Дубна), в коллаборации с LLNL (Ливермор), GSI (Дармштадт), RIKEN (Саутама), Institute of Physics and Department of Physics of the Comenius University (Братислава) и Departments of Physics of the University (Мессина).*

## **Введение**

Хорошо известная концепция атома в виде ядра, несущего практически всю массу и положительный заряд, и электронных орбит, расположенных на большом расстоянии от зарядового центра, согласно квантовой электродинамике,

справедлива для очень тяжелых атомов  $Z \leq 170$ . В реальности предел существования атомов (элементов) наступает значительно раньше из-за нестабильности самого ядра.

Примерно из 2000 ядер, известных в настоящее время, лишь 287 нуклидов сохранились в природе с момента нуклеосинтеза. Изменения соотношения протонов и нейтронов в этих ядрах генерирует, как известно,  $\beta$ -распад.

Избыток нейтронов в ядре ведет к уменьшению энергии связи нейтрона, предел наступает при  $E_n = 0$  (neutron drip line). Аналогично нулевая энергия связи протона  $E_p = 0$  (proton drip line) определяет границу существования протоно-избыточных ядер.

Другая граница - максимально возможное число нуклонов в ядре. Формально предельная масса ядра вблизи границы его стабильности, даже при наиболее благоприятном соотношении протонов и нейтронов (ядра с максимальной энергией связи, расположенные на линии  $\beta$ -стабильности), определяется существованием ядра как целого в условиях большой вероятности его разделения на части меньшей массы.

Подобный процесс ядерного превращения - спонтанное деление тяжелых ядер был наблюден впервые для изотопа  $^{238}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 10^{16}$  лет) в 1940 году Г.Н.Флеровым и К.А.Петржаком [1]. К этому времени О.Ганом и Ф.Штрассманом уже было открыто вынужденное деление урана, для описания которого Н.Бором и Дж.Уиллером была предложена капельная модель деления ядра [2].

В основу этой красивой по форме и классической по сути теоретической модели заложено предположение о том, что ядерное вещество является макроскопическим бесструктурным (аморфным) телом, подобно капле заряженной жидкости. Деформация капли под действием кулоновских сил, приводящая в конечном итоге к ее делению на две части примерно равной массы, возникает вследствие преодоления потенциального барьера, препятствующего деформации ядра. Для ядра  $^{238}\text{U}$  величина барьера деления составляет около  $V_f \approx 6$  МэВ. С ростом  $Z$  величина барьера деления быстро уменьшается, и при определенном критическом заряде ядро становится совершенно нестабильным к спонтанному делению ( $T_{SF} \sim 10^{-19}$  с). По оценкам Н.Бора и Дж.Уиллера подобная критическая ситуация достигается уже при  $Z = 104-106$ .

Интересно отметить, что значительно позже, когда с помощью высокопоточных реакторов были синтезированы первые трансурановые элементы, радиоактивные свойства новых нуклидов качественно подтверждали капельную аналогию ядерного вещества: вероятность спонтанного деления ядер от  $^{238}\text{U}$  к  $^{257}\text{Fm}$  ( $Z = 100$ ) возросла более чем в  $10^{13}$  раз.

Неожиданным и столь же противоречивым капельной модели деления явилось открытие спонтанно делящихся изомеров [3].

Изомерия формы у 33 уже известных к тому времени ядер - изотопов U - Cm возникает, как теперь известно, вследствие сложной структуры потенциальной поверхности ядра, в частности, двугорбой формы их барьеров деления. (Читатель может найти весьма полное описание этого явления в прекрасном обзоре С.Бьернхольма и Линна [4].) Другое противоречие с теорией

было обнаружено в значительных вариациях парциальных периодов спонтанного деления, наиболее сильно проявляющегося в изотопах Cf, Fm и трансфермиевых элементах, синтезированных в реакциях с тяжелыми ионами [5].

Более детальный анализ теоретических и экспериментальных значений масс ядер показал, что отклонение реальных значений энергий связи ядер от расчетных имеет регулярный характер: они максимальны (наибольшая энергия связи) при определенных «магических» числах протонов и нейтронов в ядре.

*В реальности для легких и средних масс ядер классическая капельная модель описывает лишь средние изменения энергии связи макроскопической системы с ростом ее массы. Для ядра, как объекта малых размеров, квантовая механика может приводить к сильным локальным вариациям энергетических уровней, которые могут занимать индивидуальные нуклоны. Эти состояния далеко не однородны. Повышение энергии уровней индивидуальных нейтронов и протонов приводит к появлению «просветов» (щелей) в дискретном спектре уровней ядра. Подобная компрессия энергетических уровней может приводить к заметному повышению энергии связи ядра и, следовательно, его стабильности.*

*В какой-то степени это напоминает замкнутые электронные оболочки в атомной структуре, которые определяют свойства химически устойчивых элементов VIII группы Периодической таблицы Менделеева. По аналогии с этим в ядерной структуре т.н. «магические числа» протонов и нейтронов, определяющих максимальную энергию связи ядра, принято интерпретировать замкнутыми протонными или нейтронными оболочками. Наиболее сильно эффект ядерных оболочек выражен в «дважды магических» ядрах типа  $^{208}\text{Pb}$  ( $Z = 82, N = 126$ ), для которого величина оболочечной поправки  $\Delta E_{\text{shell}} = 14 \text{ МэВ}$ .*

Обычно в практических формулах для масс ядер эффект оболочек описывался поправочными членами. В работах В.Святецкого было дано феноменологическое описание оболочечных аномалий в массах ядер [6]. Позднее в 1966 году В.М.Струтинским был предложен оригинальный и, на наш взгляд, весьма физичный метод расчета оболочечной поправки к капельной энергии ядра [7].

В этом подходе оболочечная поправка определяется в виде разности между суммой одночастичных энергий для реального квантового распределения нуклонов и неким «однородным» распределением уровней в среднем потенциале ядра, характерным для жидкой капли. Полная энергия ядра представляет сумму:  $E_{\text{tot}} = E_{\text{id}} + \Delta E_{\text{shell}}$ , состоящую из макроскопической (жидкокапельной) энергии и микроскопической поправки  $\Delta E_{\text{shell}}$ , связанной с эффектом ядерных оболочек и парных корреляций нуклонов.

В результате расчетов, проведенных в макромикроскопической модели, были обнаружены регулярные оболочечные явления в деформированных ядрах, что существенно повысило точность определения их масс и форм в основном состоянии. Вопреки широко распространенному представлению об исчезновении влияния оболочек с ростом деформации ядра оказалось, что в сильно деформированном ядре происходит существенное перераспределение нуклонных состояний. С ростом деформации оболочечные эффекты не исчезают, а

изменяются, внося по-прежнему значительную коррекцию в потенциальную энергию ядра [8].

В итоге расчеты, выполненные в макромикроскопической модели, объяснили целый ряд экспериментальных фактов: изомерию формы актинидных ядер, постоянство высот их барьеров деления, резкие изменения вероятности деления вблизи  $N = 152$  и многие другие закономерности, которые не могли найти объяснений в рамках классической модели жидкой капли.

## **Ядерные оболочки и стабильность тяжелых элементов**

Подобно любой теории, данная модель обладала определенной предсказательной силой, в частности, в расчетах масс и радиоактивных свойств очень тяжелых, еще неизвестных ядер.

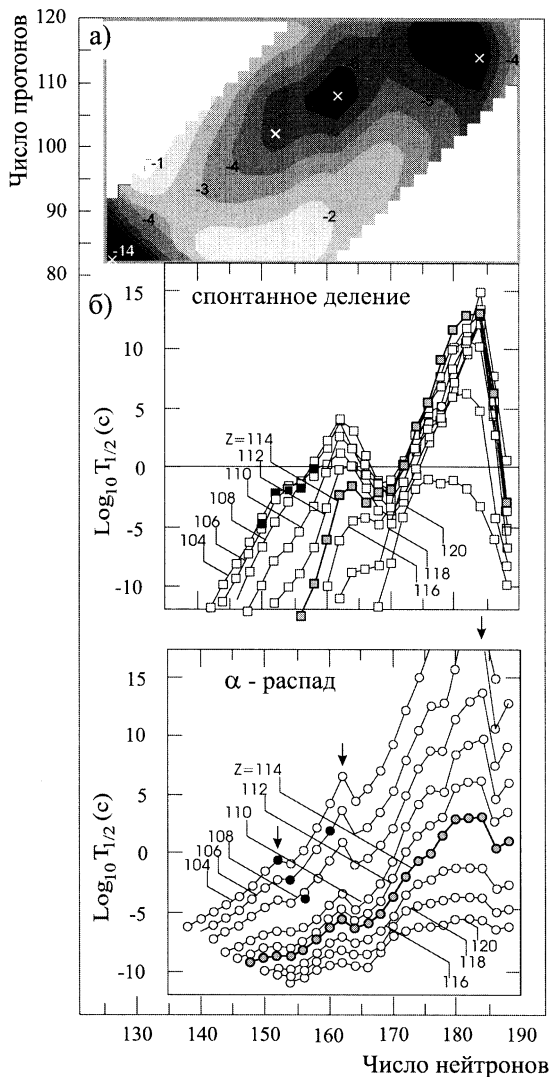
Такие предсказания были сделаны в ряде работ. Мы представим здесь расчетные данные из работ З.Патика, Р.Смоланчука и А.Собичевского [9,10], где были рассчитаны массы и барьеры деления четно-четных ядер с  $Z = 104-120$  и  $N = 140-190$ .

Обратим, прежде всего, внимание на вероятность спонтанного деления сверхтяжелых ядер.

Для ядра  $^{254}_{102}$  капельный барьер деления составляет около  $(V_f)_{ld} \approx 1$  МэВ; для более тяжелого ядра  $^{270}_{108}$  он практически равен нулю. В то же время, как показано на рис. 1а, амплитуда оболочечной поправки для этих ядер составляет около 5 и 7 МэВ соответственно. Учет оболочечной поправки в расчетах потенциальной энергии ядра приводит к возникновению у этих ядер барьера деления высотой около 6-8 МэВ. Появление энергетического барьера при деформации тяжелого ядра должно приводить к значительным запретам на спонтанное деление.

Действительно, как следует из расчетов, представленных на рис. 1б, парциальные периоды спонтанного деления сильно зависят от амплитуды оболочечной поправки. Значительный рост  $T_{SF}(N)$  при удалении от оболочки  $N = 152$ , которая хорошо проявляется в радиоактивных свойствах актинидных ядер, обусловлен влиянием другой нейтронной оболочки с  $N = 162$ . Необходимо отметить, что обе оболочки относятся к деформированным ядрам в отличие от известных дважды магических ядер типа  $^{208}_{82}\text{Pb}$  ( $Z = 82$ ,  $N = 126$ ), которые имеют сферическую форму в основном состоянии. Максимальная стабильность относительно спонтанного деления ожидается здесь для ядра  $^{270}_{108}$  ( $N = 162$ ); для этого нуклида предсказанный  $T_{SF}$  может достигать нескольких часов.

С увеличением числа нейтронов деформация ядра уменьшается из-за удаления от деформированной оболочки  $N = 162$  и действия уже другой замкнутой сферической оболочки  $N = 184$ . При  $N > 170$  ожидается значительный рост  $T_{SF}(N)$  вплоть до ядра  $^{292}_{108}$  ( $N = 184$ ), у которого парциальный период полураспада относительно спонтанного деления составляет огромную величину:  $T_{SF} \sim 3 \cdot 10^4$  лет.



**Рис. 1.** а) Карта оболочечных поправок (в МэВ) к ядерной потенциальной энергии жидкой капли. б) Парциальные периоды полураспада ( $\alpha$ -распад и спонтанное деление) четно-четных изотопов с различным числом нейтронов. Атомные номера элементов указаны на кривых. Жирная линия соединяет изотопы с  $Z = 114$ . Открытые точки – расчет [10], черные – экспериментальные значения

Здесь возникает интересная ситуация. Если сверхтяжелые ядра обладают высокой стабильностью относительно спонтанного деления, они будут испытывать другие виды распада: альфа-распад и, возможно,  $\beta$ -распад. Вероятность этих распадов, а следовательно, и времена жизни будут определяться массами ядер в основных состояниях. Последние могут быть рассчитаны в различных теоретических моделях, базирующихся на различных предположениях о фундаментальных свойствах ядерной материи (природы ядерных сил). В этих условиях экспериментальный результат становится исключительно информативным для проверки теоретических моделей. Если следовать расчетам Р.Смоланчука и А.Собичевского, выполненным по макромикроскопической модели, то деформированное ядро  $^{268}_{106}$  ( $N = 162$ ) будет испытывать  $\alpha$ -распад с  $T_{\alpha} \approx 2$  часа. (Согласно другим расчетам П.Мёллера и Дж.Никса [11] - несколько дней.) Для более тяжелого сферического ядра  $^{294}_{110}$  ( $N = 184$ ) величина  $T_{\alpha}$  возрастает до нескольких сотен, возможно, тысяч лет (рис. 16).

Напомним, что в отсутствие ядерной структуры (в модели жидкой капли) это ядро должно было бы спонтанно разделиться за время  $T_{SF} < 10^{-19}$  с. Различие составляет более 30 порядков!

Другие расчеты энергии ядер как ансамбля многих тел, выполненные в модели Хартри Фока Боголюбова с выбором различных сил взаимодействия частиц, равно как и релятивистские расчеты в среднем поле ядра, также указывают на значительное увеличение энергии связи ядер при подходе к замкнутой нейтронной оболочке  $N = 184$ .

Среди теоретиков пока нет согласия относительно магического числа протонов при  $N = 184$ , для которого реализуется максимальная энергия связи сферического дважды магического ядра. В макромикроскопической модели независимо от вариации параметров расчета амплитуда оболочечной поправки максимальна для ядра  $^{298}_{114}$  ( $N = 184$ ) [12,13]. Наоборот, в расчетах по методу Хартри Фока Боголюбова наряду с  $Z = 114$  указываются и другие возможные кандидаты: с  $Z = 120, 122, 126$  и даже 138 в зависимости от выбора параметров модели [14].

Это, однако, не меняет основного вывода о том, что в области очень тяжелых ядер могут возникать «острова стабильности», существенно расширяющие пределы существования сверхтяжелых элементов.

## Реакции синтеза

Известно, что первые искусственные элементы тяжелее урана были синтезированы в реакциях последовательного захвата нейтронов в длинных экспозициях на высокопоточных ядерных реакторах.

Большое время жизни новых нуклидов позволяло выделять и идентифицировать их радиохимическими методами с последующими измерениями свойств радиоактивного распада. Эти пионерские работы, проведенные в Берклиевской национальной лаборатории им. Лоуренса (США)

проф. Г.Сиборгом и его коллегами в 1940-1953 гг. [15], привели к открытию восьми искусственных элементов с  $Z = 93 - 100$ . Предельным по массе ядром был  $^{257}\text{Fm}$  ( $T_{1/2} \sim 100$  дней). Дальнейшее продвижение в область более тяжелых ядер было заблокировано чрезвычайно малым временем жизни  $^{258}\text{Fm}$  ( $T_{SF} = 0,3$  мс). Попытка перейти этот барьер в импульсных потоках нейтронов большой мощности (подземные ядерные взрывы) также ограничили наблюдением  $^{257}\text{Fm}$  (рис. 2).

Трансфермиевые элементы с массой  $A > 257$  были получены в реакциях с тяжелыми ионами. В отличие от метода, основанного на последовательном захвате нейтронов, здесь при слиянии с тяжелой частицей в ядро-мишень вносится вся масса бомбардирующего ядра.

*Энергия возбуждения составного ядра определяется простым соотношением:*

$$E_x = E_p - [M_{CN} - (M_T + M_p)] = E_p - Q,$$

где  $E_p$  - энергия бомбардирующего иона;  $M_{CN}$ ,  $M_T$  и  $M_p$  - массы компаунд-ядра, мишени и частицы соответственно. Минимальная энергия возбуждения будет соответствовать пороговой энергии реакции слияния, соответствующей в первом приближении кулоновскому барьеру:  $E_x^{\min} = V_c - Q$ .

Для тяжелых ядер-мишеней  $V_c \sim 5$  МэВ/нуклон.

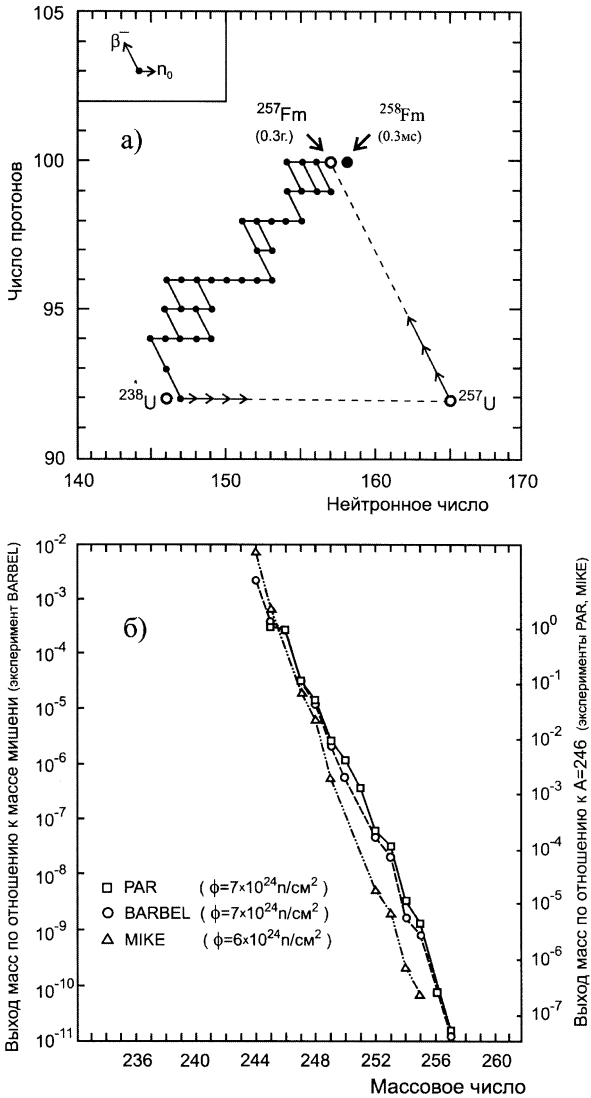
В отличие от  $(n, \gamma)$ -реакций, где энергия возбуждения ядра составляет около 6-8 МэВ, в реакциях слияния, даже с наиболее легким ядром -  $^4\text{He}$ , величина  $E_x^{\min} \approx 20$  МэВ. С увеличением массы бомбардирующего иона энергия возбуждения компаунд-ядра будет увеличиваться из-за повышения кулоновского барьера. Переход нагретого ядра в основное состояние ( $E_x=0$ ) будет происходить, в основном, посредством эмиссии нейтронов и  $\gamma$ -лучей. Сечение образования продуктов после испарения нейтронов может быть определено как:

$$\sigma_{xn}(E_x) = \sigma_{CN}(E_x) \cdot P_{xn} \cdot \prod_{i=1}^x \left[ \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}}(E_x) \right]_i,$$

где  $\sigma_{CN}(E_x)$  - сечение образования компаунд-ядра с энергией  $E_x$ ,  $P_x$  - вероятность его девозбуждения (охлаждения) посредством эмиссии нейтронов,  $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$  - отношение ширин (вероятностей) испускания нейтронов к полной ширине распада на каждой ступени последовательной эмиссии нейтронов.

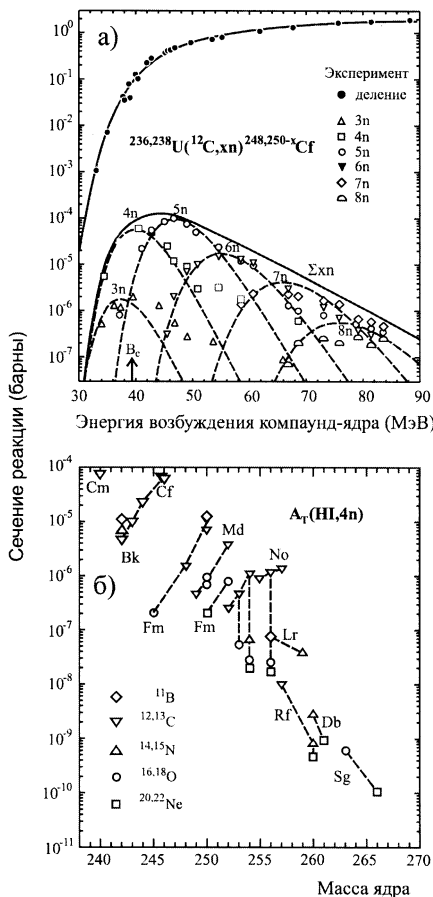
Отношение  $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$  может быть рассчитано в рамках статистической теории при определенных предположениях о термодинамических свойствах нагретого ядра. Величина  $\sigma_{xn}(E_x)$ , определяющая выживаемость продуктов испарения, резко уменьшается с увеличением  $E_x$  (что равносильно увеличению числа каскадов испарения нейтронов). Положение усугубляется тем, что амплитуда оболочечной поправки, препятствующая делению ядра в основном состоянии, быстро уменьшается с увеличением энергии возбуждения ядра. Оба фактора приводят к исключительно малой вероятности выживания тяжелых компаунд-ядер.





**Рис. 2.** а) Схема получения трансураниевых элементов при последовательном захвате нейтронов в реакторах и ядерных взрывах. б) Выход тяжелых масс в импульсных потоках нейтронов высокой плотности (ядерный взрыв). Флюенс, достигнутый в различных экспериментах, указан на графике

По отношению к  $(n,\gamma)$ -реакциям, ведущим к образованию актинидных элементов с сечениями в десятки и сотни барн, сечение продуктов испарения в реакциях с тяжелыми ионами составляет всего  $10^{-6} - 10^{-4}$  барн и экспоненциально уменьшается при продвижении в область более тяжелых элементов (рис. 3). Однако, несмотря на столь большие потери, реакции слияния с тяжелыми ионами являются, по существу, единственным способом синтеза трансфермиевых элементов ( $Z > 100$ ).



**Рис. 3.** а) Сечение образования компаунд-ядер Cf ( $Z = 98$ ) с различной энергией возбуждения в реакциях с ионами  $^{12}\text{C}$  (черные точки). Открытые символы - сечения образования продуктов испарения нейтронов в этих же реакциях. (Данные Т.Сиккеланда и др. [16].) б) Сечения образования изотопов с  $Z = 96-106$  в максимуме  $4n$ -испарительного канала реакции под действием ионов различной массы (указаны на графике)

Поскольку величина сечения максимальна при наименьшем значении  $E_x^{\min}$ , предпочтительны наиболее асимметричные реакции, соответствующие меньшей величине кулоновского барьера.

Данное обстоятельство явилось определяющим в последующий 25-летний период синтеза новых элементов. Основные усилия были затрачены на получение в высокопоточных реакторах весомых количеств тяжелых изотопов трансурановых элементов от Pu до Fm. Они использовались в качестве мишенного материала для получения новых элементов на ускорителях тяжелых ионов. Работы в этом направлении, проведенные в Берклиевской национальной лаборатории им. Лоуренса и Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова (ОИЯИ, Дубна), привели к открытию еще 6 новых элементов с  $Z = 101 - 106$ .

В реакциях под действием тяжелых ионов было синтезировано также много новых изотопов уже известных элементов с  $Z = 92 - 100$ , значительно удаленных от линии  $\beta$ -стабильности.

Как указывалось выше и будет следовать из дальнейшего, свойства новых нуклидов существенно изменили представления о стабильности тяжелых ядер и дали развитие теоретическим концепциям в определении границ существования элементов.

К сожалению, не только низкая выживаемость сильно нагретых тяжелых ядер, но и принципиальные трудности, связанные с наработкой мишенного материала в высокопоточных реакторах, сильно ограничивают возможности использования подобных реакций для синтеза элементов с  $Z > 106$ .

Обратим, однако, внимание на некоторые особенности реакций слияния сложных ядер.

## Холодное слияние массивных ядер

С ростом массы бомбардирующего иона повышение минимальной энергии возбуждения компаунд-ядра  $E_x^{\min} = V_c - Q$  происходит до определенного предела (рис. 4а). Дальнейшее увеличение массы иона (и соответствующее уменьшение массы ядра мишени) будет приводить к уменьшению энергии возбуждения ( $E_x$ ) в силу заметного увеличения  $Q$  для симметричных реакций. Наибольший эффект достигается при использовании мишени из дважды магических ядер  $^{208}\text{Pb}$ , для которых дефект масс, а следовательно величина  $Q$ , максимальны. Подобный эффект должен наблюдаться уже при синтезе изотопов Fm в реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$ , если осуществимо слияние столь тяжелых ядер. Данная реакция была выбрана нами в 1973 году для проверки этой идеи [17].

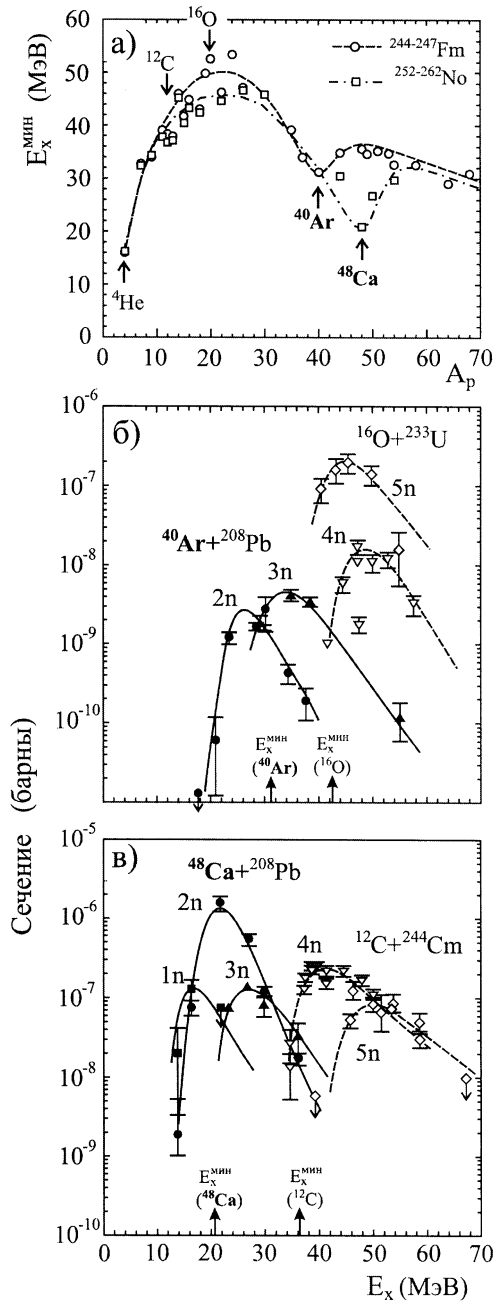
На рис. 4б приведены сечения образования изотопов Fm, полученные в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{258}\text{Pb}$ , и результаты экспериментов М.Нурмия и др. [18] для тех же ядер, образующихся в более асимметричной комбинации  $^{16}\text{O} + ^{233}\text{U}$ . Из представленных данных следует, что максимальный выход изотопов Fm в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{258}\text{Pb}$  соответствует эмиссии из составного ядра  $^{248}\text{Fm}$  ( $E_x^{\min} = 30$  МэВ) всего двух или трех нейтронов. Наоборот, для более легкого

**Рис. 4.**

а) Минимальные значения энергии возбуждения компаунд-ядер Fm и No, образующихся в реакциях слияния с ионами различной массы.

б) Зависимость сечения образования изотопов Fm от энергии возбуждения компаунд-ядер, полученных в реакциях с ионами  $^{16}\text{O}$  и  $^{40}\text{Ar}$ .

в) Эта же зависимость для изотопов No в реакциях с ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{48}\text{Ca}$ . Энергии возбуждения ядер, соответствующие кулоновскому барьеру, показаны стрелками



снаряда в реакции  $^{16}\text{O} + ^{233}\text{U}$  конечные ядра образуются в результате испарения 4 или 5 нейтронов из компаунд-ядра  $^{249}\text{Fm}$  ( $E_x^{\text{min}} = 45$  МэВ).

Как ни парадоксально, сечение образования продуктов испарения в реакциях типа  $^{208}\text{Pb} + \text{HI}$  должно возрасти с увеличением массы бомбардирующего иона, если только механизм реакции и, в частности, вероятность слияния столь сложных ядер остаются неизменными. Наибольшее сечение (наименьшая энергия  $E_x^{\text{min}}$ ) соответствует случаю, когда оба ядра - иона и мишени - являются магическими. Действительно, в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  ( $E_x^{\text{min}} = 20$  МэВ) сечение образования более тяжелых нуклидов - изотопов  $\text{No}$  ( $Z=102$ ) - оказалось на порядок величины выше сечения образования изотопов  $\text{Fm}$  [19]. Как показано на рис. 4в, здесь уже наблюдается с заметным сечением канал с испусканием всего одного нейтрона. В дальнейших экспериментах, проведенных в Обществе тяжелых ионов (GSI, Дармштадт), было показано, что при использовании более тяжелых снарядов вплоть до  $^{70}\text{Zn}$ , как и ожидалось, энергия возбуждения компаунд-ядра уменьшается, и канал с испусканием одного нейтрона оказывается доминирующим в образовании очень тяжелых ядер [20].

В итоге, если при захвате теплового нейтрона ядром  $^{235}\text{U}$  в составную систему вносится энергия возбуждения  $E_x \sim 6$  МэВ, здесь при слиянии ядер мишени  $^{208}\text{Pb}$  и иона, масса которого составляет 50-70 а.е.м., образуется компаунд-ядро с энергией всего 10 - 15 МэВ!

Реакции подобного типа получили название реакций «холодного слияния» в отличие от используемых ранее асимметричных реакций «горячего слияния», приводящих к более нагретым ядрам.

Реакции «холодного слияния» существенно изменили положение дел в проблеме синтеза новых элементов. Поскольку в качестве мишенного материала здесь используются стабильные изотопы  $^{204-208}\text{Pb}$  или  $^{209}\text{Bi}$ , экспериментальные работы в области синтеза тяжелых ядер стали доступны широкому кругу исследователей. Теперь уже достижения ускорительной техники в получении интенсивных пучков более тяжелых ионов ( $A > 40$ ) определяли чувствительность экспериментов.

Вместе с тем в реакциях слияния ядер  $^{208}\text{Pb}$  с ядрами наиболее тяжелых стабильных изотопов, используемых в качестве снарядов, результирующие компаунд-ядра обладают большим дефицитом нейтронов. В силу этого конечные продукты испарения удалены от линии  $\beta$ -стабильности на 10÷15 атомных масс. Это ведет к значительному уменьшению их периодов полураспада.

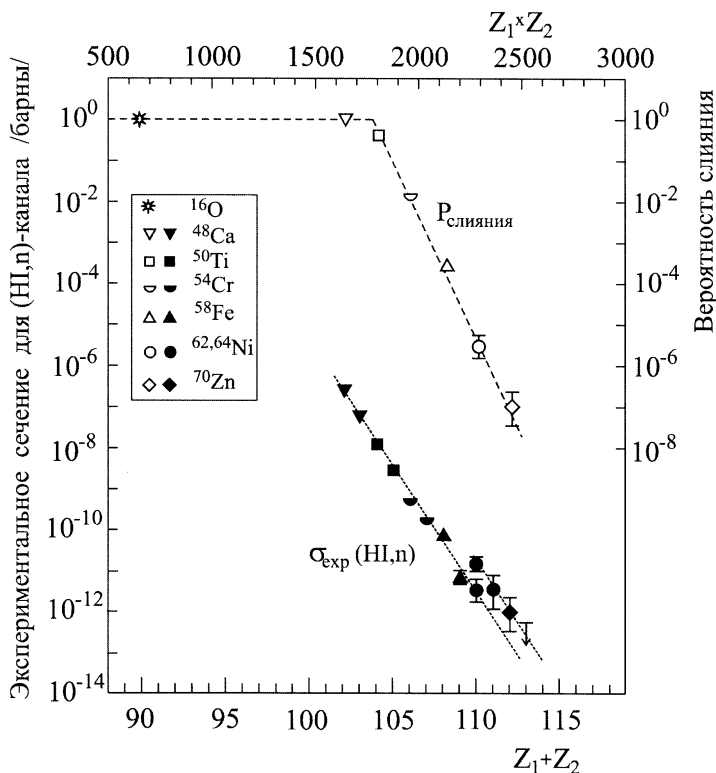
Оба фактора, лежащие в основе реакций холодного слияния: получение интенсивных пучков тяжелых ионов с массой  $A \geq 50$  и необходимость использования экспрессных методов сепарации и детектирования новых ядер ( $T_{1/2} \geq 1$  мкс), существенно изменили также постановку экспериментов по синтезу новых элементов.

Удачное решение проблемы было найдено в 1975 г. в Обществе тяжелых ионов GSI путем создания ускорителя тяжелых ионов нового поколения UNILAC и установки SHIP, позволяющей отделять на лету ( $t \sim 10$  мкс) атомы новых элементов от громадного фона побочных продуктов реакций неполного слияния.

В реакциях холодного слияния ядер  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  с ионами от  $^{54}\text{Cr}$  до  $^{70}\text{Zn}$  были синтезированы шесть наиболее тяжелых элементов с  $Z = 107-112$ .

Подробное описание экспериментов и анализ результатов приведены в обзорах П.Армбрустера [21], Г.Мюнценберга [22] и З.Хофмана [23], написанных в разное время за 20-летний период работы.

В реакциях холодного слияния при неизменных мишенях из  $^{208}\text{Pb}$  или  $^{209}\text{Bi}$  увеличение атомного номера и массы продуктов испарения компаунд-ядра целиком определяются зарядом и массой бомбардирующего снаряда. Сечение образования ядер новых элементов, как следует из экспериментальных данных, значительно уменьшается с увеличением их атомного номера (рис. 5).



**Рис. 5.** Сечения образования изотопов  $Z = 102-112$  в реакциях холодного слияния ядер  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  с ионами различной массы (указаны на графике), черные точки - экспериментальные значения для 1n-испарительного канала реакций. Открытые символы - вероятности слияния ионов различной массы с ядрами  $^{208}\text{Pb}$  (правая шкала), полученные расчетом из экспериментальных сечений

Подобный эффект, как было показано впервые в работах В.Святецкого [24], возникает вследствие динамических запретов на слияние, вызванных возрастанием сил кулоновского отталкивания при использовании более симметричных комбинаций масс и зарядов взаимодействующих ядер. Два фактора, определяющие сечение образования продуктов испарения, здесь работают против друг друга: с ростом массы снаряда выживаемость компаунд-ядер возрастает в силу уменьшения  $E_x^{\min}$ , в то время как вероятность образования самих компаунд-ядер резко уменьшается.

Прежде чем перейти к проблеме синтеза сверхтяжелых сферических ядер, подведем некоторый итог.

Реакции последовательного захвата медленных нейтронов, в которых образуются  $\beta$ -стабильные и нейтронно-избыточные ядра, ограничены массой  $A = 257$ . Принципиально подобных ограничений нет в реакциях с тяжелыми ионами. Однако в обоих типах реакций горячего и холодного слияния ядер сечения образования новых элементов экспоненциально уменьшаются с увеличением атомного номера. Причины этого явления различны. Если в реакциях горячего слияния потери связаны с низкой выживаемостью продуктов испарения, то в реакциях холодного слияния это обусловлено малой вероятностью образования компаунд-ядра.

## Поиск компромисса

В подобной ситуации следует искать компромиссное решение, к тому же при условии, что продукты испарения будут обладать максимальным избытком нейтронов.

Отметим, что никакие варианты слияния стабильных и даже долгоживущих изотопов не могут привести к ядрам на вершине «острова стабильности» с  $Z = 114$  и  $N = 184$ . Можно надеяться подойти лишь к границам этой неизвестной области настолько близко, чтобы войти в зону действия сферической оболочки  $N = 184$ .

Но даже и этот случай весьма проблематичен.

*В последние годы обсуждаются возможности использования радиоактивных пучков для получения сверхтяжелых элементов. Однако для того чтобы синтезировать ядра вблизи вершины «острова стабильности», необходимо ускорять еще неизвестные сверхнейтронноизбыточные изотопы типа  $^{54}\text{Ar}$  или  $^{90}\text{Ge}$ . Выход столь экзотических ядер в производящей мишени пренебрежимо мал.*

Как следует из рис. 1, в переходной области между деформированными и сферическими оболочками ядерная стабильность резко уменьшается. Это связано, прежде всего, с изменением массы и формы ядер в основных состояниях и изменением структуры их барьеров деления. Устойчивая сферическая конфигурация возникает лишь при  $N \geq 170$ , где, как следует из макро-микроскопических расчетов, уже должен проявляться стабилизирующий эффект сферической оболочки  $N = 184$ .

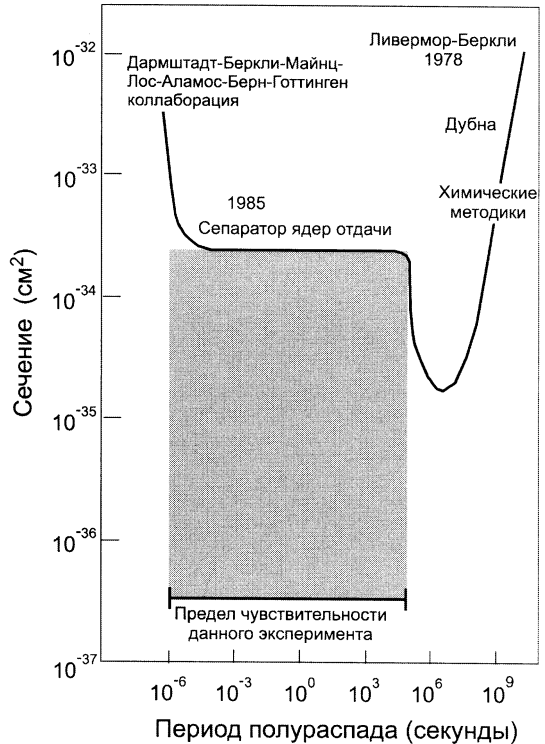
Столь нейтронно-избыточные нуклиды могут быть, в принципе, получены, если в качестве материала мишени использовать тяжелые изотопы актиноидов с  $Z = 94-98$ , а в качестве бомбардирующих снарядов ядра редкого изотопа  $^{48}\text{Ca}$ .

Компромисс заключается в том, что, переходя от  $^{208}\text{Pb}$  к нейтронно-избыточным изотопам актинидных элементов и жертвуя при этом магичностью ядра мишени, мы приобретаем ее вновь в ядре бомбардирующего иона.

Из-за значительного дефекта масс в дважды магическом ядре  $^{48}\text{Ca}$  энергия возбуждения компаунд-ядра на кулоновском барьере составляет около 30 МэВ. Охлаждение ядра будет происходить посредством эмиссии 3 нейтронов и  $\gamma$ -лучей.

Можно ожидать, что при этой энергии возбуждения оболочечные эффекты еще присутствуют в нагретом ядре, что должно увеличить вероятность выживания продуктов испарения по сравнению с реакциями горячего слияния ( $E_x \geq 50$  МэВ). С другой стороны, асимметрия масс ядер во входном канале ( $Z_1 Z_2 \leq 2000$ ) должна приводить к уменьшению динамических запретов на слияние ядер и, следовательно, к увеличению сечения образования компаунд-ядра по сравнению с реакциями холодного слияния.

Несмотря на эти очевидные преимущества, все предыдущие попытки синтеза новых элементов, предпринятые в 1977-85 годах в различных лабораториях [25-27], дали лишь верхние пределы сечений образования сверхтяжелых элементов (рис. 6). Вместе с тем развитие экспериментальной техники, достигнутое за последние годы, и возможность получения интенсивных пучков ионов  $^{48}\text{Ca}$  на ускорителях тяжелых ионов нового поколения позволяют



**Рис. 6.** Предельные сечения образования изотопов 116-элемента в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ , полученные в различных экспериментах (сплошная линия). Нижняя горизонтальная линия соответствует предельной чувствительности, достигнутой в настоящее время



повысить чувствительность экспериментов в сотни раз. Мы выбрали этот путь для продвижения к области стабильности сверхтяжелых элементов.

## **Постановка опытов и экспериментальная техника**

Постановка опытов по синтезу сверхтяжелых элементов определяется в значительной степени их радиоактивными свойствами и, в первую очередь, временем жизни синтезируемых атомов. Последние, как указывалось ранее, могут варьироваться в широких пределах в зависимости от того, насколько оправданы теоретические предсказания о влиянии ядерных оболочек на стабильность тяжелых нуклидов с разным числом  $Z$  и  $N$ . Исходя из этого, экспериментальная установка должна обладать максимальным быстродействием. С другой стороны, продукты испарения нейтронов, выход которых исключительно мал, должны быть отделены за короткое время от громадного фона побочных продуктов реакции, образующихся с вероятностью на 8-10 порядков выше.

Эти условия могут быть выполнены, если разделение продуктов осуществляется на лету (за время  $10^{-6}$  -  $10^{-5}$  с) с учетом кинематических характеристик различных каналов реакции.

Следует отметить, что в реакции слияния, ведущей к образованию компаунд-ядра, происходит полная передача импульса налетающего иона составной системе, вследствие чего энергия и направление движения ядер отдачи хорошо определены. Задача сводится к сепарации атомов отдачи по скоростям (или энергиям), вылетающих в узком интервале углов  $\theta_L = 0^\circ \pm 2,5^\circ$  по направлению пучка.

Подобную операцию выполняют селекторы скоростей Вина (сепаратор SHIP в GSI) [28] или селектор энергий (сепаратор «Василиса» в ОИЯИ) [29], в которых продукты реакции разделяются по электрической жесткости в поперечных электрических полях (рис. 7а). По существу, те же функции выполняет и другой тип установок - газонаполненные сепараторы, где разделение атомов отдачи осуществляется по магнитной жесткости в газовой среде водорода или гелия при давлении около 1 торр [30] (рис. 7б).

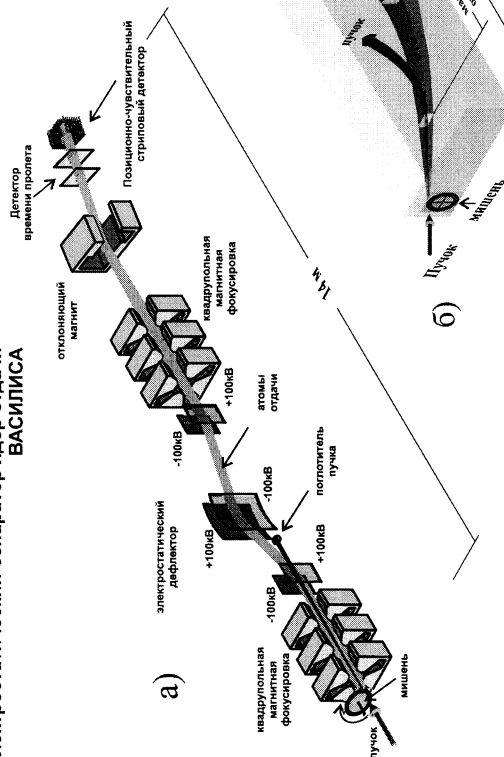
*Вылетающие из мишени атомы отдачи и пучка при движении в вакууме имеют одинаковые импульсы и близкие заряды, что не позволяет их сепарировать по магнитной жесткости. Однако из-за различия их кинетических энергий они обладают различной электрической жесткостью и могут быть разделены при прохождении в поперечном электрическом поле.*

*Картина меняется при движении атомов в газовой среде. Согласно теории Н.Бора, в результате многократных столкновений движущийся атом приобретает равновесный заряд [31]:*

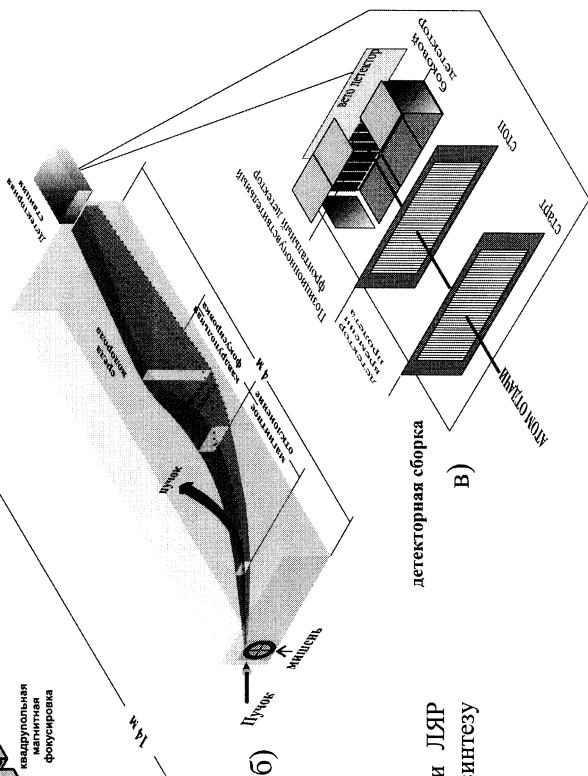
$$\bar{q} \sim (v/v_B) \cdot Z^{1/3},$$

*где  $Z$  – атомный номер иона.*

**Электростатический сепаратор ядер отдачи ВАСИЛИСА**



**Дубненский газонаполненный сепаратор**



**Рис. 7.** Кинетические сепараторы ядер отдачи ЛЯР (ОИЯИ), используемые в экспериментах по синтезу новых элементов.

- а) сепаратор «Василиса»,
- б) газонаполненный сепаратор, регистрирующий ядра отдачи и их радиоактивного распада

*Из-за различных скоростей движения тяжелого атома отдачи и бомбардирующего иона их равновесные заряды существенно отличаются друг от друга. Наиболее сильно эффект проявляется при малых скоростях атомов отдачи, близких к скорости Бора ( $v_B = 2,19 \cdot 10^8$  см/с). В этом случае отделение продуктов испарения от пучка ионов и других ядер может быть осуществлено вследствие большой магнитной жесткости атомов отдачи.*

Эффективность кинематических сепараторов зависит от отношения масс взаимодействующих ядер. Для реакций слияния с относительно легкими бомбардирующими ионами ( $A_p \leq 20$ ) она составляет всего несколько процентов, но возрастает до 30-50% при переходе к ионам с массой  $A_p \geq 40$ .

Установки обладают также высокой селективностью - в фокальной плоскости сепараторов практически полностью устраняется фон от первичного пучка ионов и происходит подавление продуктов реакций неполного слияния в  $10^4 - 10^7$  раз в зависимости от кинематических характеристик различных каналов, приводящих к их образованию.

Однако этого недостаточно для идентификации чрезвычайно редких случаев образования атомов нового элемента. Поэтому дальнейший отбор искоемых ядер осуществляется с помощью сложного регистрирующего устройства, схематически представленного на рис. 7в.

Атомы отдачи, достигшие фокальной плоскости, имплантируются в многостриповый кремниевый полупроводниковый детектор площадью  $\sim 40 \div 50$  см<sup>2</sup>. Длина и ширина стрипов, равно как и их число, определяются изображением объекта на фокальной плоскости сепаратора. В установках, представленных на рис. 7, используются 12 и 16 стрипов длиной 40 и 60 мм соответственно. Каждый стрип обладает продольной позиционной чувствительностью. Позиционное разрешение для каждого стрипа определяется экспериментально. Для этих целей выбираются реакции, где известные атомы отдачи испытывают последовательные  $\alpha$ -распады или спонтанное деление. Позиционное разрешение зависит от сорта регистрируемой частицы (ядра отдачи,  $\alpha$ -частицы или осколков спонтанного деления). Однако, как правило, в интервал  $\Delta_x \sim 2$  мм укладывается более 95% всех заряженных частиц, сопровождающих распад имплантата.

По сути вся площадь фронтального детектора разбивается примерно на 500-1000 индивидуальных ячеек, каждая из которых несет информацию о времени прихода ядер отдачи, их энергии и затем о времени последующих распадов с измерением их спектральных характеристик. Фронтальный детектор окружен боковыми детекторами таким образом, что вся сборка представляет колодец с открытой передней стенкой. Это повышает эффективность регистрации частиц от распада имплантированного ядра (альфа-частиц или осколков) до 85-87%. Для разделения сигналов, принадлежащих ядру отдачи, от частиц его распада перед фронтальным детектором располагается времяпролетный детектор, регистрирующий скорость имплантов.

*В принципе, из скорости и энергии имплантата можно определить его массу. К сожалению, из-за короткой базы TOF-детектора и искажения сигнала*

*энергии импланта, вызванного «мертвым слоем» стрипового детектора, масса атома отдачи определяется с большой погрешностью (~50 массовых единиц). Это не исключает, однако, использования других, независимых методов определения массы атома отдачи, что существенно повысит надежность в идентификации продуктов испарения.*

Отбор событий по цепочкам их радиоактивного распада существенно улучшает фоновые условия. Материнское ядро, имплантированное в детектор, может быть надежно идентифицировано, если цепочка его последовательных  $\alpha$ - или  $\beta$ -распадов приводит к нуклидам с известными свойствами. Этот метод был использован успешно в экспериментах по синтезу новых элементов с  $Z = 107-112$ , изотопы которых обладают незначительным избытком нейтронов ( $N-Z \leq 53$ ). При продвижении в область сферических, более нейтроноизбыточных ядер это преимущество утрачивается. Здесь распад материнского ядра приводит к образованию неизвестных изотопов, свойства которых могут быть предсказаны лишь с точностью теоретических расчетов.

Вместе с тем, если основное предсказание теории о существовании «острова стабильности» сверхтяжелых элементов справедливо, то в любой цепочке последовательных  $\alpha$ - или  $\beta$ -распадов дочерние ядра все дальше удаляются от замкнутых сферических оболочек.

Это должно приводить к значительному повышению вероятности их спонтанного деления по сравнению другими видами распада. В конечном итоге цепочки распадов будут оканчиваться спонтанно делящимися ядрами. В принципе, подобная картина распада является надежным признаком, указывающим на образование сверхтяжелого ядра. В методическом аспекте такое событие сильно отличается от других возможных коррелированных распадов. После появления сигнала о приходе импланта в определенную позицию фронтального детектора с измерением его времени пролета в TOF-детекторе, в этом же позиционном окне в определенных временных интервалах будут возникать сигналы от эмиссии  $\alpha$ -частиц с амплитудой, соответствующей их энергии ~8,5-10 МэВ (без признака TOF), после чего будет зарегистрирован сигнал большой амплитуды от осколков спонтанного деления с полной кинетической энергией ТКЕ ~ 200 МэВ.

### **Повышение стабильности деформированных ядер вблизи замкнутых оболочек $Z=108$ , $N=162$**

Синтез и изучение свойств этих нуклидов является, по сути, прямой проверкой теоретических концепций о роли оболочек в ядрах, в которых уже практически отсутствует капельный барьер деления.

Наиболее интересными для этих целей являются, на наш взгляд, изотопы 106 элемента.

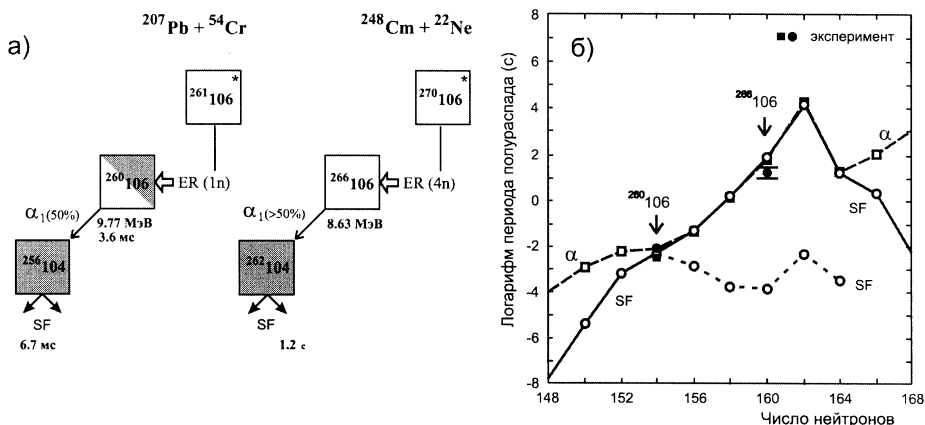
Согласно макромикроскопическим расчетам З.Патика и А.Собичевского [9], четно-четные нуклиды с  $Z = 106$  в широком диапазоне масс от  $N = 152$  до  $N = 164$  имеют сравнимые парциальные периоды полураспада, по отношению к

$\alpha$ -распаду и спонтанному делению. Независимо от типа распада увеличение числа нейтронов должно приводить к значительному увеличению стабильности ядер из-за роста амплитуды оболочечной поправки (рис. 8б).

Вместе с тем другие расчеты, проведенные П.Мёллером и Р.Никсом [32] для тех же ядер и в рамках той же модели с несколько другими параметрами, дают совсем другую картину. Отметим, что оба расчета хорошо описывают распадные свойства ядра  $^{260}\text{Sg}$  ( $Z = 106$ ,  $N = 154$ ), у которого согласно экспериментальным данным [33,34]  $T_{\alpha} \approx T_{\text{SF}}$ . Однако, в области  $N > 152$  периоды полураспада  $T_{\alpha}$  и  $T_{\text{SF}}$  с увеличением числа нейтронов согласно [32] сильно отличаются друг от друга. Если по мере приближения к оболочке  $N = 162$  величина  $T_{\alpha}$ , как и ожидалось, возрастает, то период спонтанного деления  $T_{\text{SF}}$  наоборот значительно уменьшается.

Подобный эффект возникает вследствие существенного изменения энергии деформации ядра по мере приближения к замкнутым оболочкам  $Z = 50$  и  $N = 82$  в формирующихся осколках деления.

В этом случае, как было показано в работах [35,36], открывается новый канал (новая мода) деления, которому соответствует кратчайший путь коллективного движения ядра от основного состояния к точке разрыва на два осколка примерно равной массы. Можно определенно полагать, что гипотетическое ядро  $^{264}\text{Fm}$  будет испытывать за кратчайшее время строго симметричное деление на два дважды магических ядра-осколка -  $^{132}\text{Sn}$ . В экспериментах К.Хьюлета и др. было показано, что это явление наблюдается уже при спонтанном делении тяжелых изотопов Fm, Md и No с числом нейтронов



**Рис. 8.** а) Цепочки последовательных распадов изотопов 106 элемента (Sg) с  $N = 154$  и  $N = 160$ , синтезированных в реакциях  $^{54}\text{Cr} + ^{207}\text{Pb}$  и  $^{22}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$ .

б) Экспериментальные и расчетные периоды полураспада ( $\alpha$ -распад и спонтанное деление) изотопов Sg ( $Z = 106$ ). Сплошная и пунктирная линии - расчеты [9], точечная линия - данные работы [32], указывающие на быструю моду деления

$N = 158-160$  [37]. В вероятностях спонтанного деления тяжелых ядер наиболее отчетливо эффект проявляется в изотопах Fm: переход от  $^{256}\text{Fm}$  ( $T_{\text{SF}} = 2,9$  ч) к  $^{258}\text{Fm}$  ( $T_{\text{SF}} = 0,3$  мс) приводит к уменьшению периода полураспада в  $3 \cdot 10^7$  раз.

Для рассматриваемой нами проблемы это обстоятельство имеет принципиальное значение.

Если ожидается подъем стабильности ядер вблизи  $Z = 108$ ,  $N = 162$  относительно спонтанного деления, то изотоп  $^{266}\text{Sg}$  должен иметь период полураспада несколько десятков секунд. В другом случае это ядро будет испытывать спонтанное деление за время  $T_{\text{SF}} \sim 10^{-4}$  с; различие в  $T_{\text{SF}}$  около 5 порядков или более.

В этой ситуации экспериментальное определение распадных свойств тяжелых изотопов 106 элемента, в частности ядра  $^{266}\text{Sg}$ , может быть непосредственным критерием проверки различных методов расчета, представленных на рис. 8б.

Для синтеза тяжелых изотопов с  $Z = 106$  мы выбрали реакцию  $^{22}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$  при энергии пучка вблизи кулоновского барьера, где ожидается максимальное сечение для 4n- и 5n-испарительных каналов. В 360-часовом облучении  $^{248}\text{Cm}$ -мишени с дозой пучка ионов  $^{22}\text{Ne}$  около  $1,6 \cdot 10^{19}$  с помощью газонаполненного сепаратора были синтезированы два изотопа элемента 106 с массами 265 и 266 [38].

Оба ядра  $^{265}\text{Sg}$  ( $N = 159$ ) и  $^{266}\text{Sg}$  ( $N = 160$ ) испытывают в основной доле случаев  $\alpha$ -распад. Энергия  $\alpha$ -распада четно-четного нуклида  $^{266}\text{Sg}$  ( $Q_{\alpha} = 8,76$  МэВ) определяет его период полураспада  $T_{1/2} = 20 \pm 10$  с. Цепочки распадов четно-четных изотопов с  $Z = 106$ ,  $N = 152$  и 160 представлены на рис. 8а. На основе 6 зарегистрированных корреляций ( $\alpha - \text{SF}$ ), наблюдаемых при распаде ядра  $^{266}\text{Sg}$ , был определен также период полураспада дочернего ядра – изотопа  $^{262}\text{Rf}$  ( $Z = 104$ ,  $N = 158$ ). Он испытывает спонтанное деление с  $T_{\text{SF}} \cong 1,2$  с.

Радиоактивные свойства новых нуклидов указывают на значительный подъем стабильности тяжелых нуклидов относительно спонтанного деления при приближении к замкнутым оболочкам  $Z = 108$  и  $N = 162$  (рис. 8б).

Действительно при изменении числа нейтронов в изотопах 106 элемента на 6 единиц величина  $T_{\text{SF}}$  возрастает более чем в  $10^3$ . С другой стороны, переход от  $^{258}\text{No}$  ( $T_{\text{SF}} = 1,2$  мс) к ядру  $^{262}\text{Rf}$  и затем к  $^{266}\text{Sg}$  (добавление 4 протонов) ведет к увеличению  $T_{\text{SF}}$  также более чем в  $10^4$  раз.

Результаты, полученные в описанных выше экспериментах, количественно согласуются с макромикроскопическими расчетами Патика и др. [9]. Другая мода спонтанного деления в ядре  $^{266}\text{Sg}$ , соответствующая короткому пути туннелирования через барьер деления, как следует из экспериментальных данных, подавлена более чем в  $10^4$  раз.

Исходя из данных, полученных для ядер с  $Z = 106$ , можно полагать, что и для более тяжелых нуклидов с  $Z > 106$  моды деления не приведут к ревизии оптимистических предсказаний теории о существовании широкой области стабильности тяжелых ядер. Они будут испытывать преимущественно  $\alpha$ -распад

до тех пор, пока оболочечные поправки в энергии деформации будут удерживать их от спонтанного деления.

Эти выводы подтверждаются экспериментальными исследованиями, проведенными в GSI, в которых были синтезированы и определены свойства многих новых  $\alpha$ -радиоактивных изотопов с атомными номерами вплоть до  $Z = 112$ . В равной степени они справедливы и для наиболее тяжелых изотопов с  $Z = 106-110$ , полученных в ЛЯР в реакциях горячего слияния [38-40].

Экспериментальные значения энергий  $\alpha$ -распада новых нуклидов вместе с известными данными для изотопов с  $Z \geq 98$  представлены на рис.13.

Характерным является переход через замкнутую нейтронную оболочку  $N = 162$ . Здесь должен происходить скачок в энергии  $Q_\alpha$ , отражающий силу действия оболочки. Подобный эффект наблюдается в изотопах 110-элемента: различие в величине  $Q_\alpha$  для ядер с  $N = 161$  и  $163$  составляет около 0,5 МэВ. Количественно это значение удовлетворительно согласуется с теорией; оно примерно в 4 раза превышает аналогичное значение  $\Delta Q_\alpha$  при пересечении деформированной оболочки  $N = 152$  в изотопах No, но заметно меньше того, что наблюдается в сферическом ядре  $^{210}\text{Po}$  ( $\Delta Q_\alpha = 2,4$  МэВ).

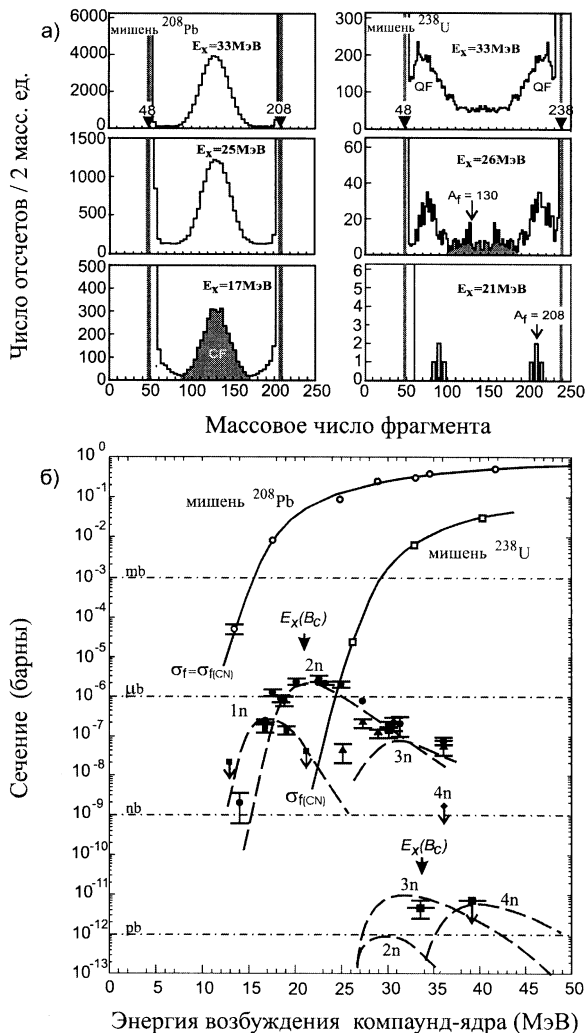
## Переход в область сферических ядер

Вероятность образования сверхтяжелых ядер в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  является в рассматриваемой проблеме наиболее неопределенным звеном. Рассчитать сколь-либо определенно эту величину трудно, т.к. описание динамики коллективного движения массивной системы, состоящей почти из трехсот нуклонов, является исключительно сложной задачей. С другой стороны, различные экстраполяции известных данных в область сверхтяжелых ядер также мало достоверны. Мы попытались определить эту вероятность экспериментальным путем, исследуя процесс деления сверхтяжелых компаунд-ядер как основной канал их распада.

В серии экспериментов, с помощью установки CORSET, регистрирующей массы, энергии и пространственное распределение парных фрагментов, были измерены характеристики деления компаунд-ядер с  $Z = 102$  и  $112$ , образующихся в реакциях слияния ядер  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{238}\text{U}$  с ионами  $^{48}\text{Ca}$  [41].

Одномерные массовые распределения фрагментов, образующихся в этих реакциях, представлены на рис. 9а. Симметричное массовое распределение фрагментов, наблюдаемое в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  во всем исследуемом диапазоне энергий, связано с делением компаунд-ядра  $^{256}\text{No}$ . Одновременно, на сепараторах ядер отдачи были измерены сечения других каналов распада  $^{256}\text{No}$ , связанных с испарением нейтронов [42].

Из полученных данных можно определить выживаемость продуктов испарения при различной энергии возбуждения. Эту величину затем можно получить расчетным путем в рамках статистической модели с выбором параметров для наилучшего согласия с экспериментом.



**Рис.9.** а) Массовые распределения фрагментов, полученные при облучении ядер  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{48}\text{Ca}$  различных энергий. Энергии возбуждения компаунд-ядер с  $Z = 102$  и  $Z = 112$  показаны на графиках. б) Зависимости сечения симметричного деления ядер  $Z = 102$  и  $Z = 112$  от энергии. Открытые точки и квадраты, соединенные сплошной линией, данные для реакций с  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{238}\text{U}$  - мишенными ядрами соответственно. Черные символы - экспериментальные сечения образования продуктов испарения с  $Z = 102$ . Пунктирные линии - расчет в статистической модели. Для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  приведены экспериментальные значения сечений образования изотопов с  $Z = 112$



В реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  картина существенно меняется. Основной выход парных фрагментов обусловлен асимметричным разделением составной системы (квазиделением). К делению компаунд-ядра  $^{286}_{112}$  здесь может быть отнесена лишь небольшая часть симметричного массового распределения осколков, выход которой резко уменьшается в подбарьерной области энергий.

Как видно из рис. 9б, максимальный выход изотопов 112 элемента ожидается при энергии пучка ионов  $^{48}\text{Ca}$  вблизи кулоновского барьера в 3п- и 4п-испарительных каналах. Сечение их образования составляет всего несколько пикобарн ( $1 \text{ пб} = 10^{-36} \text{ см}^2$ ).

Естественно поэтому, что предыдущие попытки синтеза сверхтяжелых элементов с ионами  $^{48}\text{Ca}$ , где предельные сечения составляли сотни пикобарн, не могли быть результативными. Отсюда же следует, однако, что для наблюдения образования сверхтяжелых ядер чувствительность опыта по отношению к предыдущим экспериментам должна быть повышена по меньшей мере в сотни раз.

### Получение интенсивных пучков ионов $^{48}\text{Ca}$

Получение интенсивных пучков редкого и очень дорогостоящего изотопа  $^{48}\text{Ca}$ , как следует из вышеизложенного, является ключевой проблемой в попытках синтеза сверхтяжелых элементов.

Для достижения этой цели была произведена существенная модернизация ускорителя тяжелых ионов У-400, включающая создание нового внешнего источника многозарядных ионов - ECR-4М и канала инжекции низкоэнергетичного пучка ионов  $^{48}\text{Ca}^{5+}$  ( $E_p = 60 \text{ кэВ}$ ) в центр ускорительной камеры.

Нейтральные атомы  $^{48}\text{Ca}$  инжестрировались в плазму ионного источника в виде паров металла при контролируемой температуре тигля. Во избежание конденсации паров металла на стенках камеры источника использовались горячие экраны с регулируемой температурой. В экспериментах использовался металлический кальций с обогащением около 70%. Выбор оптимальных режимов работы ECR-источника при минимальном расходе  $^{48}\text{Ca}$ , равно как и количество вещества, остающееся в камере источника, контролировалось по  $\gamma$ -излучению изотопа  $^{47}\text{Ca}$  ( $T_{1/2} = 4,5 \text{ дн}$ ). Нарботка  $^{47}\text{Ca}$  производилась активацией исходного образца  $^{48}\text{Ca}$  в ( $\gamma, n$ )-реакции.

Разработанная процедура регенерации вещества из камеры источника, после длительной его работы, позволила повысить эффективность использования исходного материала до 85%. В конечном итоге был получен внутренний пучок ионов  $^{48}\text{Ca}$  с интенсивностью более  $10^{13}/\text{с}$  при расходе вещества около 0,3 мг/час.

Вывод пучка из камеры ускорителя У-400 осуществлялся методом перезарядки ионов на тонкой углеродной фольге ( $\sim 40 \text{ мкг}/\text{см}^2$ ). Средняя интенсивность пучка ионов  $^{48}\text{Ca}$  на мишени составляла около  $4 \cdot 10^{12}/\text{с}$ . Энергия пучка ионов могла плавно варьироваться перемещением перезарядной фольги в радиальном направлении. Она определялась и контролировалась в процессе

облучений с точностью не хуже  $\sim 1$  МэВ измерением энергии рассеянных ионов на  $200 \text{ мкг/см}^2$  Au-фольге и с помощью времяпролетной методики.

### Поиск нового изотопа 112 элемента в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$

Эксперименты проводились на сепараторе «Василиса» в марте 1998 года [43]. Для приема интенсивного пучка использовалась вращающаяся мишень из обогащенного  $^{238}\text{U}$  с толщиной слоя  $0,3 \text{ мг/см}^2$ , нанесенного на Al-подложку ( $1,6 \text{ мг/см}^2$ ).

Было проведено два длительных сеанса облучения при энергиях пучка ионов  $E_i = 231$  и  $238$  МэВ, соответствующих двум значениям энергии возбуждения компаунд-ядра  $^{286}112$ ;  $E_x = 33$  МэВ и  $39$  МэВ. В этих условиях, как следует из рис. 9б, ожидается максимальный выход изотопов, образующихся в 3n- и 4n-испарительных каналах.

В первом опыте ( $E_x = 33$  МэВ) при дозе  $3,5 \cdot 10^{18}$  ионов было зарегистрировано два события спонтанного деления в виде двух совпадающих осколков с энергией во фронтальном и боковых детекторах  $(162+28)$  МэВ и  $(191+21)$  МэВ.

*Столь сильное различие в амплитудах сигналов обусловлено глубокой имплантацией ядра отдачи, при распаде которого на два осколка во фронтальном детекторе выделяется вся энергия одного осколка и часть энергии второго осколка. Боковой детектор регистрирует лишь оставшуюся часть энергии второго осколка за вычетом потерь в нечувствительных поверхностных слоях детекторов.*

Оба события не сопровождалось сигналом в TOF-детекторе - свидетельство того, что они возникают от распада имплантированных ядер.

В каждом случае для нахождения ядра отдачи и поиска  $\alpha$ -частиц, предшествующих спонтанному делению, был проведен анализ всех сигналов в соответствующих позиционных окнах в широком временном интервале от 5 мкс до 10000 с. Сигналы от имплантов с амплитудами во фронтальном детекторе и временами пролета в TOF-детекторе, ожидаемыми для тяжелых ядер, были зарегистрированы за 52 и 182 с до момента возникновения осколков. В этих временных промежутках отсутствовали сигналы от  $\alpha$ -частиц, предшествующих спонтанному делению.

Другие цепочки от последовательных  $\alpha$ -распадов, не оканчивающиеся спонтанным делением, которые могли быть отнесены к распаду сверхтяжелых ядер (в интервале энергий  $E_\alpha = 8,0 \div 13$  МэВ и периодов полураспада  $T_{1/2} \leq 1000$  с), также не были обнаружены в этом эксперименте.

Во втором облучении ( $E_x = 39$  МэВ) с дозой  $2,2 \cdot 10^{18}$  ионов спонтанное деление или цепочки  $\alpha$ -частиц, которые могли быть отнесены к распаду тяжелого ядра, не наблюдались.

Период полураспада нового спонтанно делящегося нуклида, определенный по двум событиям, составляет  $T_{1/2} = 81_{-35}^{+200}$  с. Он образуется при энергии

возбуждения  $E_x = 33$  МэВ с сечением  $\sigma = 5_{-3}^{+6}$  пб; при энергии  $E_x = 39$  МэВ предельное сечение его образования составляет  $\sigma \leq 7,5$  пб.

Полная кинетическая энергия осколков (ТКЕ) для каждого события спонтанного деления составляет около 190 и 212 МэВ. Она была определена посредством калибровки детекторов имплантированными ядрами  $^{252}\text{No}$  ( $T_{1/2} = 2,3$  с;  $SF \approx 25\%$ ), полученными в реакции  $^{206}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$ .

Отметим, что свойства ядер вблизи  $^{238}\text{U}$  хорошо известны. Спонтанное деление испытывают, как известно, лишь очень тяжелые изотопы с  $Z \geq 96$ , удаленные от  $^{238}\text{U}$  на 12-16 нуклонов. Образование этих или еще более тяжелых изотопов в рассматриваемой области энергий реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  энергетически запрещено.

Наиболее вероятно, что наблюдаемые спонтанно делящиеся ядра образуются в канале слияния в результате распада составной системы с  $E_x = 33$  МэВ. Здесь также немного вариантов.

Испарение заряженных частиц из слабо нагретого тяжелого ядра сильно подавлено кулоновским барьером; продукты реакции слияния, образующиеся в результате эмиссии  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ядер, дополнительно подавляются в процессе сепарации более чем в 100 раз.

Поскольку эффект наблюдается при  $E_x = 33$  МэВ и не возрастает при переходе к большей энергии, наиболее вероятно, что наблюдаемые события спонтанного деления связаны с распадом четно-нечетного ядра  $^{283}112$  ( $N = 171$ ).

Сравнение распадных свойств нового изотопа 112 элемента, предсказанных теорией, обсуждаются более детально в оригинальной работе [43].

Наиболее важный вывод следует скорее из сравнения экспериментальных результатов: при переходе от  $^{277}112$  ( $T_\alpha \sim 0,24$  мс) к новому изотопу  $^{283}112$  ( $T_{SF} \sim 100$  с) период полураспада тяжелого ядра возрастает более чем в  $10^5$  раз.

## **Эксперименты по синтезу сверхтяжелых ядер в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$**

В реакции слияния ядер  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{244}\text{Pu}$ , обладающих максимальным избытком нейтронов, могут быть синтезированы изотопы 114 элемента, наиболее близко расположенные к вершине «острова стабильности». В этой реакции при энергии ионов  $^{48}\text{Ca}$  вблизи кулоновского барьера ожидается максимальный выход изотопов в 3n- и 4n-испарительных каналах. Согласно расчетам, выполненным в различных теоретических моделях, ядра с  $Z = 114$  и  $N = 174, 175$  будут обладать сферической формой в основных состояниях; в них в значительной степени должен проявляться стабилизирующий эффект сильной нейтронной оболочки  $N = 184$ .

Эксперименты по синтезу этих изотопов проводились на газонаполненном сепараторе ядер отдачи [44].

В качестве материала мишени использовался обогащенный изотоп  $^{244}\text{Pu}$  (98,6%), нанесенный тонким слоем ( $\sim 0,4$  мг/см<sup>2</sup>) на Ti-фольгу толщиной 1,5 мкм.

Каждая из 9 мишеней в виде сегмента окружности с угловой протяженностью  $40^\circ$  и площадью около  $3,5 \text{ см}^2$  монтировалась на диске ( $R = 60 \text{ мм}$ ), вращающемся со скоростью 2000 об/мин перпендикулярно направлению пучка.

Энергия пучка ионов на середину слоя мишени была выбрана равной 236 МэВ. С учетом потерь в толщине слоя мишени и слабого изменения энергии пучка в процессе длительных облучений энергия возбуждения компаунд-ядер  $^{292}\text{114}$  находилась в пределах от 31,5 до 39 МэВ. Однако для каждого атома отдачи, зарегистрированного детекторной сборкой, можно было определить точное (мгновенное) значение энергии пучка и номер мишени, при которых произошло данное событие.

В этих условиях было проведено два, практически идентичных опыта.

В первом опыте [44], в ноябре-декабре 1998 года, при дозе пучка  $5,2 \cdot 10^{18}$  ионов было наблюдеено 3 события спонтанного деления.

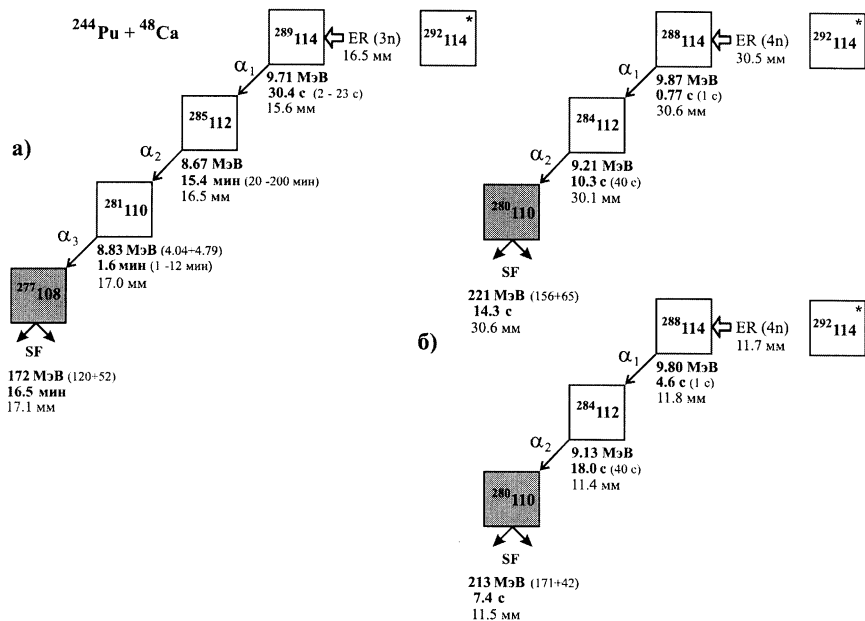
Два акта спонтанного деления с энерговыделением в детекторах 149 и 153 МэВ были зарегистрированы спустя 1,13 и 1,07 мс после прихода ядер отдачи в соответствующие позиционные окна. При загрузке детектора ядрами отдачи  $\sim 2/\text{час}$  наблюдаемые короткие распады следует отнести к известному спонтанно делящемуся изотопу  $^{244\text{mf}}\text{Am}$  ( $T_{\text{SF}} = 0,9 \text{ мс}$ ), продукту реакции нуклонного обмена с ядром мишени  $^{244}\text{Pu}$ .

Другое событие было зарегистрировано в виде двух совпадающих по времени сигналов (двух осколков деления) с энерговыделением 172 МэВ (120 МэВ + 52 МэВ).

Согласно калибровкам детекторов по спонтанному делению  $^{252}\text{No}$  это значение соответствует величине полной кинетической энергии осколков около 190 МэВ. Рассматривая предшествующие сигналы, которые могли быть генерированы  $\alpha$ -частицами с энергией  $E_\alpha > 8,0 \text{ МэВ}$  в тех же позициях, мы обнаружили цепочку последовательных распадов, представленную на рис. 10а. После имплантации тяжелого ядра с остаточной энергией  $E_r = 6,1 \text{ МэВ}$  и соответствующим сигналом в TOF-детекторе, спустя 30,4 с была испущена  $\alpha$ -частица с энергией  $E_{\alpha 1} = 9,71 \text{ МэВ}$ . Затем через 15,4 мин была зарегистрирована вторая  $\alpha$ -частица с  $E_{\alpha 2} = 8,67 \text{ МэВ}$ . Третья  $\alpha$ -частица вылетела через 1,6 мин в заднюю полусферу: она оставила во фронтальном детекторе энергию 4,04 МэВ и поглотилась в боковом детекторе с энергией 4,79 МэВ ( $E_{\alpha 3} = 8,83 \text{ МэВ}$ ). Наконец, спустя 16,5 мин наблюдалось упомянутое выше спонтанное деление.

Все 5 сигналов ( $E_R, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \text{SF}$ ) находятся в позиционном интервале 1,5 мм, что свидетельствует о строгой корреляции наблюдаемых распадов. Полное время, от момента прихода импланта до спонтанного деления, составляет 34 мин. Вероятность случайных совпадений, имитирующих подобный распад в любой точке рабочей поверхности детектора, составляет менее 0,6%. Для того места, где произошел распад (данное позиционное окно в данном стрипе) эта вероятность значительно меньше ( $\sim 10^{-4}$ ).

Для всех звеньев цепочки выполняется основное правило  $\alpha$ -распада, определяющее соотношение между энергией распада  $Q_\alpha$  и его вероятностью (периодом полураспада  $T_\alpha$ ).

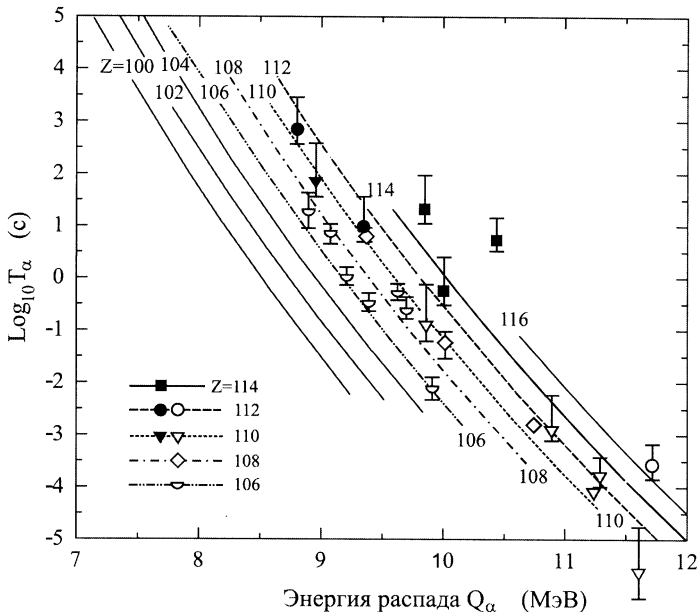


**Рис. 10.** Цепочки последовательных распадов, полученные в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ . Для осколков спонтанного деления указаны энерговыделения во фронтальном и боковом детекторах. Для всех зарегистрированных сигналов указана позиционная координата

Для четно-четных ядер величина  $Q_\alpha$  непосредственно связана с разницей масс материнского и дочернего ядра. Тогда, согласно правилу Гейгера Нетолла, энергия и период полураспада определяют атомный номер материнского ядра. Для расчетов может быть использована формула Вайолы и Сиборга с постоянными коэффициентами [10], описывающими  $\alpha$ -распад всех известных 58 четно-четных изотопов с  $Z > 82$  и  $N > 126$ , для которых были измерены  $Q_\alpha$  и  $T_\alpha$  [10] (рис. 11). Для нечетных ядер, где переходы могут идти на низколежащие состояния дочернего ядра с различным спином и четностью, могут возникать дополнительные запреты, приводящие к увеличению  $T_\alpha$  в среднем от 3 до 10 раз. Ожидаемые периоды полураспада с учетом этих запретов для измеренных энергий  $\alpha$ -частиц в цепочке также приведены на рис. 10 в скобках.

Более детальное сравнение экспериментальных и расчетных значений для всей области исследованных ядер приведено на рис. 13.

Для наблюдаемых  $\alpha$ -переходов значение  $T_\alpha(Q_\alpha)$  выше, чем для всех известных  $\alpha$ -излучателей, что указывает на распад тяжелого ядра. Все события коррелированы во времени и позиции. Они возникают в результате распада материнского ядра ( $E_\alpha = 9,71$  МэВ) и заканчиваются спонтанным делением.



**Рис. 11.** Экспериментальные значения  $Q_\alpha$  и  $T_\alpha$  (черные символы) для всех цепочек последовательных  $\alpha$ -распадов, оканчивающихся спонтанным делением, полученных в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{242,244}\text{Pu}$ . Линии - расчетные зависимости  $T_\alpha(Q_\alpha)$  по формуле Вайолы и Сиборга с коэффициентами из работы [10]. Открытые символы - экспериментальные значения всех известных нуклидов с  $Z \geq 106$

Именно подобный сценарий распада ожидается для распада сверхтяжелых ядер 114 элемента.

По условиям эксперимента и характеристикам распада наиболее вероятным родоначальником цепочки является изотоп  $^{289}\text{114}$ , образующийся в 3п-испарительном канале.

Наблюдаемое событие соответствует сечению около 1 пикобарна.

Отметим, что в столь длинной цепочке последовательных распадов не исключена потеря одной  $\alpha$ -частицы. Тогда наблюдаемое в конце цепочки спонтанное деление должно быть отнесено к распаду ядра  $^{273}\text{106}$ . Если предположить, что цепочка состоит из пяти звеньев (а не из четырех, как наблюдалось в опыте), то вероятность потери любой одной  $\alpha$ -частицы при регистрации остальных четырех составляет около 34%. Вероятность потери первой  $\alpha$ -частицы в цепочке – около 8,5%. Поэтому наблюдаемый первый переход с  $E_{\alpha 1} = 9,71$  МэВ,  $t_1 = 30,4$  с с вероятностью 91,5% относится к распаду материнского ядра  $^{289}\text{114}$ .

Во втором эксперименте, проведенном в июне-октябре 1999 года, была набрана доза  $1,0 \cdot 10^{19}$  ионов.

Здесь наблюдались еще две идентичные цепочки последовательных  $\alpha$ -распадов, оканчивающихся спонтанным делением (рис. 106). Рассмотрим их отдельно.

После имплантации ядра с  $E_T = 11,1$  МэВ в стрип № 2, спустя примерно 0,8 с, была зарегистрирована  $\alpha$ -частица с энергией  $E_{\alpha 1} = 9,87$  МэВ. Затем через 10,3 с была испущена вторая  $\alpha$ -частица с энергией  $E_{\alpha 2} = 9,21$  МэВ. Наконец, через 14,3 с наблюдалось спонтанное деление в виде двух осколков, оставивших энергии во фронтальном и боковом детекторах соответственно  $E_{f1} = 156$  МэВ и  $E_{f2} = 65$  МэВ ( $E_{tot} = 221$  МэВ). Согласно калибровкам данные величины соответствуют  $TKE \sim 235$  МэВ. Все 4 сигнала (EVR,  $\alpha_1, \alpha_2, SF$ ) находятся в позиционном интервале 0,5 мм, что свидетельствует о строгой корреляции наблюдаемых распадов.

Во второй цепочке, после имплантации ядра отдачи с энергией 7,8 МэВ в стрип № 8 (как и в первом случае, энергия ядра отдачи и время пролета в TOF-детекторе близки к ожидаемым значениям для продуктов испарения с  $Z = 114$ ) через 4,6 с была зарегистрирована  $\alpha$ -частица с энергией  $E_{\alpha 1} = 9,80$  МэВ. Спустя 18 с была испущена вторая  $\alpha$ -частица с энергией  $E_{\alpha 2} = 9,13$  МэВ. Наконец, через 7,4 с наблюдалось спонтанное деление в виде двух осколков деления во фронтальном и боковом детекторах с энерговыделением  $E_{f1} = 171$  МэВ и  $E_{f2} = 42$  МэВ соответственно ( $E_{tot} = 213$  МэВ). Все 4 сигнала (EVR,  $\alpha_1, \alpha_2, SF$ ) зарегистрированы в позиционном интервале 0,4 мм, что вновь свидетельствует о строгой корреляции наблюдаемых распадов. В пределах разрешающей способности детекторов ( $\Delta E \sim 0,05$  МэВ) и статистической неопределенности во временах распадов оба события совпадают по всем измеряемым 11 параметрам. Вероятность случайных совпадений сигналов, имитирующих ядра отдачи и их коррелированные распады, оценивается величиной менее  $5 \cdot 10^{-13}$ . Вероятность потери  $\alpha$ -частицы в наблюдаемых распадах меньше 3%.

Отметим, что в этом продолжительном эксперименте наблюдались только два события спонтанного деления: они характеризуются большим энерговыделением от осколков деления, и им в обоих случаях предшествуют одинаковые цепочки последовательных  $\alpha$ -распадов. Энергия бомбардирующих ионов, измеренная в момент регистрации данных событий, соответствует энергии возбуждения компаунд-ядра  $^{292}114$ :  $E_x = 36 \div 37$  МэВ. При этой энергии наиболее вероятным является канал с испарением 4 нейтронов, ведущий к образованию изотопа  $^{288}114$  в основном состоянии. Материнское ядро  $^{288}114$  испытывает  $\alpha$ -распад с энергией распада  $Q_\alpha = 9,98 \pm 0,05$  МэВ и периодом полураспада  $T_\alpha = 1,9^{+3,3}_{-0,8}$  с.

Напомним, что при  $\alpha$ -распаде четно-четных ядер можно с большей точностью определить атомный номер начального ядра. Следуя соотношению  $T_\alpha(Q_\alpha)$ , представленному на рис. 11, из измеренных значений следует, что распад испытывает ядро с  $Z = 114,4^{+1,6}_{-0,8}$ .

Дочерний продукт – новый четно-четный изотоп 112 элемента ( $A = 284$ ) испытывает  $\alpha$ -распад с энергией  $Q_\alpha = 9,30 \pm 0,05$  МэВ и периодом полураспада  $T_\alpha = 9,8_{-3,8}^{+17,9}$  с. Из соотношения  $T_\alpha(Q_\alpha)$  его атомный номер может быть оценен как  $Z = 110,2_{-0,8}^{+1,5}$ .

Наконец, внучатое ядро  $^{280}_{110}$  испытывает спонтанное деление с периодом полураспада  $T_{SF} = 7,5_{-2,9}^{+13,7}$  с. Для обоих событий энергосодержание осколков в детекторах ( $E_{tot} = 217$  МэВ) примерно на 40 МэВ превосходит величину, полученную для известного спонтанно делящегося ядра  $^{252}_{102}\text{No}$  ( $Z = 102$ ). Несмотря на относительно широкие распределения полной кинетической энергии осколков, это значение также свидетельствует о том, что и внучатые продукты распада в цепочках обусловлены делением достаточно тяжелого ядра ( $Z > 106$ ).

Для ядра  $^{288}_{114}$  ( $N = 174$ ), согласно расчетам [36], ожидался  $\alpha$ -распад ( $E_\alpha = 10,3$  МэВ,  $T_\alpha = 0,14$  с,  $T_{SF} = 35$  мин). У дочернего ядра -  $^{284}_{112}$  ( $N = 172$ ) периоды  $\alpha$ -распада и спонтанного деления сравнимы ( $T_\alpha = 1,1$  с,  $T_{SF} = 4$  с), оно могло в равной степени испытывать  $\alpha$ -распад или спонтанное деление. Однако внучатые ядра -  $^{280}_{110}$  ( $N = 170$ ) - должны были делиться спонтанно на два осколка ( $T_{SF}/T_\alpha \sim 0,1$ ).

Наблюдаемая цепочка целиком воспроизводит предсказанный сценарий распада.

Распадные свойства соседнего нечетного изотопа  $^{289}_{114}$  хорошо согласуются с указанными выше радиоактивными свойствами четно-четного ядра  $^{288}_{114}$ . Для него, как и ожидалось, наблюдается увеличение периодов полураспада  $T_\alpha$  и  $T_{SF}$ , обусловленное присутствием дополнительного нечетного нейтрона в ядре.

## Эксперименты с мишенью из $^{242}\text{Pu}$

Если идентификация сверхтяжелых ядер, полученных в предыдущих опытах с мишенями из  $^{238}\text{U}$  и  $^{244}\text{Pu}$ , справедлива, нетрудно предсказать свойства еще одного изотопа -  $^{287}_{114}$  ( $N = 173$ ). Он должен испытывать преимущественно  $\alpha$ -распад в дочернее ядро  $^{283}_{112}$ , наблюдаемое ранее в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . В данном случае можно ожидать короткую цепочку распадов ( $\alpha$ -SF) с периодом  $\alpha$ -распада (несколько секунд) и последующим спонтанным делением со значительно более длинным периодом полураспада (минута или несколько минут). Этот изотоп 114 элемента может быть синтезирован в 3n-испарительном канале реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$ .

Постановка опыта, проведенного в марте-апреле 1999 года [45], была практически идентичной описанной выше при синтезе изотопа  $^{283}_{112}$  в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ .

Вращающаяся мишень из  $^{242}\text{Pu}$  толщиной около  $0,2$  мг/см<sup>2</sup> бомбардировалась пучком ионов  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 235 МэВ дозой  $7,5 \cdot 10^{18}$  ионов.



Наиболее вероятный канал де возбуждения компаунд-ядра  $^{290}_{114}$  ( $E_x \approx 33,5$  МэВ), соответствующий эмиссии 3 нейтронов, должен приводить к образованию четно-нечетного изотопа  $^{287}_{114}$  ( $N = 173$ ).

В этом эксперименте наблюдались четыре события спонтанного деления.

В двух случаях осколки спонтанного деления с выделением энергии в детекторной сборке  $E_{tot} = 144$  и  $175$  МэВ были зарегистрированы спустя 59 и 20 мкс после имплантации атомов отдачи в соответствующие позиционные окна. Они относятся к распаду спонтанно делящихся изомерных ядер  $^{241m}_{114}\text{Pu}$  ( $T_{SF} = 24$  мкс), образующихся при потере одного нейтрона ядром мишени  $^{242}\text{Pu}$ .

Для двух других событий были наблюдаемы совпадающие сигналы от двух осколков с энергиями во фронтальном детекторе  $E_{f1} = 130$  МэВ и в боковом детекторе  $E_{f2} = 65$  МэВ ( $E_{tot} = 195$  МэВ) для одного события и  $E_{f1} + E_{f2} = 165$  МэВ для другого.

Поиски предшествующих спонтанному делению  $\alpha$ -распадов привели к обнаружению двух цепочек, представленных на рис. 12.

В одной из цепочек только одна  $\alpha$ -частица ( $E_\alpha = 10,29$  МэВ) была зарегистрирована фронтальным детектором спустя 1,32 с после имплантации тяжелого атома отдачи с энергией  $E_r = 10$  МэВ.

Спонтанное деление наблюдалось спустя 559,6 с. Все три сигнала (EVR,  $\alpha$ , SF) находятся в позиционном интервале 0,82 мм, что указывает на корреляцию наблюдаемых распадов.

Во втором случае спонтанное деление наблюдалось через 243 с после регистрации атома отдачи с энергией  $E_r = 13,5$  МэВ. В этом интервале времени фронтальным детектором была зарегистрирована только часть энергии ( $E_{\alpha 1} = 2,31$  МэВ) от  $\alpha$ -частицы, вылетевшей в заднюю полусферу (открытое окно), спустя 14,4 с после имплантации атома отдачи. Все три сигнала (EVR,  $\alpha$ , SF) находятся в позиционном интервале 1,1 мм, что вновь свидетельствует о

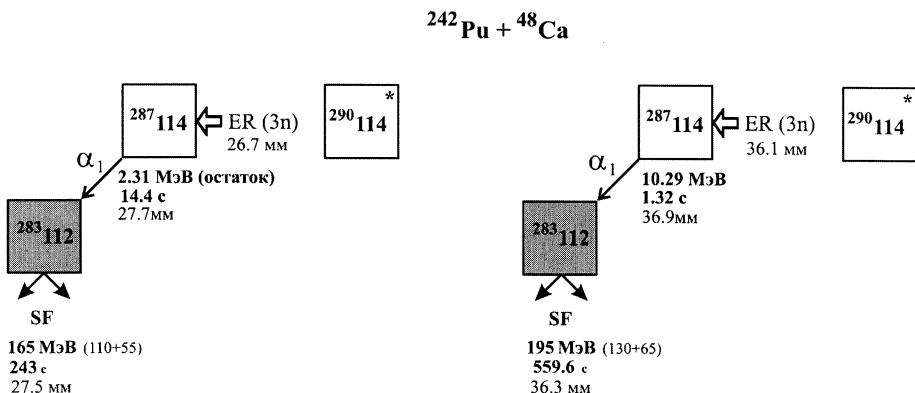


Рис. 12. Цепочки последовательных распадов, полученные в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$

корреляции наблюдаемых распадов. Вероятность того, что оба события обусловлены случайным совпадением сигналов, имитирующих цепочки распадов (ER,  $\alpha$ , SF) в данных позиционных интервалах, меньше  $10^{-4}$ .

В обоих событиях материнское ядро испытывает  $\alpha$ -распад. Следует отметить, что временные интервалы, соответствующие эмиссии  $\alpha$ -частиц, отличаются для них примерно в 10 раз. Это неудивительно при столь малой статистике событий. Поскольку во втором случае энергия  $\alpha$ -частицы не определена, а дочерние ядра обладают одинаковыми свойствами, остается предполагать, что  $\alpha$ -распад в обоих случаях происходит из одного и того же состояния материнского ядра. Период его полураспада, определенный по двум случаям, составляет  $T_{\alpha} = 5,5_{-2}^{+10}$  с. Дочерние ядра испытывают спонтанное деление. Их распадные свойства близки к ранее наблюдаемым в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ . Все четыре события спонтанного деления, полученные в этих двух опытах в пределах статистической погрешности, описываются одним периодом полураспада  $T_{\text{SF}} = 3,0_{-1,0}^{+2,8}$  мин и принадлежат распаду одного и того же ядра.

В реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  этот нуклид образуется в качестве продукта испарения в 3n-канале, в то время как в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$  он является дочерним продуктом  $\alpha$ -распада материнского ядра  $^{287}114$  ( $E_{\alpha} = 10,29$  МэВ).

Сечение образования нового изотопа 114 элемента составляет около 2 пб.

Его период полураспада меньше, и цепочка последующих за ним распадов короче той, что наблюдалась для более тяжелого изотопа  $^{289}114$ , образующегося в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  (рис. 10а).

Подобная тенденция ожидается, как следует из теории, с уменьшением числа нейтронов и удалением, тем самым, от замкнутой оболочки  $N = 184$ .

## Сравнение с теорией

Данные о радиоактивном распаде нуклидов, полученные в этом цикле исследований, можно сравнить с предсказаниями различных теоретических моделей.

К сожалению, во многих случаях расчеты ограничиваются поиском области наибольшей стабильности сверхтяжелых нуклидов без вычислений конкретных свойств ядер, представляющих эту область.

Поэтому мы проведем сравнение лишь для тех немногих случаев, которые могут быть непосредственно применены для сравнения с экспериментом.

Наиболее последовательно и количественно свойства сверхтяжелых нуклидов были рассчитаны в рамках макромикроскопической теории.

В работе Р.Смоланчука [10], а также в более ранних работах [9] рассчитывались свойства четно-четных ядер, для которых определялись массы, энергии и вероятность  $\alpha$ -распада и спонтанного деления. В других вычислениях, выполненных П.Мёллером, Дж.Р.Никсом и К.Л.Крацом [46], получены данные для  $\alpha$ -распадных свойств нечетных ядер, но не определены парциальные периоды спонтанного деления.

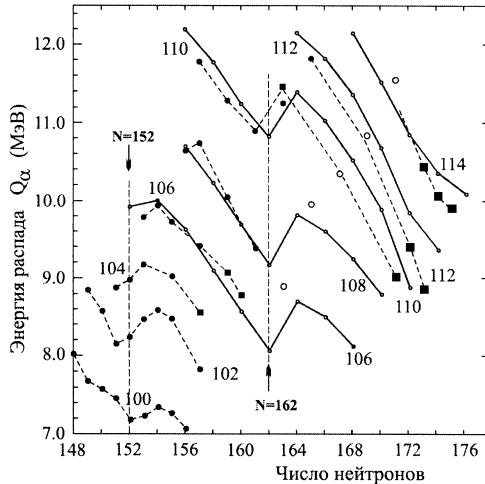
Отметим прежде всего, что наиболее тяжелые изотопы с  $Z = 110, 112$  и  $114$ , полученные в реакциях с  $^{48}\text{Ca}$ , испытывают  $\alpha$ -распад. Спонтанное деление в этой области ядер наблюдается лишь при  $(N-Z) \leq 61$ .

Для четно-нечетных ядер  $^{277}108$  ( $N = 169$ ) и  $^{283}112$  ( $N = 171$ ) периоды полураспада относительно спонтанного деления оказываются соответственно на 5 и 3 порядка величины выше предсказанных значений для соседних четно-четных изотопов. Такое различие может быть объяснено наличием нечетного нейтрона, существенно понижающего вероятность спонтанного деления тяжелого ядра.

Для четно-четного ядра  $^{280}110$  ( $N = 170$ ) экспериментальное значение ( $T_{\text{SF}} \sim 10$  с) также примерно на 3 порядка выше расчетного значения, полученного в работе [36]. При всей неопределенности вычислений вероятности спонтанного деления, связанного с тунелированием через потенциальный барьер, это различие может указывать на более сильный вклад оболочек в энергию деформации ядра.

Некоторые выводы можно сделать из рассмотрения свойств основных состояний сверхтяжелых ядер.

Экспериментальные значения энергий  $\alpha$ -распада всех известных нуклидов с  $Z \geq 100$  и  $N \geq 148$  представлены на рис. 13. Здесь же приведены расчетные величины  $Q_\alpha$  для всех четно-четных изотопов этих элементов, полученные в макромикроскопической модели [9,10].



**Рис. 13.** Экспериментальные значения энергий  $\alpha$ -распада изотопов  $Z = 100 - 114$  с различным числом нейтронов. Сплошные линии - расчетные значения  $Q_\alpha$ , полученные в макромикроскопической модели для четно-четных ядер [9,10], точки - экспериментальные данные. Черные квадраты - результаты опытов с ионами  $^{48}\text{Ca}$ , открытые кружки - данные, полученные в реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$  [47]. Пунктирные линии, соединяющие экспериментальные точки, проведены для наглядности

Определенно, экспериментальные результаты хорошо отражают ожидаемые в теории изменения  $Q_\alpha(N)$  для различных  $N$  и  $Z$ , включая область сверхтяжелых элементов, где предсказывается переход от деформированных к сферическим оболочкам. Количественно для ядер, находящихся в переходной области между деформированными нейтронными оболочками  $N = 152$  и  $N = 162$ , наблюдается незначительное различие  $\Delta Q_\alpha \leq 0,2$  МэВ между расчетными и экспериментальными значениями. При переходе к сферической оболочке в области  $N = 170-175$  различие возрастает до  $\Delta Q_\alpha \leq 0,5$  МэВ. Следует отметить, однако, что большинство экспериментальных данных относится к распаду четно-нечетных ядер, для которых в расчетах не учитывается структура низко лежащих состояний, и, как отмечалось ранее,  $\alpha$ -распад может быть заторможен наличием в ядре нечетного нейтрона.

Для наиболее тяжелых нуклидов измеренные значения энергии распада  $Q_\alpha$  оказываются меньшими и периоды полураспада  $T_\alpha$  большими, чем это предсказывается расчетами [9,10]. Вычисления, проведенные П.Мёллером и др. [46], дают отклонения в другую сторону: значение  $Q_\alpha$  примерно на 0,7 МэВ ниже экспериментально наблюдаемых величин, и, как следствие этого, их стабильность на три порядка выше, чем это следует из эксперимента.

Другие расчеты, проведенные С.Чвеком, В.Назаревичем и П.Хиненом методом Хартри Фока Боголюбова с выбором определенных сил взаимодействия частиц, были проведены для наиболее тяжелого нуклида  $^{289}_{114}$ , полученного в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  [48].

В этом подходе, который может быть распространен и на другие ядра, рассчитываются основные и низко лежащие возбужденные состояния как четных, так и нечетных ядер, что позволяет определять наиболее вероятные переходы и соответствующие им значения  $Q_\alpha$  для всей цепочки последовательных распадов. Весьма хорошее согласие расчета с экспериментом ( $Q_\alpha \leq 0,25$  МэВ) для цепочки  $^{289}_{114} - ^{285}_{112} - ^{281}_{110}$  (рис. 10а) на первый взгляд кажется удивительным, так как в данной модели замкнутая протонная оболочка соответствует  $Z = 126$ .

Проведенные недавно М.Бендером [49] вычисления энергий  $\alpha$ -распадов тяжелых ядер в релятивистской модели самосогласованного среднего поля представлены на рис. 14.

В этой модели, где, по мнению автора, более точно рассчитывается спин-орбитальное взаимодействие, получено прекрасное согласие с экспериментальными значениями  $Q_\alpha$  для цепочки четно-четных ядер  $^{288}_{114} - ^{284}_{112}$ . Для цепочки последовательных распадов четно-нечетного ядра  $^{289}_{114} - ^{285}_{112} - ^{281}_{110}$  расчетные значения  $Q_\alpha$  отличаются от экспериментальных на величину  $\Delta Q_\alpha \leq 0,3$  МэВ.

Согласно данной модели, малые значения  $Q_\alpha$  и соответствующие им большие периоды полураспада у изотопов 114 элемента, полученных в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ , обусловлены возникновением локальных деформированных подоболочек с  $Z = 114$  и  $N = 174$ . Это не исключает, однако, существования сферических оболочек в более нейтроноизбыточных ядрах.

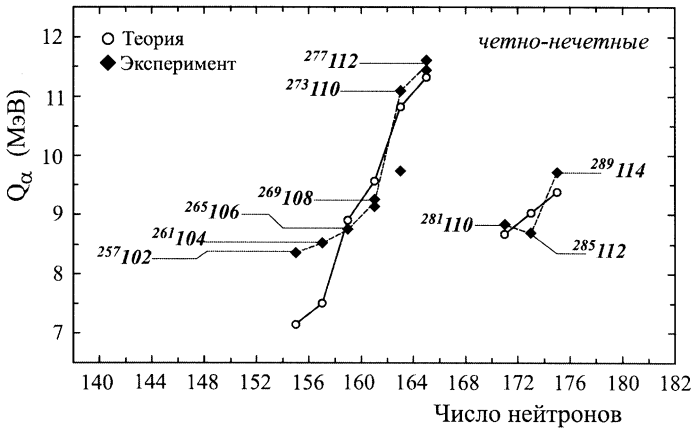
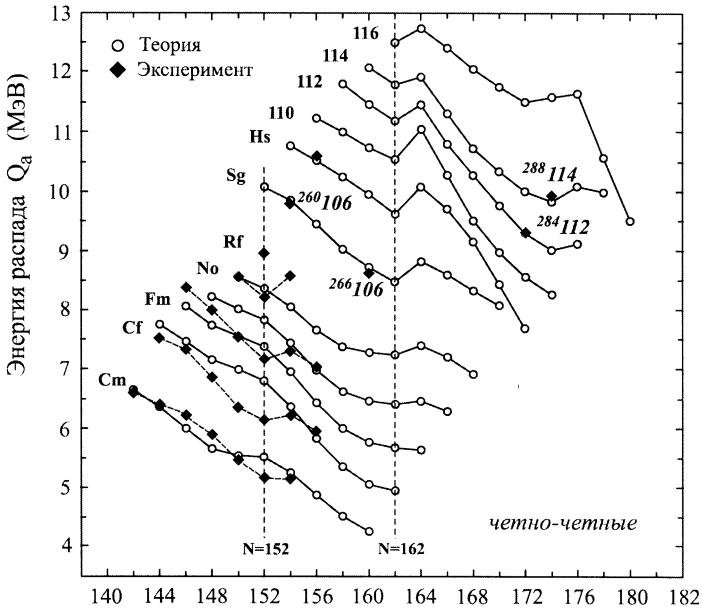


Рис. 14. Энергии  $\alpha$ -распада изотопов  $Z = 96-116$  с различным числом нейтронов. Верхний рисунок – расчетные значения  $Q_\alpha$  для четно-четных нуклидов, полученные в релятивистской модели самосогласованного среднего поля (открытые кружки и сплошные линии). Черные ромбы, соединенные пунктирными линиями, - экспериментальные величины. На нижнем рисунке приведены расчетные и экспериментальные значения для цепочек распада четно-нечетных нуклидов:  $^{277}_{112}$  и  $^{289}_{114}$

По-видимому, неопределенности в выводах различных моделей объясняются тем, что наиболее тяжелые изотопы с  $Z = 108-114$ , полученные в наших экспериментах, находятся еще на границах «острова стабильности», удаленных от его вершины.

К сожалению, для продвижения в область более тяжелых изотопов с  $Z \geq 114$  и  $N > 175$  имеются весьма ограниченные возможности. Изотопы 116 элемента с числом нейтронов  $N = 176, 177$  могут быть, в принципе, синтезированы в реакции слияния  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ .

Дальнейшее повышение числа нейтронов может быть достигнуто за счет использования пучков радиоактивных ядер. Такие возможности обсуждаются в настоящее время в связи с созданием крупных ускорительных комплексов - фабрик пучков радиоактивных ионов.

## Следствие и перспективы

Относительно большие периоды полураспада изотопов с  $Z = 108-114$ , полученные в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$ , открывают возможности для исследования химических свойств этих элементов. Вопрос о том, насколько они являются гомологами тяжелых металлов  $\text{Os} \div \text{Pb}$  и в какой степени на их химических свойствах сказывается релятивистский эффект электронных оболочек тяжелого атома, является одной из фундаментальных проблем современной химии.

Отметим, что четно-нечетные и нечетно-нечетные изотопы, которые могут быть получены в реакциях с мишенями из  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{243}\text{Am}$  или  $^{249}\text{Bk}$  могут быть еще более долгоживущими.

Другой вопрос, который пока остается открытым, связан с определением протонной оболочки и, как следствие этого, определением периода полураспада наиболее стабильного ядра.

Следуя макромикроскопическим расчетам, из всех четно-четных нуклидов наибольший период полураспада ожидается у  $\beta$ -стабильного изотопа 110 элемента с  $N = 182$ , его период  $\alpha$ -распада оценивается  $T_\alpha \sim 10^2$  лет. Для соседних четно-нечетных или нечетно-нечетных ядер эта величина может быть больше,  $T_{1/2} \sim 10^3 \div 10^4$  лет. Одновременно с этим, как видно из рис. 13, все экспериментальные значения  $Q_\alpha$ , полученные для изотопов 114 элемента и их дочерних ядер, несколько меньше расчетных. Возможно, это объясняется более сильным стабилизирующим эффектом нейтронной оболочки  $N = 184$  даже при удалении от нее более чем на 9-14 атомных масс. Тогда период полураспада сверхстабильного ядра может быть  $T_{1/2} \gg 10^2$  лет.

*Поскольку движение в область  $N > 175$  представляет определенные трудности, можно отойти назад, исследуя свойства ядер с меньшим числом нейтронов, заполняя таким образом область нейтронно-дефицитных сверхтяжелых ядер. Эта попытка была сделана недавно в работе В. Нинова и др. [47] в реакции холодного слияния  $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ ; данные этих экспериментов также приведены на рис. 13. В реакциях с  $^{48}\text{Ca}$  они могут быть получены с более легкими изотопами  $U$  и  $Pu$  в ранее описанной постановке экспериментов.*

*Коррекция параметров расчета по экспериментальным данным может повысить точность теоретических предсказаний.*

Если периоды полураспада долгожителей окажутся  $T_{1/2} \geq 10^8$  лет, нельзя исключить их существование в природе.

Оставляя пока вопрос о механизме образования сверхтяжелых элементов в процессе нуклиосинтеза, что является отдельной и интересной проблемой, можно рассматривать различные варианты подобных исследований.

Эксперименты, предпринятые Г.Н.Флеровым и его коллегами в 1978-1988 гг. по поиску спонтанно делящихся ядер в природных образцах, потенциально содержащих изотопы Эка Pt – Эка Bi ( $Z \geq 110$ ), дали лишь верхние границы их концентрации на уровне  $10^{-14}$  -  $10^{-12}$  г/г (при  $T_{1/2} \sim 10^8$  лет) [50].

По современным представлениям более вероятно, что самые стабильные нуклиды будут иметь атомные номера  $Z \leq 110$ . Постановка экспериментов и особенно задача получения обогащенных образцов, связана непосредственно с определением химических свойств сверхтяжелых элементов.

Представленные здесь направления возможного развития работ далеко не ограничивают области исследования сверхтяжелых нуклидов. Они будут проявляться более определенно по мере накопления знаний в этой, пока мало изведанной области физики.

## **Благодарности**

В настоящей статье представлены результаты, полученные большой группой физиков; многие из них являются соавторами оригинальных работ. Пользуясь случаем, я приношу им мои благодарности за большой вклад в данную работу. Считаю своим долгом поблагодарить дирекцию ОИЯИ в лице проф. В.Г.Кадышевского, Ц.Вылова и А.Н.Сисакяна за поддержку и внимание на всех стадиях проведения экспериментов.

Приношу благодарность проф. М.Г.Иткису, Г.Мюнценбергу, З.Хофманну, К.Л.Хьюлету, Н.Роули, В.Грайнеру, В.В.Пашкевичу, В.Назаревичу, А.Собичевскому, Р.Смоланчуку, В.В.Волкову, А.А.Говердовскому, Б.И.Пустыльнику и Д.В.Ширкову за интересные дискуссии и ценные замечания.

Значительная часть работ была проведена при поддержке Министерства атомной энергии России и Департамента энергии США, а также грантов Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) и INTAS.

## **Литература**

- [1] G.N.Flerov, K.A.Petrzhak. Phys. Rev. **58** (1940) 89; J. Phys. USSR, **3** (1940) 275.
- [2] N.Bohr, J.Wheeler. Phys. Rev. **56** (1939) 426.
- [3] С.М.Поликанов, В.А.Друин, В.А.Карнаухов, В.Л.Михеев, А.А.Плеве, Н.К.Скобелев, В.Г.Субботин, Г.М.Тер-Акопян, В.А.Фомичев. ЖЭТФ **42** (1962) 1464.

- [4] S.Bjornholm, J.Linn. Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 725.
- [5] Yu.Ts.Oganessian, A.G.Demin, A.S.Iljinov, S.P.Tretyakova, A.A.Pleve, Yu.E.Penionzhkevich, V.P.Ivanov, Yu.P.Tretyakov. Nucl. Phys. **A239** (1975) 157.
- [6] W.J.Swiatecki. Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Conf. on Nuclear Masses (Springer, Vienna, 1964) 52; W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Nucl. Phys. **81** (1966) 1.
- [7] V.M.Strutinsky. Nucl. Phys. **A95** (1967) 420; *ibid* **A122** (1968) 1.
- [8] M.Brack, Jens Damgaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, C.Y.Wong. Rev. Mod. Phys. **44** (1972) 320.
- [9] Z.Patyk, A.Sobiczewski. Nucl. Phys. **A533** (1991) 132.
- [10] R.Smolanczuk. Phys. Rev. **C56** (1997) 812.
- [11] P.Möller, J.R.Nix. J.Phys. **G20** (1994) 1681.
- [12] A.Sobiczewski, F.A.Gareev, B.N.Kalinkin. Phys. Lett. **22** (1966) 500.
- [13] H.Meldner. Ark. Fys. **36** (1967) 593.
- [14] "Heavy Elements and Related New Phenomena", 1 Part I, Ed. by W.Greiner and R.K.Gupta (World Scientific, Singapore, 1999).
- [15] G.T.Seaborg "Man-Made Transuranium Elements" (Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.Y.) (1963).
- [16] T.Sikkeland, J.Maly, D.F.Lebeck. Phys. Rev. **169** (1968) 1000; V.E.Viola, T.Sikkeland. Phys. Rev. **128** (1962) 767.
- [17] Yu.Ts.Oganessian. Lecture Notes in Physics. **33** (1974) 221, Springer, Heidelberg.
- [18] M.Nurmia, I.Sikkeland, R.Silva, A.Ghiorso. Phys. Lett. **26B** (1967) 78.
- [19] G.N.Flerov, Yu.Ts.Oganessian, A.A.Pleve, N.V.Pronin, Yu.P.Tretyakov. Nucl. Phys. **A267** (1976) 359.
- [20] F.P.Hessberger, G.Münzenberg, S.Hofmann, W.Reisdorf, K.-H.Schmidt, H.J.Schött, P.Armbruster, R.Hingmann, B.Thuma, D.Vermeulen. Z.Phys. **A321** (1985) 317.
- [21] P.Armbruster. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35** (1985) 135.
- [22] G.Münzenberg. Rep. Progr. Phys. **51** (1988) 57.
- [23] S.Hofmann. Rep. Progr. Phys. **61** (1998) 639.
- [24] W.J.Swiatecki. Nucl. Phys. **A376** (1982) 275; J.Blocki, H.Feldmeier, W.J.Swiatecki. Nucl. Phys. **A459** (1986) 145.
- [25] E.K.Hulet, R.W.Lougheed, J.F.Wild, J.H.Landrum, P.C.Stevenson, A.Ghiorso, J.M.Nitschke, R.J.Otto, D.J.Morrissey, P.A.Baisden, B.F.Gavin, D.Lee, R.J.Silva, M.M.Fowler, G.T.Seaborg. Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 385.
- [26] Yu.Ts.Oganessian, H.Bruchertseifer, G.V.Buklanov, V.I.Chepigin, V.S.Choi, B.Eichler, K.A.Gavrilov, H.Gaeggeler, Yu.S.Korotkin, O.A.Orlova, T.Reetz, W.Seidel, G.M.Ter-Akopian, S.P.Tretyakova, I.Zvara. Nucl. Phys. **A294** (1978) 213.
- [27] P.Armbruster, Y.K.Agarwal, M.Brüchle, M.Brügger, J.P.Dufour, H.Gaeggeler, F.P.Hessberger, S.Hofmann, P.Lemmertz, G.Münzenberg, K.Poppensieker, W.Reisdorf, M.Schädel, K.-H.Schmidt, J.H.R.Schneider, W.F.W.Schneider, K.Sümmerer, D.Vermeulen, G.Wirth, A.Ghiorso, K.E.Gregorich, D.Lee, M.Leino, K.J.Moody, G.T.Seaborg, R.B.Welch, P.Wilmarth, S.Yashita, C.Frink,



- N.Greulich, G.Herrmann, U.Hickmann, N.Hildenbrand, J.V.Kratz, N.Trautmann, M.M.Fowler, D.C.Hoffman, W.R.Daniels, H.R.von Gunten, H.Dornhöfer. *Phys. Rev.Lett.* **54** (1985) 406.
- [28] G.Münzenberg, W.Faust, S.Hofmann, P.Armbruster, K.Güttner, H.Ewald. *Nucl. Instrum. Meth.* **161** (1979) 65.
- [29] A.V.Yeremin, A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov, V.I.Chepigin, V.A.Gorshkov, A.I.Ivanenko, A.P.Kabachenko, L.A.Rubinskaya, E.M.Smirmova, S.V.Stepantsov, E.N.Voronkov, G.M.Ter-Akopian. *Nucl. Instrum. Meth.* **A274** (1989) 528.
- [30] Yu.A.Lazarev, Yu.V.Lobanov, A.N.Mezentsev, Yu.Ts.Oganessian, V.G.Subbotin, V.K.Utyonkov, F.Sh.Abdulin, V.V.Bekhterev, S.Iliev, I.V.Kolesov, A.N.Polyakov, I.M.Sedykh, I.V.Shirokovsky, A.M.Sukhov, Yu.S.Tsyganov, V.E.Zhuchko. In *Proceedings of the Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Russia, 1993 (JINR Report E7-93-274, Dubna, 1993)*, vol.II, p.497.
- [31] N.Bohr. *Phys. Rev.* **58** (1940) 654; *ibid.* **59** (1941) 270.
- [32] P.Möller, J.R.Nix. *Nucl. Phys.* **A549** (1992) 84.
- [33] A.G.Demin, S.P.Tretyakova, V.K.Utyonkov, I.V.Shirokovsky. *Z.Phys.* **A315** (1984) 197.
- [34] G.Münzenberg, S.Hofmann, H.Folger, F.P.Gessberger, J.G.Keller, K.Poppensieker, B.Quint, W.Reisdorf, K.-H.Schmidt, H.J.Schött, P.Armbruster, M.E.Leino, R.Hingmann. *Z.Phys.* **A322** (1985) 227.
- [35] P.Möller, J.R.Nix, W.J.Swiatecki. *Nucl. Phys.* **A469** (1987) 1; *ibid.* **A492** (1989) 349.
- [36] R.Smolanczuk, J.Skalski and A.sobiczewski, in *Proceedings of the International Workshop XXIV on Cross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations "Extremes of Nuclear Structure"*, Hirshegg, 1996 (GSI, Darmstadt, 1996), p.35.
- [37] E.K.Hulet, J.F.Wild, R.J.Dougan, R.W.Lougheed, J.H.Landrum, A.D.Dougan, P.A.Baisden, C.M.Henderson, R.J.Dupzyk, R.L.Hahn, M.Schädel, K.Sümmerer, G.R.Bethune. *Phys. Rev.* **C40** (1989) 770.
- [38] Yu.A.Lazarev, Yu.V.Lobanov, Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, F.Sh.Abdulin, G.V.Buklanov, B.N.Gikal, S.Iliev, A.N.Mezentsev, A.N.Polyakov, I.M.Sedykh, I.V.Shirokovsky, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, Yu.S.Tsyganov, V.E.Zhuchko, R.W.Lougheed, K.J.Moody, J.F.Wild, E.K.Hulet, J.H.McQuaid. *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 624.
- [39] Yu.A.Lazarev, Yu.V.Lobanov, Yu.Ts.Oganessian, Yu.S.Tsyganov, V.K.Utyonkov, F.Sh.Abdullin, S.Iliev, A.N.Polyakov, J.Rigol, I.V.Shirokovsky, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, G.V.Buklanov, B.N.Gikal, V.B.Kutner, A.N.Mezentsev, I.M.Sedykh, B.V.Vakatov, R.W.Lougheed, J.F.Wild, K.J.Moody, E.K.Hulet. *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 1903.
- [40] Yu.A.Lazarev, Yu.V.Lobanov, Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, J.Rigol, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, G.V.Buklanov, B.N.Gikal, V.B.Kutner, A.N.Mezentsev, K.Subotic, J.F.Wild, R.W.Lougheed, K.J.Moody. *Phys. Rev.* **C54** (1996) 620.

- [41] M.G.Itkis, Yu.Ts.Oganessian, E.M.Kozulin, N.A.Kondratiev, L.Krupa, I.V.Pokrovsky, A.N.Polyakov, V.A.Ponomarenko, E.V.Prokhorova, B.I.Pustyl'nik, A.Ya.Rusanov, I.V.Vakatov. *Nuovo Cimento* **A111** (1998) 783.
- [42] A.V.Yeremin, V.I.Chepigin, M.G.Itkis, A.P.Kabachenko, S.P.Korotkov, O.N.Malyshev, Yu.Ts.Oganessian, A.G.Popeko, J.Rohac, R.N.Sagaidak, M.L.Chelnokov, V.A.Gorshkov, A.Yu.Lavrentev, S.Hofmann, G.Münzenberg, M.Veselsky, S.Sharo, K.Morita, N.Iwasa, S.I.Mulgin, S.V.Zhdanov. *JINR Rapid Communications* 6[92]-98 (1998) 21.
- [43] Yu.Ts.Oganessian, A.V.Yeremin, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, V.I.Chepigin, B.N.Gikal, V.A.Gorshkov, M.G.Itkis, A.P.Kabachenko, V.B.Kutner, A.Yu.Lavrentev, O.N.Malyshev, A.G.Popeko, J.Rohac, R.N.Sagaidak, S.Hofmann, G.Münzenberg, M.Veselsky, S.Saro, N.Iwasa, K.Morita. *Eur. Phys. J.* **A5** (1999) 63.
- [44] Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, B.N.Gikal, A.N.Mezentsev, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, G.V.Buklanov, K.Subotic, M.G.Itkis, K.J.Moody, J.F.Wild, N.J.Stoyer, M.A.Stoyer, R.W.Lougheed. *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3154.
- [45] Yu.Ts.Oganessian, A.V.Yeremin, A.G.Popeko, S.L.Bogomolov, G.V.Buklanov, M.L.Chelnokov, V.I.Chepigin, B.N.Gikal, V.A.Gorshkov, G.G.Gulbekian, M.G.Itkis, A.P.Kabachenko, A.Yu.Lavrentev, O.N.Malyshev, J.Rohac, R.N.Sagaidak, S.Hofmann, S.Saro, G.Giardina, K.Morita. *Nature* **400** (1999) 242.
- [46] P.Möller, J.R.Nix, K.-L.Kratz. *ADNDT* **66** (1997) 131.
- [47] V.Ninov, K.E.Gregorich, W.Loveland, A.Ghiorso, D.C.Hoffman, D.M.Lee, H.Nitsche, W.J.Swiatecki, U.W.Kirbach, C.A.Laue, J.L.Adams, J.B.Patin, D.A.Shaughnessy, D.A.Strellis, P.A.Wilk. *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1104.
- [48] S.Cwiok, W.Nazarewicz, P.H.Heenen, *Phys. Rev. Lett.* **83**(1999) 1108.
- [49] M.Bender, *Phys. Ev.* **C61** (2000) 031302(R).
- [50] G.N.Flerov, G.M.Ter-Akopian. *Rep. Progr. Phys.* **46** (1983) 817.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 февраля 2000 года.

## Путь к «островам стабильности» сверхтяжелых элементов

Настоящая работа относится к проблеме существования гипотетических сверхтяжелых элементов, для которых теоретические ядерные модели предсказывают высокую стабильность относительно различных видов радиоактивного распада. Рассматриваются реакции синтеза предельно тяжелых ядер и постановка экспериментов по обнаружению редких событий их образования и распада на пучках тяжелых ионов. Приводятся результаты опытов, указывающие на значительное увеличение времени жизни ядер по мере их приближения к замкнутым протонным и нейтронным оболочкам, определяющим «острова стабильности» сверхтяжелых элементов.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

## Перевод автора

## Way to the «Islands of Stability» of Superheavy Elements

The present paper deals with the problem of existence of hypothetical superheavy elements for which theoretical models of the nucleus predict high stability against different types of radioactive decay. The reactions of synthesis of superheavy nuclei and the setting of experiments on the discovery of rare events of their formation and decay at heavy ion beams are considered. Experimental results are presented, they point at a considerable increase in the life time of nuclei as they approach closed proton and neutron shells determining the «islands of stability» of superheavy nuclei.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 29.02.2000  
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 3,78  
Тираж 650. Заказ 51884. Цена 4 р. 54 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области