

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ИМ. Г. Н. ФЛЕРОВА

Научная программа Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова в области физики тяжелых ионов в 2003 г. включала исследования по синтезу тяжелых и экзотических ядер с использованием пучков стабильных и радиоактивных изотопов, изучение механизмов ядерных реакций и взаимодействий тяжелых ионов с веществом.

Безотказная работа ускорителей ЛЯР обеспечила возможность проведения новых экспериментов с пучками ионов низкой и промежуточной энергии и дальнейшее развитие ускорительной техники. В 2003 г. время работы циклотронов У-400 и У-400М было близко к запланированному и составило около 6500 и 3300 часов соответственно.

Синтез новых элементов

В экспериментах по синтезу сверхтяжелых ядер с четными атомными номерами ($Z = 112, 114, 116, 118$), располагающихся вблизи предсказанной «магической» нейтронной оболочки $N = 184$, были изучены реакции полного слияния $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$, $^{242,244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$, $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ и $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$ [1–4].

Для соседних элементов с нечетными Z , особенно для нечетно-нечетных изотопов, вероятность α -распада в сравнении со спонтанным делением должна увеличиваться в связи с запретами на последний процесс. Для таких Z -нечетных ядер следует ожидать длинных цепочек последовательных α -распадов, завершающихся спонтанным делением относительно легких ($Z \leq 105$) ядер-«потомков».

Свойства распада таких сверхтяжелых ядер представляют значительный интерес для теории. В процессах α -распадов стабильность ядер, обусловленная влиянием предсказанной сферической нейтронной оболочки $N = 184$ (или, возможно, $N = 172$), должна постепенно уменьшаться. Однако в конце цепочек распада стабильность ядер должна опять возрастать благодаря воздействию известной деформированной нейтронной оболочки $N = 162$.

Изучение ядер, изменяющих в процессах последовательных α -распадов свою форму от сферической к деформированной, позволит получить ценную информацию о влиянии значительных изменений структуры ядер на свойства их распада.

Наибольшее внимание в 2003 г. было уделено экспериментам по синтезу элементов с $Z = 115$ и $Z = 113$ в реакциях слияния $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$. В соответствии с расчетами, выполненными на основании результатов экспериментов по синтезу элементов с четными Z , наибольшую вероятность в этих реакциях должны иметь каналы с испарением трех и четырех нейтронов, приводящие к образованию изотопов $^{288}115$ ($N = 173$) и $^{287}115$ ($N = 172$).

Эксперименты проводились на дубненском газонаполненном сепараторе ядер отдачи (ГНС) на пучке ускорителя У-400 [5].

Вращающаяся мишень площадью 32 см^2 состояла из обогащенного изотопа ^{243}Am (99,9%) в форме AmO_2 . Мишенный материал был нанесен на 1,5-мкм Ti-фольги с поверхностной плотностью, соответствовавшей $\sim 0,36 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ по ^{243}Am . Средняя интенсивность бомбардирующего пучка составляла 1,3 мкА по частицам. Мишени были облучены равными дозами ионов ^{48}Ca по $4,3 \cdot 10^{18}$ частиц при двух значениях энергии пучка: 248 и 253 МэВ (в середине мишени).

При облучении мишени из ^{243}Am пучком ионов ^{48}Ca детектирующая система сепаратора зарегистрировала два типа цепочек распадов.

Три одинаковых цепочки, наблюдаемые при энергии 248 МэВ, показаны на рис. 1, а. После сигналов от имплантированных в фокальный детектор ядер отдачи следовали сигналы от α -частиц с энергией $E_\alpha = (10,46 \pm 0,06) \text{ МэВ}$. Эти сигналы выключали пучок ионов, и следующие четыре α -распада детектировались в отсутствие фона, связанного с бомбардирующим пучком.

Спонтанное деление ядер, завершавших цепочки распадов, наблюдалось соответственно 28,7, 23,5 и 16,8 ч после последних α -распадов.

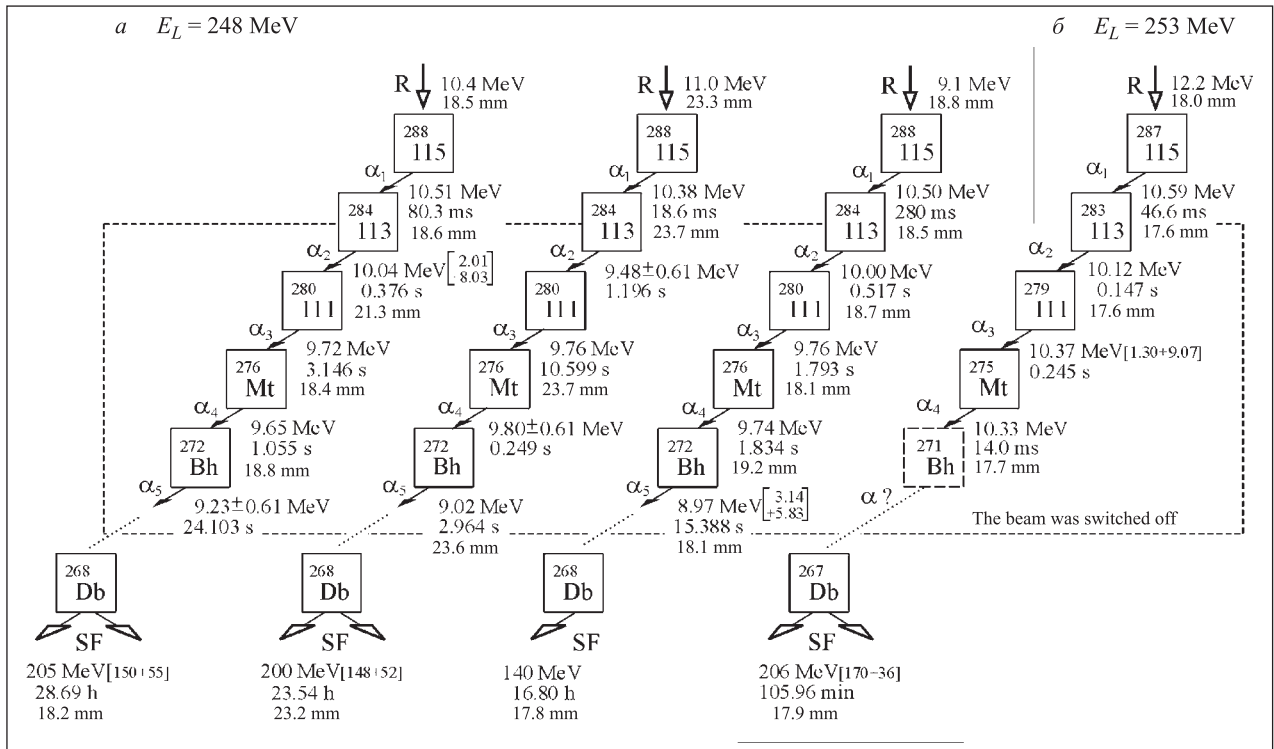


Рис. 1. Временные последовательности событий в цепочках распадов, наблюдавшиеся при двух энергиях ^{48}Ca : $E_L = 248 \text{ МэВ}$ (a) и $E_L = 253 \text{ МэВ}$ (б). В четвертой цепочке вставлен ненаблюдавшийся изотоп

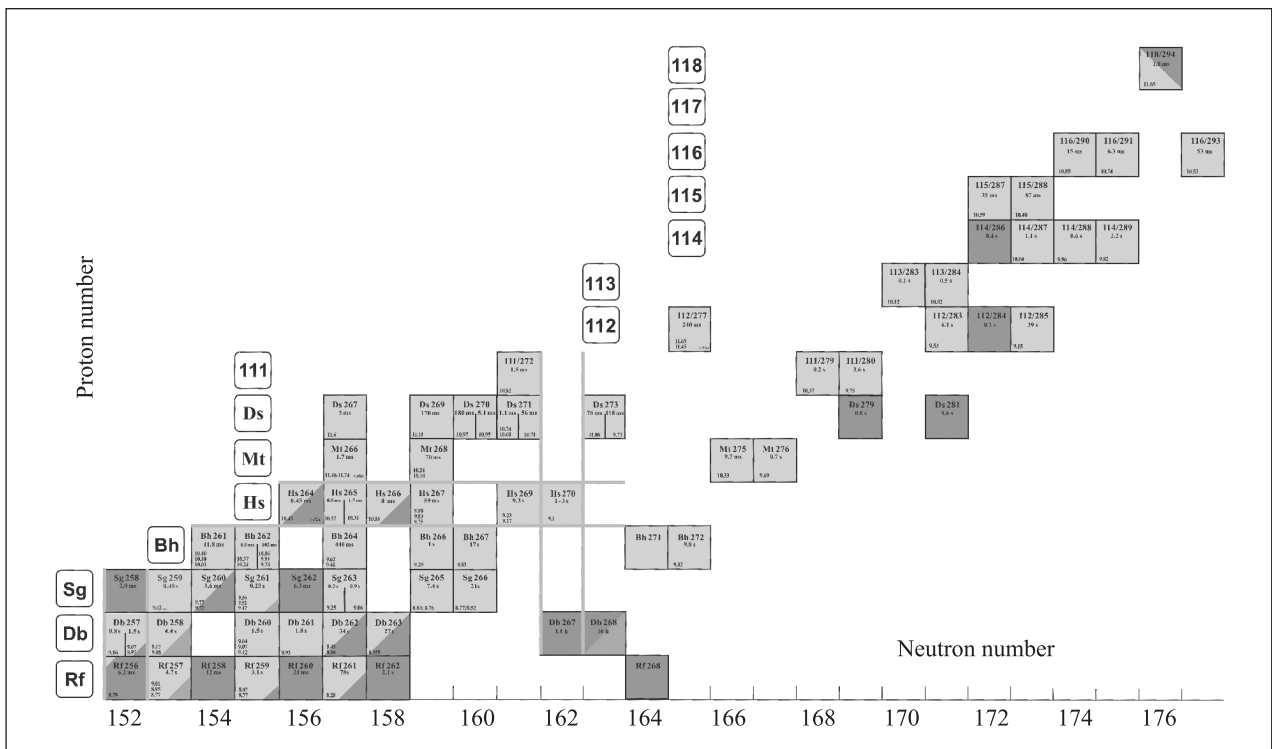


Рис. 2. Карта изотопов трансактинидных элементов

При энергии ионов пучка 253 МэВ описанные выше цепочки — EVR- α_1 -...- α_5 -SF — не наблюдались. Наблюдалась цепочка распадов другого типа, состоявшая из четырех α -частиц и завершавшаяся спонтанным делением (рис. 1, б). Пучок ускорителя также был выключен после того, как за сигналом от имплантированного ядра отдачи через 46,6 мс последовал сигнал от α -частицы с энергией $E_\alpha = 10,50$ МэВ в той же позиции в детекторе. Три следующие α -распада были зарегистрированы в течение 0,4 с в отсутствие фона, вызываемого пучком ускорителя. Завершающее цепочку распадов спонтанное деление с суммарной энергией осколков 206 МэВ наблюдалось в пучке через 106 мин в той же позиции детектора.

Радиоактивные свойства ядер, принадлежавших к последней цепочке, заметно отличаются от свойств ядер, наблюдавшихся при более низкой энергии бомбардирующего пучка. Полное время распадов в этой цепочке примерно в 10 раз меньше, а α -распады характеризуются более высокими энергиями α -частиц и более короткими временами жизни нуклидов.

С наибольшей вероятностью можно заключить, что различающиеся цепочки распадов принадлежат распадам соседних родительских изотопов элемента 115, образовывавшихся в реакциях слияния $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ с последующим испарением трех и четырех нейтронов из компаунд-ядра $^{291}115$.

В экспериментах по изучению радиоактивных изотопов элемента 116 (дочерних продуктов α -распада элемента с $Z = 118$) в реакции $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ на газонаполненном сепараторе был идентифицирован новый изотоп $^{291}116$ [6].

Результаты экспериментов, выполненных в течение прошедших пяти лет, показали, что в реакциях, вызываемых ^{48}Ca , можно синтезировать и изучать свойства новых ядер в широком диапазоне Z и N . Удалось наблюдать распады наиболее тяжелых изотопов элементов Rf, Db, Bh, Hs, Mt, Ds, а также изотопов новых элементов 111–116 и 118 [1–6] (рис. 2).

Химия трансактинидов

Относительно длительные времена жизни изотопов с $Z = 108$ –114, синтезируемых в реакциях с ^{48}Ca , открывают новые возможности в изучении химических свойств сверхтяжелых элементов.

Долгоживущие изотопы элемента 112 могут быть синтезированы в реакции $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$. В соответствии с теоретическими предсказаниями элемент 112 (E112) должен принадлежать к группе ПВ: Zn–Cd–Hg–E112. Поэтому для первых экспериментов была разработана методика выделения и детектирования Hg-подобных атомов. В 2002–2003 гг. были выполнены два эксперимента по химическому выделению элемента 112.

Величины энтальпии энергии адсорбции, оцененные на основании полученных данных, показали, что

взаимодействие элемента 112 с поверхностью золота значительно, примерно на 60 кДж/моль, слабее, чем у ртути, но примерно на 20 кДж/моль сильнее, чем у радона. Этот факт указывает на поведение элемента 112 в указанном окружении, которое ближе к поведению благородного газа, а не ртути [7].

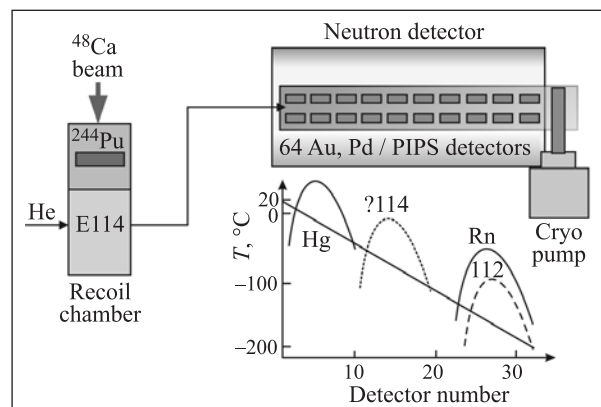


Рис. 3. Схема установки для выделения и идентификации элемента 114

Начаты разработка и испытания новой установки, которая в экспериментах «на линии» позволит регистрировать α -распады и спонтанное деление летучих элементов (рис. 3). Продукты реакций, образующиеся в реакциях ионов ^{48}Ca с актинидными мишенями (^{238}U , ^{244}Pu) толщиной до $1,5 \text{ мг/см}^2$, будут термализоваться в гелии при атмосферном давлении. При этом атомы летучих элементов будут непрерывно транспортироваться потоком гелия через тефлоновый капилляр на расстояние около пяти метров к регистрирующей системе, т. н. криодетектору. Криодетектор состоит из двух сборок по 32 PIN-детектора, располагающихся друг напротив друга. PIN-детекторы имеют площадь около 1 см^2 , покрыты золотом или палладием и перекрывают температурный градиент от комнатной температуры на входе до -180°C на выходе.

Сепаратор MASHA

Поскольку сверхтяжелые элементы $Z = 112$ –120 по своим свойствам должны быть близки к летучим элементам Hg–Ra, для изучения их химических и физических свойств может быть применен сепаратор типа ISOL. В 2001 г. была начата разработка анализатора масс сверхтяжелых атомов MASHA [8]. В феврале 2003 г. изготовленный сепаратор был смонтирован в специальном испытательном павильоне ЛЯР (рис. 4).

Оптическая схема сепаратора может быть представлена как DQQDQSDDSE. Полные испытания установки проводятся как с помощью плазменного источника FEBIAD, так и со специально разработанным источником ЭЦР-типа. В экспериментах с плазменным источником для изотопов криптона, ксенона



Рис. 4. Анализатор масс сверхтяжелых атомов MASHA

и ртути получено массовое разрешение $\Delta m/m \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Первые эксперименты с применением сепаратора MASHA на пучке ускорителя У-400 запланированы на 2005 г.

Деление ядер

На установке CORSET + DEMON + HENDES в реакции с ионами ^{12}C , ^{18}O , ^{22}Ne , ^{26}Mg , ^{48}Ca , ^{58}Fe , ^{86}Kr исследовались механизмы образования и распада тяжелых и сверхтяжелых ядер. Установка позволяла изучать массово-энергетические распределения осколков деления, эмиссию предравновесных, пред- и послеразрывных нейтронов, а также распределения по множественности и энергии γ -квантов.

При энергиях вблизи и ниже кулоновского барьера изучались делительные свойства компаунд-ядер ^{256}No , ^{270}Sg , $^{266,271,274}\text{Hs}$, $^{286}\text{112}$, $^{292}\text{114}$, $^{290,296}\text{116}$, $^{294}\text{118}$, $^{302}\text{120}$ и $^{306}\text{122}$. Было обнаружено, что массовые распределения осколков деления ядер $^{286}\text{112}$, $^{292}\text{114}$, $^{290,296}\text{116}$, $^{302}\text{120}$ и $^{306}\text{122}$ являются асимметричными. Асимметрия этих распределений, в отличие от наблюдаемой при делении актинидов, обусловлена оболочечной структурой легких осколков со средними массами $\sim 132\text{--}134$. Было также установлено, что сечения реакций слияния-деления, вызываемых ионами ^{48}Ca и ^{58}Fe , очень слабо зависят от заряда и массы ядра мишени. Это наблюдение имеет большое значение для планирова-

ния новых экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов с $Z > 110$ [9].

Была выполнена серия экспериментов по изучению динамики образования и распада ядерной системы с $Z = 122$, образующейся в реакции $^{64}\text{Ni} + ^{242}\text{Pu}$ при разных энергиях ионов ^{64}Ni : 355, 380 и 420 МэВ. Энергетическое и массовое распределения осколков деления при низшей энергии $E_{\text{Ni}} = 355$ МэВ показаны на рис. 5. Только небольшая часть осколков деления вблизи симметричных масс может быть отнесена к делению компаунд-ядра. В этом диапазоне массового распределения имеется собственная структура, связанная с дваждымагическим ядром ^{132}Sn в группе легких осколков. Наличие оболочечной структуры в области симметричных масс является указанием на наличие канала в реакции слияния-деления, который приводит к образованию сверхтяжелых ядер. Распределение по множественности γ -квантов в зависимости от масс осколков также поддерживает предположение об образовании компактной компаунд-системы.

Массово-энергетические распределения осколков деления трансурановых элементов вместе с множественностями пре- и последельных нейтронов и γ -квантов изучались в реакциях ионов ^{48}Ca с мишенями с $Z = 62\text{--}96$ при энергиях вблизи и ниже кулоновского барьера, при которых существенно влияние оболочечных эффектов на слияние и характеристики деления композитных систем [10]. В качестве

мишеней использовались слои ^{154}Sm , $^{168,170}\text{Er}$, ^{186}W , $^{204,206,208}\text{Pb}$, ^{238}U , ^{244}Pu , ^{248}Cm спектрометрической толщины (120–200 мкг/см²), нанесенные на углеродные фольги толщиной 20–50 мкг/см².

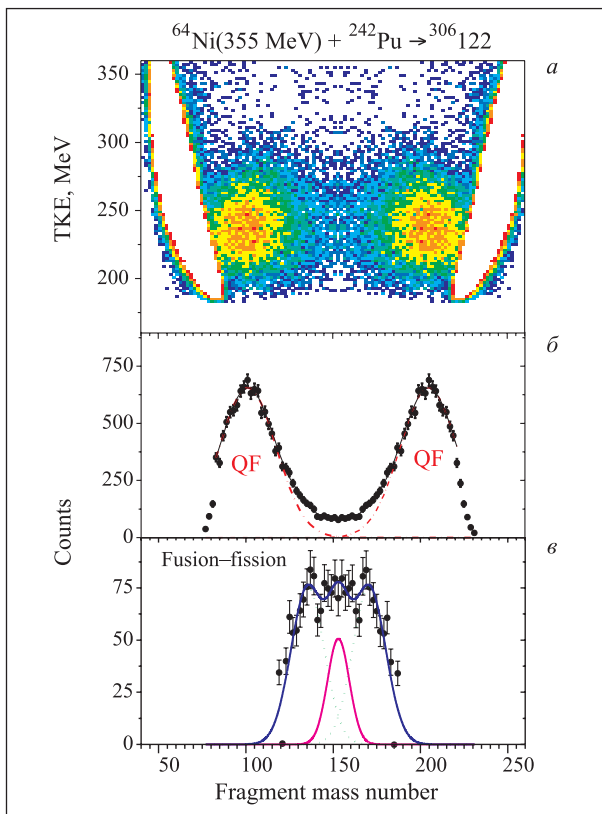


Рис. 5. Массовые и энергетические распределения осколков деления

Энергии возбуждения компаунд-ядер были примерно одинаковыми во всех случаях. Найдено, что процесс квазиделения является доминирующим в реакциях с трансурановыми мишенями. В реакциях с дважды магическим ^{208}Pb вклад этого процесса в сечение захвата не превышает 3–4 %. В то же время в реакциях с редкоземельными мишенями — ^{154}Sm , $^{168,170}\text{Er}$, $^{174,176}\text{Yb}$ — вклад квазиделения опять увеличивается и достигает ~30–40 %. Такое поведение вклада от квазиделения также может быть объяснено влиянием ядерных оболочек. При реакциях между ^{48}Ca и трансурановыми мишенями процесс квазиделения связан с формированием двух сферических оболочек: протонной при $Z \sim 82$ и нейтронной при $N \sim 126$, когда композитная система делится до достижения равновесия, т. е. до того как произойдет полное слияние. В случае реакций с редкоземельными элементами процесс квазиделения связан с образованием сферических оболочек с $Z \sim 50$ и $N \sim 82$ и, возможно, с $Z \sim 28$ и $N \sim 50$. С другой стороны, при взаимодействии ^{48}Ca с ^{208}Pb сферические оболочки с $Z \sim 82$ и $N \sim 126$ не могут сформироваться, поскольку это соответствовало бы упругому рассеянию, а образование сферических оболо-

чек с $Z \sim 50$ и $N \sim 82$ — симметричному делению с $M \sim A_{\text{CN}}/2$. Поэтому в этом случае квазиделение обуславливается только формированием сферических оболочек с $Z \sim 28$ и $N \sim 50$, что надежно подтверждается экспериментальными данными.

Анализ ТКЕ-массовых (ТКЕ — величина полной кинетической энергии) распределений осколков деления в зависимости от энергии возбуждения показывает, что распределения ТКЕ и масс становятся более симметричными с возрастанием энергии возбуждения. Величины ТКЕ, множественности нейтронов и γ -квантов значительно различаются в процессах деления и квазиделения сверхтяжелых компаунд-ядер. Заметные проявления оболочечных эффектов в массовых распределениях осколков квазиделения были обнаружены вблизи масс $A \approx 208$, соответствующих дваждымагическому ^{208}Pb .

Влияние входного канала на механизм формирования компаунд-ядра изучалось в двух комбинациях ион-мишень $^{12}\text{C} + ^{204}\text{Pb}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{168}\text{Er}$, приводящих к одному и тому же компаунд-ядру ^{216}Ra . Было найдено, что вклад асимметричной моды деления составляет 1,5 % в первой реакции, и он достигает ~30 % во второй реакции. Столь значительное увеличение выхода асимметричных продуктов в реакции, вызываемой ионами ^{48}Ca , интерпретируется как проявление процесса квазиделения [11].

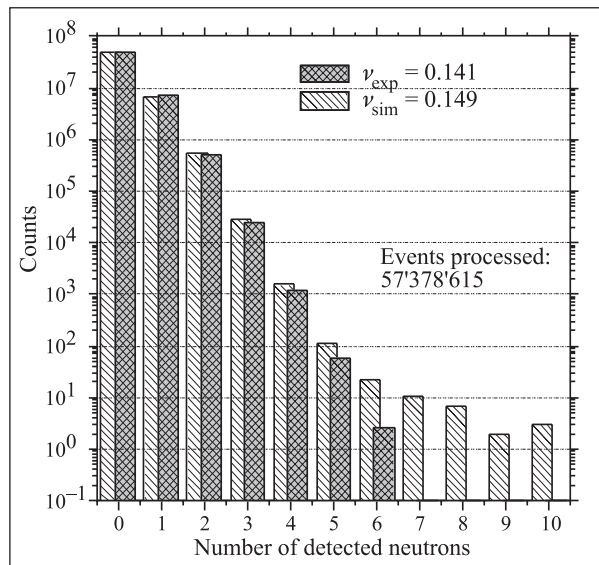


Рис. 6. Измеренные и ожидаемые распределения по множественности нейтронов при спонтанном делении ^{252}Cf

Существование неизвестной мультикластерной моды при спонтанном делении ^{252}Cf было обнаружено в экспериментах на модернизированном 4 π -спектрометре FOBOS [12]. Эта мода распада должна сопровождаться практически изотропным в лабораторной системе испусканием послеразрывных нейтронов с множественностью ~10. Для поисков этого процесса нейтроны детектировались в специальном

режиме — перпендикулярно к оси деления. Наблюдавшийся «хвост» распределения событий с высокой множественностью нейтронов указывает на обнаружение мультикластерной моды распада (рис. 6) [13].

Сепаратор ВАСИЛИСА

В качестве первого шага на пути к повышению надежности идентификации продуктов реакций полного слияния была проведена модернизация сепаратора ВАСИЛИСА: после сепаратора был установлен анализирующий магнит с углом отклонения 37° [14]. В тестовых реакциях было достигнуто массовое разрешение на уровне 1,5 % (рис. 7).

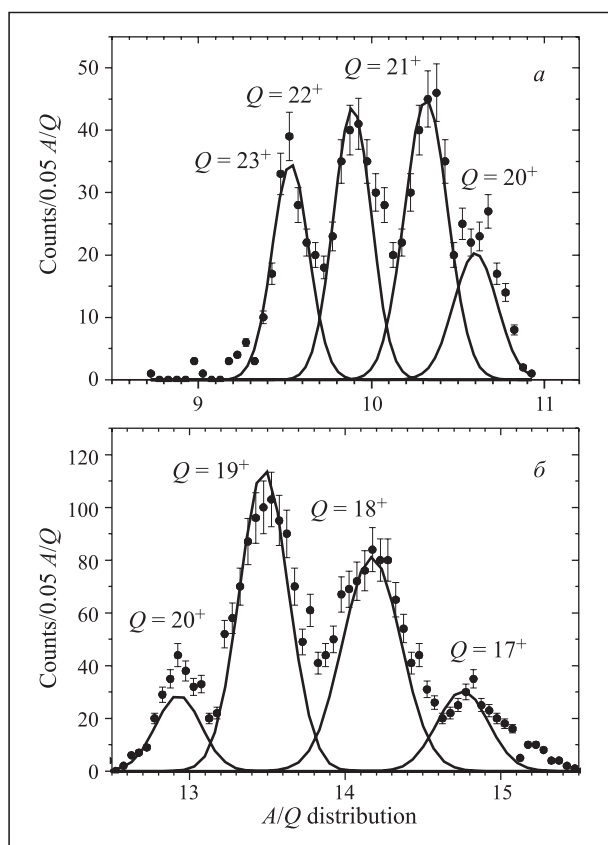


Рис. 7. A/Q -распределения для продуктов испарения ядер ^{217}Th (а) и ^{254}No (б)

С использованием модернизированного сепаратора в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$ и $^{44}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, приводящих к одному и тому же составному ядру $^{252}\text{No}^*$, был идентифицирован новый нейтрондефицитный изотоп — ^{249}No . В этих экспериментах были также с более высокой точностью определены характеристики распада ^{250}No [15].

С целью проверки более ранних данных о синтезе тяжелых изотопов элемента 112 в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ эксперименты были повторены на модернизированном сепараторе. Результаты показали, что масса долгоживущего спонтанно делящегося изотопа заключена в интервале $280 \leq A \leq 286$ [16].

Фрагмент-сепаратор COMBAS

На фрагмент-сепараторе COMBAS выполнена серия экспериментов по спектрометрии заряженных продуктов реакций, вылетающих под передними углами. Эксперименты были направлены на исследование механизмов ядро-ядерных взаимодействий вблизи границы Ферми, а также на определение выходов нейтронно-обогащенных ядер с $2 \leq Z \leq 11$ для вторичных радиоактивных пучков. Были изучены реакции ^{18}O (35 А·МэВ) + ^{181}Ta , ^{22}Ne (40 А·МэВ) + ^9Be и $^{40}\text{Ar} + ^9\text{Be}$ (и ^{197}Au) при 31 и 38 А·МэВ [17].

Продукты реакций детектировались в конечном фокусе сепаратора кремниевым телескопом ΔE_1 (0,38 мм, 60×60 мм), ΔE_2 (3,5 мм, $\varnothing 60$ мм), $E_{\text{Гес}}$ (7,5 мм, $\varnothing 60$ мм). Атомные номера и массы продуктов определялись на основании комбинации данных о магнитной жесткости, времени пролета и $\Delta E - E$.

В качестве примера на рис. 8, а, б приведены инклюзивные распределения по скоростям изотопов с атомными номерами $2 \leq Z \leq 9$, вылетающих под передними углами в реакциях ^{18}O (35 А·МэВ) + ^{181}Ta .

Сравнение выходов изотопов под передними углами в реакциях ^{18}O (35 А·МэВ) + ^{181}Ta и ^{18}O (35 А·МэВ) + ^9Be показывает, что инклюзивные распределения скоростей, элементные и изотопные распределения весьма схожи. Было обнаружено сильное влияние избытка нейтронов $(N/Z)_t$ в мишени на выход нейтронно-обогащенных изотопов, включая изотопы на границе стабильности.

Вблизи границы Ферми наблюдалось преобладание реакций стриппинга, подхвата и обмена нуклонами. Не было обнаружено существенных изменений механизмов периферических реакций при промежуточных энергиях. Подхват небольшого числа протонов налетающей частицей происходил с большим сечением, чем это предсказывалось моделями фрагментации.

Для выявления влияния количества нейтронов в мишени на образование легких нейтронно-обогащенных изотопов исследовались периферические реакции ^{40}Ar при двух значениях энергии: 31 и 38 А·МэВ с ^9Be (легкая мишень) и с ^{197}Au (тяжелая мишень). В диапазонах масс $15 \leq A \leq 45$ и $5 \leq Z \leq 20$ измерялись выходы под передними углами продуктов вблизи бомбардирующей частицы. Полученные данные в настоящее время обрабатываются и анализируются. Определены выходы экзотических ядер, которые могут быть использованы в качестве вторичных пучков: ^{20}N (10^3 1/с), ^{21}N (3×10^3 1/с), ^{21}O ($3 \cdot 10^4$ 1/с), ^{22}O (10^4 1/с), ^{23}O (10^3 1/с), ^{24}O (10^2 1/с), ^{23}F ($2 \cdot 10^5$ 1/с), ^{24}F ($3 \cdot 10^4$ 1/с), ^{25}F (10^3 1/с), ^{26}F ($3 \cdot 10^2$ 1/с), ^{26}Ne ($6 \cdot 10^4$ 1/с), ^{27}Ne (10^4 1/с), ^{28}Ne (10^3 1/с) и ^{29}Ne (10^2 1/с) [18].

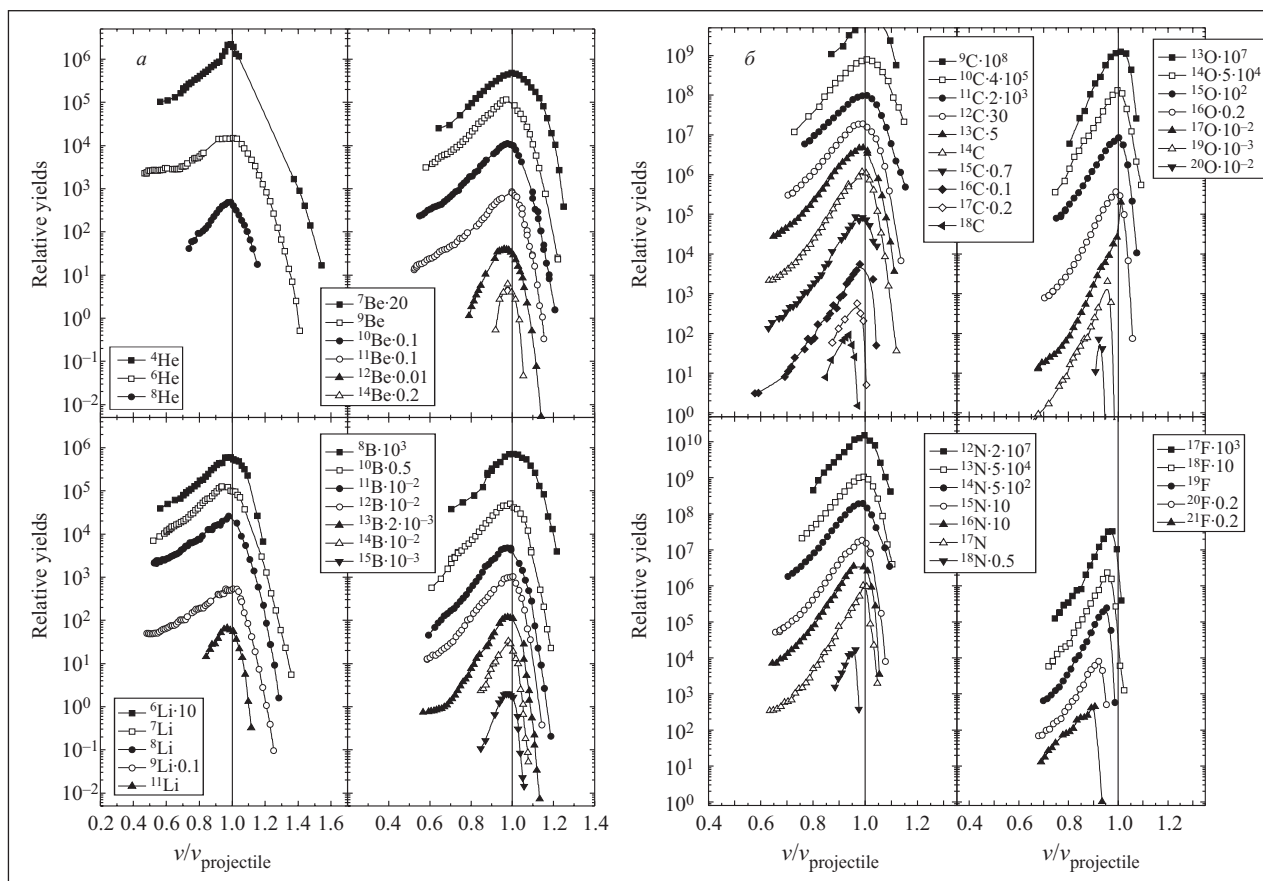


Рис. 8. Инклюзивные распределения по скоростям изотопов с атомными номерами $2 \leq Z \leq 9$, испускаемых в передние углы в реакциях $^{18}\text{O} (35 \text{ A}\cdot\text{МэВ}) + ^{181}\text{Ta}$

Канал высокого разрешения АКУЛИНА

С целью получения ядра ^5N в реакции $^3\text{H} + ^3\text{H}$ была выполнена серия экспериментов [19]. Вылетающие протоны детектировались в диапазоне углов $\theta_{\text{lab}} = 173\text{--}155^\circ$, соответствующем в с.ц.м. задним углам $\theta_{\text{CM}} = 176\text{--}165^\circ$. Схема установки, использовавшейся в этих экспериментах, приведена на рис. 9. Протоны регистрировались кольцевым Si-детектором, имевшим стриппы на обеих сторонах — 32 сектора с одной стороны и 32 кольца шириной 0,8 мм с другой. Второй такой же детектор использовался для измерения потери энергии ΔE тритонами, регистрируемыми телескопом в направлении вперед. Измерение энергии тритонов проводилось тремя кольцевыми Si-детекторами толщиной 1 мм. Нейтроны, испускаемые из системы ^5N , регистрировались 49 модулями спектрометра DEMON, установленными на расстоянии 2,5 м от мишени. При детектировании тройных p - t - n -совпадений становилось возможным восстановить полную кинематику канала реакции $^3\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow t + n + n + p$.

Криогенная тритиевая мишень с двойными окнами из нержавеющей стали (2×6 мкм) облучалась тритонами с энергией 58 МэВ. Канал пучка

АКУЛИНА использовался для получения пучка тритонов высокого качества, который фокусировался на мишень в пятно диаметром 5 мм. Полная ширина разброса этого пучка по энергии составляла 0,5 МэВ.

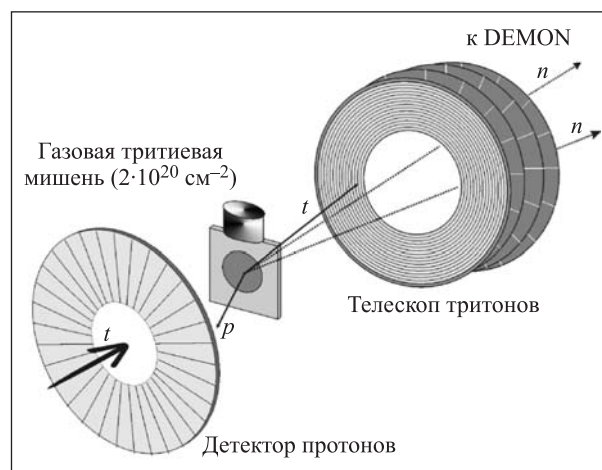


Рис. 9. Детекторная сборка мишени

После вспомогательных облучений были выполнены две серии основных экспериментов, в которых телескоп тритонов устанавливался на расстояниях

22,5 и 15 см от мишени. Эти две установки различаются по эффективности детектирования системы ^5H , образующейся при разных энергиях возбуждения. Ближнее расположение тритонного телескопа было оптимальным для диапазона энергии возбуждения ^5H от 3 до 5 МэВ и имело пониженную эффективность для более низких энергий ^5H . Напротив, дальнейшее расположение было более эффективным для низких энергий возбуждения ^5H и теряло «динейтронную» моду распада для $E_{^5\text{H}} > 3$ МэВ.

Средняя интенсивность бомбардирующего пучка составляла $1,5 \cdot 10^7$ 1/с. Интегральные дозы ионов, набранные в дальнем и ближнем расположении, составили $4,6 \cdot 10^{13}$ и $1,3 \cdot 10^{13}$ соответственно.

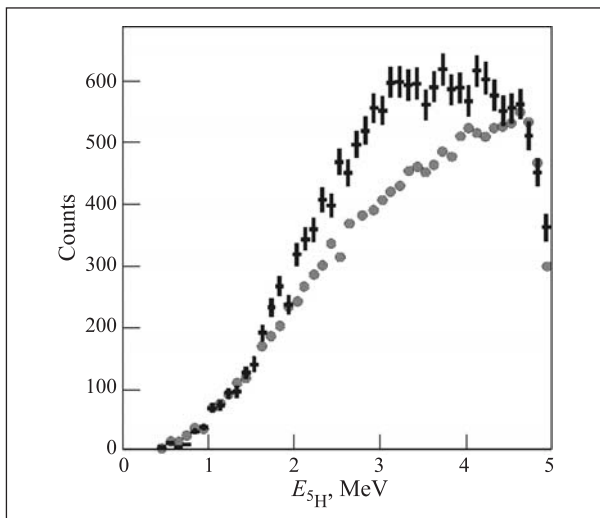


Рис. 10. Энергетический спектр ^5H , полученный в «ближней» геометрии

К настоящему времени проведен предварительный анализ только данных, полученных при «ближней» установке. Заключение о резонансах основного состояния ^5H могут быть сделаны после анализа полного набора данных при обоих способах установки.

Спектр энергий ^5H , полученный в экспериментах при «ближней» установке телескопа, приведен на рис. 10 в виде точек с указанными интервалами ошибок. Кружки на этом рисунке показывают континуум фазового пространства, смоделированный с учетом n - n -взаимодействия в конечном состоянии. Превышение точек экспериментального спектра над континуумом, наблюдающееся в интервале 2,5–3,5 МэВ, почти целиком объясняется вкладом состояния с $l = 2$. Возможно, что возбужденные $5/2^+$ - и $3/2^+$ -состояния ^5H ответственны за этот наблюдаемый избыток [20].

Окончательные заключения о свойствах ^5H на основании проведенных экспериментов можно будет сделать после комплексного анализа данных. В частности, анализ предполагается проводить с привлечением метода К-гармоник.

Реакции, вызываемые пучками ионов стабильных и радиоактивных легких элементов

В рамках подготовки к экспериментам на пучках ускорительного комплекса DRIBs изучалось упругое и неупругое рассеяние ^6Li , который является изобаром ^6He . Продукты реакций детектировались с помощью магнитного анализатора МСП-144. Угловые распределения продуктов упругого рассеяния анализировались в рамках оптической модели. Полученный набор параметров использовался для анализа неупругого рассеяния. Было получено хорошее согласие расчета с экспериментом. Извлеченные параметры оптического потенциала необходимы для сравнения данных об упругом и неупругом рассеянии ^6He , получаемого на комплексе.

В совместных с GANIL экспериментах изучалось образование нейтронно-обогатщенных изотопов фтора, неона, натрия и магния. Впервые удалось наблюдать изотопы $^{29,31}\text{F}$, $^{30,32}\text{Ne}$, ^{37}Na и $^{36-38}\text{Mg}$ (рис. 11). Не удалось наблюдать образование ядра ^{40}Mg . Анализ свойств синтезированных изотопов вы-

12		^{30}Mg 335	^{31}Mg 230	^{32}Mg 95 ms	^{33}Mg 90 ms	^{34}Mg 20 ms	^{35}Mg 70 ms	^{36}Mg	^{37}Mg	^{38}Mg	^{40}Mg	
11	^{28}Na 30.5	^{29}Na 44.9	^{30}Na 48 ms	^{31}Na 17.0	^{32}Na 12.9	^{33}Na 8.4 ms	^{34}Na 5.5 ms	^{35}Na 1.5 ms		^{37}Na		
10	^{27}Ne 32 ms	^{28}Ne 18 ms	^{29}Ne 15.6	^{30}Ne 7.5 ms	^{31}Ne 3.4 ms	^{32}Ne 3.5 ms		^{34}Ne				
9	^{26}F 10.2	^{27}F 6.5 ms		^{29}F 2.9 ms		^{31}F						
8		$^{26}\text{O}^*$		$^{28}\text{O}^*$								
Z/N	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28

Рис. 11. Карта нейтронно-избыточных изотопов O–Mg. Нуклиды, наблюдавшиеся впервые, обозначены жирным шрифтом. Ядерно-нестабильные изотопы кислорода отмечены *

полнялся в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем. Было сделано заключение об исчезновении известных магических чисел $N = 20$, $N = 28$ и проявлении на границе нейтронной стабильности новых магических чисел $N = 16$ и $N = 26$ [21].

В рамках второй фазы проекта DRIBS были выполнены измерения выходов изотопов Kr и Xe при фотоделении тяжелых ядер ^{232}Th , ^{238}U и ^{244}Pu на пучке тормозного излучения микротрона МТ-25 [22].

С использованием резонансной лазерной спектроскопии были выполнены измерения сверхтонкого расщепления оптических линий в спектрах атомов редкоземельных элементов Nd, Sm, Eu, Gd и Lu. Определены константы магнитного дипольного и электрического квадрупольного расщепления для изотопов указанных элементов, а также для изотопов $^{90,91,92,94,96}\text{Zr}$. Измерения с более тяжелыми изотопами $^{96-102}\text{Zr}$ выполнялись на циклотроне Университета Ювяскюля (Финляндия). Были также измерены зарядовые радиусы изотопов аргона между двумя замкнутыми оболочками $N = 20$ и $N = 28$. Полученные данные существенно обогатили систематику зарядовых радиусов в диапазоне ядер $Z = 20$ и $20 \leq N \leq 28$, в котором ожидается изменение структуры ядер и изменение магических чисел.

Теоретическая и вычислительная физика

Выполнен детальный анализ динамики реакций, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер при энергии вблизи кулоновского барьера [9]. Наибольшее внимание при этом было уделено конкуренции процессов формирования тяжелых компаунд-систем и быстрого деления (квазиделения). Исследовался выбор коллективных степеней свободы, играющих принципиальную роль, выбор многомерного драйвинг-потенциала и соответствующих динамических уравнений, определяющих протекание процесса в целом. Наряду с теоретическим анализом имеющихся экспериментальных данных по «холодным» и «горячим» реакциям слияния-деления были оценены перспективы постановки будущих экспериментов и проведены дополнительные исследования, необходимые для более глубокого понимания процессов слияния-деления для наиболее тяжелых ядерных систем.

Для описания процессов слияния-деления, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер, применялись уравнения Ланжевена в сочетании со статистической моделью испарения нейтронов [23]. Оценены массовые распределения осколков деления и квазиделения, которые оказались в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Показано, что вероятность эмиссии нейтронов на стадии, предшествующей формированию составного ядра, прене-

брежимо мала. Этот факт весьма важен для оценки применимости статистической модели к описанию распада слабо возбужденных компаунд-ядер.

Впервые на основании анализа имеющихся экспериментальных данных в рамках простой теоретической модели показано, что каналы передачи нейтронов с положительными значениями Q действительно увеличивают вероятность слияния при подбарьерных энергиях [24]. В процессе «последовательного слияния» промежуточная передача нейтронов на состояния с $Q > 0$, в некотором смысле, играет роль «энергетического лифта» для взаимодействующих ядер. Этот эффект весьма заметен, особенно при слиянии слабо связанных ядер. Предложен ряд новых экспериментов, в которых проявления этого эффекта должны быть ярко выражены.

Изучение физики радиационной повреждаемости сплавов, монокристаллов и полимеров при облучении тяжелыми ионами

В развитие способа формирования монокристаллов переносных квантово-размерных выделений высокой объемной плотности в твердых телах (Патент РФ № 2193080; 20.08.02) проведены эксперименты по изучению влияния дозы облучения ионами гелия с энергией 17–40 кэВ на формирование суперрешетки гелиевых нанопор в алюминии, молибдене, никеле и нержавеющей стали типа 844. Установлено, что пороговая доза облучения для формирования суперрешетки гелиевых нанопор составляет более $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, температура облучения — не более 100°C . Размер нанопор составляет 2–4 нм, параметр суперрешетки — 4–7 нм. Проведено исследование роли суперрешетки гелиевых нанопор на упрочнение металлов. Ведутся подготовительные работы по облучению образцов алюминия и молибдена с суперрешеткой гелиевых нанопор на ЭЦР-источнике ионами Fe для формирования нановыделений железа. Подготовлены образцы алюминия, молибдена и кремния с напыленным слоем Ni для облучения на ЭЦР-источнике ионами гелия с целью изучения возможности формирования нановыделений никеля при одновременном процессе формирования суперрешетки нанопор и баллистического их заполнения атомами никеля.

Проведены постановочные эксперименты по выяснению возможности использования высокоэнергетических тяжелых ионов для ионно-трековой литографии на полимерных материалах. Предполагается установить роль упругого рассеяния ионов на материалах поглощающих масок при формировании границ облученной и необлученной поверхностей и реализации условий минимизации до микронных размеров зон ионного воздействия.

Получение данных о модификации полимеров при облучении тяжелыми ионами

Исследованы возможности модификации рельефа поверхности полиимидных (ПИ) и полиэтилентере-

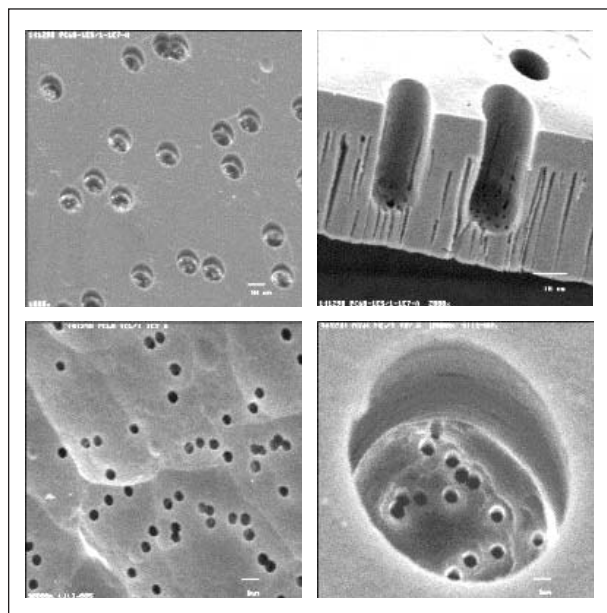


Рис. 12. Мембраны с профилированными каналами — «колодцы с пористым дном»

фталатных (ПЭТФ) пленок с целью улучшения адгезии наносимых слоев металла. Глубину рельефа варьировали, изменяя энергию бомбардирующих ионов, углы входа ионов в полимер и условия химической обработки после ионного облучения. Исследованы прочность и долговечность получаемых композитов полимер/металл. Определены оптимальные значения процесса ионной модификации полимерных поверхностей. Эти данные использованы в новой технологии получения гибких печатных плат.

Была продолжена разработка новых методов получения трековых мембран с профилированными каналами, обладающих высокой селективностью и эффективностью фильтрации диспергированных сред различной природы. Изучались методики создания «впитывающих» мембран и мембран типа «колодец с пористым дном» (рис. 12).

Разработка ускорителя тяжелых ионов и протонов DC-72

Завершено изготовление магнита циклотрона DC-72 (рис. 13). Диаметр полюсов составляет 2,6 м, вес — около 330 т. Закончен монтаж электромагнита, и начаты измерения топографии магнитного поля.



Рис. 13. Электромагнит циклотрона DC-72

Физика и техника ускорителей тяжелых ионов

Разработки в области техники ускорителей были сфокусированы на создании дубненского ускорительного комплекса радиоактивных пучков (проект DRIBs). В соответствии с планом реализации первой стадии проекта завершены работы над комплексом по получению экзотических радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ в реакциях с пучками ионов ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{B}$, ускоряемыми на циклотроне У-400М. Пучок радиоактивного ${}^6\text{He}$ проведен из экспериментального зала У-400 на расстояние 120 м и ускорен на циклотроне У-400 до энергии 15 МэВ/А. Эффективность всего процесса составила около 1,5% (доля ядер от образовавшихся в мишени и переведенная в ускоренный пучок).

Разработаны и частично изготовлены системы диагностики выведенных из циклотрона У-400 ускоренных ионов ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, вакуумные системы линий транспорта пучков к физическим установкам и системы управления. Эксперименты с ускоренными ионами ${}^6\text{He}$ запланированы на конец 2004 г.

Проводятся интенсивные исследовательские и конструкторские разработки по реализации второй фазы проекта DRIBs. Должны быть выполнены: модернизация систем микротрона, разработка и испытания комплекса мишень — ионный источник, разработка линии транспорта однозарядных ионов — продуктов фотоделения урана, разработка умножителя зарядности на базе ЭЦР-источника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. At. Nucl. 2001. V. 64. P. 1349.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 011301(R).
3. *Oganessian Yu. Ts. et al.* JINR Preprint E7-2002-287. Dubna, 2002.
4. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 201.
5. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 021601(R).
6. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C (in press).
7. *Yakushev A. B. et al.* // Radiochim. Acta. 2003. V. 91. P. 433.
8. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 606.
9. *Zagrebaev V. I. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1069.
10. *Chizhov A. Yu. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 011603(R).
11. *Itkis M. G. et al.* // Proc. of the VIII Intern. Conf. NN'2003, Moscow, 2003; Nucl. Phys. A (in press).
12. *Kamanin D. V. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1655.
13. *Pyatkov Yu. V. et al.* // Ibid. P. 1631.
14. *Popeko A. G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 510. P. 371.
15. *Belozеров A. V. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 16. P. 447.
16. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 19. P. 3.
17. *Artukh A. G. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 65. P. 393.
18. *Artukh A. G. et al.* // Proc. of the VIII Intern. Conf. NN'2003, Moscow, 2003; Nucl. Phys. A (in press).
19. *Ter-Akopian G. M. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1544.
20. *Golovkov M. S. et al.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 566. P. 70.
21. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 722. P. 170.
22. *Gangrsky Yu. P. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1211.
23. *Aritomo Y., Ohta M.* // Rus. J. Nucl. Phys. 2003. V. 66. P. 1141.
24. *Zagrebaev V. I.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 061601(R).