



март 2005 № 3 "В МИРЕ НАУКИ"

Физика

ОСТРОВА СТАБИЛЬНОСТИ

Юрий Оганесян

В Солнечной системе и на нашей планете сохранились лишь те элементы, время жизни которых больше возраста Земли (4,5 млрд. лет).

Известно, что окружающий нас мир состоит из 83 химических элементов, самый легкий из них - водород (его атомный номер - $Z=1$), самый тяжелый - уран ($Z=92$). Возможно, уже на первом уроке химии у любознательного ученика возникает вопрос: почему химических элементов именно столько и чем определяется их количество? Как ни парадоксально, этот вопрос представляет собой одну из фундаментальных научных проблем познания материального мира.

В Солнечной системе и на нашей планете сохранились лишь те элементы, время жизни которых больше возраста Земли (4,5 млрд. лет). Другие распались и не дожили до наших дней.

Радиоактивный элемент уран, у которого период полураспада около $4,5 \times 10^8$ лет, еще распадается. Однако в середине прошлого века люди научились получать элементы, которых нет в природе, например, нарабатываемый в ядерных реакторах плутоний ($Z=94$). Его изотоп с атомной массой 239 (^{239}Pu) имеет период полураспада всего $T_{1/2} \sim 2 \times 10^4$ лет. Плутоний производится сотнями тонн и служит одним из мощнейших источников энергии. Его время жизни ничтожно мало по сравнению со временем жизни ^{238}U , но в масштабе микромира это огромная величина. Поэтому могут быть элементы значительно тяжелее плутония. Вопрос, однако, остается: где предел существования химических элементов?

Сколько может быть химических элементов?

Согласно квантовой электродинамике, хорошо известная концепция атома (Э. Резерфорд, 1932 г.) как системы, состоящей из ядра, в котором сосредоточены положительный заряд и практически вся масса атома, и электронов, движущихся на большом расстоянии от ядра, справедлива для очень тяжелых атомов до атомных номеров $Z \sim 170$ и даже более. Однако предел существования атомов наступает намного раньше из-за нестабильности самого ядра.

Изменение соотношения протонов и нейтронов в стабильном ядре приводит к его радиоактивному распаду. Обогащение ядра нейтронами уменьшает энергию связи нейтронов. Предел наступает при $E_n = 0$ (граница существования нейтронно-избыточных ядер). Аналогично, нулевая энергия связи протонов $E_p = 0$ (протонная граница) определяет предел существования протонно-избыточных ядер.

Другая граница связана с максимально возможным числом нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре. Формально предельная масса ядра определяется вероятностью его деления на две (или более) части меньшей массы. Впервые такой тип ядерного превращения (спонтанное деление ядра на два осколка примерно равной массы) наблюдался для урана в 1940 г. в Ленинграде К.А. Петражом и Г.Н. Флеровым, работавшими под руководством И.В. Курчатова. Для ядра ^{238}U парциальный период спонтанного деления составил $T_{SF} = 10^{16}$ лет.

В это время уже было открыто вынужденное деление урана под действием нейтронов (О. Хан и Г. Штрассман, 1939 г.). Для физического описания процесса Н. Бором и Дж. Уиллером в 1939 г. была предложена жидко-капельная модель ядерного деления. Эта красивая модель, по существу - классическая, основана на предположении о том, что ядерное вещество является бесструктурной

(аморфной) материей, подобно капле заряженной жидкости (Я.В. Френкель, 1939 г., Ленинград). В ядерной капле силы поверхностного натяжения, препятствующие силам электростатического (кулоновского) расталкивания протонов, определяют ее сферическую форму. Ситуация меняется по мере увеличения числа протонов или заряда ядра, когда силы поверхностного натяжения становятся сопоставимыми с силами кулоновского отталкивания. Если в процессе противоборства двух сил капля достигает некоторой критической деформации, то это приводит к ее разделению на две части (осколки деления). Очевидно, что для достижения критической деформации необходимо увеличить начальную энергию ядра.

Разница энергии сферического и деформированного ядра определяет барьер, препятствующий его делению. Для ядра ^{238}U высота барьера деления около 6 МэВ. Поэтому если в ядро урана внести дополнительную энергию около 6 МэВ или большую, оно моментально разделится на два осколка. Но ядро урана может разделиться и самопроизвольно (спонтанно) без дополнительной энергии, проникая (туннелируя) через барьер деления.

Процесс спонтанного деления урана происходит крайне редко - примерно раз в 10^{16} лет. С увеличением атомного номера (т.е. числа протонов в ядре) высота барьера деления заметно понижается, что ведет к резкому уменьшению времени жизни элемента относительно спонтанного деления: у калифорния Cf ($Z=98$) период спонтанного деления составляет всего $T_{\text{CF}} = 80$ лет. У более тяжелых элементов при некоторой критической величине ядерного заряда (атомного номера элемента), когда высота барьера деления достигает нуля, ядро становится абсолютно неустойчивым к спонтанному делению ($T_{\text{CF}} \times 10^{-19}$ с). Это и есть предел стабильности тяжелых ядер. Согласно оценкам Н. Бора и Дж. Уиллера, подобная ситуация наступает при $Z > 100$.

Следует отметить, что периоды спонтанного деления изотопов первых трансурановых элементов с $Z = 94 \dots 100$, полученных в ядерных реакторах, в целом соответствовали предсказаниям капельной теории ядра.

Но спустя 22 года в нашей лаборатории (Г.Н. Флеров, С.М. Поликанов и др., 1962 г.), а затем и во многих других лабораториях мира было обнаружено, что ядра урана и более тяжелых т.н. трансурановых элементов могут делиться спонтанно с двумя отличающимися друг от друга периодами полураспада. Например, для ^{238}U с периодами полураспада 10^{16} лет и $0,3 \times 10^{-6}$ с их различие составляет астрономическую величину - 10^{30} раз! Наличие двух значений периода полураспада (т.е. двух вероятностей одного и того же типа распада) свидетельствует о том, что данный распад происходит из двух устойчивых состояний системы: основного ($T_{\text{CF}1} = 10^{16}$ лет) и "изомерного" ($T_{\text{CF}2} = 3 \times 10^{-7}$ с). Спонтанно делящиеся изомеры находятся в противоречии с моделью жидкой капли, т.к. у классической капли в процессе деформации не может быть промежуточных устойчивых состояний. Противоречия с моделью наблюдались также и в других закономерностях ядерного деления. Следовательно, предположение о том, что ядро в процессе деления ведет себя как бесструктурная материя, несправедливо. Внутренняя структура ядра, наоборот, может очень сильно влиять на вероятность спонтанного деления.

Более детальный анализ показал, что экспериментальные значения полной энергии связи нуклонов (протонов и нейтронов) в ядрах отличаются от расчетных величин. Это отличие имеет регулярный характер: оно максимально (наибольшая энергия связи) при определенных, так называемых "магических" числах протонов или нейтронов. Используя терминологию, заимствованную из атомной физики, их называют замкнутыми протонными или нейтронными оболочками. Они показывают, что ядра могут отличаться по своей структуре. Это и не удивительно, т.к. различные формы движения ядра как объекта малых размеров описываются не классической, а квантовой механикой

К концу 1960-х гг. усилиями О. Бора и Б. Мотельсона (Дания), С. Ниль-сона (Швеция), В.М. Струтинского и В.В. Пашкевича (СССР), Х. Майерса и В. Святецкого (США), Р. Никсона и П. Меллера (США), А. Собичевского (Польша), В. Грайнера (Германия), Ж. Берже (Франция) и многих других теоретиков была создана микроскопическая теория атомных ядер, которая свела все вышеуказанные противоречия к стройной системе физических закономерностей.

Новая теория помогла предсказать свойства очень тяжелых, еще неизвестных ядер. Оказалось, что стабилизирующий эффект ядерных оболочек будет работать и за пределами капельной модели ядра (т.е. в области $Z > 100$). Поэтому вокруг магических чисел $Z = 108$, $N = 162$ и $Z = 114$ (возможно 120), $N = 184$ должны образоваться т.н. острова стабильности, в которых время жизни сверхтяжелых ядер может существенно возрастать. В первую очередь это касается сверхтяжелых элементов, у которых эффект ядерных оболочек повышает периоды полураспада на $32 \dots 35$ порядков, т.е. до десятков, сотен тысяч и, может быть, миллионов лет. Так возникла интригующая гипотеза о возможном существовании сверхтяжелых элементов, значительно расширяющая границы материального мира. Прямой проверкой теоретических предсказаний стал бы синтез сверхтяжелых нуклидов и определение свойств их распада.

Реакции синтеза тяжелых элементов

Многие рукотворные элементы тяжелее урана были синтезированы в реакциях последовательного захвата нейтронов ядрами изотопа урана ^{235}U в длительных облучениях на мощных ядерных реакторах. Большие периоды полураспада новых нуклидов позволяли отделять их от других побочных продуктов реакции радиохимическими методами с последующим измерением свойств радиоактивного распада. Работы профессора Г. Сиборга и его коллег, проведенные в 1940-1953 гг. в Радиационной национальной лаборатории (Беркли, США), привели к открытию восьми искусственных элементов с $Z = 93 \dots 100$, в том числе наиболее тяжелого изотопа ^{257}Fm ($T_{1/2} \sim 100$ дней). Дальнейшее продвижение в область более тяжелых ядер было практически невозможно из-за исключительно короткого периода полураспада следующего изотопа ^{258}Fm ($T_{SF} = 0,3$ мс). Использование импульсных потоков нейтронов большой мощности, возникающих при ядерном взрыве, не дало желаемых результатов: наиболее тяжелым ядром по-прежнему был ^{257}Fm .

Элементы тяжелее Fm ($Z=100$) были синтезированы в реакциях с ускоренными тяжелыми ионами, когда в ядро-мишень вносится комплекс протонов и нейтронов. Но такой тип реакции отличается от описанного выше. При захвате нейтрона, не обладающего электрическим зарядом, энергия возбуждения нового ядра составляет всего $6 \dots 8$ МэВ. Вместе с тем при слиянии ядер мишени даже с легкими ионами, такими как гелий ^4He или углерод ^{12}C , тяжелые ядра будут нагреты до энергии $E_x = 20 \dots 40$ МэВ. С дальнейшим увеличением атомного номера ядра-снаряда ему необходимо сообщать все большую энергию для преодоления электрических сил отталкивания положительно заряженных ядер (кулоновского барьера реакции), что приводит к росту энергии возбуждения (нагреву) компаунд-ядра, образующегося после слияния двух ядер - снаряда и мишени. Его охлаждение (переход в основное состояние $E_x = 0$) будет происходить за счет испускания нейтронов и гамма-лучей. Тут-то и возникает первое препятствие.

Нагретое тяжелое ядро лишь в одном из ста случаев сможет испустить нейтрон: в основном оно будет делиться на два осколка, т.к. энергия ядра существенно выше барьера деления. Легко понять, что увеличение энергии возбуждения компаунд-ядра губительно для него. Вероятность выживания нагретого ядра резко падает с повышением температуры (или энергии E_x) из-за увеличения числа испаряемых нейтронов, с которыми конкурирует деление. Для того чтобы охладить ядро, нагретое примерно до 40 МэВ, необходимо испарить 4 или 5 нейтронов. Каждый раз с испусканием нейтрона будет конкурировать деление, вследствие чего вероятность выживания будет всего $(1/100)^{4 \dots 5} = 10^{-8} \dots 10^{-10}$. Ситуация осложняется тем, что с ростом температуры ядра ослабляется стабилизирующий эффект оболочек, следовательно, уменьшается высота барьера деления, и делимость ядра резко возрастает. Оба фактора приводят к исключительно малой вероятности образования сверхтяжелых нуклидов.

Синтез элементов тяжелее 106-го стал возможен после открытия в 1974 г. т.н. реакций холодного слияния. В них в качестве мишенного материала используются "магические" ядра стабильных изотопов ^{208}Pb ($Z = 82, N = 126$) или ^{209}Bi ($Z = 83, N = 126$), которые бомбардируются ионами тяжелее аргона (Ю.Ц. Оганесян, А.Г. Демин и др.). В процессе слияния высокая энергия связи нуклонов в "магическом" ядре-мишени приводит к поглощению энергии при перестройке двух взаимодействующих ядер в тяжелое ядро суммарной массы. Разница в энергиях "упаковки" нуклонов во взаимодействующих ядрах и в конечном ядре в значительной степени компенсирует энергию, необходимую для преодоления высокого кулоновского барьера реакции. В результате, тяжелое ядро имеет энергию возбуждения всего $12 \dots 20$ МэВ. В какой-то степени реакция подобна процессу "обратного деления". Действительно, если деление ядра урана на два осколка происходит с выделением энергии, которая используется в атомных электростанциях, то в обратной реакции (при слиянии осколков) образующееся ядро урана будет почти холодным. Поэтому при синтезе элементов в реакциях холодного слияния тяжелому ядру достаточно испустить всего один или два нейтрона, чтобы перейти в основное состояние.

Реакции холодного слияния массивных ядер были успешно использованы для синтеза шести новых элементов от 107-го до 112-го (П. Армбрустер, З. Хофман, Г. Мюнценберг и др.) в Национальном ядерно-физическом центре GSI в Дармштадте (Германия). Недавно К. Морита и др. в Национальном центре RIKEN (Токио) повторили опыты GSI по синтезу 110...112 элементов. Обе группы намерены двигаться дальше, к элементам 113 и 114, используя более тяжелые снаряды.

Однако синтез сверхтяжелых элементов в реакциях холодного слияния сопряжен с большими трудностями. С увеличением атомного заряда ионов вероятность их слияния с ядрами мишени ^{208}Pb или ^{209}Bi значительно уменьшается из-за возрастания кулоновских сил отталкивания, пропорциональных произведению зарядов ядер. От 104-го элемента, который может быть получен в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{50}\text{Ti}$ ($Z_1 \times Z_2 = 1804$), к 112-му (реакция $^{208}\text{Pb} + ^{70}\text{Zn}$, $Z_1 \times Z_2 = 2460$) вероятность слияния уменьшается более чем в 10 тыс. раз.

Есть и другое ограничение. Компаунд-ядра, полученные в реакциях холодного слияния, имеют относительно малое число нейтронов. В случае образования 112-го элемента конечное ядро с $Z = 112$ имеет всего 165 нейтронов, в то время как подъем стабильности ожидается для количества нейтронов $N > 170$. Поэтому мы выбрали другой путь.

Ядра с большим избытком нейтронов могут быть получены, если в качестве мишеней использовать искусственные элементы: плутоний ($Z = 94$), америций ($Z = 95$) или кюрий ($Z = 96$), нарабатываемые в ядерных реакторах, а в качестве снаряда - редкий изотоп кальция ^{48}Ca .

Ядро атома ^{48}Ca содержит 20 протонов и 28 нейтронов - оба значения соответствуют замкнутым оболочкам. В реакциях слияния с ядрами ^{48}Ca также будет работать их "магическая" структура (эту роль в реакциях холодного слияния играли магические ядра мишени ^{208}Pb), в результате чего энергия возбуждения сверхтяжелых ядер составит около 30...35 МэВ. Их переход в основное состояние будет сопровождаться эмиссией трех нейтронов и гамма-лучей. Можно было ожидать, что при такой энергии возбуждения эффект ядерных оболочек еще присутствует в нагретых сверхтяжелых ядрах, что повысит их выживаемость и позволит нам их синтезировать. Отметим также, что асимметрия масс взаимодействующих ядер ($Z_1 \times Z_2 < \text{или} = 2000$) уменьшает их кулоновское отталкивание и тем самым увеличивает вероятность слияния.

Несмотря на, казалось бы, очевидные преимущества, все предыдущие попытки синтеза сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами ^{48}Ca , предпринятые в различных лабораториях в 1977-1985 гг., оказались безрезультатными. Однако развитие экспериментальной техники в последние годы, и прежде всего получение в нашей лаборатории интенсивных пучков ионов ^{48}Ca на ускорителях нового поколения, позволило увеличить чувствительность эксперимента почти в 1000 раз.

Ожидаемые свойства

Что мы получим в случае успешного синтеза? Если теоретическая гипотеза справедлива, то сверхтяжелые ядра будут стабильны относительно спонтанного деления. Они будут испытывать другой тип распада: альфа-распад (эмиссия ядра гелия, состоящего из 2 протонов и 2 нейтронов). В результате образуется дочернее ядро на 2 протона и 2 нейтрона легче материнского. Если у дочернего ядра вероятность спонтанного деления также мала, то после второго альфа-распада внучатое ядро будет на 4 протона и 4 нейтрона легче начального. Альфа-распад будет продолжаться до тех пор, пока не наступит спонтанное деление. Мы ожидаем увидеть не один распад, а "радиоактивное семейство", цепочку достаточно длительных (в ядерном масштабе) последовательных альфа-распадов, которые в конечном итоге прерываются спонтанным делением. Это и будет свидетельствовать об образовании сверхтяжелого ядра.

Чтобы в полной мере увидеть ожидаемый подъем стабильности, необходимо подойти как можно ближе к замкнутым оболочкам $Z = 114$ и $N = 184$. Синтезировать в ядерных реакциях столь нейтронно-избыточные ядра чрезвычайно трудно, т.к. при слиянии ядер стабильных элементов, в которых уже имеется определенное соотношение протонов и нейтронов, невозможно добраться до дважды магического ядра $^{298}114$. Поэтому необходимо использовать ядра, изначально содержащие максимально возможное количество нейтронов. Именно поэтому в качестве снаряда были выбраны ускоренные ионы ^{48}Ca .

Кальция в природе много. Он состоит на 97% из изотопа ^{40}Ca с ядром из 20 протонов и 20 нейтронов. Примерно 0,187% кальция представлено тяжелым изотопом ^{48}Ca , в ядре которого есть 8 избыточных нейтронов. Технология его получения чрезвычайно сложна, и поэтому 1 г обогащенного ^{48}Ca стоит около \$200 тыс. Нам пришлось существенно изменить конструкцию и режимы работы ускорителя, чтобы найти компромиссное решение - получить максимальную интенсивность пучка ионов при минимальном расходе этого экзотического материала.

Сегодня мы достигли рекордной интенсивности пучка ($8 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$) при весьма низком расходе изотопа ^{48}Ca (около 0,5 мг/ч). В качестве мишенного материала мы используем долгоживущие обогащенные изотопы искусственных элементов Рс, Ам, Ст и Cf ($Z = 94...96$ и 98) с максимальным содержанием нейтронов. Они производятся в мощных ядерных реакторах (в г. Ок-Ридж, США, и г. Димитровград, Россия) и затем обогащаются на специальных установках, масс-сепараторах во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (г. Саров). Реакции слияния ядер ^{48}Ca с ядрами этих изотопов были выбраны для синтеза элементов с $Z = 114...118$.

За пять лет работы в течение длительных облучений была набрана доза около 2×10^{20} ионов (примерно 16 мг ^{48}Ca , ускоренного до одной десятой скорости света, прошло через слои мишеней).

В этих экспериментах наблюдалось образование изотопов 112...118 элементов (за исключением 117-го) и были получены первые сведения о свойствах распада новых сверхтяжелых нуклидов.

Постановка эксперимента

Составное ядро, образующееся при слиянии ядер мишени и частицы, после испарения нейтронов будет двигаться по направлению пучка ионов. Слой мишени выбирается достаточно тонким, для того чтобы тяжелый атом отдачи мог вылететь из него и продолжить свое движение к детектору, удаленному от мишени на расстояние около 4 м. Между мишенью и детектором расположен газонаполненный сепаратор, предназначенный для подавления частиц пучка и побочных продуктов реакции.

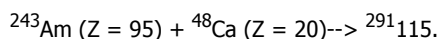
Принцип работы сепаратора основан на том, что в газовой среде (в нашем случае - в водороде при давлении всего 10^{-3} атм.) ионный заряд атомов зависит от скорости. Это позволяет "на лету" разделить их в магнитном поле за 10^{-6} с и направить в детектор. Атомы, прошедшие сепаратор, имплантируются в чувствительный слой полупроводникового детектора, вырабатывающего сигналы о времени прихода атома отдачи, его энергии и месте имплантации (т.е. координатах x и y на рабочей поверхности детектора). Для этих целей детектор общей площадью около 50 см^2 выполнен в виде 12 полос (стрипов), обладающих продольной чувствительностью. Если ядро имплантированного атома будет испытывать альфа-распад, то вылетевшая альфа-частица (с ожидаемой энергией около 10 МэВ) регистрируется детектором с указанием всех ранее перечисленных параметров. Если после первого распада последует второй, то подобная информация будет получена для второй альфа-частицы и т.д., пока не произойдет спонтанное деление. Последний распад будет зарегистрирован в виде двух совпадающих по времени сигналов с большой амплитудой ($E_1 + E_2 \sim 200 \text{ МэВ}$). Чтобы повысить эффективность регистрации альфа-частиц и парных осколков деления, с обеих сторон фронтального детектора устанавливаются боковые детекторы. Перед детекторной сборкой располагают два тонких времяпролетных детектора, которые измеряют скорость ядер отдачи (т.н. TOF-детекторы - от англ. time of flight). Поэтому первый сигнал, возникающий от ядра отдачи, приходит с признаком TOF, а последующие сигналы от распада ядер - без него.

Конечно, распады могут отличаться по длительности с эмиссией одной или нескольких альфа-частиц с разными энергиями. Но если они принадлежат одному и тому же ядру и образуют радиоактивное семейство (материнское ядро, дочернее, внучатое и т.д.), то координаты сигналов от ядра отдачи, альфа-частиц и осколков деления должны совпадать с точностью позиционного разрешения детектора. Наши детекторы, изготовленные фирмой Canberra Electronics, измеряют энергию альфа-частиц с точностью $\sim 0,5\%$ и имеют для каждого стрипа позиционное разрешение около 0,8 мм.

Мысленно всю поверхность детектора можно представить в виде почти пяти сотен ячеек (пикселей), детектирующих распады. Вероятность того, что два случайных сигнала попадут в одно и то же место, составляет $1/500$, три сигнала - $1/250\,000$ и т.д. Это позволяет нам выбирать продукты очень редких генетически связанных последовательных распадов сверхтяжелых ядер, даже если они образуются в исключительно малом количестве (~ 1 атом/месяц).

Результаты физического эксперимента

Для того чтобы показать установку в действии, опишем в качестве примера более подробно эксперименты по синтезу 115-го элемента, образующегося в реакции слияния ядер



Синтез Z -нечетного ядра привлекателен тем, что наличие нечетного протона или нейтрона существенно снижает вероятность спонтанного деления, и число последовательных альфа-переходов будет больше (длинные цепочки), чем в случае распада четно-четных ядер. Для преодоления кулоновского барьера ионы ^{48}Ca должны иметь энергию $E > 236 \text{ МэВ}$. С другой стороны, если выполнить это условие, ограничив энергию пучка величиной $E = 248 \text{ МэВ}$, то тепловая энергия компаунд-ядра $^{291}\text{115}$ будет около 39 МэВ, оно будет охлаждаться за счет эмиссии трех нейтронов и гамма-лучей. Тогда продуктом реакции будет изотоп 115-го элемента с числом нейтронов $N=173$. Вылетев из мишенного слоя, атом нового элемента пройдет через сепаратор, настроенный на его пропускание, и попадет в детектор. Через 80 мкс после остановки ядра отдачи во фронтальном детекторе система сбора данных дает информацию о его времени прихода, энергии и координатах (номер стрипа и позиция в нем). Отметим, что эта информация имеет признак TOF (пришел из сепаратора). Если в течение 10 с из того же места на поверхности детектора приходит второй сигнал с энергией более 9,8 МэВ без признака TOF (т.е. от распада имплантированного атома), то пучок отключается и весь дальнейший распад регистрируется в условиях практически полного отсутствия фона. Как видно на верхнем графике, за первыми двумя

сигналами (от ядра отдачи и первой альфа-частицы) в течение примерно 20 с после отключения пучка последовало еще 4 сигнала, позиции которых с точностью $\pm 0,7$ мм совпадают с предыдущими сигналами. В течение последующих 2,5 ч детектор молчал. Спонтанное деление в том же стрипе и в той же позиции было зарегистрировано лишь спустя 28,7 ч в виде двух сигналов от осколков деления с суммарной энергией 206 МэВ.

Такие цепочки были зарегистрированы три раза и имели одинаковый вид (6 поколений ядер в радиоактивном семействе) и согласуются друг с другом как по энергии альфа-частиц, так и по времени их появления, с учетом экспоненциального закона распада ядер. Если наблюдаемый эффект относится, как ожидалось, к распаду изотопа 115-го элемента с массой 288, образующегося после испарения компаунд-ядром трех нейтронов, то при увеличении энергии пучка ионов ^{48}Ca всего на 5 МэВ он должен уменьшиться в 5-6 раз. Действительно, при $E = 253$ МэВ эффект отсутствовал. Но здесь была обнаружена другая, более короткая цепочка распадов, состоящая из четырех альфа-частиц (мы полагаем, что их было пять, но последняя вылетела в открытое окно) продолжительностью всего 0,4 с. Цепочка распадов закончилась через $\sim 1,5$ ч спонтанным делением. Очевидно, что это распад другого ядра, с большой вероятностью соседнего изотопа 115-го элемента с массой 287, образующегося в реакции слияния с испусканием четырех нейтронов. Последовательные распады нечетно-нечетного изотопа $Z = 115$, $N = 173$ представлены на нижнем графике, где приведены в виде контурной карты расчетные периоды полураспада сверхтяжелых нуклидов с различным числом протонов и нейтронов. Здесь показан также распад другого, более легкого нечетно-нечетного изотопа 111-го элемента с числом нейтронов $N = 161$, синтезированного в реакции $^{209}\text{Bi} + ^{64}\text{Ni}$ в немецкой лаборатории GSI (г. Дармштадт) и затем японской RIKEN (г. Токио).

Прежде всего следует отметить, что периоды полураспада ядер в обоих случаях хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями. Несмотря на то что изотоп $^{288}\text{115}$ удален от нейтронной оболочки $N = 184$ на 11 нейтронов, изотопы 115-го и 113-го элементов обладают относительно большим временем жизни ($T_{1/2} \times 0,1$ с и $0,5$ с соответственно).

После пяти альфа-распадов образуется изотоп 105-го элемента - дубния (Db) с $N = 163$, стабильность которого определяется уже другой замкнутой оболочкой $N = 162$. Ее влияние заметно по огромной разнице в периодах полураспада двух изотопов Db, отличающихся всего восемью нейтронами. Отметим, еще раз, что в отсутствие структуры (ядерных оболочек) все изотопы 105...115-го элементов должны были бы испытывать спонтанное деление за время $\sim 10^{-19}$ с.

Результаты химического эксперимента

В описанном выше примере свойства долгоживущего изотопа ^{268}Db , замыкающего цепочку распада 115-го элемента, представляют особый интерес.

Согласно периодическому закону, 105-й элемент находится в пятом ряду. Он является химическим гомологом ниобия (Nb) и тантала (Ta) и отличается по химическим свойствам от всех более легких элементов - актиноидов ($Z = 90...103$), представляющих отдельную группу в таблице Д.И. Менделеева. Благодаря большому периоду полураспада данный изотоп 105-го элемента может быть отделен от всех продуктов реакции радиохимическим методом с последующим измерением его распада - спонтанного деления. Этот эксперимент дает независимую идентификацию атомного номера конечного ядра ($Z = 105$), а следовательно, и всех нуклидов, образующихся в последовательных альфа-распадах 115-го элемента.

В химическом эксперименте нет необходимости в использовании сепаратора ядер отдачи. Разделение продуктов реакции по их атомным номерам осуществляется методами, основанными на различии их химических свойств. Продукты реакции, вылетающие из мишени, вбивались в медный сборник, расположенный на пути их движения, на глубину 3...4 мкм. После 20...30 ч облучения сборник растворялся. Из раствора выделялась фракция трансактиноидов (элементов $Z \geq 104$), а из этой фракции - элементы 5-го ряда: Db в сопровождении химических гомологов Nb и Ta. Последние добавлялись в раствор в качестве "отметчиков" непосредственно перед химическим разделением. В конце химической процедуры капля раствора, содержащая Db, наносилась на тонкую подложку, высушивалась и помещалась между двумя полупроводниковыми детекторами, регистрирующими оба осколка спонтанного деления. Вся сборка помещалась в нейтронный детектор, определяющий число нейтронов, испущенных осколками при делении ядер Db.

В июне 2004 г. было проведено 12 идентичных опытов (С.Н. Дмитриев и др.), в которых было зарегистрировано 15 событий спонтанного деления Db, оскол-ки которого имеют кинетическую энергию около 230 МэВ, а при каждом акте деления испускается в среднем около 4 нейтронов. Такие характеристики присущи спонтанному делению достаточно тяжелого ядра. Напомним, что для ^{238}U эти величины составляют, соответственно, около 170 МэВ и 2 нейтрона.

Химический опыт подтверждает результаты физического эксперимента: образующиеся в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ ядра 115-го элемента в результате последовательных пяти альфа распадов: $Z = 115 \rightarrow 113 \rightarrow 111 \rightarrow 109 \rightarrow 107 \rightarrow 105$ действительно приводят к образованию долгоживущего спонтанно-делящегося ядра с атомным номером 105. В этих экспериментах, как дочерний продукт альфа-распада 115-го элемента, был синтезирован также еще один, ранее неизвестный элемент с атомным номером 113.

Общая картина и будущее

Полученные в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ результаты иллюстрируют общий случай. При синтезе Z-четных нуклидов (изотопов 112-го, 114-го и 116-го элементов) мы наблюдали также длинные цепочки распадов, оканчивающиеся спонтанным делением ядер с $Z = 104 \dots 110$, время жизни которых составляло от секунд до часов в зависимости от атомного номера и нейтронного состава ядра. К настоящему времени получены данные о свойствах распада 29 новых ядер с $Z = 104 \dots 118$; они представлены на карте нуклидов (см. рис. на стр. 76). Свойства тяжелых ядер, расположенных в области трансактиноидов, их тип распада, энергии и времена распадов хорошо согласуются с предсказаниями современной теории. Гипотеза о существовании островов стабильности сверхтяжелых ядер, значительно расширяющих мир элементов, похоже, впервые нашла экспериментальное подтверждение.

Перспективы

Сейчас мы работаем над более детальным изучением ядерной и атомной структуры новых элементов. Решение этой задачи осложняется тем, что выход искомым продуктам реакции чрезвычайно мал. Для того чтобы увеличить число атомов сверхтяжелых элементов, необходимо увеличить интенсивность пучка ионов ^{48}Ca и повысить эффективность физических методик. Модернизация ускорителя тяжелых ионов, намеченная на ближайшие годы, позволит увеличить интенсивность пучка ионов примерно в пять раз. Для решения второй части необходимо кардинально изменить постановку опытов и создать новую экспериментальную методику с учетом свойств сверхтяжелых элементов.

Принцип работы действующей установки кинематического сепаратора ядер отдачи основан на отличии кинематических характеристик различного типа реакций. Интересующие нас продукты реакции слияния ядер мишени и ^{48}Ca вылетают из мишени в узком угловом конусе $\pm 3^\circ$ с кинетической энергией около 40 МэВ. Ограничивая траектории движения ядер отдачи с учетом этих параметров, мы практически полностью отстраиваемся от пучка ионов, подавляем фон побочных продуктов реакции в 104...106 раз и с эффективностью примерно 40% доставляем атомы новых элементов к детектору за 1 мкс. Иными словами, сепарация продуктов реакции происходит "на лету".

Чтобы получить высокую избирательность, важно сохранить, "не размазать" кинематические параметры - углы вылета и энергии ядер отдачи. Для этого необходимо использовать мишенные слои толщиной не более 0,3 мкм, т.е. втрое меньше, чем нужно для получения эффективного выхода сверхтяжелого ядра с данной массой или в 5...6 раз меньшей, если речь идет о синтезе двух соседних по массе изотопов данного элемента. Кроме того, чтобы получить данные о массовых числах изотопов сверхтяжелого элемента, необходимо повторять измерения при различных энергиях пучка ионов ^{48}Ca .

Вместе с тем, как следует из наших опытов, синтезированные атомы сверхтяжелых элементов имеют периоды полураспада, значительно превышающие быстродействие кинематического сепаратора. Поэтому во многих случаях нет необходимости в сепарации продуктов реакции за столь короткое время. Тогда можно изменить принцип действия установки и провести разделение продуктов реакции в несколько этапов.

После имплантации ядер отдачи в нагретый до температуры 2000°C сборник атомы диффундируют в плазму ионного источника, ионизируются в плазме до заряда $q = 1^+$, вытягиваются из источника электрическим полем, сепарируются по массе в магнитных полях специального профиля и, наконец, регистрируются (по типу распада) детекторами, расположенными в фокальной плоскости. Вся процедура может занимать, по оценкам, время от десятых долей секунды до нескольких секунд в зависимости от температурных режимов и физико-химических свойств сепарируемых атомов. Уступая в быстродействии кинематическому сепаратору, новая установка MASHA (Mass Analyzer of Super Heavy Atoms) повысит эффективность работы примерно в 10 раз и даст наряду со свойствами распада прямое измерение массы сверхтяжелых ядер.

Благодаря гранту, выделенному губернатором Московской области Б.В. Громовым для создания этой установки, она была спроектирована и изготовлена всего за два года, прошла испытания и

готова к работе. После реконструкции ускорителя с установкой MASHA мы существенно расширим наши исследования свойств новых нуклидов и попытаемся пройти дальше, в область более тяжелых элементов.

Поиск сверхтяжелых элементов в природе

Изучение сверхтяжелых элементов связано с получением более долгоживущих нуклидов. В описанных выше экспериментах мы подошли лишь к краю острова, обнаружили крутой подъем вверх, но все еще далеки от вершины, где ядра могут жить тысячи и, быть может, миллионы лет. Нам не хватает нейтронов в синтезируемых ядрах, для того чтобы приблизиться к оболочке $N = 184$. Сегодня это недостижимо: нет таких реакций, которые позволили бы получать столь нейтронно-избыточные нуклиды. Возможно, в отдаленном будущем физики смогут использовать интенсивные пучки радиоактивных ионов с числом нейтронов, большим, чем у ядер ^{48}Ca . Физики активно обсуждают такие проекты, впрочем пока не касаясь финансовых аспектов создания подобных ускорительных гигантов.

Однако можно попытаться решить задачу другим способом. Если предположить, что наиболее долгоживущие сверхтяжелые ядра имеют период полураспада $10^5 \dots 10^6$ лет, то не исключено, что они могут быть обнаружены в космических лучах - свидетелях образования элементов на других, более молодых планетах Вселенной. Если же допустить, что период полураспада "долгожителей" может составлять десятки миллионов лет и более, то они могли бы присутствовать в Земле, сохранившись в очень малых количествах с момента образования элементов в Солнечной системе до наших дней.

Среди возможных кандидатов мы отдаем предпочтение изотопам 108-го элемента (Hs), ядра которых содержат около 180 нейтронов. Химические опыты, проведенные с короткоживущим изотопом ^{269}Hs ($T_{1/2} \sim 9$ с), показали, что 108-й элемент, как и ожидалось согласно Периодическому закону, является химическим гомологом 76-го элемента - осмия (Os).

В таком случае образец металлического осмия может содержать в очень малых количествах 108-й элемент - Ека (Os). Его присутствие в стабильном осмии можно определить по его радиоактивному распаду. Возможно, сверхтяжелый долгожитель будет испытывать спонтанное деление, либо оно наступит после предшествующих альфа- или бета-распадов (вид радиоактивного превращения, при котором один из нейтронов ядра превращается в протон) более легкого и более короткоживущего дочернего или внучатого ядра. Поэтому на первом этапе можно поставить эксперимент по регистрации редких событий спонтанного деления осмиевого образца. Измерения начнутся в марте этого года и будут продолжаться от года до полутора лет. Распад сверхтяжелого ядра будет регистрироваться по нейтронной вспышке, сопровождающей спонтанное деление. Для того чтобы защитить установку от фона нейтронов, возникающего под действием космических лучей, измерения проводятся в подземной лаборатории, расположенной под Альпами, в середине туннеля, соединяющего Францию с Италией, на глубине, соответствующей четырехкилометровому слою воды.

Если в течение года будет зарегистрировано хотя бы одно событие спонтанного деления сверхтяжелого ядра, то это будет соответствовать концентрации 108-го элемента в Os-образце около 5×10^{-15} г/г (если его период полураспада составляет порядка 10^9 лет). Столь малая величина составляет всего 10^{-16} часть от концентрации урана в земной коре.

Несмотря на сверхвысокую чувствительность эксперимента, шансы обнаружить реликтовые, сверхтяжелые нуклиды малы. Но любой научный поиск всегда имеет малый шанс... Отсутствие эффекта даст верхнюю границу периода полураспада долгожителя на уровне $T^{1/2} \leq 3 \times 10^7$ лет. Не столь впечатляюще, но важно для понимания свойств ядер в новой области стабильности сверхтяжелых элементов.

© В МИРЕ НАУКИ
© SCIENTIFIC AMERICAN



105005 Москва, ул. Радио д.22, к 409
Телефон (095) 105-03-72
Тел/факс (095) 105-03-83
info@sciam.ru