

NUCLEAR FISSION

Yu. M. TSIPENYUK

The phenomenon of nuclear fission, the structure of the fission barrier and the influence of quantum effects in its formation are considered. It is also shown that fission plays a significant role in the stability of super-heavy elements. The current accomplishments of experimental and theoretical studies of an island of stability is discussed in detail.

Рассмотрены процесс деления атомных ядер, структура барьера деления и влияние квантовых эффектов на его форму. Подробно обсуждены роль, которую играет деление в стабильности сверхтяжелых элементов и современные достижения в изучении острова стабильности сверхтяжелых ядер, предсказанного теорией.

ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Ю. М. ЦИПЕНЮК

Московский физико-технический институт,
Долгопрудный Московской обл.

В истории открытия деления ядер тяжелых элементов, как и в любом другом открытии, множество неожиданных поворотов судьбы и лишь затем понятых закономерностей. После открытия Дж. Чадвиком нейтрона в 1932 году во многих научных лабораториях начали изучать процессы их взаимодействия с ядрами. В Италии Энрико Ферми, бомбардируя уран нейтронами, обнаружил возрастание в сотни раз радиоактивности мишени. Но — вот ирония судьбы! — он был уверен, что при этом создаются трансурановые элементы. И хотя Ида Ноддак еще в 1934 году выдвинула смелую гипотезу о том, что “при бомбардировке тяжелых ядер исследуемое ядро распадается на несколько крупных кусков, которые, несомненно, должны быть изотопами известных элементов, подвергнутых облучению”, это заявление Ферми не принял всерьез. В Берлине Отто Ган и Лиза Мейтнер в течение нескольких лет тоже изучали “трансурановые” элементы Ферми, но и они не обращали внимание на замечание Ноддак.

Интенсивно занялись исследованием последствий нейтронной бомбардировки урана в Париже. Ирен Жолио-Кюри, проводившая эксперименты в соавторстве с югославом Павле Савичем, объявили, что в уране появляется вещество, подобное лантану. Проверить неожиданное сообщение взялись Отто Ган и Фриц Штрассман в Германии. Более точные анализы, проведенные ими, дали совершенно неожиданный результат: при бомбардировке урана нейтронами образуется барий, масса которого вдвое меньше массы урана. Это для них было настолько обескураживающим, что в статье, посвященной проведенным исследованием, они написали: “Как химики, мы должны подтвердить, что это новое вещество является не радием, а барием... Как физики, знакомые со свойствами ядра, мы не можем, однако, решиться на такое утверждение, противоречащее предшествующему опыту ядерной физики”.

Это событие произошло в конце 1938 года. О результатах своих экспериментов Ган сообщил тотчас же бывшей соратнице Лизе Мейтнер, которая вынуждена была эмигрировать в Швецию, опасаясь преследования за свое неарийское происхождение. Там в результате обсуждений с Отто Фришем, ее племянником, работавшим в Институте Нильса Бора в Копенгагене, родилась опубликованная в феврале 1939 года в журнале “Nature” статья, в которой впервые появилось выражение “деление ядер”. Поводом к этому послужило поразительное сходство картины перестройки ядра с процессом деления, которым размножаются бактерии.

Сообщение Гана и Штрассмана было встречено вначале недоверчиво, а сами результаты вызывали недоумение. Действительно, до этого экспериментаторы бомбардировали ядра частицами из ускорителей и обнаружили, что для вырывания из ядра одного или двух нуклонов требуется энергия в миллионы электронвольт. Казалось бы, для того чтобы вызвать деление тяжелого ядра, потребуются сотни миллионов электронвольт, а из результатов Гана и Штрассмана следовало, что для деления ядра урана достаточно сообщить ему энергию в 6 МэВ, которую легко получить добавлением одного нейтрона. Это все равно, что твердый камень раскалывался бы от постукивания карандашом.

Через два года после открытия Гана и Штрассмана, в 1940 году, Г.Н. Флеров и К.А. Петржак обнаружили, что ядра урана могут делиться самопроизвольно (спонтанно). Период полураспада спонтанного деления ^{238}U оказался равным $8 \cdot 10^{15}$ лет.

ЖИДКОКАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЕЛЕНИЯ

Узнав об открытии деления ядер, Нильс Бор, находившийся в то время в США, вместе с Джоном Уиллером из Принстонского университета задумались над объяснением этого явления, и через несколько месяцев они опубликовали работу, в которой предложили детальную модель, удовлетворительно объясняющую первоначальные наблюдения. Независимо аналогичные соображения были высказаны тогда же Я.И. Френкелем. Так возникла ныне широко известная аналогия между делением ядра и делением капли жидкости при деформации — капельная модель ядра, о которой подробно рассказано в статье автора [1].

Капля воды в наинизшей энергетической форме, для создания которой требуется наименьшая энергия, представляет собой сферу. Сообщив ей дополнительную энергию, ее можно сделать вытянутой, но до определенного момента силы поверхностного натяжения будут сохранять каплю как целое. Однако, после того как достигнуто пороговое удлинение, для нее энергетически более выгодно разделиться на две части в самом узком месте перешейка. Две образующиеся капли будут вначале подобны слезе, а затем быстро примут форму, соответствующую минимуму энергии, — станут шарообразными. Энергия деформации при этом переходит в тепло. На рис. 1 приведены фотографии такого поведения взвешенной в масле капли жидкости, иллюстрирующие деление атомного ядра.

Начальная деформация капли производилась напряжением, приложенным вдоль капли. Внизу показано, что происходит, когда начальной деформации недостаточно для деления и капля возвращается в исходное сферическое состояние. На верхних фотографиях деформация привела каплю к пороговому удлинению, в результате чего в своей самой узкой части она разделилась на две, которые быстро приобрели сферическую форму.

Силы, действующие в атомных ядрах, отличаются, конечно, от сил в капле воды. В простейшей модели жидкой капли ядро представляется в виде сферы с электрическим зарядом, равномерным распределенным по всему объему. Когда ядро ^{235}U поглощает нейтрон, приобретенная энергия может пойти либо на возбуждение нуклонов сферического ядра, либо на его деформацию, при которой сами нуклоны остаются невозбужденными. В результате

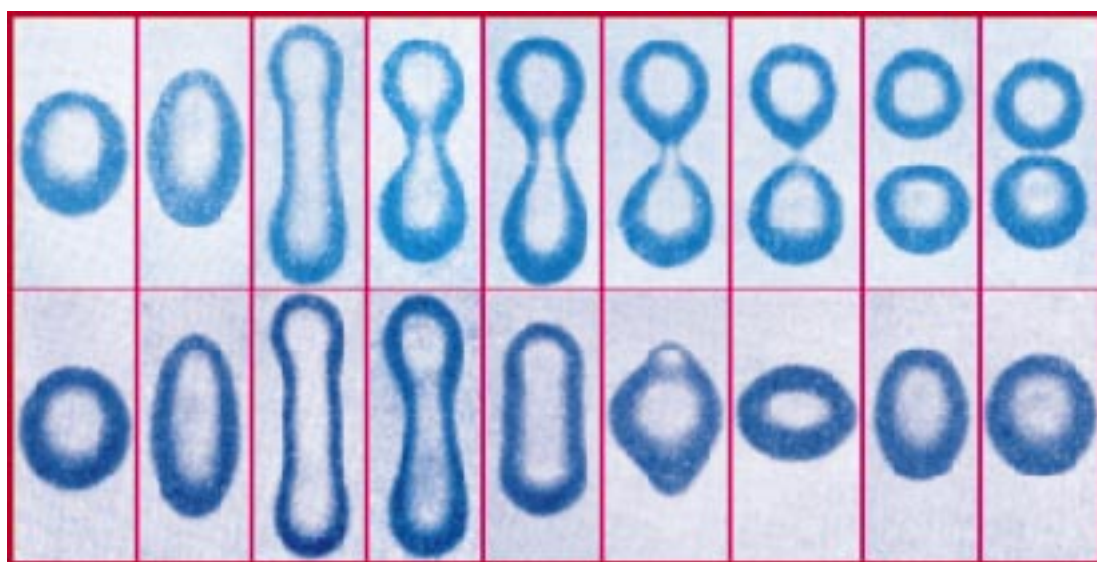


Рис. 1. Фотографии последовательных деформаций жидкой капли, сделанные Томпсоном с сотрудниками в Лоуренсовской лаборатории Калифорнийского университета [2]

деформации ядро удлиняется вплоть до седловой точки, в которой силы отталкивания между зарядами на концах вытянутого ядра становятся больше, чем притягивающие ядерные силы. При дальнейшей деформации ядро делится на два осколка. За счет электростатических сил отталкивания они разлетаются с $1/30$ скорости света, тем самым происходит превращение энергии деления в кинетическую энергию осколков ядра. Затем деформированные в момент деления осколки приобретают форму сферы, а избыточная энергия уносится нейтронами и гамма-лучами.

Модель жидкой капли объясняет, почему тяжелые ядра делятся намного чаще легких: чем больше протонов в ядре, тем больше силы отталкивания между концами деформированного ядра и тем меньше дополнительной энергии требуется для такого процесса.

Выше мы обсуждали только вынужденное деление ядер, но, как уже указывалось, тяжелые ядра могут делиться спонтанно, то есть самопроизвольно. Этот процесс является чисто квантово-механическим. Если изобразить на графике зависимость энергии ядра от его деформации (рис. 2), то видно, что, хотя энергетически выгодно тяжелому ядру разделиться, этому препятствует так называемый барьер деления. Другими словами, при начальной деформации ядра его энергия повышается, и потому ядру невыгодно становиться деформированным.

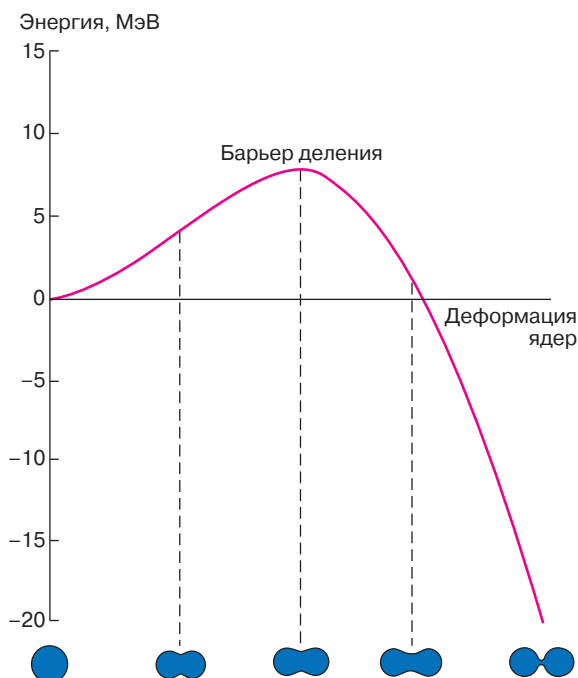


Рис. 2. Качественный вид зависимости энергии ядра урана от деформации, как это следует из модели жидкой капли

Однако в квантовой механике процесс туннелирования сквозь барьер возможен. Поэтому и есть конечная вероятность спонтанного деления тяжелых ядер в единицу времени, причем чем выше атомный номер элемента (заряд ядра), тем ниже барьер деления, тем выше вероятность спонтанного деления и тем меньше период спонтанного деления. Трансурановые элементы делятся очень легко, и этим определяется предельная масса стабильных изотопов.

У изотопа ^{235}U барьер деления равен примерно 6 МэВ, как раз той энергии, какую вносит медленный нейтрон в ядро, и поэтому столь легко делится этот изотоп при поглощении нейтрона.

Процесс деления атомного ядра легко описать на основе жидкокапельной модели. Пусть ядро изменяет свою форму, например из сферического станет эллипсоидальным. Объем ядра не изменяется (ядерная материя практически несжимаема), но поверхность увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается (увеличивается среднее расстояние между протонами). Очевидно, что величиной, определяющей способность ядра к делению, будет отношение кулоновской энергии к поверхностной, то есть

$$\frac{\gamma Z^2 A^{-1/3}}{\beta A^{2/3}} = \frac{\gamma Z^2}{\beta A}. \quad (1)$$

Так как коэффициенты γ и β постоянны для всех ядер, то вероятность деления определяется величиной Z^2/A , которая по предложению Бора и Уиллера выбрана в качестве параметра делимости ядра. Расчеты показывают, что для ядер с $Z^2/A \geq 49$ деление происходит практически мгновенно, за время порядка 10^{-23} с. Это означает, что спонтанное деление определяет предел существования стабильных ядер, то есть у ядер с $Z \geq 120$ отсутствует энергетический барьер, препятствующий спонтанному делению.

Основные свойства деления легко предсказать на основе приведенных выше рассуждений.

1. При делении тяжелого ядра должна освобождаться большая энергия Q , так как энергия связи \mathcal{E} нуклона в тяжелых ядрах примерно на 0,8 МэВ меньше, чем для средних ядер. Так, например, для ядра ^{238}U

$$Q \approx A(\mathcal{E}_{\text{тяж}} - \mathcal{E}_{\text{ср}}) \approx 238 \cdot 0,8 \approx 200 \text{ МэВ}. \quad (2)$$

2. Подавляющая часть энергии деления освобождается в форме кинетической энергии осколков деления E_k , так как ядра-осколки неизбежно должны разлетаться под действием кулоновского отталкивания. Кулоновская энергия двух осколков с зарядами Z_1 и Z_2 , находящихся на расстоянии δ ,

$$E_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2}{\delta} e^2. \quad (3)$$

Если считать, что $\delta = R_1 + R_2$, где R_1, R_2 — радиусы ядер осколков, которые могут быть вычислены по

формуле $R = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, а $Z_1 = Z_2 = Z_0/2 \approx 46$ (считая, что ядро делится пополам), то получим

$$E_K \approx E_{кул} = \frac{46^2 (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-13} \sqrt{119} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 200 \text{ МэВ}, \quad (4)$$

то есть значение такого же порядка, что и Q .

3. Образующиеся при делении осколки должны быть β -радиоактивными и могут испускать нейтроны. Это следует из того, что по мере увеличения заряда ядра отношение числа нейтронов в ядре к числу протонов увеличивается из-за увеличения кулоновской энергии протонов. Поэтому ядра-осколки будут иметь при делении такое же отношение N/Z , как, скажем, у урана, то есть будут перегружены нейтронами, а такие ядра испытывают β -распад (ввиду большой перегрузки нейтронами продукты этого распада также β -активны, так что осколки деления дают начало достаточно длинным цепочкам из радиоактивных ядер). Кроме того, часть энергии может уноситься в результате непосредственного испускания нейтронов деления или вторичных нейтронов. Средняя энергия нейтронов деления составляет около 2 МэВ.

Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$, испускаемых за один акт деления, зависит от массового числа делящегося ядра и растет с ростом Z . Если для ядра ^{240}Pu $\bar{\nu} \approx 2,2$, то уже для ^{252}Cf $\bar{\nu} \approx 3,8$. Так как ^{252}Cf к тому же достаточно быстро распадается (по отношению к спонтанному делению $T_{1/2} = 85$ лет, однако реально его время жизни определяется α -распадом и составляет 2,64 года), то он является интенсивным источником нейтронов (в настоящее время это один из самых перспективных радиоактивных источников нейтронов).

Большое энерговыделение и испускание вторичных нейтронов в процессе деления имеют огромное практическое значение. На процессе деления ядер основана работа ядерных реакторов. Следует отметить, что сейчас в Западной Европе около 50% электроэнергии производится на ядерных электростанциях.

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Жидкокапельная модель объясняет многие черты процесса деления, но на стабильность самых тяжелых ядер существенное влияние оказывают оболочечные эффекты, причем они определяют не только структуру барьера деления, но и основное состояние ядра. Известно, что ядра, подобно атомам, имеют оболочечную структуру. Влияние этой структуры важно для всех ядер. Ее роль для самых тяжелых ядер, однако, наиболее существенна, поскольку многие из них просто не существовали бы без влияния оболочечных эффектов.

Первая очевидная несостоятельность модели жидкой капли в описании полной картины деления

ядер стала видна уже тогда, когда были измерены барьеры деления достаточно широкого круга ядер, нельзя было объяснить, почему величина барьера деления остается постоянной от тория до калифорния. По модели жидкой капли в этом диапазоне барьер должен был изменяться от 7,5 до 2,8 МэВ, и было очевидно, что необходимо каким-то образом учесть оболочечные эффекты. Первая успешная попытка была сделана в 1966 году Майерсом и Святцким, которые ввели в формулу для энергии ядра оболочечный член, зависящий от деформации. Годом позже существенный шаг был сделан В.М. Струтинским. Он указал способ, каким можно рассчитать оболочечную поправку микроскопически. Расчеты по методу Струтинского указали на две существенные особенности в структуре барьера деления тяжелых ядер. Во-первых, стало ясно, что именно за счет оболочечных эффектов ядра актинидов являются деформированными. Во-вторых, из расчетов Струтинского следовало, что барьер деления имеет сложную форму и по крайней мере у ядер урана и плутония барьер деления является двугорбым, как это показано на рис. 3.

Теория Струтинского объяснила загадочное явление в делении, обнаруженное в 1962 году С.М. Поликановым с сотрудниками и названное ими "спонтанно делящиеся изомеры". Это явление состояло в том, что у возбужденного ядра ^{242}Am основным способом распада ядра оказалось спонтанное деление с периодом полураспада 14 мс. В теории Струтинского явление изомерии формы (так тоже называются спонтанно делящиеся изомеры, ибо они соответствуют квазистационарным состояниям ядра, находящегося

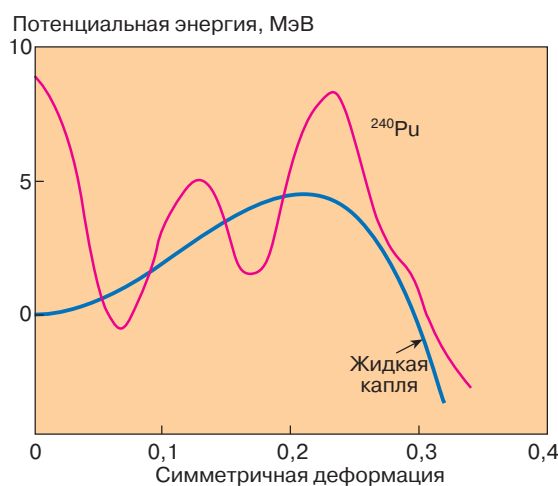


Рис. 3. Энергия ядра ^{240}Pu в функции от параметра аксиально-симметричной деформации (реально это отношение полуосей). Минимальной энергии соответствует деформированная, а не сферическая форма ядра, второй минимум ответствен за появление квазистационарных делительных состояний ядра

при большой деформации) нашло естественное и прозрачное объяснение.

Теоретические расчеты показали, что микроскопическая поправка сильнейшим образом изменяет поверхностную потенциальную энергию, связанную с делением. Для таких ядер, как $^{260}_{106}$, имеющих период полураспада относительно спонтанного деления несколько миллисекунд, увеличение времени жизни за счет влияния оболочечной структуры фактически определяет его период полураспада. По сравнению с жидкокапельными предсказаниями его время жизни на 15 порядков величины больше! Рисунок 4 иллюстрирует, сколь существенны оболочечные эффекты для сверхтяжелых ядер.

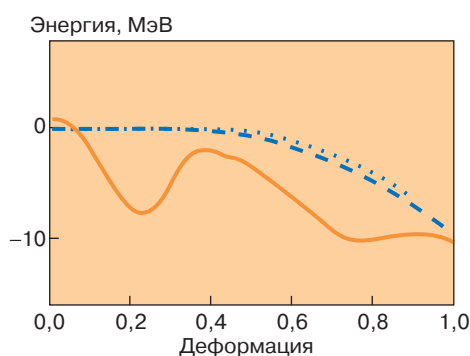


Рис. 4. Полный барьер деления ядра $^{264}_{108}$ (сплошная линия) и его гладкая часть, вычисленная в различных вариантах модели жидкой капли

На этом рисунке показан барьер спонтанного деления ядра $^{264}_{108}$ или, другими словам, зависимость энергии основного состояния этих ядер от величины продольной деформации. Полный барьер деления с учетом оболочечных поправок показан сплошной линией, а его гладкая часть — штриховой линией и точками (вычисления проводились в разных подходах). Видно, что значительная высота (около 6 МэВ) барьера деления есть результат включения оболочечных эффектов. Без них никакой барьер деления не возникает.

ОСТРОВ СТАБИЛЬНОСТИ

Еще одним удивительным предсказанием теории была возможность существования неизвестных стабильных сверхтяжелых ядер — острова стабильности, предположительно в районе $Z = 114$.

Последним природным стабильным ядром, имеющимся на нашей планете, является уран, заряд которого равен 92. Все более тяжелые элементы являются искусственными, они радиоактивны и распались за время существования Земли. Все элементы до 100 были получены за счет облучения ядер нейтронами и последующего β -распада, затем синтез новых элементов производился с помощью бомбардировки стабильных изотопов тяжелыми ионами.

Отсутствие в природе элементов с числом протонов больше 92 обусловлено их нестабильностью относительно α -распада или спонтанного деления. При переходе от тория к фермию период спонтанного деления уменьшается на 30 порядков! Поэтому казалось, что синтез трансфермиевых элементов абсолютно нереален. Именно поэтому предсказания теоретиков на основе вычислений по методу Струтинского вызвали многочисленные попытки экспериментаторов найти сверхтяжелые стабильные элементы. Делались опыты по поиску сверхтяжелых элементов в природе и их синтезу методом ядерных реакций.

Однако энтузиазм 70-х годов постепенно угас, так как в обоих этих направлениях поиска положительных результатов не было. Попытка получения сверхтяжелых элементов бомбардировкой, скажем, урана все более тяжелыми ионами, увы, приводила к тому, что образующееся составное ядро имело все более высокую температуру (для преодоления кулоновского барьера энергию налетающего иона надо увеличивать), испарялись нуклоны еще до того, как образовывалось желаемое сверхтяжелое ядро. Но в начале 80-х годов интенсивность исследований в этой области возросла, и обусловлено это было двумя причинами: теоретики, развивая все более совершенные методы расчета, упорно настаивали на достоверности предсказания о существовании острова стабильности, а экспериментаторы нащупали эффективные методы синтеза.

Идея предложенного физиками Дубны метода заключается в том, что получать слабозбужденные ядра с эмиссией лишь одного или двух нейтронов можно бомбардируя мишень экзотическими ядрами типа ^{48}Ca или ^{34}S , у которых намного больше нейтронов, чем у ядер обычных элементов. Тем самым сразу образуется промежуточное ядро с необходимым числом нейтронов. Этот метод получил название “холодный синтез”. Его суть состоит в использовании как в качестве мишени, так и бомбардирующей частицы ядра с близким к магическим числам числом нейтронов и протонов. Например, при облучении ^{238}U ионами ^{32}S получается слабозбужденное составное ядро (энергия возбуждения порядка 50 МэВ), после испускания из которого четырех или пяти нейтронов образуется ядро с зарядом 108 и числом нейтронов 159 и 160. При столь относительно небольшой энергии возбуждения повышается стабильность относительно деления и ядро теряет свою энергию преимущественно за счет испускания γ -квантов и лишь одного или двух нейтронов. Этот метод позволил продвинуться до 110-го элемента, но, увы, сечение реакции холодного синтеза резко уменьшается с ростом заряда ядра.

Идентификация новых элементов производится по измерению цепочек их радиоактивных превращений. Изотопы сверхтяжелых элементов распадаются преимущественно за счет α -распадов именно

потому, что они оказываются по отношению к спонтанному делению намного более стабильными.

Хотя остров стабильности пока не достигнут, экспериментаторы четко показали, что уже наблюдается влияние нейтронной оболочки $N = 162$ на времена полураспада синтезированных ядер. Уже сейчас имеются все основания утверждать, что остров стабильности вокруг сферического сверхтяжелого ядра $^{294}_{110}$ существует. Простирающийся от острова стабильности архипелаг проявляется в свойствах $^{265}_{106}$, $^{266}_{106}$, $^{261}_{107}$, $^{262}_{108}$, $^{263}_{109}$.

На рис. 5 приведены оболочечные поправки к массе ядер E_{sh} , вычисленные для большой области самых тяжелых нуклидов. Видно, что зависимость E_{sh} имеет три минимума в рассматриваемой области ядер. Первый, самый глубокий ($-14,3$ МэВ) получен для дважды магического сферического ядра $^{208}_{82}\text{Pb}$. Второй минимум ($-7,2$ МэВ) появляется для ядра $^{270}_{162}\text{108}$, которое предсказано как дважды магическое деформированное ядро. Третий минимум с такой же глубиной, как и второй, получен для ядра $^{296}_{182}\text{114}$, оно очень близко к ядру $^{298}_{184}\text{114}$, предсказанному в 60-х годах как дважды магическое сферическое ядро, следующее за самым тяжелым существующим в природе дважды магом $^{208}_{82}\text{Pb}$. Кроме этих трех минимумов на рис. 5 видно довольно широкое плато вокруг ядра $^{252}_{100}\text{Fm}$, которое, хотя и имеет меньшую (по абсолютному значению) оболочечную поправку ($-5,2$ МэВ), чем ядро $^{270}_{162}\text{108}$, может также считаться дважды магическим деформированным ядром. Крестиками на рисунке обозначены самые тяжелые нуклиды, синтезированные к 1996 году. Наиболее тяжелый из них — $^{277}_{112}$.

Появление области деформированных сверхтяжелых ядер вокруг предсказанного дважды магического ядра $^{270}_{162}\text{108}$ составляет главное за последние годы изменение наших представлений относительно стабильности самых тяжелых ядер. Прежде длительное время полагали, что предсказанные сферические сверхтяжелые ядра, расположенные вокруг дважды

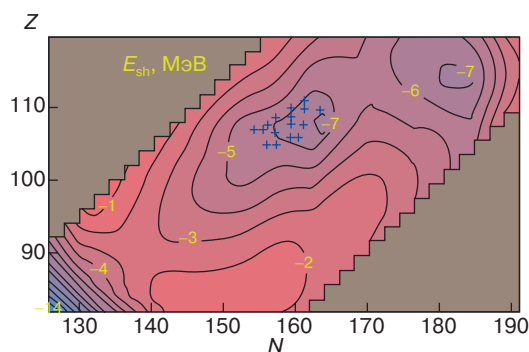


Рис. 5. Контурная карта оболочечных поправок к энергии E_{sh} . Крестиками обозначены самые тяжелые нуклиды, синтезированные до 1996 года

магического ядра $^{298}_{114}$, составляют остров стабильности, который отделен от полуострова относительно долгоживущих ядер “морем” полной неустойчивости. Появление деформированных сверхтяжелых ядер позволяет ожидать, что полуостров должен быть продлен до острова сферических сверхтяжелых ядер включительно.

На рис. 6 приведено вычисленное соотношение между периодами полураспада ядра 114 по отношению к α -распаду и делению. Видно, что у самого тяжелого изотопа этого элемента период полураспада определяется α -распадом и составляет около 20 с. Таким образом, можно ожидать, что ядра из сверхтяжелой области будут распадаться в основном путем эмиссии α -частиц, что важно для экспериментального поиска и изучения таких ядер, поскольку делает их идентификацию более надежной.

ПОСЛЕСЛОВИЕ

В начале 1999 года из Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (г. Дубна, Объединенный институт ядерных исследований) поступило сенсационное сообщение — синтезирован 114-й элемент, принадлежащий острову стабильности.

В ноябре—декабре 1998 года пучком ускоренных на циклотроне ионов $^{48}_{20}\text{Ca}$ бомбардировалась мишень из $^{244}_{94}\text{Pu}$ и образующиеся продукты ядерных реакций после сепаратора направлялись на позиционно-чувствительный детектор. Была обнаружена необычная цепочка распадов: попавшее в детектор

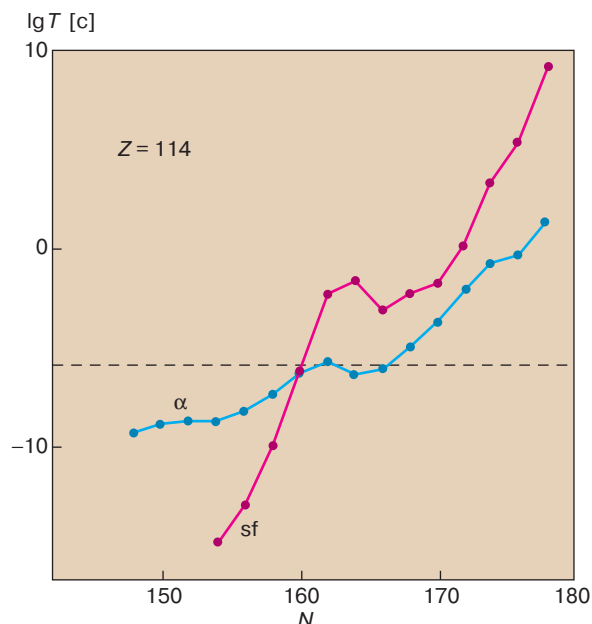


Рис. 6. Логарифм периодов полураспада (в секундах) с вылетом альфа-частицы (α) и спонтанного деления (sf), вычисленный для различных изотопов элемента 114

тяжелое ядро испытывало последовательно три альфа-распада, а затем в этом же месте было зарегистрировано спонтанное деление дочернего ядра. Вся эта последовательность событий длилась 34 минуты. Вероятность случайного совпадения в одном и том же месте всех четырех распадов оценивается как $5 \cdot 10^{-5}$. Все это дает основание считать, что наблюдался распад сверхтяжелого элемента с зарядом 114 и атомным весом 289 (число нейтронов равно 175).

В марте–апреле 1999 года эксперимент был продолжен, на этот раз ядрами ^{48}Ca бомбардировалась мишень из ^{242}Pu . Было зарегистрировано два подобных события — альфа-частица, испускаемая несколько секунд спустя попадания тяжелого продукта ядерной реакции и затем спонтанное деление с периодом полураспада в несколько минут.

Таким образом, в этих двух экспериментах было зафиксировано шесть новых тяжелых нейтронно-избыточных нуклидов. Материнские ядра $^{287}_{173}\text{114}$ и $^{289}_{175}\text{114}$ образовались из составного ядра (суммы налетающего ядра и ядра мишени) в результате испарения трех нейтронов и испускания гамма-квантов, и их времена жизни составляют от единиц до десятков секунд. Дочерними продуктами их альфа-распада являются изотопы 112-го элемента, а они, в свою очередь, спонтанно делятся или в результате альфа-распада переходят в 110-й, а затем в 108-й элементы. Времена жизни этих изотопов оказались равными нескольким минутам, что более чем в 10^6 раз превышает время жизни более легкого известного изотопа 112-го элемента с числом нейтронов 165.

Именно этот эффект предсказывался теорией, что мы и обсуждали в статье. Согласно расчетам, увеличение числа нейтронов в тяжелых ядрах должно приводить к изменению формы ядра от эллиптической к сферической, у которой число нейтронов $N = 184$. Энергия этой сферической оболочки столь мала по сравнению с окружающими ядрами (то есть столь велика энергия связи между нуклонами), что

ее влияние простирается до ядер с $N > 170$, проявляясь в увеличении на много порядков времени их жизни (см. рис. 6).

Таким образом, можно констатировать, что через 35 лет после теоретического предсказания В.М. Струтинским остров стабильности экспериментально обнаружен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ципенюк Ю.М. Долина ядерной стабильности // Соросовский Образовательный Журнал. 1999. № 5. С. 85–90.
2. Лихман Р.Б. // Природа. 1966. № 4. С. 46–53.
3. Собичевски А. // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 9. С. 943–948.
4. Bjørnholm S., Lynn J.E. // Rev. Mod. Phys. 1980. Vol. 52, № 4. P. 725–931.
5. Möller P., Nix R. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1994. Vol. 20. P. 1681–1747.
6. Ципенюк Ю.М. Принципы и методы ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1993. 347 с.
7. Лексин Г.А. Кварки в ядрах // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 12. С. 69–74.
8. Арбузов Б.А. Физика подкритического ядерного реактора // Там же. 1997. № 1. С. 73–78.

* * *

Юрий Михайлович Ципенюк, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики МФТИ, ведущий научный сотрудник Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН. Область научных интересов — физика деления атомных ядер, активационный анализ, нейтронография магнитных веществ, сверхпроводимость. Автор и соавтор 120 научных публикаций, учебных пособий по общей физике, соавтор открытия квадрупольного фотоделения четно-четных тяжелых ядер.