

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

К. А. Петржак и Г. Н. Флеров

I. ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ

Уже первые работы по изучению естественной радиоактивности и ядерных реакций показали, что в атомных ядрах скрываются огромные запасы энергии. Однако использовать эту энергию не представлялось возможным: радиоактивные элементы встречались в земной коре в ничтожных количествах; что касается ядерных реакций, то выделявшаяся в них энергия была на много порядков меньше энергии, затрачиваемой на их осуществление. Для практического использования внутриядерной энергии в первую очередь необходимо было найти такую ядерную реакцию, которая могла бы быть положена в основу самоподдерживающегося процесса, позволила бы осуществить цепную ядерную реакцию. Поиски таких реакций велись довольно интенсивно; в результате изучения большого числа ядерных реакций удалось найти ряд возможных схем, которые позволили связать энергию, выделяющуюся в звездах, с ценными ядерными процессами. Однако в то время не было никаких надежд осуществить процесс такого типа в земных условиях.

В декабре 1938 г. появились первые сообщения об открытии Ганом и Штрассманом деления ядер урана под действием нейтронов¹. Дальнейшие сообщения о работах Фриша и Мейтнер², а также Ф. Жолио³ с сотрудниками не только подтвердили это открытие, но и показали, что при делении урана медленными нейтронами выделяется энергия во много десятков раз бóльшая, чем в любой другой ядерной реакции. В результате деления должны были образоваться возбужденные ядра, которые с большой вероятностью могли испускать нейтроны. Именно эти особенности деления и открыли, в принципе, возможность осуществления цепной ядерной реакции. Естественно, что физики всех стран мира начали интенсивно изучать это явление.

В Советском Союзе к этому времени сформировался сильный коллектив физиков — учеников и сотрудников И. В. Курчатова, с успехом работавших в области изучения ядерных реакций и искусственной радиоактивности. Начало этих работ относится к 1933 г., когда И. В. Курчатов, закончив цикл блестящих исследований по сегнетоэлектричеству, начал работу в области физики атомного ядра.

В Ленинградском физико-техническом институте И. В. Курчатов руководил лабораторией, которая была тесно связана с другими научными коллективами, работавшими в этом же направлении: физическим отделом Радиевого института, Педагогическим институтом им. Покровского, Украинским физико-техническим институтом.

В ЛФТИ на семинаре по нейтронной физике, которым руководил И. В. Курчатов, обсуждались практически все сколько-нибудь значитель-

ные работы, выполненные в СССР и за рубежом. На этом же семинаре детально обсуждались предполагаемые эксперименты, результаты проведенных опытов, давалась теоретическая трактовка изучаемых явлений.

К 1938 г. И. В. Курчатовым вместе с сотруниками был выполнен ряд существенных исследований. В большом цикле экспериментов были развиты и значительно дополнены результаты исследований группы Э. Ферми по изучению взаимодействия нейтронов с ядрами⁴. Было открыто явление ядерной изомерии искусственно радиоактивных ядер и доказано, что основным путем разрядки ядра с изомерного уровня является внутренняя конверсия⁵. В ряде экспериментальных и теоретических работ были получены результаты, которые не укладывались в рамки безраздельно господствовавшей в то время теории компаунд-ядра Н. Бора.

Эти результаты были получены при помощи сравнительно простой экспериментальной аппаратуры. Источником нейтронов служили ампулы, наполненные смесью бериллия и эманации радия, детекторами — серебряные и родиевые фольги; вся электронная часть установок изготавливалась обычно самими экспериментаторами.

Наряду с этим энергично развивались более мощные и совершенные экспериментальные методы. В Радиовом институте был создан первый в Европе циклотрон. По инициативе и под руководством И. В. Курчатова и А. И. Алиханова в ЛФТИ было начато строительство еще более мощного циклотрона. В Украинском физико-техническом институте были созданы уникальные электростатические генераторы. В ЛФТИ для регистрации нейтронов успешно разрабатывались пропорциональные счетчики со слоями Li и ионизационные камеры, наполняемые BF₃. Совместно с Институтом радиоприема и акустики проводилась работа по созданию рекордного для того времени линейного усилителя с коэффициентом усиления более миллиона.

Воодушевленная работа над научными и методическими проблемами ядерной физики, жаркие споры на семинаре, где обсуждались новые идеи и эксперименты, — все это создавало атмосферу, в которой с исключительной быстротой шел творческий рост и формирование зрелого научного коллектива, способного решать крупные научные проблемы.

Невозможно переоценить роль И. В. Курчатова во всем этом. Глубочайшая эрудиция, знание в совершенстве экспериментальной методики и, самое главное, исключительная научная интуиция позволяли И. В. Курчатову выбирать в исследованиях главные направления и ставить перед коллективом задачи, решение которых определяло судьбу проблемы.

Сейчас, когда нас отделяет два десятилетия от тех романтических дней 1939—1940 гг., когда впервые начала вырисовываться возможность использования внутриядерной энергии, представляется вполне закономерным, что после открытия деления урана все силы коллективов, руководимых или связанных с И. В. Курчатовым, были сразу же направлены на изучение именно этой проблемы.

Первая серия работ в новом направлении была связана с изучением наиболее важных особенностей деления ядер. Для оценки возможности цепного ядерного процесса на уране чрезвычайно важно было выяснить, вылетают ли при делении нейтроны и в каком количестве, а также — какой из изотопов урана делится медленными нейтронами. Как известно, ответ на оба эти вопроса был независимо получен в результате экспериментов, проведенных практически одновременно в лабораториях ряда стран⁶⁻⁹. Теоретический анализ условий осуществления самоподдерживающейся цепной ядерной реакции был дан впервые в фундаментальной работе Я. Б. Зельдовича и Ю. Б. Харитона¹⁰.

Опираясь на полученные экспериментальные результаты и теоретические оценки, И. В. Курчатов уже в те годы четко наметил основные пути использования ядерной энергии и указал на технические трудности, с которыми придется столкнуться при практическом решении этой задачи. Свои соображения И. В. Курчатов изложил в известном докладе¹¹, представляющем блестящий образец глубокого анализа сложной научной проблемы. Этот анализ показал, что осуществление цепной реакции на медленных нейтронах требует большого количества U^{235} . Для выделения такого количества U^{235} из естественной смеси изотопов в то время не существовало разработанных методов. Можно было обойти эту трудность, используя очень большие количества тяжелой воды и гелия, но это также представлялось практически недостижимым.

Оставался открытым вопрос, нельзя ли осуществить цепную реакцию на быстрых нейтронах, используя большую массу естественного металлического урана. Ответ на этот вопрос зависел, прежде всего, от величины сечения неупругого рассеяния быстрых нейтронов в уране, поскольку неупругое рассеяние в этом случае является процессом, конкурирующим с делением.

В то время наши знания об этих процессах были далеко не достаточными, поэтому были намечены эксперименты по изучению неупругого рассеяния нейтронов на уране и ряде других элементов.

Кроме того, предполагалось провести точные измерения суммарного сечения деления для естественной смеси изотопов урана на фотонейтронах с энергиями 130, 220 и 860 кэв. В это же время И. В. Курчатов предложил эксперимент, который без детального знания ряда констант и расчетов должен был прямо ответить на вопрос о возможности получения цепной реакции в большой массе металлического урана. Эксперимент состоял в наблюдении изменения потока нейтронов, вызывающих деление, в условиях, когда внутри массивной сферы из металлического урана помещались нейтронные источники с различным энергетическим спектром. Это был, по существу, «*experimentum crucis*», который должен был прямо ответить на поставленный вопрос.

Для проведения всех этих опытов необходим был индикатор нейтронов, вызывающих деление урана, с чувствительностью, во много десятков раз большей, чем в обычно применявшихся делительных камерах. Разработка такого индикатора — специальной делительной камеры — позволила, с одной стороны, ответить на вопрос о возможности цепной реакции в естественном металлическом уране, с другой, — привела к открытию нового вида радиоактивности — самопроизвольного деления ядер урана.

Делительная камера высокой чувствительности была создана в начале 1940 г. в результате многочисленных экспериментов с различными вариантами конструкции. Она представляла собой плоский многослойный конденсатор с общей рабочей площадью $\sim 1000 \text{ см}^2$ (рис. 1—3). Количество урана, которое удалось поместить в эту камеру, было в 30—50 раз больше, чем при использовании обычных делительных камер. В дальнейшем, в том же 1940 г., удалось изготовить многослойную камеру с рабочей площадью $\sim 6000 \text{ см}^2$ и чувствительностью, примерно в 200 раз большей, чем у обычных камер.

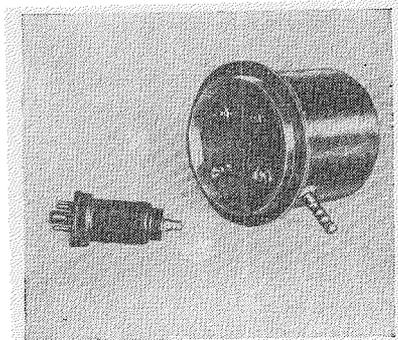


Рис. 1. Многослойная ионизационная камера деления, с помощью которой было впервые зарегистрировано спонтанное деление урана¹².

Пришлось преодолеть много технических трудностей, прежде чем появилась полная уверенность в надежной работе прибора. Высокая чувствительность камеры к регистрации нейтронов, вызывающих деление, позволила довольно легко разобраться в вопросах, для решения которых эта установка и была создана. Вместе с этим в экспериментах по определению фона были сделаны наблюдения, которые, как уже указывалось, привели к открытию спонтанного деления урана.

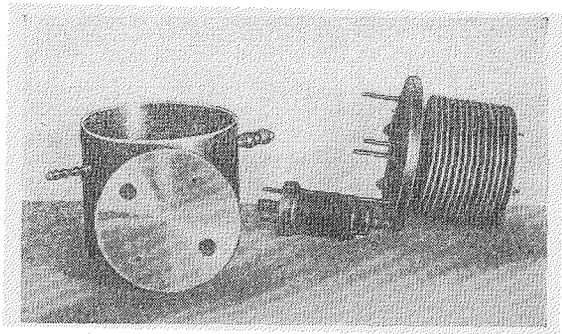


Рис. 2. Камера в разобранном виде.

В первых же опытах с настроенной для счета осколков установкой были зарегистрированы импульсы в отсутствие источника нейтронов¹². Число этих импульсов было невелико (в среднем около шести в час), однако величина их и форма совпадали с тем, что наблюдалось для осколков деления урана под действием нейтронов. Были предприняты тщательные опыты по выяснению причин возникновения этих «спонтанных» импульсов. Игорь Васильевич Курчатов, внимательно следивший за ходом работы, принял живейшее участие в тщательном анализе всех тех процессов, которые могли бы привести к появлению импульсов осколочного типа. Были намечены и проведены все необходимые контрольные опыты.

Опишем кратко серию этих опытов. Прежде всего, было предположено, что наблюдавшийся эффект не связан с присутствием урана в ионизационной камере, а вызван либо приемом каких-то внешних колебаний, либо случайными импульсами, возникающими в радиотехнической схеме. Это предположение не подтвердилось, так как в длительном опыте с камерой без окиси урана не было зарегистрировано ни одного импульса.

Далее, не исключалась возможность, что «спонтанные» импульсы появляются в результате многократных наложений импульсов от α -частиц. Известно, что число таких наложений очень сильно зависит от интенсивности α -частиц. Поэтому был поставлен контрольный опыт, в котором в урановую ионизационную камеру вводилась эманация тория в таком количестве, что ионизационный ток, вызываемый α -частицами, связанными с ее распадом, был в два раза больше, чем от α -частиц самого урана. В этом опыте не наблюдалось увеличения эффекта, откуда следует, что случайные совпадения α -частиц были исключены разрешающей способностью усилителя.

Кроме того, специальными контрольными опытами было установлено, что «спонтанные» импульсы «осколочного» типа не могут быть объяснены наличием в каких-то местах камеры условий газового усиления или случайными разрядами на поверхности окиси урана.

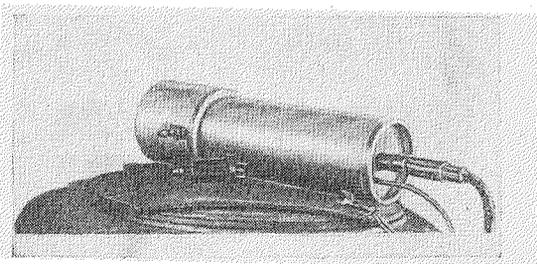


Рис. 3. Ионизационная камера, применявшаяся в работе¹², в рабочем положении — на двойном демпфере из свинцовых плит и резиновых подушек.

Далее, была проведена серия опытов, которые подтверждали гипотезу о том, что зарегистрированный эффект связан с делением урана. Прежде всего, была выяснена зависимость величины эффекта от толщины слоя окиси урана. Делались опыты с камерами, в которых толщина слоя урана была 1,4; 2,2 и 5,7 мг/см². Оказалось, что интенсивности «спонтанных» импульсов для этих камер пропорциональны скорости счета осколков деления при облучении камер одинаковым нейтронным потоком. Такого результата и следовало ожидать, если приписывать эффект осколкам деления урана. Еще больше авторы утвердились в этом выводе, когда удалось измерить распределение загадочных импульсов по амплитуде. На рис. 4 представлено распределение по величине импульсов от α -частиц (I), от осколков деления под действием нейтронов (III) (по оси абсцисс отложено смещение интегрального дискриминатора, по оси ординат — величина, пропорциональная интенсивности счета). Кривая II получена при дополнительной «загрузке» камеры α -частицами продуктов распада эманации тория. Распределение по величине импульсов осколочного типа в отсутствие нейтронного источника (черные кружки), практически совпадает с кривой III.

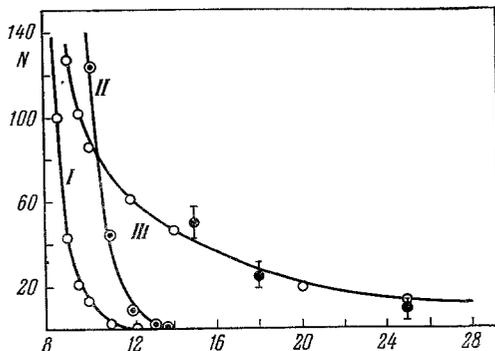


Рис. 4. Распределение импульсов ионизационной камеры по амплитуде.

I, II — α -частицы, III — осколки деления

Используя камеры с относительно тонким слоем урана, удалось получить дифференциальное распределение импульсов по величине. На рис. 5

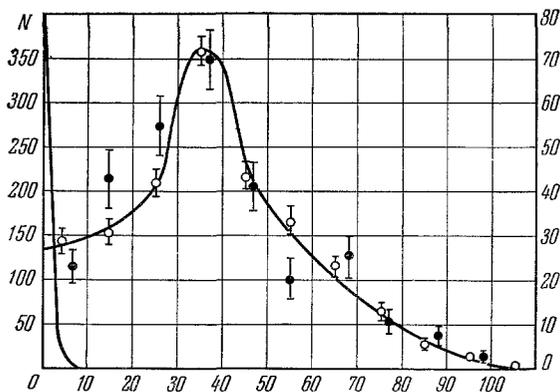


Рис. 5. Распределение импульсов ионизационной камеры по амплитуде.

○ — вынужденное деление урана; ● — спонтанное.

представлено сравнение такого распределения для «спонтанных» импульсов (черные кружки) и для импульсов от осколков вынужденного деления. Характер зависимости числа импульсов от их величины в обоих случаях одинаков^{13,14}.

Совокупность результатов позволяла сделать вывод, что «спонтанные» импульсы действительно вызываются осколками деления урана.

Оставалось выяснить еще один вопрос: является ли наблюдаемое «спонтанное» деление действительно самопроизвольным процессом или оно вызывается какими-то посторонними причинами? Например, можно было предположить, что наблюдаемый эффект создается нейтронами, которые образуются в камере в результате расщепления легких ядер α -частицами урана. Однако известные данные о выходе нейтронов при ядерных реакциях указывали на то, что интенсивность нейтронного излучения, которое возникает в камере, совершенно недостаточна, чтобы вызвать подобный эффект.

Возникновение небольшого числа осколков в ионизационной камере можно было бы объяснить действием на уран космических лучей: нейтронов, мезонов. Те сведения, которые имелись относительно интенсивности космического излучения и сечений его взаимодействия с ядрами, указывали на малую правдоподобность этого объяснения. Несмотря на это, для экспериментального доказательства того, что «спонтанные» осколки не вызываются космическими лучами, были сделаны опыты в шахте московского метрополитена под толщей земли в 50 м. Хотя интенсивность космического излучения на такой глубине уменьшается примерно в 40 раз, эффект спонтанного деления оказался тем же, что и на поверхности земли.

Все эти многочисленные опыты и различного рода контрольные измерения приводили к заключению, что уран испытывает самопроизвольное деление.

Необходимо отметить, что описываемые опыты не были первой попыткой обнаружить спонтанное деление. Бор и Уилер⁶³ впервые обратили внимание на возможность такого процесса, однако по их оценкам время жизни урана по отношению к такому распаду оказалось равным громадной величине — 10^{22} лет. В мае 1939 г. в лаборатории Калифорнийского университета В. Либби произвел опыты с целью определения стабильности ядер урана и тория по отношению к самопроизвольному делению¹⁵. Автор использовал два метода. Первый метод был радиохимический. Либби предположил, что если имеет место спонтанное деление, то создаются те же группы радиоактивных продуктов, что и при обычном делении ядер под действием нейтронов. Была сделана попытка выделить радиоактивный йод и некоторые другие продукты деления из порошка азотно-кислого урана (~ 200 г). Однако никакой осколочной радиоактивности не удалось обнаружить. Аналогичные результаты были получены при соответствующей обработке большой массы тория. Другой метод, при помощи которого Либби пытался найти спонтанное деление урана и тория, был основан на поисках вторичных нейтронов, испускаемых при делении. В качестве индикатора нейтронов был использован счетчик, наполненный газом BF_3 и окруженный парафином. При помещении вблизи счетчика соли урана и тория не удалось зафиксировать какой-либо нейтронной активности. Исходя из отрицательных результатов своих опытов, Либби дал в качестве нижней границы времени жизни урана и тория относительно спонтанного деления величину 10^{14} лет.

Успех опытов, проведенных в Ленинграде, явился результатом существенного повышения чувствительности методики.

На той, начальной стадии исследований нельзя было с определенностью сказать, какой из основных изотопов урана испытывает спонтанное деление. Из экспериментально измеренной скорости деления известного количества урана были подсчитаны периоды полураспада по отношению к спонтанному делению в различных предположениях о массовом числе изотопа.

Таблица I

Изотоп	U^{238}	U^{235}	U^{234}
$T_{\text{сп}}$	$(4 \pm 1) \cdot 10^{16}$	$(3 \pm 1) \cdot 10^{14}$	$(2 \pm 0,5) \cdot 10^{12}$

Как известно, более поздними исследованиями было установлено, что наблюдавшийся эффект деления связан с тяжелым изотопом урана U^{238} . Принятое сейчас для урана значение¹⁶ периода полураспада путем

спонтанного деления равно $0,8 \cdot 10^{16}$ лет. Первоначальное значение этой величины, указанное в таблице, завышено из-за неточного определения эффективности установки при регистрации осколков.

В первой же работе по спонтанному делению была сделана попытка зарегистрировать самопроизвольное деление тория. Заметного эффекта с ториевой камерой не было обнаружено, и для периода полураспада Th^{232} в отношении спонтанного деления была оценена нижняя граница в 10^{19} лет. Забегая несколько вперед, хочется отметить, что к настоящему времени эта граница отодвинута еще на два порядка: $T_{\text{сп}}(\text{Th}^{232}) > 10^{21}$ лет^{17,18}, что говорит о значительных успехах в повышении чувствительности эксперимента, которые были достигнуты в течение последних 15—20 лет*).

В связи с началом Великой Отечественной войны дальнейшие эксперименты по изучению спонтанного деления удалось предпринять только через несколько лет. В 1944 г. М. И. Певзнер и Г. Н. Флеров повторили попытку Либби обнаружить осколки спонтанного деления радиохимическим путем¹⁹. Благодаря более высокой, чем у Либби, чувствительности метода им удалось выделить радиоактивные изотопы йода I^{133} и I^{135} .

Опыты по делению ядер космическими лучами, впервые проведенные при определении космического фона в экспериментах по спонтанному делению, в послевоенные годы вылились в целое направление, посвященное изучению делящей компоненты космических лучей. В 1945—1949 гг. Г. Н. Флеровым, В. И. Калашниковой и др. были проведены широкие исследования деления урана и тория космическим излучением²⁰.

Первая зарубежная работа, подтвердившая результаты, полученные в Ленинграде в лаборатории И. В. Курчатова, принадлежит Г. Позе²¹. Он также наблюдал эффект спонтанного деления урана, регистрируя нейтроны, сопровождающие этот процесс. Однако результаты, полученные им для тория ($T_{\text{сп}} = 1,7 \cdot 10^{17}$ лет), по какой-то причине ошибочны.

Сразу же после открытия спонтанного деления стало ясно, что это явление интересно и существенно не только для физики ядра. Наметился и в дальнейшем разрабатывался целый ряд проблем химии, геологии, астрофизики, для решения которых необходимо считаться с процессом спонтанного деления ядер. Некоторые из этих направлений будут обсуждены в последующих главах обзора.

II. ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО СПОНТАННОМУ ДЕЛЕНИЮ

За время, прошедшее после открытия спонтанного деления урана, было предпринято исследование 35 других ядер. Для большинства из них были достаточно точно определены значения периодов полураспада для спонтанного деления, для некоторых оказалось возможным дать только нижнюю границу этой величины (см. обзор²²).

Экспериментальная методика, применявшаяся для измерений периодов спонтанного деления этих ядер, была различной. В тех случаях, когда исследовались ядра с сравнительно невысокой α -активностью, применялись или многослойные ионизационные камеры, или большие пропорциональные счетчики (диаметр 30—40 см, длина 2—3 м¹⁸). Для изучения спонтанного деления ядер с высокой α -активностью, например Am^{241} , использовался

*) В работе⁸⁹ спонтанное деление долгоживущих ядер рассматривается в связи с вопросом о стабильности нуклона. Авторы делают предположение, что энергия, оставляемая в ядре при распаде нуклона, достаточна, чтобы с большой вероятностью вызвать деление. В работе¹⁸ на основании последних данных о $T_{\text{сп}}$ для Th^{232} указывается, что время жизни связанного нуклона относительно распада на более легкие частицы больше $2 \cdot 10^{23}$ лет.

быстродействующий газовый сцинтиллятор²³, который исключал опасность имитации «осколочных» импульсов импульсами от наложения α -частиц.

Измеренные значения периодов полураспада оказались заключенными в широком интервале: от нескольких секунд (10^{254}) до 10^{29} сек (Th^{232}).

По мере появления экспериментальных данных предпринимались попытки систематизировать сведения, касающиеся периодов спонтанного деления. Первые шаги в этом направлении были сделаны в 1952 г., когда было установлено, что для изученных к тому времени четно-четных ядер периоды спонтанного деления уменьшаются примерно экспоненциально с ростом параметра $\frac{Z^2}{A}$ ^{24,25}.

Однако появление новых данных показало, что эта зависимость выполняется лишь приближенно.

Дальнейшее накопление экспериментальных сведений привело к выявлению более сложных зависимостей для времен жизни ядер относительно

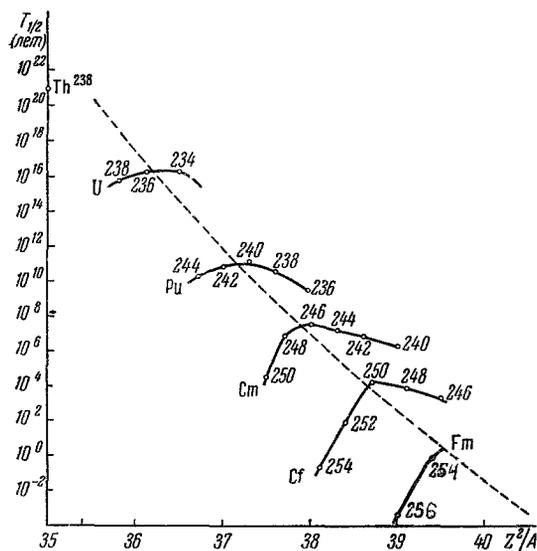


Рис. 6. Зависимость периода полураспада по отношению к спонтанному делению от $\frac{Z^2}{A}$ (для четно-четных ядер).

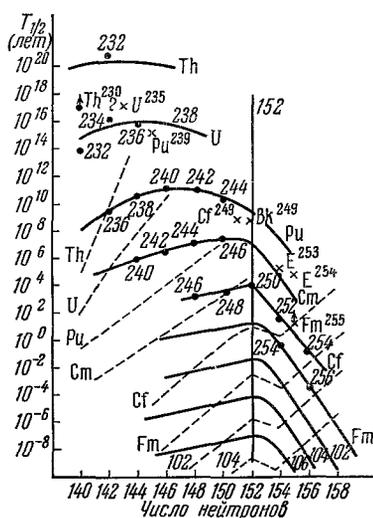


Рис. 7. Зависимость периода полураспада по отношению к спонтанному делению от числа нейтронов.

Пунктир относится к α -распаду

спонтанного деления: в ряде работ давались зависимости $T_{\text{сп}}$ от A , N (числа нейтронов)^{26, 29, 32, 33}, $T_{\text{сп}}/T_{\alpha} = f\left(\frac{Z^2}{A}\right)$ (см. ^{30, 31}) и т. д. На рис. 6 и 7 приведены зависимости $T_{\text{сп}}$ от $\frac{Z^2}{A}$ и от N для четно-четных изотопов.

Видно, что параметр $\frac{Z^2}{A}$ не определяет однозначно вероятность спонтанного деления. Для изотопов данного элемента вероятность деления существенно зависит от массового числа и имеет «резонансный» характер. На рис. 7 крестиками указаны $T_{\text{сп}}$ для нечетных по Z и N ядер. Вероятность спонтанного деления нечетных изотопов значительно ниже, чем у соседних четно-четных. Из наиболее надежных данных следует, что фактор задержки для спонтанного деления нечетных ядер по отношению к четным $\sim 10^5$. Возможные теоретические объяснения этого факта будут приведены в разделе, посвященном теории спонтанного деления.

Первоначальное изучение распределений кинетической энергии, пробогов и масс осколков с помощью ионизационных камер и методики «по времени пролета» указывает на сильно выраженный асимметричный характер распределения осколков по массам³⁴⁻³⁹. Аналогичное распределение получается и при исследовании выходов продуктов деления радиохимическими методами.

На рис. 8 приведены экспериментальные значения⁴⁰⁻⁴⁵ выходов осколков спонтанного деления U^{238} , Cm^{242} , Cf^{252} . Для сравнения на этом же рисунке приводится кривая выхода осколков при облучении Pu^{239} медленными нейтронами. Ход всех кривых имеет общий характер, а именно образуются в основном две группы осколков. Максимум выхода для легкой группы лежит при $A=100$, для тяжелой—при $A=140$.

Для значений масс 105 и 134 и близких к ним наблюдаются аномально повышенные выходы осколков (так называемая тонкая структура).

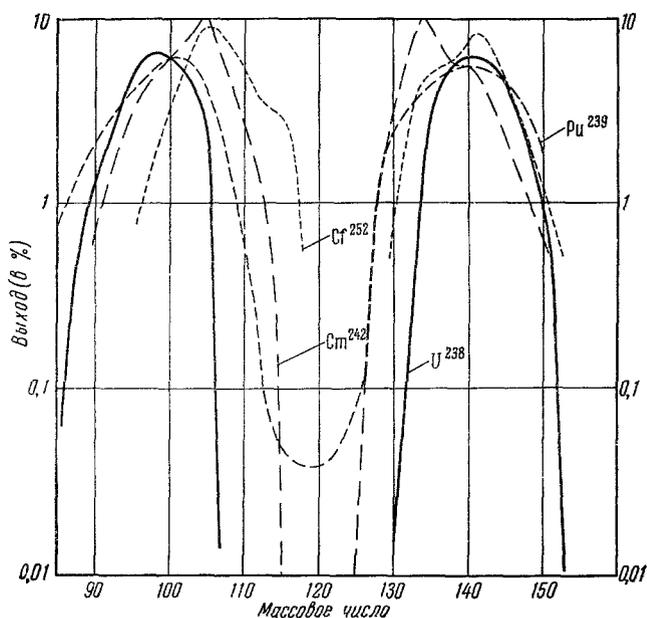


Рис. 8. Распределение осколков по массам для спонтанного деления U^{238} , Cm^{242} , Cf^{252} и вынужденного деления (медленными нейтронами) Pu^{239} .

Это явление обусловлено повышенной вероятностью образования тяжелых осколков с заполненной оболочкой $N=82$. Очевидно, что наличие пика тонкой структуры в легкой группе свидетельствует об избирательной способности образования осколков тяжелой группы с замкнутой оболочкой.

Некоторое различие между кривыми выхода осколков деления при спонтанном и вынужденном делении имеет место в области равных масс осколков деления. Это отличие сводится к тому, что частота образования осколков деления приблизительно одинаковой массы существенно ниже в случае спонтанного деления.

Энергия, выделяющаяся при делении, распределяется на кинетическую и энергию возбуждения осколков. Еще Бор и Уилер⁶³ указывали, что форма осколков непосредственно после их образования не соответствует равновесной и энергия деформации после разрыва переходит в энергию возбуждения осколков. Энергия возбуждения осколка уносится

при испускании «мгновенных» нейтронов и γ -лучей. Впервые нейтроны, испускаемые при спонтанном делении, наблюдал Ферми с сотрудниками при конструировании уранового ядерного реактора.

В дальнейшем были проведены многочисленные исследования по изменению среднего числа нейтронов ($\bar{\nu}$), приходящихся на один акт спонтанного деления. В таблице II представлены известные к настоящему времени данные ⁴⁶⁻⁵⁷.

Таблица II

Изотоп	Среднее число нейтронов на акт деления	Изотоп	Среднее число нейтронов на акт деления
U ²³⁸	2,4 ± 0,2	Cm ²⁴²	2,65 ± 0,09
Pu ²³⁶	2,3 ± 0,19	Cm ²⁴⁴	2,84 ± 0,09
Pu ²³⁸	2,33 ± 0,08	Cf ²⁵²	3,82 ± 0,12
Pu ²⁴²	2,18 ± 0,019	Fm ²⁵⁴	4,05 ± 0,19

Возрастание $\bar{\nu}$ с увеличением Z следует приписать повышению энергии возбуждения осколков, что связано с увеличением полной энергии делящегося ядра.

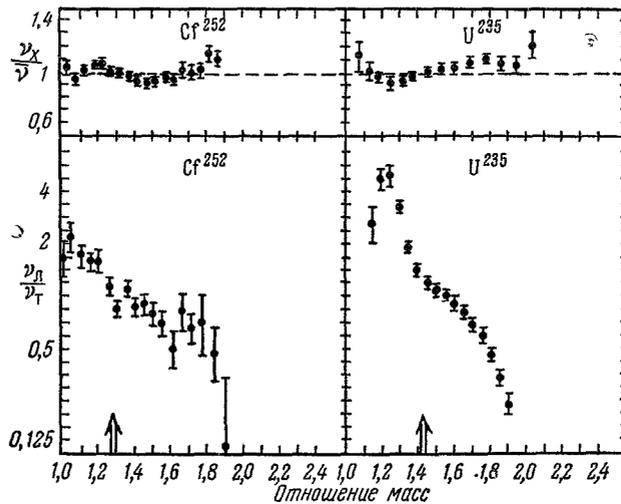


Рис. 9. Число нейтронов, приходящееся на один акт спонтанного деления Cf²⁵² и вынужденного деления (медленными нейтронами) U²³⁵, в зависимости от отношения масс осколков.

ν_p , ν_T — число нейтронов, испускаемых соответственно легким и тяжелым осколками, ν_x — суммарное число нейтронов.

Важно отметить, что для изучения зависимости от Z среднего числа нейтронов, испускаемых при делении, спонтанное деление дает несравненно больше сведений, чем вынужденное, так как диапазон элементов, которые охватываются при исследовании спонтанного деления, существенно шире.

На рис. 9 приведены результаты измерения числа нейтронов в зависимости от отношения масс осколков для спонтанного деления Cf²⁵² и деления нейтронами U²³⁵. При отношении масс в 1,20—1,25 основная доля всех нейтронов испускается легким осколком, а при более сильной

асимметрии — тяжелым. Суммарное число нейтронов, испущенное парой осколков, слабо зависит от соотношения масс.

Изучение выхода нейтронов для определенного типа деления дает возможность получить сведения о распределении энергии возбуждения по отдельным осколкам и степени их деформации в момент образования. Это важно для выяснения деталей механизма деления.

Гамма-излучение, сопровождающее спонтанное деление, исследовалось⁵⁸ для распада Cf^{252} . Было установлено, что при каждом акте деления появляется в среднем 10 фотонов, которые уносят суммарную энергию, равную $\sim 8 \text{ Мэв}$. Энергетический спектр γ -квантов сосредоточен в основном в области до 1 Мэв , хотя некоторая доля излучения приходится на кванты с большей энергией. Общий вид спектра γ -лучей⁵⁹⁻⁶¹ сходен с тем, который был получен при изучении вынужденного деления U^{235} .

Многочисленные исследования с различными ядрами, которые были проведены за 20 лет, прошедших со времени открытия спонтанного деления, позволили установить ряд закономерностей этого явления, накопить богатый фактический материал, кратко изложенный выше. Однако, несмотря на обилие экспериментальных данных, до сих пор не удалось создать количественной теории явления.

III. ВОПРОСЫ ТЕОРИИ

Первые соображения, касающиеся теории деления ядер, были высказаны Л. Мейтнер и О. Фришем². Они подчеркнули аналогию между процессом деления ядер под действием нейтронов и разрывом жидкой капли в результате деформации, вызванной внешним воздействием. В связи с этим они обратили внимание на факт, что у наиболее тяжелых ядер электростатическое отталкивание протонов в большой степени компенсирует короткодействующее притяжение, обусловленное ядерными силами. Было отмечено, что силы притяжения действуют подобно поверхностному натяжению, препятствующему увеличению поверхности. Теория деления ядер, основанная на капельной модели, была создана в работах Я. И. Френкеля⁶², Н. Бора и Д. Уилера⁶³. Если считать, что в состоянии равновесия ядро представляет собой каплю несжимаемой жидкости сферической формы, то аксиально-симметричные отклонения от сферичности, которые являются энергетически наиболее выгодными с точки зрения капельной модели, можно описывать с помощью уравнения поверхности ядра в виде*)

$$R(\vartheta) = R_0 \left[1 + \sum_n \alpha_n P_n(\cos \vartheta) \right], \quad (1)$$

где R_0 — радиус шара того же объема.

Сумма поверхностной и кулоновской энергии ядра, как функция параметров деформации α_n , имеет вид (при малых α_n)

$$\begin{aligned} \epsilon_{S+E} = U_0 \left[1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 + \dots + \frac{(n-1)(n+2)}{2(2n+1)} \alpha_n^2 \right] + \\ + E_0 \left[1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 - \dots - \frac{5(n-1)}{(2n+1)^2} \alpha_n^2 \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где $U_0 = 4\pi (r_0 A^{1/3})^2 \sigma$ — поверхностная энергия при сферической форме, $E_0 = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{r_0 A^{1/3}}$ — энергия равномерно заряженной сферы. Исходя из этого

*) Требование постоянства объема и неизменности положения центра масс приводит к чрезвычайной малости коэффициентов α_0 и α_1 . Энергетически наиболее выгодные деформации соответствуют также малым значениям α_n при $n > 2$. Наконец, n вообще ограничено сверху конечностью числа нуклонов в ядре.

выражения, можно показать, что, начиная с $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 10 \frac{4\pi}{3} \frac{r_0^3 \sigma}{e^2} \simeq 49$, сферическая форма становится вообще неустойчивой по отношению к квадрупольным деформациям, которые являются основными (см. сноску на стр. 665). Отметим, что тяжелые ядра не являются сферическими и обладают некоторой равновесной деформацией ($\alpha_2 \sim 0,26 \div 0,27$).

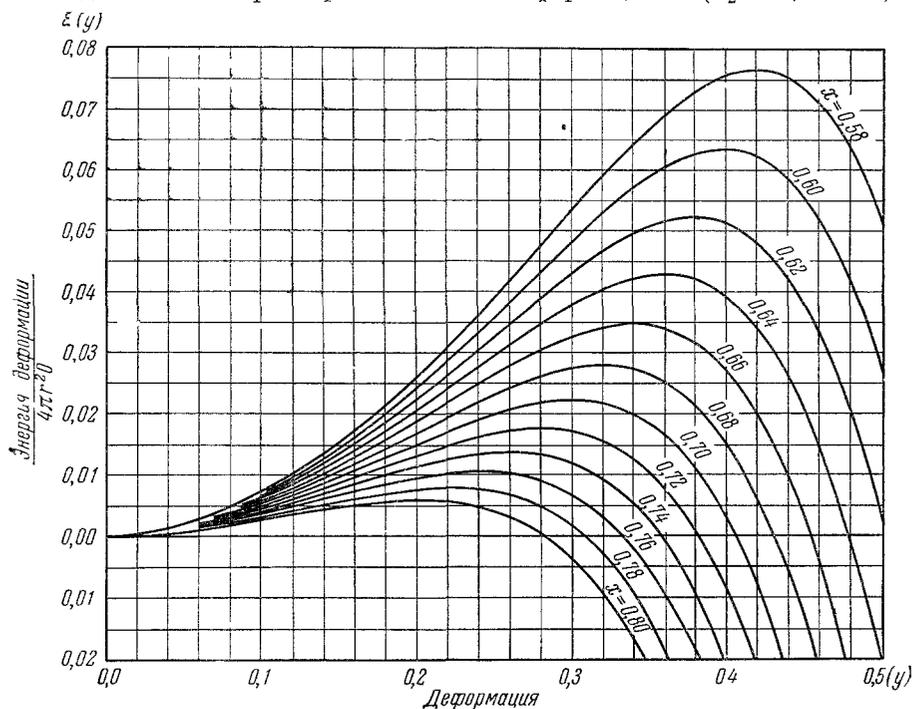


Рис. 10. Вид потенциальной кривой для различных x .

В 1939 г. этих данных не было, поэтому в работе⁶³ использовалось представление о сферическом ядре. Из аналогичных соображений, примененных к достаточно большим деформациям, была получена формула для изменения энергии ядра в зависимости от параметра β (так в дальнейшем будет обозначаться параметр α_2) (рис. 10):

$$\frac{\varepsilon(x, \beta)}{U_0} = 2,178(1-x)y^2 - 4,09(1-0,645x)y^3 + \\ + 18,64(1-0,894x)y^4 - 13,33y^5, \quad (3)$$

где $x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{кр}}}$, $y = \frac{3}{7}\beta$. Максимум энергии достигается при значении $y = 1 - x$. Для энергии порога деления из (3) получается выражение

$$\frac{\varepsilon_{\text{max}}}{U_0} = 0,728(1-x)^3 + 0,661(1-x)^4 + 3,330(1-x)^5. \quad (4)$$

Соответствующие критические фигуры неустойчивого равновесия⁶⁴ приведены на рис. 11.

Вышеизложенные результаты привели авторов⁶³ к предсказанию возможности спонтанного деления ядер. Дело в том, что для тяжелых элементов $x \gtrsim 0,73$ и энергия порога деления составляет всего несколько $M\text{эв}$, так что появляется конечная вероятность спонтанного деления

в результате туннельного прохождения системы (ядра) сквозь потенциальный барьер. По общим правилам, вероятность такого прохождения W равна

$$W \sim \omega_f \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{\beta_0}^{\beta_f} P_\beta d\beta \right\}, \quad (5)$$

где ω_f — частота квадрупольных колебаний, β_0 — значение параметра β в положении равновесия, β_f — его значение в точке «выхода из-под барьера», P_β — обобщенный импульс, соответствующий координате β : $P_\beta = \sqrt{2M_\beta [E - \varepsilon(x, \beta)]}$, где M_β — соответствующая обобщенная масса, E — полная энергия ядра, которую в интересующем нас случае спонтанного деления уместно положить равной нулю. Таким образом формулу (5) можно переписать в виде

$$W \sim \omega_f \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{\beta_0}^{\beta_f} \sqrt{2M_\beta \varepsilon(x, \beta)} d\beta \right\}. \quad (5a)$$

В работе ⁶³ полагалось, по аналогии с α -распадом,

$$M_\beta = \sum^A m \left(\frac{dr_i}{d\beta} \right)^2. \quad (6)$$

Оценив качественно величину $\left(\frac{dr_i}{d\beta} \right)^2$, авторы получили для U^{238} время

жизни $\tau = W^{-1} \sim 10^{22}$ лет.

Следует отметить, что формула (6) является не совсем последовательной по отношению к гидродинамической теории деления, так как явно предполагает наличие в ядре отдельных частиц. В связи с этим В. Берестецким и А. Мигдалом ⁶⁵ был произведен более последовательный гидродинамический расчет, который дал, однако, $\tau \sim 10^3$ сек, что на много порядков меньше экспериментального значения. Таким образом, вырисовывалась первая трудность

на пути объяснения явления спонтанного деления с точки зрения капельной модели: теория дала слишком малую эффективную массу, соответствующую координате. Это и неудивительно, так как ядро не представляет в действительности каплю несжимаемой идеальной жидкости, о чем в настоящее время свидетельствует множество экспериментов. Несколько более странным представляется тот факт, что одночастичная осцилляторная модель также дает для эффективной массы малое значение. В связи с этим в вопросе о том, почему же все-таки у спонтанно делящихся элементов оказываются такие большие времена жизни, в настоящее время еще нет ясности.

Если взять значение эффективной массы из опыта, то формулы (3) и (5a) приводят к линейной зависимости $\ln \tau$ от $\frac{Z^2}{A}$, которая только в очень грубых чертах описывает наблюдающееся изменение τ при переходе

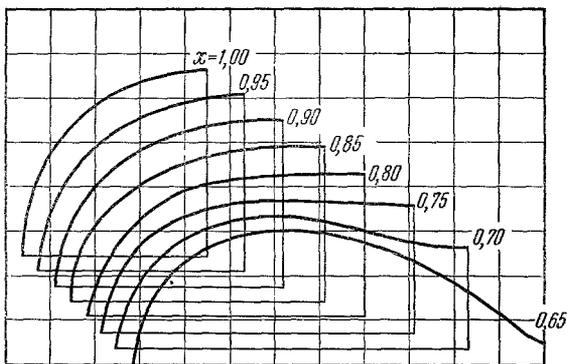


Рис. 11. Критические фигуры неустойчивого равновесия.

от ядра к ядру. Установленная экспериментальная зависимость от Z и A времен жизни ядер по отношению к спонтанному делению значительно сложнее, получающейся по капельной модели (см. рис. 6, 7). В противоречие с предсказаниями гидродинамической модели наблюдается увеличение вероятности спонтанного деления для тяжелых четно-четных изотопов элементов; кроме того, в изложенной выше картине явления не проводилось никакого различия между четно-четными и нечетными ядрами. В то же время известно, что нечетные ядра имеют аномально большие времена жизни.

Для объяснения отмеченных особенностей зависимости вероятности спонтанного деления от Z и A привлекались представления об одночастичной структуре ядра⁵⁵⁻⁵⁸, которые в последнее время завоевали заслуженное признание. Наиболее подробно и плодотворно эти идеи были развиты Юханссоном⁶⁹. Им было высказано предположение, что нуклоны, расположенные парами (с антипараллельными спинами) на одночастичных уровнях (см. схему Нильссона⁷⁰), способны легко переходить на пересе-

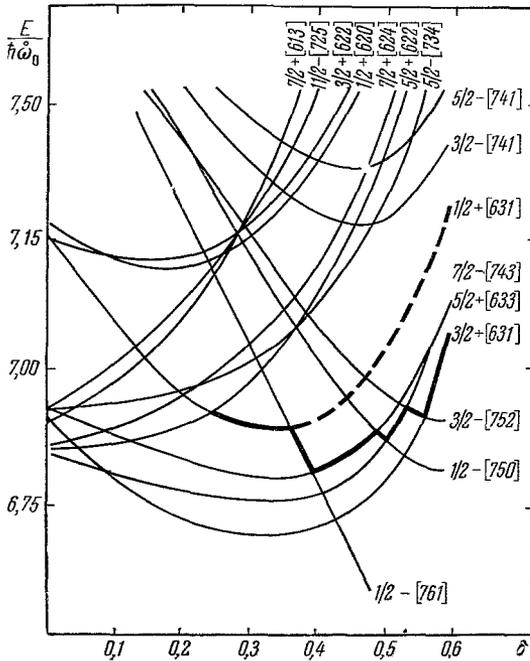


Рис. 12. Зависимость энергии от параметра $\delta=0,95\beta$ для 146-го (жирная сплошная линия) и 145-го нейтрона, когда он один на уровне (жирная пунктирная линия).

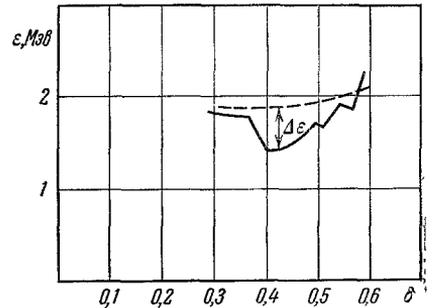


Рис. 13. Зависимость энергии 146-го нейтрона от параметра деформации δ .

Пунктиром показана зависимость, рассчитанная по гидродинамической модели.

кающие их в процессе деформации свободные уровни (рис. 12 и 13), если это энергетически выгодно. Такая возможность возникает из-за того, что полный спин нуклонов всегда равен нулю, а четность положительна, так что такой переход не запрещен. Это в свою очередь приводит к тому, что четно-четное ядро в процессе изменения формы находится почти всегда в наиниžшем энергетическом состоянии. Совсем иная картина возникает в случае нечетных ядер. Поскольку уровни одинаковой симметрии, как известно, не пересекаются⁷¹, то на переход «последнего» нечетного нуклона на любой другой уровень налагается сильный запрет. В связи с этим, если только уровень последнего нечетного нуклона не идет в процессе увеличения деформации круто «вниз», между ним и четным остовом образуется зона свободных уровней, т. е. ядро не находится в низшем энергетическом состоянии.

Эти соображения привели автора работы⁶⁹ к следующему результату для времени жизни τ ядра относительно спонтанного деления:

$$\ln \tau = \ln \tau_{\text{гидр}} + \Delta \ln \tau,$$

$$\Delta \ln \tau = K \int_{\beta_0}^{\beta_f} \sqrt{\varepsilon_{\text{гидр}}(\beta) + \Delta \varepsilon(\beta)} - \sqrt{\varepsilon_{\text{гидр}}(\beta)} \cong \frac{K}{2} \int_{\beta_0}^{\beta_f} \frac{\Delta \varepsilon(\beta)}{\sqrt{\varepsilon_{\text{гидр}}(\beta)}}, \quad (7)$$

где $\tau_{\text{гидр}}$ и $\varepsilon_{\text{гидр}}(\beta)$ — время жизни и высота барьера, вычисленные по капельной модели, $\Delta \varepsilon(\beta)$ — поправка к $\varepsilon_{\text{гидр}}(\beta)$ (см. рис. 13). При этом считалось, что $|\Delta \varepsilon| \ll \varepsilon$ и $K = \frac{2}{\hbar} \sqrt{2M\beta} = \text{const}$. Учитывая, таким образом, конкретное расположение уровней, автор нашел поправки ($\Delta \ln \tau$) к временам жизни ядер, вычисленным по капельной модели. Используя эти поправки, ему удалось приблизить экспериментальные точки для четно-четных ядер к теоретической прямой (см. рис. 6 и 14).

Однако такой подход к вопросу о временах жизни четно-четных ядер не кажется нам абсолютно правильным. В настоящее время известно, что наличие «спаривания» у поверхности Ферми приводит к ее размытию. В связи с этим теряет смысл представление о том, что вблизи поверхности Ферми нуклоны занимают определенные энергетические уровни; кроме того, схема Нильсона, которая была использована в работе⁶⁹, является весьма приближенной, и поэтому ее следует применять лишь к явлениям, связанным с одночастичными свойствами ядра (например, к одночастичным резонансам, эффекту последнего нуклона в нечетных ядрах и др.).

Использование этой схемы для описания явлений, связанных с поведением большого числа частиц, может привести к существенным ошибкам, так как в данном случае суммируются неточности в определении хода отдельных уровней. Следует также отметить, что поведение уровней при изменении параметра деформации в известной степени случайно. Поэтому из развитой Юханссоном картины вытекает, что время жизни должно флуктуировать от одного изотопа к другому. Экспериментальные данные не согласуются с этим выводом: вероятность спонтанного деления плавно меняется при изменении массового числа изотопа данного элемента, обнаруживая при этом вполне отчетливую закономерность.

Рассмотрим теперь, согласно Юханссону, спонтанное деление нечетных ядер. На рис. 12 в качестве примера показано изменение энергии 145-го нейтрона при увеличении деформации. Энергия нечетного нуклона растет значительно быстрее, чем это следует из чисто гидродинамического рассмотрения. Это приводит к эффективному увеличению потенциального барьера деления и, следовательно, к возрастанию времени жизни. Это качественное объяснение причин задержки деления нечетных ядер

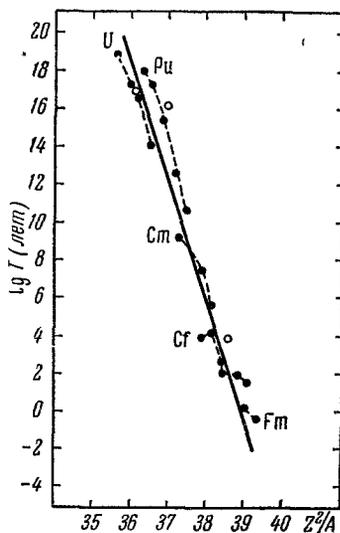


Рис. 14. Зависимость периода полураспада для спонтанного деления от Z^2/A .

Введены поправки к экспериментальным точкам, показанным на рис. 6. Поправки вычислены в работе⁶⁹ с помощью формулы (7), справедливой в предположении $|\Delta \varepsilon| \ll \varepsilon$. Величина $K \approx 230$.

представляется весьма убедительным. «Коэффициент задержки» κ для нечетного изогиа по отношению к соседнему, например, более легкому, четному, как видно из формулы (7), можно написать в виде

$$\ln \kappa = \Delta \ln \tau_{\text{неч}} \cong \int_{\beta_0}^{\beta_f} \frac{\Delta \varepsilon_{\text{неч}}}{V \varepsilon_{\text{гидр}}} d\beta, \quad (8)$$

где $\Delta \varepsilon_{\text{неч}}$ теперь уже разность между энергией последнего нечетного нуклона, определяемой соответствующим уровнем по одночастичной модели, и энергией, которой он должен был бы обладать по капельной модели. (Последняя определяется просто как высота барьера по капельной модели, деленная на число нуклонов. Напомним, что энергия отсчитывается от энергии при равновесной форме ядра)

Из соотношения (8) вытекает ряд следствий, которые могут стать предметом экспериментальной проверки. Во-первых, возможно существование таких спонтанно делящихся изомеров, что ядра, обладающие большей энергией, будут дольше жить. Для этого достаточно, чтобы уровень последнего нуклона в ядре, обладающем большей энергией, «шел вверх» круче, чем уровень, на котором находится тот же нуклон в ядре с меньшей энергией. Во-вторых, между коэффициентами задержки нечетно-нечетного и соответствующих нечетно-четного и четно-нечетного ядер должно быть определенное соотношение: если нечетно-четное ядро $(Z+1, N)$ обладает коэффициентом задержки κ_1 , а ядро $(Z, N+1)$ — коэффициентом κ_2 , то нечетно-нечетное ядро $(Z+1, N+1)$ должно обладать коэффициентом задержки $\kappa \sim \kappa_1 \kappa_2$. При этом существенно, что указанное соотношение не зависит от конкретного хода уровней. В настоящее время известен коэффициент задержки только для одного нечетно-нечетного ядра Es^{254} . Он равен примерно $5 \cdot 10^4$ и является в рамках этих соображений слишком малым, так как

Таблица III

Изотоп	Коэффициент задержки	Изотоп	Коэффициент задержки
Pu^{239}	10^0	Fs^{201}	$5 \cdot 10^4$
Am^{241}	$5 \cdot 10^0$	Cs^{203}	10^4
Bk^{249}	$5 \cdot 10^4$	Fm^{250}	$5 \cdot 10^2$
Cf^{249}	10^5		

средний коэффициент задержки для четно-нечетных (или нечетно-четных) ядер порядка 10^5 . Однако экспериментальный материал слишком беден, чтобы говорить о неправильности указанного вывода теории. Следует отметить, что регистрация спонтанного деления с большим коэффициентом задержки (10^8 — 10^9 , чего следовало бы ожидать для нечетно-нечетных ядер) крайне затруднительна из-за подавляющей конкуренции со стороны других типов распада, скорости которых на много порядков выше. Этим, очевидно, и объясняется отсутствие данных для нечетно-нечетных ядер. В-третьих, возможно, что с ростом x , т. е. практически в области далеких трансурановых элементов, различие во временах жизни четно-четных и соседних нечетных изотопов будет уменьшаться. Чтобы понять это, напишем приближенное выражение для логарифма коэффициента задержки

$$\ln \kappa = \frac{K}{2} \int_{\beta_0}^{\beta_f} \frac{\Delta \varepsilon}{V \varepsilon} d\beta \cong \frac{\bar{\Delta \varepsilon}}{V \bar{\varepsilon}} \Delta \beta \frac{K}{2}. \quad (7a)$$

С ростом x величина подбарьерной области $\Delta \beta = \beta_f - \beta_0$ уменьшается. $\bar{\Delta \varepsilon}$ по крайней мере не возрастает, а $V \bar{\varepsilon}$ по всей вероятности, уменьшается

менее быстро, чем $\Delta\beta$. Отсюда следует, что величина κ должна при этом падать.

В настоящее время теория спонтанного деления носит еще полуколичественный характер и очень далека от своего завершения. Однако она все же в состоянии наметить некоторые вполне определенные пути экспериментальных исследований, которые необходимы для ее дальнейшего развития и проверки.

IV. СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ И НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ АСТРОФИЗИКИ И ГЕОФИЗИКИ

Вспышки новых и, особенно, сверхновых звезд представляют собой одно из наиболее интересных и важных явлений, протекающих во Вселенной. Они, в частности, служат источником космических лучей, а также

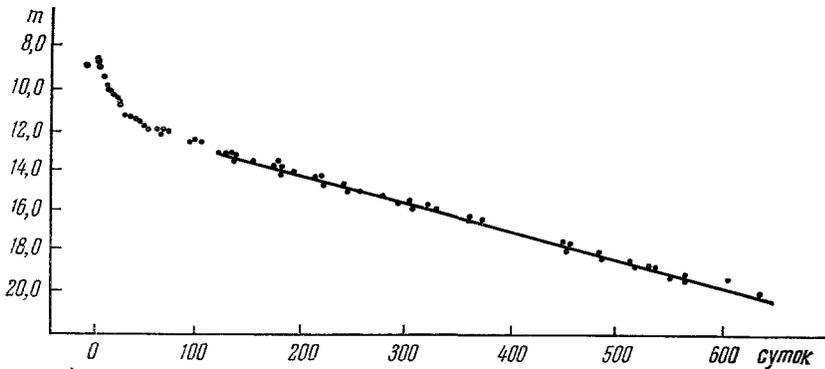


Рис. 15. Зависимость звездной величины от времени для сверхновой звезды.

Линейная зависимость в этих координатах отвечает экспоненциальному спаду светимости со временем

представляют один из процессов, при которых образуются химические элементы. Возможно, что явление спонтанного деления играет существенную роль в этих процессах. Это относится, в особенности⁷⁹, к сверхновым типа *I*. Характерная особенность этих звезд состоит в том, что после начального периода, длящегося 50—100 дней, их светимость падает примерно по экспоненте $J \sim \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$, где $\tau \approx 55$ дней (рис. 15). В связи с этим в работе⁷⁹ было предположено, что после начального периода энергия выделяется за счет спонтанного деления Cf^{254} , который образуется из Fe^{56} за счет многократного захвата нейтронов, сопровождающегося β -распадом промежуточных ядер. Всего при этом захватывается 198 нейтронов. (Предполагается, что элементы группы железа синтезируются внутри сверхновых звезд⁸⁰.) Высокая плотность нейтронов, возникающая вследствие термоядерных реакций, идущих в начальный период, делает такой быстрый захват возможным. Спонтанное деление именно Cf^{254} , а не какого-либо близлежащего изотопа, может быть существенным потому, что его время жизни, $\tau \sim 55$ дней, на много порядков меньше времен жизни соседних изотопов. Что же касается более далеких трансурановых элементов, то они должны распадаться в первые дни после начала вспышки. Авторами⁷⁹ было показано, что для объяснения таким образом светимости сверхновых звезд во второй период требуются вполне реальные количества Cf^{254} .

Недавно был предложен другой механизм для объяснения того же явления⁸¹, в котором предполагается, что энергия, выделяющаяся во второй период, черпается за счет β -распада изотопа Fe^{59} , имеющего время жизни $\tau \sim 45$ дней, который образуется в результате захвата трех нейтронов Fe^{56} . Теоретическое рассмотрение указанных механизмов, объясняющих спад во времени светимости сверхновых звезд, крайне сложно, так как в настоящее время недостаточно данных. Нам кажется, что имеется экспериментальная возможность сделать выбор между этими предположениями. Дело в том, что спонтанное деление Cf^{254} и β -распад Fe^{59} сопровождаются испусканием γ -квантов, спектр которых имеет характерный вид. Исследование γ -излучения, возникающего при взрывах сверхновых, несомненно, дает дополнительный материал в пользу той или другой из указанных гипотез.

Наряду с проблемами астрофизики можно указать ряд геофизических вопросов, в которых спонтанное деление тяжелых элементов играет определенную роль. Спонтанное деление урана оказывает заметное влияние на распространенность ряда изотопов в земной коре, вызывая накопление изотопов криптона, ксенона, стронция, рубидия, цезия в урансодержащих минералах. Наибольший интерес представляет изотоп ксенона Xe^{136} . Он имеет малую распространенность в природе и в то же время является одним из наиболее вероятных продуктов деления урана. Измерение содержания этого изотопа в урановых минералах является хорошим методом определения возраста таких минералов.

На распространенности изотопов могло сказаться также спонтанное деление трансурановых элементов. Нельзя считать исключенным, что они существовали когда-то примерно в таких же количествах, как уран и торий. В то же время для тяжелых изотопов плутония и кюрия — Pu^{244} и Cm^{248} — вероятность спонтанного деления относительно велика, а для изотопов калифорния и фермия — Cf^{254} и Fm^{256} — спонтанное деление является основным типом радиоактивного распада. Поэтому эффект, связанный со спонтанным делением этих изотопов, мог быть отнюдь не малым.

В частности, можно предположить, что на распространенность изотопов ксенона в природе существенное влияние оказало именно спонтанное деление трансурановых элементов. Изотоп Xe^{129} , обладающий высокой распространенностью, представляет собой единственное исключение из правила, согласно которому для трех последовательных изотопов одного элемента (двух изотопов с четным A и одного с нечетным A) распространенность изотопа с нечетным A всегда меньше суммы распространенностей крайних четных изотопов.

Образование Xe^{129} нельзя приписать спонтанному делению урана, так как при спонтанном делении U^{238} выход осколков с массой 129 мал. В то же время изучение выходов осколков при спонтанном делении Cm^{242} и Cf^{252} показало, что для этих изотопов вероятность образования осколков с массой 129 существенно больше^{72,73}.

В ряде работ предпринимались попытки обнаружить трансурановые элементы в ториевых и урановых рудах. Однако в различных минералах удалось обнаружить только Pu^{239} . Количество Pu^{239} составляет в среднем $\sim 10^{-11}$ по отношению к содержанию урана и целиком объясняется⁷⁴ эффектом захвата нейтронов ядрами U^{238} .

Высказывалось также предположение, что спонтанное деление трансурановых элементов проявляется в появлении плеохроических колец в слюде⁷⁵. Плеохроические кольца возникают под действием α -частиц при попадании в слюду крупинок урана или тория. Каждая группа α -частиц образует кольцо с диаметром, соответствующим пробегу этих частиц.

В некоторых образцах были обнаружены кольца, соответствующие пробе-гу осколков деления. Количественно они не могли быть объяснены спон-тантным делением урана, и было высказано предположение, что эти кольца связаны с делением трансурановых элементов. Однако в настоящее время известно, что для всех долгоживущих изотопов трансурановых элементов вероятность α -распада больше, чем спонтанного деления⁷⁶. Тем не менее во всех слюдах были найдены кольца, соответствующие только α -частицам известных радиоактивных рядов. Поэтому нам кажется наиболее вероят-ной гипотеза о том, что осколки возникали при вынужденном делении нейт-ронами U^{235} , которого $3 \cdot 10^9$ лет тому назад было в 15 раз больше. Нейтроны могли испускаться в реакциях (α, n) в том случае, если в породах, из кото-рых была взята слюда, содержалось большое количество легких элемен-тов — Li, Be*). К сожалению, имеющийся экспериментальный материал слишком беден и на его основе нельзя сделать никаких определенных заключений. Следовало бы провести более тщательное исследование плео-хроических колец в слюдах из наиболее древних горных пород, с тем чтобы получить количественные данные о влиянии различных эффектов.

По-видимому, в земной коре не должно остаться сколько-нибудь заметных количеств естественных трансурановых элементов. Наиболее долгоживущими из известных трансурановых элементов являются Pu²⁴⁴ ($T = 7 \cdot 10^7$ лет) и Cm²⁴⁷ ($T > 4 \cdot 10^7$ лет)⁷⁶. Cm²⁴⁷, согласно системати-ке радиоактивных ядер, практически не испытывает спонтанного деления, поэтому мы не будем обсуждать способов его обнаружения**). Поскольку время существования земной коры не менее $3 \cdot 10^9$ лет, от начального количества Pu²⁴⁴ должно остаться не более 10^{-13} доли. Если в момент образования элементов Pu²⁴⁴ было столько же, сколько урана, то на 1 т урана его будет приходиться $\sim 10^{-7}$ г. Такие количества изотопа, обладаю-щего малой удельной активностью, конечно, обнаружить очень трудно.

Можно, однако, попытаться обнаружить продукты спонтанного деле-ния Pu²⁴⁴. Период стабилизации земной коры оценивается в пределах $4 \cdot 10^8 \div 1,5 \cdot 10^9$ лет⁷⁷. Если этот отрезок времени ближе к нижней из ука-занных границ, то к моменту образования минералов должно было сохра-ниться довольно большое количество Pu²⁴⁴. Для этого изотопа вероятность спонтанного деления $3 \cdot 10^{-3}$ по отношению к α -распаду, т. е. в 3000 раз больше, чем у U²³⁸. Поэтому выход продуктов деления мог быть довольно велик. Наиболее удобными для наблюдения являются изотопы ксенона. Изотопный состав ксенона при делении Pu²⁴⁴ должен быть таким же, как при спонтанном делении U²³⁸, так как отношение Z/A для них почти оди-наково. Этот факт существенно облегчает отделение эффектов, связанных с вынужденным делением U²³⁵, поскольку при вынужденном делении U²³⁵ и спонтанном делении U²³⁸ относительные выходы изотопов Xe¹³⁶ и Xe¹²⁹ отличаются больше чем в 20 раз⁷⁸.

Целесообразно вести поиски ксенона в наиболее древних минералах, содержащих редкоземельные элементы, родственные плутонию по химиче-ским свойствам и с малой примесью урана. Основные методические труд-ности такой работы связаны с фоном, возникающим от спонтанного деления

*) Не исключено и другое происхождение осколков в слюде. Возможно, что у одного из трансурановых элементов существует спонтанно-делящийся изомер, вре-мя жизни которого превышает период стабилизации земной коры. Распад такого изомера мог привести к появлению «осколочных» плеохроических колец без измене-ния структуры колец, связанных с α -частицами.

***) Для обнаружения следов Cm²⁴⁷ в минералах может быть использован нейт-ронный активационный анализ. В результате радиационного захвата теплового нейт-рона Cm²⁴⁷ превратится в Cm²⁴⁸, который в $\sim 10\%$ случаев распада испытывает спон-танное деление. Регистрируя спонтанное деление Cm²⁴⁸, можно надежно установить присутствие $\sim 10^{-12}$ Cm²⁴⁷ в облученных образцах

урана. Уран обладает большой способностью к миграции и поэтому присутствует в малых количествах во всех минералах. Однако тот уран, который попал в породу не в момент образования минералов, а в процессе длительной миграции, адсорбируется главным образом на поверхности кристаллов. Растворив верхний слой кристаллов, равный пробегу осколков, можно, по-видимому, значительно уменьшить фон, обусловленный делением урана.

Таким образом, нам представляется, что изучение эффектов, связанных со спонтанным делением тяжелых элементов, после проведения соответствующих экспериментов может ответить на ряд существенных вопросов физики Земли.

V. ТРАНСУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ. СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ И ГРАНИЦА СИСТЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВ

Спонтанное деление энергетически возможно почти с середины периодической системы элементов, однако вероятность этого процесса крайне мала, и он практически незаметен для элементов легче урана.

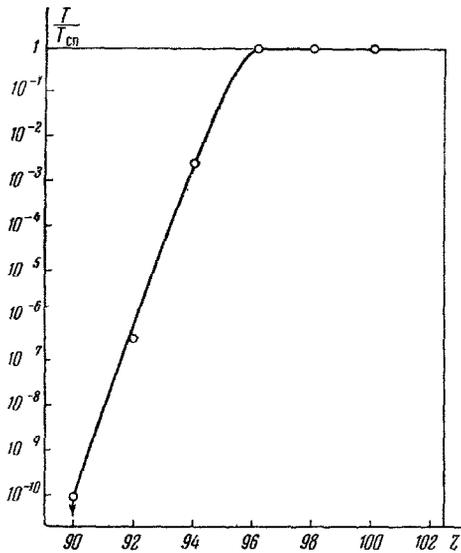


Рис. 16. Относительная вероятность спонтанного деления для наиболее делящихся четно-четных ядер.

По мере увеличения Z нестабильность ядер по отношению к спонтанному делению возрастает, оно начинает проявляться на фоне других способов распада, а затем становится одним из основных типов распада. Эта закономерность иллюстрируется рис. 16, на котором в зависимости от заряда ядра отложена величина, характеризующая относительную вероятность спонтанного деления $T/T_{\text{сп}}$ (T — время жизни ядра, $T_{\text{сп}}$ — парциальное время жизни относительно спонтанного деления). При построении графика использовались данные для наиболее делящихся четно-четных ядер.

Каковы свойства неизвестных трансформивых элементов ($Z > 100$), насколько быстро будет возрастать скорость спонтанного деления по мере увеличения заряда ядра? Поскольку спонтанное деление является основным процессом, определяющим устойчивость тяжелых ядер, вопрос о скорости спонтанного деления трансформивых элементов тесно смыкается с вопросом о границе системы элементов.

Как уже отмечалось в гл. III, в настоящее время нет достаточно удовлетворительной количественной теории спонтанного деления. Поэтому сугубо теоретический подход к вопросу о предсказании свойств неизвестных тяжелых элементов пока что не подготовлен. Единственная возможность, которая здесь остается, — это экстраполяция экспериментальных зависимостей и использование полуэмпирических соотношений. При анализе зависимости наблюдаемых периодов полураспада для спонтанного деления от Z^2/A (см. рис. 6) или от числа нейтронов (см. рис. 7) видно, что через экспериментальные точки нельзя провести одну гладкую кривую. По суще-

ству, имеется серия «резонансных» кривых, каждая из которых соответствует определенному элементу. Периоды полураспада известных элементов при изменении A проходят через максимум. Каждому элементу соответствует некоторое значение $(Z^2/A)_0$, определяющее наиболее устойчивый относительно деления изотоп (лежащий в области β -стабильности^{27,28}). Плавная линия, изображающая среднюю зависимость времени жизни относительно деления от Z^2/A , проходит именно через эти изотопы. На рис. 17 указаны значения $(Z^2/A)_0$ как функции атомного номера элемента.

Для предсказания вероятности деления различных изотопов неизвестных элементов надо суметь воспроизвести соответствующую кривую $T_{\text{сп}} = f(Z, A)$ — «угадать» ее форму и положение максимума. Чем дальше интересующий нас элемент от области известных ядер, тем больше произвола будет в виде и положении этой кривой. Поэтому предсказания свойств отдельных изотопов разумно делать только для элементов, непосредственно примыкающих к известным. Меньше произвола в оценке характеристик наиболее стабильных относительно спонтанного деления изотопов, т. е. тех изотопов, которым соответствует максимум кривой $T_{\text{сп}} = f(Z, A)$.

Делая такие оценки, мы экстраполировали зависимость, приведенную на рис. 17, и находили для интересующего нас элемента величину $(Z^2/A)_0$ и приблизительное значение A_0 — массового числа наиболее стабильного изотопа. По пунктирной кривой на рис. 6, продолженной в область неизвестных ядер, определялось соответствующее время жизни. Результаты таких оценок для четно-четных изотопов изображены на рис. 18. Поскольку точность такого рода предсказаний весьма сомнительна, мы не решились на этом графике провести линию, а провели полосу с разбросом значений периода полураспада на один порядок. Известно, что для наиболее хорошо изученных ядер с нечетным числом нуклонов скорости спонтанного деления ниже в $10^{5 \pm 1}$ раз, чем у соседних четно-четных изотопов. Соответственно с этим «полоса» значений периодов полураспада для спонтанного деления наиболее «стабильных» нечетных изотопов смещена в сторону больших времен. На рисунке приведены также оценки периодов полураспада для α -распада наиболее стабильных по отношению к спонтанному делению изотопов. Из анализа рис. 18 вытекают следующие заключения:

1) Время жизни наиболее устойчивых изотопов элементов с $Z > 104$ будет определяться спонтанным делением, а не α -распадом.

2) Нестабильность элементов быстро возрастает с увеличением заряда ядра. Очень мала вероятность обнаружить ядра (даже с нечетным числом нуклонов) с зарядом, превышающим 118, время жизни которых больше 10^8 сек.

3) Если принять величину 10^{-8} сек за критическое время жизни элемента, то ориентировочно можно сказать, что система элементов завершится где-то вблизи $Z=120$.

Безусловно, ядра, живущие меньше 10^{-8} сек, не останутся без внимания исследователей. Здесь возможны совершенно особенные, специфические для сверхтяжелых ядер методы изучения. С. М. Поликановым³² было

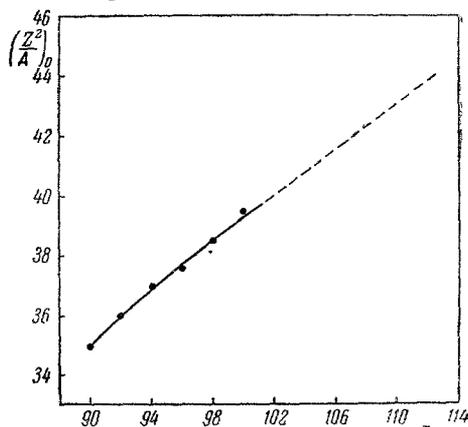


Рис. 17. Значение $\frac{Z^2}{A}$ для наиболее стабильных относительно спонтанного деления четно-четных ядер.

высказано предположение, что при распаде составных ядер с $Z=130-150$, которые могут быть получены в реакциях под действием многозарядных ионов, с заметной вероятностью могут происходить конверсионные переходы. Появление характерных конверсионных электронов может быть использовано в качестве индикатора факта образования составного ядра с данным зарядом. Поскольку для таких тяжелых ядер электроны K -оболочки в основном будут находиться внутри ядра, изучение процесса внутренней конверсии может стать методом исследования структуры ядра. Это пока

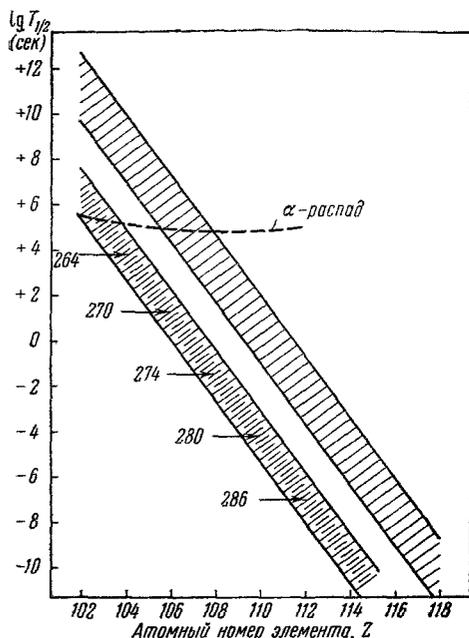


Рис. 18. Предположительные значения периодов полураспада в отношении спонтанного деления и α -распада для наиболее стабильных изотопов неизвестных элементов (сложная штриховка относится к четно-четным ядрам, простая — к нечетным).

ей зависимости $T_{\text{сп}}$ от Z^2/A , приведенной на рис. 6. Однако он, по существу, предположил, что скорость спонтанного деления однозначно определяется значением Z^2/A независимо от значения заряда ядра. Для заданного Z подбиралось такое значение A , что Z^2/A оказывалось достаточно малым, и по плавной зависимости $T_{\text{сп}}$ от Z^2/A получалось большое значение $T_{\text{сп}}$. При таком расчете не учтен «резонансный» ход зависимости вероятности спонтанного деления от Z^2/A . Оценки, проведенные в работе Уилера, могут оказаться справедливыми, если зависимость от A времени жизни для спонтанного деления данного элемента имеет следующий вид: период полураспада проходит через максимум при возрастании A , затем снова увеличивается. Это означает, что для изотопов данного элемента должна существовать некая вторая область стабильности по отношению к спонтанному делению. Такое предположение ничем не обосновано и представляется маловероятным.

Возвращаясь к нашим оценкам границы системы элементов и свойств тяжелых ядер, отметим, что мы не обсуждали возможности различного рода оболочечных эффектов. Не исключено, что благодаря заполнению

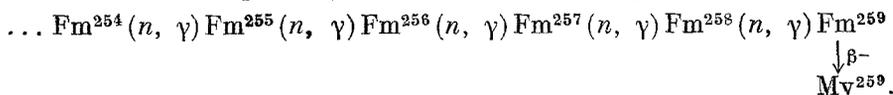
что предположения, которые требуют детального теоретического расчета.

Иная точка зрения по вопросу о границе системы элементов была развита Дж. Уилером⁶⁸. Уилер оценивал времена жизни сверхтяжелых ядер по отношению к спонтанному делению, α -распаду и β -распаду и пришел к выводу, что возможно существование ядер с зарядом больше 140, время жизни которых превышает 10^{-4} сек. На рис. 19, заимствованном из работы Вернера и Уилера⁶⁸, представлены результаты таких оценок. Эти результаты существенно расходятся с приведенными выше, поэтому следует проанализировать причины расхождения. Поскольку стабильность далеких трансфермиевых элементов определяется процессом спонтанного деления, все различие в оценке границ «устойчивых» ядер заключается именно в том, как рассчитывались скорости спонтанного деления для неизвестных элементов. Уилер, так же как и мы, пользовался экстраполяци-

нуклонных оболочек в трансфермиевой области элементов могут встретиться ядра с повышенной стабильностью. Это, безусловно, каким-то образом изменит сделанные нами выводы.

Остановимся на методах получения новых элементов.

а) **Последовательный захват нейтронов.** При использовании этого метода исходным материалом служит U^{238} . В результате радиационного захвата нейтрона образуется β^- -активный изотоп U^{239} . Путем двух последовательных β^- -распадов это ядро превращается в Pu^{239} , который в свою очередь захватывает нейтроны, что приводит к цепочке β^- -распадов, увеличивающих заряд ядра. На рис. 20 показана схема получения Fm^{254} из U^{238} путем многократного захвата нейтронов в ядерном реакторе. Этим методом удалось синтезировать все элементы от Nr до Fm . Однако ни один из двух последующих элементов ($Z=101$ и $Z=102$) не был получен таким образом. Это связано с характерной для этого метода трудностью: все β^- -стабильные промежуточные ядра должны жить достаточно долго, чтобы успеть захватить нейтрон и превратиться в β^- -активный изотоп. При синтезировании, например, Mv^{259} путем нейтронного захвата в реакторе последовательность реакций такая:



Путь к β^- -активному изотопу фермия лежит через Fm^{256} , который спонтанно делится с $T_{сп} \approx 160$ мин, и Fm^{258} , который делится, вероятно, еще быстрее. При существующих плотностях нейтронов в реакторах это время слишком мало для достаточно эффективного образования Fm^{259} , т. е. такой способ получения Mv^{259} неосуществим. Указанные трудности можно в какой-то мере преодолеть, используя нейтронные потоки такой мощности, что за интервалы времени, существенно меньшие времени жизни промежуточных ядер, происходит многократный захват нейтронов. Такие условия создаются при ядерном или термоядерном взрыве. На рис. 20 показана схема образования Fm^{255} при мощном нейтронном облучении U^{238} . Таким путем в результате термоядерного взрыва были впервые синтезированы эйнштейний и фермий (99- и 100-й элементы)⁸³.

Дальнейшее получение новых элементов ($Z > 102$) с помощью нейтронных потоков, сопровождающих ядерный взрыв, вероятно, невозможно из-за того, что малые времена жизни элементов требуют чрезвычайно экспрессной обработки облученных материалов. По всей вероятности, метод многократного захвата нейтронов фактически исчерпал себя в отношении задачи прямого получения новых элементов ($Z > 102$).

б) **Реакции с использованием заряженных частиц.** При получении трансурановых элементов от Nr до Fm практи-

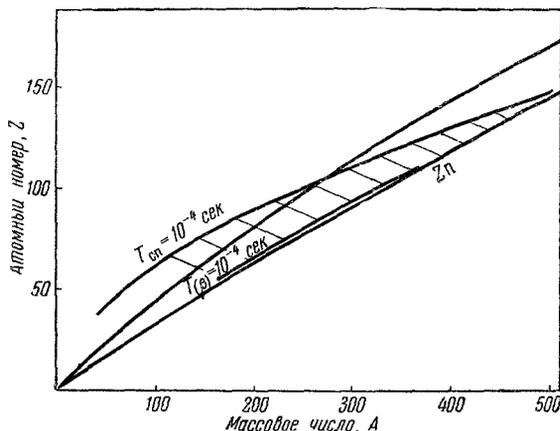


Рис. 19. Свойства сверхтяжелых ядер согласно работе⁸⁸. Внутри заштрихованной области время жизни ядер больше 10^{-4} сек
 Z_n — граница нейтронуостойчивых ядер

чески в одинаковой мере использовались облучение U^{238} нейтронами и реакции, вызываемые заряженными частицами, ускоренными на подходящих установках. Следует отметить, что из восьми зауроновых элементов от Np до Fm четыре впервые получены путем многократного радиационного

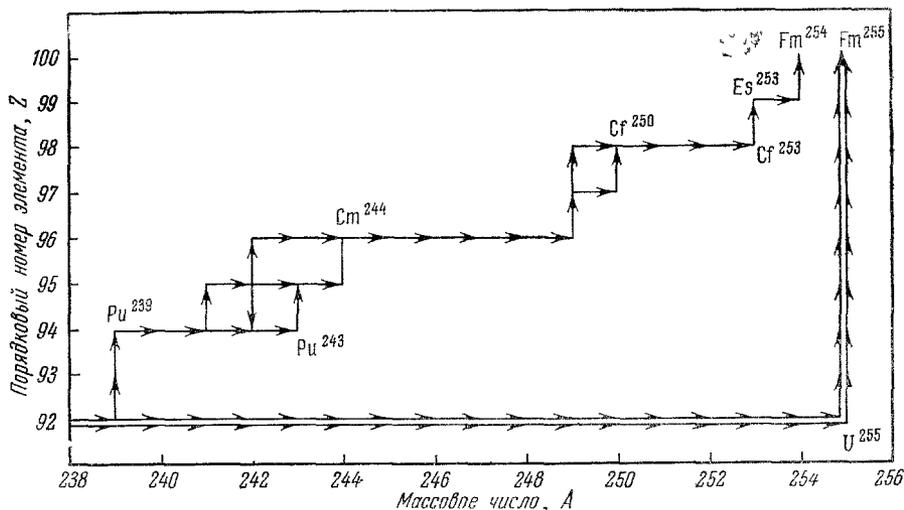


Рис. 20. Схема образования трансурановых элементов путем многократного нейтронного захвата.

захвата нейтронов, четыре — в реакциях с использованием ускоренных дейтронов и α -частиц. Ряд изотопов этих элементов, а 102-й элемент впервые, был получен с помощью ускоренных многозарядных ионов C^{12} ,

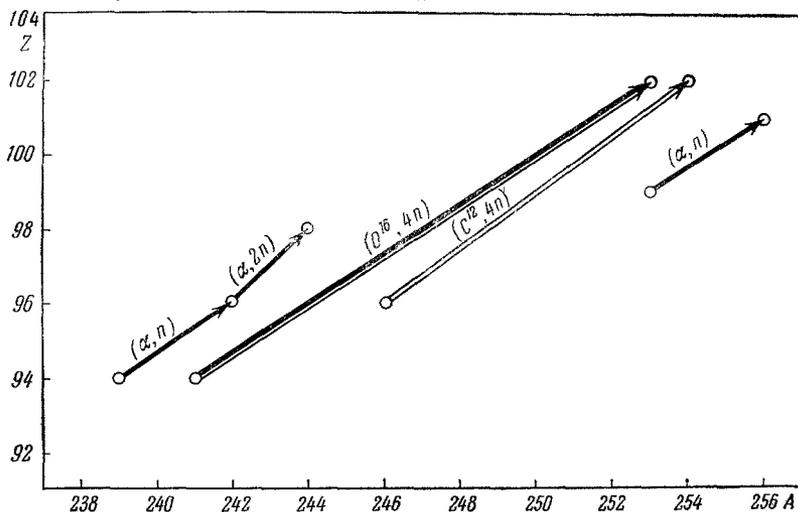


Рис. 21. Схематическое изображение ядерных реакций, вызываемых заряженными частицами.

N^{14} , O^{16} ⁸⁴⁻⁸⁷. Однако необходимо подчеркнуть, что в реакциях с заряженными частицами, как правило, в качестве мишени применялись вещества, полученные путем облучения урана нейтронами. Таким образом, описываемый метод является, по существу, комплексным в отличие от предыдущего. Такое взаимодействие обоих методов будет развиваться и в буду-

щем и, как будет показано, позволит частично преодолеть трудности, возникающие при использовании заряженных частиц для синтеза элементов.

Каковы основные преимущества этого метода по сравнению с многократным нейтронным захватом, каковы перспективы его использования в будущем, какие трудности встречаются при его использовании?

В реакциях, вызываемых заряженными частицами, конечное ядро имеет заряд Z_k , больший, чем у начального Z_m , на величину заряда бомбардирующей частицы Z . Новый элемент получается из исходного непосредственно (рис. 24), свойства промежуточных ядер (в противоположность предыдущему методу) не имеют никакого значения.

Полное количество ядер — продуктов реакций — определяется интегральным потоком бомбардирующих частиц и не зависит от его интенсивности. Условия работы с пучками заряженных частиц позволяют анализировать продукты реакций в непосредственной близости от того места, где они образуются. Это дает возможность изучать свойства новых элементов, время жизни которых на много порядков меньше секунды.

Если ставится задача получения элемента с порядковым номером Z_k , то нужен пучок ядер с зарядом по крайней мере $Z = Z_k - Z_m$. Когда речь шла о синтезе элементов от Np до Mv , удавалось обойтись пучком α -частиц, так как использование мощных реакторов позволяло готовить мишени из всех трансураниевых элементов вплоть до Es . Однако возможности изготовления мишеней из более тяжелых элементов крайне ограничены, поэтому для получения уже 102-го элемента пришлось прибегнуть к применению бомбардирующих частиц с большим, чем у гелия, зарядом. Известно, что в опытах по получению 102-го элемента использовалось облучение Sm^{246} углеродом⁸⁶: $Sm^{246} + C^{12} \rightarrow 102^{254} + 4n$ и Pu^{241} кислородом⁸⁷: $Pu^{241} + O^{16} \rightarrow 102^{253} + 4n$. Переход к синтезу следующих трансфермиевых элементов вынуждает применять еще более тяжелые бомбардирующие частицы и ставит задачу получения достаточно интенсивных пучков Ne , Al , P , Ar подходящей энергии. В настоящее время успешно получают интенсивные пучки ионов углерода, азота, кислорода. Можно надеяться, что дальнейшее развитие методов ускорения многозарядных ионов обогатит арсенал физиков-экспериментаторов более тяжелыми частицами необходимой интенсивности и нужной энергии.

Основная, на наш взгляд, трудность, которая встречается при решении проблемы получения новых элементов с помощью тяжелых ионов, связана с малой величиной сечений ядерных реакций и с тенденцией к ее уменьшению при переходе к синтезу ядер с большим зарядом. Сечение реакции, вызываемой некоторым ионом (C , O , Ne и т. д.) с испарением x нейтронов имеет вид

$$\sigma_{xn}(E) = \sigma_0(E) P_{xn}(E) \left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{\Gamma} \right)^x,$$

$\sigma_0(E)$ — сечение образования составного ядра для ионов с энергией E ; $P_{xn}(E)$ — вероятность испарения x -нейтронов при энергии возбуждения,

соответствующей данной энергии иона; $\left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{\Gamma} \right)^x$ — среднее отношение нейтронной ширины уровня к полной. Как известно, величина $\sigma_0(E)$ имеет вид пороговой функции из-за наличия кулоновского барьера, который препятствует слиянию малоэнергичного иона с мишенью. Это приводит к тому, что энергия возбуждения составного ядра в области трансураниевых элементов оказывается порядка нескольких десятков $M\bar{e}v$ и наиболее вероятное значение $x=4 \div 5$. Фактор $\left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{\Gamma} \right)^x$ существенно занижает сечение

для делящихся ядер: составное ядро в подавляющем числе случаев испытывает деление, и лишь в ничтожной доле актов распада энергия возбуждения уносится только нейтронами. С ростом заряда составного ядра растет параметр делимости $\frac{Z^2}{A}$, снижается барьер деления, уменьшается величина $\left(\frac{\bar{\Gamma}_n}{\Gamma}\right)$, следовательно, падает сечение. Для иллюстрации этого обстоятельства на рис. 22 приведены значения сечений некоторых реакций,

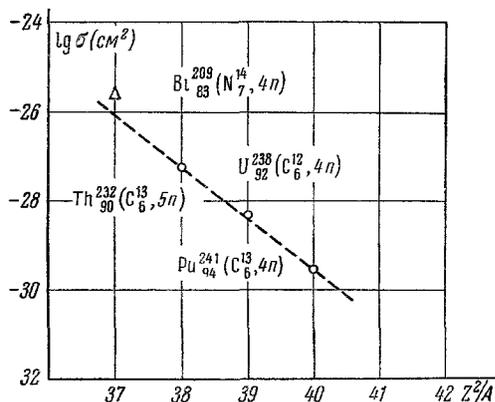


Рис. 22. Зависимость сечений некоторых ядерных реакций от $\frac{Z^2}{A}$ составного ядра.

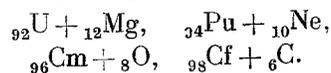
званные варианты неравноценны, так как они приводят к образованию различных изотопов 104-го элемента и, что чрезвычайно важно, сечения соответствующих реакций могут сильно различаться. Чтобы иметь дело с наиболее вероятной реакцией, прежде всего в качестве бомбардирующей частицы выгодно использовать ядро с минимальным зарядом, так как это, как правило, приводит к менее возбужденным составным ядрам.

Кроме того, за счет влияния параметра $\frac{Z^2}{A}$ на делимость составного ядра конкуренция со стороны деления будет менее существенна для ядра с максимальным массовым числом A . Следовательно, сечение реакции будет оптимальным, если в качестве ядра мишени брать наиболее тяжелый изотоп элемента. Весовые количества тяжелых изотопов трансурановых элементов получают с помощью ядерных реакторов. Таким образом, мы снова приходим к мысли о необходимости тесного взаимодействия обоих методов получения тяжелых элементов. Можно надеяться, что создание сверхмощных реакторов позволит получить тяжелые изотопы кюрия, калифорния, эйнштейния в количествах, достаточных для изготовления мишеней.

Для получения далеких трансурановых элементов могут оказаться перспективными, на наш взгляд, реакции, при которых основная доля энергии, вносимой в ядро тяжелым ионом, будет унесена в результате процесса, не связанного с образованием равномерно разогретого составного ядра и, следовательно, «не боящегося» конкуренции со стороны деления. Можно, например, представить, что в результате прямого взаимодействия, происходящего на периферии ядра-мишени, будет выбита энергичная α -частица или один-два нейтрона, которые унесут значительную долю энергии первичной частицы, а остаточное небольшое возбуждение ядра

вызываемых многозарядными ионами, в функции параметра делимости составного ядра.

Какие существуют возможности для борьбы с этой катастрофической трудностью? Каждый новый элемент может быть получен несколькими способами. Если взять, к примеру, элемент с $Z=104$, то для его синтеза можно предложить следующие ядерные реакции:



Каждый из этих способов в свою очередь неоднозначен, так как все перечисленные элементы имеют по несколько достаточно стабильных изотопов. Однако ука-

будет снято путем испарения одного-двух нейтронов. Конкуренция со стороны процесса деления в этом случае будет значительно слабее сказываться на вероятности образования нового ядра.

Малость сечений образования новых элементов стимулирует разработку таких методов идентификации, которые могли бы успешно применяться буквально для считанных количеств атомов. Спонтанное деление является настолько характерным процессом, что в сложных условиях эксперимента оно обладает несомненными преимуществами перед α -распадом и K -захватом в отношении простоты и эффективности регистрации. Очень важно, что при регистрации спонтанного деления практически отсутствует фон. В таблице IV приведено качественное сравнение эффективности методов регистрации спонтанного деления, α -распада и K -захвата. Указана минимальная интенсивность излучения, необходимая для идентификации ядра.

Таблица IV

Спонтанное деление	α -распад	K -захват
0,211/ час	50 1/час	5000 1/час

Разработка способов регистрации быстрого спонтанного деления, по-видимому, позволит создать надежные методы идентификации новых элементов. Эти методы можно будет успешно применять, несмотря на чрезвычайно малый выход продуктов ядерных реакций. Использование этих методов будет способствовать дальнейшему прогрессу в решении проблемы синтеза новых элементов.

В настоящем обзоре кратко изложено современное состояние исследований в одном из направлений ядерной физики, возникновение которого тесно связано с именем Игоря Васильевича Курчатова. За двадцать лет, прошедших со времени обнаружения спонтанного деления ядер, проделана громадная работа по изучению этого явления. Однако нам представляется, что и теоретическое, и экспериментальное исследование спонтанного деления еще очень далеки от завершения. Можно выразить уверенность, что в этом направлении ядерной физики в ближайшие годы будут достигнуты успехи, особенно в связи с получением новых трансурановых элементов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Hahn, F. Strassmann, Naturwiss. 27, 89, 163 (1939).
2. L. Meitner and O. Frisch, Nature 143, 239 (1939); O. Frisch, Nature 143, 276 (1939).
3. F. Joliot. CR 208, 344¹ (1939); J. phys. et radium 10, 159 (1939).
4. И. В. Курчатов, Взаимодействие нейтронов с ядрами, Доклад на 2-й Всесоюзной конференции по атомному ядру, Изв. АН СССР, № 1—2 (1938).
5. Б. Курчатов, И. Курчатов, Л. Мьсовский, Л. Русинов, CR 200. 1201 (1935).
6. H. L. Anderson, E. Fermi and L. Szilard, Phys. Rev. 56, 284 (1939).
7. H. Halban, F. Joliot, L. Kovarski, Nature 143, 470, 680 (1939).
8. W. H. Zinn, L. Szilard, Phys. Rev. 56, 619 (1939).
9. Л. И. Русинов и Г. Н. Флеров, Изв. АН СССР 4, № 2, 310 (1940).
10. Я. Б. Зельдович, Ю. Б. Харитон, УФН 23, 329 (1940).
11. И. В. Курчатов, УФН 25, 159 (1941).
12. К. А. Петржак, Г. Н. Флеров, ДАН СССР 28, 500 (1940); см. также ЖЭТФ 10, 1013 (1940) и J. Phys. 3, 275 (1940).
13. И. С. Панасюк и Г. Н. Флеров, ДАН СССР 30, 699 (1941).
14. Г. Н. Флеров, ДАН СССР 37, 67 (1942).
15. W. E. Libby, Phys. Rev. 55, 1269 (1939).
16. D. Strominger, J. M. Hollander, G. T. Seaborg, Revs. Mod. Phys. 30, 585 (1958).
17. А. В. Подгурская, В. И. Калашникова, Г. А. Столяров, Е. Д. Воробьев, Г. Н. Флеров, ЖЭТФ 28, 503 (1955).

18. Г. Н. Флеров, Д. С. Клочков, В. С. Скобкин и В. В. Терентьев, ДАН СССР 118, 69 (1958).
19. М. И. Певзнер, Г. Н. Флеров, частное сообщение.
20. Г. Н. Флеров, В. И. Калашникова, А. В. Подгурская, Е. Д. Воробьев, Г. А. Столяров, ЖЭТФ 36, 727 (1959).
21. Н. Роуз, Z. Phys. 121, 293 (1943).
22. К. А. Петржак, Атомная энергия, приложение № 1 за 1957 г., М., Атомиздат, 1957, стр. 152.
23. В. Л. Михеев, Н. К. Скобелев, В. А. Друин, Г. Н. Флеров, ЖЭТФ 37, 859 (1959).
24. W. J. Whitehouse, W. Galbraith, Nature 169, 494 (1952).
25. G. T. Seaborg, Phys. Rev. 85, 157 (1952).
26. A. Ghiorso, G. Higgins, A. Larsh, G. Seaborg and S. Thompson, Phys. Rev. 87, 163 (1952).
27. J. R. Huizenga, Phys. Rev. 94, 158 (1954).
28. Н. Н. Колесников, С. И. Ларин, ЖЭТФ 28, 244 (1955).
29. A. Ghiorso, Spontaneous Fission Correlation, Доклад Р/118, на 1-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955.
30. A. Kramish, Phys. Rev. 88, 1201 (1952).
31. M. H. Studier, J. R. Huizenga, Phys. Rev. 96, 545 (1954).
32. J. A. Wheeler, Fission Physics and Nuclear Theory, Доклад № 593, представленный США на 1-ю Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955.
33. W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 100, 937 (1955).
34. Н. А. Перфилов, ЖЭТФ 17, 475 (1947).
35. W. Whitehouse, Phys. Rev. 94, 157 (1954).
36. G. Hanna, B. Harvey, N. Moss, P. Tunnicliffe, Phys. Rev. 81, 466 (1951).
37. E. Segré, C. Wiegand, Phys. Rev. 94, 157 (1954).
38. Б. С. Ковригин, К. А. Петржак, Атомная энергия 8, 105 (1957).
39. Т. А. Мостовая, Труды II Женевской конференции, т. 15, 1958 г. стр. 433.
40. MacNamara, H. G. Thode, Phys. Rev. 80, 471 (1950).
41. W. H. Fleming, H. G. Thode, Phys. Rev. 92, 378 (1953).
42. G. W. Wetherill, Phys. Rev. 92, 907 (1953).
43. E. P. Steinberg, L. E. Glendenin, Phys. Rev. 95, 431 (1954).
44. L. E. Glendenin, C. O. Coryell, R. R. Edwards, Radiochemical Studies, The Fission Products, Nat. Nucl. Energy Ser., Div. IV, 9, 52, New York, 1955.
45. E. P. Steinberg, L. E. Glendenin, J. Inorg. Nucl. Chem. 1, 45 (1955).
46. D. J. Littler, Proc. Phys. Soc. A65, 203 (1952).
47. J. Rotblat, Brit., Rep. № 241, 1941.
48. Н. Роуз, Z. Phys. 121, 293 (1943).
49. F. R. Barklay, W. Galbraith, W. Whitehouse, Proc. Phys. Soc. A65, 73 (1952).
50. F. R. Barklay, W. Whitehouse, Proc. Phys. Soc. A66, 447 (1953).
51. G. H. Higgins, W. W. T. Grane, S. R. Gunn, Phys. Rev. 99, 183 (1955).
52. W. W. T. Grane, G. H. Higgins, S. G. Thompson, Phys. Rev. 97, 242 (1955).
53. J. E. Hammel, J. E. Kerhart, Phys. Rev. 100, 190 (1955).
54. В. И. Калашникова, В. П. Захарова, В. И. Лебедев, П. Е. Спивак, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 166.
55. D. A. Hicks, J. Ise, Jr., R. V. Pyle, Phys. Rev. 98, 1952 (1955).
56. G. R. Choppin, B. G. Harvey, D. A. Hicks, J. Ise, Jr., R. V. Pyle, Phys. Rev. 101, 1016 (1956).
57. D. A. Hicks, J. Ise, Jr., R. V. Pyle, Phys. Rev. 98, 1199 (1955).
58. A. V. Smith, P. R. Fields, A. M. Friedman, Phys. Rev. 109, 699 (1956).
59. H. R. Bowman and S. G. Thompson, Peaceful Uses of Atomic Energy, vol. 15, UN, Geneva, 1958.
60. В. К. Войтовецкий, Б. А. Левин, Е. В. Марченко, ЖЭТФ 32, 263 (1957).
61. В. В. Скляревский, Е. П. Степанов, Д. Е. Фоменко, ЖЭТФ 32, 256 (1957).
62. Я. И. Френкель, ЖЭТФ 9, 641 (1939).
63. N. Bohr and J. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
64. S. Frankel, N. Metropolis, Phys. Rev. 72, 914 (1947).
65. В. Берестецкий, А. Мигдал, ДАН СССР 30, 701 (1941).
66. I. Hill and J. Wheeler, Phys. Rev. 89, 1102 (1953).

67. T. Sasaki and H. Yashio, *Progr. Theor. Phys.* **20**, 315 (1958).
 68. Дж. Уилер, в книге «Нильс Бор и развитие физики», М., ИЛ, 1958, стр. 214.
 69. J. Johansson, *Nucl. Phys.* **12**, № 5, 449 (1959).
 70. С. Нильссон, в сб. «Деформация атомных ядер», М., ИЛ, 1958, стр. 232.
 71. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М., Гостехиздат, 1948, стр. 306, 392.
 72. E. P. Steinberg and L. E. Glendenin, *Phys. Rev.* **95**, 431 (1954).
 73. L. E. Glendenin and E. P. Steinberg, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **1**, 45 (1955).
 74. C. A. Livine, G. T. Seaborg, *J. Amer. Chem. Soc.* **73**, 3278 (1951).
 75. G. N. Флеров, *J. Phys.* **6**, 49 (1942).
 76. И. Хайд, Г. Сиборг, *Трансурановые элементы*, М., ИЛ, 1959.
 77. К. Ранкама, *Изотопы в геологии*, М., ИЛ, 1956.
 78. Ю. А. Шулюков, Диссертация, Ленинградский технологический институт им. Ленсовета, 1959.
 79. O. Burbidge, G. Hoyle, R. Christy and W. Fowler, *Phys. Rev.* **103**, 1145 (1956).
 80. F. Hoyle, *MN* **106**, 366 (1946).
 81. E. Anders, *Astron. J.* **129**, 327 (1959).
 82. С. М. Поликанов, частное сообщение.
 83. A. Ghiorso a. o., *Phys. Rev.* **99**, 1048 (1955).
 84. A. Ghiorso, G. Rossi, B. G. Harvey and S. G. Thompson, *Phys. Rev.* **93**, 257 (1954).
 85. H. Atterling, W. Forsling, L. Holm, L. Melander, B. Astrom, *Phys. Rev.* **95**, 585 (1954).
 86. A. Ghiorso, T. Sikkelaud, J. Walton and G. T. Seaborg, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 17 (1958).
 87. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, А. С. Карамянидр., *ДАН СССР* **120**, 73 (1958).
 88. F. G. Werner, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **109**, 126 (1958).
 89. F. Reines, C. L. Cowan, M. Goldhaber, *Phys. Rev.* **96**, 1157 (1956).
-

