

ИЗОМЕРИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Л. И. Русинов

В развитии современных представлений о структуре атомных ядер существенная роль принадлежит исследованиям ядерной изомерии.

Явление изомерии атомных ядер было открыто Игорем Васильевичем Курчатовым с сотрудниками, и все дальнейшие отечественные исследования в этой области проводились при его непосредственном руководстве и неизменном внимании.

Еще на ранней стадии работ И. В. Курчатов предвидел принципиальную важность всестороннего изучения изомерных превращений атомных ядер и на протяжении 25 лет сохранял постоянный интерес к этой области ядерной физики.

Экспериментальные данные об основных и возбужденных состояниях ядер и электромагнитных переходах в них, полученные при последующих исследованиях ядерных изомеров, явились одним из важнейших оснований современной обобщенной модели ядра.

Ряд существенных результатов, имевших большое значение для выяснения деталей строения атомного ядра, был получен в работах по ядерной изомерии, выполненных при непосредственном участии И. В. Курчатова.

В настоящей статье излагаются основные этапы исследований изомерии атомных ядер и современное состояние вопроса.

I. ОТКРЫТИЕ И ОБЪЯСНЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ИЗОМЕРИИ

В конце 1934 г. в Ленинградском физико-техническом институте Игорь Васильевич Курчатов начал проводить опыты по изучению искусственной радиоактивности. Эти опыты выполнялись в период интенсивного развития ядерной физики.

В январе 1934 г. Ирен Кюри и Фредерик Жолио¹ открыли искусственную радиоактивность атомных ядер, возникающую при облучении ряда легких элементов альфа-частицами полония.

Через несколько месяцев, в марте 1934 г. Э. Ферми² применил в качестве бомбардирующих частиц нейтроны и благодаря этому вызвал искусственную радиоактивность у многих элементов. В октябре 1934 г. Э. Ферми³ с сотрудниками при использовании облучения медленными нейтронами удалось существенно увеличить число радиоактивных изотопов и значительно повысить их активность. В результате этих работ физики получили мощное средство для изучения ядерных превращений.

В апреле 1935 г. И. В. Курчатов, Б. В. Курчатов, Л. В. Мысовский, Л. И. Русинов⁴ сообщили о результатах исследований искусственной радиоактивности брома.

В этой работе было установлено, что при облучении брома нейтронами образуются бета-активные изотопы брома, распадающиеся с тремя периодами полураспада: 18 мин., 4,2 часа, на которые указывал также Ферми, и новым периодом — 36 час.

Так как были известны только два стабильных изотопа брома с массовыми числами 79 и 81, то возникновение при нейтронном облучении брома трех видов радиоактивных ядер привело к затруднениям при установлении типов реакций.

Были выдвинуты три гипотезы, объясняющие существование третьего радиоактивного изотопа брома:

1. Один из видов радиоактивности брома образуется в результате реакции ($n, 2n$).

2. Третий период обусловлен наличием третьего стабильного изотопа брома, не обнаруженного при масс-спектрографических исследованиях.

3. У одного из двух радиоактивных изотопов брома имеется изомерное состояние.

На сессии Академии наук СССР в марте 1936 г. И. В. Курчатов, анализируя эти гипотезы на основе дальнейших исследований аномалий в искусственной радиоактивности брома, указал⁵:

«Для объяснения этой аномалии мы предположили, что радиоактивные изотопы облучаемого нейтронами элемента могут возникать не только при простом захвате нейтрона ядром, но и в результате столкновения без захвата налетающего нейтрона — столкновения, приводящего к вылету одного из ядерных нейтронов.

Вскоре, однако, пришлось оставить эти предположения. Опыты с нейтронами разных энергий, произведенные Л. И. Русиновым, показали, что и при малых энергиях нейтронов образуются все три радиоактивных брома, тогда как реакция без захвата, как реакция эндотермическая, требует подвода энергии извне, хотя бы в виде кинетической энергии налетающей частицы.

Таким образом, если не делать новых допущений, остается предположить, что в противоречии с данными масс-спектрографического анализа у брома имеется еще третий, мало распространенный устойчивый изотоп, путем присоединения к которому нейтрона и возникает третье радиоактивное ядро. Вместе с этим крайне маловероятным предположением необходимо сделать и другое допущение, также весьма маловероятное. Число ядер трех радиоактивных бромов одного и того же порядка, и, следовательно, третий, устойчивый изотоп, очень мало распространенный, должен обладать очень большим сечением захвата нейтрона.

Возможен и другой путь объяснения происхождения третьего радиоактивного брома, путь, который, правда, приводит к существенно новому допущению о существовании ядер изомеров. Говоря об изомерии ядра, я не хочу трактовать ее в том узком смысле, который был указан Гамовым. Ядра-изомеры в нашем случае — это ядра с одним и тем же зарядом и одним и тем же массовым числом (неразличимые поэтому масс-спектрографически), но разной структуры».

В этом докладе И. В. Курчатов впервые с определенностью сделал заключение о существовании нового явления — изомерии искусственно радиоактивных ядер.

Рассматривая подобные аномалии в радиоактивности брома и других элементов, Л. Мейтнер⁶ в своем докладе на физическом съезде в Цюрихе в июне 1936 г. пришла к более осторожным выводам:

«В настоящее время трудно поверить в существование „изомерных“ атомных ядер, т. е. таких ядер, которые при равном атомном весе и равном атомном номере обладают различными радиоактивными свойствами».

Идеи Игоря Васильевича Курчатова о существовании нового класса ядер — ядерных изомеров, получили в последующие годы убедительное подтверждение.

В декабре 1936 г. появилась важная для понимания природы изомерии атомных ядер теоретическая работа Вейцекера⁷. В этой работе предполагалось, что изомерные ядра при одинаковых зарядах и массовых числах отличаются тем, что находятся в разных энергетических состояниях — в основном и возбужденном. Проведенные оценки вероятности гамма-переходов ядра показали, что при не слишком больших энергиях возбуждения и больших отличиях в угловых моментах возбужденных и основных состояний эти переходы сильно заторможены и ядра в возбужденных состояниях могут иметь значительные времена жизни, измеряемые на опыте наряду со временами жизни основных состояний.

Указанное предположение, что изомерные состояния ядер являются метастабильными возбужденными состояниями, требовало экспериментальной проверки.

В лаборатории И. В. Курчатова были начаты опыты по исследованию гамма-излучения радиоактивного брома с целью обнаружить гамма-переходы в изомерных ядрах. К этому времени методом перекрестных ядерных реакций и химическими исследованиями было выяснено, что изотопом, в котором имеется изомерное состояние, является Br^{80} . Однако гамма-лучи, сопровождающие изомерный переход в Br^{80} , заметить не удавалось.

При дальнейших исследованиях радиоактивности брома в 1938 г. под непосредственным руководством И. В. Курчатова было обнаружено⁸ интенсивное излучение мягких электронов с периодом полураспада 4,2 часа.

И. В. Курчатов предположил, что наблюдаемое мягкое электронное излучение брома обусловлено процессами внутренней конверсии. То обстоятельство, что интенсивности мягкой и жесткой компонент электронного излучения брома были примерно равны, указывало, что разрядка изомерного состояния происходит в основном путем испускания конверсионных электронов.

Конверсионная природа мягкого электронного излучения брома была доказана путем измерения энергетического спектра электронов и исследования характеристического рентгеновского излучения.

Опубликованные в 1938 г. теоретические расчеты вероятности процессов внутренней конверсии⁹ показывали, что конверсионные переходы в ядре наиболее вероятны при малых энергиях и большой разности в угловых моментах, т. е. при условиях, которые обычно имеют место в изомерных ядрах. Таким образом, в результате детальных исследований радиоактивности брома, проведенных И. В. Курчатовым с сотрудниками, природа ядерной изомерии была выяснена экспериментально.

При исследовании схемы распада и измерении относительных коэффициентов конверсии было установлено, что изомерный переход в Br^{80} имеет октупольный характер¹⁰. Эта работа завершила цикл исследований по открытию и выяснению природы явления ядерной изомерии, который был обобщен в работе И. В. Курчатова «Изомерия атомных ядер»¹¹.

II. ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ И СТРУКТУРА АТОМНОГО ЯДРА

После того как было показано, что ядерная изомерия обусловлена наличием метастабильных состояний ядер и времена жизни ядер в возбужденных состояниях в первую очередь определяются энергией, мультипольностью и типом гамма-переходов, исследования ядерных изомеров начали интенсивно развиваться.

Игорь Васильевич Курчатов, оценивая роль изомерии атомных ядер в вопросе и выяснении структуры ядра, писал¹¹: «Время жизни ядер по отношению к тому или иному виду ядерного излучения характеризует процессы, происходящие в ядре. Изучение зависимости между этими временами жизни и значениями энергий излучений сыграло большую роль в физике атомного ядра. Анализ вопроса о связи периодов альфа- и бета-распадов с энергией испускаемых частиц привел ко многим важным представлениям о природе происходящих в ядре процессов. Соображения Бора о времени испускания гамма-лучей при захвате нейтронов создали очень важные для теории ядер представления о наличии при ядерных реакциях промежуточного состояния ядра.

Новое явление гамма-радиоактивности при изомерных переходах характеризует продолжительность жизни ядер по отношению к запрещенному гамма-излучению. Поэтому мы вправе ожидать, что ядерная изомерия даст возможность глубже понять происходящие при электромагнитном излучении ядра процессы».

Дальнейшее накопление экспериментальных данных по ядерным изомерам и развитие теоретических представлений о структуре атомного ядра полностью подтвердили эти соображения И. В. Курчатова.

Были предприняты попытки рассчитать вероятности гамма-переходов и связанные с ними времена жизни ядер на основе различных представлений о строении ядра и механизме гамма-излучения: капельной, альфа-частичной, однонуклонной и других моделей. Для одних и тех же изомерных переходов эти расчеты давали очень большие расхождения. Это свидетельствовало о том, что времена жизни изомерных ядер зависят не только от энергии и мультипольности гамма-переходов, но и от деталей ядерной структуры. Поэтому сопоставление экспериментальных и теоретических времен жизни изомеров дает возможность проверить правильность модельных представлений о строении ядер, на которых основан расчет.

Исследования ядерной изомерии составили значительную часть экспериментального материала, на основе которого были созданы оболочечная и обобщенные модели ядра.

С ф е р и ч е с к и е а т о м н ы е я д р а. До настоящего времени не создана строгая теория атомного ядра, являющегося сложной системой сильно взаимодействующих нуклонов. Силы, действующие между нуклонами в ядре, изучены еще недостаточно хорошо. Для описания свойств атомного ядра приходится поэтому пользоваться приближенными модельными представлениями. Эти представления сводят проблему многих тел к задаче одной частицы, нуклона, движущегося в самосогласованном поле, являющемся результатом взаимодействия этого нуклона с остальными нуклонами ядра.

Гепперт-Майер и Йенсен¹² впервые на такой основе предложили модель ядра для объяснения ряда фактов, связанных с особой устойчивостью ядер, имеющих определенное число протонов или нуклонов («магические числа»). Они предполагали, что эффективный ядерный потенциал обладает сферической симметрией, и учитывали сильное (l, s)-взаимодействие. В таком поле состояние нуклона характеризуется квантовыми числами: главным квантовым числом n , полным угловым моментом j , орбитальным моментом l , четностью $P = (-1)^l$. Согласно этой модели нуклоны ядра последовательно заполняют группы уровней с относительно близкими энергиями, образуя оболочки. Спин ядра с нечетным массовым числом A определяется спином последнего нечетного нуклона. Такая модель удовлетворительно объяснила спины и четности основных и нижних возбужденных состояний атомных ядер. В частности, эта модель оболочек объяснила существование

так называемых «островов изомерии», т. е. групп изомерных ядер, находящихся вблизи «магических чисел».

Уже первые работы о модели ядерных оболочек вызвали большой интерес И. В. Курчатова, хотя в то время правильность этой модели вызывала сомнения ряда теоретиков.

Экспериментальная проверка основных положений оболочечной модели приобрела решающее значение. По инициативе И. В. Курчатова группа физиков, приступила к систематическому изучению изомерных гамма-переходов с целью экспериментальной проверки модели ядерных оболочек. Были определены мультипольности и типы переходов в изомерных ядрах Zn^{69*} , Se^{79*} , Se^{81*} , Nb^{95*} , Rh^{103*} , Ba^{137*13} . В результате опытов было показано, что в ядрах Zn^{69*} , Nb^{95*} , Ba^{137*} имеют место гамма-переходы типа $M4$, причем в Zn^{69*} этот гамма-переход соответствует $g_{9/2} \rightarrow p_{1/2}$, в Nb^{95*} — $p_{1/2} \rightarrow g_{9/2}$ и в Ba^{137} $h_{11/2} \rightarrow d_{3/2}$. Эти данные находились в согласии с системой уровней, вытекающей из модели оболочек. Кроме того, сравнение экспериментальных времен жизни $\tau^{эксп}$ для этих изомерных ядер с теоретическими значениями $\tau^{теор}$, вычисленными на основе одночастичной модели ядра, дало хорошее согласие, что также подтверждало правильность применения модели оболочек для этой группы ядер.

Однако в ядрах Se^{79*} , Se^{81*} , Rh^{103*} наблюдались электромагнитные переходы типа $E3$ между уровнями $7/2+$ и $p_{1/2}$.

Указанные переходы в этой области ядер, связанные с уровнями $7/2+$, не укладываются в схему одночастичной модели. Состояния с полным моментом $7/2+$ можно объяснить на основе модели оболочек только в предположении, что спин ядра определяется не одним «нечетным», а несколькими нуклонами, находящимися в состоянии $g_{9/2}$. Сравнения экспериментальных времен жизни с теоретическими показывают, что в случае изомерных переходов Se^{79*} , Se^{81*} , Rh^{103*} имеет место более сложная перестройка ядра. Экспериментальные времена жизни примерно в 1000 раз превосходят теоретические значения, вычисленные по одночастичной модели. Гамма-переходы типа $E3$ в этой области ядер будут рассмотрены ниже.

Эти работы показали, что экспериментальные данные об изомерных переходах Zn^{69*} , Nb^{95*} , Ba^{137*} согласуются с моделью ядерных оболочек. Однако опыты по изомерии Se^{79*} , Se^{81*} и Rh^{103*} установили также, что одночастичная модель ядерных оболочек является лишь первым приближением.

Время жизни ядра τ_γ относительно гамма-переходов определяется энергией E_γ , мультипольностью L и типом σ гамма-переходов, которые измеряются экспериментально, и зависит также от внутренней структуры ядра:

$$\tau_\gamma = \frac{A_L}{E^{2L+1} B(\sigma L)}, \quad (1)$$

где $B(\sigma L)$ — приведенная вероятность гамма-переходов электрического или магнитного типа.

Вычисление приведенных вероятностей $B(\sigma L)$ связано со значительными трудностями, так как требует знания точных волновых функций ядра в начальном и конечном состояниях. В одночастичном приближении, согласно которому гамма-излучение ядра обусловлено изменением состояния одного нуклона¹⁴,

$$B(EL) \sim (eR^L)^2, \quad B(ML) \sim \left(\frac{v}{c} eR^L\right)^2, \quad (2)$$

где e — заряд протона, R — радиус ядра, v — скорость нуклона в ядре.

Эти оценки дают лишь нижний предел времени жизни, соответствующий полностью разрешенному одночастичному переходу данной мультипольности, так как для радиальных матричных элементов принимается их максимальное значение.

Можно полагать, что формулы одночастичной модели могут дать удовлетворительное согласие с экспериментом в тех случаях, когда к данному ядру применима одночастичная модель оболочек. Как будет показано далее, атомные ядра можно разделить на две группы: ядра, свойства

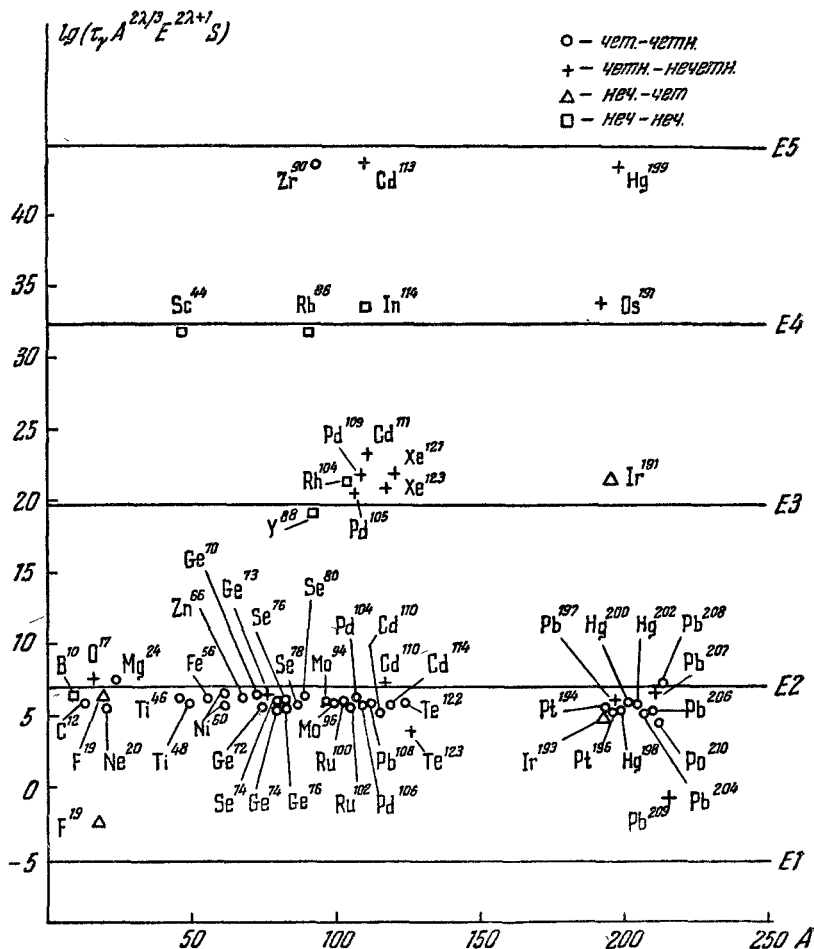


Рис. 1. Разрешенные электрические переходы в сферических ядрах.

которых удовлетворительно описываются моделью со сферическим потенциалом, и ядра, свойства которых лучше согласуются с выводами моделей с деформированным, эллипсоидальным потенциалом.

Для сферических ядер на рис. 1 и 2 указаны времена жизни ядер относительно гамма-переходов электрического и магнитного типа, вычисленные на основе одночастичной модели. Эти вычисления хорошо согласуются с экспериментальными данными. Детальное сопоставление экспериментальных и теоретических значений показало¹⁵, что величина отношения $\frac{\tau_{\text{эксп}}}{\tau_{\text{теор}}}$ для переходов типа $M4$ зависит от степени заполне-

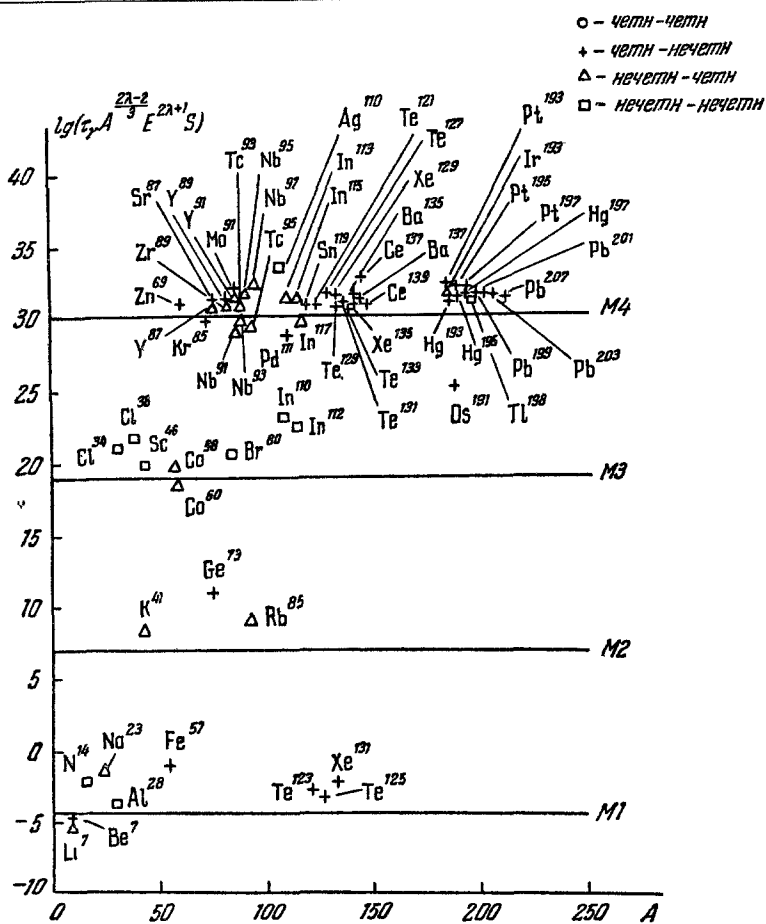


Рис. 2. Разрешенные магнитные переходы в сферических ядрах.

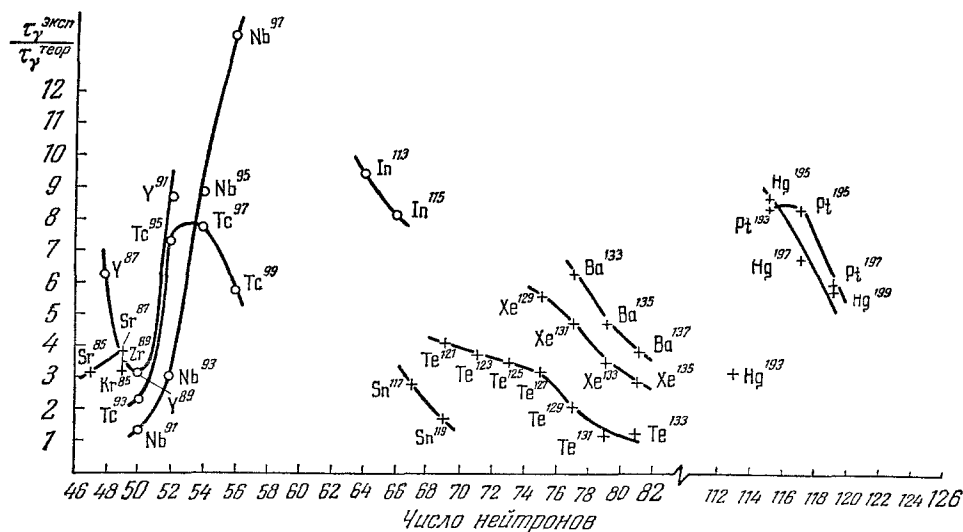


Рис. 3. Зависимость $\frac{\tau_{\gamma}^{эксп}}{\tau_{\gamma}^{теор}}$ от числа нейтронов для переходов типа $M4$

ния ядерных оболочек нейтронами (рис. 3) и протонами. Это свидетельствует о том, что времена жизни ядер в метастабильных состояниях чувствительны к деталям структуры ядра.

Для исследования деталей ядерной структуры особенно важно изучение гамма-переходов, запрещенных в одночастичной модели ядра.

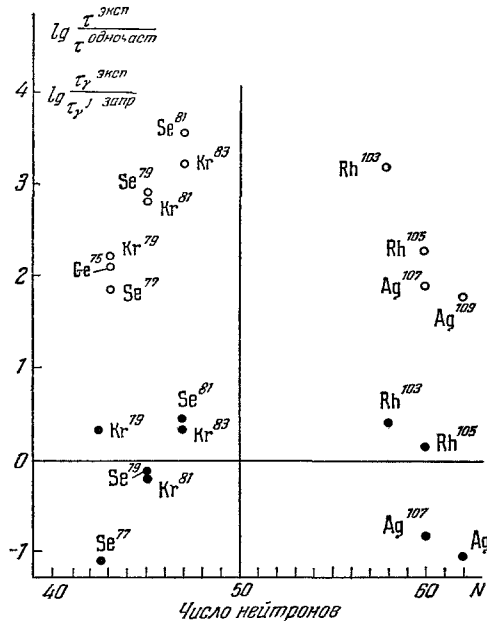


Рис. 4. j -запрещенные переходы типа $E3$.
○ — вычислено по формулам одночастичной модели,
● — вычислено с учетом смещения конфигурации

Например, в исследованных гамма-переходах в ядрах Se^{79} , Se^{81} , Rh^{103} имеет место излучение типа $E3$ между состояниями $(g_{9/2})_{1/2}^2 + \rightarrow (P_{1/2})$. В этих случаях имеет место так называемый j -запрет, так как $\Delta j > \Delta I$ (рис. 4) и гамма-переход не может быть одночастичным вследствие того, что изменение момента нечетной частицы превосходит порядок мультипольности излучения $L = \Delta I$ в ядрах с числом нечетных нуклонов 43, 45, 47, в которых имеет место переход типа $E3$: $\Delta j = 9/2 - 1/2 = 4$, а $\Delta I = 7/2 - 1/2 = 3$.

Другой группой гамма-переходов, запрещенных в рамках одночастичной модели, являются так называемые l -запрещенные переходы, т. е. переходы для которых $\Delta l > \Delta I$ (рис. 5). В этих переходах изменение орбитального момента последнего нечетного нуклона в ядре, превосходит момент L , уносимый гамма-квантом, например в ядре Cs^{135} гамма-переход типа $M1$ между конфигурациями $d_{5/2} \rightarrow g_{7/2}$ запрещен по l :

$$\Delta l = g - d = 2, \quad \text{а} \quad \Delta I = \frac{7}{2} - \frac{5}{2} = 1.$$

j - и l -запреты были бы абсолютными, если бы одночастичная модель оболочек полностью описывала состояние ядра. Однако экспериментальные данные показывают, что j - и l -запрещенные переходы, хотя и значительно заторможены по сравнению с одночастичной оценкой для разрешенных гамма-переходов, все же имеют определенную вероятность. Это обусловлено дополнительным остаточным взаимодействием нуклонов, находящихся на одной оболочке, не учитываемым одночастичной оболочечной моделью. Поэтому исследование запрещенных гамма-переходов позволяет выяснить детали ядерной структуры. Известные к настоящему времени случаи j -запрещенных переходов, представленные на рис. 4, показывают, что учет остаточного взаимодействия дает значительно лучшее согласие¹⁶ с экспериментальными данными вычисленных с учетом этого остаточного взаимодействия времен жизни гамма-переходов. Аналогичная ситуация имеет место и для изомерных переходов в случае l -запрета¹⁷.

Весьма существенными являются исследования ядерных изомеров в области около дважды магических ядер, поскольку энергии, вероят-

Деформированные атомные ядра. На основе одночастичной модели оболочек не представляется возможным объяснить свойства атомных ядер, находящихся в области массовых чисел 24—26, 150—190 и более 222. Атомные ядра в этих областях имеют аномально большие вероятности гамма-переходов типа $E2$ и большие значения квадрупольных моментов. Эти факты не могут быть согласованы с представлениями об одночастичном характере движения нуклонов в ядре. Указанные свойства ядер приводят к предположению, что в ядрах наряду с одночастичным движением существенную роль играют коллективные движения

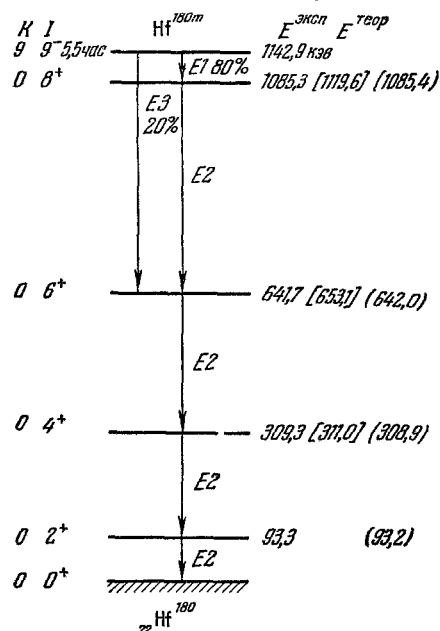


Рис. 7. Схема распада Hf^{180*} .

нуклонов и атомные ядра имеют не сферическую, а деформированную форму.

Наличие у атомных ядер равновесной деформации обусловлено взаимодействием слабо связанных нуклонов незаполненных оболочек с нуклонами, находящимися в заполненных оболочках и образующих остов ядра. В таких ядрах при низких энергиях возбуждения ядра наряду с одночастичным движением могут происходить вращательные и колебательные коллективные движения. Все эти движения в первом приближении можно рассматривать как независимые. Каждому внутреннему состоянию ядра соответствует своя система ротационных уровней, энергии которых описываются формулой

$$E_{\text{рот}} = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - I_0(I_0+1)]; \quad (3)$$

I_0 и I — спины основного и возбужденного состояний соответственно, J — момент инерции ядра.

Однако в действительности вращение ядра нельзя рассматривать совершенно независимо от колебательного и внутреннего движений. Эта связь приводит к некоторому искажению ротационного спектра. Существенным оказывается вращательно-колебательное взаимодействие, которое приводит к уменьшению энергии вращательных уровней. Поправка к энергии возбуждения уровней имеет вид

$$\Delta E_{\text{рот}} = aI^2(I+1)^2. \quad (4)$$

При распаде изомерного Hf^{180*} (рис. 7) возбуждаются уровни со спинами 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ , соответствующие ротационной полосе основного состояния ядра. Изомерный уровень со спином 9^- соответствует другому внутреннему состоянию Hf^{180} . Для вращательных уровней на рисунке указаны экспериментальные и теоретические значения энергий возбуждения; теоретические значения вычислены по формуле (1) и по формуле (1) с поправкой (2).

Между вращательными состояниями ядер в пределах одной ротационной полосы возможны гамма-переходы типа $M1$ или $E2$ (в случае четно-четных ядер — только $E2$ -переходы). Вероятность магнитных дипольных переходов связана с магнитным моментом ядра, который не сильно отличается от магнитного момента одной частицы. Поэтому вероятность

$M1$ -переходов оказывается примерно такой же, как по оценкам модели одной частицы. Вероятность переходов типа $E2$ связана с квадрупольным моментом ядра, который значительно превышает значения квадрупольных моментов по одночастичной модели. На рис. 8 представлены отношения вычисленных времен жизни ядер в ротационных состояниях к экспериментальным, измеренным методом задержанных совпадений и определенным по сечениям кулоновского возбуждения. Из рисунка видно, что

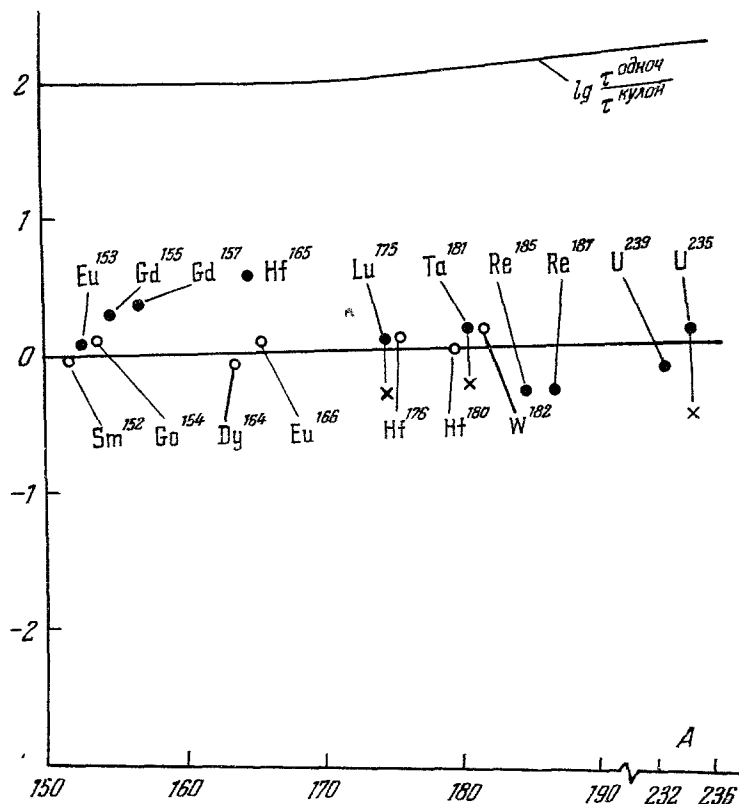


Рис. 8. $E2$ -переходы между уровнями [одной $\frac{1}{2}$ ротационной полосы.

$$\bigcirc - \lg \frac{\tau_{\text{кулон}}}{\tau_{\text{прям}}}, \quad \bullet - \lg \frac{\tau_{\text{эксп}}}{\tau_{\text{теор}}}.$$

вероятности ротационных переходов типа $E2$ примерно в 100 раз больше значений вероятностей, даваемых одночастичной моделью. В то же время наблюдается хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений, вычисленных на основе коллективной модели ядра. Такое согласие обусловлено тем, что в этих расчетах не привлекаются неизвестные нам волновые функции ядра.

В деформированных ядрах для электромагнитных переходов между состояниями различных вращательных полос, кроме обычных правил отбора по спину и четности состояний, становится существенным дополнительное правило отбора по квантовому числу K , представляющему проекцию полного момента количества движения ядра на ось симметрии:

$$\Delta I \geq K. \quad (5)$$

Правило отбора по K будет строго выполняться лишь в том случае, если K является «хорошим» квантовым числом, т. е. когда внутреннее и вращательное движения полностью разделяются. В действительности всегда имеется связь между этими двумя видами движения и K является лишь приближенным квантовым числом. Поэтому вместо полного запрещения гамма-перехода правило отбора по K приведет к уменьшению вероятности гамма-перехода. Степень запрещения перехода определяется величиной

$$\nu = |\Delta K| - L. \quad (6)$$

Работа по исследованию распада изомерного Hf^{180*} , в котором впервые был найден K -запрещенный переход высокой степени запрещения, была выполнена В. С. Гвоздевым и Л. И. Русиновым²¹.

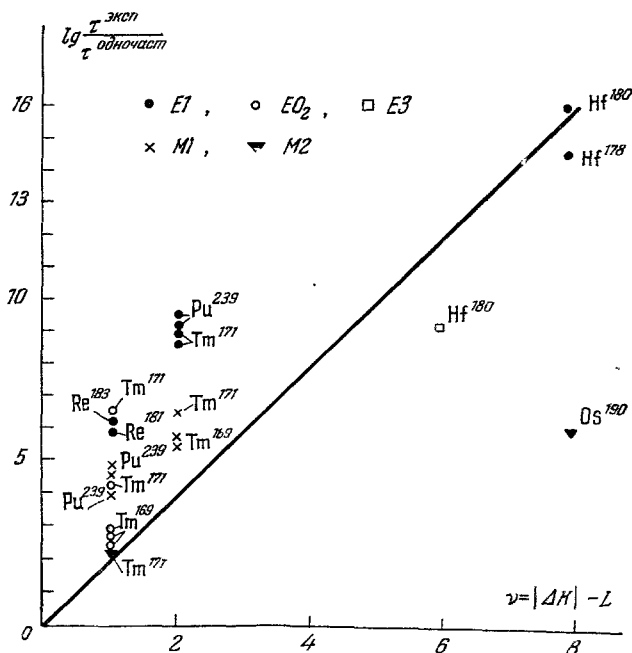


Рис. 9. K -запрещенные переходы в деформированных ядрах.

При разрядке изомерного состояния ядра Hf^{180*} наблюдаются радиационные переходы на верхние вращательные состояния полосы, связанной с основным состоянием ядра (см. рис. 7). Переход на уровень со спином 8^+ типа $E1$, на уровень 6^+ типа $E3$. По сравнению с оценками модели одной частицы время жизни относительно гамма-перехода типа $E1$ с энергией $57,6 \text{ кэВ}$ увеличено примерно в 10^{16} раз, а для перехода типа $E3$ с энергией $501,2 \text{ кэВ}$ — примерно в 10^9 раз.

Были проведены вычисления²² времени жизни изомерного состояния Hf^{180*} , учитывающие связь коллективного и одночастичного движений нуклонов в ядре. Вычисленное значение τ_γ совпадает с экспериментальным с точностью до порядка величины, что значительно лучше согласуется с опытом, чем оценка по одночастичной модели.

Гамма-переходы, запрещенные по квантовому числу K , наблюдаются и в других ядрах (рис. 9), но степень K -запрещения во всех остальных случаях меньше. Из рассмотрения экспериментальных данных по K -за-

прецессным переходам следует, что при увеличении степени K -запрета на одну единицу интенсивность соответствующего перехода уменьшается примерно в 100 раз. Для точной теоретической оценки вероятности K -запрещенного гамма-перехода необходим индивидуальный расчет каждого случая.

Свойства деформированных ядер, содержащих нечетное число нуклонов, удовлетворительно объясняет обобщенная модель, учитывающая наряду с коллективными движениями нуклонов также внутреннее возбуждение ядра, связанное с изменением состояния отдельных нуклонов. Для указанной группы ядер такая модель предсказывает спины и четности состояний, и для нее Нильссоном²³ были рассчитаны волновые функции. С помощью этих функций можно оценить для одночастичных возбуждений в деформированных ядрах вероятности гамма-переходов различных

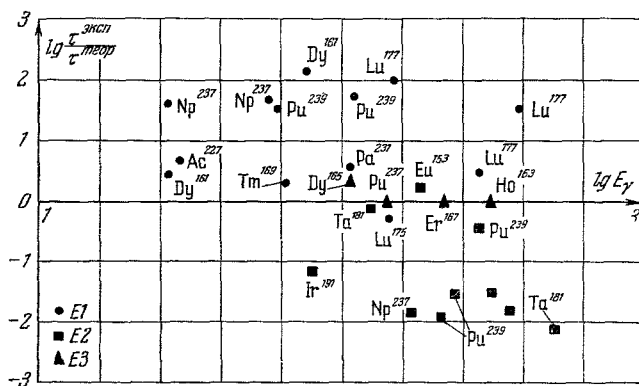


Рис. 10. Одночастичные переходы электрического типа в деформированных ядрах.

мультипольностей. Такие расчеты показывают²⁴, что согласие между экспериментальными и теоретическими значениями времени жизни (рис. 10) получается значительно лучшее, чем в вычислениях по одночастичной модели, дающих расхождение до 10^6 раз.

В ряде деформированных ядер обнаружены уровни, соответствующие бета- и гамма-колебаниям ядерной поверхности, т. е. колебаниям вдоль ядерной оси и колебаниям в плоскости, перпендикулярной к оси. В настоящее время эти уровни изучены недостаточно. А. С. Давыдов²⁵ предложил другую интерпретацию гамма-колебательных уровней, согласно которой эти уровни соответствуют вращению неаксиально деформированного ядра. Дальнейшие эксперименты должны показать, в какой мере справедливы предположения о неаксиальности некоторых деформированных ядер.

Переходная область между сферическими и деформированными ядрами также требует дальнейшего экспериментального изучения и теоретического анализа. Интересно проверить предположение²⁶, согласно которому в переходной области основные и возбужденные состояния ядер могут иметь сильно различающуюся деформацию, например основное состояние — сферическое, а возбужденное имеет равновесную деформацию. В этом случае для изомерного перехода будет иметь место дополнительный сильный запрет.

Очень интересны исследования ядерной изомерии в области сильно деформированных ядер тяжелых и трансурановых элементов. Так, например, недавно при исследовании схемы уровней U^{235} было обнаружено²⁷,

что первый возбужденный уровень является изомерным ($T_{1/2}=26,2$ мин), а энергия возбуждения чрезвычайно низка — менее 100 эв.

Значительное число изомеров имеется также среди нечетно-нечетных ядер, как деформированных, так и сферических. Эта группа ядер наименее экспериментально изучена. Однако исследование этих ядер представляет интерес, поскольку свойства нечетно-нечетных ядер во многом определяются квантовыми состояниями последних нечетных протона и нейтрона. В этих ядрах вероятности гамма-переходов удается в ряде случаев²⁸ выразить через вероятности соответствующих переходов в соседних нечетных ядрах.

В настоящее время достаточно хорошо теоретически и экспериментально исследованы основные и низковозбужденные (до 1,5—2 Мэв) состояния атомных ядер, которые обычно возбуждаются при бета- и альфа-распадах.

Однако необходимо развивать изучение свойств атомных ядер и при более высоких энергиях возбуждения, так как в этом случае можно ожидать проявления новых, более сложных процессов перестройки ядра, в которых участвуют не только внешние нуклоны, но и нуклоны остова ядра. Рассмотрим в этой связи случаи «изомерии остова» в ядре Mo^{93*} . Изомерное состояние этого ядра имеет энергию возбуждения 2428 кэв и спин $23/2+$ (рис. 11).

Большая величина спина изомерного состояния $\text{Mo}^{93} 23/2+$ связана с изменением схемы связи угловых моментов пары протонов остова ядра, находящихся на уровне $g_{9/2}$, приводящим к конфигурации:

$$(g_{9/2})_p^2 J' = 8 (g_{7/2})_n I = \frac{23}{2} + .$$

Изомерным состояниям атомных ядер при высоких энергиях возбуждения соответствуют большие значения полного углового момента ядра.

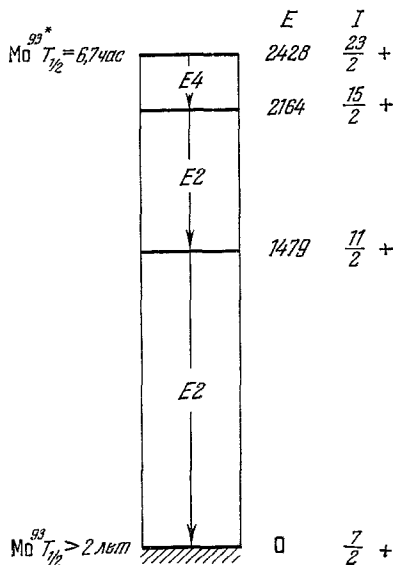


Рис. 11. Схема распада Mo^{93*} .

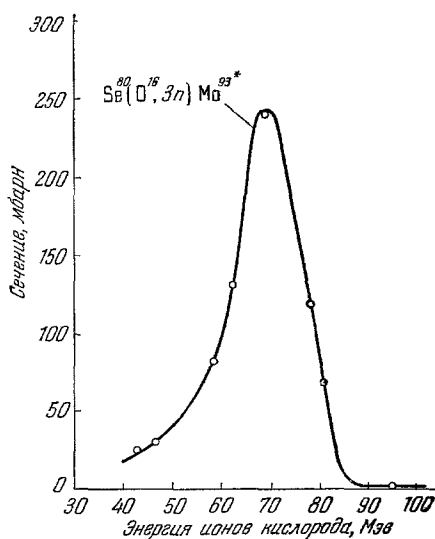


Рис. 12. Зависимость сечения реакции $\text{Se}^{80}(\text{O}^{16}, 3n)\text{Mo}^{93*}$ от энергии ионов кислорода.

Возбуждения таких состояний можно с большой вероятностью ожидать в процессах, протекающих с большими изменениями спина. Очень пер-

спективным является использование ядерных реакций с многозарядными ионами, в которых тяжелый ион может внести в составное ядро момент до 50—100 \hbar .

При испускании сильно возбужденным составным ядром нуклонов и гамма-квантов оно может перейти в метастабильное состояние с большим угловым моментом и энергией возбуждения, меньшей энергии связи нуклона.

В лаборатории Г. Н. Флерова в Институте атомной энергии АН СССР изомерный Mo^{93*} был получен по реакции $\text{Se}^{80}(\text{O}^{16}, 3n)\text{Mo}^{93*}$ (рис. 12) с относительно большим сечением — 250 мбарн²⁹. Получение таких высоковозбужденных изомерных состояний представляет новые возможности изучения свойств атомных ядер в мало исследованной области энергий возбуждения.

Исследование ядерных изомеров в значительной степени определило развитие представлений о структуре атомного ядра. Обобщенная модель ядерных оболочек в основном объяснила экспериментальные данные по ядерной изомерии³⁰. Однако еще не получено полное количественное согласие опыта с теорией. Можно полагать, что и дальнейшие исследования изомерии атомных ядер будут способствовать углублению представлений о строении ядра.

Таким образом, первые работы И. В. Курчатова по аномалии радиоактивных превращений брома привели к новому направлению в ядерной физике—исследованию ядерных изомеров. И. В. Курчатов внес большой вклад в создание этого направления. Принимая вначале непосредственное участие в работах по ядерной изомерии, Игорь Васильевич Курчатов и впоследствии проявлял живой интерес к этой области ядерной физики, всемерно способствуя развитию исследования изомерии атомных ядер.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. I. Curie et F. Joliot, Compt. rend. 198, 254 (1934).
2. E. Fermi, Ric. scient. 4, 283 (1934).
3. E. Fermi, E. Amaldi, B. Pontecorvo, F. Rasetti, E. Segré Ric. scient. 2, 282 (1934).
4. J. V. Kourtchatov, B. V. Kourtchatov, L. V. Misowski, L. I. Roussinov, Compt. rend. 200, 1204 (1935).
5. И. В. Курчатов, Изв. АН СССР, сер. физ. 2, № 1, 339 (1936).
6. L. Meitner, Kernphysik Vortrage, 1936.
7. C. F. v. Weizsäcker, Naturwiss. 51/24, 801 (1936).
8. Л. И. Русинов, А. А. Юзefович, ДАН СССР 20, 647 (1938); 22, 580 (1939); 24, 429 (1939).
9. M. Hebb, G. Uhlenbeck, Physica 5, 605 (1938).
10. L. I. Roussinov, A. A. Yusephowich, J. Phys. 3, 281 (1940).
11. И. В. Курчатов, Л. И. Русинов, Юбил. сборник, посвященный 30-летию Великой Октябрьской социалистической революции. М., Изд. АН СССР, 1947, стр. 285.
12. M. Goerpert-Mayer, Phys. Rev. 75, 1969 (1949); O. Haxel, J. Yensen, H. E. Suess, Phys. Rev. 75, 1766 (1949).
13. Б. Долишник, Г. Драбкин, В. Орлов, Л. Русинов, ДАН СССР 92, 1141 (1953); Г. Драбкин, Л. Русинов, ДАН СССР 97, 417 (1957); Г. Драбкин, В. Орлов, Л. Русинов, ЖЭТФ 19, 324 (1955).
14. S. A. Moszkowski, Phys. Rev. 89, 474 (1953).
15. Е. П. Мазец, Л. И. Русинов, ДАН СССР 101, 253 (1955).
16. M. Sano, Progr. Theor. Phys. 18, 223 (1957).
17. A. Arima, H. Horié, M. Sano, Progr. Theor. Phys. 17, 567 (1957).
18. С. В. Голенецкий, Л. И. Русинов, Ю. И. Филимонов, ЖЭТФ 35, 1313 (1958); 37, 560 (1959).
19. Л. А. Слив, Ю. И. Харитонов, ЖЭТФ 37, 1151 (1959).
20. A. Bohr, B. R. Mottelson, Kgl. Danske Mat.-Fys. Medd. 27, № 16 (1953).

21. В. С. Гвоздев, Л. И. Русинов, ДАН СССР 112, 401 (1957).
 22. В. В. Анисович, ЖЭТФ 34, 1639 (1958).
 23. S. G. Nilsson, Kgl. Danske Mat.-Fys. Medd. 29, № 16 (1955).
 24. Ю. Н. Гнедин, Тезисы 10-го совещания по ядерной спектроскопии. М., Изд. АН СССР, 1960, стр. 64.
 25. А. С. Давыдов, Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 792 (1959).
 26. Л. К. Пекер, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 957 (1956).
 27. M. S. Freedman, F. T. Porter F. Wagner, P. P. Day, Phys. Rev. 108, 836 (1957).
 28. Д. А. Варшалович, ЖЭТФ 38, 172 (1960).
 29. Л. С. Карамян, Л. И. Русинов, В. А. Фомичев, ЖЭТФ 36, 1374 (1959).
 30. Л. И. Русинов, Г. М. Драбкин, УФН 64, 93 (1958); Л. И. Русинов, Д. А. Варшалович, Атомная энергия 5, вып 4, 32 (1958).
-