

УДК 539.172.3

РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ ЯДРАМИ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Ю. П. Гангрский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. М. Мазур

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

ВВЕДЕНИЕ	158
ОПИСАНИЕ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ	161
НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ	162
Раман-эффект	162
Возбуждение изомерных состояний ядер в реакциях (γ, γ')	165
Теоретическое описание процесса заселения изомерных состояний	166
Направления исследований реакций (γ, γ') с возбуждением изомерных состояний	168
Реакции $(\gamma, \gamma')^m$ при низких энергиях возбуждения	172
Область энергий вблизи порога реакции (γ, n)	178
Интегральные сечения реакций $(\gamma, \gamma')^m$ в области $4 \div 10$ МэВ	185
Область гигантского дипольного резонанса	188
Возбуждение изомеров формы в реакциях (γ, γ')	189
РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ НА ЯДРАХ В ИЗОМЕРНОМ СОСТОЯНИИ	190
ВОЗБУЖДЕНИЕ И ДЕВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ γ -КВАНТОВ С ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКОЙ АТОМА	194
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	195
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	198

УДК 539.172.3

РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ ЯДРАМИ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Ю. П. Гангрский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. М. Мазур

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

Представлены экспериментальные данные по неупругому рассеянию γ -квантов ядрами с возбуждением изомерных состояний. Рассматривались изомерные состояния различной природы — одночастичные, квазичастичные, изомеры формы. Приводится большой набор экспериментальных значений дифференциальных и интегральных сечений реакций (γ, γ') в диапазоне энергий от порога до гигантского дипольного резонанса. Обсуждается механизм реакции (γ, γ') и свойства ядерных уровней, через которые происходит возбуждение изомерных состояний или их девозбуждение в интенсивных потоках γ -излучения.

The review is presented of the experimental data about the γ -ray inelastic scattering with the isomeric state excitation. The isomeric states of different nature are considered — single-particle, quasiparticle and shape isomers. The large set of experimental values of differential and integral cross sections in the range of reaction threshold and giant dipole resonance is included. The reaction mechanism and properties of levels for the population and de-excitation of isomers by the γ -radiation are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы рассеяния γ -квантов ядрами связаны с основными проблемами ядерной физики: структурой ядра и механизмом его возбуждения. Этими обстоятельствами и определяется постоянный интерес исследователей к данной проблеме.

Рассеяние фотонов отдельными ядрами является универсальным процессом, происходящим на всех ядрах при любых энергиях. Оно может происходить с изменением (неупругое) и без изменения энергии (упругое). Изомерные (метастабильные) ядерные состояния возбуждаются в неупругих процессах. Неупругое рассеяние γ -квантов атомными ядрами осуществляется в два этапа. Первый процесс — это поглощение фотона, второй — распад возбужденных ядерных состояний на более низкие уровни ядра-мишени, в том числе и на изомерные.

В области энергий возбуждения, когда ширина уровней Γ много меньше среднего расстояния между ними ($\Gamma \ll D$), происходит резонансное поглощение γ -квантов на отдельные изолированные уровни, и сечение этого процесса описывается формулой Брейта–Вигнера [1]:

$$\sigma_t(E_\gamma) = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{2J_a + 1}{2J_0 + 1} \frac{\Gamma \Gamma_a}{(E - E_a)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (1)$$

где E_a, J_a — энергия и спин возбуждаемого уровня; J_0 — спин основного состояния ядра; Γ_a — парциальная радиационная ширина для перехода с возбужденного уровня в основное состояние; $\Gamma = \sum \Gamma_i$ — полная радиационная ширина, равная сумме всех парциальных ширин для переходов на все уровни, лежащие между возбужденным состоянием и основным; λ — длина волны γ -кванта, соответствующая энергии резонансного состояния.

В районе перекрывающихся уровней ($\Gamma \geq D$), т. е. в области непрерывного спектра, индивидуальные уровни уже не проявляются, и сечение поглощения γ -квантов является плавной функцией их энергии. В диапазоне энергий $10 \div 25$ МэВ при поглощении γ -квантов происходит возбуждение состояний гигантского дипольного резонанса (ГДР), при этом сечение фотопоглощения описывается кривой Лоренца:

$$\sigma_t(E) = \sum_i \sigma_i \frac{E^2 \Gamma_i^2}{(E_i^2 - E^2)^2 + \Gamma_i^2 E^2}, \quad (2)$$

где σ_i — сечение фотопоглощения в максимуме; E_i — энергия резонанса; Γ_i — ширина ГДР.

Второй этап неупругого рассеяния заключается в том, что образовавшееся возбужденное состояние распадается путем испускания γ -квантов либо с переходом в основное состояние (упругое резонансное рассеяние), либо с переходом в промежуточные возбужденные состояния (неупругое резонансное рассеяние). Если возбужденное состояние находится достаточно высоко, то снятие возбуждения может осуществляться каскадом радиационных переходов.

В области выше порогов фотонуклонных реакций с рассеянием γ -квантов конкурирует эмиссия нуклонов. Сечение рассеяния γ -квантов определяется отношением $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma_{\text{tot}}$, где Γ_{tot} — полная ширина, включающая как нуклонный, так и радиационный каналы; Γ_{rad} — полная радиационная ширина.

Во всех рассмотренных случаях процесс неупругого рассеяния γ -квантов связан с радиационными переходами. Эти переходы, снимающие возбуждения ядра, можно классифицировать на несколько групп. Во-первых, это cc' — переходы между высоковозбужденными компаунд-состояниями ядра непрерывного спектра (c — начальное, c' — конечное состояние). Во-вторых, переходы между высоковозбужденными c - и низколежащими дискретными

s -состояниями (cs -переходы). В случае, когда s является первым или вторым возбужденным состоянием ядра, такие переходы называются ядерным раман-эффектом; и, наконец, ss' — переходы между простыми низколежащими состояниями, где s — начальное, а s' — конечное состояние перехода. Схема возбуждения и разрядки уровней в реакции (γ, γ') представлена на рис. 1, стрелками указаны γ -переходы различных типов.

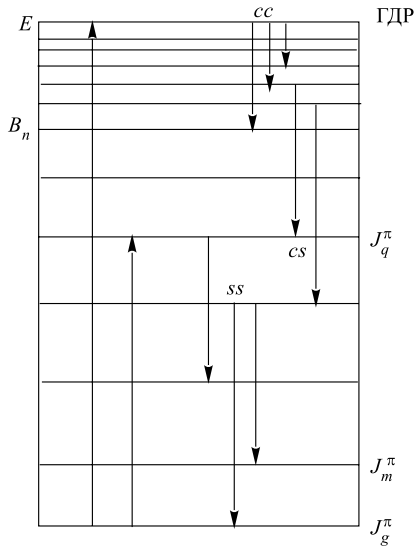


Рис. 1. Схема возбуждения и разрядки изомерного уровня в реакции (γ, γ')

есть гигантский дипольный резонанс — широкий максимум с энергией $12 \div 17$ МэВ для средних и тяжелых ядер, а основными механизмами неупругого рассеяния γ -квантов ядрами являются, по-видимому, раман-эффект и каскадные процессы, в том числе с заселением изомерных состояний.

Из сравнения имеющихся экспериментальных моделей становится ясно, что пока не существует последовательного теоретического подхода, описывающего сечения фотопоглощения, упругого и неупругого рассеяния, радиационные и полные ширины уровней, радиационные силовые функции и другие характеристики ядер во всем диапазоне энергий ГДР. Особенно это относится к области энергий вблизи порога фотонуклонных реакций [4]. При этом раман-эффект и заселение изомерных состояний несколько выделяются тем, что первый процесс достаточно успешно описывается в рамках динамической коллективной модели, второй — в рамках статистических подходов.

В настоящее время переходы ss' достаточно хорошо изучены и по ним имеется обширная информация [2]. Данные о переходах cc' получают, изучая реакции типа $(n, \gamma' \alpha)$, $(n, \gamma' f)$ и др. [3]. Переходы типа cs' изучают в реакциях (n, γ) , в ядерной резонансной флуоресценции и в ядерном раман-эффекте. В процессах заселения изомерных состояний вклад могут давать переходы всех типов.

Из перечисленных экспериментов ни в одном нельзя получить целостной картины развития каскада γ -переходов, т. е. получить информацию о том, какие переходы и с какой вероятностью реализуются в каскаде в процессе снятия возбуждения атомного ядра в областях, когда $\Gamma \ll D$ и $\Gamma \geq D$.

В области энергий $10 \div 25$ МэВ главной особенностью в сечениях взаимодействия γ -квантов с ядрами является

1. ОПИСАНИЕ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ

Для неориентированных ядер в области ГДР сечение рассеяния γ -квантов (упругое и неупругое) определяется соотношением [4, 5]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{k'}{k} \sum_{l=0}^2 g_l |P_l|^2, \quad (3)$$

где k, k' — волновые числа для падающего и рассеянного фотона соответственно; g_l — функция углового распределения рассеянного излучения; P_l — поляризуемость ядра; l — угловой момент, переданный ядру. Функция g_l зависит от поляризации падающего и рассеянного фотонов, однако для неполяризованного дипольного излучения для угла рассеяния θ можно записать

$$\begin{aligned} g_0(\theta) &= \frac{1}{6} (1 + \cos^2 \theta), \\ g_1(\theta) &= \frac{1}{4} (2 + \sin^2 \theta), \\ g_2(\theta) &= \frac{1}{12} (13 + \cos^2 \theta). \end{aligned} \quad (4)$$

Свойства ядра, ядерная динамика содержатся в ядерной поляризуемости P_l . Величина P_l может быть получена во втором порядке теории возмущений в предположении, что отдельные возбужденные резонансы имеют лоренцевскую форму

$$\begin{aligned} P_l &= (-1)^{l+J_i+J_f} k k' \sum \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & l \\ J_i & J_f & J_n \end{matrix} \right\} \langle J_f || D || J_n \rangle \langle J_n || D || J_i \rangle \times \\ &\times \left(\frac{1}{E_n + E' + 1/2 i\Gamma_n} + \frac{(-1)^l}{E_n - E - 1/2 i\Gamma_n} \right) - \\ &- \delta_{l0} \delta_{if} \delta_{kk'} \sqrt{3(2J_i + 1)} \frac{Z e^2}{A M c^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где J_i, J_n, J_f — спины начального, промежуточного и конечного ядерных состояний соответственно; D — дипольный оператор; E_n, Γ_n — энергия и ширина промежуточных состояний; E, E' — энергия падающего и рассеянного фотонов; $\left\{ \right\}$ — $6j$ -символ; $\langle J_f || D || J_n \rangle$ — приведенный матричный элемент оператора дипольного перехода D , связывающий состояние гигантского резонанса $|J_n\rangle$ с конечным состоянием $\langle J_f|$. Суммирование ведется по всем состояниям ГДР.

Случай с $l = 0$ описывает скалярное рассеяние. Это рассеяние когерентно процессам упругого рассеяния. Для четно-четных ядер ($J_i = 0$) упругое рассеяние полностью определяется скалярной поляризуемостью P_0 . Последний

член в формуле (5) описывает томсоновское рассеяние фотонов (в низкоэнергетическом приближении). Дельта-функции δ_{l0} , δ_{if} , $\delta_{kk'}$ указывают на то, что томсоновское рассеяние интерферирует только с когерентным упругим (скалярным) рассеянием ($l=0, k=k'$). Члены с $l=1, 2$ отвечают, соответственно, векторному и тензорному рассеянию, когда ядру в результате рассеяния передается одна и две единицы углового момента. В этих случаях начальное состояние не совпадает с конечным. Рассеяние на низколежащий 2^+ -уровень полностью описывается тензорной поляризуемостью.

Формула (5) достаточно универсальна и может быть использована для расчетов сечений рассеяния по различным моделям.

2. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

2.1. Раман-эффект. Как уже упоминалось, наиболее ярким проявлением переходов типа $c \rightarrow s$ является ядерный раман-эффект, или ядерное комбинационное рассеяние. Этот эффект был открыт в 1928 г. при взаимодействии светового излучения с атомами, молекулами или кристаллами [6]. Он заключается в том, что в рассеянном излучении появляются дополнительные линии с длинами волн, отличающимися от основной. Сдвиг этих линий определяется частотами собственных колебаний вещества.

При взаимодействии γ -квантов с ядрами раман-эффект обусловлен некогерентной частью их рассеяния через гигантский дипольный резонанс, при котором обратные переходы, разрешенные правилами отбора для дипольных переходов, осуществляются на нижние уровни (например, для четно-четных ядер с $J_0 = 0^+$ переходы на уровень с $J_f = 2^+$).

В общей форме рамановское рассеяние описывается на основе динамической коллективной модели [7]. Гамильтониан этой модели имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_d + \hat{H}_q + \hat{H}_{dq}, \quad (6)$$

где \hat{H}_d — гамильтониан свободных дипольных колебаний в ядре; \hat{H}_q — гамильтониан квадрупольных колебаний поверхности; \hat{H}_{dq} — гамильтониан квадрупольно-дипольного взаимодействия.

Неупругое рассеяние в рамках рассмотренного подхода обусловлено связью дипольных колебаний ГДР с квадрупольными колебаниями поверхности ядра. Если такая связь отсутствует, т. е. $\hat{H}_{dq} = 0$, то отсутствует неупругое рассеяние. Степень связи дипольных и квадрупольных колебаний характеризуется безразмерным параметром [5]:

$$\eta = 0,76 \frac{\langle H_{dq} \rangle}{E_2}, \quad (7)$$

где E_2 — энергия первого однофононного состояния.

В гидродинамической модели ядра [7] можно оценить параметр η :

$$\eta = 0,76 \frac{E_1 \beta_0}{E_2}, \quad (8)$$

где E_1 — энергия гигантского дипольного резонанса; β_0 — среднеквадратичная деформация ядра, связанная с приведенной вероятностью электромагнитного перехода с основного на первое однофононное состояние ядра:

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2_1^+) = \left(\frac{3}{4\pi} Z R_0^2 \beta_0 \right)^2, \quad (9)$$

где Z, R_0 — заряд и радиус ядра. Таким образом, неупругое рассеяние должно быть тем вероятнее, чем больше параметр деформации β_0 .

В сферических ядрах динамические колебания их поверхности имеют довольно большую амплитуду, и среднеквадратичная деформация, возникающая вследствие колебаний поверхности ядра, сравнима по величине со статической деформацией несферических ядер ($\beta_0 = 0,15 \div 0,30$ [8]). Учет взаимодействия колебаний ГДР и квадрупольных колебаний поверхности ядра приводит к качественно правильному описанию сечения раман-эффекта.

Неупругое рамановское рассеяние сравнительно легко отделяется от упругого по различию в энергиях рассеянных фотонов. При этом, как правило, регистрируются высокоэнергетические переходы типа $c \rightarrow s$, и энергия неупругорассеянных фотонов меньше энергии упругорассеянных на величину энергии возбуждаемого низколежащего состояния. Для целей подобных исследований в области $7 \div 12$ МэВ удобными оказались моноэнергетические γ -кванты от радиационного захвата нейтронов, на пучках которых получен ряд надежных результатов.

Такого рода данные были получены группами Мореха [8, 9] и Джексона [10, 11] для обширного круга деформированных ядер: ^{175}Lu , ^{181}Ta , ^{158}Tb ,

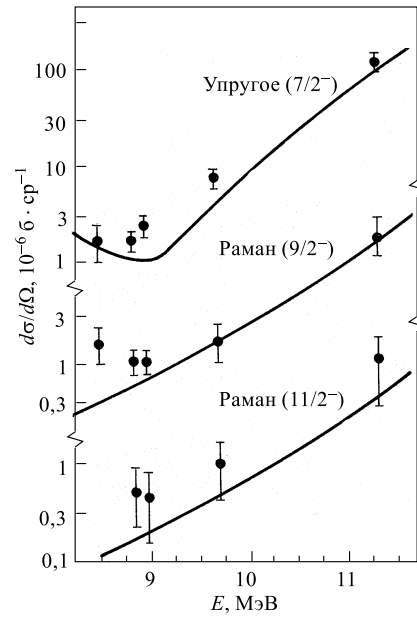


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния фотонов с возбуждением низколежащих $9/2^-$ и $11/2^-$ -состояний деформированного ядра ^{181}Ta

^{165}Ho , ^{232}Th , ^{237}Np , ^{238}U и др. На рис. 2 приведены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния γ -квантов с возбуждением низколежащих $9/2^-$ - и $11/2^-$ -состояний ядер ^{181}Ta [8] (у основного состояния $J^\pi = 7/2^-$). Наблюдается удовлетворительное согласие с расчетами на основе экспериментальных данных по фотопоглощению.

Одна из первых попыток измерить неупругое рассеяние на тормозном пучке γ -квантов была сделана в работе группы Майсона [5]. Измерения выполнялись на ускорителе с максимальной энергией электронов 32 МэВ. В этой работе исследовалось рассеяние γ -квантов на ядрах Ti, Cr, As, Y, Cd, In, Sn. Получено удовлетворительное согласие с предсказаниями коллективной модели.

На пучке квазимонохроматических фотонов в области энергий $14 \div 21$ МэВ были проведены интересные исследования упругого и рамановского рассеяния γ -квантов на сферических ядрах ^{52}Cr , ^{56}Fe , ^{60}Ni , ^{92}Mo и ^{96}Mo [11]. Ряд примеров полученных сечений упругого и неупругого рассеяния приведен на рис. 3. Сплошной и штриховой линиями здесь приведены

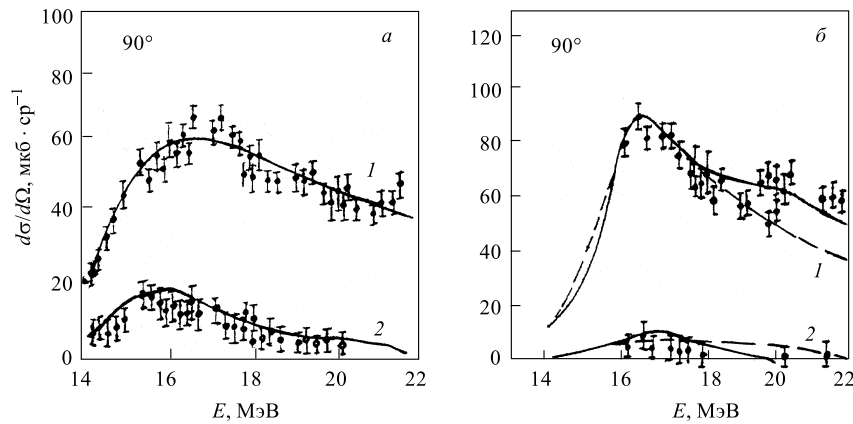


Рис. 3. Сечения упругого (1) и рамановского (2) рассеяния для сферических ядер ^{96}Mo (а) и ^{92}Mo (б). Точки — эксперимент, сплошная и штриховая линии — расчет с использованием различных параметров

результаты расчета по динамической коллективной модели с использованием различных параметров, которые вполне удовлетворительно согласуются с экспериментом. Из рисунка видно, что для магического ядра ^{92}Mo с $N = 50$ сечение заселения первого 2^+ -уровня существенно меньше, чем для ^{96}Mo . Это, по-видимому, связано с меньшим для ^{92}Mo параметром связи дипольных и квадрупольных колебаний η , который зависит от величины квадрупольной деформации ядра.

Большой цикл работ по исследованию упругого и неупругого рассеяния фотонов в области ГДР проведен группой Б. С. Ишханова (МГУ) [12–14]. Не обсуждая здесь детально все результаты, полученные в данной области, более подробно остановимся на исследованиях рамановского рассеяния на ядре ^{52}Cr [12, 13]. Работа интересна тем, что на пучке тормозного γ -излучения бетатрона НИИЯФ МГУ изучалось сечение возбуждения первого 2^+ -уровня (его энергия равна 1,43 МэВ) двумя путями. В одном варианте с помощью Ge(Li)-детектора объемом 35 см^3 определялся выход γ -квантов с энергией 1,43 МэВ при различных граничных энергиях тормозного излучения $E_{\gamma\text{max}}$ [12], в другом — измерялись энергетические спектры рассеянных фотонов при 16 значениях $E_{\gamma\text{max}}$: от 13,1 до 31 МэВ [13]. При этом искомое сечение рамановского рассеяния находилось путем вычитания из квазиупругого сечения вклада за счет найденного ранее сечения упругого рассеяния. Измерения проводились на спектрометре с большим кристаллом NaI(Tl) диаметром 15 и высотой 15 см и энергетическим разрешением 14% при $E = 15$ МэВ и 12% при $E = 30$ МэВ. Интегральное сечение до энергии 32 МэВ, полученное в первой работе, равно $(3,8 \pm 0,7)$ МэВ · мб, во второй — $(3,0 \pm 0,5)$ МэВ · мб, т. е. результаты в пределах погрешностей согласуются между собой. Однако они заметно отличаются от значения $(0,6 \pm 0,2)$ МэВ · мб, полученного в работе [15].

К сожалению, точность приведенных сечений невысока. Однако такой подход является перспективным, так как, повысив разрешение детектора γ -квантов и, следовательно, точность измерений, можно в прямом эксперименте определить и сечение рамановского рассеяния, и сечения, обусловленные каскадным механизмом, поскольку при измерении выхода γ -квантов с энергией первого возбужденного уровня фактически определяется суммарный вклад от обоих процессов.

2.2. Возбуждение изомерных состояний ядер в реакциях (γ, γ') . Исследования неупругого рассеяния γ -квантов с возбуждением изомерных состояний ядер имеют особое значение по целому ряду причин.

1. Конечные и зачастую достаточно большие периоды полураспада изомерных уровней позволяют разделять по времени процессы облучения изучаемых ядер и измерения испускаемого при их разрядке излучения. Это позволяет проводить измерения в свободных от γ -излучения условиях, что существенно повышает чувствительность измерений.

2. Реакции (γ, γ') являются одним из наиболее эффективных способов возбуждения изомерных состояний. Они могут использоваться для поиска и исследования свойств изомерных состояний различной природы.

3. Изучение зависимости вероятности возбуждения изомерных состояний от энергии бомбардирующих частиц дает важную информацию о путях заселения изомеров при девозбуждении ядер, о свойствах возбужденных состояний и радиационных переходах между ними.

4. При взаимодействии γ -квантов с ядрами отсутствуют и кулоновский, и центробежный барьеры, при их поглощении не выделяется энергия связи. Поэтому в реакциях с γ -квантами (в отличие от всех других частиц) можно получать ядра практически с любой (даже самой малой) энергией возбуждения.

Все это и объясняет большой интерес к исследованию реакций неупругого рассеяния γ -квантов с возбуждением изомерных состояний.

Значительная часть экспериментов по возбуждению изомеров в реакциях (γ, γ') проводится с тормозным излучением. Форма спектра этого излучения была впервые рассчитана Л. Шиффом [16]. Примеры спектров для выбранных условий (толщина мишени, угол рассеяния и т. д.) представлены в работе [17]. При взаимодействии такого излучения с ядрами могут возбуждаться уровни, лежащие в пределах этого спектра. Поэтому из измеряемого на опыте выхода реакции определяется сечение, отнесенное к конечному интервалу энергий возбуждения, т. е. интегральное сечение:

$$\sigma_{\text{инт}} = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma\text{max}}} \sigma(E) dE. \quad (10)$$

Поскольку форма тормозного спектра зависит от условий облучения (толщина и материал тормозной мишени, интервал углов и т. д.), то и интегральные сечения, полученные в различных экспериментах, могут заметно отличаться. Сечения реакций, отнесенные к определенной энергии (дифференциальные сечения), получают путем дифференцирования зависимости выхода реакции от энергии.

2.3. Теоретическое описание процесса заселения изомерных состояний.

Для получения информации о структуре ядер необходимо правильное теоретическое описание процесса заселения изомерных уровней при неупругом рассеянии γ -квантов. Начиная с ранних работ по исследованию сечений реакции $(\gamma, \gamma')^m$ по настоящее время основным теоретическим инструментом для этого являлась статистическая модель ядра. При этом, в основном, рассматривались изомерные отношения, т. е. отношения сечений возбуждения изомерного состояния σ_m к полному сечению рассеяния σ_t или к сечению возбуждения основного состояния σ_g ($\sigma_t = \sigma_m + \sigma_g$). Такой подход особенно удобен в припороговой области вылета частиц. Поскольку плотность уровней в этой области высока, то, с одной стороны, можно использовать в расчетах статистическую модель, а с другой — полное сечение рассеяния совпадает с полным сечением фотопоглощения γ -квантов ядрами, а такие данные имеются для очень широкого круга ядер [18, 19].

Определяющим моментом практически всех приложений статистической теории ядерных реакций является плотность уровней возбужденных ядер

$\rho(E, J)$, в качестве которой широко используется соотношение модели ферми-газа [20–23]:

$$\begin{aligned} \rho(E, J) &= \rho(E)\rho(J) = \\ &= \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{2J+1}{\sigma^3 a^{1/4} (E-\Delta)^{5/4}} \exp \left[\sqrt{a(E-\Delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (11) \end{aligned}$$

где $\rho(E) \cdot \rho(J)$ — соответственно, энергетическая и спиновая части формулы для плотности уровней; a — энергетический параметр плотности уровней, Δ — энергия спаривания; σ — параметр ограничения по спину; E, J — энергия и спин возбужденных уровней. Выражение (11) достаточно просто и содержит всего три параметра: a , пропорциональный плотности одночастичных состояний вблизи границы Ферми, σ^2 , характеризующий дисперсию плотности уровней по угловому моменту и пропорциональный моменту инерции ядра, а также Δ , учитывающий четно-нечетные различия и обычно отождествляемый с такой же поправкой в формуле масс.

Для расчета зависимости изомерных отношений σ_m/σ_t от энергии налетающих на ядро частиц Хюзенга и Ванденбош предложили основанную на статистической теории каскадно-испарительную модель [24]. Суть расчетов по этой модели сводится к следующему: при поглощении дипольного γ -кванта из образовавшегося составного ядра со спином и четностью J_c и π_c вылетает частица с угловым моментом l и энергией ε , а ядро при этом переходит в состояние J_f, π_f . Возбуждение составного ядра снимается каскадом дипольных γ -переходов, последний из которых (решающий) и заселяет либо изомерное, либо основное состояние.

В дальнейшем развивались [25–27] различные стороны каскадно-испарительной модели, что позволило усовершенствовать расчеты. Была учтена конкуренция каналов разрядки, энергетическая зависимость испаряемых частиц, в γ -каскаде учтена четность уровней и включены $M1$ -, $E1$ - и $E2$ -переходы, предложены различные выражения для приведенных радиационных силовых функций и т.д. В спектре уровней каждого остаточного ядра различают по крайней мере две области: область низколежащих уровней, характеристики которых (энергия E , спин и четность J_i^π) известны, и расположенную выше область перекрывающихся уровней, образующих непрерывный спектр. Поэтому, как было отмечено выше, рассматриваются три вида переходов: между уровнями в континууме, континуум-дискретные переходы и между дискретными уровнями.

При рассмотрении неупругого рассеяния задача расчета изомерных отношений облегчается, поскольку не надо учитывать спектр испаряющихся частиц, упрощается и спектр компаунд-состояний. Схематически расчеты сводятся к следующему: вероятность образования составного ядра со спином и четностью J_c, π_c при поглощении (или излучении) дипольного γ -кванта

считается пропорциональной относительно плотности уровней с соответствующими характеристиками:

$$P(J_c, \pi_c) = \frac{W(J_c)}{\sum_{J=(J_g+1)}^{J_g+1} W(J)}, \quad \pi_c = (-1)\pi_g, \quad (12)$$

где J_g, π_g — спин и четность основного состояния ядра; $W(J)$ — относительная плотность уровней с данным спином J :

$$W(J) = \frac{\rho(J)}{\rho(J=0)} = (2J+1) \exp\left[\frac{-J(J+1)}{2\sigma^2}\right], \quad (13)$$

где $\rho(J)$ — спиновая часть формулы плотности ядерных уровней в уравнении (10); σ — параметр ограничения по спину, который согласно [21] определяется соотношением

$$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} 0,146 A^{2/3} \sqrt{a(E-\Delta)} = 0,0889 \sqrt{a(E-\Delta)} A^{2/3}, \quad (14)$$

в котором a — параметр плотности уровней; E — энергия возбуждения; Δ — энергия спаривания [28]; A — массовое число.

Количество переходов в каскаде рассчитывается, исходя из среднего числа γ -квантов в каскаде [29]:

$$\bar{N} = \frac{1}{2} \sqrt{a(E-\Delta)} \quad (15)$$

или из средней энергии \bar{E} γ -перехода:

$$\bar{E} = 4 \sqrt{\frac{(E-\Delta)}{a} - \frac{6}{a^2}}. \quad (16)$$

Необходимо отметить, однако, что пока отсутствует однозначный подход к расчетам изомерных отношений, в том числе и для реакций неупругого рассеяния. Несмотря на кажущуюся простоту явления, далеко не всегда последовательными расчетами удастся достичь удовлетворительных результатов, а согласие с экспериментом удастся получить путем варьирования одних параметров и фиксированием других (например, фиксируя параметр спинового ограничения σ [24]).

2.4. Направления исследований реакций (γ, γ') с возбуждением изомерных состояний. Развитие экспериментальных работ по исследованию неупругого рассеяния γ -квантов на атомных ядрах с возбуждением изомерных состояний сформировало несколько направлений, обусловленных как возможностями экспериментальных методик, так и важностью поставленных и

решаемых проблем. Ясно, что по мере решения той или иной задачи, возрастания экспериментальных возможностей открывались новые горизонты, приоритеты менялись и усилия переносились в новую область. Однако задача исследования возбуждения изомеров в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$ в районе энергий ГДР и ниже остается актуальной до сих пор.

Одни из этих направлений связаны со свойствами самих изомерных состояний, другие — со свойствами активационных уровней, которые возбуждаются при захвате γ -квантов и с которых начинаются переходы на изомер (их энергии, радиационные ширины, мультипольности переходов с них), третьи — с решением прикладных задач (активационный анализ, лазеры очень коротковолнового излучения).

В реакциях (γ, γ') конечное и начальное ядра являются одними и теми же, они отличаются лишь квантовыми характеристиками возбужденного и основного состояний. Поэтому, как правило, эти реакции исследуются на стабильных ядрах. Анализ таблицы изотопов [2] показал, что в стабильных ядрах имеется достаточно большое число изомерных состояний с периодами полураспада более 1 с. Перечень их вместе с характеристиками (энергия, период полураспада, спин и четность изомерного уровня) представлен в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики изомеров в стабильных ядрах

Изотоп	$T_{1/2}^m$	E_m , кэВ	J_m^π	J_g^π
^{77}Se	17,5 с	162	$7/2^+$	$1/2^-$
^{79}Br	4,9 с	96,7	$9/2^+$	$3/2^-$
^{83}Kr	1,86 ч	41,5	$1/2^-$	$9/2^+$
^{87}Sr	2,81 ч	388	$1/2^-$	$9/2^+$
^{89}Y	15,7 с	909	$9/2^+$	$1/2^-$
^{93}Nb	12 лет	30,4	$1/2^-$	$9/2^+$
^{103}Rh	56 мин	39,7	$7/2^+$	$1/2^-$
^{107}Ag	44 с	93,1	$7/2^+$	$1/2^-$
^{109}Ag	1,7 мин	88,0	$7/2^+$	$1/2^-$
^{111}Cd	48,7 мин	396	$11/2^-$	$1/2^+$
^{113}Cd	14,6 лет	264	$11/2^-$	$1/2^+$
^{113}In	1,66 ч	392	$1/2^-$	$9/2^+$
^{115}In	4,50 ч	336	$1/2^-$	$9/2^+$
^{117}Sn	14 сут	317	$11/2^-$	$1/2^+$
^{119}Sn	250 сут	89,5	$11/2^-$	$1/2^+$
^{123}Te	120 сут	247	$11/2^-$	$1/2^+$
^{125}Te	58 сут	145	$11/2^-$	$1/2^+$
^{129}Xe	8,9 сут	236	$11/2^-$	$3/2^+$
^{131}Xe	12 сут	164	$11/2^-$	$3/2^+$

Окончание табл.1

Изотоп	$T_{1/2}^m$	E_m , кэВ	J_m^π	J_g^π
^{135}Ba	28,7 ч	288	$11/2^-$	$3/2^+$
^{137}Ba	2,56 мин	662	$11/2^-$	$3/2^+$
^{167}Er	2,3 с	208	$1/2^-$	$7/2^+$
^{176}Yb	11,7 с	1051	8^-	0^+
^{177}Hf	1,1 с	1315	$23/2^+$	$7/2^-$
	51 мин	2740	$37/2^-$	$7/2^-$
^{178}Hf	4,0 с	1147	8^-	0^+
	31 год	2447	16^+	0^+
^{179}Hf	18,7 с	375	$1/2^-$	$9/2^+$
	25,1 сут	1106	$25/2^-$	$9/2^+$
^{180}Hf	5,5 ч	1142	8^-	0^+
^{180}Ta	$> 1,2 \cdot 10^{15}$ лет		9^-	1^+
^{183}W	5,2 с	309	$11/2^+$	$1/2^-$

Развитие и усовершенствование экспериментальной техники, достигнутое в последние годы, позволяет существенно расширить число объектов исследований. С одной стороны, это связано с получением в весовых количествах радиоактивных нуклидов, в которых имеются изомерные уровни, в интенсивных потоках нейтронов и заряженных частиц (примеры таких нуклидов с указанием реакций их получения представлены в табл. 2). С другой стороны,

Таблица 2. Характеристики изомеров в долгоживущих радиоактивных ядрах

Изотоп	$T_{1/2}^g$, лет	$T_{1/2}^m$	E_m , кэВ	J_m^π	J_g^π	Реакция получения
^{26}Al	$7,2 \cdot 10^5$	6,36 с	228	0^+	5^+	$^{26}\text{Mg}(p, n)$ $^{23}\text{Na}(\alpha, n)$ $^{27}\text{Al}(\gamma, n)$
^{79}Se	$6 \cdot 10^4$	3,9 мин	95,7	$1\ 2^-$	$7\ 2^+$	$^{78}\text{Se}(n, \gamma)$ $^{76}\text{Ge}(\alpha, n)$
^{92}Nb	$3,2 \cdot 10^7$	10,1 сут	135	2^+	7^+	$^{92}\text{Zr}(p, n)$ $^{89}\text{Y}(\alpha, n)$
^{94}Nb	$2 \cdot 10^4$	16,3 мин	40,9	3^+	6^+	$^{94}\text{Zr}(p, n)$
^{97}Tc	$2,6 \cdot 10^6$	90 сут	96,5	$1/2^-$	$9/2^+$	$^{97}\text{Mo}(p, n)$
^{99}Tc	$2,1 \cdot 10^5$	6,0 ч	143	$1/2^-$	$9/2^+$	$^{235}\text{U}(n, f)$
^{107}Pd	$6,5 \cdot 10^6$	21 с	228	$11/2^-$	$5/2^+$	$^{106}\text{Pd}(n, \gamma)$ $^{108}\text{Pd}(\gamma, n)$
^{135}Cs	$3 \cdot 10^6$	53 мин	1627	$19/2^-$	$7/2^+$	$^{235}\text{U}(n, f)$

повышение быстродействия детекторов γ -излучения позволяет перейти к изучению изомеров с временами жизни в диапазоне миллисекунд и микросекунд. Такие изомеры также достаточно часто встречаются в ядрах.

Необходимо отметить, что непосредственное возбуждение изомерных уровней при поглощении ядром γ -кванта практически невозможно. Это следует из формулы Брейта–Вигнера (1), которая в случае резонанса ($E_\gamma = E_a$) принимает вид

$$\sigma_t(E_\gamma) = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{2J_a + 1}{2J_0 + 1} \frac{\Gamma_p}{\Gamma}. \quad (17)$$

Соотношение между шириной уровня и его временем жизни:

$$\Gamma_p = \frac{6,56 \cdot 10^{-16}}{\tau}, \quad (18)$$

где τ выражается в с, а Γ_p — в эВ. Из него следует, что при $\tau > 10^{-6}$ с его радиационная ширина становится $\Gamma_p < 6,56 \cdot 10^{-10}$ эВ. При столь малых значениях парциальных ширин полная ширина уровня будет практически полностью определяться его неоднородной составляющей, связанной с доплеровским уширением уровня из-за теплового движения атомов вещества. Величина доплеровского уширения зависит от массы ядра, энергии уровня и абсолютной температуры образца [30]:

$$\Gamma_d = 10^{-8} E_m \sqrt{\frac{T}{A}}. \quad (19)$$

При $A = 100$, $T = 300$ К (комнатная температура) и $E = 100$ кэВ значение $\Gamma_d \cong 1,5 \cdot 10^{-3}$ эВ, что много больше радиационной ширины изомерного уровня. Поэтому при $\Gamma = \Gamma_d$ отношение $\Gamma_p/\Gamma \approx 10^{-7}$, в соответствующее число раз уменьшается и сечение возбуждения изомера при поглощении ядром резонансного γ -кванта.

Таким образом, заселение изомеров в реакциях (γ, γ') происходит при возбуждении более высоких (активационных) уровней, достаточно короткоживущих ($\tau \leq 10^{-12}$ с) и имеющих поэтому большую радиационную ширину ($\Gamma_p \geq 10^{-3}$ эВ). Свойства этих уровней, а следовательно, и характер заселения изомера могут быть различными в разных диапазонах энергий возбуждения. Поэтому реакции (γ, γ') с возбуждением изомерных состояний удобно рассматривать и анализировать в трех разных диапазонах энергии γ -квантов:

- 1) низкие энергии: $E_\gamma \leq 5$ МэВ;
- 2) энергии в районе порога реакции (γ, n) : $E_\gamma = 6 \div 10$ МэВ;
- 3) гигантский дипольный резонанс: $E_\gamma = 10 \div 17$ МэВ.

2.5. Реакции $(\gamma, \gamma')^m$ при низких энергиях возбуждения. Исследования реакций (γ, γ') с возбуждением изомеров начинались с низких энергий γ -излучения. Это объяснялось имевшимися в то время ускорителями электронов, которые использовались для получения тормозного излучения. Впервые возбуждение изомерных состояний при неупругом рассеянии γ -квантов ядрами наблюдали Б. Понтекорво и А. Лазард в 1938 г. [31]. Используя тормозное излучение электронов с энергией 1,8 МэВ, они наблюдали активацию изомера ^{115m}In с энергией 336 кэВ и спином $1/2^-$. В этой же работе они предложили и механизм заселения изомерного состояния: при облучении ядра ^{115}In тормозным спектром с $E_{\gamma \text{ max}} = 1,8$ МэВ происходит резонансное возбуждение одного или нескольких уровней, лежащих выше изомерного. Далее при их разрядке и происходит заселение изомерного состояния.

В довоенные годы дальнейшее развитие эти исследования получили в работах Вальдмана с сотрудниками [32, 33]. На тормозном пучке γ -квантов от ускорителя Ван-де-Граафа с максимальной энергией ускоренных электронов 3,3 МэВ ими была получена информация о периодах полураспада, энергиях изомерных переходов, активационных уровнях изомеров ^{77m}Se , ^{83m}Kr , ^{103m}Rh , $^{107m,109m}\text{Ag}$, ^{111m}Cd , ^{115m}In , ^{197m}Au . Измеряя выход реакции $Y(E_{\gamma \text{ max}})$ как функцию энергии с меньшим шагом, они подтвердили, что при повышении максимальной энергии тормозного излучения вклад в изомерную активность вносят вышележащие активационные уровни, и это приводит к изломам кривой выхода [34].

Почти одновременно с Вальдманом исследования возбуждения изомеров с помощью тормозного излучения проведены группой М. И. Корсунского [35, 36]. Эти измерения проведены в области энергий $0,5 \div 1,5$ МэВ. В работе [35] был получен изомер ^{115m}In и определен его активационный уровень: (1079 ± 50) кэВ. Эксперименты на ядрах Ag, Cd, Te, Ta и Au привели к обнаружению изомеров в ядрах Ag и Cd.

Эти работы были продолжены в экспериментах, выполненных Бусом с сотрудниками [37, 38] на электронном ускорителе с максимальной энергией 3 МэВ. Ими были получены зависимости от энергии выходов изомеров для ядер ^{87}Sr , $^{113,115}\text{In}$ и ^{199}Hg , причем исследовались реакции $(\gamma, \gamma')^m$ и $(e, e')^m$.

Тщательные измерения сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$ были проведены группой Боуена [39–41]. Используя пучки тормозного излучения с $E_{\gamma \text{ max}} = 0,2 \div 2,0$ МэВ, они измерили с шагом $\Delta E = 50$ кэВ сечения возбуждения активационных состояний ядер ^{77}Se , $^{107,109}\text{Ag}$, ^{111}Cd , ^{115}In , ^{179}Hf и ^{199}Hg . В результате была получена информация об энергиях активационных уровней и сечениях возбуждения изомерных состояний на каждом активационном уровне.

Аналогичные измерения по выявлению активационных уровней и определению соответствующих сечений были проведены в работе [42] в области энергий $2,3 \div 3,6$ МэВ для тяжелых ядер ^{167}Er , ^{179}Hf , ^{191}Ir и ^{197}Au . Изме-

ния проводились на электронном ускорителе Ван-де-Граафа Национального бюро стандартов США с максимальной энергией электронов 4 МэВ. Электронный пучок калибровался с точностью ± 3 кэВ, кривая выхода снималась с шагом 15 кэВ, а γ -кванты наведенной активности регистрировались спектрометром с NaI(Tl)-детектором. В области энергий $2,3 \div 3,5$ МэВ обнаружено 8 активационных уровней в ^{167}Er , 14 — в ^{179}Hf , 5 — в ^{191}Ir и 7 — в ^{197}Au . Особых различий в интенсивностях заселения изомерных состояний деформированных (^{167}Er , ^{179}Hf) и сферических (^{191}Ir , ^{197}Au) ядер не отмечалось. Ряд примеров измеренных зависимостей представлен на рис. 4. Четко видны изломы на кривых выходов, соответствующие энергиям активационных уровней.

Все перечисленные работы характерны тем, что в них использовались ускорители, сообщаемые электронам небольшую энергию $\sim 2-3$ МэВ, но позволяющие прецизионно ее определять и изменять с малым шагом. Эти работы были нацелены на поиск активационных уровней и определение их параметров. Используемый в них метод наиболее эффективен при низких энергиях возбуждения, где плотность уровней невысока и активационные уровни можно выделить и идентифицировать.

Обсуждая работы по исследованию возбуждения изомеров при низких энергиях, необходимо отметить эксперименты, выполненные с помощью монохроматического γ -излучения и прежде всего от радиоактивных источников ^{46}Sc , ^{60}Co , ^{42}Pr , ^{116}In , ^{137}Cs и ^{24}Na . Измерения проводились довольно широко в Японии [43, 44], Венгрии [45, 46] и Латвии [47, 48]. В этих работах изомерные состояния возбуждались не непрерывным тормозным спектром, а дискретными γ -линиями (их максимальная энергия составляла 2,756 МэВ у источника ^{24}Na). Поскольку круг задач, решаемых с помощью радиоактивных источников, лежит в стороне от проблематики настоящего обзора, то эти работы не анализируются, а достаточно детальная систематизация полученных результатов представлена в работах [49, 50].

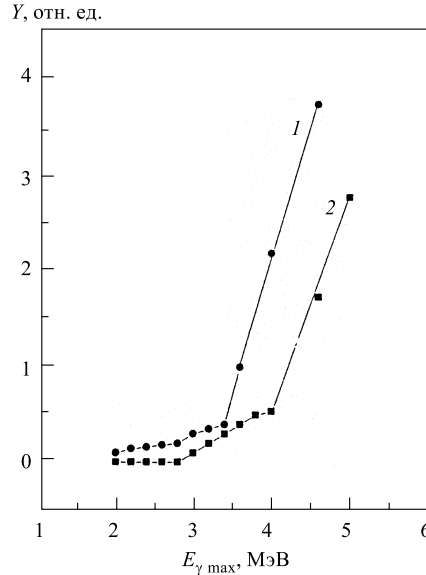


Рис. 4. Зависимость от граничной энергии тормозного излучения выхода реакции: 1 — $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$; 2 — $^{87}\text{Y}(\gamma, \gamma')^m$

Значительный интерес могут представить эксперименты по измерению сечений $(\gamma, \gamma')^m$ с использованием монохроматического γ -излучения из реакций (n, γ) , $(p, \alpha\gamma)$ и др., поскольку в них могут быть получены монохроматические γ -кванты более высоких энергий, чем от радиоактивных источников. Однако таких работ немного. В работе [51], используя γ -кванты реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$, было измерено сечение реакции $(\gamma, \gamma')^m$ на ядрах ^{111}Cd и ^{115}In при энергии ~ 7 МэВ. В более широком интервале энергий $5 \div 10$ МэВ были измерены сечения активации изомера ^{115}In для целого набора γ -линий, испускаемых в реакциях (n, γ) на различных мишенях [52].

В последние годы в работах по обнаружению активационных уровней в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$ и исследованию их характеристик на электронных ускорителях был расширен энергетический диапазон измерений. В работах [53, 54] эксперименты проводились на инжекторе сверхпроводящего линейного ускорителя Высшей технической школы Дармштадта, который позволял варьировать энергию электронов в пределах $2 \div 7$ МэВ с шагом 125 кэВ, которая определялась с точностью ± 50 кэВ. Это позволило наблюдать активационные уровни при более высоких энергиях возбуждения.

В работе [53] была получена кривая выхода реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$, на которой наблюдались изломы при энергиях 2,8 МэВ и особенно при 3,3 МэВ (рис. 4). В работе [54] в реакции $^{89}\text{Y}(\gamma, \gamma')^{89m}\text{Y}$ наблюдались аналогичные результаты при энергиях $\sim 3\text{--}4$ МэВ. Обнаруженные изломы соответствуют отдельным уровням или близко расположенным группам уровней, через которые происходит возбуждение изомеров.

Для этих ядер также проведены эксперименты по резонансному рассеянию тормозного излучения с измерением спектров рассеянных γ -квантов [53, 54], как это было сделано ранее в работах [12–14]. В этих спектрах наблюдались γ -линии, соответствующие возбуждению целого ряда уровней, в том числе и активационных, через которые происходило заселение изомеров и которым соответствуют изломы на кривой возбуждения (рис. 4). Сравнение сечений возбуждения этих уровней и изомеров позволило определить вероятность заселения изомеров при разрядке активационных уровней. Подобные исследования в области энергий $2 \div 7$ МэВ были проведены для широкого круга ядер: ^{77}Se , ^{79}Br , ^{137}Ba , ^{167}Er , ^{179}Hf , ^{191}Ir и ^{197}Au [55, 56]. В этих ядрах также наблюдался целый набор активационных уровней, для которых были измерены интегральные сечения возбуждения изомеров.

В случае непрерывного тормозного спектра эти сечения можно представить в виде

$$\sigma_{\text{инт}} = (\sigma\Gamma)P_m, \quad (20)$$

где σ — резонансное сечение возбуждения активационного уровня (оно определяется формулой Брейта–Вигнера (17)); Γ — приведенная ширина этого

уровня; P_m — вероятность заселения изомера при его разрядке. Характеристики полученных таким способом активационных уровней (их энергия, спин и четность, интегральное сечение возбуждения изомеров через эти уровни, вероятность заселения изомеров при их разрядке) представлены в табл. 3.

Таблица 3. Характеристики активационных уровней в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$

Изотоп	J_g^π	J_a^π	J_m^π	E_a , МэВ	$(\sigma\Gamma)P_m$, б·эВ	P_m	
^{77}Se	$1/2^-$	$3/2^-$	$7/2^+$	1,005*	0,03(2)	0,11(1)	
				1,7(1)	0,15(2)		
				2,6(1)	1,2(1)		
				3,2(1)	3,7(4)		
				4,0(1)	5,5(1,0)		
^{79}Br	$3/2^-$	$7/2^-$	$9/2^+$	0,761*	0,0059	0,30	
				1,8(1)	0,065(6)		
				3,2(1)	0,85(9)		
				4,4(2)	7,0(2)		
^{81}Br	$3/2^-$		$9/2^+$	3,45(15)	5–10		
				4,8(1)	~ 25		
^{89}Y	$1/2^-$	$3/2^-$	$9/2^+$	2,9(1)	0,8(1)	0,04(1)	
		$3/2^- - 5/2^-$		4,0(2)	1,2(5)	0,02(1)	
^{107}Ag	$1/2^-$	$3/2^-$	$7/2^+$	0,787*	0,001(1)	< 0,01	
				5/2-	0,950*	0,003(2)	0,01
					1,259	0,03(1)	0,77
					1,326	0,09(3)	0,85
^{109}Ag	$1/2^-$	$5/2^-$	$7/2^+$	0,697*	0,0006(5)	0,63	
		5/2-		0,869*	0,0035(20)	0,61	
				1,200	0,085(30)		
				1,480	0,033(20)		
				1,675	0,13(5)		
^{111}Cd	$1/2^+$	$1/2^+, 3/2^+$	$11/2^-$	0,740*	0,00002(2)		
				1,120	0,0001(1)		
				1,330	0,08(3)		
^{115}In	$9/2^+$	$5/2^+$	$1/2^-$	0,941	0,00083(8)	0,12	
		5/2+		1,078	0,12(6)	0,16	
		7/2+		1,463	0,089(14)	0,01	
				2,8(1)		0,32	
				3,3(1)		0,27	
^{123}Te	$1/2^+$		$11/2^-$	1,0(5)	<60		
				2,8(2)	2,0(3)		

Изотоп	J_g^π	J_a^π	J_m^π	E_a , МэВ	$(\sigma\Gamma)P_m$, б·эВ	P_m
				4,2(2)	7,0(1)	
^{125}Te	1/2 ⁺		11/2 ⁻	4,2–4,5	7,0(3)	
^{137}Ba	3/2 ⁺	5/2 ⁺	11/2 ⁻	2,004*	<0,015	
				3,2(1)	0,23(2)	
				4,5(2)	8,5(1)	
^{167}Er	7/2 ⁺		1/2 ⁻	1,9(1)	1,5(2)	
				2,5(1)	8,0(2)	
				3,0(3)	28,0(4)	
				4,3(2)	50,0(1,5)	
^{179}Hf	9/2 ⁺		1/2 ⁻	1,5(2)	0,04(1)	
				2,5(1)	1,2(2)	
				3,2(2)	6,0(1)	
				4,3(2)	7,5(1,5)	
^{181}Ta	7/2 ⁺			3,39	6	
				3,95	25	
				4,36	25	
				5,20	60	
^{189}Os	3/2 ⁻	7/2 ⁻	9/2 ⁻	0,217	0,02	0,22
		5/2 ⁻		0,276	0,012	0,87
^{191}Ir	3/2 ⁺		11/2 ⁻	1,2(3)	8,18(5)	
				2,5(1)	2,50(3)	
				3,2(2)	5,00(5)	
				4,3(2)	30(4)	
^{197}Au	3/2 ⁺		11/2 ⁻	1,7(3)	0,07(3)	
				2,5(1)	0,50(5)	
				3,2(2)	4,5(5)	
				4,2(2)	20(4)	
^{199}Hg	1/2 ⁻		13/2 ⁺	1,420	0,0079(30)	
				1,530	0,12(3)	
				1,700	0,20(20)	

*Идентифицированные уровни.

В ряде ядер активационные уровни были идентифицированы, т. е. отождествлены с известными состояниями (они отмечены в табл. 3). Это позволяет построить схему возбуждения активационных уровней и заселения изомеров при неупругом рассеянии γ -квантов. Ряд таких схем представлен на рис. 5. Из табл. 3 можно видеть, что значения $(\sigma\Gamma)_i$ для разных активационных уровней

существенно различаются: минимальные значения $(\sigma\Gamma)_i$ у низких идентифицированных уровней, а максимальные, в тысячи раз большие, у высоколежащих состояний.

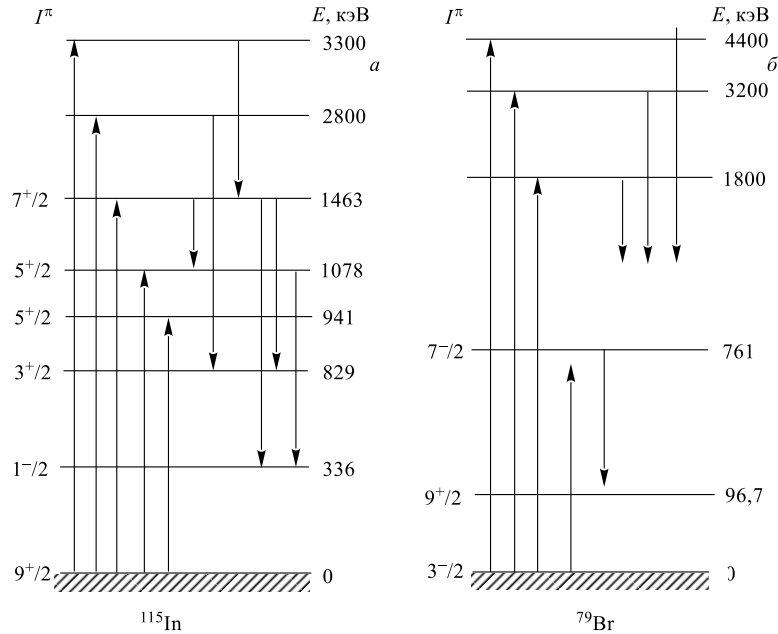


Рис. 5. Схемы возбуждения активационных уровней и заселения изомеров в ядрах ^{115}In (а) и ^{79}Br (б) в реакции $(\gamma, \gamma')^m$

В работе [55] отмечалось, что в тяжелых ядрах (^{167}Er – ^{197}Au) активационные состояния с энергией выше 2,5 МэВ возбуждаются с вероятностью много большей, чем состояния при более низких энергиях. При этом в большинстве ядер активационные уровни с максимальными интегральными сечениями возбуждения концентрируются в диапазоне 3 ÷ 4 МэВ. Особенностью этих уровней является то, что они распадаются со сравнимыми вероятностями переходов и в основное, и в изомерное состояния, которые имеют существенно разные квантовые характеристики. Приведенные в табл. 3 значения $\sigma_{\text{инт}}$, P_m и вычисленные по формуле Брейта–Вигнера значения σ позволяют определить приведенные ширины Γ активационных уровней. В случае низколежащих идентифицированных состояний они хорошо согласуются с известными значениями. В то же время для отмеченных выше уровней в диапазоне 3 ÷ 4 МэВ с высокими значениями $\sigma_{\text{инт}}$ эти ширины оказываются аномально большими (до нескольких эВ). При сравнении со значениями для одночастичных переходов

(w. u.) они соответствуют: для $E1$ -переходов $\sim 10^{-2}$ w. u., для $M1$ -переходов ~ 1 w. u. и для $E2$ -переходов $\sim 10^3$ w. u. Хотя состояния с такими большими парциальными ширинами для указанных переходов известны (например, для $E1$ -переходов — уровни ГДР, а для $E2$ -переходов — вращательные уровни супердеформированных ядер), они имеют совсем другую природу и расположены при значительно бóльших энергиях возбуждения.

Все вышеизложенные работы посвящены исследованию изомеров с периодами полураспада $T_{1/2} > 1$ с, что в первую очередь объясняется удобством измерения наведенной активности. Гораздо менее исследованными являются более короткоживущие изомеры милли- и микросекундного диапазона. По-видимому, первой работой такого рода явилось исследование короткоживущего изомера ^{181m}Ta ($T_{1/2} = 16$ мкс) при максимальной энергии тормозного γ -излучения бетатрона 6,5 МэВ [57]. Для него были измерены период полураспада и энергия метастабильного состояния. Затем в нескольких группах были предприняты подобные исследования, что привело к обнаружению значительного числа новых изомеров и определению их характеристик [58–61]. Однако вплоть до настоящего времени изомер ^{181m}Ta является наиболее изученным из короткоживущих изомеров — для него имеется тщательно измеренная кривая выхода и определен ряд активационных уровней в области $3,5 \div 5,5$ МэВ [60].

2.6. Область энергий вблизи порога реакции (γ, n). В этой области энергий (6 \div 10 МэВ) среднее расстояние между возбужденными уровнями становится малым (< 1 кэВ), и отдельные уровни не разрешаются. Поэтому измеряемое на опыте сечение относится уже не к определенным уровням, а к их целому набору в определенном диапазоне энергий, и для интерпретации результатов, и для расчета сечений можно использовать статистическую теорию ядерных реакций.

В последнее время появились исследования [62–65], посвященные систематическим измерениям сечений реакции (γ, γ') в области 6 \div 15 МэВ, т. е. в области порогов фотонуклонных реакций. Интерес к этим работам понятен, поскольку сечение фотопоглощения здесь исчерпывается каналом рассеяния (упругим и неупругим), что позволяет достаточно корректно оценить сечение поглощения γ -квантов и тем самым определить изомерные отношения — отношения сечений (дифференциальных или интегральных) образования ядра в изомерном и основном состояниях. В то же время энергия возбуждения достаточно высока, чтобы для описания изомерных отношений использовать основанную на статистической теории каскадно-испарительную модель. И поскольку нет неопределенности, связанной с описанием вылета частиц, появляется возможность ответить на вопросы: насколько правильно статистический подход описывает каскад γ -квантов, заселяющих изомерное и основное состояния, и какие ядерные параметры необходимо использовать, чтобы правильно описать этот каскад.

В работах [62–64] были определены дифференциальные сечения возбуждения изомерных состояний с $T_{1/2} > 1$ с в широкой области ядерных масс $77 < A < 199$: ^{77}Se , ^{79}Br , ^{87}Sr , ^{111}Cd , ^{115}In , ^{137}Ba , ^{167}Er , ^{179}Hf , ^{183}W , ^{191}Ir , ^{197}Au и ^{199}Hg . Выходы реакций $(\gamma, \gamma')^m$ измерялись в зависимости от энергии γ -квантов с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Сечения рассчитывались методом Пенфолда–Лисса [66] с шагом $\Delta E = 1$ МэВ в диапазоне $4 \div 15$ МэВ. Эксперименты проводились на пучке тормозного излучения микротрона М-30 Ужгородского института электронной физики НАН Украины. Измерение интенсивности γ -излучения осуществлялось с помощью толстостенной ионизационной камеры [67], причем контроль интенсивности осуществлялся автоматически каждые 0,5 с. Мишени представляли собой диски диаметром 20 мм и весом ~ 2 г. В качестве мишеней использовались изотопически обогащенные образцы. При энергиях γ -квантов выше порога реакции (γ, n) в наблюдаемый выход реакции $(\gamma, \gamma')^m$ может вносить вклад реакция (γ, n) на изотопе с массовым числом на единицу больше исследуемого. Поэтому параллельно с измерением выходов реакций $(\gamma, \gamma')^m$ измерялись выходы реакций $(\gamma, n)^m$, с тем чтобы учесть вклад этой реакции от имеющейся в мишени примеси изотопа с $(A + 1)$. На рис. 6 приведены, для примера, зависимости от энергии выхода γ -квантов реакций $^{87}\text{Sr}(\gamma, \gamma')^{87m}\text{Sr}$ и $^{167}\text{Er}(\gamma, \gamma')^{167m}\text{Er}$ без поправок и исправленные на вклад реакции $(\gamma, n)^m$. Видно, что, несмотря на небольшую величину примесей (не более 10%), вклад реакции $(\gamma, n)^m$ значителен, что существенно ограничивает точность определения выхода реакции $(\gamma, \gamma')^m$ при более высоких энергиях. Подробно процедура этих экспериментов описана в работах [67]. Измеренные таким способом функции возбуждения реакций $(\gamma, \gamma')^m$ в диапазоне энергий $4 \div 12$ МэВ для ряда ядер приведены на рис. 7, 8.

Подобные эксперименты были проведены также на микротроне МТ-22 ЛЯР ОИЯИ для четно-четных ядер с возбуждением высокоспиновых изомеров ^{180m}Hf , ^{190m}Os и ^{204}Pb [65]. В отличие от всех рассмотренных выше

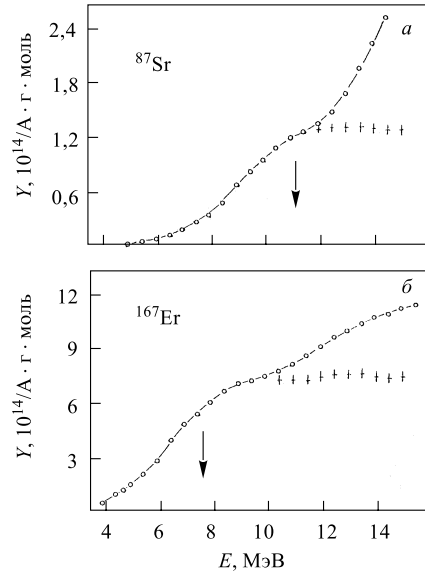


Рис. 6. Выходы реакций неупругого рассеяния γ -квантов с возбуждением изомерных состояний на ядрах ^{87}Sr (а) и ^{167}Er (б). Точками показан выход без внесения поправок на наличие примесей, крестиками — выход после внесения поправок на вклад реакции $(\gamma, n)^m$

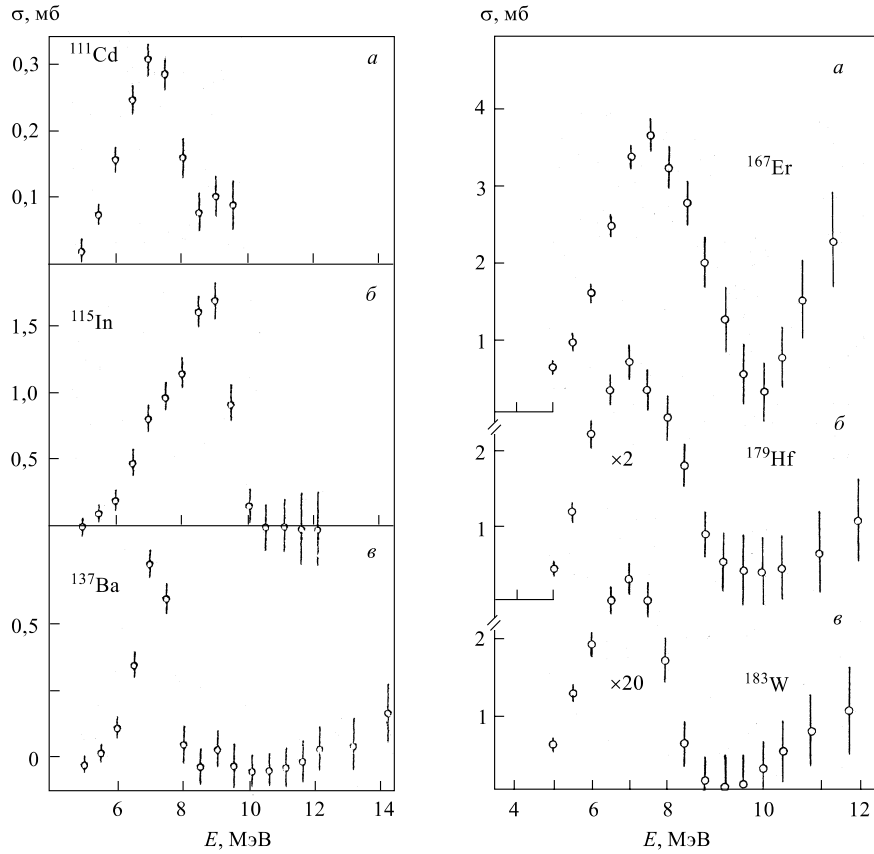


Рис. 7. Зависимость от граничной энергии тормозного излучения сечений реакций $(\gamma, \gamma')^m$ на сферических ядрах ^{111}Cd (а), ^{115}In (б), ^{137}Ba (е)

Рис. 8. То же, что на рис. 7, для реакций $(\gamma, \gamma')^m$ на деформированных ядрах ^{167}Er (а), ^{179}Hf (б), ^{183}W (е)

изомеров в четно-нечетных и нечетно-четных ядрах, которые являются простыми частичными или дырочными состояниями, в четно-четных ядрах изомеры имеют более сложную природу. Высокое значение спина связано с разрывом пары протонов или нейтронов, а для деформированных ядер ^{180m}Hf , ^{190m}Os замедление γ -переходов обусловлено также запретом по числу K — проекции углового момента на ось симметрии ядра. При поглощении четно-четным ядром ($J = 0$) дипольного γ -кванта возбуждается состояние со спином и четностью $J^\pi = 1^-$. При этом для деформированных ядер ^{180m}Hf

и ^{190m}Os возможна проекция углового момента на ось симметрии $K = 1$. Заселение изомеров путем каскада γ -квантов связано с большим изменением спина J и его проекции K , составляющих, соответственно, $8\hbar$ и $10\hbar$. Это приводит к сильному уменьшению сечения возбуждения изомеров в деформированных ядрах. Функции возбуждения реакций $(\gamma, \gamma')^m$ для этих ядер приведены на рис. 9.

Из рис. 7–9 можно видеть, что все измеренные функции возбуждения подобны: рост сечения с увеличением энергии γ -квантов, максимум в районе порога реакции (γ, n) и падение сечения за этим порогом. Этот спад сечения объясняется, очевидно, включением нового, достаточно сильного канала — испарение нейтрона из возбужденного ядра. Величина сечения реакции $(\gamma, \gamma')^m$ в максимуме функции возбуждения зависит от ряда параметров. К ним относятся как параметры, от которых зависит сечение фотопоглощения (заряд ядра, его масса, параметр деформации ядра β и др.), так и параметры, которые определяют каскад γ -квантов, заселяющих низколежащие и приводящие к изомеру состояния. К последним относятся энергия порога реакции (γ, n) , спины и четности основного J_g^π , изомерного J_m^π состояний, их разница ΔJ , энергия изомерного состояния, его природа, вероятности радиационных переходов. Экспериментальные значения сечений функции возбуждения в максимуме σ_m , положение максимума E_{max} , энергия порога (γ, n) -реакции $E(\gamma, n)$, разница спинов основного и изомерного состояний ΔJ приведены в табл. 4.

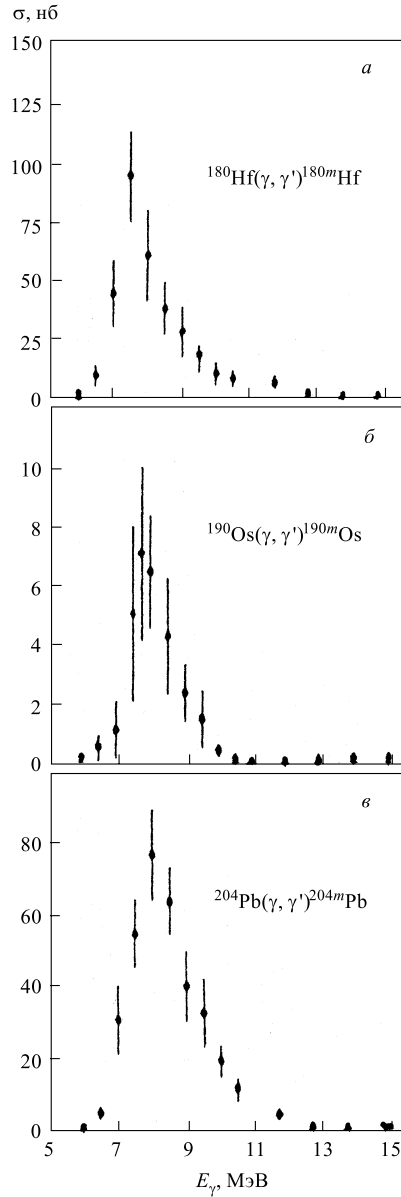


Рис. 9. То же, что на рис. 7, для высокоспиновых изомеров в ядрах ^{180}Hf (а), ^{190}Os (б) и ^{204}Pb (в)

Практически все сечения реакций $(\gamma, \gamma')^m$, приведенных в табл. 4, получены впервые в работах [62–65]. Исключение составляют ядра ^{115}In и ^{197}Au . Изотоп ^{115}In можно отнести к наиболее часто исследовавшимся ядрам. Кроме рассмотренных выше, можно отметить также работы [68, 69], и сравнение всех полученных результатов указывает на их удовлетворительное согласие. Полученное ранее значение $\sigma_m(E)$ для ^{197}Au [42] также хорошо согласуется с приведенным в табл. 4.

Таблица 4. Дифференциальные сечения реакций $(\gamma, \gamma')^m$ вблизи порога реакции (γ, n)

Изотоп	ΔJ	$E_{\gamma \text{ max}}, \text{ МэВ}$	$E(\gamma, n), \text{ МэВ}$	$\sigma_{\text{max}}, \text{ мб}$	σ_m/σ_g
^{77}Se	3	7,5	7,4	1,04	0,25
^{79}Br	3	10,5	10,7	1,38	0,33
^{87}Sr	4	9,0	8,4	0,57	0,05
^{111}Cd	5	7,0	7,0	0,32	0,04
^{115}In	4	9,0	9,0	1,75	0,09
^{137}Ba	4	7,0	6,9	0,78	0,08
^{167}Er	3	6,5	6,4	3,68	0,30
^{180}Hf	8	7,5	7,4	$9,5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-6}$
^{183}W	5	6,0	6,2	0,18	0,015
^{190}Os	10	7,9	7,8	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-7}$
^{191}Ir	4	8,0	8,1	4,05	0,12
^{197}Au	5	8,0	8,1	3,50	0,11
^{199}Hg	6	6,5	6,6	0,23	0,012
^{204}Pb	9	8,2	8,4	$7,7 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$

Анализируя табл. 4, трудно обнаружить какие-либо систематические закономерности, которым подчиняются сечения реакций $(\gamma, \gamma')^m$, поскольку они зависят от многих факторов. Задача упрощается, если анализировать не сечения, а изомерные отношения $R = \sigma_m/\sigma$ или $R = \sigma_m/\sigma_g$, т. е. исключить из рассмотрения параметры, от которых зависит полное сечение фотопоглощения.

Экспериментальные значения полных сечений поглощения γ -квантов в районе порога реакции (γ, n) , как правило, неизвестны. Поэтому они определялись из экстраполяции сечений, описывающих форму ГДР. Для средних и тяжелых ядер полное сечение фотопоглощения σ_t выше порога реакции (γ, n) , в области максимума ГДР, практически полностью исчерпывается суммой фотонейтронных сечений $\sigma_t = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \dots$. Поэтому для расчета изомерных отношений в качестве σ_t использовались значения лоренцианов, аппроксимирующие полные фотонейтронные сечения и экстраполи-

рванные в припороговую область. В настоящее время такая информация по полным сечениям фотопоглощения имеется для широкого круга ядер [18, 19]. При наличии нескольких сечений для расчета изомерных отношений R_{exp} бралось их среднее значение.

Наиболее точные значения R_{exp} получены в районе порогов, где погрешность их определения составляет $\sim 20\%$. С понижением энергии неопределенности возрастают, так как неясно, насколько далеко ниже порога реакции (γ, n) справедлива экстраполяция лоренцианами сечения σ_t .

Как видно из табл. 4, наибольшее количество из исследовавшихся ядер имеют разницу спинов основного и изомерного состояний $\Delta J = 4$. Для них проведена систематизация изомерных отношений $R = \sigma_m/\sigma_t$ или $R = \sigma_m/\sigma_g$ и рассмотрены их зависимости от ряда ядерных характеристик: энергии возбуждения, массового числа и атомного номера ядра, параметра деформации. На рис. 10 для ядер с $\Delta J = 4$ приведены зависимости экспериментальных изомерных отношений от энергии возбуждения. Все изомерные отношения обнаруживают рост с энергией, причем для тяжелых ядер наблюдается более резкий рост.

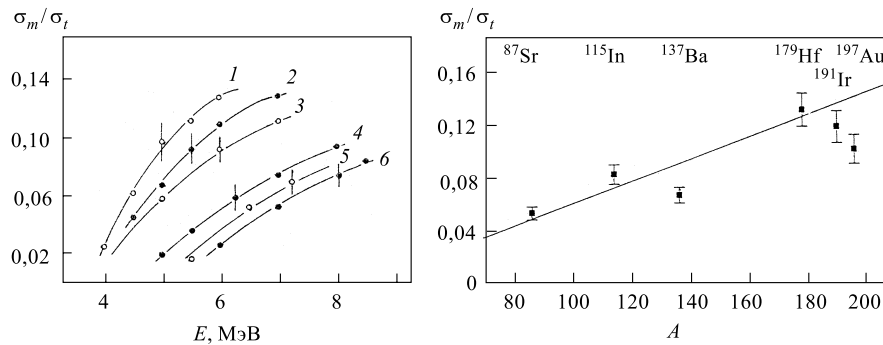


Рис. 10. Зависимость от энергии возбуждения изомерных отношений в реакции $(\gamma, \gamma')^m$ для ядер: 1 — ^{179}Hf ; 2 — ^{191}Ir ; 3 — ^{197}Au ; 4 — ^{115}In ; 5 — ^{137}Ba ; 6 — ^{87}Sr

Рис. 11. Зависимость изомерных отношений при $\Delta J = 4$ от массового числа ядра. Прямая — эмпирическая зависимость $R = 0,62 \cdot 10^{-3} A$

На рис. 11 представлена зависимость величины изомерных отношений от массового числа A при энергии возбуждения $E = 7$ МэВ. Виден его непрерывный рост с увеличением массового числа. Для сравнения были проведены расчеты изомерного отношения $R_{\text{расч}} = f(A)$ в рамках каскадной модели и нормированы на экспериментальные значения R при $A = 115$. Хотя непосредственная оценка по простой каскадной модели [25] дает завышенные

значения R , расчеты в целом удовлетворительно предсказывают рост изомерных отношений $R = f(A)$. Эту зависимость можно представить в виде эмпирического соотношения $R = 0,62 \cdot 10^{-3} A$, которая приведена на рис. 11. От этой зависимости несколько отклоняются изомерные отношения для ряда ядер, что может быть связано с особенностью их структуры, которая отражается на плотности уровней. К сожалению, ограниченное число ядер с $\Delta J = 3$ и $\Delta J = 5$ не позволяет построить для них аналогичные зависимости.

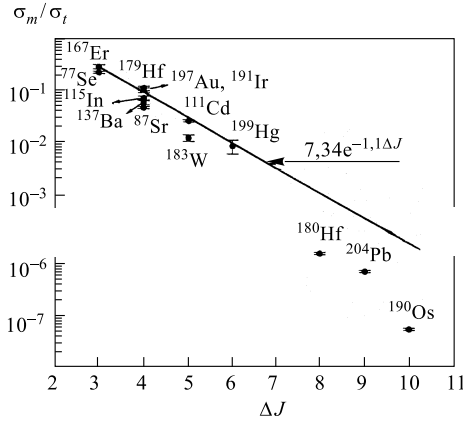


Рис. 12. Зависимость изомерных отношений в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$ от разницы спинов основного и изомерного состояний ΔJ

$R = 7,34 \cdot e^{-1,1\Delta J}$. Из рис. 12 видно, что эмпирическая экспоненциальная зависимость $R = f(\Delta J)$ хорошо описывает большинство экспериментальных данных.

Исключение составляют высокоспиновые изомеры четно-четных ядер с ΔJ от 8 до 10. Изомерные отношения для них также быстро падают с увеличением ΔJ , однако при переходе от первой группы ядер изомерное отношение испытывает скачок по величине на три порядка. Из приведенного анализа экспериментальных данных видно, что описание изомерных отношений для четно-четных ядер, по-видимому, требует учета механизма возбуждения их состояний.

Сравнение изомерных отношений, полученных в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$ для ядер с $\Delta J = 3$ и $\Delta J = 4$, с величинами относительных сечений рамановского рассеяния (т.е. отношением сечений рассеяния на первый или на второй возбужденные уровни к полному сечению) показывает [8, 9], что в припороговой области энергий оба отношения сравнимы по величине. Это может означать, что статистический и коллективный механизмы дают срав-

Наличие экспериментальных изомерных отношений для целого спектра ядер с различной разницей спинов основного и изомерного состояний позволяет проанализировать их как функцию ΔJ . Из рис. 7–9 и табл. 4 уже видно, что при одной и той же энергии γ -квантов сечения возбуждения изомерных состояний для ядер с $\Delta J = 3$ больше, чем для соседних ядер с $\Delta J = 4$, а те имеют сечения, в свою очередь, не больше, чем ядра с $\Delta J = 5$ и т.д. На рис. 12 приведена зависимость экспериментальных изомерных отношений R от разницы спинов ΔJ при энергии $E = 7$ МэВ, а также эмпирическая зависимость

нимые вклады в процесс возбуждения низколежащих состояний. В связи с этим представляется интересным исследовать зависимость изомерных отношений от параметра квадрупольной деформации ядра β . На рис. 13 приведена подобная зависимость при энергии $E = 7$ МэВ для средних и тяжелых ядер с $\Delta J = 4$. Квадрупольная деформация включает статическую и динамическую составляющие. Первая составляющая определяется из значений квадрупольных моментов [70], а полная деформация — из значений приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов в соседних четно-четных ядрах согласно выражению (9) [71].

Из рисунка видно, что наблюдается сравнительно слабый (слабее, чем линейный) рост изомерных отношений с увеличением параметра деформации. Такое поведение изомерных отношений скорее подтверждает статистическую картину, поскольку с ростом β должна увеличиваться плотность уровней и, следовательно, количество переходов в каскаде (14). Однако при этом важнейшую роль должна играть спиновая часть формулы плотности уровней (11) и ее изменение с деформацией ядра. Соотношение (11) не дает возможности учесть такого рода изменения, и, следовательно, трудно оценить в рамках статистической модели характер влияния β на изомерные отношения.

2.7. Интегральные сечения реакций $(\gamma, \gamma')^m$ в области 4 ÷ 10 МэВ.

Наряду с измерениями зависимостей от энергии выходов реакций $(\gamma, \gamma')^m$, из которых определялись дифференциальные сечения реакций, проводились измерения интегральных сечений $\sigma_{\text{инт}}$ при выделенных граничных энергиях тормозного излучения. Эти сечения определяются выражением (10). Однако, как уже отмечалось выше, при энергиях ниже порога реакции (γ, n) изомеры в основном заселяются через сравнительно небольшое число активационных уровней. Сечение возбуждения для каждого из этих уровней описывается выражением (20). Поэтому для интервала энергий от $E_{\text{нач}}$ до $E_{\gamma \text{ макс}}$, включающего весь набор активационных уровней, интегральное сечение имеет вид

$$\sigma_{\text{инт}} = \sum_i \sigma_i \Gamma_i P_{mi}. \tag{21}$$

Результаты измерений интегральных сечений, полученные в [62–64] для ядер от ^{77}Se до ^{199}Hg , представлены в табл. 5. В ней указаны начальная

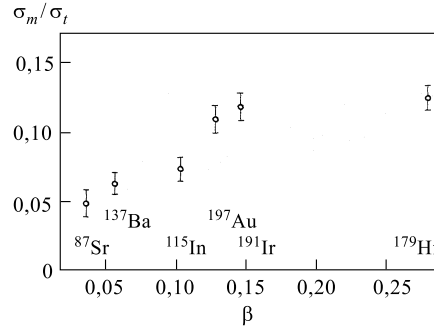


Рис. 13. Зависимость изомерных отношений в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$ от параметра квадрупольной деформации ядра β

Таблица 5. Интегральные сечения реакций $(\gamma, \gamma')^m$ в диапазоне граничных энергий $6 \div 10$ МэВ

Изотоп	ΔJ	$E_{\text{нач}}$, МэВ	Σ , мб · МэВ; $E_{\gamma \text{ max}}$, МэВ			Σ_8/Σ_6	Σ_{10}/Σ_8
			6	8	10		
^{77}Se	3	5	0,56	2,48(15)	3,49(47)	4,3	1,4
^{79}Br	3	6		0,84(12)	3,08(52)		3,6
^{87}Sr	4	5	0,04	0,52(1)	1,6(1)	13	3,0
^{111}Cd	5	5	0,14	0,65(6)	0,81(11)	4,6	1,2
^{115}In	4	5	0,21	2,08(12)	4,2(6)	9,9	2,0
^{137}Ba	4	5	0,16	1,13(10)	1,20(15)	7,1	1,1
^{167}Er	3	4	5,91	10,5(1,2)	12,0(2,2)	1,8	1,3
^{180}Hf	4	4	2,43	4,37(50)	4,8(8)	1,8	1,1
^{183}W	5	4	0,23	0,35(5)	0,37(6)	1,5	1,1
^{191}Ir	4	5,5	2,25	9,7(1,1)	15,4(2,2)	4,3	1,6
^{197}Au	4	4	1,5	7,6(1,0)	11,9(2,1)	4,7	1,6
^{199}Hg	6	5	0,23	0,55(5)	0,66(12)	2,4	1,1

энергия интегрирования $E_{\text{нач}}$ и представлены интегральные сечения при граничных энергиях $E_{\gamma \text{ max}} = 6, 8$ и 10 МэВ (соответственно $\Sigma_6, \Sigma_8, \Sigma_{10}$), а также отношения сечений $a_1 = \Sigma_8/\Sigma_6$ и $a_2 = \Sigma_{10}/\Sigma_8$.

Другие измерения интегральных сечений реакций $(\gamma, \gamma')^m$ были выполнены для 19 ядер от ^{77}Se до ^{199}Hg [57] в диапазоне граничных энергий $4 \div 10,6$ МэВ и для 8 короткоживущих изомеров в ядрах от ^{77}Se до ^{191}Ir в узком интервале граничных энергий $4 \div 6$ МэВ [72]. Результаты этих измерений представлены в табл. 6. Определение интегральных сечений из измерений выходов было проведено иным способом, чем в указанных выше работах [62–64], и в другом интервале энергий тормозного спектра (в работе [57] от порога до 4 или 6 МэВ). Поэтому и полученные значения $\sigma_{\text{инт}}$, естественно, отличаются от приведенных в табл. 5. Однако их относительные значения и ход с энергией подобны.

Из табл. 5 и 6 видно, что интегральные сечения сильно изменяются от изотопа к изотопу. В ряде случаев они уже при $E = 8$ МэВ достигают больших значений: $(0,5 \div 10) \cdot 10^{-21}$ см² · эВ, причем наибольшие сечения наблюдаются для деформированных ядер. В то же время зависимость от разницы спинов изомерного и основного состояний (ΔJ) не столь резкая, как в случае дифференциальных сечений (табл. 4).

В противоположность величинам интегральных сечений их рост с энергией возбуждения (о нем можно судить из отношений сечений при различных граничных энергиях из табл. 5 и 6) не обнаруживает столь больших различий. Для деформированных ядер ^{179}Hf , ^{183}W , ^{167}Er эти отношения небольшие и

Таблица 6. Интегральные сечения реакций $(\gamma, \gamma')^m$ в диапазоне граничных энергий $4 \div 10,4$ МэВ

Изотоп	ΔJ	$\sigma\Gamma$, мб · МэВ; $E_{\gamma \text{ max}}$, МэВ		$(\sigma\Gamma)_6/(\sigma\Gamma)_4$	$(\sigma\Gamma)_{10,4}/(\sigma\Gamma)_6$
		4	6		
⁷⁷ Se	3	3,3(4)	65(3)	20	
⁷⁹ Br	3	6,6(2)	19(2)	2,9	1,5
⁸⁷ Sr	4	3,9(1)	8,7(2)	2,2	2,3
⁸⁹ Y	4	0,09(5)	2,60(8)	29	2,9
¹¹¹ Cd	5	9,2(1)	25(4)	2,7	
¹¹³ In	4	13(1)	47(2)	3,6	0,71
¹¹⁵ In	4	18(2)	67(1)	3,7	1,5
¹¹⁷ Sn	5	3,2(4)	8,8(3)	2,8	0,84
¹²³ Te	5	42(7)	68(3)	1,6	
¹³⁵ Ba	4	13(1)	60(1)	4,6	4,0
¹³⁷ Ba	4	3,3(2)	19(2)	5,8	1,4
¹⁶⁷ Er	3	46(1)	340(3)	7,4	1,0
¹⁷⁶ Lu	6	140(1)	350(23)	2,5	
¹⁷⁹ Hf	4	94(1)	250(1)	2,7	1,1
¹⁸⁰ Ta	8	180(60)	350(6)	1,9	
¹⁹¹ Ir	4	76(6)	360(9)	4,7	
¹⁹⁵ Pt	6	30(2)	140(2)	4,7	
¹⁹⁷ Au	4	26,0(4)	130(1)	5,0	
¹⁹⁹ Hg	6	2,6(1)	14(1)	5,4	

составляют 1,5–1,8, а для сферических ядер (особенно близких к магическим ⁸⁷Sr, ¹³⁷Ba) они достигают 4–7 и более. Такая сравнительно слабая зависимость интегральных сечений от энергии γ -квантов указывает на то, что наиболее сильные активационные уровни находятся при энергии возбуждения ниже 6 МэВ, а также на отсутствие нерезонансного фотовозбуждения. При энергиях возбуждения в диапазоне $8 \div 10$ МэВ (для большинства ядер это район порога реакции (γ, n)) уже проявляется влияние ГДР, которое отражается на сечении поглощения γ -квантов.

Отношение $(\sigma\Gamma)_{10}/(\sigma\Gamma)_8$ для ядер с энергией порога реакции $(\gamma, n) \sim 6,0$ МэВ близко к 1. Это вызвано тем, что в результате конкуренции радиационного и нейтронного каналов сечение рассеяния резко падает и выше 8 МэВ σ_m практически не дает вклада в интегральное сечение реакции $(\gamma, \gamma')^m$. Однако по мере роста порога реакции (γ, n) это отношение растет и для ядер с высоким порогом (⁸⁷Sr, ¹¹⁵In, ⁷⁹Bg и др.) основной вклад вносит сечение при энергии выше 8 МэВ, где высокая плотность уровней. Из сказанного следует, что некоторые особенности поведения интегральных сечений реакции $(\gamma, \gamma')^m$ с изменением энергии γ -квантов, по-видимому, зависят не

только от механизма заселения изомерного состояния, но и непосредственно связаны с видом сечений фотопоглощения и распределением дипольной силы в области гигантского $E1$ -резонанса.

2.8. Область гигантского дипольного резонанса. В этой области энергий возбуждения ($10 \div 20$ МэВ) данных о сечениях реакций $(\gamma, \gamma')^m$ и изомерных отношениях значительно меньше. Это связано с трудностями эксперимента: после максимума функции возбуждения в районе порога реакции (γ, n) сечение падает, и область выше порога вносит малый вклад в измеряемый выход реакции. Кроме того, при этих энергиях возникает большой поток нейтронов из тормозной мишени, который вносит вклад в возбуждение изомеров, т. к. сечение реакции $(n, n')^m$ заметно больше, чем $(\gamma, \gamma')^m$. Поэтому сечения реакций (γ, γ') определяются со сравнительно большими ошибками.

Сечения реакций (γ, γ') в области гигантского дипольного резонанса определялись в ряде работ. Получены указания, что наблюдается подъем сечения в этой области. Он может быть объяснен ростом сечения захвата γ -квантов ядром при энергиях гигантского резонанса. В то же время увеличение вероятности эмиссии нейтрона снижает сечение возбуждения изомера путем каскада γ -квантов. Оба эти процесса действуют в разные стороны, и реальный ход функции возбуждения зависит от соотношения их вероятностей. Возможно, это соотношение определяется структурой изучаемого ядра (спектр уровней, равновесная форма и т. д.). Теоретическая интерпретация поведения сечения реакций (γ, γ') в этой области энергий еще не нашла окончательного обоснования. Из-за указанных выше трудностей измерения сечений реакций (γ, γ') в этой области необходимы дальнейшие эксперименты для решения этого вопроса.

Косвенно о поведении сечений в этой области можно судить из отношений сечений, приведенных в табл. 5 и 6 (они отражают рост сечений в диапазоне $8 \div 10$ МэВ). Как уже отмечалось, для большинства ядер это отношение ~ 1 , что указывает на слабый рост сечений.

Такое поведение интегральных сечений объясняется характером распределения полного сечения фотопоглощения σ_a в области гигантского дипольного резонанса и согласуется с зависимостью вероятности заселения изомерных состояний от параметра деформации ядра β , полученного в работе [56]. В деформированных ядрах функция возбуждения расщепляется, приобретает двугорбую форму и сдвигается в сторону меньших энергий. Как следствие, в сторону меньших энергий сдвигается и сечение реакции $(\gamma, \gamma')^m$. Влияние этого расщепления ощущается даже в области 4 МэВ. Для сферических ядер дипольный резонанс приобретает одnogорбую форму и сечения фотопоглощения (или значения лоренцевских кривых, экстраполирующих сечения) в районе 6 МэВ имеют значительно меньшие значения, чем для деформированных ядер, что, в свою очередь, приводит к уменьшению сечения реакций $(\gamma, \gamma')^m$ в этом энергетическом интервале. Поэтому отношение сечений для сильно-

деформированных ядер имеет небольшие (1,5–1,8) значения, увеличивается в области сферических до 4,3–4,6 и особенно большие значения приобретает для ядер, близких к магическим, для которых ширина ГДР имеет минимум (для ^{87}Sr , ^{137}Ba эти отношения составляют, соответственно, 13,0 и 7,08).

2.9. Возбуждение изомеров формы в реакциях (γ, γ') . Причиной изомерии во всех рассмотренных выше случаях является большая разница спинов изомерного и основного состояний (как правило, $\Delta J \geq 3$). В деформированных ядрах для радиационных переходов с изомерного состояния добавляется запрет по квантовому числу K (проекция спина на ось симметрии ядра).

Однако причиной изомерии может быть и большое различие форм ядра. Обычно это различие форм связано с разными значениями параметра квадрупольной деформации ядра. Можно выделить три области таких ядер: переходные ядра на границе областей деформации, слабдеформированные ядра, имеющие сплюснутую и вытянутую форму в разных состояниях, и спонтанно делящиеся изомеры. Первые два случая характеризуются малыми запретами для γ -переходов, а нижние состояния с другой формой ядра не являются изомерными. Хотя такие состояния еще не возбуждались в реакциях неупругого рассеяния γ -квантов, можно ожидать, что они будут заселяться с заметной вероятностью и в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$.

В то же время при разрядке спонтанно делящихся изомеров путем радиационных переходов даже низкой мультипольности ($E1$, $M1$, $E2$) наблюдается большой запрет (от 10^6 для $E2$ -переходов до 10^{12} для $E1$ -переходов). Это вызывает, естественно, особенности в возбуждении этих состояний в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$.

Такие реакции исследовались на ядрах ^{239}Pu и ^{241}Am в диапазоне энергий $7 \div 12$ МэВ [73] и на ядрах ^{238}U при энергиях ниже 5 МэВ [74, 75]. Спонтанно делящиеся изомеры в этих ядрах идентифицировались по их периоду полураспада, а для ^{238m}U также и по изотропной компоненте углового распределения осколков деления. Во всех случаях выход реакции определялся по интенсивности осколков, испускаемых при разрядке изомерных состояний. Для ядра ^{238}U вводилась поправка на ветвь γ -излучения с изомерного уровня.

Измерения показали, что сечения возбуждения спонтанно делящихся изомеров при неупругом рассеянии γ -квантов значительно меньше, чем для спиновых изомеров. В районе энергии связи нейтрона они составляют несколько микробарн, а изомерные отношения $\sim 3 \cdot 10^{-4}$. С увеличением энергии возбуждения сечения меняются слабо, как и в случае обычных изомеров, а с уменьшением — очень быстро падают. Для ядра ^{238}U при энергии возбуждения в районе 3 МэВ оно составляет всего 10^{-34} см² [75], а изомерное отношение $\sim 10^{-8}$.

Такое поведение сечений образования спонтанно делящихся изомеров в реакции (γ, γ') (а также и в других реакциях) объясняется их необычной

природой. Согласно современным представлениям она связана со сложной формой зависимости потенциальной энергии ядра от его деформации β . В тяжелых ядрах в этой зависимости появляется достаточно глубокий минимум при значении $\beta \sim 0,6$ (рис. 14) [76]. Нижнее состояние этого второго

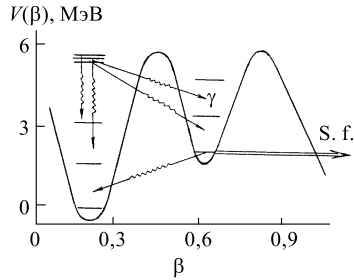


Рис. 14. Зависимость потенциальной энергии ядра от параметра квадрупольной деформации и схема радиационных переходов

минимума (первый соответствует основному состоянию) является изомерным. Его спин мал ($J \leq 3$), а энергия возбуждения составляет $2,5 \div 3,0$ МэВ. Во втором минимуме (потенциальной яме) имеется целая система уровней, волновые функции которых (как и изомерного) ограничены в пределах этого минимума. Их перекрытие с волновыми функциями уровней первого минимума очень мало, и это вызывает запрет для радиационных переходов между уровнями разных минимумов, которые разделены потенциальным барьером. Величина запрета определяется высотой и шириной барьера, и она экспоненциально уменьшается по мере приближения к вершине барьера (высота барьера составляет в этой области ядер ~ 6 МэВ). Такая зависимость запрета для радиационных переходов и определяет ход функции возбуждения реакции (γ, γ') с образованием спонтанно делящихся изомеров: резкий рост до энергий 6–7 МэВ и далее выход на плато.

минимума (первый соответствует основному состоянию) является изомерным. Его спин мал ($J \leq 3$), а энергия возбуждения составляет $2,5 \div 3,0$ МэВ. Во втором минимуме (потенциальной яме) имеется целая система уровней, волновые функции которых (как и изомерного) ограничены в пределах этого минимума. Их перекрытие с волновыми функциями уровней первого минимума очень мало, и это вызывает запрет для радиационных переходов между уровнями разных минимумов, которые разделены потенциальным барьером. Величина запрета определяется высотой и шириной барьера, и она экспоненциально уменьшается по мере приближения к вершине барьера (высота барьера составляет в этой области ядер ~ 6 МэВ). Такая зависимость запрета для радиационных переходов и определяет ход функции возбуждения реакции (γ, γ') с образованием спонтанно делящихся изомеров: резкий рост до энергий 6–7 МэВ и далее выход на плато.

3. РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ НА ЯДРАХ В ИЗОМЕРНОМ СОСТОЯНИИ

Рассматривая процессы возбуждения изомерных состояний при рассеянии γ -квантов на ядрах, нельзя не остановиться на обратном процессе — девозбуждении изомерных состояний при неупругом рассеянии на них фотонов. Такие эксперименты позволяют получать принципиально новую информацию о структуре ядер: об активационных уровнях с высоким спином и о гигантских резонансах, построенных на высокоспиновых возбужденных состояниях. Изучение этих состояний связывают также с созданием новых источников энергии и лазеров в диапазоне γ -излучения. Такие исследования, естественно, можно проводить только с достаточно долгоживущими изомерами. Одним из таких объектов, с которым эксперименты уже начаты, является изомер ^{180m}Ta с периодом полураспада $T_{1/2} \geq 1,2 \cdot 10^{15}$ лет.

Ядро ^{180}Ta интересно тем, что в нем реализована инверсная заселенность, т. е. оно существует в природе только в метастабильном состоянии, в то время

как основное состояние ^{180}Ta быстро (с периодом $T_{1/2} = 8,1$ ч) распадается. Изомер имеет спин $J^\pi = 9$ и энергию возбуждения 75,3 кэВ, а основное состояние 1^+ . В соответствии с нильсоновской диаграммой нечетный протон располагается на орбитали $9/2^-$ [514], а нейтрон — на $9/2^-$ [624], и спин изомера является суммарным из этих двух угловых моментов.

Исследования неупругого рассеяния γ -квантов на высокоспиновом изомере ^{180m}Ta , приводящего к девозбуждению изомера (т. е. образованию ^{180}Ta в основном состоянии) указали на необычно большое интегральное сечение процесса [77]. Измерения проводились в области $2 \div 5$ МэВ на сверхпроводящем линейном ускорителе. Возбуждение изомера и распад основного состояния регистрировались по рентгеновской K_α -линии дочернего ядра ^{180}Hf , на которое распадается ^{180g}Ta посредством электронного захвата. Были обнаружены два активационных уровня $(2,8 \pm 0,1)$ и $(3,6 \pm 0,1)$ МэВ с необычно большими интегральными сечениями ~ 100 б · эВ. Это указывает на интенсивное резонансное возбуждение изомера через эти уровни в реакции $^{180m}\text{Ta}(\gamma, \gamma')^{180g}\text{Ta}$. Возникшая после публикации [77] дискуссия [78] показала, что это интересное направление нуждается в дополнительных исследованиях. В этом направлении были выполнены эксперименты по девозбуждению изомера ^{180m}Ta при других энергиях γ -излучения [79–83], а также γ -излучением радиоактивного изотопа ^{60}Co ($E_\gamma = 1,17$ и $1,33$ МэВ) [84] и при кулоновском возбуждении [85]. Проведенные в работах [79–81] измерения интегральных сечений реакции $^{180m}\text{Ta}(\gamma, \gamma')^{180g}\text{Ta}$ в области порога (γ, n) -реакции также указали на большие значения сечений. Интегральные сечения при энергиях 6,5 и 7,0 МэВ составляют, соответственно, 8(3) и 12(4) мб · МэВ. Для сравнения — аналогичные сечения в реакциях $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180m}\text{Hf}$ составляют всего 0,015 и 0,055(9) мб · МэВ [80].

Из этого сравнения видно, что, хотя и в ^{180}Hf , и в ^{180}Ta разница спинов изомерного и основного состояний составляет $8\hbar$ при одинаковом изменении четности, $\sigma_{\text{инт}}$ реакции (γ, γ') в случае ^{180}Ta почти на шесть порядков больше. Однако оба эти ядра имеют противоположную схему возбуждения. В случае ^{180}Hf из основного состояния с $J_g^\pi = 0^+$ возбуждается изомерный уровень с $J_g^\pi = 8^-$ и $T_{1/2} = 5,5$ ч. В случае ^{180}Ta осуществляется обратный процесс — из изомерного состояния с большим спином 9^- и $T_{1/2} \geq 10^{15}$ лет ядро переводится в основное состояние с $J_g^\pi = 1^+$ и $T_{1/2} = 8,1$ ч. Интегральное сечение девозбуждения ^{180}Ta при $E_\gamma = 7$ МэВ того же порядка, что и $\sigma_{\text{инт}}$ в реакции $(\gamma, \gamma')^m$ для приведенных в таблице деформированных ядер, например ^{167}Er , у которого $|J_g - J_m| = 3$. В работе [79] была получена оценка вероятности девозбуждения изомера в реакции $^{180m}\text{Ta}(\gamma, \gamma')^{180g}\text{Ta}$. Она оказалась равной 0,20(7) при $E_\gamma = 6,5$ МэВ и 0,24(8) при $E_\gamma = 7,0$ МэВ, что также близко к аналогичным значениям для реакции $^{167}\text{Er}(\gamma, \gamma')^{167m}\text{Er}$ при тех же энергиях.

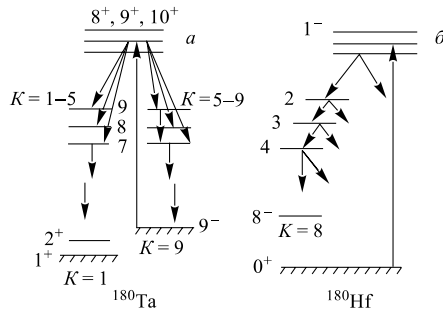


Рис. 15. Схемы возбуждения изомера ^{180m}Hf (а) и девозбуждения изомера ^{180m}Ta (б) в реакции (γ, γ')

Очевидно, в ядрах ^{180}Ta и ^{180}Hf осуществляется различная схема заселения конечных состояний из возбужденных уровней после поглощения γ -кванта (рис. 15). В случае ^{180}Ta имеет место, вероятно, следующая схема девозбуждения: при дипольном поглощении γ -квантов с изомерного состояния 9^- возбуждаются уровни с $J^\pi = 8^+, 9^+$ и 10^+ и с энергий $\sim 6,5-7,0$ МэВ. Прямой переход из этих состояний на основное 1^+ -состояние запрещен из-за большой разницы в спинах ($\Delta J = 7$).

Поэтому более вероятны $M1$ - и $E2$ -переходы на высокоспиновые уровни основной ротационной полосы с $K^\pi = 1^+$. Вращательные уровни этой полосы со спинами $7^+, 8^+, 9^+$ находятся в области энергий $0,6 \div 1,2$ МэВ. Известно из эксперимента, что в нечетных ядрах даже при низких энергиях плотность уровней большая и возможно смешивание по квантовому числу K . Таким образом, несмотря на большой запрет по K , поскольку в этом случае ($\Delta K = 8$), из-за смешивания возможны незаторможенные переходы из состояний с $J^\pi = 8^+, 9^+, 10^+, K = 9$ на состояния с теми же спинами, но с $K = 1$. Далее происходит обычный каскад из ускоренных $E2$ -переходов по полосе, ведущей в основное состояние ($J^\pi = 1^-, K = 1$). Переходы из начальных возбужденных состояний возможны и на полосы с другими значениями K , но при $K < 5$ они приводят к основному состоянию, а не к изомеру. Таким образом, значительная часть радиационных переходов с возбужденных уровней ^{180}Ta приводит к его основному состоянию, и это объясняет большие значения сечения и изомерного отношения в реакции $^{180m}\text{Ta}(\gamma, \gamma')^{180g}\text{Ta}$.

В случае изомера ^{180m}Hf (а также и других высокоспиновых изомеров ^{190m}Os и ^{204m}Pb) такая схема радиационных переходов невозможна. После поглощения γ -кванта $J^\pi = 1^-$, и к изомеру приводит длинный каскад γ -переходов, на каждой ступени которого происходит изменение спина ($\Delta J = 1, \Delta K = 1$) и конкуренция путей, связанных с его уменьшением и увеличением. Это существенно снижает сечение и изомерное отношение реакции $^{180g}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180m}\text{Hf}$.

Подобные эксперименты начаты на другом высокоспиновом изомере ^{178m}Hf с $E = 2,576$ МэВ и $J^\pi = 16^+$ [86]. Высокая энергия изомера и близость к нему активационных уровней позволяет осуществить девозбуждение изомера при сравнительно низкой энергии γ -излучения. При этом энергия испускаемого γ -излучения была бы больше энергии возбуждающего

излучения. Такой эффект наблюдался при облучении мишени ^{178m}Hf рентгеновским излучением с граничной энергией всего 90 кэВ [87, 88]: в момент импульса рентгеновского излучения наблюдался рост на 4% интенсивности γ -излучения от разрядки изомера. Это указывает на значительное ослабление запрета по квантовому числу K при энергиях $\sim 2,5$ МэВ. Эксперименты с этим изомером представляют большие трудности, так как ядро ^{178}Hf , в отличие от ^{180}Ta , в основном состоянии является стабильным, и о девозбуждении изомера можно судить лишь по мгновенному γ -излучению, испускаемому непосредственно при захвате γ -квантов изомерными ядрами.

Поэтому более перспективными являются эксперименты по девозбуждению долгоживущих изомеров в радиоактивных ядрах, особенно в таких, которые имеют сравнительно короткие времена жизни в основном состоянии. В этих случаях уже небольшая доля девозбужденных изомеров приводит к заметному повышению уровня радиоактивного излучения, испускаемого при распаде основного состояния ядра.

Известен целый ряд ядер с долгоживущими изомерными состояниями и короткоживущими основными, с которыми можно проводить такие же измерения, как с изомером ^{180m}Ta [89]. Характеристики этих изомеров и реакции их получения представлены в табл. 7. Изучение процесса девозбуждения этих изомеров при неупругом рассеянии γ -квантов различных энергий существенно расширит наши представления о высокоспиновых активацион-

Таблица 7. Характеристики ядер с долгоживущими изомерными состояниями

Ядро	$T_{1/2}^g$	$T_{1/2}^m$, лет	E_m , кэВ	J_g^π	J_m^π	Реакция получения
^{108}Ag	142 с	418	109,5	1^+	6^+	$^{107}\text{Ag}(n, \gamma)$ $^{108}\text{Pd}(p, n)$
^{121}Sn	27,1 ч	55	6,3	32^+	112^-	$^{122}\text{Sn}(\gamma, n)$
^{166}Ho	26,8 ч	1200	5,0	0^-	7^-	$^{165}\text{Ho}(n, \gamma)$ $^{166}\text{Er}(n, p)$
^{180}Ta	8,1 ч	$> 1,2 \cdot 10^{15}$	73,3	1^+	9^-	*
^{186}Re	90,6 ч	$2 \cdot 10^5$	150	1^-	8^+	$^{185}\text{Re}(n, \gamma)$ $^{186}\text{W}(d, 2n)$
^{192}Ir	74,2 ч	241	161	4^-	9^+	$^{191}\text{Ir}(n, \gamma)$ $^{192}\text{Os}(d, 2n)$
^{252}Am	16,01 ч	152	48,6	1^+	6^+	$^{241}\text{Am}(n, \gamma)$ $^{242}\text{Pu}(d, 2n)$

*Изомер ^{180m}Ta содержится в природной смеси изотопов в количестве 0,012% или $4,04 \cdot 10^{15}$ ядер в 1 мг Та.

ных состояниях с большими парциальными ширинами для электрических и магнитных дипольных переходов.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ И ДЕВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ γ -КВАНТОВ С ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКОЙ АТОМА

Возбуждение или девозбуждение изомерных уровней может происходить при взаимодействии γ -излучения не только с ядрами, но и с электронной оболочкой атома. При ионизации глубоких электронных оболочек атом получает достаточно высокую энергию возбуждения. Например, при потере одного электрона на K -оболочке атома урана эта энергия составляет 115,6 кэВ, а при потере всех электронов ~ 250 кэВ. Эта энергия реализуется в виде каскада рентгеновских квантов, испускаемых при переходах электрона с одной орбиты на другую. Их максимальная энергия близка к энергии связи электрона на K -оболочке.

Вследствие электромагнитного взаимодействия ядра с электронной оболочкой эта энергия может быть передана ядру (этот процесс является обратным известному явлению внутренней конверсии γ -излучения, когда энергия возбуждения ядра передается одному из электронов атома). При передаче энергии ядру происходит его возбуждение на определенный уровень [90, 91]. Если этот уровень является активационным, то при его разрядке происходит заселение изомерного состояния. Сечение такого процесса можно представить в виде

$$\sigma_m = \sigma_0 \frac{\langle \Psi_1 | H | \Psi_2 \rangle}{E_a - E_y} P_m, \quad (22)$$

где σ_0 — сечение ионизации атома γ -квантом; $\langle \Psi_1 | H | \Psi_2 \rangle$ — матричный элемент перехода между уровнями ядра и атома; P_m — вероятность заселения изомера при разрядке активационного уровня; E_a и E_y — энергия атомного перехода и ядерного уровня. Из выражения (22) видно, что вероятность возбуждения растет с приближением к резонансу, когда энергия ядерного уровня равна разности энергий атомных уровней. Однако случай резонанса является очень редким, и, как правило, отношение матричного элемента перехода к разности энергий много меньше единицы. В то же время сечение ионизации атома γ -излучением является достаточно большим. Например, при ионизации K -оболочки атома урана γ -квантом с энергией, близкой к порогу ионизации, оно достигает 10^{-20} см², что на несколько порядков выше типичных сечений взаимодействия γ -излучения с ядрами.

Однако такой путь возбуждения изомерных состояний представляется очень редким, так как в большинстве ядер активационные уровни находятся

слишком высоко (их энергия больше максимальной энергии рентгеновских квантов). Поэтому возбуждение изомеров через электронную оболочку атома наблюдалось до настоящего времени лишь у двух ядер — ^{189}Os и ^{235}U [92, 93]. В ядре ^{189}Os энергия активационного уровня (69,5 кэВ) близка к разности энергий электронов на K - и M -оболочках. В случае ^{235}U предполагается прямое заселение изомера при переходе между уровнями электронной оболочки.

Более перспективным этот путь может оказаться при девозбуждении изомеров. В этом случае активационные уровни могут располагаться ближе к изомерному состоянию, особенно если его энергия достаточно велика. В этом направлении можно отметить эксперименты по девозбуждению изомера в радиоактивном ядре ^{99}Tc [94] (его характеристики приведены в табл. 2). Особенностью этого изомера является то, что основным способом его разрядки является $E3$ -переход с очень низкой энергией (всего 2,17 кэВ) и большим коэффициентом внутренней конверсии (> 1000). После облучения образца с изомерными ядрами ^{99}Tc тормозным излучением с граничной энергией 15 МэВ в течение ~ 20 часов наблюдалось снижение интенсивности γ -излучения от разрядки изомера на 2% больше, чем следовало из закона его радиоактивного распада (измерялась интенсивность γ -квантов с энергией 140 кэВ, которые следовали в каскаде после перехода с энергией 2,17 кэВ). Такое снижение интенсивности γ -излучения свидетельствует об уменьшении числа ядер в изомерном состоянии при облучении их тормозным излучением, т. е. о появлении нового пути девозбуждения изомера. Оцененное интегральное сечение этого процесса составляет $\sim 10^7$ б · эВ, что во много раз выше, чем приведенные значения интегральных сечений возбуждения и девозбуждения изомеров. Это указывает, что девозбуждение изомера ^{99}Tc протекает, по-видимому, через электронную оболочку атома. Однако установление реального пути девозбуждения изомера требует, очевидно, дальнейших исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в обзоре широкий набор экспериментальных данных о реакциях неупругого рассеяния γ -квантов с образованием изомерных состояний является источником новой информации как о механизме этих реакций, так и о свойствах возбуждаемых в них уровней. Из этой информации можно выделить следующее.

1. Во многих ядрах в диапазоне энергий возбуждения $2 \div 4$ МэВ обнаружен набор сравнительно небольшого числа уровней с большой радиационной шириной (до нескольких эВ). Эти уровни связаны с основным состоянием сильно ускоренными радиационными переходами низкой мультипольности ($E1$, $M1$). С этих же уровней с заметной вероятностью происходит и заселение изомеров. При этом заселение изомеров может происходить как в резуль-

тате одного радиационного перехода, когда разница спинов активационного и изомерного уровней невелика ($\Delta J = 1$ или 2), так и каскадом γ -квантов при большой разнице спинов (например, как в ^{180}Ta , где $\Delta J = 7$). Однако в обоих случаях изомерные отношения оказываются достаточно большими.

2. В деформированных нечетно-нечетных ядрах уже при сравнительно низких энергиях возбуждения (1–3 МэВ) существенно ослабляются запреты для радиационных переходов с большим изменением квантового числа K (проекция спина на ось симметрии ядра). Это приводит к появлению новых путей заселения изомеров и, следовательно, к заметному росту изомерных отношений в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$. В то же время в четно-четных ядрах такого эффекта не обнаружено.

Оба эти явления (выделенные уровни с большой радиационной шириной и ослабление запрета по квантовому числу K) еще до конца не поняты, и объяснение их требует дальнейших исследований. Эти исследования касаются как новых экспериментов (и не только по неупругому рассеянию γ -квантов), так и новых теоретических подходов.

Для сферических ядер активационные уровни с большой шириной находят объяснение в рамках квазичастично-фононной модели [95]. Для нескольких ядер (^{81}Br , ^{89}Y , ^{115}In) проведены расчеты энергий и ширин таких уровней, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными [53, 54, 96]. Однако в деформированных ядрах активационные уровни с аномально большой шириной еще ждут своей интерпретации.

Известные данные о запретах по квантовому числу K свидетельствуют о том, что этот запрет существенно зависит от структуры состояний, между которыми осуществляется радиационный переход. Поэтому он может быть существенно разным в соседних ядрах и при близких энергиях возбуждения. Примером могут служить некоторые изомеры в изотопах Hf и Os (^{174}Hf , ^{175}Hf , ^{182}Os , ^{184}Os [97, 98]), в которых запрет для радиационных переходов, связанных с большим изменением K , значительно меньше ожидаемого из систематики для таких переходов. В то же время для соседних ядер такого уменьшения запрета не наблюдается. Предполагается, что переходы с подавлением запрета по квантовому числу K связаны с изменением неаксиальности ядра. Ядро при таком переходе приобретает в промежуточном состоянии форму сплюснутого эллипсоида, а потенциальный барьер, разделяющий различные формы ядра, имеет малую высоту.

Реакции неупругого рассеяния γ -квантов с возбуждением изомерных состояний важны не только для решения фундаментальных проблем ядерной физики, но они имеют целый ряд практических приложений, из которых можно отметить новый подход к активационному анализу и возможность создания лазеров, генерирующих γ -излучение (γ -лазеры).

В настоящее время активационный анализ, служащий для определения ультрамалых концентраций (до 10^{-12}) примесей в искусственно созданных и

природных образцах, широко используется в различных областях науки и техники. Он основан на трансформации стабильных ядер в радиоактивные под действием различного вида бомбардирующих частиц (нейтроны, γ -кванты, заряженные частицы) и на детектировании образующегося радиоактивного β - или γ -излучения. Основным недостатком такого метода является активация не только анализируемых элементов, но и посторонних, содержащихся в образце. В целом ряде случаев радиоактивное излучение посторонних элементов создает значительный фон, снижающий чувствительность измерений. Для его устранения приходится применять химические (или какие-либо другие) способы выделения анализируемых элементов из облученного образца, что, естественно, замедляет и усложняет процедуру анализа.

В реакциях (γ, γ') с заселением изомерных состояний энергия γ -излучения выбирается ниже порогов реакций (γ, n) или (γ, p) , которые приводят к образованию радиоактивных ядер. В этом случае происходит активация лишь небольшого числа посторонних элементов в реакции $(\gamma, \gamma')^m$, и фон мешающего радиоактивного излучения оказывается значительно ниже. При этом совершенно не активируются элементы, наиболее широко распространенные и обычно присутствующие в образцах, такие как C, O, N, Na, Si, K, Fe, Cu, Pb. Поэтому оказывается возможным достигнуть высокой чувствительности анализа, несмотря на присутствие больших примесей посторонних элементов, излучение которых существенно мешает измерениям прежними методами. Хотя набор анализируемых таким способом элементов сравнительно невелик (они приведены в табл. I), он включает такие важные для практических применений элементы, как Ag, Os, Ir, Au, Pt.

С возбуждением изомеров при неупругом рассеянии γ -квантов на ядрах связывают и создание γ -лазеров. Такие лазеры, безусловно, нашли бы широчайшее применение во многих областях науки и техники. По аналогии с лазерами оптического диапазона длин волн предполагается, что γ -лазер должен включать достаточно большое число возбужденных ядер (рабочее тело с инверсной заселенностью уровней). Разрядка этих возбужденных уровней в результате индуцированных радиационных переходов и должна привести к генерации направленного γ -излучения.

Однако известная к настоящему времени информация о свойствах изомерных уровней и механизме их возбуждения показывает, что на пути к такой схеме генерации γ -излучения существуют значительные трудности [99]. Большая энергия γ -кванта по сравнению с оптическим фотоном приводит к тому, что в результате отдачи ядра при испускании и поглощении γ -кванта условия резонанса нарушаются. При разрядке изомеров нередко вместо γ -кванта испускается электрон (процесс внутренней конверсии γ -излучения). Это снижает сечение индуцированных переходов и число необходимых для этого γ -квантов. Ядро окружено электронной оболочкой, с которой взаимодействует (с большим сечением) γ -излучение. Все эти факторы (а также ряд

других) и не позволяют до сих пор реализовать указанную схему генерации γ -излучения и создать γ -лазер. Очевидно, необходимы дальнейшие исследования в этом направлении.

Обращаясь к табл. 1, можно видеть, что в реакциях $(\gamma, \gamma')^m$ исследована лишь часть (около половины) ядер с удобными для измерений изомерными состояниями. Практически не изучены реакции с долгоживущими радиоактивными ядрами как в основном, так и в изомерном состояниях (табл. 2 и б), а также с изомерами, у которых времена жизни лежат в милли- и микросекундном диапазоне. Расширение таких исследований, систематизация полученных в них сечений и изомерных отношений будет способствовать, безусловно, более глубокому пониманию механизма реакций взаимодействия γ -квантов с ядрами и структуры возбуждаемых ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., 1956.
2. Browne E., Firestone R. B. Table of Rad. Isotopes / Ed. by V. S. Shirley. N.Y.: Wiley, 1986.
3. Попов Ю. П. // ЭЧАЯ. 1982. Т.13. С.1163.
4. Arenhövel H., Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. 1967. V.157. P.1109.
5. Arenhövel H., Maison J. M. // Nucl. Phys. 1970. V.157. P.305.
6. Фабелинский И. А. // УФН. 1978. Т.126. С.124.
7. Аўзенберг И., Грайнер В. Модели ядер. Одночастичные и коллективные явления. М.: Атомиздат, 1975.
8. Bar-Noy T., Morech R. // Nucl. Phys. A. 1977. V.288. P.192.
9. Bar-Noy T., Morech R. // Nucl. Phys. A. 1974. V.229. P.417.
10. Jackson H. E., Wetzel E. S. // Phys. Rev. C. 1974. V.9. P.1153.
11. Bowles I. J. et al. // Phys. Rev. C. 1981. V.24. P.1940.
12. Ииханов Б. С. и др. // ЯФ. 1979. Т.30. С.1177.
13. Ииханов Б. С., Новиков Ю. А., Омаров Е. С. // ЯФ. 1980. Т.32. С.1465.
14. Ииханов Б. С., Капитонов И. М., Родионов Д. А. // ЯФ. 1996. Т.59. С.1157.
15. Meyer-Schutzmeister L., Telegdy V. K. // Phys. Rev. 1956. V.104. P.185.
16. Schiff L. // Phys. Rev. 1951. V.83. P.52.
17. Kondev Ph. G. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V.71. P.126.
18. Deitrich S. S., Berman B. L. // Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1988. V.38. P.457.
19. Gurevich G. M. et al. // Nucl. Phys. A. 1981. V.351. P.257.
20. Bete H. // Phys. Rev. 1936. V.50. P.332.
21. Мальшев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М.: Атомиздат, 1969.
22. Игнатюк А. В. Статистические свойства возбужденных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
23. Шубин Ю. Н. // ЭЧАЯ. 1974. Т.5. С.1023.

24. *Huizenga J. R., Vandenbosch R.* // Phys. Rev. 1960. V.120. P.1305.
25. *Арифов Л. Я., Мазитов Б. С., Уланов В. Г.* // ЯФ. 1981. Т.34. С.1028.
26. *Богила Е. А., Коломиец В. М.* // Укр. физ. журн. 1989. Т.34. С.7.
27. *Грудзевич О. Т.* // ЯФ. 1999. Т.62. С.227.
28. *Ставинский В. С.* // ЭЧАЯ. 1972. Т.3. С.832.
29. *Vandenbosch R., Haskin L., Norman J. C.* // Phys. Rev. 1965. V.137. P.1134.
30. *Летохов В. С., Чеботаев В. П.* Нелинейная лазерная спектроскопия высокого разрешения. М.: Наука, 1990.
31. *Pontecorvo B., Lazard A.* // Comptes Rend. Acad. Sci. 1938. V.208. P.99.
32. *Collins G. B. et al.* // Phys. Rev. 1939. V.55. P.507.
33. *Gideon P. N., Miller W. C., Waldman B.* // Phys. Rev. 1949. V.75. P.239.
34. *Wolicki E., Waldman B., Miller W.* // Phys. Rev. 1951. V.82. P.486.
35. *Корсунский М. И., Ланге Ф. Ф., Шпинель В. С.* // Докл. АН СССР. 1940. Т.26. С.145.
36. *Корсунский М. И., Ганенко В. Е., Цыпкин С. И.* // Докл. АН СССР. 1941. Т.30. С.401.
37. *Booth E. C., Browson J.* // Nucl. Phys. A. 1967. V.98. P.529.
38. *Chertok B. J., Booth E. C.* // Nucl. Phys. 1965. V.66. P.230.
39. *Boivin M., Canshois Y., Heno Y.* // Nucl. Phys. A. 1969. V.137. P.520.
40. *Boivin M., Canshois Y., Heno Y.* // Nucl. Phys. A. 1971. V.176. P.626.
41. *Boivin M., Zecevic V.* // Comptes Rend. Acad. Sci. B. 1970. V.270. P.1627.
42. *Johnson W. T. K., Chertok B. J., Dick C. E.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V.25. P.599.
43. *Ikeda N., Yoshihara K.* // Radioisotopes. 1959. V.8. P.238.
44. *Watanabe Y., Mukoyama T.* // Nucl. Sci. Eng. 1982. V.80. P.92.
45. *Veres A. et al.* // Acta Phys. Acad. Sci. Hungaricae. 1973. V.34(1). P.97.
46. *Khanh N. X., Lakosi L., Pavlicsek I.* // Phys. Rev. C. 1995. V.51. P.1676.
47. *Абрамс И. А., Пелекис Л. Л., Тауре Я.* // Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. 1966. №6. С.95.
48. *Абрамс И. А., Пелекис Л. Л., Тауре Я.* // Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. 1968. №1. С.19.
49. *Гангерский Ю. П., Тончев А. П., Балабанов Н. П.* // ЭЧАЯ. 1996. Т.27. С.1043.
50. *Veres A.* // Atomic Energy Rev. 1980. V.18. P.271.
51. *Huizenga I. R., Vandenbosch R.* // Nucl. Phys. 1962. V.37. P.457.
52. *Varhue W. I., Williamson T. G.* // Appl. Rad. Isotopes. 1986. V.37. P.155.
53. *Von Neumann-Cosel P. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V.266. P.9.
54. *Huber M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1993. V.559. P.253.
55. *Carrol J. J. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V.48. P.2238.
56. *Collins C. B. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V.46. P.952.
57. *Carrol J. J. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V.43. P.1238.
58. *Brown H. N., Becker A.* // Phys. Rev. 1953. V.90. P.328.
59. *Krehbil H., Meger-Berkhout U.* // Z. Phys. 1961. V.165. P.99.
60. *Дубенский В. П. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 1993. Т.57. С.90.

61. Дубенский В. П. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1990. Т.54. С.1883.
62. Биган З. М. и др. // ЯФ. 1989. Т.49. С.913.
63. Mazur V. M., Sokoluk I. V., Bigan Z. M. // Proc. of the Intern. Conf. Physics in Ukraine. Nucl. Phys. Kiev, 1993. P.100.
64. Мазур В. М. и др. // ЯФ. 1993. Т.56. С.20.
65. Кондев Ф. Г. и др. // Рабочее совещ. по использованию микротронов в ядерной физике. Дубна, 1993. С.82.
66. Penfold A. S., Leiss J. E. // Phys. Rev. 1959. V.114. P.1332.
67. Биган З. М. и др. // ПТЭ. 1988. №2. С.52.
68. Богданкевич О. В., Лазарева Л. Е., Николаев Ф. А. // ЖЭТФ. 1956. Т.31. С.405.
69. Huizenga J. R., Vandenbosch R. // Nucl. Phys. 1962. V.34. P.452.
70. Raghavan P. // Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1989. V.42. P.182.
71. Raman S. et al. // Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1989. V.42. P.1.
72. Anderson J. A. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1989. V.40–41, No. 4. P.452.
73. Гангрский Ю. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т.14. С.370.
74. Жучко В. Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т.22. С.255.
75. Bowman C. D. et al. // Phys. Rev. C. 1975. V.12. P.863.
76. Strutinsky V. M. // Nucl. Phys. 1967. V.95. P.420.
77. Collins C. B. et al. // Phys. Rev. C. 1990. V.42. P.1813.
78. Németh Zs. // Phys. Rev. C. 1992. V.45. P.467.
79. Белов А. Г. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1996. Т.60. С.21.
80. Belov A. G. et al. // Нур. Int. 1997. V.107. P.167.
81. Karamian S. A. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V.57. P.1812.
82. Belic D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V.83. P.5242.
83. Bikit J. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V.59. P.245.
84. Bikit J. et al. // Astr. J. 1999. V.522. P.38734.
85. Von Neuman-Cosel P. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. V.621. P.278.
86. Oganessian Yu. Ts. et al. // J. Phys. G. 1992. V.18. P.393.
87. Collins C. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V.82. P.695.
88. Collins C. B. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V.61. P.054305.
89. Гангрский Ю. П. и др. // Радиохимия. 1998. Т.40. С.421.
90. Okamoto K. // Nucl. Phys. A. 1980. V.341. P.75.
91. Goldanskii V. I., Namiot V. A. // Phys. Lett. B. 1976. V.62. P.393.
92. Otozai K., Aranawa R., Saito T. // Nucl. Phys. A. 1978. V.297. P.97.
93. Izawa Y., Yamanaka C. // Phys. Lett. B. 1980. V.88. P.59.
94. Bikit J. et al. // J. Phys. G. 1993. V.19. P.1359.
95. Vdovin A. I. et al. // Part. Nucl. 1985. V.16. P.245.
96. Ponomarev V. Yu., Dubensky V. P., Boykova E. A. // J. Phys. G. 1990. V.16. P.1727.
97. Chowdhury R. et al. // Nucl. Phys. A. 1988. V.485. P.136.
98. Gjorup N. L. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V.582. P.369.
99. Baldwin G. C., Solem J. C., Goldanskii V. I. // Rev. Mod. Phys. 1981. V.53. P.687.