

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР
В ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЯХ В ОБЛАСТИ
ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

В.М.Мазур

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

ВВЕДЕНИЕ	385
ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРОВ ЯДЕР fp -ОБОЛОЧКИ	388
Скандий-45	388
Селен-74, 78, 80, 82	394
Ядра ^{86}Sr , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo	399
Обсуждение результатов	402
ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $h_{11/2}$	406
Барий	408
Неодим-142, самарий-144	409
Анализ экспериментальных результатов для реакции $(\gamma, n)^m$ в случае ядер с числом нейтронов $N = 82$	410
ТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА	414
Европий-153	414
Тяжелые деформированные ядра	418
Рений-185	422
Золото-197	425
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	427

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЯХ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

В.М.Мазур

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

В обзоре изложены экспериментальные данные по исследованию сечений возбуждения изомерных состояний ядер и изомерных отношений в реакциях (γ, n) в области энергий гигантского дипольного резонанса. Охвачен широкий круг ядер с $A = 45 \div 197$. Приведено сравнение экспериментальных значений изомерных отношений с расчетами, а также с результатами из других реакций $(n, 2n)$, (p, n) и др.

Present survey presents the experimental data on the nuclear isomer states excitation and isomeric ratios in the (γ, n) -reactions within the giant dipole resonance energy region. A wide circle of nuclei with $A = 45 \div 197$ has been overviewed. The experimental isomeric ratio values are compared with calculated ones as well as those of other reactions, i.e. $(n, 2n)$, (p, n) , etc.

ВВЕДЕНИЕ

Важным средством исследования свойств и характеристик атомных ядер являются ядерные реакции. Используя в качестве зондов различные частицы: протоны, нейтроны, гамма-кванты и т.д., можно определить как целый ряд общих свойств ядер, так и параметры их отдельных уровней. Исследования, проводимые на фотонных пучках, имеют ряд преимуществ. Первое из них состоит в том, что взаимодействие гамма-квантов с ядрами происходит посредством электромагнитных сил, свойства которых наиболее изучены и хорошо известны. Электромагнитное взаимодействие значительно слабее по сравнению с ядерным, что позволяет при анализе использовать теорию возмущений и т.д. Исследование фотоядерных реакций сыграло определяющую роль в формировании современных представлений о высоколежащих коллективных возбуждениях в ядрах типа гигантских резонансов. Гигантский дипольный $E1$ -резонанс — широкий максимум в области $14 \div 18$ МэВ — главная особенность в сечениях поглощения гамма-квантов ядрами. Он является наиболее изученной коллективной модой. Существующие методы его исследования (экспериментальные и теоретические) обеспечивают получение наиболее надежной, разнообразной и относительно легко интерпретируемой информации.

В настоящее время развитие экспериментальных исследований гигантского $E1$ -резонанса в значительной мере связано с изучением различных каналов его распада, и в первую очередь таких, в результате которых возможно изучение заселения определенных, выделенных состояний ядер-продуктов. В качестве выделенных могут быть использованы изомерные состояния, время жизни которых значительно, а спин J_m отличается от спина J_g основного состояния на несколько единиц.

Особенностью фотоядерных экспериментов является то, что основная масса результатов в них получена на пучках тормозного гамма-излучения электронных ускорителей, и непосредственно в таких экспериментах измеряется выход фотоядерной реакции $\Upsilon(E_{\gamma \max})$, связанный с ее сечением σ соотношением:

$$\Upsilon(E_{\gamma \max}) = k \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\gamma \max}} \sigma(E) \Phi(E, E_{\gamma \max}) dE, \quad (1)$$

где k — нормировочный множитель, $E_{\text{пор}}$ — порог фотоядерной реакции, $E_{\gamma \max}$ — максимальная энергия тормозного спектра $\Phi(E, E_{\gamma \max})$. Детально процедура фотоядерного эксперимента описана в работе [1].

Таким образом, из фотоядерных экспериментов по возбуждению изомеров получают данные двух видов: выходы Υ и сечения σ . Непосредственно из эксперимента получают изомерные отношения выходов:

$$d = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_g} \text{ или } \eta = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_{\text{tot}}} = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_m + \Upsilon_g} = \frac{1}{1 + 1/(\Upsilon_m/\Upsilon_g)} = \frac{1}{1 + 1/d}.$$

Используя соотношение (1), процедура решения которого известна [2–4], можно извлечь сечения и получить изомерные отношения сечений:

$$r = \frac{\sigma_m}{\sigma_g} \text{ или } R = \frac{\sigma_m}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g} = \frac{1}{1 + 1/(\sigma_m/\sigma_g)} = \frac{1}{1 + 1/r}.$$

Здесь Υ_m , Υ_g , Υ_{tot} и σ_m , σ_g , σ_{tot} — выходы и сечения возбуждения изомерного m и основного g состояний, а также полные выходы и сечения реакций.

Экспериментальные исследования возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) появились практически одновременно с началом систематических измерений сечений фотонуклонных реакций. В начале 60-х годов были проведены исследования возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) на ядрах ^{59}Co , ^{81}Br , ^{90}Zr , ^{92}Mo , ^{115}In , ^{121}Sb [5–10]. В работах [5, 6] Кац с сотрудниками, исследовав реакцию (γ, n) и измерив сечение возбуждения изомерных и основных состояний ядер ^{80}Br , ^{89}Zr , ^{91}Mo , ^{114}In , получили изомерные отношения сечений для этих ядер. В работах [7, 8] в реакции

(γ, n) были получены изомерные отношения выходов для ядер ^{59}Co , ^{121}Sb . К концу 60-х годов круг исследуемых ядер расширился [8–14]. В реакции (γ, n) были проведены исследования возбуждения короткоживущих изомеров с $T_{1/2} = 10^{-6} \div 10^{-1}$ с [14], в которых получены пороги реакций, сечения и интегральные сечения возбуждения изомерных состояний.

В начале 70-х годов на основе статистической теории предложена каскадно-испарительная модель анализа изомерных отношений $r = \sigma_m/\sigma_g$ в реакциях (γ, n) , $(n, 2n)$ [15] и начаты попытки количественного описания относительной вероятности заселения метастабильного и основного состояний, что, в свою очередь, стимулировало проведение экспериментальных исследований в этом направлении. Неплохой перечень работ по измерению изомерных отношений до 1985 г. приведен в работе [16]. Из этого обзора следует, что изомерные отношения в реакциях (γ, n) в отдельных энергетических точках измерялись для ~ 30 атомных ядер, а сечения $\sigma_m(E)$ измерялись всего на ~ 10 ядрах.

В последнее время наблюдается новый подъем интереса к исследованиям реакций $(\gamma, n)^m$. С одной стороны, это объясняется крайней недостаточностью информации по данному вопросу. Каталог изотопов [17] показывает, что для более чем 100 ядер имеется возможность изучения сечений возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) . В то же время имеется в наличии $\sim 10\%$ потенциальной информации. К тому же, как справедливо отмечалось в работе [16], значительная часть информации об изомерных отношениях получена в 60-х годах и нуждается в уточнении на новом экспериментальном уровне: на более интенсивных гамма-пучках новых ускорителей с использованием для регистрации наведенной гамма-активности более совершенной полупроводниковой гамма-спектрометрии и изотопически обогащенных мишеней.

Характерной чертой новых работ является комплексность исследований, тщательность измерений энергетических зависимостей изомерных отношений (ИО) $d = f(E)$, сечений $\sigma_m = f(E)$, попытки исследовать эволюцию ИО в зависимости от массы изотопов $d = f(A)$, спина изомерных состояний $d = f(J_m)$ и т.д. Появилась уверенность, что в исследованиях возбужденных изомеров можно получить информацию для уточнения вида функции распределения плотности ядерных уровней, ее энергетической и спиновой составляющих, а также выяснения механизмов распада высоковозбужденных коллективных состояний.

К настоящему времени стала понятна ограниченность различных вариантов каскадно-испарительной модели [18]. Несмотря на относительную простоту, прозрачность схемы вычислений, физическую адекватность каскадно-испарительной модели, для согласования результатов расчета с экспериментом даже в случае реакции (γ, n) приходится вводить модельные параметры. Выяснилось, что в ряде случаев в реакции (γ, n) существенный вклад, а иногда

и определяющий, дает полупрямой механизм [19], и использование каскадно-испарительной модели затруднительно. Тем не менее каскадно-испарительная модель до настоящего времени осталась основным инструментом анализа экспериментальных данных. В этом плане фотоядерные данные очень удобны для апробации различных модельных подходов: фотоны приносят в ядро относительно малые изменения (по сравнению с сильнодействующими частицами) в области энергий меньше 30 МэВ. Основным механизмом поглощения гамма-квантов является электрический дипольный, т.е. гамма-кванты приносят в ядро момент $\ell = 1$, и эта величина практически не зависит от энергии. По-видимому, дальнейший прогресс в понимании и описании механизмов фотовозбуждения изомерных состояний может быть достигнут в накоплении экспериментального материала, сопоставлении результатов, полученных в различных реакциях с фотонейтронными данными, комплексном анализе данных экспериментов, совершенствовании расчетов.

Этой цели должен способствовать и настоящий обзор экспериментальных работ по исследованию возбуждения изомерных состояний ядер в реакции (γ, n) в области энергий дипольного резонанса, их анализ и сопоставление с результатами из других реакций. Ниже приведен обзор результатов исследований возбуждения изомерных состояний изотопов ^{44}Sc , $^{73,77,79,81}\text{Se}$, $^{85,87}\text{Sr}$, $^{129-137}\text{Ba}$, $^{121,123,129}\text{Te}$, ^{141}Nd , ^{144}Sm , ^{152}Eu , ^{164}Ho , ^{167}Er , ^{179}Hf , ^{183}W , ^{184}Re и ^{196}Au , полученных в последнее время.

1. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРОВ ЯДЕР fp -ОБОЛОЧКИ

1.1. Скандий-45. С точки зрения изучения изомерных отношений выходов $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g$ в реакциях $(\gamma, n)^m$ ^{45}Sc является удобным ядром. Скандий — моноизотопен. Периоды полураспада ^{44m}Sc , ^{44g}Sc составляют $T_{1/2}^m = 2,44$ сут и $T_{1/2}^g = 3,92$ ч. Интенсивность гамма-линий, сопровождающих распад изомерного 6^+ - и основного 2^+ -состояний, значительна. Поэтому возбуждение изомерного состояния ^{44m}Sc и измерение изомерного отношения в реакции (γ, n) предпринималось в ряде работ [20–26]. В этих работах получена информация об изомерных отношениях при отдельных максимальных энергиях тормозного гамма-спектра, в основном при энергии $E_{\gamma \text{ max}}$ выше гигантского дипольного резонанса. Систематические исследования изомерных отношений реакций $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44m}\text{Sc}$ и изучение кривой $d = f(E)$ в области гигантского $E1$ -резонанса проведены в работах [27, 28].

Измерение изомерных отношений выходов в реакции $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44m,g}\text{Sc}$ проводилось в области энергий $12 \div 21$ МэВ. Идентификация изомерного состояния осуществлялась по фотопику с энергией 0,271 МэВ, основного — по пику 1,157 МэВ. Экспериментальные изомерные отношения вычислялись по формуле [29]:

$$d = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_g} = \left[\frac{1/\lambda_m (1 - e^{-\lambda_m t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_m t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda_m t_{\text{изм}}})}{1/\lambda_g (1 - e^{-\lambda_g t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_g t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda_g t_{\text{изм}}})} \right] \times \left(\frac{N_g \xi_m K_m \alpha_m}{N_m \xi_g K_g \alpha_g} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) - p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \Big]^{-1}. \quad (2)$$

Здесь N_g, N_m — количество импульсов в фотопике основного и изомерного состояний, $\xi_{m,g}$ — фотоэффективность детектора, $\alpha_{m,g}$ — интенсивность линий, $K_{m,g}$ — самопоглощение изучаемых линий в образце, p — коэффициент ветвления, $\lambda_{m,g}$ — постоянные распада, $t_{\text{обл}}, t_{\text{охл}}, t_{\text{изм}}$ — время облучения, охлаждения и измерения наведенной активности. Полученные экспериментальные результаты показаны на рис. 1 темными точками. Для сравнения на рис. 1 светлой точкой и крестиком обозначены изомерные отношения, полученные в работах [25, 26] при энергии $E_{\gamma \text{ max}} = 22$ МэВ. Из рис. 1 видно, что хотя порог реакции $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44m}\text{Sc}$ равен 11,3 МэВ, порог возбуждения изомерного состояния $6^+ ^{44m}\text{Sc}$ составляет $(12 \pm 0, 2)$ МэВ. Выше порога изомерное отношение Υ_m/Υ_g быстро нарастает и при $E_{\gamma \text{ max}} = 22$ МэВ выходит на плато и достигает значения $(0, 21 \pm 0, 03)$, что в пределах ошибок согласуется с ранее полученными результатами. На рис. 1 сплошной линией показан результат аппроксимации $d = f(E)$ кривой типа $d = A \cdot \text{th}[B(E - E_0)]$. Подгонка осуществлялась методом наименьших квадратов. При этом получены следующие значения параметров: $A = (0, 218 \pm 0, 007)$, $B = (0, 228 \pm 0, 02)$ МэВ $^{-1}$, $E_0 = (11, 6 \pm 0, 07)$ МэВ.

Сечение $\sigma_m(E)$ реакции $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44m}\text{Sc}$ приведено на рис. 1. На этом же рисунке для сравнения приведено полное сечение реакции $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44}\text{Sc}$ [28]. Полученная оценка изомерных отношений сечений σ_m/σ_g в области $14 \div 16$ МэВ примерно на 10% превышает изомерное отношение выходов Υ_m/Υ_g , а в области выше 20 МэВ практически совпадает с ними. (На рис. 1 $E^* = E_{\gamma \text{ max}} - E_{\text{пор.}}$) Погрешность определения r составляет $\sim 15\%$.

Для сравнения с экспериментом были выполнены расчеты изомерных отношений по основанной на статистической теории каскадно-испарительной модели [15, 31, 32]. При расчетах предполагалось: материнским ядром поглощается дипольный гамма-квант. Затем испаряется нейтрон с энергией ε_n . Возбужденные состояния дочернего ядра переходят в основное и изомерное путем испускания каскада дипольных гамма-квантов, последний из которых и заселяет изомерное или основное состояние. Плотность уровней считалась по формуле Бете — Блоха:

$$\rho(U, J) = \frac{2J + 1}{24\sqrt{2}a^{1/4}U^{5/4}\sigma^3} \exp \left\{ 2\sqrt{aU} - \frac{(J + \frac{1}{2})^2}{2\sigma^2} \right\}. \quad (3)$$

Здесь a — параметр плотности уровней, U — энергия возбуждения, σ — параметр ограничения спина, J — спины состояний. Более подробно процедура расчетов приведена в работе [28]. Результат теоретического анализа показан на рис. 1 штрихпунктирной линией. Согласно с экспериментом удается достичь для энергии $18 \div 23$ МэВ при фиксации параметра ограничения спина $\sigma = 3$.

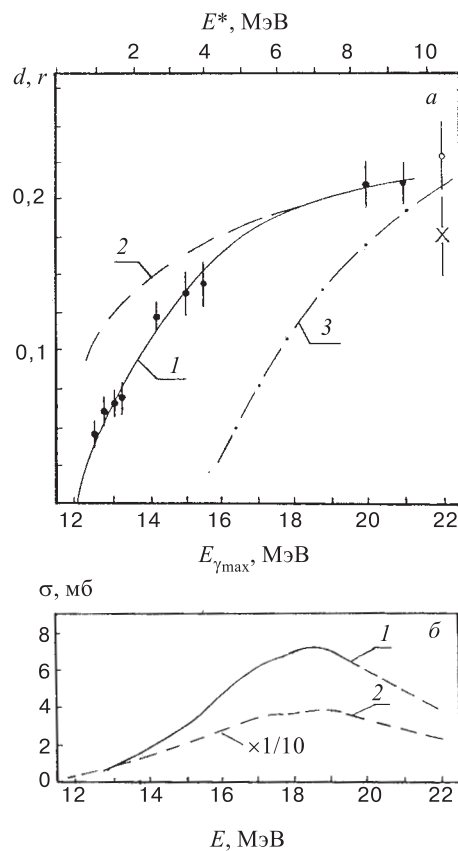
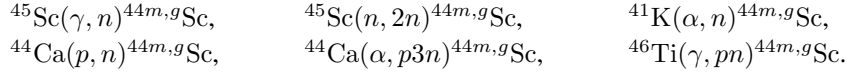


Рис. 1. а) Зависимость изомерных отношений выходов (1) и сечений (2) реакции $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44m,g}\text{Sc}$ от энергии. б) Сечение реакции $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44m,g}\text{Sc}$ и сравнение его с полным фотонейтронным сечением (2)

Как видно из рис. 1, расчеты для $(\gamma, n)^m$ -реакции качественно сходны с экспериментальной кривой. Некоторое смещение теоретической кривой в области больших энергий наблюдается для расчетных изомерных отношений и для других ядер. Возможный путь устранения этого расхождения — использование статистической модели ферми-газа с обратным сдвигом [33, 34].

Ядро ^{44}Sc является одним из немногих ядер, которое можно получить, и, следовательно, изучить относительные выходы возбуждения изомерного 6^+ - и основного 2^+ -состояний в различных реакциях:



Одной из первых работ такого рода является работа Татарчука и др. [20]. В ней получена оценка изомерного отношения для реакции $^{46}\text{Ti}(\gamma, pn)^{44m,g}\text{Sc}$ при $E_{\gamma\text{max}} = 48$ МэВ, $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g < 0,02$, отношения $\Upsilon_m/\Upsilon_g = 0,16$ для реакции $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44m,g}\text{Sc}$ при энергии $E_{\gamma\text{max}} = 24$ МэВ, при 36 МэВ — 0,19, при 48 МэВ — 0,19, что близко к значениям d , полученным в работе [28] для энергии $E_{\gamma\text{max}} = 21$ МэВ. В работе [20] для реакции $^{45}\text{Sc}(n, 2n)^{44m,g}\text{Sc}$ получено изомерное отношение $\sigma_m/\sigma_g = 0,72$. Для этого случая авторами сделан анализ по статистической теории и получен параметр ограничения по спине $\sigma = 2,8 \pm 0,3$. Это согласуется с данными работы [35] для $E_n = 14,4$ МэВ $\sigma_m/\sigma_g = 0,572$ и $\sigma = 2,5$. Здесь уместно упомянуть, что в работе [21] в реакции $^{45}\text{Sc}(n, 2n)^{44m,g}\text{Sc}$ получено $r = \sigma_m/\sigma_g = 0,91 \pm 0,0$ при $E_n = 14,1$ МэВ. Согласие статистических расчетов (по схеме, аналогичной расчетам [31,32]) достигается при $\sigma = 3,68$. Значительная величина r для реакции $(n, 2n)$ объясняется значительными угловыми моментами, привносимыми нейтронами. В работе Карои и др. [36] получены близкие к упомянутым величинам изомерные отношения $\sigma_m/\sigma_g = 0,71 \pm 0,06$ для реакции $(n, 2n)$ при $E_n = 15,0$ МэВ. Вычисления по статистической модели дали $\sigma = 3,5 \pm 0,1$. Параметры ограничения спина σ для реакции $(n, 2n)$ близки к значению, полученному в работе [28] для реакции (γ, n) .

Интересно сравнить изомерные отношения для реакции (γ, n) , полученные в работах [27, 28], с отношениями сечений возбуждения изомерной пары $J_g^\pi = 2^+$, $J_m^\pi = 6^+$ ядра ^{44}Sc в реакции $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$ и $^{44}\text{Ca}(\alpha, p3n)^{44}\text{Sc}$ [37] (рис. 2), а также $^{41}\text{K}(\alpha, n)^{44m,g}\text{Sc}$ [38] и $^{45}\text{Sc}(d, t)^{44m,g}\text{Sc}$ [39] (рис. 3).

Стрелками на рис. 2 показаны пороги реакции. Сплошными кривыми изображены результаты расчетов по каскадно-испарительной модели. Расчеты выполнялись с помощью программы RAIN-VO23 [40]. Для вычисления плотности уровней использовано выражение из модели ферми-газа с обратным смещением и феноменологическим учетом оболочечной поправки из работы [41]. Параметры плотности уровней брались из систематики, приведенной в упомянутой работе. При моделировании $(\alpha, p3n)$ -реакции учитывались все возможные последовательности испускания частиц: $p3n$, $2npn$, $3np$. Из рисунка видно, что использованный в [37] вариант каскадно-испарительной модели хорошо воспроизводит экспериментальные значения в обеих реакциях. Это должно говорить о преобладании статистического механизма. Как отмечают сами авторы [37], этот результат в общем-то нетривиален, поскольку в сечение образования ^{44}Sc в (p, n) -реакции заметный вклад может дать меха-

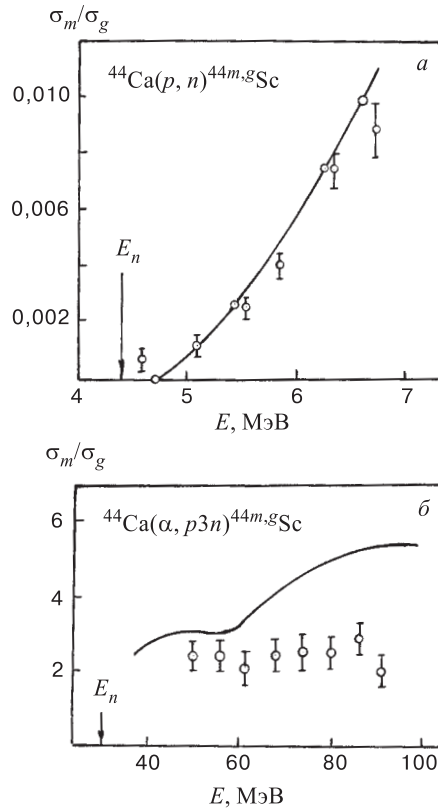


Рис. 2. Изомерные отношения, полученные для ^{44}Sc в реакциях (p, n) и $(\alpha, p3n)$. Сплошная линия — расчет по каскадно-испарительной модели

низм прямого выбивания нейтрона протоном, а в $(\alpha, p3n)$ -реакции — предравновесный механизм эмиссии частиц. Тот факт, что прямой механизм не проявляется на фоне статистического в (p, n) -реакции, объясняется тем, что реакция идет на четно-четном околomagическом ядре-мишени ^{44}Ca и сопровождается разрывом двух пар. А удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных изомерных отношений в $(\alpha, p3n)$ -реакции в диапазоне энергий от порога до 55 МэВ может быть связано с тем, что энергии возбуждения оставшейся после вылета из ядра высокоэнергетической предравновесной частицы недостаточно для реализации выходного канала. Другими словами, предравновесный механизм эмиссии первой частицы может привести только к пропорциональному уменьшению и $\sigma_m(E_\alpha)$, и $\sigma_g(E_\alpha)$, что не отразится на значении изомерного отношения.

Сравнение экспериментальных изомерных отношений, полученных в (γ, n) -реакции, с изомерным отношением для $(\alpha, p3n)$ -реакции показывает, что в последнем случае r на порядок выше. Такое отличие укладывается в статистическую схему, поскольку α -частицы приносят в ядро значительный угловой момент, и при этом заселяется преимущественно высокоспиновое состояние 6^+ .

В то же время сопоставление r для (γ, n) - и (p, n) -реакций дает противоположную картину. В рассматриваемом энергетическом интервале r для (p, n) -реакции на порядок меньше, чем для (γ, n) . Простым объяснением этому может быть различие механизмов этих двух реакций. В пользу последнего утверждения может служить отношение величин интегральных сечений $(\gamma, 2n)$ - и (γ, n) -реакций на ^{45}Sc : $\int_{21,5}^{28,5} \sigma(\gamma, 2n) / \int_{21,5}^{28,5} \sigma(\gamma, n)$ [30], что указывает на большую (> 50%) долю вклада полупрямых процессов в сечение реакции (γ, n) . Однако для уточнения необходимо расширить энергетический диапазон исследования (p, n) -реакции.

В широком энергетическом диапазоне получено изомерное отношение σ_m/σ_g для реакций $^{41}\text{K}(\alpha, n)^{44m,g}\text{Sc}$ [38] и $^{45}\text{Sc}(d, t)^{44m,g}\text{Sc}$ [39] (рис. 3). И хотя авторами не проведено сравнение с расчетами по статистической теории, сравнивая при одинаковых энергиях возбуждения остаточного ядра изомерные отношения, полученные в реакциях $^{44}\text{Ca}(\alpha, p3n)^{44m,g}\text{Sc}$ и $^{41}\text{K}(\alpha, n)^{44m,g}\text{Sc}$, можно отметить их близость по величине, что указывает на сходность механизмов этих реакций. Изомерное отношение в реакции (d, t) при низких энергиях сравнимо с ИО в реакции (γ, n) [27], а при энергии $E_d > 25$ МэВ сравнимо с ИО в реакции (α, n) .

Из вышесказанного следует, что к настоящему времени для ядра ^{44}Sc накоплен достаточно полный и обширный экспериментальный материал по исследованию возбуждения изомерного состояния 6^+ в различных реакциях. В то же время отсутствует единый последовательный подход для описания

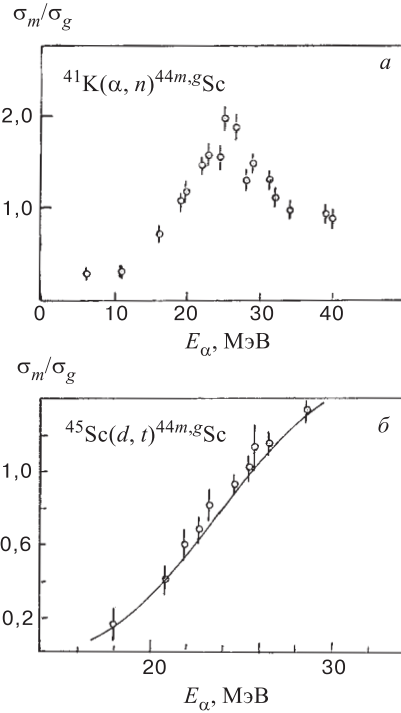


Рис. 3. Зависимость изомерного отношения от энергии, полученная в реакциях а) (α, n) и б) (d, t) для ^{44}Sc

изомерных отношений в различных реакциях, хотя для этого имеются довольно хорошие предпосылки. Достижению этой цели должны способствовать и имеющиеся данные [42] по измерению сечений парциальных фотонуклонных каналов распада гигантского $E1$ -резонанса на ядре ^{45}Sc .

1.2. Селен-74, 78, 80, 82. Систематика низколежащих спектров и разрывностей в измеренных одночастичных заселенностях уровней указывает на наличие перехода формы в конфигурациях основного состояния из сплюснутой в сферическую при переходе от $N = 40$ к $N = 42$ и из сферической в несколько деформированную, вытянутую между $N = 42$ и $N = 44$. Реакция срыва и подхвата указывает на сосуществование различных форм на тех же ядрах [43, 44]. Эта сложная структура предсказывалась теоретическими расчетами, выполненными как по методу Хартри — Фока, так и по динамической коллективной модели. Сложность свойств упомянутых ядер, по-видимому, отображается тем, что одночастичная модель не может последовательно учесть все обнаруженные экспериментальные свойства этих ядер [45]. По-видимому, первой работой, посвященной измерению изомерного состояния на изотопах селена, было исследование, проведенное в 1956 г. бразильскими учеными [46]. При $E_{\gamma\text{max}} = 20$ МэВ для ядер ^{82}Se было получено изомерное отношение выходов $\Upsilon_m/\Upsilon_g = 1,0 \pm 0,05$, что несколько превышает современные значения. В последние годы наблюдается активизация измерений, и возбуждение изомеров изотопов селена в (γ, n) -реакции исследуется в ряде лабораторий. Фам Зуи Хиэн с сотрудниками [47] для изотопа ^{74}Se при энергии $E_{\gamma\text{max}} = 14,5$ МэВ получил $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g = 7,5$, что соответствует $\eta = \Upsilon_m/(\Upsilon_m + \Upsilon_g) = 0,89$. Полученные результаты сравниваются с изомерными отношениями из реакции $(n, 2n)^m$ и расчетами, проведенными по статистической модели. Обсуждается схема низколежащих уровней ядра ^{73}Se . Экспериментальные данные по реакции $^{74}\text{Se}(\gamma, n)^{73m,g}\text{Se}$, по-видимому, подтверждают схему, в которой $J_g^\pi = 9/2^-$ и $J_m^\pi = 3/2^-$. Изомерное состояние является наименьшим компонентом ротационной полосы с $k^\pi = 3/2^-$.

Наиболее полно процессы возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) на изотопах селена исследовались в работе [48]. Прямым результатом измерений были кривые выходов $\Upsilon(E_{\gamma\text{max}})$ реакций $^{78}\text{Se}(\gamma, n)^{77m}\text{Se}$, $^{80}\text{Se}(\gamma, n)^{79m}\text{Se}$, $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$. Использовались изотопически обогащенные мишени. Измерения проводились с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ, а в области порогов — с шагом $\Delta E = 0,25$ или $0,125$ МэВ. Анализ кривых выходов показал, что порог реакции $^{74}\text{Se}(\gamma, n)^{75m}\text{Se}$ составляет $(12,3 \pm 0,2)$ МэВ, порог реакции $^{78}\text{Se}(\gamma, n)^{77m}\text{Se}$ — $(11,15 \pm 0,10)$ МэВ, $^{80}\text{Se}(\gamma, n)^{79m}\text{Se}$ — $(10,05 \pm 0,10)$ МэВ и $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m}\text{Se}$ — $(9,85 \pm 0,15)$ МэВ. Пороги реакции (γ, n) составляют для $^{74,78,80,82}\text{Se}$ 12,1; 10,5; 9,9 и 9,3 МэВ соответственно. Для ^{74}Se и ^{80}Se в пределах ошибок пороги реакции $(\gamma, n)^m$ равны энергетиче-

скому порогу, т.е. сумме энергии порога реакции (γ, n) и энергии изомерного уровня. (Поскольку спин изомерного состояния этих ядер $J_m^\pi = 3/2^-, 1/2^-$, а основное состояние материнского ядра 0^+ , то при распаде состояний гигантского дипольного резонанса 1^- никаких запретов по угловому моменту для заселения изомерных уровней не возникает.) Спектроскопические характеристики изотопов селена [17] приведены в табл.1.

Таблица 1. Спектроскопические характеристики ядер селена

Изотоп	J^π	$T_{1/2}$	Число γ -квантов на распад, %	Коэффициент ветвления	E_γ , МэВ
^{73m}Se	$3/2^-$	38,9 мин	2,27	0,73	0,254
^{73g}Se	$9/2^+$	7,1 ч	94,9		0,361
^{77m}Se	$7/2^+$	17,5 с	51,5		0,162
^{79m}Se	$1/2^-$	3,89 мин	9,1		0,0955
^{81m}Se	$7/2^+$	57,3 мин	8,7	0,995	0,1030
^{81g}Se	$1/2^-$	18,5 мин	0,288		0,2899

Для ядер ^{78}Se и ^{82}Se экспериментальные (эффективные) пороги реакции $(\gamma, n)^m$ заметно ($\sim 0,5$ МэВ) превышают энергетический порог этой реакции. Это связано с тем, что при распаде гигантского дипольного резонанса для заселения метастабильного состояния возникает запрет по угловому моменту. Поскольку основное состояние материнского ядра имеет $J^\pi = 0^+$, то при распаде состояний 1^- гигантского резонанса для заселения уровней с $J^\pi = 7/2^+$ необходимо, чтобы нейтроны уносили момент $\ell_n = 3$ (при $\ell_n = 2$ существует запрет по четности). Как показали расчеты по оптической модели [49], в спектре нейтронов, вылетающих из ядра с энергией $\sim 0,5$ МэВ, появляются нейтроны с угловым моментом $\ell = 3$. С ростом энергии их доля быстро увеличивается. При наличии полупрямого канала реакции (γ, n) с помощью такого механизма заселения изомерного состояния можно объяснить возникновение эффективного порога. С другой стороны, повышение эффективного порога на 0,5 МэВ может быть связано с наличием при этой энергии соответствующих активационных уровней, из которых посредством каскада гамма-квантов заселяется изомерное состояние. Для ^{77}Se таким уровнем может быть состояние с $J = 1/2, E = 0,491$ МэВ и $J = 3/2, E = 0,467$ МэВ.

Измеренные кривые выхода реакции $(\gamma, n)^m$ для ядер $^{78,80,82}\text{Se}$ использовались для расчета сечений. Расчет велся методом Пенфольда — Лисса [2] с шагом $\Delta E = 1$ МэВ. Полученные экспериментальные сечения приведены на рис. 4. Все сечения имеют одногорбую форму с максимумом при энергии ~ 16 МэВ. Сечения аппроксимированы по методу наименьших квадратов

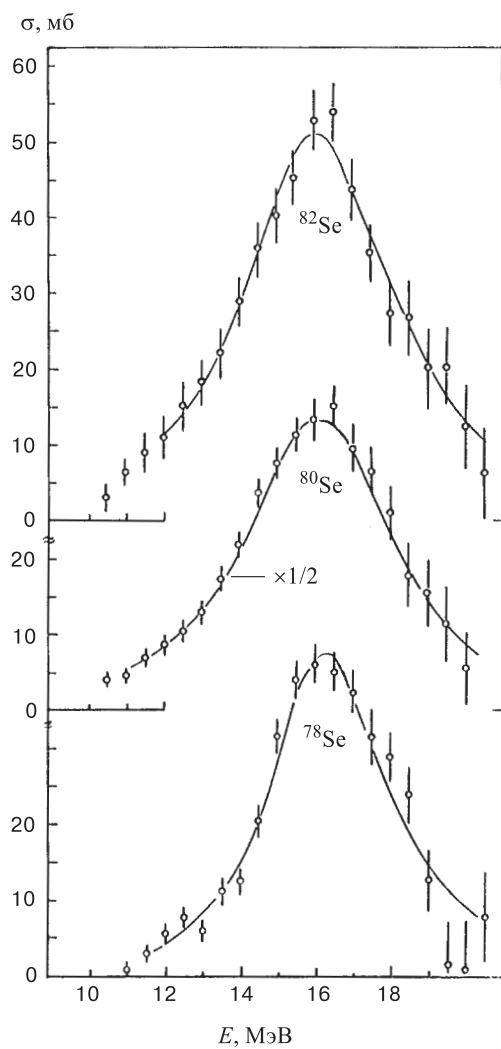


Рис. 4. Сечения реакции $(\gamma, n)^m$ для изотопов $^{78,80,82}\text{Se}$

кривыми Лоренца (сплошные кривые на рис. 4):

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_0^2 E^2}{(E_0^2 - E^2)^2 + \Gamma_0^2 E^2}. \quad (4)$$

Параметры аппроксимации: сечение в максимуме σ_0 , энергия резонанса E_0 , его полуширина Γ_0 приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры кривых Лоренца

Изотоп	σ_0 , мб	Γ_0 , МэВ	E_0 , МэВ	χ^2
^{78}Se	$43,2 \pm 1,7$	$3,65 \pm 0,25$	$16,25 \pm 0,077$	13,1
^{80}Se	$77,9 \pm 2,0$	$4,94 \pm 0,24$	$16,04 \pm 0,071$	4,8
^{82}Se	$51,1 \pm 2,2$	$4,76 \pm 0,35$	$16,00 \pm 0,11$	4,1

Поскольку основные состояния дочерних ядер ^{73}Se и ^{81}Se нестабильны, то имеется возможность получить непосредственно из эксперимента кривую изомерных отношений выходов $\eta = \Upsilon_m / (\Upsilon_m + \Upsilon_g) = \Upsilon_m / \Upsilon_{\text{tot}}$ или $d = \Upsilon_m / \Upsilon_g$. Для расчета изомерных отношений использовалась формула (2).

Полученные экспериментальные изомерные отношения η для ядер $^{74,82}\text{Se}$ показаны кружками на рис. 5. Характер их поведения как функции энергии различен: для ^{82}Se — это растущая от порога функция, выходящая на насыщение в области выше 20 МэВ, для ^{74}Se — это спадающая функция. Такое поведение кривых $\eta = f(E)$ обусловлено спинами метастабильных состояний ($7/2^+$ для $^{81m,g}\text{Se}$ и $1/2^-$ для ^{73m}Se).

Зависимость изомерного отношения η от энергии в области гигантского $E1$ -резонанса впервые измерена в [48] для ядер ^{74}Se , ^{82}Se . Практически одновременно измерены $\eta = f(E)$ в [50] и несколько позже подобная работа проведена в Дубне [51]. Полученные результаты [50, 51] находятся в хорошем согласии с данными работы [48].

Измеренные сечения σ_m для ядер $^{78,80,82}\text{Se}$ [48], а также наличие литературных данных по полным фотонейтронным сечениям σ_n [30] позволили получить изомерные отношения сечений $R = \sigma_m / \sigma_{\text{tot}}$. Для ядер всех исследуемых изотопов селена в области максимума сечения σ_n (т.е. там, где ошибка определения r минимальна) получены изомерные отношения сечений. При $E = 16,0$ МэВ для ^{73}Se имеем $R = 0,84 \pm 0,08$; для ^{77}Se $R = 0,34 \pm 0,06$, для ^{79}Se $R = 0,56 \pm 0,07$ и для ^{81}Se $R = 0,36 \pm 0,06$.

На рис. 5 сплошными линиями показаны результаты расчетов изомерных отношений R по каскадно-испарительной модели для ядер $^{74,78,80,82}\text{Se}$. На этом же рисунке (крестики) приведены экспериментальные изомерные отношения сечений $R = \sigma_m / (\sigma_m + \sigma_g) = \sigma_m / \sigma_{\text{tot}}$ при энергии 16 МэВ. При этом для определения R значения полного фотонейтронного сечения реакции (γ, n) брались из работы [30]. Расчет $R(E)$ велся без свободных параметров (кривая 1) и с фиксацией параметров ограничения спина. Кривые 2, 3 соответствуют фиксации $\sigma = 3$ и $\sigma = 2$ соответственно. И хотя расчеты дают качественно правильную картину поведения изомерных отношений как функций энергии, количественного согласия удастся достичь при фиксации σ . При этом для ^{74}Se $\sigma = 2,0$, ^{78}Se — 1,8, ^{80}Se — 2,8, ^{82}Se — 2,0 [48].

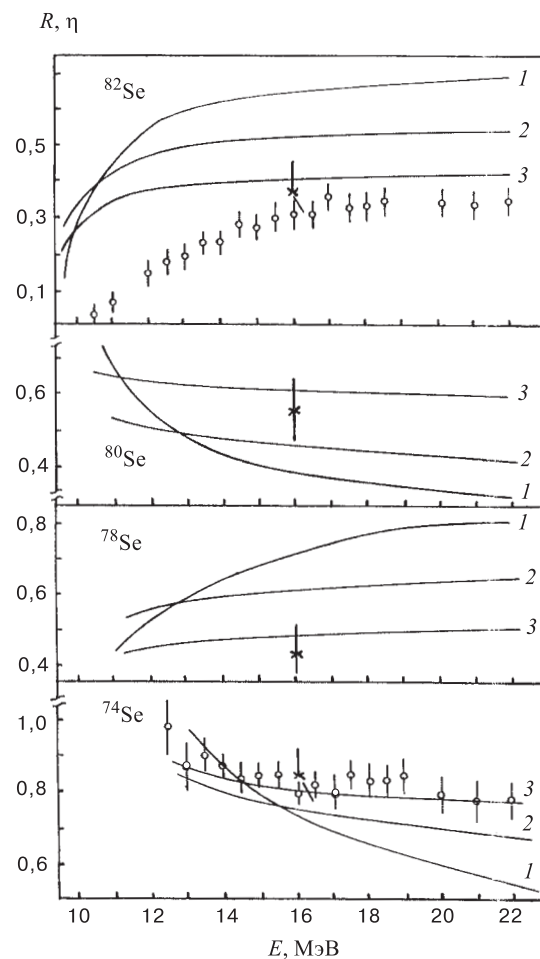


Рис. 5. Экспериментальные изомерные отношения выходов (\circ) и сечений (\times) для изотопов селена и их сравнение с расчетом по каскадно-испарительной модели. Кривые: 1 — расчет без свободных параметров; 2 — расчет при фиксации $\sigma = 3$; 3 — $\sigma = 2$

Для сравнения в табл. 3 приведены изомерные отношения для изотопов селена, полученные в реакции (n, γ) и $(n, 2n)$. Видно, что так же, как и в реакции (γ, n) , с ростом энергии наблюдается рост изомерного отношения на ядре ^{81}Se и спад на ядре ^{73}Se . Хотя необходимо отметить, что в реакции $(n, 2n)$ более выражено заселение высокоспинового состояния изомерной пары.

Таблица 3. Изомерные отношения для изотопов селена, полученные в реакциях (n, γ) , $(n, 2n)$

Ядро-продукт	Тип реакции	Энергия E_n , МэВ	σ_m/σ_g	σ	Ссылка
^{77}Se	(n, γ)	тепл.нейтр.	$0,210 \pm 0,034$	—	[52]
^{79}Se	—	—	$0,37 \pm 0,08$	—	
^{81}Se	—	—	$0,114 \pm 0,007$	—	
^{73}Se	$(n, 2n)$	15,0	0,78	4,2	[36]
^{81}Se	—	15,0	0,78	2,9	
^{73}Se	$(n, 2n)$	14,7	0,65	2,6	[53]
^{77}Se	—	14,7	0,51	2,7	
^{79}Se	—	14,7	0,17	3,3	
^{81}Se	—	14,7	0,73	$3 \pm 0,5$	
^{73}Se	$(n, 2n)$	13,7	0,14		[54]
	—	14,2	0,15		
	—	15,0	0,14		
	—	15,2	0,17		
	—	15,9	0,16		
	—	16,3	0,14		
	—	16,6	0,12		
	—	17,1	0,165		
	—	17,6	0,165		
^{73}Se	$(n, 2n)$	14,5	0,44		[47]

1.3. Ядра ^{86}Sr , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo . Ядра с замкнутой оболочкой $N = 50$ являются объектом активного исследования с точки зрения изучения как структуры уровней в реакциях срыва и подхвата нейтронов [55, 56], так и изомерных отношений на этих ядрах в реакциях (γ, n) , $(n, 2n)$ и т.д. Спектроскопические факторы, полученные посредством анализа (p, d) - и (d, p) -реакций, дают полезные сведения о структуре возбужденных состояний ядер $1g_{9/2}$ -оболочки. С другой стороны, анализ экспериментальных данных по изомерным отношениям в реакциях (γ, n) , $(n, 2n)$ в рамках статистической теории позволяет получить информацию о спиновой зависимости плотности ядерных уровней.

Начало исследований возбуждения изомеров ядер $1g_{9/2}$ -оболочки относится к 60-м годам. В этих работах была получена информация о значениях реакций $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89m,g}\text{Zr}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m,g}\text{Mo}$ в области гигантского $E1$ -резонанса, оценено изомерное отношение сечений для этих ядер [5]. В

Таблица 4. Спектроскопические характеристики ядер с $N = 50$

Ядро-мишень	$E_{\text{пор}}(\gamma, n)$, МэВ	Спин ядра-мишени	Дочернее ядро	J_g^π	J_m^π	E_m , кэВ
^{86}Sr	11,5	0^+	^{85}Sr	$9/2^+$	$1/2^-$	239
^{88}Sr	11,2	0^+	^{87}Sr	$9/2^+$	$1/2^-$	388
^{90}Zr	11,9	0^+	^{89}Zr	$9/2^+$	$1/2^-$	588
^{92}Mo	13,1	0^+	^{91}Mo	$9/2^+$	$1/2^-$	653

дальнейшем информация о возбуждении изомерных состояний этих ядер в реакции (γ, n) , в основном, касалась изомерных отношений выходов для ядер ^{92}Mo , ^{90}Zr , ^{88}Sr при определенных фиксированных максимальных энергиях тормозного спектра $E_{\gamma \text{ max}}$ [5, 47, 57–61].

Наиболее обширная информация о фотовозбуждении изомерного состояния $2p_{1/2}^{-1}$ имеется для ядра ^{89}Zr . Для этого ядра измерялось сечение возбуждения в реакции (γ, n) [5, 60], изомерное отношение сечений в зависимости от энергии гамма-квантов и изомерное отношение выходов для различных $E_{\gamma \text{ max}}$ [47, 57–59]. К сожалению, наблюдается заметный разброс данных.

В работах [62–64] детально исследовано фотовозбуждение изомерных состояний $J_m^\pi = 1/2^-$ в реакции (γ, n) на ядрах ^{86}Sr , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo в области гигантского $E1$ -резонанса. В работах [62, 63] измерение кривых выходов $\Upsilon_m(E_{\gamma \text{ max}})$ реакций $^{86}\text{Sr}(\gamma, n)^{85m}\text{Sr}$, $^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87m}\text{Sr}$, $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89m}\text{Zr}$ и $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m}\text{Mo}$ проводилось в области энергий $10 \div 18$ МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Спектроскопические данные исследуемых ядер приведены в табл. 4.

Анализ экспериментальных выходов $\Upsilon_m(E_{\gamma \text{ max}})$ показал, что пороги реакции $(\gamma, n)^m$ составляют: на ^{86}Sr — $(11,75 \pm 0,15)$ МэВ, на ^{88}Sr — $(11,5 \pm 0,1)$ МэВ, на ^{90}Zr — $(12,7 \pm 0,1)$ МэВ и на ^{92}Mo — $(13,4 \pm 0,15)$ МэВ. На всех вышеупомянутых ядрах порог возбуждения изомерных состояний в пределах ошибок совпадает с расчетным, т.е. энергия порога реакции (γ, n) плюс энергия метастабильного состояния.

В области гигантского дипольного резонанса при поглощении гамма-квантов ядрами $^{86,88}\text{Sr}$, ^{90}Zr , ^{92}Mo , основное состояние которых имеет $J^\pi = 0^+$, возбуждается состояние 1^- . И хотя в припороговой области спектр вылетающих нейтронов не имеет испарительного характера [65], однако, ввиду низкой энергии вылетающих нейтронов, ими уносится малый момент $\ell = 0, 1$. Поэтому никакого дополнительного запрета по угловому моменту не возникает, и изомерные состояния ядер $^{85m,87m}\text{Sr}$, ^{89m}Zr , ^{91m}Mo , имеющие $J_m^\pi = 1/2^-$, заселяются непосредственно при достижении гамма-квантами энергетического порога реакции $A(\gamma, n)(A-1)^m$.

Полученные из экспериментальных кривых выходов реакций сечения возбуждения метастабильных состояний ядер $^{85,87}\text{Sr}$, ^{89}Zr , ^{91}Mo представлены на рис. 6. Указанные ошибки статистические. Все приведенные сечения в общих чертах повторяют форму сечения (γ, n) -реакции: они имеют одногорбый вид с максимумом в районе 16–17 МэВ, что в пределах ошибок совпадает с положением гигантского $E1$ -резонанса на исследуемых ядрах. Однако по абсолютной величине сечения реакции $(\gamma, n)^m$ заметно меньше.

С использованием ранее измеренных полных фотонейтронных сечений и экспериментальных сечений возбуждения изомеров в работе [62] были получены экспериментальные изомерные отношения сечений $R = \sigma_m/\sigma_n$. При энергии 16,5 МэВ (т.е. в районе максимума) получены следующие изомерные отношения сечений: для ^{85m}Sr — $0,60 \pm 0,08$; для ^{87m}Sr — $0,60 \pm 0,08$; для ^{89m}Zr — $0,60 \pm 0,08$ и для ^{91m}Mo — $0,52 \pm 0,10$, при энергии 17,0 МэВ для ^{91m}Mo $R_{\text{эксп}} = 0,60 \pm 0,10$.

С целью уточнения полученных результатов для ^{90}Zr помимо изомерных отношений сечений измерены изомерные отношения выходов $\eta = \Upsilon_m/(\Upsilon_m + \Upsilon_g)$ двумя методами:

1) с использованием известной формулы (2), регистрируя одновременно фотопики распада изомерного и основного состояний;

2) используя то обстоятельство, что изомерное состояние имеет период полураспада значительно меньше, чем основное состояние ($T_{1/2}^m \ll T_{1/2}^g$), изомерное отношение η можно получить как отношение двух независимых выходов.

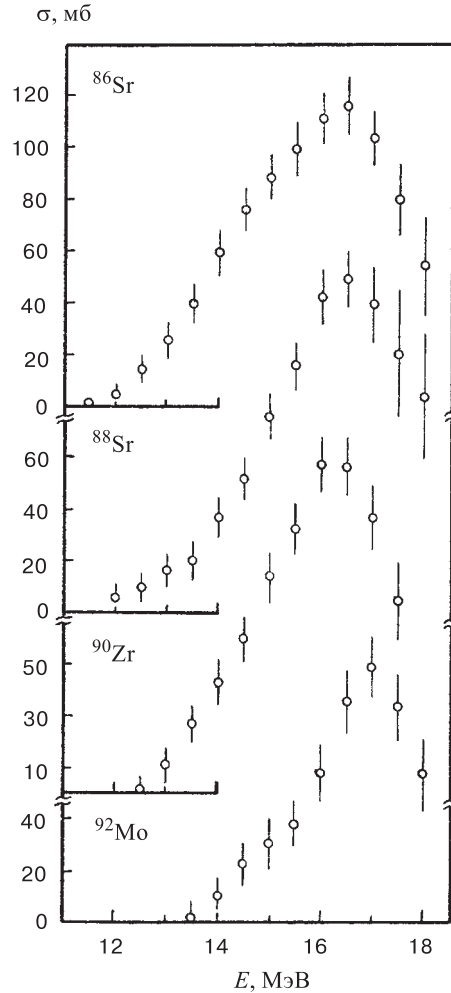


Рис. 6. Зависимость сечений реакции $(\gamma, n)^m$ от энергии для ядер $^{86,88}\text{Sr}$, ^{90}Zr , ^{92}Mo

Полученные этими двумя способами экспериментальные изомерные отношения выходов $\eta(E_{\gamma \max}) = \Upsilon_m / (\Upsilon_m + \Upsilon_g)$ для ^{90}Zr при различных $E_{\gamma \max}$ приведены в табл. 5, из нее видно, что результаты способов 1 и 2 хорошо согласуются между собой и с наиболее точными результатами других авторов [47, 58, 59].

Таблица 5. Изомерные отношения выходов η для ^{90}Zr

$E_{\gamma \max}$	14,0	15,0	16,0	20,0
Способ 1	$0,68 \pm 0,08$	$0,73 \pm 0,07$	$0,70 \pm 0,05$	$0,59 \pm 0,02$
Способ 2	$0,66 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,03$	$0,60 \pm 0,03$

1.4. Обсуждение результатов. Рассмотренные выше ядра с $A = 74 \div 92$ лежат в области оболочки $N = 50$. Низколежащие состояния их дочерних ядер определяются в основном $1g_{9/2}^{-1}$, $2p_{1/2}^{-1}$ нейтронными дырками, $2d_{5/2-}$, $3s_{1/2-}$ и $2p_{3/2-}$ нейтронными частичными конфигурациями. В рассматриваемых ядрах состояния $2p_{1/2}^{-1}$ являются изомерными. В этих ядрах с увеличением числа нейтронов происходит заполнение оболочки $1g_{9/2}$. На этой оболочке ^{74}Se не имеет нейтронов (мы имеем полумагическое число нейтронов $N = 40$), изотопы ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo характеризуются магическим числом $N = 50$ для нейтронов и заполненной подоболочкой $1g_{9/2}$.

Низколежащие состояния дочерних исследуемых ядер имеют спины и четности, соответствующие нейтронным конфигурациям $1g_{9/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$. При этом для всех рассматриваемых ядер в изомерных парах высокоспиновые состояния формируются подоболочкой $1g_{9/2}$, а низкоспиновые $2p_{3/2}$ или $2p_{1/2}$.

Анализ сечений реакции $(\gamma, n)^m$ на ядрах ^{74}Se , ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo показывает [62–64], что для ядер с числом нейтронов, соответствующим заполненной $1g_{9/2}$ -подоболочке, сечения характеризуются уменьшением ширины Γ_0 примерно в 1,4 раза по сравнению с нуклонами, удаленными от магического числа $N = 50$.

Как известно, ширина гигантского дипольного резонанса непосредственно связана с параметром деформации β . Ширина Γ_0 полного сечения фотопоглощения σ_{tot} (соответственно, и ширина полного фотонейтронного сечения σ_n) растет с увеличением β , и сечение приобретает двугорбую форму для сильнодеформированных ядер ($\beta = 0,3$).

В данном случае объяснение уменьшения ширины Γ также, вероятнее всего, связано с уменьшением параметра деформации по мере заполнения оболочки $N = 50$ (см. табл. 6). Из таблицы видно, что по мере заполнения оболочки параметр деформации уменьшается, спектр низкоэнергетических

Таблица 6. Характеристики низкоэнергетических уровней ядер вблизи оболочки $N = 50$

Изотоп	E_{2+}	E_{0+}	E_{4+}/E_{2+}	β
^{76}Se	0,559	1,122	2,38	0,33
^{78}Se	0,614	1,498	2,34	0,3
^{80}Se	0,666	1,479	2,58	0,25
^{82}Se	0,655		1,99	0,2
^{88}Sr	1,836	3,151	2,15	
^{90}Zr	2,186	1,752	1,40	
^{92}Mo	1,509	2,517	1,51	

возбуждений становится характерным для жестких ядер, при этом ширина сечения фотопоглощения σ_{tot} также уменьшается.

Деформация может иметь заметное влияние на величину изомерных отношений, поскольку она может привести к повышенному весу высокоспиновых состояний [66]. Наличие такого эффекта должно привести к росту изомерного отношения σ_h/σ_n с увеличением β . (Здесь σ_h — сечение возбуждения высокоспиновой компоненты изомерной пары ($1g_{9/2}$), σ_l — низкоспиновой, σ_n — полное сечение (γ, n) -реакции, $\sigma_n = \sigma_h + \sigma_l$.) Однако такого не происходит. На рис. 7 приведена зависимость изомерных отношений σ_h/σ_n , взятых при энергии максимума дипольного резонанса для ядер в области $40 \leq N \leq 50$, от N . Видно, что имеется тенденция роста σ_h/σ_n с уменьшением β . По-видимому, в данном случае вышеупомянутый механизм не играет существенной роли.

При анализе данных об изомерных отношениях в реакции (γ, n) на ядрах изотопов Se, Sr, ^{90}Zr , ^{92}Mo обнаруживаются и некоторые другие закономерности. На рис. 7,а приведены заселенности θ внешних подоболочек ядер в области $40 \leq N \leq 50$ в зависимости от количества нейтронов [64]. Как видно из рисунка, в рассматриваемых ядрах в интервале $40 \leq N \leq 50$ происходит в основном заселение нейтронной подоболочки $1g_{9/2}$. Из сравнения рис. 7,а и 7,б видна определенная корреляция между $\theta_n(N)$ для оболочки $1g_{9/2}$ и $\sigma_h/\sigma_n = f(N)$; по мере роста заселенности этой подоболочки растет изомерное отношение. Корреляция еще более отчетлива, если сопоставить σ_h/σ_n и N/Σ , где N — число нейтронов на подоболочке $1g_{9/2}$, а Σ — суммарное число нейтронов на внешних подоболочках $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $1g_{9/2}$. Изомерное отношение σ_h/σ_n , полученное для ^{81}Br , также согласуется с этой зависимостью [67]. (Функция N/Σ показана сплошной линией на рис. 8). То обстоятельство, что изомерное отношение σ_h/σ_n практически

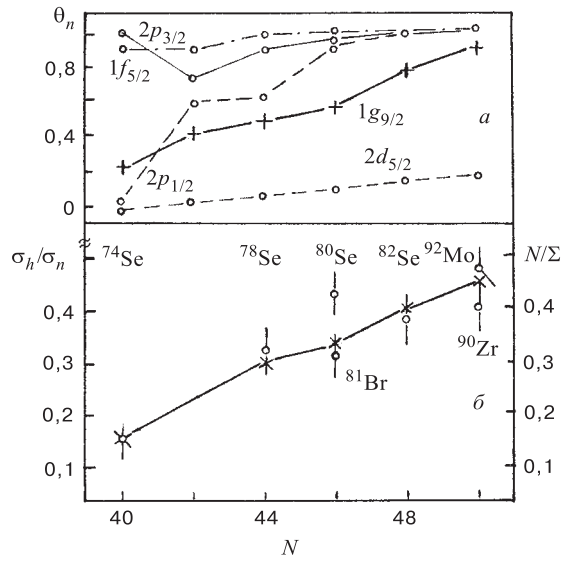


Рис. 7. Корреляция изомерного отношения и заселенности θ_n оболочки $1g_{9/2}$ в области $40 \leq N \leq 50$: а) зависимость заселенности внешних подоболочек ядер от количества нейтронов, б) зависимость изомерного отношения σ_h/σ_n от количества нейтронов. Крестиками и сплошной линией приведено соотношение N/Σ

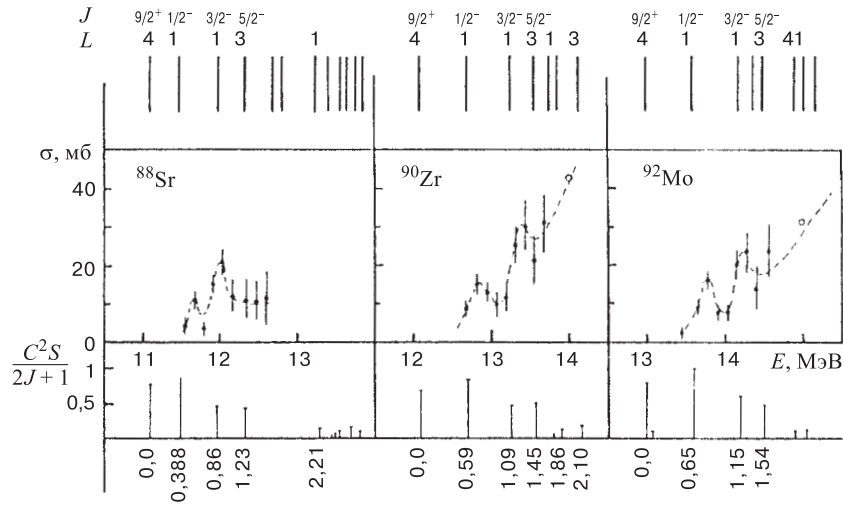


Рис. 8. Сечения реакции (γ, n) в припороговой области для магических ядер ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo и сравнение их с нормированными спектроскопическими факторами, полученными из реакции (p, d)

линейно растет с увеличением количества нейтронов N на внешней $1g_{9/2}$ -оболочке, может служить указанием на важную роль полупрямых процессов при заселении изомерных состояний в реакции $(\gamma, n)^m$.

Для магических ядер с $N = 50$, т.е. ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo в работах [62, 63] предпринято более детальное изучение сечения реакции $A(\gamma, n)(A-1)^m$ в области порогов реакции. Кривые выходов $\Upsilon_m(E)$ снимались с шагом $\Delta E = 0,125$ МэВ, сечения $\sigma(E)$ рассчитывались с шагом $\Delta E = 0,250$ МэВ. Результаты расчетов приведены на рис. 8. Как видно из рис. 8, сечения в припороговой области $(\gamma, n)^m$ -реакции на ядрах ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo имеют структуру. Анализ показывает, что эта структура связана с низколежащими дырочными уровнями, принадлежащими $2p_{3/2}^{-1}$ -подоболочке с $J^\pi = 1/2^-$, $E = 0,588$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $E = 1,09$ МэВ на ядре ^{89}Zr , $J^\pi = 1/2^-$, $E = 0,653$ МэВ и $J^\pi = 3/2^-$, $E = 1,15$ МэВ на ядре ^{91}Mo и $J^\pi = 1/2^-$, $E = 0,388$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $E = 0,86$ МэВ на ядре ^{87}Sr . В сечении реакции $^{86}\text{Sr}(\gamma, n)^{85m}\text{Sr}$ обнаружить структуру не удалось. По-видимому, найденная структура связана в основном с $2p_{1/2}^{-1}$, $2p_{3/2}^{-1}$ нейтронными дырками или $2d_{3/2}$ нейтронными частичными конфигурациями.

Удобным инструментом для исследования оболочечной структуры ядер и природы одночастичных низколежащих возбужденных состояний являются реакции срыва и подхвата [66]. На рис. 9 приведено сопоставление нормированных спектроскопических факторов c^2s , полученных в реакции (p, d) [55], и сечений реакции $(\gamma, n)^m$ на исследуемых в работах [62, 63] ядрах, принадлежащих замкнутой оболочке $N = 50$.

На рис. 8 видна заметная корреляция величины спектроскопических факторов, полученных для состояний $2p_{3/2}^{-1}$ и $2p_{1/2}^{-1}$ и структуры в сечениях

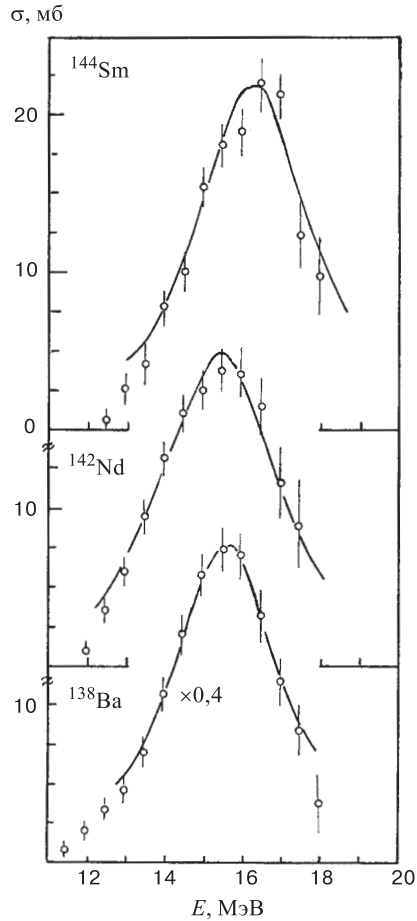


Рис. 9. Сечение реакции $(\gamma, n)^m$ для ядер ^{138}Ba , ^{142}Nd , ^{144}Sm

возбуждения изомерных состояний в реакции $A(\gamma, n)(A - 1)^m$ в припороговой области. Такое поведение рассматриваемых величин может указывать на значительность вклада полупрямых процессов в сечение $A(\gamma, n)(A - 1)^m$ реакции в рассматриваемой области энергий.

По-видимому, в районе порога реакции $(\gamma, n)^m$ на ядрах ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo определяющую роль в заселении изомерного состояния $1p_{1/2}$ ядер ^{87}Sr , ^{89}Zr , ^{91}Mo играют прямые переходы на метастабильный уровень или на соответствующие активационные уровни с малым J (в соответствии со спектроскопическими факторами), из которых ограниченным числом переходов (одним) заселяется изомерное состояние. При этом вклад каждого активационного уровня нетрудно определить. При росте энергии возбуждения этих ядер увеличивается энергия вылетающих нейтронов и, соответственно, уширяется спектр их распределения по угловым моментам. Растет и энергия возбуждения дочерних ядер. Характеристики каскада гамма-квантов, заселяющих изомерное состояние, усложняются. Это приводит к тому, что при более высоких энергиях структура в выходе (сечений) реакции $(\gamma, n)^m$ на ядрах ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{92}Mo , обусловленная структурой уровней дочерних ядер, сглаживается.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ОБОЛОЧКИ $h_{11/2}$

Характеристики гигантского дипольного резонанса (ГДР) для ядер с $A = 110 \div 150$ изучались в ряде работ [66–70]. Систематические исследования были в основном посвящены определению сечений полного поглощения гамма-квантов ядрами методом суммирования парциальных фотонейтронных реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и т.д. Было показано, что переходный характер области от сферических ядер к деформированным ведет к расщеплению гигантского дипольного резонанса: кривая полного сечения фотопоглощения из одnogорбой формы принимает двугорбую. Для ядер, принадлежащих к замкнутой оболочке с числом нейтронов $N = 82$, было показано наличие структуры в полных фотонейтронных сечениях в области $9 \div 12$ МэВ. Возможным объяснением такой структуры является проявление простых $1p-1h$ -состояний, в которых дырка лежит в низколежащих оболочках $N = 82$ (например, в $2s-2d$ -оболочке).

Систематические исследования распадных характеристик гигантского дипольного резонанса с возбуждением изомерных состояний до 1985 г. практически не проводились. Имелось несколько работ по измерению в отдельных энергетических точках изомерных отношений выходов [16].

Настоящий раздел посвящен исследованию изомерных отношений и сечений реакции $(\gamma, n)^m$ на ядрах с $A = 110 \div 150$, находящихся вблизи замкнутой оболочки $N = 82$. В основном для этого района основные и низколежащие

Таблица 7. Интегральные сечения возбуждения $\sigma_{\text{инт}}$ изомеров $h_{11/2}$ и изомерные отношения в реакции (γ, n)

Реакция	$E_{\text{пор}}$, МэВ	$\sigma_{\text{инт}}$, мб·МэВ	σ_m/σ_g
$^{109}\text{Pd}(\gamma, n)^{107m}\text{Pd}$	9,43	67(7)	0,054(6)
$^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$	9,0	77(8)	0,060(7)
$^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m}\text{Cd}$	8,87	199(20)	0,18(2)
$^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117m}\text{Sn}$	9,69	90(18)	0,11(2)
$^{120}\text{Tl}(\gamma, n)^{119m}\text{Tl}$	10,67	209(22)	0,20(2)
$^{122}\text{Tl}(\gamma, n)^{121m}\text{Tl}$	10,14	307(28)	0,26(2)
$^{124}\text{Tl}(\gamma, n)^{123m}\text{Tl}$	9,67	379(30)	0,31(3)
$^{130}\text{Tl}(\gamma, n)^{129m}\text{Tl}$	8,51	460(45)	0,45(5)
$^{136}\text{Xe}(\gamma, n)^{135m}\text{Xe}$	8,52	160(40)	0,10(2)
$^{134}\text{Ba}(\gamma, n)^{133m}\text{Ba}$	9,75	256(20)	0,17(1)
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135m}\text{Ba}$	9,38	259(20)	0,15(1)
$^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137m}\text{Ba}$	9,27	162(12)	0,12(1)
$^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m}\text{Ce}$	9,98	157(20)	0,19(2)
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139m}\text{Ce}$	9,95	223(20)	0,14(1)
$^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m}\text{Nd}$	10,66	110(15)	0,61(10)
$^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143m}\text{Sm}$	11,25	91(9)	0,47(4)

возбужденные состояния их дочерних ядер являются чистыми нейтронными дырочными состояниями $2d_{3/2}^{-1}$, $3s_{1/2}^{-1}$, $1h_{11/2}^{-1}$, при этом состояния $1h_{11/2}^{-1}$ являются метастабильными.

Наиболее полное исследование возбуждения изомерных $h_{11/2}$ -состояний проведено в [71–73]. В работе [72] исследованы изомерные отношения при энергии гамма-квантов $E_{\gamma \text{ max}} = 25$ МэВ для 16 изотопов от ^{109}Pd до ^{144}Sm . Результаты измерений приведены в табл. 7.

Как видно из табл. 7, изомерные отношения и интегральные сечения наиболее низкие для самых тяжелых ядер, которые соответствуют началу и концу острова изомерии этих состояний. Максимальные значения изомерных отношений имеют изотопы олова и теллура.

Ядра теллура находятся вблизи магического по числу протонов ядра Sn ($Z = 50$) и характеризуются небольшим значением параметра деформации β этих изотопов. Изомерное отношение для них растет с увеличением

числа нейтронов. Самое большое значение $\Upsilon_m/\Upsilon_g = 0,45$ имеет ^{129}Tl . Оно является наибольшим среди исследованных состояний $h_{11/2}$. Для изотопов бария зависимость изомерных отношений от числа нейтронов имеет противоположную тенденцию: с приближением к магическому числу $N = 82$ изомерное отношение уменьшается. Поскольку свойства стабильных изотопов бария значительно меняются с изменением числа нейтронов в ядре, они являются удобным объектом для исследования влияния числа N на величину изомерного отношения.

Энергетические зависимости $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g = f(E_{\gamma \text{ max}})$ и дифференциальные сечения возбуждения изомерных состояний $h_{11/2}$ получены для изотопов Ва, ^{142}Ne , ^{144}Sm [71, 73].

2.1. Барий. Процессы заселения изомерных состояний в реакции (γ, n) для изотопов бария $^{130,132,134,136,138}\text{Ba}$ детально исследованы в работе [71]. Измерения проводились на тормозном пучке микротрона в области энергий 10–25 МэВ с шагом $\Delta E = 1$ МэВ. Полученные сечения реакции $(\gamma, n)^m$ имеют одnogорбый характер с максимумом при энергии ~ 15 МэВ. Сечения аппроксимировались лоренцевскими кривыми (4). Параметры аппроксимации: σ_0 , E_0 , Γ_0 , а также спины и четности основного J_g и изомерного J_m состояний, энергия изомера и интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}$ приведены в табл. 8.

Таблица 8. Характеристики изомеров Ва и параметры аппроксимации сечений реакции $(\gamma, n)^m$ на изотопах бария [73]

Ядерная реакция	J_g^π	J_m^π	E_m , МэВ	E_0 , МэВ	Γ_0 , МэВ	σ_0 , МэВ	$\sigma_{\text{инт}}$, МэВ·мб
$^{130}\text{Ba}(\gamma, n)^{129m}\text{Ba}$	1/2 ⁺	11/2 ⁻	0,277	15,3	3,1	72	347
$^{132}\text{Ba}(\gamma, n)^{131m}\text{Ba}$	1/2 ⁺	9/2 ⁻	0,187	15,1	2,9	64	293
$^{134}\text{Ba}(\gamma, n)^{133m}\text{Ba}$	1/2 ⁺	11/2 ⁻	0,288	15,1	3,1	52	256
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135m}\text{Ba}$	1/2 ⁺	11/2 ⁻	0,268	15,2	3,2	52	259
$^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137m}\text{Ba}$	1/2 ⁺	11/2 ⁻	0,661	15,2	2,6	39	162

Изомерные отношения выходов для всех изотопов бария являются растущими функциями: быстро нарастают выше порога и при энергиях 20–25 МэВ достигают насыщения. При этом ИО для ^{137}Ba минимальны, для ^{129}Ba максимальны. В области энергий выше гигантского дипольного резонанса ИО меняются слабо, что говорит о том, что в фотоядерных реакциях с вылетом одного нейтрона энергетический центр тяжести находится в районе ГДР $13 \div 17$ МэВ [73].

Здесь необходимо отметить, что в работе [71] также исследованы сечения и ИО выходов для реакции $^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137m}\text{Ba}$. Измерения проводились в области $10 \div 18$ МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Полученное сечение приведено на рис. 9. Указанные ошибки — статистические. Сплошной кривой на этом рисунке показан результат аппроксимации сечения лоренцевской кривой, параметры которой приведены в табл. 9. С использованием литературных данных по полным сечениям реакции (γ, n) [30] в работе [71] получены изомерные отношения сечений R и выходов η .

Для ИО сечений для ядра ^{138}Ba при энергии 16,0 МэВ получено $R = 0,16 \pm 0,03$. Изомерные отношения выходов приведены на рис. 10. Крестиком на рисунке показано ИО, полученное для ^{138}Ba при энергии 15,3 МэВ в работе [77]. Наличие значительного углового момента $11/2^-$ метастабильного состояния ^{137}Ba по сравнению с моментом 1^- возбужденного материнского ядра ^{138}Ba обуславливает повышение эффективного порога реакции $^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137m}\text{Ba}$ на $\sim 1,7$ МэВ. Результаты работ [71] и [73] хорошо согласуются друг с другом.

Уменьшение ИО с увеличением N можно объяснить влиянием целого ряда факторов: значениями спинов изомерного и основного состояний, плотностью уровней конечного ядра, энергией связи нейтрона и др.

2.2. Неодим-142, самарий-144. Впервые ИО выходов для неодима, по видимому, было получено в работе [61] при энергии $E_{\gamma \text{ max}} = 70$ МэВ. Затем ИО $d = 0,55$ измерено при $E = 55$ МэВ в работе [18]. Недавно [75] для реакции (γ, n) на ядрах ^{142}Nd и ^{144}Sm измерены ИО в четырех точках при $E_{\gamma \text{ max}} = 15; 16,5; 18$ и 20 МэВ. Получены следующие значения: $d = 0,022;$

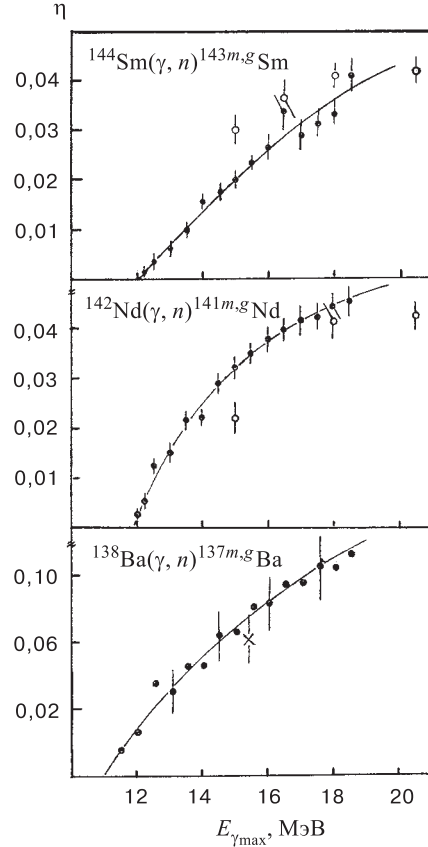


Рис. 10. Зависимость изомерных отношений выходов от максимальной энергии тормозного излучения для ядер ^{138}Ba , ^{142}Nd , ^{144}Sm

0,045; 0,050 и 0,052 для ^{142}Nd и $d = 0,031; 0,039; 0,043$ и $0,044$ для ^{144}Sm . Изомерные отношения, близкие к этим значениям, получены в Дубне при $E_{\gamma\text{max}} = 25$ МэВ: $d = 0,061(10)$ для ^{142}Nd и $d = 0,047(4)$ для ^{144}Sm [72].

В работе [71] измерение выходов реакций $^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143m}\text{Sm}$ и $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m}\text{Nd}$ проводилось с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Поскольку основные состояния ядер ^{141}Nd и ^{143}Sm нестабильны, а периоды распада изомерных состояний $T_{1/2}^m$ значительно меньше, чем основного, то ИО вычислялись по формуле

$$\eta = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_{\text{tot}}} = \frac{N_m}{N_g} \frac{C_g \xi_g K_g \alpha_g \frac{1}{\lambda_g} (1 - e^{-\lambda_g t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_g t'_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda_g t_{\text{изм}}})}{C_m \xi_m K_m \alpha_m \frac{1}{\lambda_m} (1 - e^{-\lambda_m t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_m t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda_m t_{\text{изм}}})}.$$

Здесь N_g , N_m — количество импульсов в фотопике основного изомерного состояния, $\xi_{m,g}$ — фотоэффективность детектора, $\alpha_{m,g}$ — интенсивность линий, $K_{m,g}$ — самопоглощение изучаемых линий в образце, $C_{m,g}$ — просчеты и наложения регистрирующей аппаратуры, $\lambda_{m,g}$ — постоянные распада, $t_{\text{обл}}$ — время облучения, $t_{\text{охл}}$, $t_{\text{изм}}$, $t'_{\text{охл}}$, $t'_{\text{изм}}$ — время охлаждения и измерения изомерного и основного состояний.

Полученные экспериментальные значения $\eta_{\text{эксп}}$ для ^{141}Nd и ^{143}Sm показаны точками на рис. 10. Сплошной линией на рисунке показан результат аппроксимации экспериментальной кривой $\eta(E)$ функцией вида $\eta = A \cdot \text{th}[B(E_0 - E)]$. При этом получены следующие значения параметров: $A = 0,049 \pm 0,02$, $B = 0,23 \pm 0,015$, $E_0 = (11,24 \pm 0,02)$ МэВ для ^{141}Nd и $A = 0,064 \pm 0,009$, $B = 0,11 \pm 0,02$, $E_0 = (12,18 \pm 0,02)$ МэВ. Параметр E_0 имеет смысл порога реакции $(\gamma, n)^m$.

На рис. 10 светлыми точками нанесены результаты измерения изомерных отношений в области 15–18 МэВ, полученные в работе [75]. На рис. 10 также приведены экспериментальные сечения реакций $^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143m}\text{Sm}$, $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m,g}\text{Nd}$. Сплошной линией на рисунке показаны результаты подгонки сечения лоренцевской кривой. Параметры аппроксимации приведены в табл. 9. Приведенные сечения позволяют получить оценку изомерного отношения сечения $R = \sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$. Такая оценка получена и составляет при энергии 16 МэВ $R = 0,056 \pm 0,010$ для неодима и $R = 0,57 \pm 0,010$ для самария. Изомерные отношения сечений несколько превышают изомерные отношения выходов, что является следствием несовпадения порогов реакций (γ, n) и $(\gamma, n)^m$.

2.3. Анализ экспериментальных результатов для реакции $(\gamma, n)^m$ в случае ядер с числом нейтронов $N = 82$. При изучении реакции (γ, n) представляется интересным выяснить ее механизм. В табл. 10 для исследуемых изотопов ^{138}Ba , ^{142}Nd и ^{144}Sm приведены значения E_n — энергии порога

Таблица 9. Параметры лоренцевских кривых, аппроксимирующих сечения $(\gamma, n)^m$ - [71] и (γ, n) -реакций [30]

Ядро	σ_0 , мб	E_0 , МэВ	Γ_0 , МэВ	χ^2	σ_L , мб	E_L , МэВ	Γ_L , МэВ
^{138}Ba	$51,4 \pm 1,6$	$15,5 \pm 0,1$	$3,29 \pm 0,14$	2,7	356	15,29	4,89
^{142}Nd	$19,8 \pm 0,9$	$15,4 \pm 0,1$	$3,51 \pm 0,24$	8,5	359	14,94	4,44
^{144}Sm	$22,0 \pm 1,0$	$16,2 \pm 0,1$	$3,4 \pm 0,23$	16	383	15,32	4,45

Таблица 10. Энергии порогов реакций (γ, n) и $(\gamma, n)^m$

Ядро	$E_n(\gamma, n)$, МэВ	E_{iso} , МэВ	$E_{\text{расч}}$, МэВ	$E_{\text{эфф}}$, МэВ	ΔE , МэВ
^{138}Ba	8,8	0,661	9,5	$11,0 \pm 0,15$	1,5
^{142}Nd	9,8	0,756	10,6	$11,9 \pm 0,2$	1,0
^{144}Sm	10,6	0,754	10,4	$12,2 \pm 0,2$	0,8

(γ, n) -реакции, $E_{\text{расч}} = E_n + E^m$, где E^m — энергия изомерного уровня, $E_{\text{эфф}}$ — экспериментальный эффективный порог реакции $(\gamma, n)^m$ и $\Delta E = E_{\text{эфф}} - E_{\text{расч}}$.

Из анализа приведенных данных видно, что для всех исследуемых реакций $^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137m}\text{Ba}$, $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m,g}\text{Nd}$ и $^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143m,g}\text{Sm}$ наблюдается систематическое превышение экспериментального порога над расчетным $E_{\text{эфф}} > E_{\text{расч}}$ на 1–1,5 МэВ. Спин основного состояния изучаемых ядер 0^+ . При поглощении гамма-квантов возбуждаются состояния гигантского дипольного резонанса с $J^\pi = 1^-$. Изомерные состояния остаточных ядер характеризуются спином, равным $11/2^-$. Наличие такого высокого порога ΔE реакции $(\gamma, n)^m$ может быть обусловлено требованием сохранения углового момента и четности при непосредственном заселении отдельных состояний при вылете нейтронов из материнского ядра. Рассмотрим эту ситуацию подробнее. Непосредственное заселение состояний $J^\pi = 11/2^-$ у ядер ^{137}Ba , ^{141}Nd и ^{143}Sm может осуществляться только нейтронами с $\ell_n = 4$ и более. Расчеты по оптической модели [48] показывают, что заметные значения коэффициентов T_l при $\ell = 4$ получаются для нейтронов, вылетающих с энергией $E_n = 1 - 1,5$ МэВ. Это соответствует энергии возбуждения 11,0 МэВ для ^{138}Ba и $\sim 12,5$ МэВ для ^{144}Sm , что в пределах ошибок совпадает с экспериментально определенными в работе [71] порогами реакции $(\gamma, n)^m$.

Анализ схем уровней изучаемых ядер [76] показывает, однако, что во всех этих ядрах имеется $7/2^-$ -уровень, распад которого идет на $11/2^-$ -состояние.

Вероятнее всего, что это $(2^+ + h11/2^-)$ -состояние, появляющееся за счет взаимодействия вибрационного кора с $h11/2^-$ -одночастичным состоянием. Эти уровни имеют энергию 1,79 МэВ у ^{137}Ba ($\Delta = E(7/2^-) - E(11/2^-) = 1,1$ МэВ), 1,81 МэВ у ^{141}Nd ($\Delta = 1,0$ МэВ) и 1,31 МэВ у ^{143}Sm ($\Delta = 0,6$ МэВ). Для непосредственного заселения этих состояний необходимы нейтроны с $\ell_n = 2$ и более, и расчеты по оптической модели [49] показывают, что нейтроны с энергией $0,1 \div 0,3$ МэВ имеют значения коэффициентов T_l для $\ell_n = 2$, соответствующие доле таких нейтронов в несколько процентов. В этом случае $\Delta E = 1,3 \pm 0,1$ для ^{137}Ba , $1,2 \pm 0,1$ для ^{141}Nd и $0,8 \pm 0,1$ для ^{143}Sm . Как видно, согласие с экспериментом очень хорошее (см. табл. 10). Таким образом, из этих данных можно сделать вывод, что в припороговой области изомерные состояния с $J^\pi = 11/2^-$ для ядер ^{137}Ba , ^{141}Nd и ^{143}Sm заселяются как непосредственно, так и из нижайших $7/2^-$ -состояний, которые возбуждаются при вылете из материнского ядра нейтронов с $\ell \geq 2$.

Анализ формы сечений для $(\gamma, n)^m$ -реакции также показывает некоторые особенности. Сплошными линиями на рис. 9 показаны результаты подгонки сечений σ_m лоренцевскими кривыми. Параметры аппроксимации σ_0 , E_0 , Γ_0 приведены в табл. 9. В этой таблице приведены для сравнения параметры лоренцианов σ_L , E_L , Γ_L , аппроксимирующих полные фотонейтронные сечения $\sigma_n = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \dots$ [30].

Анализируя характеристики сечений σ_m , можно отметить уменьшение их ширины Γ_0 по сравнению с Γ_L примерно на 1 МэВ и систематический сдвиг максимумов E_0 в сторону больших энергий по сравнению с E_L . Эти обстоятельства вызваны двумя причинами. Во-первых, значительным повышением порога реакции $(\gamma, n)^m$ по сравнению с (γ, n) , что связано, прежде всего, с наличием значительного ($11/2^-$) момента изомерного состояния, во-вторых, с видом функции $\eta = f(E)$ — быстрый рост изомерных отношений с увеличением энергии E способствует смещению максимума лоренциана в сторону больших энергий.

Для изучаемых ядер проведен расчет изомерных отношений по каскадно-испарительной статистической модели [31, 32]. Отметим, что согласие расчетных и экспериментальных данных удается получить при фиксации параметра ограничения спина σ в формуле плотности уровней. При этом получены следующие значения: $\sigma = 3$ для ^{138}Ba и $\sigma = 1,5$ для ^{142}Nd и ^{144}Sm . В общем-то, это также несколько неожиданный результат, т.к. ядра находятся в одной оболочке по нейтронам и протонам, и величина параметра σ должна быть примерно одинаковой для всей области ядер.

Определенные аномалии наблюдаются и в абсолютных значениях изомерных отношений. Для этого рассмотрим величины Υ для наиболее точно измеряемой области энергий $E_{\gamma \max} \geq 16$ МэВ. Как уже отмечалось, исследуемые ядра ^{138}Ba , ^{142}Nd и ^{144}Sm принадлежат замкнутой оболочке $N = 82$

и поэтому должны быть близки по своим параметрам. Действительно, у всех стабильных ядер оболочки $N = 82$ от ^{136}Xe до ^{144}Sm и их дочерних ядер очень близки характеристики: у них практически идентичны спектры низкоэнергетичных возбуждений ($3/2^+$ — основное и $1/2^+$ — первое возбужденное состояния), энергии изомерных ($J^\pi = 11/2^-$) уровней, параметры деформации β_0 и т.д. В то же время то, что для ^{137}Ba изомерные отношения в два раза больше, чем для ^{141}Nd и ^{143}Sm , оказалось несколько неожиданным. Ясно, что в рамках каскадно-испарительной модели, не учитывающей каких-то индивидуальных особенностей, объяснить это нельзя.

На рис. 11 точками показаны ИО выходов при энергии $E_{\gamma \max} = 18\text{--}20$ МэВ для ядер с $N = 82$: ^{136}Xe , ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{142}Nd и ^{144}Sm , взятые из работы [74], и крестиками — из работы [76]. Видно, что ядра можно условно разбить на две группы. К одной отнести ^{136}Xe , ^{138}Ba и ^{140}Ce , для которых $\eta = 0, 1$, к другой — ^{142}Nd и ^{144}Sm , для которых $\eta = 0, 05$.

Одним из возможных механизмов, приводящих к значительному различию в изомерных отношениях для исследуемых ядер, является различный вклад статистических и прямых процессов в области максимума гигантского резонанса и выше. При энергиях выше порога $(\gamma, 2n)$ -реакции ($\sim 16\text{--}20$ МэВ) такой вклад довольно легко оценить, сопоставляя интегральные сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, n)$: $k = \int \sigma(\gamma, 2n)dE / \int \sigma(\gamma, n)dE$ и интегрируя от порога E_n (γ, n) -реакции до $(E_n + 5)$ МэВ. (Информация о $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, n)$ имеется в [30].) Оценка по соотношениям статистической теории показывает [77, 78], что для ^{138}Ba и ^{140}Ce примеси прямых реакций не превышают 20%, в то время как для ^{142}Nd и ^{144}Sm они могут составлять более 50%.

Такой же большой вклад ($\sim 70\%$) прямых процессов для реакции (γ, n) в области $E > 20$ МэВ наблюдался в нейтронодефицитном магическом $N = 50$ ядре ^{92}Mo в [79]. Наличие такого эффекта авторы объяснили распадом состояний $(T + 1)$ гигантского резонанса ^{92}Mo на высоколежащее аналоговое состояние ^{91}Mo . Поскольку при этом канал $(\gamma, 2n)$ запрещен, то повышается вклад $\sigma(\gamma, n)$. Так как порог возбуждения аналогового состояния $B_{\bar{n}}$ для ^{92}Mo составляет 19,6 МэВ, а порог реакции $(\gamma, 2n)$ — 22,8 МэВ, то при открытии канала $(\gamma, 2n)$ имеются все условия для заселения состояния $(T + 1)$ молибдена-91.

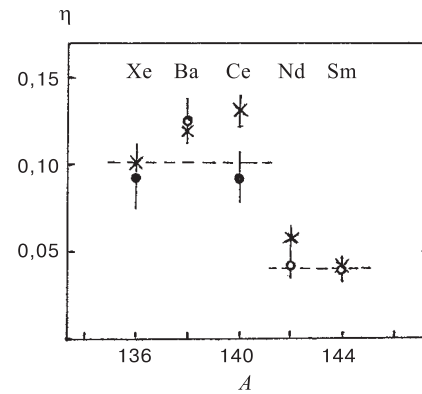


Рис. 11. Зависимость изомерных отношений выходов реакции $(\gamma, n)^m$ для ядер оболочки $N = 82$ от массы ядер A

К сожалению, в данном случае для ^{142}Nd и ^{144}Sm такое объяснение, по-видимому, не может быть применено. Известно, что для тяжелых ядер ($T+1$) дипольной компонентой можно пренебречь. И хотя энергетический интервал между T и $(T+1)$ составляет всего несколько МэВ, отношение интегральных сечений σ_{-1} для T - и $(T+1)$ -компонент дает [77]:

$$\frac{\sigma_{-1}(T+1)}{\sigma_{-1}(T)} = \frac{1}{T+1} \left(1 - \frac{3T}{2A^{2/3}} \right),$$

что в случае ядер оболочки $N = 82$ составляет всего $0,02 \pm 0,04$. Более того, пороги заселения аналоговых состояний $B_{\bar{n}}$ лежат выше порогов $(\gamma, 2n)$.

Тем не менее для ядер ^{142}Nd и ^{144}Sm при энергиях больше 16 МэВ нельзя исключить значительного вклада полупрямого канала (γ, n) ; при этом преимущественно заселяются низкоспиновые ($J^\pi = 1/2^+$, $J^\pi = 3/2^+$) состояния изомерной пары.

Однако, по-видимому, следует обратить внимание и на возможную зависимость R от заселения протонных подоболочек. В ядрах Хе, Ва и Се протоны находятся в $g_{7/2}$ -подоболочке, а в Nd и Sm — в $d_{5/2}$ -подоболочке. Таким образом, полученные данные [71–73] об изомерных отношениях и сечениях $(\gamma, n)^m$ -реакций, по-видимому, указывают на сложность механизма заселения изомерных состояний ядер $1h_{11/2}$ и на значительный вклад в ИО нестатистических процессов.

3. ТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА

3.1. Европий-153. В природе имеются два стабильных изотопа европия: ^{151}Eu и ^{152}Eu — яркие представители переходной области; для них наблюдается резкое изменение свойств поверхности ядра. Гигантский дипольный резонанс в сечениях фотопоглощения на ядре ^{151}Eu имеет одногорбую форму, характерную для сферического ядра, а на ядре ^{153}Eu — двугорбую, что типично для деформированных ядер. Нечетно-нечетные изотопы ^{150}Eu , ^{152}Eu и ^{154}Eu имеют изомерные состояния со спин-четностью 8^- и 0^- . Спектрометрические характеристики основных и изомерных состояний в изотопах европия: их спины и четности J^π , нуклонные конфигурации, спектроскопические квадрупольные моменты Q , параметры деформации приведены в табл. 11 [80].

В работе [80] проведены измерения изомерных отношений выходов $\Upsilon(0^-)/\Upsilon(5^-)$ в реакциях $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m,g}\text{Eu}$, $\Upsilon(0^-)/\Upsilon(3^-)$ и $\Upsilon(8^-)/\Upsilon(3^-)$ в реакциях $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_1, m_2}\text{Eu}$. Измерения проводились в диапазоне граничных энергий $13 \div 22$ МэВ с шагом 1 МэВ. Полученные изомерные отношения выходов приведены на рис. 12. Изомерные отношения $\Upsilon(0^-)/\Upsilon(5^-)$ падают с увеличением энергии, а $\Upsilon(8^-)/\Upsilon(3^-)$ растет. Последняя характе-

Таблица 11. Спектрометрические характеристики изотопов европия

Изотоп	E , кэВ	J^π	Нуклонные конфигурации	Q , б	β_2
^{150g}Eu	0	5^-	$p(d_{5/2}) + n(f_{5/2})$	1,13(5)	0,11(1)
^{150m}Eu	42,1	0^-	$p(d_{5/2}) - n(f_{5/2})$		(0,10)
^{151g}Eu	0	$5/2^+$	$p(d_{5/2})$	0,903(10)	0,13(1)
^{152g}Eu	0	3^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$	2,54(22)	0,29(3)
$^{152m_1}\text{Eu}$	45,6	0^-	$p[411]3/2 + n[532]3/2$		0,19
$^{152m_2}\text{Eu}$	147,8	8^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$		0,29
^{153g}Eu	0	$5/2^+$	$p[413]5/2$	2,412(2)	0,32(1)
^{154g}Eu	0	3^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$	2,84(10)	0,33
^{154m}Eu	160	8^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$		0,33

ристка согласуется с полученной в работах [81,82] зависимостью $\Upsilon(8^-)/\Upsilon(3^-) = f(E_{\gamma\text{max}})$ для более узкого диапазона энергий.

Измеренное изомерное отношение $\sigma(0^-)/\sigma(3^-)$ в реакции $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$ [80] для изомера с $J^\pi = 0^-$ составило в случае тепловых нейтронов 0,52(1). Это ИО лежит в интервале известных значений 0,43 [83]÷0,65 [84]. В случае изомеров с $J^\pi = 8^-$ в реакции (n, γ) на изотопах ^{151}Eu и ^{153}Eu получены оценки ИО ($\sigma(8^-)/\sigma(3^-)$), составляющие $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ для ^{152}Eu и $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ для ^{154}Eu .

В работе [81] проведено изучение сечений образования изомерных состояний с $J^\pi = 8^-$ и $J^\pi = 0^-$ в реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_1, m_2}\text{Eu}$ и энергетической зависимости ИО $d = \Upsilon(8^-)/\Upsilon(0^-) = f(E_{\gamma\text{max}})$. Измерения выходов проведены в области энергий 8 ÷ 18 МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Сечения σ_{8^-} и σ_{0^-} рассчитывались из кривых выходов методом Пенфольда — Лисса [2] с шагом 1 МэВ. Полученные сечения приведены на рис. 13. К сожалению, в ра-

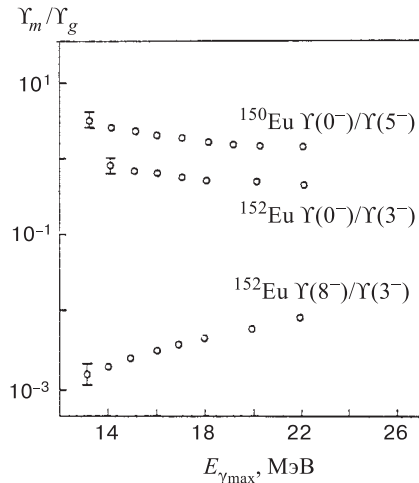


Рис. 12. Зависимость отношений выходов ядер Eu в изомерном и основном состояниях от граничной энергии тормозного излучения

боте [81] не измерялся выход заселения основного состояния. Однако, используя литературные данные по полным сечениям реакции (γ, n) , можно оценить величины изомерного отношения $R = \sigma(0^-)/\sigma_n = \sigma(0^-)/(\sigma(0^-) + \sigma(3^-))$. Такая оценка равна при энергии 9 МэВ — 0,2; 12 МэВ — 0,43; 14 МэВ — 0,47 и 15,5 МэВ — 0,56. Погрешность определения ИО $\sim 20\%$.

Поскольку реакции (γ, n) и (n, γ) идут через составное ядро, то представляет заметный интерес сравнить результаты по ИО сечений, полученных в реакциях $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152m_1, m_2}\text{Eu}$ и $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_1, m_2}\text{Eu}$ при сравнимых энергиях. Энергия возбуждения ^{152}Eu в реакции $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m, g}\text{Eu}$ при захвате теплового нейтрона составляет $\sim 6,3$ МэВ. Максимальная энергия возбуждения дочернего ядра в реакции (γ, n) равна $E_\gamma - E_{\text{пор}}$, где $E_{\text{пор}}$ — энергия порога (γ, n) -реакции. В табл. 12, 13 приведены ИО сечений $\sigma(8^-)/\sigma(0^-)$ и $\sigma(0^-)/(\sigma(0^-) + \sigma(3^-))$ реакции (n, γ) , полученные в [84, 85], и (γ, n) [81].

Таблица 12. Изомерные отношения сечений возбуждения состояний 8^- и 0^- в реакциях (n, γ) и (γ, n)

Фильтр	$\sigma_{m_2}/\sigma_{m_1}$	E_γ , МэВ	$E - E_{\text{п}}$, МэВ	$\sigma_{m_2}/\sigma_{m_1}$
Cd	$(1,05 \pm 0,05)10^{-3}$	12,5	3,9	$(3,9 \pm 0,8)10^{-3}$
Cd + В	$(0,85 \pm 0,07)10^{-3}$	14,0	5,4	$(10,4 \pm 1,0)10^{-3}$
Sc	$(1,1 \pm 0,2)10^{-3}$	15,5	6,9	$(15,8 \pm 2,4)10^{-3}$

Таблица 13. Отношение сечений возбуждения изомерного 0^- - и основного 3^- - состояний ядра ^{152}Eu в реакциях (n, γ) и (γ, n)

	$\sigma_{m_1}/(\sigma_{m_1} + \sigma_g)$	E_γ , МэВ	$E - E_{\text{п}}$, МэВ	$\sigma_{m_1}/(\sigma_{m_1} + \sigma_g)$
Тепловые нейтроны		9,0	0,4	$0,20 \pm 0,04$
	$0,394 \pm 0,005$	12,0	3,4	$0,43 \pm 0,08$
Эпикадм. нейтроны	$0,399 \pm 0,004$	14,0	5,4	$0,47 \pm 0,10$
Нейтроны 2 кэВ	$0,412 \pm 0,005$	15,5	6,9	$0,54 \pm 0,10$
Нейтроны 55 кэВ	$0,411 \pm 0,008$			
Нейтроны 144 кэВ	$0,366 \pm 0,006$			

Картина заселения изомерных отношений в реакциях (γ, n) и (n, γ) близка, но не идентична. Так, например, тепловые нейтроны приносят в ядро $\ell = 0$, и ИО практически полностью определяются характеристиками каскада гамма-квантов. При поглощении гамма-кванта ядру передается практически фиксированный момент $\ell = 1$. Однако характеристики возбужденных состояний дочернего ядра при этом определяются энергией ε и моментом ℓ улетающего нейтрона. (Более детальное сопоставление механизмов возбуждения изомеров в реакциях (γ, n) и (n, γ) приведено в [80].)

Как видно из табл. 12, 13, изомерные отношения $\sigma(0^-)/(\sigma(0^-) + \sigma(3^-))$ при сравнимых энергиях возбуждения близки. В случае изомерного отношения $\sigma(8^-)/\sigma(0^-)$ полученные значения ИО для реакции (γ, n) на порядок больше, чем для (n, γ) .

Порог реакции (γ, n) на ядре ^{153}Eu составляет 8,6 МэВ [30]. Оценка порога возбуждения изомерного состояния 0^- составляет $(8,9 \pm 0,2)$ МэВ. Обращает на себя внимание аномально высокий «эффективный» порог реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_2}\text{Eu}$ с возбуждением уровня 8^- , составляющий $(11,5 \pm 0,2)$ МэВ и превышающий на ~ 3 МэВ энергетический порог заселения состояния 8^- в реакции (γ, n) .

Как видно из табл. 11, основными состояниями нечетно-четных ядер являются одночастичные протонные $d_{5/2}$ для сферического ^{151}Eu и $[413]_{5/2}$ для деформированного ^{153}Eu . В нечетно-четных ядрах конфигурации основных 3^- - и изомерных 8^- -уровней определяются этими протонными состояниями и нейтронными $f_{5/2}$ для сферического ^{150}Eu и $[505]_{11/2}$ для деформированных ^{152}Eu и ^{154}Eu . В то же время изомерный уровень 0^- в ^{152}Eu имеет другую конфигурацию: он формируется из протонного $[411]_{3/2}$ и нейтронного $[532]_{3/2}$ состояний. В ядре ^{152}Eu основной 3^- - и изомерный 0^- -уровни имеют заметно разные значения параметров квадрупольной деформации, в то же время β_2 изо-

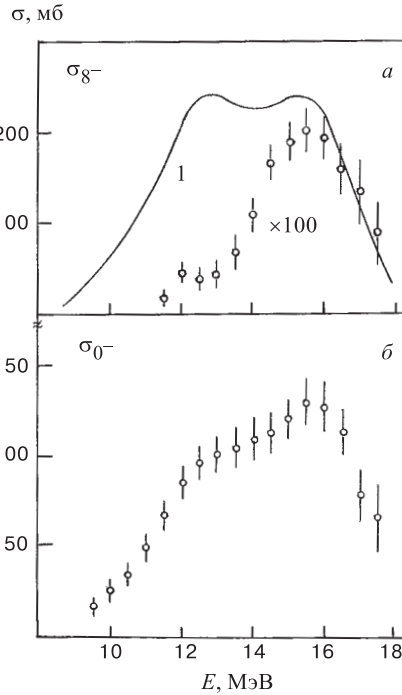


Рис. 13. Сечения возбуждения изомерного 8^- -уровня (а) и изомерного 0^- -уровня (б) в реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_1, m_2}\text{Eu}$. Кривая 1 — полное сечение (γ, n) -реакции на ядре ^{153}Eu

мерного уровня 8^- значителен и близок к параметру деформации основного состояния. Таким образом, при исследовании реакций $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152m_1m_2}\text{Eu}$ и $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_1m_2}\text{Eu}$ появляется возможность изучить влияние деформации на заселение изомеров ^{152}Eu . В работе [80] был сделан важный вывод о том, что вероятность заселения изомерных 8^- (деформированного) и 0^- (сферического) состояний ^{152}Eu слабо зависит (или не зависит) от того, сферическим или деформированным является материнское ядро. Этот вывод подтверждают и результаты работы [81].

При распаде состояний гигантского $E1$ -резонанса ^{153}Eu необходимая величина $J^\pi = 8^-$ дочернего ядра может быть достигнута каскадом дипольных гамма-квантов из четырех переходов или испусканием быстрых нейтронов с $\ell = 4$. То обстоятельство, что у ^{152}Eu очень высокий (3 МэВ) «эффективный» порог возбуждения в реакции (γ, n) состояния 8^- , по-видимому, связано не с деформацией, а с механизмом заселения уровня 8^- , наличием высоко расположенных (3,4 МэВ) активационных уровней.

Как отмечалось выше, изомерные отношения $\sigma(8^-)/\sigma(0^-)$, полученные для реакции (γ, n) , на порядок больше, чем для (n, γ) . Отсюда следует, что заселение высокоспинового 8^- -изомера происходит эффективнее, когда ядру одновременно передается (или уносится) значительный угловой момент. В каскаде же гамма-квантов это состояние заселяется гораздо менее эффективно. Это приводит к тому, что, например, в реакциях $(n, 2n)$ должен наблюдаться рост ИО по сравнению с реакциями (γ, n) .

3.2. Тяжелые деформированные ядра. Все рассматриваемые здесь ядра ^{165}Ho , ^{168}Er , ^{180}Hf , ^{184}W принадлежат к группе сильнодеформированных аксиально-симметричных ядер и описываются близкими характеристиками. Дочерние ядра, полученные в реакции (γ, n) , стабильны. Сечения фотопоглощения σ_{tot} для них имеют вид двугорбых кривых, типичный для таких ядер [86, 87]. Возбуждение изомерных состояний наиболее полно изучалось в работах [88, 89]. Характеристики ядер: спин-четности основных состояний материнских ядер $J_{g_0}^\pi$, пороги реакции (γ, n) , энергии метастабильных состояний E_m , спин-четности основных J_g^π - и изомерных J_m^π -состояний дочерних ядер приведены в табл. 14.

Гольмий-165. Изомерное состояние ^{164}Ho с $J^\pi = 6^-$ и энергией 0,14 МэВ имеет период полураспада $T_{1/2} = 37$ мин, основное состояние 1^+ распадается с периодом $T_{1/2} = 29,0$ мин. Поскольку основное состояние ^{164}Ho нестабильно, то для расчета изомерного отношения выходов Υ_m/Υ_g в работах [88, 89] использовалось соотношение (2). Интенсивность заселения изомерного состояния определялась по гамма-линии $E_m = 0,0375$ МэВ, а основного — как среднее интенсивности двух линий: $E_1 = 0,0735$ МэВ и $E_2 = 0,0915$ МэВ. Полученные экспериментальные ИО $\eta = \Upsilon_m/(\Upsilon_m + \Upsilon_g)$ приведены на рис. 14. Порог реакции $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164m,g}\text{Ho}$ в пределах оши-

Таблица 14. Характеристики ядер

Материнские ядра	$J_{g_0}^\pi$	Порог реакции (γ, n) , МэВ	Дочернее ядро	J_g^π	J_m^π	E_m , МэВ	$\Delta J = (J_g^\pi - J_m^\pi)$
^{165}Ho	$7/2^-$	8,0	^{164}Ho	1^+	6^-	0,140	5
^{168}Er	0^+	7,8	^{167}Er	$7/2^+$	$1/2^-$	0,208	3
^{180}Hf	0^+	7,4	^{179}Hf	$9/2^+$	$1/2^-$	0,377	4
^{184}W	0^+	7,4	^{183}W	$1/2^-$	$11/2^+$	0,304	5

бок совпадает с энергетическим порогом реакции $(\gamma, n)^m$, что обусловлено небольшой разницей спинов изомерного состояния ^{164}Ho ($J^\pi = 6^-$) и основного состояния материнского ядра ^{165}Ho ($J^\pi = 7/2^+$).

Сечение реакции $(\gamma, n)^m$ для ^{165}Ho приведено на рис. 15. Рассчитанные по этим значениям изомерные отношения $R = \sigma_m / (\sigma_m + \sigma_g)$ составляют при энергии $E = 14$ МэВ $R = 0,37 \pm 0,03$ и при $E = 15$ МэВ $R = 0,33 \pm 0,03$. Расчет по испарительно-капельной модели [31, 32] дает удовлетворительное согласие с экспериментом при фиксации параметра $\sigma = 3$.

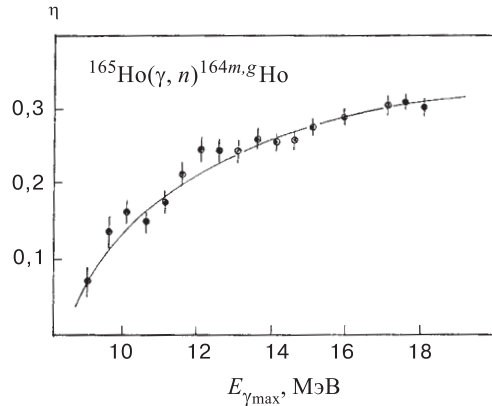


Рис. 14. Зависимость изомерного отношения выходов реакции $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)^{164m.g}\text{Ho}$ от максимальной энергии тормозного спектра

Изомерные отношения в реакции $(n, 2n)$ при эквивалентных энергиях возбуждения остаточного ядра [39, 90] получаются близкими к полученным величинам R . В работе [90] при энергии нейтронов 14,0 МэВ получено значение $R = 0,37 \pm 0,04$. Проведенные расчеты по каскадно-испарительной модели дали параметр ограничения спина $\sigma = 3,8$. Полученные результаты указывают на большую вероятность заселения изомерного (высокоспинового) состояния 6^- в реакции $(n, 2n)$ по сравнению с реакцией (γ, n) .

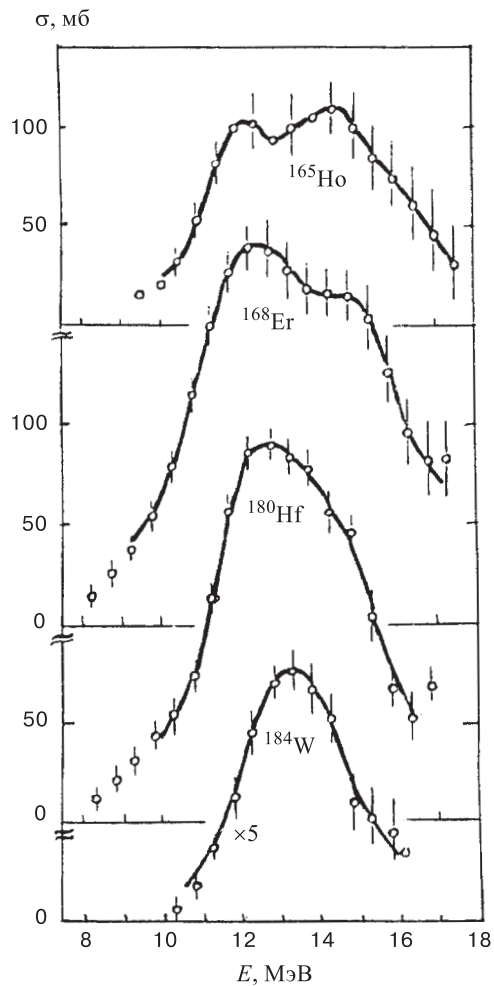


Рис. 15. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакции $(\gamma, n)^m$ для ядер ^{165}Ho , ^{168}Er , ^{180}Hf и ^{184}W

Эрбий-168, гафний-180, вольфрам-184. Дочерние ядра, полученные в реакции (γ, n) на ядрах ^{168}Er , ^{180}Hf , ^{184}W , стабильны. Поэтому в работах [89, 91] с целью изучения возбуждения метастабильных состояний измерялись абсолютные выходы реакции $(\gamma, n)^m$. Отметим, что определение выхода образования изомера ^{167m}Er велось по линии 0,207 МэВ, ^{179m}Hf — по линии 0,217 МэВ и ^{183m}W — по линии 0,1079 МэВ. Характеристики гамма-переходов взяты из работ [16, 74]. В качестве мишеней использовались изотопически обогащенные изотопы.

Измеренные значения Υ_m составляют значительную часть от выхода реакции (γ, n) на этих ядрах. Выходы $\Upsilon_m(E)$ имеют пороги, и их значения для эрбия-168 и гафния-180 совпадают с энергетическими порогами реакции (γ, n) (энергия порога (γ, n) -реакции плюс энергия изомерного уровня). Для вольфрама порог реакции $(\gamma, n)^m$ на 2,5 МэВ выше порога реакции (γ, n) .

Полученные из кривых выхода сечения реакций $^{168}\text{Er}(\gamma, n)^{167m}\text{Er}$, $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179m}\text{Hf}$ и $^{184}\text{W}(\gamma, n)^{183m}\text{W}$ представлены на рис. 15. Указанные ошибки статистические. Неопределенность энергетической шкалы составляет менее 1%.

Сравнение этих сечений с полными сечениями σ_{tot} реакции (γ, n) [30] показывает, что сечения σ_m составляют примерно половину сечений σ_{tot} . Максимумы сечений σ_m и σ_n для изотопов ^{180}Hf и ^{168}Er в пределах ошибок совпадают, максимум же сечения для ^{184}W несколько смещен в сторону больших энергий.

Полученные экспериментальные сечения σ_m аппроксимированы суммой двух лоренцианов. Параметры аппроксимации: σ_1 , E_1 , Γ_1 , σ_2 , E_2 , Γ_2 приведены в табл. 15.

Таблица 15. Параметры лоренцевских кривых

Параметр	^{165}Ho	^{168}Er	^{180}Hf	^{184}W
σ_1	$67,1 \pm 1,7$	$151,8 \pm 2,8$	$157,7 \pm 4,0$	$25,7 \pm 1,3$
Γ_1	$1,89 \pm 0,06$	$3,26 \pm 0,04$	$3,11 \pm 0,04$	$3,16 \pm 0,15$
E_1	$11,95 \pm 0,02$	$12,0 \pm 0,02$	$12,4 \pm 0,02$	$13,2 \pm 0,06$
σ_2	$98,0 \pm 0,8$	$116,1 \pm 1,2$	$91,8 \pm 3,2$	—
Γ_2	$4,15 \pm 0,1$	$4,18 \pm 0,15$	$2,93 \pm 0,14$	—
E_2	$14,5 \pm 0,03$	$14,8 \pm 0,03$	$14,3 \pm 0,04$	—

Наличие полных сечений фотопоглощения и полных сечений σ_n реакции (γ, n) [30] дает возможность получить для исследуемых ядер экспериментальные изомерные отношения сечений $R = \sigma_m / (\sigma_m + \sigma_g) = \sigma_m / \sigma_n$. Полученные значения $R_{\text{экс}}$ составляют для реакции $^{168}\text{Er}(\gamma, n)^{167m}\text{Er}$ — 0,58 при $E = 12,25$ МэВ и 0,65 при $E = 13,25$ МэВ, для реакции $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179m}\text{Hf}$ — 0,51 при $E = 12,25$ МэВ и 0,55 при $E = 13,25$ МэВ и для реакции $^{184}\text{W}(\gamma, n)^{183m}\text{W}$ соответствующая величина составляет 0,055 и 0,07. Погрешность определения $R \sim 15\text{--}20\%$.

Наименьшее значение $R_{\text{экс}}$ получено для ^{184}W ($\Delta J = 5$). В то же время $R_{\text{экс}}$ для реакций $^{168}\text{Er}(\gamma, n)^{167m}\text{Er}$ и $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179m}\text{Hf}$ в пределах 20% совпадают. Развитие каскадов гамма-квантов при снятии возбуждения ядер ^{167}Er и ^{179}Hf идет в основном из состояний с малыми спинами.

В обоих случаях ядра ^{168}Er и ^{180}Hf после поглощения дипольного гамма-кванта переходят из основного состояния 0^+ в 1^- . Спектры испускаемых нейтронов ввиду близости характеристик ядер практически идентичны. В обоих случаях изомерное состояние имеет $J^\pi = 1/2^-$, а наличие в ядре ^{179}Hf конкурирующего (находящегося между изомерным и основным состояниями) уровня $7/2^-$ делает эти ядра в известном смысле близнецами. Наличие небольшого расхождения ($R_{\text{эксп}}$ для ^{168}Er несколько больше) может быть связано с двумя причинами — с разницей энергий изомерных состояний (0,208 МэВ для ^{167m}Er и 0,377 МэВ для ^{179m}Hf) и с отличием четности состояний (для эрбия $J_m^\pi = 1/2^-$, $J_g^\pi = 7/2^+$, для гафния $J_m^\pi = 1/2^-$, а спин-четность конкурирующего уровня $J_{\text{конк}}^\pi = 7/2^-$).

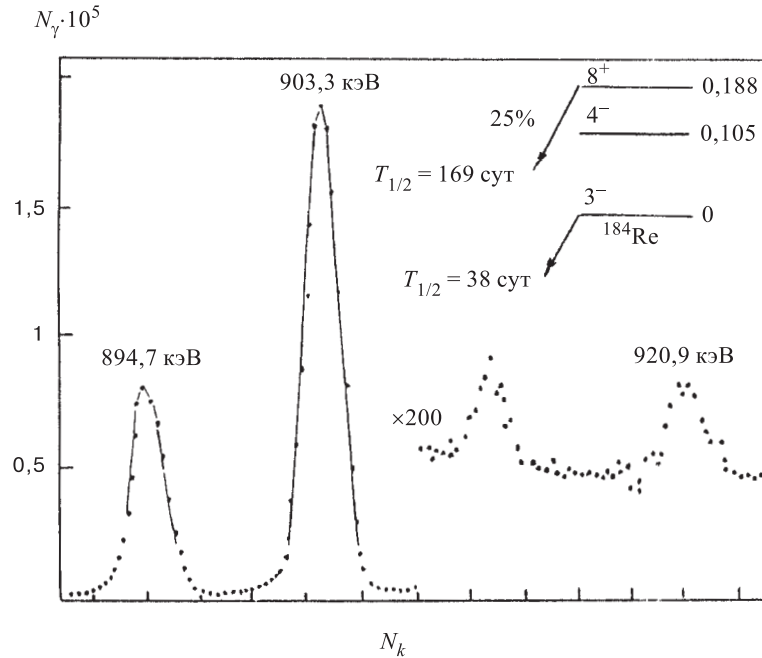
То обстоятельство, что характеристики уровней, учитываемых при последнем (решающем) переходе каскада гамма-квантов для ядер ^{167}Er и ^{179}Hf , кроме четности, практически совпадают, по-видимому, представляет удобный случай для исследования влияния четности на величину изомерного отношения. Однако близость изомерных отношений для обоих ядер указывает на незначительность влияния четности последнего перехода на величину $R_{\text{эксп}}$.

Последовательный теоретический подход каскадно-испарительной модели не дает достаточно удовлетворительного описания изомерных отношений. Для ^{168}Er и ^{180}Hf они несколько занижены, а для ^{184}W значительно завышено по сравнению с $R_{\text{эксп}}$. К согласию с опытом приводит фиксация параметра ограничения по спину σ в формуле Бете — Блоха (3). При этом для ^{168}Er получено согласие при $\sigma = 2, 0$, для ^{180}Hf — при $\sigma = 2, 2$ и для ^{184}W — при $\sigma = 3, 0$.

3.3. Рений-185. Нечетно-четные ядра Re лежат в переходной области от сильнодеформированных аксиально-симметричных ядер к сферическим. Образующийся в реакции (γ, n) нестабильный изотоп ^{184}Re имеет высокоспиновый изомер с $J^\pi = 8^+$ и $T_{1/2} = 165$ сут. Основное состояние имеет $J^\pi = 3^-$ и $T_{1/2} = 38$ сут. В работах [81, 92] изомерное отношение выходов Υ_m/Υ_g определялось по гамма-линиям с энергией 903 и 921 кэВ, принадлежащих распаду ^{184g}Re и ^{184m}Re соответственно. Для облучения использовались мишени из обогащенного ^{185}Re (96%). Участок аппаратного гамма-спектра от распада ^{184}Re приведен на рис. 16.

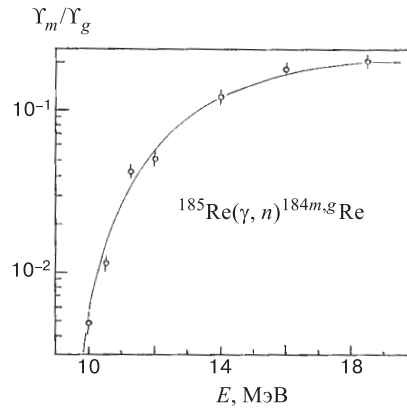
Полученные экспериментальные изомерные отношения выходов $d = \Upsilon_m/\Upsilon_g$ для реакции $^{185}\text{Re}(\gamma, n)^{184m,g}\text{Re}$ показаны точками на рис. 17. Погрешность определения составила $\sim 3\%$. Сплошной кривой на рис. 17 показана зависимость $d = A \cdot \text{th}[B(E - E_0)]$. Аппроксимация осуществлялась методом наименьших квадратов. Оптимальная подгонка получена для $A = 0,0549 \pm 0,02$, $B = 0,0467 \pm 0,02$, $E_0 = 9,84 \pm 0,01$.

Порог реакции (γ, n) на ядре ^{185}Re составляет 7,8 МэВ. Экспериментальная энергия порога реакции $^{185}\text{Re}(\gamma, n)^{184m}\text{Re}$ равна $(9,8 \pm 0,14)$ МэВ. Если


 Рис. 16. Участок экспериментального γ -спектра и фрагмент схемы распада ^{184}Re

учесть, что энергия изомерного уровня ^{184}Re равна 0,188 МэВ, то видно, что $E_{\text{пор}}^m$ больше $E_{\text{пор}}^n$ на 1,8 МэВ. Наличие значительного эффективного порога, как и в случае ^{153}Eu , связано со значительным угловым моментом изомерного состояния ($J^\pi = 8^+$) и заметной разницей углового момента материнского ядра ($J^\pi = 5/2^+$) и изомерного состояния дочернего ядра ($J^\pi = 8^+$).

Имеющиеся в литературе данные по полным сечениям (γ, n) -реакции [30] позволили рассчитать сечение реакции $^{185}\text{Re}(\gamma, n)^{184m,g}\text{Re}$. Полученное сечение σ_m и его сравнение с сечением $\sigma(\gamma, n)$ приведено на рис. 18. Из сопоставления σ_m и $\sigma(\gamma, n)$ следует, что изомерные отношения сечений равны $R = 0,0185$ при $E = 13,5$ МэВ, $0,027$ при $E = 14,5$ МэВ


 Рис. 17. Зависимость от энергии изомерного отношения выходов реакции $^{185}\text{Re}(\gamma, n)^{184m,g}\text{Re}$

и 0,039 при $E = 15,5$ МэВ. Оценка погрешности определения R составляет $\sim 15\%$. Приведенный в работе расчет изомерных отношений сечений дает согласие с экспериментом при фиксации параметра ограничения спина $\sigma \simeq 3,0$.

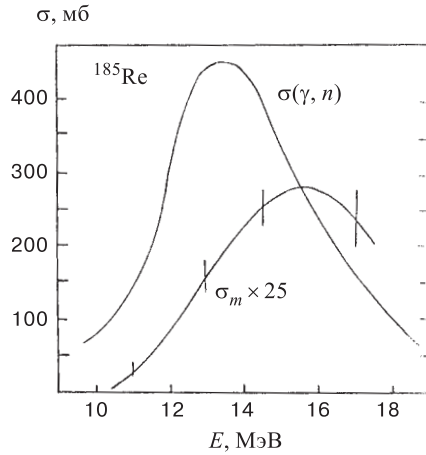


Рис. 18. Зависимость сечения реакции $^{185}\text{Re}(\gamma, n)^{184m}\text{Re}$ от энергии и сравнение его с полным фотонейтронным сечением $\sigma(\gamma, n)$

σ_m/σ_g в реакции $^{184}\text{W}(p, n)^{184}\text{Re}$ в области энергий протонов $4 \div 26$ МэВ. Полученные значения σ_m/σ_g приведены в табл. 16. Видно, что σ_m/σ_g малы и сравнимы с величинами, полученными в реакции (γ, n) . Такое поведение изомерных отношений, по-видимому, связано с механизмом реакции (p, n) , значительным вкладом прямых процессов и преимущественным заселением состояний ядра ^{184}Re с низкими спинами.

Представляется интересным сравнить ИО для реакции (γ, n) с изомерными отношениями для ^{184m}Re , полученными в других реакциях.

В работе [90] с помощью быстрых нейтронов 14,8 МэВ исследована реакция $^{185}\text{Re}(n, 2n)^{184m.g}\text{Re}$. Полученное изомерное отношение $\sigma_m/\sigma_{\text{tot}} = 0,15 \pm 0,08$ значительно выше, чем полученное в работах [81, 92] при аналогичных энергиях γ -квантов. Такое расхождение объясняется заметным угловым моментом, приносимым в ядро быстрым нейтроном.

На первый взгляд, аналогичная картина должна была бы наблюдаться и в реакции (p, n) . Однако такого не происходит. В работе [85] измерено изомерное отношение

Таблица 16. Изомерные отношения сечений в реакции $^{184}\text{W}(p, n)^{184m.g}\text{Re}$

E_p , МэВ	σ_m/σ_g	E_p , МэВ	σ_m/σ_g
3,8	$0,028 \pm 0,003$	12,0	$0,040 \pm 0,005$
4,7	$0,040 \pm 0,004$	20,0	$0,058 \pm 0,005$
5,45	$0,043 \pm 0,004$	23,0	$0,10 \pm 0,01$
6,15	$0,058 \pm 0,004$	26,0	$0,15 \pm 0,03$
6,7	$0,075 \pm 0,005$		

Возбуждение метастабильного состояния $8^+ 184\text{Re}$ исследовалось и в (α, n) -реакции [92]. Экспериментальная зависимость σ_m/σ_g для реакции $181\text{Ta}(\alpha, n)184m.g\text{Re}$ носит сложный характер и приведена на рис. 19. Обращает на себя внимание нехарактерный обратный ход зависимости σ_m/σ_g от энергии при $E_\alpha < 15$ МэВ. Объяснение этого может быть связано с наличием сильного квазиупругого рассеяния α -частиц или повышенным вылетом в области низких энергий составного ядра из низкоспиновых состояний протонов. Это приводит к обеднению низкоспиновых состояний, что приводит к увеличению σ_m/σ_g .

На рис. 19 проведено сравнение полученных данных $\sigma_{8^+}/\sigma_{3^-}$ для реакций (γ, n) , (p, n) , (α, n) : кривая *a* (темные точки) σ_m/σ_g — для реакции (γ, n) [92], кривая *б* (крестики) — для реакции (p, n) [85] и кривая *з* (светлые точки) — для реакции (α, n) [81].

Как видно, общий ход зависимостей (p, n) - и (α, n) -реакций подобен. Результаты расчета изомерного отношения для (p, n) -реакции в рамках каскадно-испарительной модели [85, 93] для различных параметров показали, что расчетная кривая для (p, n) -реакции явно уходит от экспериментальных значений с повышением энергии налетающих протонов. В то же время для (α, n) -реакций проведенный расчет по аналогичной схеме в области 20 ÷ 40 МэВ дает удовлетворительное согласие с экспериментом. По-видимому, такое различие указывает на то, что механизм реакции (p, n) отличается от (α, n) и (γ, n) .

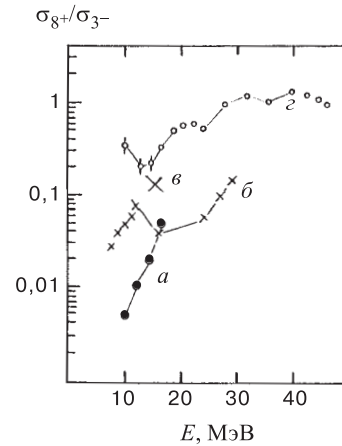


Рис. 19. Сравнение изомерных отношений для ядра 184Re , полученных для реакции (γ, n) (*a*) с результатами, полученными в реакциях: *б*) (p, n) , *в*) $(p, 2n)$ и *з*) (α, n)

3.4. Золото-197. Изотоп 197Au принадлежит к сферическим ядрам. Возникающий в реакции (γ, n) нестабильный изотоп 196Au имеет изомер $196m\text{Au}$ ($J^\pi = 12^-, T_{1/2} = 9,7$ ч) и основное состояние $196g\text{Au}$ ($J^\pi = 2^-, T_{1/2} = 6,18$ сут). В работе [94] в области энергий 10 ÷ 70 МэВ исследована зависимость от энергии изомерных отношений выходов в реакциях $197\text{Au}(\gamma, n)196m.g\text{Au}$ и $197\text{Au}(e, e'n)196m.g\text{Au}$. Измерения проведены по активационной методике. Полученная для реакции (γ, n) зависимость относительных ИО $\kappa = d(E_{\gamma \max})/d(E_{\gamma \max} = 52 \text{ МэВ}) = f(E_{\gamma \max})$ имеет вид кривой насыщения и приведена на рис. 20. Из анализа $\kappa = f(E_{\gamma \max})$ видно, что реакция $(\gamma, n)^m$ на золоте имеет порог ~ 12 МэВ, что существенно выше порога (γ, n) -реакции 8,1 МэВ.

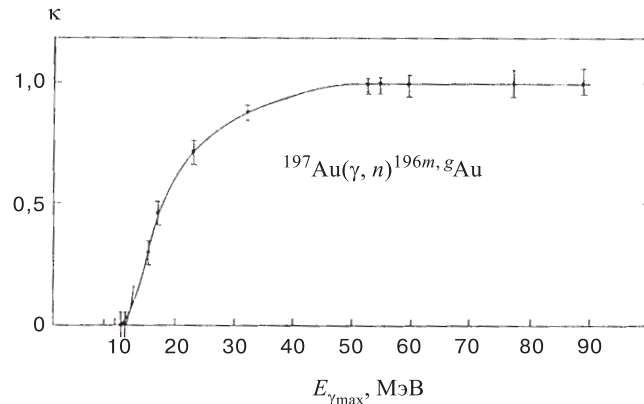


Рис. 20. Зависимость от граничной энергии тормозного излучения относительных изомерных отношений $\kappa = d(E_{\gamma, \max})/d(E_{\gamma, \max} = 52 \text{ МэВ})$ для реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$

Следует отметить [94], что особенно велика вероятность возбуждения состояния $J^\pi = 12^-$ в реакциях с тяжелыми ионами при больших передаваемых моментах [95, 96]. Так, изомерное отношение сечений $\sigma_{12^-}/\sigma_{2^-}$ в реакции $^{192}\text{Os}(^{11}\text{B}, \alpha 3n)^{196m,g}\text{Au}$ под действием ионов ^{11}B при среднем вносимом моменте $\ell = 15$ по данным работы [95] составляет $3 \cdot 10^{-1}$. Как показано в работе [95], при уменьшении передаваемого момента отношение выходов ^{196m}Au и ^{196g}Au довольно резко уменьшается и при среднем вносимом моменте $\ell = 3$ составляет $1,7 \cdot 10^{-2}$. В случае реакций $(e, e'n)$ и особенно (γ, n) , когда практически имеет место только дипольное ($\ell = 1$) с небольшой примесью квадрупольного ($\ell = 2$) поглощения, вероятность возбуждения состояния $J^\pi = 12^-$ невелика и составляет при $E_{\gamma, \max} = 50 \text{ МэВ}$ $(6,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$, что согласуется с ранее полученным значением $5 \cdot 10^{-4}$ [97]. В области насыщения вклад квадрупольного поглощения в ИО составляет $\sim 9\%$.

Из сопоставления изомерных отношений выходов в реакции (γ, n) и $(e, e'n)$ в работе [54] сделан вывод, что наблюдаемое в области энергий возбуждения $\sim 12 \div 20 \text{ МэВ}$ резкое увеличение изомерного отношения не связано, как это можно было предположить, с увеличением доли квадрупольных поглощений, а должно быть связано с механизмом заселения высокоспиновых состояний. Наиболее вероятным является предположение, что это заселение происходит в результате каскадов из большого числа гамма-переходов, условия образования которых становятся все благоприятнее с увеличением энергии возбуждения. Возможно [94], что частично этот рост связан с увеличением моментов, уносимых квазипрямыми нейтронами, наблюдаемыми при энергиях выше $\sim 20 \text{ МэВ}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматривая современное состояние экспериментального изучения возбуждения изомерных состояний в реакции (γ, n) в области гигантского дипольного резонанса, можно отметить следующее.

— За последнее время на современной экспериментальной базе измерены зависимости изомерных отношений выходов от энергии гамма-квантов, исследована эволюция ИО с изменением массы ядер, получены сечения возбуждения изомеров для широкого круга ядер в области $45 < A < 200$.

— Для магических ядер с $N = 50$ обнаружена структура сечений $(\gamma, n)^m$ -реакции в припороговой области, связанная со спектром низкоэнергетических возбуждений дочерних ядер.

— Величина изомерного отношения заселения высокоспиновой компоненты изомерной пары для ядер fp -оболочки коррелирует с количеством нейтронов на уровнях $1g_{9/2}$, что может быть связано с полупрямым механизмом $(\gamma, n)^m$ -реакции.

— Для ядер, принадлежащих оболочке $N = 82$, обнаружен эффект резкого уменьшения заселения изомерного состояния $1h_{11/2}$ с увеличением A при переходе $Z = 58-60$.

— Для ядра ^{152}Eu показано, что при распаде высоковозбужденных состояний, в отличие от низколежащих, вероятность заселения изомерных 8^- (деформированного) и 0^- (сферического) состояний ^{152}Eu слабо зависит (или не зависит) от того, сферическим или деформированным было материнское ядро.

— Основным механизмом заселения изомерных состояний тяжелых ядер в реакции (γ, n) является статистический.

— В настоящее время отсутствует целостный теоретический подход к описанию изомерных отношений. Из сравнения экспериментальных ИО с результатами расчетов в рамках каскадно-испарительной модели следует сделать вывод, что последовательные расчеты не дают согласия с экспериментом, и удовлетворительное описание ИО достигается введением параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М.** — Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд. МГУ, 1979.
2. **Penfold A.S., Leis J.E.** — Phys. Rev., 1959, v.114, p.1332.
3. **Тихонов А.Г.** — Доклады АН СССР, 1963, т.151, с.3.
4. **Жучко В.Е.** — ЯФ, 1977, т.25, с.299.
5. **Katz L., Barker R., Montalblette R.** — Can. J. Phys., 1953, v.31, p.250.
6. **Johns H.E., Katz L., Douglas R.A., Haslam R.N.H.** — Phys. Rev., 1950, v.80, p.1062.

7. Christian D., Martin D. — Iowa State College Report, 1951, No.18, p.197.
8. Apers D., Capnou P., Gilly L. — J. Inorg. Nucl. Chem., 1957, v.5, No.1, p.23.
9. Silva E., Goldenberg J. — Ann. Acad. Brasil Science, 1956, v.28, p.275.
10. King A., Voigt A. — Phys. Rev., 1957, v.105, p.1310.
11. Ferrero F., Ferroni S., Malvani R. et al. — Nuovo Cim., 1959, v.11, p.110.
12. Farinelli V., Ferrero F., Malvani R. et al. — Phys. Rev., 1958, v.112, p.1994.
13. Decowski P., Grochulski W., Marcincowski H. et al. — Nucl. Phys., 1968, v.A112, p.513.
14. Duffield R.D., Vegora S.H. — Phys. Rev., 1958, v.117, p.1958.
15. Huizenga J.R., Vandendoorn R. — Phys. Rev., 1960, v.120, p.1305.
16. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В. — АЭ, 1987, т.62, вып.4, с.236.
17. Lederer C.M., Shirley V. — Table of Isotopes, 7-th Ed., New York, Willey, 1978.
18. Bartsch H., Huber K., Kneissl et al. — Nucl. Phys., 1976, v.A256, p.243.
19. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В. — Укр. физ. журн., 1990, т.35, с.173.
20. Tatarczuk Y.R., Medikus H.A. — Phys. Rev., 1966, v.143, p.818.
21. Völpe R. — Nucl. Phys., 1972, v.A182, p.411.
22. Walter W., Hummel J. — Phys. Rev., 1966, v.150, p.867.
23. Carver J.H., Costa G.E., Sherword T.R. — Nucl. Phys., 1962, v.37, p.449.
24. Нога В.И., Ткачук С.Ф., Ранюк Ю.Н. — ЯФ, 1981, т.34, с.1431.
25. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В. — АЭ, 1985, т.58, с.47.
26. Erikson M., Jonson G. — Nucl. Phys., 1975, v.242, p.507.
27. Желтоножский В.А., Ломоносов В.И., Мазур В.М. и др. — АЭ, 1990, т.88, с.441.
28. Вишневецкий И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М. и др. — Препринт КИЯИ-88-54, 1988.
29. Vänska R., Rieppo R. — Nucl. Instr. and Meth., 1981, v.179, p.525.
30. Deitrich S.S., Berman V.L. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.38, p.199.
31. Арифов Л.Я., Мазитов В.С., Уланов В.Г. — ЯФ, 1981, т.34, с.1028.
32. Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З. — Препринт КИЯИ-85-15, 1985.
33. Vonach H.K., Hille M. — Nucl. Phys., 1969, v.A127, p.289.
34. Didl W., Schant W., Vonach H., Uhl M. — Nucl. Phys., 1973, v.217, p.269.
35. Rayburn L.A. — Phys. Rev., 1961, v.122, p.16.
36. Karolyi J., Csikai J., Reto G. — Nucl. Phys., 1968, v.A122, p.234.
37. Богила Е.А., Гаврилюк В.И., Желтоножский В.А. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т.55, с.921.
38. Matsuo T., Matuszek J.M., Dudley J.R. — Phys.Rev., 1965, v.139, p.886.
39. Macgora A., Vignau H., Caracoché M.C. Nassiff S.J. — J. Inorg. Nucl. Chem., 1965, v.27, p.1719.
40. Богила Е.А., Коломиец В.М. — Препринт КИЯИ-88-28, 1988, с.50.
41. Игнатюк А.А., Смиренькин Г.Н., Тишен А.С. — ЯФ, 1975, т.21, с.485.
42. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тугынь И.А. — ЯФ, 1995, т.58, с.1180.

43. **Mordechai S. et al.** — *Phys. Rev.*, 1978, v.18, p.2498.
44. **Lecompt R., Kajrys G., Landsberger S.** — *Phys. Rev.*, 1982, v.25, p.2812.
45. **Bar-Touv J., Mordechai S.** — *J. Phys. G. Nucl. Phys.*, 1984, v.10, p.785.
46. **Silva E., Goldenberg J.** — *Ann. Academ. Brasil. Science*, 1956, v.28, No.3, p.275.
47. **Фам Зуи Хиен, Нго Куанг Зуи и др.** — *ЯФ*, 1982, т.35, с.257.
48. **Мазур В.М., Соколюк И.В., Биган З.М.** — *ЯФ*, 1991, т.54, с.895.
49. **Марчук Г.И., Колесов В.Б.** — *Применение численных методов для расчета нейтронных сечений*. М.: Атомиздат, 1970.
50. **Бабаджанов Р.Д., Громов Ю.А. и др.** — В сб.: Тез. докл. 40 сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1990, с.304.
51. **Антонов А.Д., Балабанов Н.П., Белов А.Г. и др.** — В сб.: Тез. докл. 41 сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1991, с.286.
52. **Manhart W., Vonach H.K.** — *Zeit. für Physik*, 1968, v.210, p.13.
53. **Minetti B., Pasquarelli G.** — *Nucl. Phys.*, 1967, v.A100, p.186.
54. **Abbond A., Decowski W. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1969, v.A139, p.42.
55. **Taketani H., Adachi M., Odawa M. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1973, v.A204, p.385.
56. **Winter Ch., Kruche B., Lieb K.F.** — *Nucl. Phys.*, 1986, v.A460, p.501.
57. **Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В.** — В сб.: Тез. докл. XXXIX сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ташкент: Наука, 1989, с.316.
58. **Давыдов М.Г. и др.** — *АЭ*, 1987, т.63, с.362.
59. **Бодров И.В. и др.** — *ЯФ*, 1994, т.57, с.1347.
60. **Costa S. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1965, v.72, p.158.
61. **Haustein P.E., Voigt A.F.** — *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1971, v.33, p.289.
62. **Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В.** — *Укр. физ. журн.*, 1990, т.35, с.173.
63. **Mazur V.M., Bigan Z.M., Sokoluk I.V.** — *Lazer Phys.*, 1995, v.5, p.273.
64. **Желтоножский В.А., Мазур В.М., Решитько С.В.** — *Укр. физ. журн.*, 1992, т.37, с.1628.
65. **Beglan R.J., Bowman C.S., Bergman V.L.** — *Phys. Rev. C*, 1971, v.3, p.672.
66. **Игнатюк А.В.** — *Статистические свойства возбужденных оболочек ядер*. М.: Энергоиздат, 1983.
67. **Мазур В.М., Бохинюк В.С., Биган З.М. и др.** — *Укр. физ. журн.*, 1992, т.37, с.1632.
68. **Carlos P., Veil H., Bergère R. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1971, v.A172, p.437.
69. **Veil H., Bergère R., Carlos P. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1971, v.A172, p.426.
70. **Беляев С.Н., Семенов В.А.** — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1991, т.55, с.963.
71. **Мазур В.М., Желтоножский В.А., Биган З.М.** — *ЯФ*, 1995, т.58, с.1.
72. **Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П.** — *ЯФ*, 1996, т.59, с.585.
73. **Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П.** — *ЯФ*, 1996, т.59, с.389.
74. **Давыдов М.Г., Мантонжин В.А. и др.** — В сб.: Тез. докл. 27 сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1977, с.239.
75. **Noand Dac Luc et al.** — *Bulg. J. Phys.*, 1987, v.14, No.2, p.152.
76. **Browne E., Fireston R.B.** — *Table of Radioactive Isotopes*, Ed. V.S.Shirley, N.Y., 1986.

77. **Berman V.L., Fultz S.C.** — *Rev. Mod. Phys.*, 1975, v.47, No.3, p.713.
78. **Blatt J.M., Weisskopf V.V.** — *Theoretical Nuclear Physics*. NY., Willey, 1966.
79. **Beil H., Bergère R., Carlos P. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1974, v.227, p.426.
80. **Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Жучко В.Е. и др.** — *ЯФ*, 1997, т.60, с.217.
81. **Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М. и др.** — *ЯФ*, 1999, т.63, с.941.
82. **Мазур В.М., Биган З.М., Гошовский М.В. и др.** — В сб.: *Научные труды ИЭФ-96, ИЭФ НАН Украины, Ужгород, 1996, с.216.*
83. **Von Egidy T., Kaiser W., Mampe W. et al.** — *Z. Phys.*, 1978, v.A286, p.341.
84. **Пшеничный В.И., Грицай Е.А.** — *ЯФ*, 1990, т.51, с.621.
85. **Гаврилюк В.И., Желтоножский В.А., Решитько С.В., Харламов В.Б.** — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1990, т.54, с.1006.
86. **Гурвич Г.М., Лазарева Л.Е., Мазур В.М., Солодухов Г.В.** — *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т.26, с.411.
87. **Gurevich G.M., Lazareva L.E., Mazur V.M. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1981, v.A351, p.257.
88. **Бордош С.И., Бохинюк В.С., Мазур В.М. и др.** — В сб.: *Тез. докл. 43 Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М.: Наука, 1993, с.235.*
89. **Мазур В.М., Торич З.З., Биган З.М., Бохинюк В.С.** — *Укр. физ. журн.*, 1999, т.44, с.1065.
90. **Gursio G., Sona P.** — *Nuovo Cimento*, 1968, v.B54, p.719.
91. **Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В.** — *Препринт КИЯИ-84-13, Киев, 1984.*
92. **Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М. и др.** — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1989, т.53, с.171.
93. **Богила Е.А., Коломиец В.М.** — *Укр. физ. журн.*, 1989, т.34, с.7.
94. **Джилавян Л.З., Лазарева Л.Е. и др.** — *ЯФ*, 1981, т.33, с.591.
95. **Флеров Г.Н. и др.** — *ЯФ*, 1967, т.6, с.17.
96. **Оганесян Ю.Ц., Пеннионжкевич Ю.Э.** — *Препринт ОИЯИ Д6-8846, Дубна, 1975, с.145.*
97. **Сорокин А.А., Пономарев В.Н.** — В сб.: *Тез. докл. XXVIII сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1978, с.258.*