

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИИ

Дубна

96-468

P15-96-468

А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский, В.Е.Жучко, А.П.Тончев

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ
В РЕАКЦИЯХ (γ, n) И (n, γ)
В ИЗОТОПАХ ЕВРОПИЯ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1996

1. ВВЕДЕНИЕ

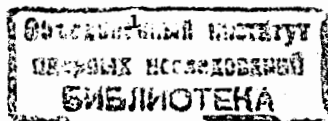
Возбуждение изомерных состояний в различных реакциях является одним из основных способов получения экспериментальной информации о процессе взаимодействия налетающей частицы с ядром и о свойствах возбужденных ядер. Вероятность возбуждения изомера зависит как от характеристик выбранных реакций, определяющих энергию возбуждения и угловой момент образующегося ядра, так и от свойств ядерных уровней, через которые происходит заселение изомерного состояния. Важную роль играют при этом и свойства самого изомерного состояния.

Известно, что основной причиной изомерии является большая разница спинов изомерного и основного состояний, в результате чего при девозбуждении изомера оказываются возможными лишь радиационные переходы высокой мультипольности. В деформированных ядрах наряду с этим имеет место запрет по квантовому числу K (проекция спина на ось симметрии ядра), который приводит к большой задержке радиационных переходов малой мультипольности. К такой же задержке может привести и различие форм ядра в изомерном и основном состояниях. Примером этого могут служить спонтанно делящиеся изомеры, которые характеризуются аномально большим параметром квадрупольной деформации ($\beta_2 \approx 0,6$) и сильным запретом для γ -переходов в основное состояние [1,2]. Кроме того, добавочную задержку для радиационных переходов могут вызывать правила отбора по орбитальному моменту, изотопическому спину, а также сильное различие многочастичных конфигураций.

Все эти факторы, вызывающие задержку радиационных переходов, проявляются, естественно, и при заселении изомерных состояний через возбужденные уровни ядра. Однако влияние их существенно меняется с ростом энергии возбуждения. Например, при энергии возбуждения в несколько МэВ запрет по квантовому числу K в деформированных ядрах практически не проявляется. В то же время о влиянии деформации ядра на вероятность возбуждения изомерных состояний известно значительно меньше. Зависимость этой вероятности от энергии возбуждения измерена лишь для нескольких спонтанно делящихся изомеров (^{236}U , ^{242}Am). Обнаружен ее резкий рост при энергии возбуждения ниже высоты потенциального барьера, разделяющего изомерное и основное состояния, и выход на плато при больших энергиях [3].

Представляет интерес провести подобные измерения и для других ядер, в которых изомерное и основное состояния имеют разные деформации. Такие случаи известны в областях между сферическими и деформированными ядрами, например в ядрах с $N \sim 90$. Было обнаружено, что в изотопах Sm и Eu с $N = 88 - 90$ в реакциях (d, t) , (p, t) и (t, p) возбуждаются различные уровни, когда в качестве мишеней используются сферические и деформированные ядра [4-6]. Это служит указанием на существование в таких ядрах уровней с различными значениями параметров деформации.

В данной работе представлены результаты измерений изомерных отношений (ИО) — отношений сечений (или выходов) реакций образования ядер в изомерном и основном состояниях — в реакциях (γ, n) и (n, γ) , когда в качестве мишени используется как сферическое ядро ^{151}Eu , так и деформированное ^{153}Eu . Возбуждаемые в этих реакциях изомеры имеют разные параметры квадруполь-



ной деформации, поэтому измерение ИО и сравнение их для мишеней ^{151}Eu и ^{153}Eu позволяет судить о влиянии изменения деформации на вероятность возбуждения изомеров. Одинаковые значения спинов и четности ядер мишеней ($I^\pi = 5/2^+$ и близкие значения вносимых в ядро моментов в реакциях (γ, n) и (n, γ) (соответственно $1\hbar$ и $1/2\hbar$) приводят к малому различию условий возбуждения изомеров в этих реакциях.

2. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОТОПОВ Eu

Свойства нижних уровней изотопов Eu в диапазоне массовых чисел $A=150-154$ исследованы достаточно подробно. В табл.1 представлены спектроскопические характеристики основных и изомерных состояний ядер ^{150}Eu ,

ТАБЛИЦА 1

Спектроскопические характеристики
основных и изомерных состояний в изотопах Eu

ИЗОТОП	Е кэВ	I^π	Нуклонная конфигурация	Q барн	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)
$^{152m1}\text{Eu}$	45,6	0^-	$p[411]3/2 - n[532]3/2$		(0,19)
$^{152m2}\text{Eu}$	147,8	8^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$		(0,29)
^{153g}Eu	0	$5/2^+$	$p[413]5/2$	2,412(21)	0,32(1)
^{154g}Eu	0	3^-	$p[413]5/2 - n[505]11/2$	2,84(10)	0,33(2)
^{154m}Eu	160	8^-	$p[413]5/2 + n[505]11/2$		(0,33)

^{151}Eu , ^{152}Eu , ^{153}Eu , ^{154}Eu [7] – их спины и четности I^π , нуклонные конфигурации, спектроскопические квадрупольные моменты Q_s [8] и соответствующие им параметры деформации β_2 . 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-нечетных 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 состояния $[411]3/2$ и нейтронного $[532]3/2$, образующихся из расщепления одночастичных состояний соответственно $d_{3/2}$ и $f_{7/2}$. Существенно различные конфигурации основного и изомерного 0^- уровней в ^{152}Eu приводят к большому запрету для радиационного перехода между ними. Этот переход не наблюдался, и нижняя граница для приведенной вероятности МЗ-перехода составляет 10^{-7} одночастичных единиц.

Из табл.1 видно, что значения параметров деформации, полученные из спектроскопических квадрупольных моментов, меняются скачком при переходе от ^{151}Eu ($N=88$) к ^{152}Eu ($N=89$). В изомерном состоянии 0^- в ^{152}Eu $Q_s = 0$, и это не позволяет определить значение параметра квадрупольной деформации. Однако значение β_2 может быть оценено из измерений изомерного сдвига оптических линий в спектрах атомов или ионов. Такие измерения были проведены с использованием метода резонансной лазерной флуоресценции [9], и из полученного сдвига определена разность зарядовых радиусов ядер в изомерном и основном состояниях $\Delta \langle r^2 \rangle = 0,265(25)$ фм². Если считать, что объемы ядер в основном и изомерном состояниях одинаковы, то полученное значение $\Delta \langle r^2 \rangle$ соответствует $\Delta \beta_2 \cong 0,1$ или значению $\beta_2 \cong 0,19$ для ядра ^{152}Eu в изомерном состоянии 0^- .

Таким образом, в ядре ^{152}Eu существуют уровни (основной и изомерный 0^-) с заметно разными значениями параметров квадрупольной деформации. Возможно, что с каждым из этих уровней связана своя система возбужденных состояний, через которые происходит их заселение. В этом случае изомерное отношение может зависеть от того, каким по своей форме (сферическим или деформированным) является исходное в реакции ядро.

По аналогии с уровнем 0^- в ^{152}Eu предполагалось, что такой же уровень в ^{150}Eu имеет малую деформацию (близкую к деформации основного состояния). В то же время изомерные уровни с $I^\pi = 8^-$ в ^{152}Eu и в ^{154}Eu имеют, по-видимому, большую деформацию, т.к. они формируются из тех же нильсоновских протонных и нейтронных конфигураций, что и основные состояния. Оцененные таким образом значения параметров квадрупольной деформации также представлены в табл.1 (в скобках).

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения ИО в реакциях (γ, n) и (n, γ) проводились на выведенном пучке электронов микротрона МТ-25 Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ [10]. Этот пучок электронов являлся источником как тормозного излучения, так и нейтронов. Тормозной мишенью служил вольфрамовый диск толщиной 2 мм, за которым располагался алюминиевый поглотитель электронов толщиной 30 мм. Изменение энергии электронов осуществлялось двумя способами: в широких пределах – переходом с орбиты на орбиту, а в интервале энергий до 1,8 МэВ – изменением магнитного поля. Энергия электронов определялась путем измерения напряженности магнитного поля методом ядерного магнитного резонанса и частоты ускоряющего электрического поля. Тормозная мишень была одновременно и коллектором тока электронов, который измерялся с помощью интегратора электрического заряда.

Для получения нейтронов пучок электронов направлялся на конвертор (цилиндр из урана, окруженный бериллием). Этот конвертор находился внутри графитового куба со стороной 120 см, который служил замедлителем нейтронов. В центре куба поток тепловых нейтронов при энергии электронов 25 МэВ и токе 20 мкА составлял $4 \cdot 10^8$ н/с·см².

Облучаемые образцы из окиси европия (Eu_2O_3) натурального изотопного состава или обогащенные изотопом ^{153}Eu до 99% имели вес 100 мг и площадь 1 см². Облучения тормозным спектром проводились в диапазоне граничных энергий 13–22 МэВ с шагом 1 МэВ при среднем токе электронов 15 мкА. Бремя облучения в 1 час обеспечивало достаточную интенсивность наведенной активности как для основного, так и изомерного состояний.

ТАБЛИЦА 2

Характеристики радиоактивного распада
основных и изомерных состояний изотопов Eu

ИЗОТОП	I^π	$T_{1/2}$	E_γ кэВ	I_γ %	α %
^{150g}Eu	5^-	36,9(9) л	334,0 439,4	94 84	3,2 1,2
^{150m}Eu	0^-	12,8(1) ч	406,5 334,0	2,7 2,7	1,9 3,2
^{152g}Eu	3^-	13,54(1) л	121,8 964,0	32 14	110 <1
$^{152m1}\text{Eu}$	0^-	9,274(9) ч	121,8 841,6	6,3 13	110 <1
$^{152m2}\text{Eu}$	8^-	96(1) м	89,8	72	34
^{154g}Eu	3^-	8,593(4) л	123,1 1274	41 36	115 <1
^{154m}Eu	8^-	46,3(4) м	68,2	36	0,7

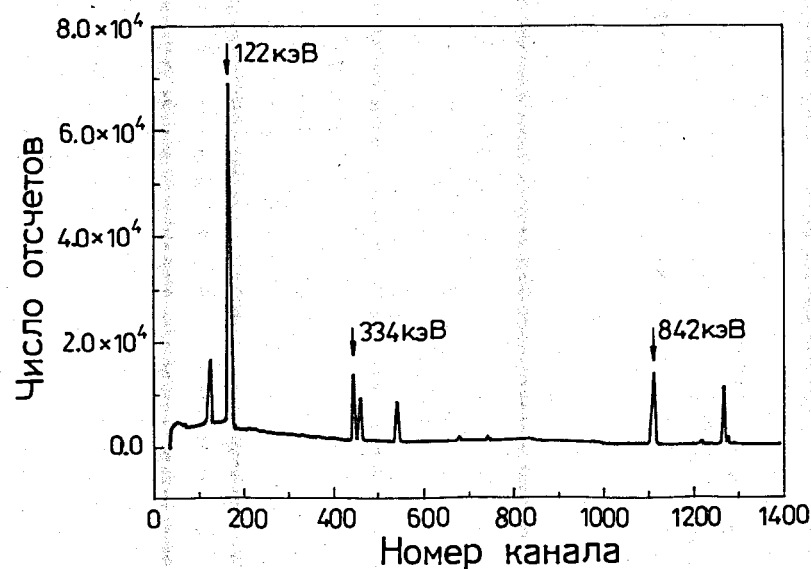


Рис.1. Спектр γ -излучения образца Eu_2O_3 натурального изотопного состава после облучения тормозным излучением с граничной энергией 22 МэВ.

Те же образцы и также в течение 1 часа облучались нейтронами в графитовом кубе на расстоянии 40 см от центра. Для учета вклада в наблюдаемый выход изотопов Eu от резонансных нейтронов такие же облучения проводились с образцами, закрытыми кадмием толщиной 2 мм, который полностью поглощал тепловые нейтроны. Идентификация образующихся в реакциях (γ, n) и (n, γ) изотопов Eu в основном и изомерном состояниях проводилась по их γ -излучению и периоду полураспада (характеристики их радиоактивного распада приведены в табл.2 [7]). Спектры γ -излучения облученных образцов измерялись с помощью Ge(Li) -детектора объемом 60 см³ и разрешением 3 кэВ для γ -линии 1332 кэВ [10]. Пример одного из спектров, в котором четко видны приведенные в табл.2 γ -линии, представлен на рис.1. Обработка спектров проводилась с использованием программы АСТIV [11], позволяющей разделять близкие по энергии γ -линии в сложном спектре.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измеренные интенсивности γ -линий позволяют определить абсолютные выходы ядер Eu в основном и изомерном состояниях в реакциях с γ -квантами и нейтронами, изомерные отношения и их зависимости от граничной энергии тормозного излучения (или от энергии возбуждения ядра). При этом под ИО в реакциях (γ, n) понимается отношение выходов для данной граничной энергии тормозного излучения, а в реакциях (n, γ) – отношение сечений. Связь между площадями γ -линий, принадлежащим изомерному и основному состояниям (соответственно S_m и S_g) и ИО определяется выражением

$$\frac{Y_m}{Y_g} = \left[\frac{\lambda_g f_m(t)}{\lambda_m f_g(t)} \left(\frac{S_g \epsilon_m I_m (1 + \alpha_g)}{S_m \epsilon_g I_m (1 + \alpha_m)} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1} \quad (1)$$

где ϵ и I – эффективность регистрации и интенсивность измеряемой γ -линии, α – коэффициент конверсии, λ – константа распада, p – вероятность перехода с изомерного состояния в основное, $f(t)$ – временной фактор, учитывающий накопление и распад ядер (индексы m и g относятся соответственно к изомерному и основному состояниям).

$$f(t) = (1 - e^{-\lambda_m t}) e^{-\lambda_m t} (1 - e^{-\lambda_m t_n}) \quad (2)$$

где t_i, t_r, t_n – времена облучения, распада и измерения.

Поскольку изомерное и основное состояния получались в одном облучении, а их измерения проводились в одинаковых условиях, то при определении ИО исключались ошибки, связанные с интенсивностями потоков тормозного излучения и нейтронов и геометрией облучений и измерений.

Измерения ИО в реакциях с образованием изотопов Eu связаны с рядом трудностей:

1. Большая разница периодов полураспада ядер Eu в основном и изомерном состояниях (более чем в 1000 раз) приводит к сильному различию их интенсивностей γ -излучения. Это заставляет проводить измерения для изомера и основного состояния либо в различной геометрии, либо в разное время и вводить большие поправки на распад изомера.

2. Сложный спектр γ -излучения смеси изотопов и изомеров Eu (несколько десятков γ -линий, часть из которых принадлежит и основному и изомерному

состояниям) требует тщательного анализа спектра и измерения зависимости от времени интенсивности анализируемых γ -линий.

3. Высокие сечения реакций $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)$ с тепловыми нейтронами, приводящих к образованию основного $I^\pi = 3^-$ и изомерного $I^\pi = 0^-$ состояний Eu (соответственно 6000 и 3150 барн [12]), требуют при измерениях ИО в реакциях (γ, n) корректного учета вклада от тепловых нейтронов, образующихся при замедлении быстрых нейтронов из тормозной мишени. Поэтому облучения образцов Eu тормозным излучением проводились в условиях, снижающих до минимума поток тепловых нейтронов в месте облучения: все материалы, в которых происходило замедление нейтронов (пол, стены, поглотитель γ -излучения) находились на расстоянии не ближе 1 м. Вклад в выход ^{152m}Eu и ^{152g}Eu от тепловых нейтронов определялся по выходу изотопа $^{52}\text{V}(T_{1/2} = 3,7 \text{ мин})$, образующегося в реакции $^{51}\text{V}(n, \gamma)$, и при максимальной энергии электронов (22 МэВ) не превышал 10%.

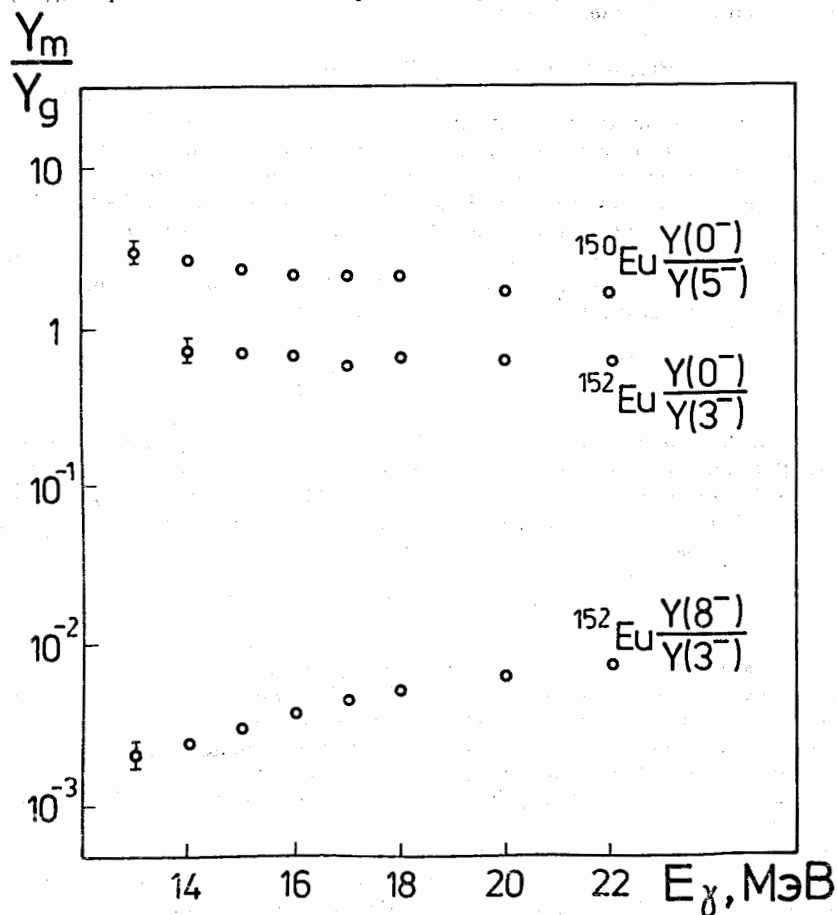


Рис.2. Зависимость отношения выходов ядер Eu в изомерном и основном состояниях (ИО) от граничной энергии тормозного излучения.

На рис.2 представлены измерения зависимости ИО выходов в реакциях (γ, n) от граничной энергии тормозного излучения. Ошибка абсолютных значений ИО составляет 10% и связана со статистикой событий в площади γ -линий, неопределенностями в эффективности регистрации γ -квантов и интенсивности выбранного γ -перехода в схеме распада. В случае относительных значений ИО, которые определяют вид их зависимости от энергии возбуждения (рис.2) или используются для сравнения с ИО в реакциях (n, γ) две последние неопределенности исключаются, и ошибка ИО снижается до 2%.

На рис.2 видно, что ИО в случае уровней 0^- падает с увеличением энергии γ -излучения, а для уровня 8^- — растёт. Последняя зависимость согласуется с полученной в работе [13] для более узкого диапазона энергий. Наблюдаемые зависимости ИО соответствуют известным закономерностям их изменений с ростом энергии возбуждения и углового момента ядра.

Измеренное ИО в реакции $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$ для изомера с $I^\pi = 0^-$ составляет в случае тепловых нейтронов 0,52(1). Это ИО лежит в интервале известных значений — от 0,43 [14] до 0,65 [15]. Разброс этих значений ИО объясняется, по-видимому, неопределенностями интенсивностей измеряемых γ -линий (разных в каждом эксперименте) и различным вкладом в наблюдаемый выход резонансных нейтронов. В случае изомеров с $I^\pi = 8^-$ в реакциях (n, γ) на изотопах ^{151}Eu и ^{153}Eu из-за их низкого выхода и большого фона γ -излучения от распада изомера ^{152}Eu ($I^\pi = 0^-$) получены лишь оценки ИО, составляющие соответственно $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ для ^{152}Eu и $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ для ^{154}Eu , которые соответствуют известным значениям [12, 16].

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Все шесть исследованных реакций можно разделить на три группы по изменению квадрупольной деформации при переходе от начального ядра-мишени (^{151}Eu или ^{153}Eu) к конечному ядру в основном или в одном из изомерных состояний (с $I^\pi = 0^-$ или 8^-).

1. Деформация изменяется при образовании ядра в изомерном состоянии и не меняется — в основном. Примером служит реакция $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m}\text{Eu}(I^\pi = 0^-)$.

2. Обратный случай, когда при образовании ядра в изомерном состоянии нет изменения деформации, а в основном состоянии — есть, как в реакции $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}(I^\pi = 0^-)$.

3. При образовании ядра и в основном и в изомерном состоянии деформация либо не изменяется, либо изменяется одинаково для обоих состояний. К этой группе относятся реакции с образованием ядра в изомерном состоянии с $I^\pi = 8^-$ в ^{152}Eu и ^{154}Eu или с $I^\pi = 0^-$ в ^{150}Eu , т.к. в этих состояниях ядра деформация та же, что и в основном.

Если изменение деформации ядра влияет на вероятность возбуждения изомера, как это было отмечено выше в случае спонтанно делящихся изомеров, то можно ожидать понижения этой вероятности для реакций первой группы. В то же время для реакций второй группы должно бы произойти понижение вероятности образования ядра в основном состоянии. Такие изменения вероятностей привели бы к тому, что реакции первой группы характеризовались бы пониженными значениями ИО, а реакции второй группы — повышенными по сравнению с ИО реакцией третьей группы.

В табл.3 представлены ИО для всех исследованных реакций с указанием их группы (для сравнения приведены результаты других работ [12-17]. Видно, что ожидаемой зависимости ИО от группы реакций не наблюдается. Например, в случае изомера с $I^\pi = 0^-$ в ^{152}Eu изменение деформации происходит в реакции (γ, n) , и нет ее изменения в реакции (n, γ) . Для основного состояния ^{152}Eu – обратная ситуация. Однако вместо пониженного значения ИО в реакции (γ, n) по сравнению с реакцией (n, γ) видно их противоположное соотношение. Для реакций, в которых конечные ядра в изомерном и основном состояниях имеют близкие значения параметров деформации (реакции с образованием изомера с $I^\pi = 8^-$), можно было бы ожидать близких значений ИО. Вместо того, как видно из табл.3, наблюдается их заметные различия и для разных реакций и конечных ядер.

Необходимо, однако, отметить, что наблюдаемое различие ИО может быть в определенной степени связано с разными распределениями по энергии возбуждения и угловому моменту конечного ядра перед каскадом γ -квантов, заселяющим изомерное и основное состояния. Эти распределения оказываются в реакциях (n, γ) после захвата нейтрона, а в реакциях (γ, n) – после эмиссии нейтрона из возбужденного ядра, образующегося при поглощении γ -кванта. В

ТАБЛИЦА 3

Изомерные отношения в реакциях (γ, n) и (n, γ)

Реакция	I_m^π	Гр.	E_b МэВ	Изомерное отношение	
				эксп.	расч.
$^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150}\text{Eu}$	0^-	3	3,5	2,10(5)	0,65
			5,0	1,53(3)	
$^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$	0^-	2	6,31	0,52(1)	0,19
				0,53(2) [12]	0,47 [15]
				0,43(6) [14]	0,12 [24]
				0,65(1) [15]	0,11 [25]
				0,54(2) [17]	
$^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152}\text{Eu}$	8^-	3	6,31	0,0007(2) [12]	0,0015
	0^-	1	2,5	0,68(1)	0,20
			4,0	0,57(1)	
8^-	3	2,5	0,0029(1)	0,025	
		4,0	0,0040(4) [13]		
$^{153}\text{Eu}(n, \gamma)^{154}\text{Eu}$	8^-	3	6,44	0,00031(3) [16]	0,0015

последнем случае распределение по энергии может быть достаточно широким из-за тормозного спектра γ -излучения. Число ядер с энергией $E = E_0 - B_n - E_n$ в этом случае определяется выражением

$$N(E) = \sigma(E_0)Y(E_0) \quad (3)$$

где $\sigma(E_0)$ – сечение поглощения ядром γ -кванта с энергией E_0 , $Y(E_0)$ – число γ -квантов с энергией E_0 в тормозном спектре, B_n и E_n – энергия связи и кинетическая энергия нейтрона, испущенного из возбужденного ядра. На рис.3

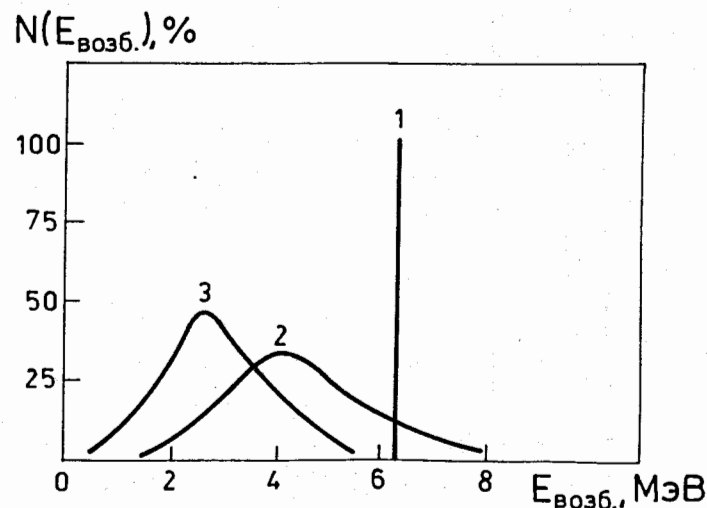


Рис.3. Распределение ядер ^{152}Eu по энергии возбуждения: 1 – в реакции (n, γ) после захвата нейтрона, 2 и 3 – в реакции (γ, n) после эмиссии нейтрона при граничной энергии тормозного излучения соответственно 22 и 15 МэВ.

представлен пример этого распределения, рассчитанного с помощью выражения (3) для реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152}\text{Eu}$ при граничной энергии тормозного излучения 22 МэВ. В этих расчетах использовались известные функции возбуждения фотоядерных реакций для ^{151}Eu и ^{153}Eu [18], экспериментальные спектры кинетических энергий нейтронов со средней энергией 1 МэВ [19] и тормозные спектры для используемой в данных экспериментах тормозной мишени [20].

Распределение ядер по угловым моментам после эмиссии нейтрона в реакции (γ, n) рассчитывалось на основе оптического потенциала взаимодействия нейтронов с ядром [21] с использованием параметров, описывающих статистические свойства уровней изотопов Eu [22]. Для приведенной выше реакции и тех же условий оно представлено на рис.4.

Для сравнения на рис.3 и 4 представлены аналогичные распределения ядер ^{152}Eu , образующихся реакциях (n, γ) после захвата тепловых нейтронов. Эти распределения имеют вид одиночных линий – энергия возбуждения $E = 6.31$ МэВ и угловой момент $l = 3$ [14].

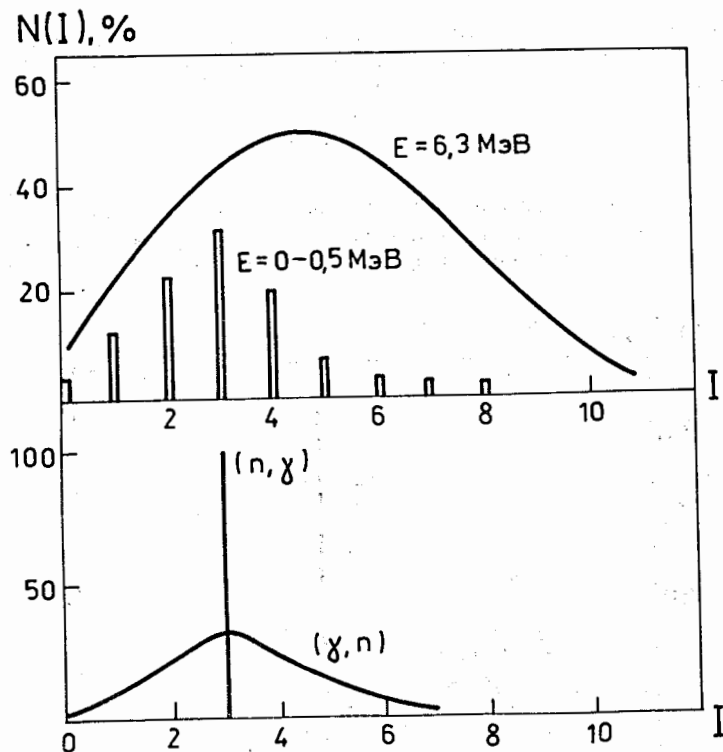


Рис.4. Внизу – распределение ядер ^{152}Eu по угловому моменту в реакциях (n, γ) и (γ, n) при энергиях возбуждения указанных на рис.3. Вверху – распределение ядер ^{152}Eu по угловому моменту, рассчитанное по статистической модели (сплошная кривая) и полученное из известной схемы уровней (вертикальные столбики). Энергия возбуждения указана для каждого распределения.

Из сравнения этих распределений для обеих реакций можно видеть, что в реакции (γ, n) средний угловой момент возбужденного ядра равен спине ядра после захвата нейтрона ($I = 3$) при достаточно широком распределении (полуширина $\Delta I \sim 3$). В то же время средняя энергия возбуждения заметно ниже даже при наибольшей граничной энергии тормозного излучения (значения угловых моментов и энергий возбуждения представлены в табл.3).

Чтобы судить о влиянии этих различий на ИО, были проведены их расчеты для обеих реакций и разных энергий возбуждения. Для расчетов использовалась основанная на статистической модели программа EMPIRE [23] с параметрами, описывающими зависимость плотности уровней от энергии и углового момента при энергии возбуждения выше 1 МэВ: $a = 21 \text{ МэВ}^{-1}$, $\sigma = 4,8$ [22]. Для области $E < 1 \text{ МэВ}$ использовались схемы уровней, известные из измерений спектров γ -лучей после захвата нейтрона [14, 16]. Оба распределения уровней по угловому моменту для ядра ^{152}Eu представлены на рис.4. Рассчи-

танные таким способом ИО, а также аналогичные расчеты других работ [24, 25] приведены в табл.3.

Сравнение экспериментальных и расчетных ИО показало, что для обеих реакций при указанных выше параметрах расчет правильно передает зависимость ИО от энергии возбуждения, однако приводит к заниженным значениям ИО для изомера с $I^\pi = 0^-$ и к завышенным для изомера с $I^\pi = 8^-$. Такая же особенность ИО для изомера 0^- в ^{152}Eu , возбуждаемого в реакции (n, γ) , отмечалась и в предыдущих расчетах [24, 25]. Полученные в опыте значения ИО объясняются, по-видимому, повышенной плотностью уровней с малыми значениями спинов, в особенности при низких энергиях возбуждения. Действительно, из рис.4 можно видеть сдвиг распределения по спинам в сторону низких значений с уменьшением энергии возбуждения. Кроме того, как отмечалось в нашей работе [26] по исследованию реакции $^{180m}\text{Tl}(\gamma, \gamma')^{180g}\text{Tl}$, заметный вклад в заселение низкоспиновых изомеров вносят уровни ротационной полосы, построенной на изомере.

Расчеты для изомера 0^- в ^{152}Eu показали также, что уменьшение энергии возбуждения и уширение распределения по спинам в реакции (γ, n) по сравнению с реакцией (n, γ) очень мало изменяет ИО (от 0,19 до 0,22). В то же время для изомера 8^- в ^{152}Eu более широкий спектр угловых моментов в реакции (γ, n) приводит к заметному росту ИО, что и наблюдается на опыте.

Таким образом проведенные исследования показали на примере изотопов Eu слабое влияние деформации на вероятность заселения изомеров в реакциях (n, γ) и (γ, n) . По-видимому, в отличие от спонтанно делящихся изомеров изменение деформации при переходе от начального ядра к ядру в конечном состоянии слишком мало ($\Delta\beta_2 \sim 0,1$), чтобы привести к заметному запрету для радиационных переходов между уровнями с разной деформацией ядра.

В заключение авторы выражают благодарность Н.Балабанову и Х.Христову за полезные обсуждения и Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Пенионжквичу за постоянный интерес к работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N96-02-17747а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Поликанов С.М. Изомерия формы атомных ядер. М.: Атомиздат, 1977.
2. Гангрский Ю.П. // ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.383.
3. Гангрский Ю.П. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т.41, с.920.
4. Bjerregard J.H., Hansen O., Nathan O., Hidns S. // Nucl. Phys., 1966, v.86, p.145.
5. Debenham P., Hintz N.H. // Nucl. Phys. A, 1972, v.195, p.865.
6. Struble G., Oelrich I., Carlson J. // Phys. Rev. Lett., 1977, v.39, p.533.
7. Brovne E., Firestone R.B. Table of Radioactive Isotopes. Ed. V.S.Shirley, N.Y., 1986.
8. Raghavan P. // ADNDT, 1989, v.42, p.189.
9. Alkhazov G.D., Berlovich E.Ye., Denisov V.P. e.al. // Z. Phys. A., 1984., v.316., p.123.
10. Белов А.Г. // Рабочее совещание по использованию микротронов в ядерной физике, Пловдив, 1992, D15-93-80, с.12, ОИЯИ.
11. Zlokasov V.I. // Comp. Phys. Comm., 1982, v.28, p.27.
12. Mughabghab S.F. // Neutron Cross Sections, N.Y. - Lond., Academic Press, 1984, v.1, Pt.B: Z=61-100.
13. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М., Биган З.М. // ВАНТ, сер. Ядерные константы, 1991, т.61, с.21.
14. Von Egidy T., Kaiser W., Mampe W. e.al. // Z. Phys. A, 1978, v.286, p.341.
15. Пшеничный В.Ф., Грицай Е.А. // Я.Ф., 1990, т.51, с.621.
16. Zoller W.H., Walters W.R., Gallagher P.W., Meger R.A. // Phys. Rev. C, 1976, v.13, p.2024.
17. Poortam I., Girlea I., Fabry A. // Nucl. Phys. A, 1971, v.172, p.489.
18. Boal T.J., Muirhead E.G., Findlay D.J.S. // Nucl. Phys. A, 1983, v.406, p.257.
19. Горячев А.М., Залесный Г.Н. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.2240.
20. Kondev Ph.G., Tonchev A.P., Khristov Kh.G., Zhuchko V.E. // NIM, 1992, v.1371, p.126.
21. Perey C.M., Perey F.G. // ADNDT, 1976, v.17, p.2.
22. Соколов Ю.В. Плотность уровней атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1990.
23. Herman M., Marcinkovski A., Stankiewicz K. // Comp. Phys. Comm., 1984, v.33, p.373.
24. Арифов Л.Я., Мазитов Б.С., Уланов В.Г. // Я.Ф., 1981, т.34, с.1028.
25. Pointz W.P. // Z. Phys., 1966, v.197, p.262.
26. Belov A.G., Gangrsky Yu.P., Tonchev A.P., Zuzaan P. // Preprint JINR, E15-95-396. Нур. Interactions, in press.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 декабря 1996 года.

Белов А.Г. и др.

P15-96-468

Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ, n) и (n, γ) в изотопах европия

Проведены измерения изомерных отношений в реакциях (n, γ) и (γ, n) в изотопах Eu. Использовались тепловые нейтроны и тормозное излучение в диапазоне граничных энергий 13 + 22-МэВ. В реакциях возбуждались изомерные состояния со спином и четностью 0^- и 8^- в изотопах ^{150}Eu , ^{152}Eu и ^{154}Eu . Для определения выхода реакций измерялись γ -спектры образующихся продуктов реакций. Обсуждается влияние квадрупольной деформации ядра на величину изомерных отношений.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996.

Belov A.G. et al.

P15-96-468

Excitation of Isomeric States in (γ, n) and (n, γ) Reactions in Eu Isotopes

The measurements of the isomeric ratios were performed in (n, γ) and (γ, n) reactions in Eu isotopes. The thermal neutrons and bremsstrahlung in the boundary energy range of 13 + 22 MeV were used. The isomeric levels 0^- and 8^- were excited in the isotopes ^{150}Eu , ^{152}Eu and ^{154}Eu . The γ -spectra of obtained reaction products were measured for the reaction yields determination. The influence of the nuclei quadrupole deformation on the isomeric ratio is described.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research: Dubna, 1996.