

УДК 539.171.016

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСОКОСПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

*А. Г. Белов<sup>а</sup>, Ю. П. Гангский<sup>а</sup>, Н. Н. Колесников<sup>б</sup>,  
В. Г. Лукашик<sup>а</sup>, Л. М. Мельникова<sup>а</sup>*

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>а</sup> Институт космических исследований, Москва

Измерены вероятности возбуждения изомеров с высокими спинами ( $J \geq 10$ ) в нечетно-нечетных изотопах  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{190}\text{Ir}$ ,  $^{194}\text{Ir}$ ,  $^{196}\text{Au}$  и  $^{206}\text{Tl}$  в фотоядерных реакциях  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ . Использовался активационный метод определения выходов реакций для ядер в изомерном и основном состояниях. Проведены расчеты вероятностей возбуждения изомеров на основе статистической модели ядра и сравнение с экспериментальными данными.

The probabilities of high spin isomer ( $J \geq 10$ ) excitation were measured for the odd-odd isotopes  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{190}\text{Ir}$ ,  $^{194}\text{Ir}$ ,  $^{196}\text{Au}$  and  $^{206}\text{Tl}$  in the photonuclear reactions  $(\gamma, n)$  and  $(\gamma, p)$ . The activation method was used for the determination of the reaction yields of nuclei in the isomeric and ground states. The calculations of the isomer excitation probabilities on the basis of the statistical model and the comparison with the experimental data were performed.

### ВВЕДЕНИЕ

Атомное ядро является сложной квантовой системой, состоящей из достаточно большого числа частиц и характеризующейся целым рядом различных степеней свободы. Поэтому для описания его некоторых свойств используется статистический подход. К таким свойствам относятся в первую очередь возбужденные состояния ядер. Одной из их характеристик является плотность этих состояний (их число на единичный интервал энергии) с параметрами, определяющими ее зависимость от нуклонного состава, энергии возбуждения и углового момента ядра. Изучение этих зависимостей является одним из направлений исследований свойств возбужденных ядер.

Несмотря на многолетние исследования, эта проблема еще далека от разрешения. Особенно бедны данные о спиновой зависимости плотности уровней. В статистической модели ядра [1, 2] эта зависимость описывается выражением

$$\rho(J) = \rho_0 \frac{2J+1}{24\sqrt{2}\sigma^3} \exp\left\{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (1)$$

где  $J$  — угловой момент ядра;  $\sigma$  — параметр, описывающий спиновую зависимость плотности уровней. Изучение зависимостей этого параметра от различных ядерных характеристик (нуклонный состав, деформация, энергия возбуждения) позволяет получать важную информацию о структуре возбужденных ядер.

Одним из способов изучения зависимости плотности уровней от углового момента ядра является измерение отношений вероятностей возбуждения ядерных уровней с существенно разными значениями спинов. Вероятность заселения каждого из этих уровней определяется спектром возбужденных состояний, связанных радиационными переходами с конечными уровнями (их числом, энергиями, спинами и четностями). Такой способ является наиболее эффективным, если одно из состояний изомерное, т. е. имеет достаточно большое время жизни. Это позволяет разделить во времени процессы возбуждения уровней при облучении мишеней потоками бомбардирующих частиц и измерения спектров радиоактивного излучения, испускаемого при их разрядке. Такое разделение существенно повышает чувствительность измерений и открывает возможности изучения уровней, возбуждаемых с очень низкой вероятностью.

Целью данной работы является измерение изомерных отношений (ИО), т. е. отношений вероятностей возбуждения ядер в изомерном и основном состояниях (или отношений сечений реакций, приводящих к этим состояниям) в области ядер с  $Z = 73-81$  и  $A = 182-206$ . В этой области ядер происходит заполнение уровней с большими значениями угловых моментов (протонных  $h_{11/2}$  и нейтронных  $i_{13/2}$ ), что может приводить к появлению в нечетно-нечетных ядрах высокоспиновых изомеров. Если бомбардирующая частица вносит в ядро небольшой угловой момент, например  $\gamma$ -квант в фотоядерных реакциях, а спин ядра мишени также невелик, то к высокоспиновому изомеру приводит длинный каскад  $\gamma$ -квантов. На каждой ступени этого каскада имеет место конкуренция путей распада — один с увеличением спина ведет к изомеру, а другой с уменьшением спина ведет к основному состоянию. Соотношение между этими путями распада определяется значениями плотностей уровней со спинами, большими или меньшими спина уровней на данной ступени, т. е. зависит от распределения уровней по угловому моменту и поэтому может служить для определения параметра  $\sigma$ .

В качестве объектов исследования выбраны нечетно-нечетные ядра  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{190}\text{Ir}$ ,  $^{194}\text{Ir}$ ,  $^{196}\text{Au}$  и  $^{206}\text{Tl}$ , в которых известны высокоспиновые изомеры с  $J \geq 10$  и которые могут быть получены в фотоядерных реакциях ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, p$ ). Характеристики этих изомеров (энергия возбуждения, спин, четность и нуклонная конфигурация [3]) представлены в табл. 1. Эти ядра расположены в переходной области ( $^{182}\text{Ta}$  является сильно деформированным ядром, а  $^{206}\text{Tl}$  — сферическим). Поэтому сравнение измеренных ИО для этой группы ядер позволяет получить информацию о зависимости параметра  $\sigma$  от деформации ядра.

Таблица 1. Характеристики изомерных состояний

Ядро	$Z$	$N$	$E$ , кэВ	$J^\pi$	Нуклонная конфигурация
$^{182}\text{Ta}$	73	109	520	$10^-$	$p_{9/2}[514] + n_{11/2}[615]$
$^{190}\text{Ir}$	77	175	376	$11^-$	$p_{11/2}[505] + n_{11/2}[615]$
$^{194}\text{Ir}$	77	117	43	$11^-$	$p[1h_{11/2}] + n[1h_{11/2}]$
$^{196}\text{Au}$	79	117	595	$12^-$	$p[1h_{11/2}] + n[1i_{11/2}]$
$^{206}\text{Tl}$	81	125	2643	$12^-$	$p[1h_{11/2}] + n[1i_{11/2}]$

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Измерения ИО в реакциях  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$  проводились на микротроне МТ-25 Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ. Описание микротрона, его характеристики и процедура облучений представлены в работе [4]. Тормозное излучение, которое использовалось в экспериментах, получалось при облучении пучком электронов с энергией 25 МэВ толстой (3 мм) вольфрамовой мишени. Рассчитанные спектры тормозного излучения из такой мишени приведены в работе [5].

В качестве облучаемых мишеней служили фольги толщиной 100–200 мкм из золота и иридия натурального изотопного состава и из вольфрама, платины и свинца, обогащенные до 97% изотопами соответственно  $^{183}\text{W}$ ,  $^{195}\text{Pt}$  и  $^{207}\text{Pb}$ . При облучениях эти фольги располагались непосредственно за тормозной мишенью, отделенные от нее алюминиевым экраном толщиной 30 мм.

Все образующиеся в исследуемых реакциях ядра в основном или изомерном состоянии были нестабильными, и их выходы определялись активационным методом, т. е. по интенсивности радиоактивного  $\gamma$ -излучения. Для этого мишени после облучения переносились в защищенное от излучения микротрона помещение, где их  $\gamma$ -спектры измерялись  $\text{HpGe}$ -детектором объемом  $150 \text{ см}^3$  с разрешением 2,1 кэВ для  $\gamma$ -линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ . Обработка измеренных  $\gamma$ -спектров проводилась с использованием программы АСТIV, позволяющей разделять близкие по энергии  $\gamma$ -линии в сложном спектре [6]. Наблюдаемые  $\gamma$ -линии в измеренных спектрах служили для идентификации образующихся в реакциях ядер в основном и изомерном состояниях и для определения их выхода.

Площади этих  $\gamma$ -линий ( $S$ ) связаны с выходами ядер в реакциях  $(\gamma, n)$  или  $(\gamma, p)$  соотношением

$$Y = \frac{S(1 + \alpha) f(t) \tau}{\varepsilon I_{\gamma} t N \Phi_{\gamma}}, \quad (2)$$

где  $I_{\gamma}$  — интенсивность  $\gamma$ -линии на один акт распада;  $\tau$  — время жизни ядра в основном или изомерном состоянии (использовались данные работы [3]);  $\varepsilon$  — эффективность регистрации  $\gamma$ -линии детектором;  $t$  — время измерения;  $f(t)$  — фактор, учитывающий накопление ядер за время облучения и их распад до и за время измерений;  $N$  — число ядер в облучаемом образце;  $\Phi_{\gamma}$  — поток  $\gamma$ -квантов, вызывающий исследуемую реакцию. Из-за непрерывного спектра тормозного излучения выход связан с сечением реакции известным выражением

$$Y = \int_{E_x}^{E_0} \sigma(E_{\gamma}) \Phi(E_{\gamma}) dE_{\gamma}, \quad (3)$$

где  $E_x$  — порог реакции;  $E_0$  — граничная энергия тормозного спектра;  $\sigma(E_{\gamma})$  — сечение реакции при энергии  $E_{\gamma}$ ;  $\Phi_{\gamma}$  — поток  $\gamma$ -квантов с данной энергией. Поскольку в экспериментах измерялись выходы реакций, то ИО рассматривалось как отношение выходов реакций образования ядер в изомерном и основном состояниях:

$$\text{ИО} = \frac{Y_{\text{is}}}{Y_{\text{gr}}}. \quad (4)$$

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Особенностью измеряемых спектров было то, что из-за малых значений ИО для высокоспиновых изомеров  $\gamma$ -линии, связанные с их разрядкой, были значительно слабее  $\gamma$ -линий от распада ядер из основного состояния. Это существенно затрудняло их идентификацию и определение их площадей. Однако благоприятными обстоятельствами являлись более короткие времена жизни изомеров по сравнению с основными состояниями и, следовательно, их более высокая удельная активность, а также каскад из 4–5  $\gamma$ -квантов, испускаемых при распаде высокоспиновых изомеров. Поэтому в экспериментах использовался соответствующий временной режим облучений и измерений, а из  $\gamma$ -линий изомера для определения их выхода выбирались те, для которых искажения от  $\gamma$ -излучения при распаде основных состояний были минимальными. Кроме того, облучаемые мишени характеризовались очень низким содержанием примесей других элементов ( $< 10^{-3}$ ) и фон от посторонних нуклидов, образующихся в реакциях, практически не проявлялся. Все это, а также высокая интенсивность тормозного спектра микротрона и достаточно толстые мишени позволили наблюдать образование высокоспиновых изомеров в фото-ядерных реакциях, несмотря на низкие сечения их образования (до  $10^{-31}$  см<sup>2</sup>·МэВ).

Полученные таким способом ИО для всех исследованных ядер в реакциях  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$  представлены в табл. 2. Они согласуются в пределах совместных ошибок с известными данными для изомеров  $^{190m}\text{Ir}$  и  $^{196m}\text{Au}$  в реакциях  $(\gamma, n)$ , которые также приведены в табл. 2. Как уже отмечалось выше, измеренные ИО представляют отношения выходов реакций, усредненных по спектру тормозного излучения. При этом вклад в наблюдаемые выходы вносит  $\gamma$ -излучение от порога реакции (в случае реакции  $(\gamma, p)$  к нему добавляется кулоновский барьер для вылетевшего протона) до граничной энергии тормозного спектра. Этот участок спектра обычно заменяют эффективной энергией, определяемой выражением

$$E_{\text{эф}} = \frac{\int_{E_x}^{E_0} E_{\gamma} \sigma(E_{\gamma}) \Phi(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}{\int_{E_x}^{E_0} \sigma(E_{\gamma}) \Phi(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}. \quad (5)$$

Таблица 2. Экспериментальные и рассчитанные значения изомерных отношений

Реакция	Спин уровня			Изомерное отношение		
	Нач.	Осн.	Изомерн.	Данная работа	Другие работы	Расчет
$^{183}\text{W}(\gamma, p)^{182}\text{Ta}$	1/2 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	10 <sup>-</sup>	2,2(4) · 10 <sup>-4</sup>		2 · 10 <sup>-4</sup>
$^{181}\text{Ta}(n, \gamma)^{182}\text{Ta}$	7/2 <sup>+</sup>	3 <sup>-</sup>	10 <sup>-</sup>		4,4(5) · 10 <sup>-4</sup> [10]	4 · 10 <sup>-4</sup>
$^{191}\text{Ir}(\gamma, n)^{190}\text{Ir}$	3/2 <sup>+</sup>	4 <sup>-</sup>	11 <sup>-</sup>	1,9(6) · 10 <sup>-4</sup>	8(4) · 10 <sup>-4</sup> [11]	7 · 10 <sup>-4</sup>
$^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194}\text{Ir}$	1/2 <sup>-</sup>	4 <sup>-</sup>	11 <sup>-</sup>	< 10 <sup>-3</sup>		8 · 10 <sup>-4</sup>
$^{193}\text{Ir}(n, \gamma)^{194}\text{Ir}$	3/2 <sup>+</sup>	4 <sup>-</sup>	11 <sup>-</sup>		5,2(8) · 10 <sup>-2</sup> [10]	6 · 10 <sup>-4</sup>
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	3/2 <sup>+</sup>	2 <sup>-</sup>	12 <sup>-</sup>	3,1(8) · 10 <sup>-4</sup>	6,1(4) · 10 <sup>-4</sup> [12] 6(2) · 10 <sup>-4</sup> [11]	8 · 10 <sup>-5</sup>
$^{207}\text{Pb}(\gamma, p)^{206}\text{Tl}$	1/2 <sup>-</sup>	0 <sup>-</sup>	12 <sup>-</sup>	2,4(4) · 10 <sup>-5</sup>		2 · 10 <sup>-6</sup>

При использовании в выражении (5) формы тормозного спектра для данных условий эксперимента [5] и известных зависимостей от энергии  $\gamma$ -квантов сечений реакций  $(\gamma, n)$  [7] и  $(\gamma, p)$  [8, 9] были получены значения эффективной энергии соответственно 12,5 и 21 МэВ. При этом распределение составных ядер по энергии возбуждения было близко к гауссовому со средней энергией, близкой к эффективной, и полушириной  $\sim 5$  МэВ.

В табл. 2 для полноты картины включены известные значения ИО для исследованных изомеров в реакциях  $(n, \gamma)$  [10], в которых в ядро вносится также малое значение углового момента ( $1/2\hbar$ ). Из табл. 2 можно видеть, что во всех случаях значения ИО достаточно низкие ( $\sim 10^{-4}$ ). Для реакции  $^{195}\text{Pt}(\gamma, p)^{194}\text{Ir}$  получена только верхняя граница ИО ( $< 10^{-3}$ ), хотя в реакции  $(n, \gamma)$  значение ИО много больше ( $5,8 \cdot 10^{-2}$ ).

## РАСЧЕТЫ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ

Для определения параметров, описывающих зависимость плотности уровней от энергии возбуждения ( $a$ ) и углового момента ( $\sigma$ ), были проведены расчеты ИО на основе статистической модели ядра [1, 2]. Метод расчета ИО, подробно описанный в наших предыдущих работах [13, 14], основан на разбиении протекающей ядерной реакции на три этапа: 1) образование составного ядра; 2) эмиссия из возбужденного составного ядра протона или нейтрона; 3) каскад  $\gamma$ -квантов, приводящий к заселению изомерного или основного состояния. На каждом этапе рассчитывалось распределение ядер по энергии возбуждения и угловому моменту (на третьем этапе после испускания каждого  $\gamma$ -кванта из каскада). При этом учитывался непрерывный характер тормозного спектра и соответствующее ему распределение составных ядер по энергии возбуждения. Третий этап из-за длинного каскада  $\gamma$ -квантов (до 10) в значительной степени определяет величину ИО. Характеристики этого каскада наиболее чувствительны к параметрам статистической модели  $a$  и  $\sigma$ . Первый из них определяет энергию и число  $\gamma$ -квантов в каскаде, а второй — вероятность заселения уровней с более высоким спином, которые и приводят к изомерному состоянию. Рассчитанные таким способом ИО с использованием параметров, принятых в статистической модели для данной области ядер ( $a = 22 \text{ МэВ}^{-1}$ ,  $\sigma = 5,0$ ) [15], представлены в табл. 2.

Из табл. 2 можно видеть хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных ИО для ядер  $^{182}\text{Ta}$  и  $^{190}\text{Ir}$ , в то время как для остальных ядер рассчитанные ИО заметно ниже экспериментальных. Для их согласия необходимы более высокие значения параметров ( $a \sim 30$ ,  $\sigma \sim 10$ ). В случае изотопа  $^{194}\text{Ir}$  в реакции  $(n, \gamma)$  ИО аномально высокое, заметно выше, чем для соседних ядер, и сильно отличается от расчетного. В реакции  $(\gamma, p)$  для этого ядра получена лишь верхняя граница ИО, что не позволяет провести сравнения с расчетом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные измерения ИО в реакциях  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$  для нечетно-нечетных ядер переходной области показали, что для их описания можно использовать статистическую модель. При этом для согласования экспериментальных и расчетных значений ИО необходимы различные значения параметров, определяющих зависимость плотности уровней

от энергии возбуждения ( $a$ ) и углового момента ( $\sigma$ ): принятые в модели в случае деформированных ядер  $^{182}\text{Ta}$  и  $^{190}\text{Ir}$  и повышенные — в случае сферических  $^{196}\text{Au}$  и  $^{206}\text{Tl}$ . Это может служить указанием на различную зависимость плотности уровней от энергии возбуждения и углового момента для сферических и деформированных ядер. Однако нельзя исключить и влияние на ИО неравновесных процессов, которые могут проявляться особенно в реакциях с испусканием протонов. Эти процессы приводят к другому распределению ядер по энергиям возбуждения и угловым моментам и поэтому могут повлиять на вероятность заселения изомерных состояний.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Ц. Оганесяну, М. Г. Иткису и Ю. Э. Пенионжкевичу за внимание к работе, В. Е. Жучко за помощь в наладке измерительной методики. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-97038).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bethe H.* // Phys. Rev. 1936. V. 50, No. 2. P. 332.
2. *Ericsson T.* // Adv. Phys. 1969. V. 9, No. 2. P. 245.
3. *Browne E., Firestone R. B.* Table of Radioactive Isotopes / Ed. by V. S. Shirley. N. Y., 1997.
4. *Белов А. Г.* // Рабочее совещ. по использованию микротронов в ядерной физике, Пловдив, 1982; Препринт ОИЯИ Д15-80-93. Дубна, 1980.
5. *Kondev P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1992. V. 271, No. 1. P. 126.
6. *Zlokasov V.* // Comp. Rend. Commun. 1982. V. 28, No. 1. P. 27.
7. *Dietrich S. S., Bergman B. L.* // Atom. Data and Nucl. Data Tabl. 1988. V. 38, No. 2. P. 199.
8. *Исиханов Б. С., Капитонов И. М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979.
9. *Гангрский Ю. П. и др.* // ЯФ. 1999. Т. 62, вып. 10. С. 1733.
10. *Mughabghab S. F., Divadeenam M., Holden W. E.* Neutron Cross Sections. N. Y.: Acad. Press, 1981.
11. *Гангрский Ю. П. и др.* // Тез. докл. 53-го Междунар. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, 2003. С. 184.
12. *Джилаван Л. З. и др.* // ЯФ. 1981. Т. 33, вып. 3. С. 591.
13. *Колесников Н. Н., Губин В. Б.* // Изв. вузов. Сер. «Физика». 1984. Вып. 8. С. 77.
14. *Гангрский Ю. П. и др.* // Изв. АН. Сер. физ. 2001. Т. 65, вып. 1. С. 111.
15. *Gilbert A., Kameron A. C. W.* // Can. J. Phys. 1965. V. 43, No. 7. P. 1446.

Получено 22 октября 2003 г.