

# ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ ПРОДУКТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С МНОЖЕСТВЕННЫМ ВЫЛЕТОМ НУКЛОНОВ НА ИЗОТОПАХ ЦИРКОНИЯ

О.А. Бешейко<sup>3</sup>, А.Н. Водин<sup>1</sup>, Л.А. Голинка-Бешейко<sup>3</sup>,  
А.Н. Довбня<sup>1</sup>, И.Н. Каденко<sup>3</sup>, В.А. Кушнир<sup>2</sup>, В.В. Митроченко<sup>2</sup>,  
С.Н. Олейник<sup>1</sup>, Г.Э. Туллер<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики высоких энергий и ядерной физики ННЦ ХФТИ,  
г. Харьков, e-mail: tuller@kipt.kharkov.ua

<sup>2</sup>НИК"Ускоритель" ННЦ ХФТИ, г. Харьков

<sup>2</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, г. Киев

На линейном ускорителе электронов ЛУ-40 НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ проведены измерения изомерных отношений продуктов фотоядерных реакций с множественным вылетом нуклонов на ядрах циркония для граничных энергий тормозных  $\gamma$ -квантов в диапазоне 90 МэВ. В экспериментах облучались изотопные образцы  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Zr}$ . Перемещение активированных образцов из бункера ускорителя в измерительный центр происходило с помощью пневмотранспортной системы на расстояние 50 м за время 8 с. Наведенная активность образцов измерялась спектрометром на базе полупроводникового HPGe-детектора с эффективностью 20 % и энергетическим разрешением 1,9 кэВ для линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ .

## Введение

Преимущества ядерных реакций с гамма - квантами во входном канале давно и широко используются при изучении, как общих закономерностей, так и некоторых особенностей протекания самих фотоядерных реакций. Такие возможности обусловлены, прежде всего, тем, что гамма - кванты не вносят большого углового момента в ядро, а в энергии возбуждения составного ядра отсутствует дополнительный компонент, а именно энергия связи налетающей частицы. Также на современных источниках тормозного излучения с использованием ускорителей частиц реализуется возможность аппаратного регулирования энергии гамма - квантов как в квазимоноэнергетическом режиме, так и при генерации тормозного

излучения с различными максимальными энергиями соответствующих спектров. Большие энергии, в свою очередь, дают возможность изучать фотоядерные реакции в том энергетическом диапазоне, где отсутствие данных и неполнота понимания ядерных процессов все еще имеет место.

Характеристики фотоядерных реакций достаточно детально изучены в диапазоне энергий в области гигантского дипольного резонанса (ГДР), а также в области энергий выше порога образования пиона. Область энергий выше области ГДР, но ниже порога образования пиона (приблизительно от 30 до 100 МэВ) исследована намного хуже как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. Это связано с низкими значениями сечений в этой области энергий, ма-

лым количеством доступных интенсивных источников гамма - квантов с плавным регулированием по энергии при  $E_\gamma > 30$  МэВ, а также рядом других исторических причин.

За последние годы произошел большой прогресс в развитии теоретических и модельных подходов в описании фото-ядерных реакций в этой области энергий – получила заметное развитие квази-дейтронная модель [1], был развит целый ряд интересных подходов к описанию протекания предравновесных процессов и множественного вылета частиц [2, 3]. Возрастающий интерес к развитию источников энергии с использованием ускорителей, а также существенный прогресс в создании высокоинтенсивных источников квазимоноэнергетических гамма - квантов в мире [4] также побуждает к проведению подобных работ. К тому же малое количество детальных экспериментальных данных по взаимодействию гамма - квантов с ядрами в области энергий (30-100) МэВ сильно ограничивает возможности для тестирования и усовершенствования разработанных модельных подходов.

Целью данной работы есть получение экспериментальных данных и расчет изомерных отношений для ядра  $^{87m,g}\text{Y}$  продукта реакций  $^{90}\text{Zr}(\gamma, 2n\text{p})^{87m,g}\text{Y}$  и  $^{91}\text{Zr}(\gamma, 3n\text{p})^{87m,g}\text{Y}$  при облучении образцов циркония гамма - квантами тормозного спектра с максимальной энергией 90 МэВ.

### Экспериментальная методика

Изучая отношение заселения изомерного уровня к заселению основного состояния ядра при разрядке возбужденных состояний путем излучения  $\gamma$ -квантов можно оценивать средние величины спинов начальных возбужденных состояний ядер-продуктов реакций, а также исследовать механизмы разрядки возбужденных состояний ядер [5, 6].

В случае моноэнергетического потока налетающих частиц изомерное отношение

определяется как отношение сечений  $\frac{\sigma_m(E)}{\sigma_g(E)}$ , где  $\sigma_{g(m)}(E)$  - сечение образования ядра в основном (изомерном) состоянии. Часто изомерное отношение определяется как  $\frac{\sigma_h(E)}{\sigma_l(E)}$ , т.е. как отношение

сечений состояний с большим ( $\sigma_h(E)$ ) и меньшим ( $\sigma_l(E)$ ) спином.

В случаях, когда спектр налетающих частиц существенно отличается от моноэнергетического (особенно в экспериментах с тормозными  $\gamma$ -квантами), используют изомерное отношение  $d$  выходов основного и изомерного состояний при максимальной энергии тормозного излучения:  $d(E_{\max}) = \frac{Y_m}{Y_g}$ , при этом выход реакции определяется по следующей формуле:

$$Y_{m,g} = N_t \int_{E_{por}^{m,g}}^{E_{\max}} \sigma_{m,g}(E) W(E, E_{\max}) dE, \quad (1)$$

где  $N_t$  - количество ядер мишени,  $Y_{m,g}$  - выход реакции с образованием конечного ядра в метастабильном ( $m$ ) или основном ( $g$ ) состоянии,  $E_{\max}$  - максимальная энергия налетающих частиц,  $W(E, E_{\max})$  - энергетический спектр налетающих частичек,  $\sigma_i(E)$  ( $i=g,m$ ) - сечение реакции с образованием конечного ядра в основном (метастабильном) состоянии для энергии  $E$  налетающих частиц,  $E_{por}^i$  ( $i=g,m$ ) - порог реакции с образованием конечного ядра в основном (метастабильном) состоянии.

В случае постоянного во времени потока гамма - квантов и для простой схемы разрядки изомерного уровня путем прямого перехода на основной уровень и  $\beta$ -распада, а основного уровня - путем только  $\beta$ -распада, с учетом дополнительного вклада ядра-предшественника в заселение

изомерного и основного уровня, при условии, что ядро-предшественник само является изомером можно записать систему

$$\begin{cases} \frac{dN_{Am}}{dt} = Y_{Am} - \lambda_{Am} \cdot N_{Am} \\ \frac{dN_{Ag}}{dt} = Y_{Ag} - \lambda_{Ag} \cdot N_{Ag} + p_{AmAg} \cdot \lambda_{Am} \cdot N_{Am} \\ \frac{dN_{Bm}}{dt} = Y_{Bm} - \lambda_{Bm} \cdot N_{Bm} + p_{AmBm} \cdot \lambda_{Am} \cdot N_{Am} + p_{AgBm} \cdot \lambda_{Ag} \cdot N_{Ag} \\ \frac{dN_{Bg}}{dt} = Y_{Bg} - \lambda_{Bg} \cdot N_{Bg} + p_{AmBg} \cdot \lambda_{Am} \cdot N_{Am} + p_{AgBg} \cdot \lambda_{Ag} \cdot N_{Ag} + p_{BmBg} \cdot \lambda_{Bm} \cdot N_{Bm} \end{cases}, (2)$$

где  $N_{Ai}$ ,  $i=g,m$  - заселенность основного (метастабильного) уровня ядра-предшественника,  $Y_{Ai}$ ,  $i=g,m$  - выход реакции с образованием этого ядра,  $\lambda_{Am}$ ,  $\lambda_{Ag}$  - постоянные распада основного и изомерного состояния ядра-предшественника,  $N_{Bi}$ ,  $i=g,m$  - заселенность основного (метастабильного) уровня исследуемого ядра,  $Y_{Bi}$ ,  $i=g,m$  - выход реакции с образованием исследуемого ядра,  $\lambda_{Bm}$ ,  $\lambda_{Bg}$  - постоянные распада основного и изомерного состояния исследуемого ядра,  $p_{i,j}$  ( $i=A,B$ ,  $j=g,m$ ) - коэффициент ветвления (отношение вероятности перехода с уровня к полной вероятности распада этого уровня).

Поскольку изомерное отношение выходов  $d = \frac{Y_h}{Y_l}$  для исследуемых ядер

бралось, как  $d = \frac{Y_m}{Y_g}$ , то окончательно

имеем  $\frac{Y_h}{Y_l} = \frac{Y_m}{Y_g}$ , где величины  $Y_m$  и  $Y_g$  (в

нашем случае  $Y_{Bm}$  и  $Y_{Bg}$ ) находились при решении системы (2). Эффекты каскадного суммирования были пренебрежимо малы за счет достаточно больших расстояний образец-детектор (не менее 10 см) при наборе аппаратурных спектров и их вкладом можно пренебречь, в то же время самопоглощение гамма-квантов в образце учитывалось в каждом рассматриваемом случае. При этом эффективность регистрации гамма-квантов учитывалась (с погрешностью не более 2 %) в каждом измерении аппаратурного гамма-спектра после соответ-

ствующих дифференциальных уравнений, аналогично представленным в [7, 8, 9]:

ствующего времени выдержки  $t_2$  при изменении расстояния образец-детектор.

### Экспериментальная часть

Для определения изомерного отношения применялась методика с использованием измерений наведенной активности образцов. Облучение образцов проводилось гамма-квантами тормозного спектра электронов при максимальной энергии 90 МэВ. В качестве источника электронов использовался линейный ускоритель ЛУ-40 Национального научного центра Харьковский физико-технический институт [10]. Нестабильность потока налетающих электронов не превышала 2%.

На выходе ускорителя электронов была установлена тормозная мишень в виде танталового конвертора толщиной 1.05 мм, за ней находился поглотитель из алюминия цилиндрической формы, толщина которого составляла 10 см, диаметр – 9 см, расстояние от танталового кон-

вертора до поглотителя - 2 см. Расстояние от конвертора до исследуемого образца составило 20 см.

Для облучения использовались образцы в виде порошка металлического циркония массой 206,36 мг, обогащенные по изотопу  $^{90}\text{Zr}$  (обогащение не менее 98 %) и порошка оксида циркония массой 463,9 мг, обогащенные по изотопу  $^{91}\text{Zr}$  (обогащение не менее 98 %). Время облучения образцов под пучком тормозного излучения составляло 12 мин. для  $^{90}\text{Zr}$  и 8 мин. для  $^{91}\text{Zr}$ , после чего образец выводился в зону измерения с использованием пневматической системы, время транспортировки образца составляло не более 8

секунд. Измерения наведенной активности облученных образцов проводились на полупроводниковом спектрометре с детектором из сверхчистого германия с разрешающей способностью 1.9 КэВ для энергии гамма-квантов 1332 КэВ  $^{60}\text{Co}$  сериями последовательных наборов спектров через разные интервалы времени. Выдержка образца от момента облучения до набора спектров составляла от 8 секунд до нескольких суток. Временные условия измерения для изомерной пары выбирались с учетом схемы распада. Данные о схемах распада, необходимые для обработки результатов измерений, брались из базы данных ENSDF [11].

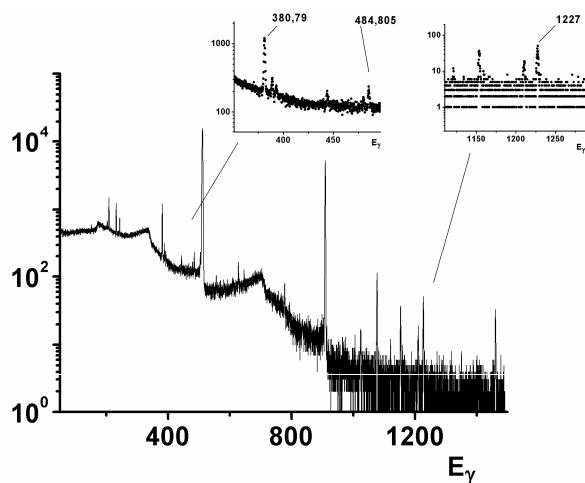


Рис. 1. Аппаратурный гамма-спектр продуктов активации после облучения образца  $^{90}\text{Zr}$  гамма-квантами тормозного спектра с максимальной энергией 90 МэВ. Время выдержки – 4770 с.

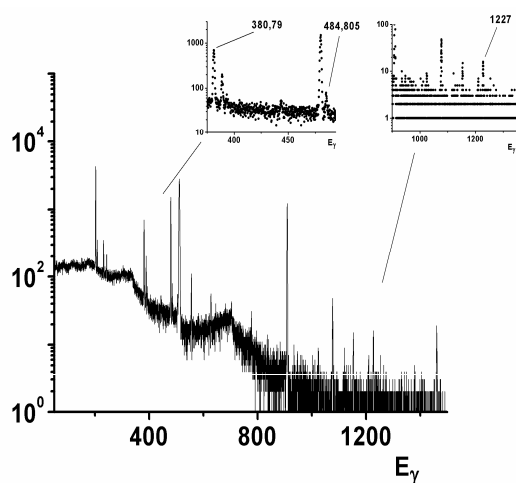


Рис. 2. Аппаратурный гамма-спектр продуктов активации после облучения образца  $^{91}\text{Zr}$  гамма-квантами тормозного спектра с максимальной энергией 90 МэВ. Время выдержки - 8564 с.

Набор спектров проводился на разных расстояниях образец - детектор, что связано с оптимизацией выбора времени измерений и входной загрузки спектрометра. Калибровка по эффективности детектора была проведена с применением источников из набора ОСГИ для всех расстояний образец - детектор, на которых проводился набор спектров. Отклонение калибровочных значений от линейной зависимости в дважды логарифмическом масштабе не превышало 2%.

Примеры спектров и аналитические линии в аппаратурных спектрах, которые использовались для расчета изомерного отношения, приведены на рис. 1, 2.

### Основные результаты

Для определения изомерного отношения выходов использовались гамма-линии с энергией 380,79 кэВ, характерная для метастабильного состояния ядра  $^{87m,g}\text{Y}$  и гамма-линия с энергией 484,805 кэВ, ха-

ракетная для основного уровня этого ядра. Для учета вклада в заселение уровней исследуемого ядра от распада  $^{87m,g}\text{Zr}$  продукта реакций  $^{90}\text{Zr}(\gamma,3n)^{87m,g}\text{Zr}$  и  $^{91}\text{Zr}(\gamma,4n)^{87m,g}\text{Zr}$ , которые также протекают при облучении образцов гамма-квантами тормозного спектра с макси-

мальной энергией гамма-квантов 90 МэВ использовалась гамма-линия с энергией 1227 кэВ, характерная для основного состояния ядра  $^{87m,g}\text{Zr}$ , разрядка же изомерного уровня ядра  $^{87m,g}\text{Zr}$  происходила путем прямого перехода на основной уровень этого ядра.

Таблица 1. Основные характеристики исследуемых ядер.

Реакция	$\frac{Y_h(E_\gamma)}{Y_l(E_\gamma)}$ , эксп.	$\frac{Y_h(E_\gamma)}{Y_l(E_\gamma)}$ , теор.	$I_{tar}^\pi$	$I_m^\pi$	$I_g^\pi$
$^{90}\text{Zr}(\gamma,2np)^{87m,g}\text{Y}$	$0.85 \pm 0.2$	1,05	$0^+$	$9/2^+$	$1/2^-$
$^{91}\text{Zr}(\gamma,3np)^{87m,g}\text{Y}$	$1.03 \pm 0.30$	2,08	$5/2^+$	$9/2^+$	$1/2^-$

Изомерное отношение определялось как  $\frac{Y_h(E_\gamma)}{Y_l(E_\gamma)}$ , где  $Y_h(E_\gamma)$  - выход реакции с образованием конечного ядра с большим спином (метастабильное состояние),  $Y_l(E_\gamma)$  - выход реакции с образованием конечного ядра с меньшим спином (основное состояние). Период полураспада основного состояния ядра  $^{87m,g}\text{Y}$  составляет 13,37 часа, метастабильного – 79,8 часа, соответственно.

Экспериментально полученные и рассчитанные теоретически величины изомерных отношений выходов

$$\frac{Y_h(E_\gamma)}{Y_l(E_\gamma)} = \frac{Y_{9^+}(E_\gamma)}{Y_{1^-}(E_\gamma)}$$

для ядра  $^{87m,g}\text{Y}$ , которое

образуется в реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma,2np)^{87m,g}\text{Y}$  и в реакции  $^{91}\text{Zr}(\gamma,3np)^{87m,g}\text{Y}$ , при граничной энергии  $E_{\gamma\text{max}}$  гамма-квантов 90 МэВ, а также основные характеристики исследуемых ядер представлены в таблице 1,

где  $I_{tar}^\pi$ ,  $I_m^\pi$ ,  $I_g^\pi$  - спин и четность ядра мишени и продукта реакции в изомерном и основном состоянии, соответственно.

Поскольку экспериментально определялось изомерное отношение выходов, для сравнения с теоретическими расчета-

ми, выполненными с использованием кода TALYS 1.0 [12], было проведено вычисление изомерного отношения выходов согласно (1). Для этого расчет сечения реакции  $\sigma_i(E)$  был выполнен в коде TALYS, а в качестве распределения гамма-квантов по энергии -  $W(E, E_{\text{max}})$ , ввиду того, что толщина танталовой мишени-конвертора была 1,05 мм, что существенно меньше радиационной длины для тантала, которая составляет около 4.1мм [13], использовался спектр Шиффа [14]. Результаты теоретических расчетов приведены также в таблице 1.

Результаты расчета изомерного отношения для  $^{87m,g}\text{Y}$ , образующегося в реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma,2np)^{87m,g}\text{Y}$ , с использованием кода TALYS довольно хорошо согласуются с величиной изомерного отношения, полученной из эксперимента. Для  $^{87m,g}\text{Y}$  продукта реакции  $^{91}\text{Zr}(\gamma,3np)^{87m,g}\text{Y}$  расчет в коде TALYS дает примерно в два раза завышенную величину изомерного отношения выходов по отношению к экспериментально полученному значению. Для детального сравнительного анализа необходимо получение большего количества экспериментальной информации в более широком диапазоне энергий.

**Работа частично поддержана грантом НАН Украины ЯМРТ X-9-535.**

## Литература

1. M.B.Chadwick, P.Oblozinský, P.E.Hodgson, G. Reffo, Phys. Rev., V. C44, 814 (1991).
2. M.Herman, P.Oblozinsky, R.Capote et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Sci. and Technology "ND2004". Sept. 26-Oct. 1, 2004. Santa Fe (USA). N.-Y., 2005; AIP Conf. Proc. V. 769, 1184 (2005); <http://www.nndc.bnl.gov/empire219/manual.pdf>
3. P.Talou, T.Kawano, P.G.Young, M.B.Chadwick, Nucl. Instrum. Meth., V. A562, 823, (2006).
4. <http://higs.tunl.duke.edu>.
5. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. (М.: МГУ, 1979).
6. Ю.П.Гангрский, А.П.Тончев, Н.П.Балабанов, ЭЧАЯ Т. 27, № 4, 1043 (1996).
7. R.Vänskä, R.Rieppo, Nucl. Instr. and Meth. V. 179, 525 (1981).
8. D.Kolev, E.Dobrova, N.Nenov, V.Todorov, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., V. A356, 390, (1995).
9. В.С.Бохинюк, В.М.Мазур, М.Т.Саболичий, И.В.Соколюк, УФЖ 43, 907 (1998).
10. А.Н.Довбня, Н.И.Айзацкий, В.Н.Борискин и др., ВАНТ Сер.: Ядерно-физические исследования, №2 (46), 11 (2006).
11. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>.
12. <http://www.talys.eu/>.
13. В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк, Фотоделение ядер за гигантским резонансом (Наук. Думка, Киев, 2008).
14. L.I.Schiff, Phys. Rev., Vol. 83, 252 (1951)

## ISOMER RATIOS OF THE PRODUCTS OF PHOTONUCLEAR REACTIONS ON ZIRCONIUM ISOTOPES WITH MULTIPLE NUCLEON ESCAPE

**O.A. Bezshyyko<sup>3</sup>, A.N. Vodin<sup>1</sup>, L.O. Golinka–Bezshyyko<sup>3</sup>,  
A.N. Dovbnya<sup>1</sup>, I.M. Kadenko<sup>3</sup>, V.A. Kushnir<sup>2</sup>, V.V. Mitrochenko<sup>2</sup>,  
S.N. Olejnik<sup>1</sup>, G.E. Tuller<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> National Science Center “Kharkov Institute of Physics & Technology” (NSC KIPT), Ukr. Nat. Acad. Sci., Academicheskaya str. 1, Kharkiv, 61108 *e-mail*: vodin@kipt.kharkov.ua

<sup>2</sup> Research and Development Complex “Accelerator” of NSC KIPT, Academicheskaya str. 1, Kharkiv, 61108

<sup>3</sup> Taras Shevchenko National University of Kiev, Glushkova str. 6, b.11, Kiev, 03022 *e-mail*: obezsh@univ.kiev.ua

Values of the isomer ratios for nuclei  $^{87m,g}\text{Y}$ , as products of the photonuclear reactions  $^{90}\text{Zr}(\gamma, 2\text{np})^{87m,g}\text{Y}$ ,  $^{91}\text{Zr}(\gamma, 3\text{np})^{87m,g}\text{Y}$ , were obtained using Bremsstrahlung of the LU-40 electron linear accelerator with endpoint energy 90 MeV for irradiation of targets. Energy resolution of electron beam was about 1% and mean electron current was near 5  $\mu\text{A}$ . Method of the induced activity was used to obtain experimental isomer ratios.



