

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ ЯДЕР-ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m,g}\text{Ag}$ ДЛЯ ЭНЕРГИЙ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (35 ÷ 40) МэВ

О. А. Бешейко¹, А. Н. Водин², Л. А. Голинка-Бешейко¹, А. Н. Довбня², И. Н. Каденко¹,
А. А. Коваленко¹, В. А. Кушнир³, В. В. Митроченко³, С. Н. Олейник², Г. Э. Туллер²

¹Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

²Институт физики высоких энергий и ядерной физики ННЦ ХФТИ, Харьков

³НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ, Харьков

Приведены результаты измерений изомерных отношений продуктов фотоядерных реакций на ядре ^{107}Ag с вылетом трех нейтронов для энергий тормозного излучения в диапазоне от 35 до 40 МэВ. Измерения аппаратных гамма-спектров облученных образцов проводились полупроводниковым гамма-спектрометром с детектором из сверхчистого германия.

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, малым 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 фотоядерных реакций в этой области энергий – получила заметное развитие квазидейтронная 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 квази-моноэнергетических 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 $^{104m,g}\text{Ag}$, которое образуется в реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m,g}\text{Ag}$ при облучении ядер мишени гамма-квантами тормозного спектра.

Экспериментальная методика

Изучая отношение заселения изомерного уровня к заселению основного состояния ядра при разрядке возбужденных состояний путем излучения гамма-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 определя-

ется как отношение сечений $\frac{\sigma_m(E)}{\sigma_g(E)}$, где

$\sigma_{g(m)}(E)$ - сечение образования ядра в основном (изомерном) состоянии. Часто изомерное отно-

шение 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 гамма-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 формуле

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

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 перехода на основной уровень и последующего бета-распада, а основного уровня - путем только бета-распада можно записать систему дифференциальных уравнений [7, 8]

$$\begin{cases} \frac{dN_m}{dt} = Y_m - \lambda_m \cdot N_m \\ \frac{dN_g}{dt} = Y_g - \lambda_g \cdot N_g + p \cdot \lambda_m \cdot N_m \end{cases}, \quad (2)$$

где N_i , $i = g, m$ - заселенность основного (метастабильного) уровня; Y_i , $i = g, m$ - выход реакции согласно формуле (1); λ_m , λ_g - постоянные распада основного и изомерного состояния; p - коэффициент ветвления (отношение вероятности

перехода с изомерного уровня на основной к полной вероятности распада изомерного уровня).

Решение системы уравнений (2) для реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m,g}\text{Ag}$ имеет вид

$$\begin{cases} \frac{S_m}{C_m \varepsilon_m f_m} = Y_m \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_9 \\ \frac{S_g}{C_g \varepsilon_g f_g} = Y_g \Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8 + \\ + Y_m (\Lambda_1 \Lambda_5 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_4 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_7) \end{cases}, \quad (3)$$

где ε_m (ε_g) - эффективность регистрации гамма-квантов при распаде метастабильного (основного) состояния; C_m (C_g) - поправочные коэффициенты, позволяющие при распаде изомерного (основного) состояний учесть для гамма-квантов соответствующей энергии эффекты самопоглощения, каскадного суммирования и др.; f_i , $i = g, m$ - квантовый выход гамма-квантов при распаде i -го состояния ядра; коэффициенты Λ_i , $i = 1, 9$ однозначно определяются через t_1 , t_2 , t_3 - времена облучения, выдержки и измерения аппаратного спектра гамма-квантов продуктов фотоядерной реакции соответственно следующими формулами:

$$\Lambda_1 = \frac{p}{\lambda_g} \left[1 - \frac{\lambda_m \lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} \left(\frac{e^{-\lambda_g t_1}}{\lambda_g} - \frac{e^{-\lambda_m t_1}}{\lambda_m} \right) \right];$$

$$\Lambda_2 = \frac{1}{\lambda_g} \left(1 - e^{-\lambda_g t_1} \right);$$

$$\Lambda_3 = \frac{1}{\lambda_m} \left(1 - e^{-\lambda_m t_1} \right);$$

$$\Lambda_4 = p \frac{\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_g} \left(e^{-\lambda_g t_2} - e^{-\lambda_m t_2} \right);$$

$$\Lambda_5 = e^{-\lambda_g t_2};$$

$$\Lambda_6 = e^{-\lambda_m t_2};$$

$$\Lambda_7 = p \left[1 - \frac{\lambda_m \lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} \left(\frac{e^{-\lambda_g t_3}}{\lambda_g} - \frac{e^{-\lambda_m t_3}}{\lambda_m} \right) \right];$$

$$\Lambda_8 = 1 - e^{-\lambda_g t_3}; \quad \Lambda_9 = 1 - e^{-\lambda_m t_3}.$$

В случае, когда в результате бета-распада изомерного и основного состояний разрядка конечного ядра обусловлена излучением гамма-квантов и идет через один и тот же уровень (одинаковые энергии гамма-линий, используемых для определения площадей S_m и S_g), в системе уравнений (3) $C_m = C_g = C$, а $\varepsilon_m = \varepsilon_g = \varepsilon$.

После суммирования левых и правых частей первого и второго уравнения системы (3) нами была получена формула

$$F = Y'_m X + Y'_g, \quad (4)$$

при этом F и X определяются как

$$F = \frac{S}{\varepsilon \cdot f_g \Lambda_2 \Lambda_3 \Lambda_8};$$

$$X = \frac{(\Lambda_1 \Lambda_5 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_4 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_7) + \frac{f_m}{f_g} \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_9}{\Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8},$$

где $S = S_g + S_m$ - площадь пика полного поглощения в аппаратурном спектре; $Y'_{m,g} = C \cdot Y_{m,g}$ - величины, пропорциональные выходам реакции. Коэффициент C можно считать одинаковым для разных значений F и X , так как для определения изомерного отношения выходов используется энергия гамма-линии, характерной как для метастабильного, так и для основного состояния. Эффекты самопоглощения в одном и том же образце не будут вносить существенного вклада в погрешность результатов измерений, а за счет достаточно больших расстояний „образец - детектор” (не менее 10 см) эффекты каскадного суммирования были пренебрежимо малы. Поскольку изомерное отношение выходов $d = \frac{Y_h}{Y_l}$

для исследуемых ядер бралось как $d = \frac{Y_g}{Y_m}$, то

окончательно имеем $\frac{Y_h}{Y_l} = \frac{Y_g}{Y_m} = \frac{C \cdot Y_g}{C \cdot Y_m} = \frac{Y'_g}{Y'_m}$, где

величины Y'_m и Y'_g находились из уравнения (4)

при подгонке экспериментальных данных. При этом эффективность регистрации гамма-квантов при расчете F учитывалась (с погрешностью не более 2 %) в каждом измерении аппаратурного гамма-спектра после соответствующего 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 35, 36,5, 38,5 и 40 МэВ. В качестве источника электронов использовался линейный ускоритель ЛУ-40 Национального научного центра “Харьковский физико-технический институт” [9]. 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 конвертора до поглотителя - 2 см. Расстояние от конвертора до исследуемого образца составило 20 см.

Образцы представляли собой диски толщиной от 1 до 2 мм и диаметром от 2 до 10 мм соответственно, из серебра с естественным изотопным составом. Время облучения образцов под пучком тормозного излучения от 20 до 40 мин, после чего образец выводился в зону измерения с использованием пневматической системы, время транспортировки образца не более 8 с. 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}Co . Измерения наведенной активности образцов проводились сериями последовательных наборов спектров через разные интервалы времени. Выдержка образца от момента облучения до набора спектров составляла от 8 с до нескольких часов. 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 [10].

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.

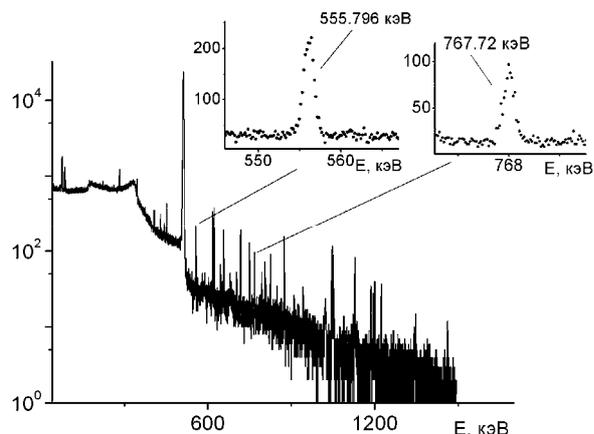


Рис. 1. Аппаратурный гамма-спектр продуктов активации после облучения образца серебра квантами тормозного спектра с максимальной энергией 35 МэВ. Время выдержки 5884 с.

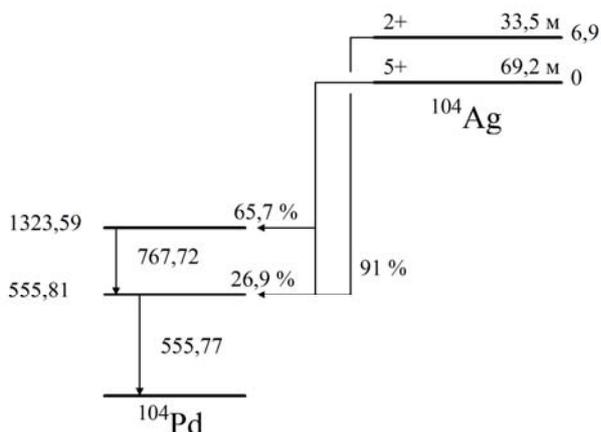


Рис. 2. Фрагмент схемы распада ядра $^{104m.g}\text{Ag}$.

Изомерное отношение определялось как $Y_h(E_\gamma)/Y_l(E_\gamma)$, где $Y_h(E_\gamma)$ - выход реакции с образованием конечного ядра с большим спином (основное состояние), $Y_l(E_\gamma)$ - выход реакции с образованием конечного ядра с меньшим спином (метастабильное состояние).

Величины изомерных отношений выходов $Y_h(E_\gamma)/Y_l(E_\gamma) = Y_{s^+}(E_\gamma)/Y_{s^-}(E_\gamma)$ для ядра $^{104m.g}\text{Ag}$ продукта реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m.g}\text{Ag}$, полученные в диапазоне энергий $E_{\gamma\text{max}}$ гамма-квантов от 35 до 40 МэВ, представлены в таблице.

Основные результаты

Для определения изомерного отношения выходов использовалась гамма-линия с энергией 555,8 кэВ, характерная для метастабильного и основного состояния. Квантовый выход (f_γ) для этой гамма-линии при распаде основного состояния составляет 92,6 %, а при распаде метастабильного состояния – 91 %. Гамма-линия с энергией 767,72 кэВ, характерная для распада основного состояния ядра, была использована для проверки согласованности периода полураспада исследуемого ядра с литературными данными. Упрощенная схема распада ядра $^{104m.g}\text{Ag}$ приведена на рис. 2. Спин и четность ядра мишени $^{107}\text{Ag} - I^\pi = \frac{1}{2}^-$. Результаты аппроксимации

экспериментальных точек (X, F) для случая облучения образца серебра гамма-квантами с максимальной энергией 35 МэВ представлены на рис. 3.

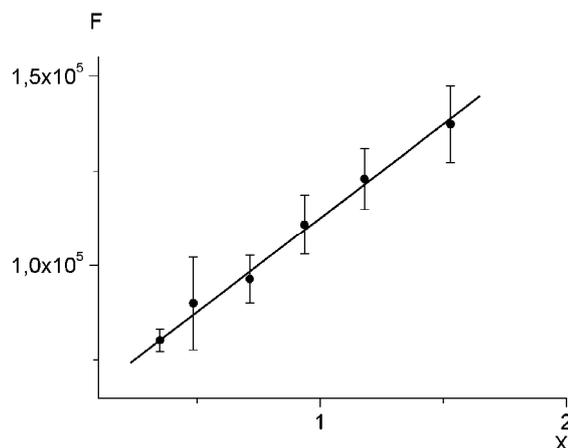


Рис. 3. Зависимость (F, X) с аппроксимацией экспериментальных значений при исследовании реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m.g}\text{Ag}$ для максимальной энергии гамма-квантов 38,5 МэВ.

Реакция	$Y_h(E_\gamma)/Y_l(E_\gamma)$	$E_{\gamma\text{max}}, \text{МэВ}$
$^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m.g}\text{Ag}$	$0,88 \pm 0,14$	35
	$1,04 \pm 0,10$	36,5
	$1,26 \pm 0,05$	38,5
	$1,39 \pm 0,08$	40

Поскольку порог реакции $^{109}\text{Ag}(\gamma, 5n)^{104m.g}\text{Ag}$ составляет 43,97 МэВ, а для облучения использовались образцы серебра природного изотопного состава, где содержание изотопа ^{109}Ag 48,16 %, то изучалось изомерное отношение выходов для ядра $^{104m.g}\text{Ag}$ продукта реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m.g}\text{Ag}$ только на участке от 35 до 40 МэВ. Зависимость $Y_h(E_\gamma)/Y_l(E_\gamma)$ от макси-

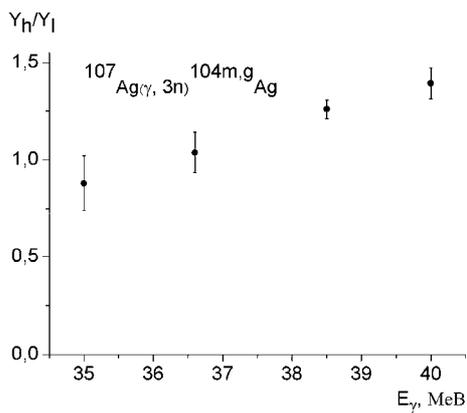


Рис. 4. Зависимость $Y_{II}(E_\gamma)/Y_I(E_\gamma)$ от максимальной энергии гамма-квантов для реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m,g}\text{Ag}$.

мальной энергии гамма-квантов представлена на рис. 4. Величина изомерного отношения выходов исследуемого ядра плавно растет от 0,88 до 1,39 в диапазоне максимальных энергий налетающих гамма-квантов от 35 до 40 МэВ.

Приведенные данные об изомерных отношениях в зависимости от максимальной энергии тормозных квантов получены впервые.

Работа частично поддержана грантом НАН Украины ЯМРТ Х-9-535.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chadwick M.B., Oblozinsky P., Hodgson P.E., Reffo G. Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption // Phys. Rev. 1991. - Vol. C 44. - P. 814 - 823.
2. Herman M., Oblozinsky P., Capote R. et al. Recent Development of the Nuclear Reaction Model Code Empire // Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data for Sci. and Technology "ND2004" (Santa Fe, USA, Sept. 26 - Oct. 1, 2004). - N.-Y., 2005. - AIP Conf. Proc. Vol. 769. - P. 1184 - 1187; <http://www.nndc.bnl.gov/empire219/manual.pdf>
3. Talou P., Kawano T., Young P.G., Chadwick M.B. The McGNASH nuclear reaction code and its use for gas production cross-section calculations // Nucl. Instrum. Meth. - 2006. Vol. A562. - P. 823 - 826.
4. <http://higs.tunl.duke.edu>.
5. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. // Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. - М.: МГУ, 1979. - 215 с.
6. Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. Возбуждение изомерных состояний в фотоядерных реакциях // ЭЧАЯ. - 1996. - Т. 27, Вып. 4. - С. 1043 - 1098.
7. Vänskä R., Rieppo R. // Nucl. Instr. and Meth. - 1981. - Vol. 179. - P. 525 - 532.
8. Kolev D., Dobrev E., Nenov N., Todorov V. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. - 1995. - Vol. A356. - P. 390.
9. Довбня А.Н., Айзацкий Н.И., Борискин В.Н. и др. Параметры пучка линейного ускорителя электронов 10-см диапазона на энергию 30 ... 100 МэВ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования. - 2006. - № 2 (46). - С. 11 - 13.
10. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>.

ИЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ ЯДЕР-ПРОДУКТІВ РЕАКЦІЇ $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m,g}\text{Ag}$ ДЛЯ ЕНЕРГІЙ ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ (35 ÷ 40) МеВ

О. А. Безшийко, О. М. Водін, Л. О. Голінка-Безшийко, А. М. Довбня, І. М. Каденко, О. А. Коваленко, В. А. Кушнір, В. В. Мітроченко, С. М. Олійник, Г. Е. Туллер

Наведено результати розрахунків ізомерних відношень продуктів фотоядерних реакцій на ядрі ^{107}Ag з вильотом трьох нейтронів для енергій гальмівного випромінювання в діапазоні від 35 до 40 МеВ. Вимірювання апаратурних гамма-спектрів опромінених зразків було виконано на напівпровідниковому гамма-спектрометрі на базі детектора з надчистого германію. В якості джерела гамма-квантів використовувалося гальмівне випромінювання лінійного прискорювача електронів ЛУ-40.

ISOMER RATIOS FOR PRODUCT OF PHOTONUCLEAR REACTION $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m,g}\text{Ag}$ IN THE ENERGY REGION 35 ÷ 40 MeV

O. A. Bezshyyko, A. N. Vodin, L. O. Golinka-Bezshyyko, A. N. Dovbnya, I. M. Kadenko, O. A. Kovalenko, V. A. Kushnir, V. V. Mitrochenko, S. N. Olejnik, G. E. Tuller

The paper deals with the results of isomer ratio calculations for photonuclear reaction at ^{107}Ag with 3 neutrons escape. Bremsstrahlung energies varied within 35 ÷ 40 MeV. The instrumental gamma-ray spectra of irradiated target specimens have been measured with high purity germanium semiconductor spectrometer. The isomer ratio results and dependence of isomer ratios upon maximal bremsstrahlung energy within selected range are obtained.

Поступила в редакцію 03.02.09,
после доработки - 31.03.09.