

В. А. Желтоножский¹, В. М. Мазур², Д. М. Сымочко², З. М. Биган², Т. В. Полторжицкая³

¹ *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

² *Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород*

³ *Ужгородский национальный университет, Ужгород*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПОВ ^{111}Cd И ^{115}Cd В РЕАКЦИИ (γ, n) ПРИ ЭНЕРГИЯХ γ -КВАНТОВ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Исследованы сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111\text{m}}\text{Cd}$ и $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115\text{m,g}}\text{Cd}$ в области энергий γ -квантов 8 - 20 МэВ. Получены экспериментальные изомерные отношения. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами, проведенными с помощью программного пакета TALYS-1.0.

Ключевые слова: фотоядерные реакции, изомерные отношения, тормозное излучение, изотопы кадмия.

Фотоядерные реакции в области энергий от порогов (γ, n) , (γ, p) реакций до энергий выше максимума гигантского дипольного резонанса (ГР) являются важным инструментом исследований в ядерной физике, а также в ядерной астрофизике. В ядерной астрофизике точные фотоядерные данные являются востребованными для теоретических вычислений разнообразных процессов нуклеосинтеза [1, 2]. В ядерной физике, поскольку электромагнитное взаимодействие хорошо изучено, фотоядерные реакции могут быть использованы для широкого спектра задач, например для прецизионного изучения нуклон-нуклонного взаимодействия [3, 4], исследования распадных характеристик ГР с фиксацией заселения возбужденных состояний дочерних ядер с различными моментами [5] и др.

Данная работа посвящена изучению процессов заселения изомерных уровней с $J^\pi = 11/2^-$ изотопов кадмия в реакциях $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111\text{m}}\text{Cd}$ и $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115\text{m,g}}\text{Cd}$ при распаде высоковозбужденных состояний ГР. Совместное исследование изотопов кадмия целесообразно с точки зрения изучения возможного влияния заполнения нейтронных оболочек на вероятность заселения изомеров.

Рассматривая структуру изотопов кадмия можно определить, что начиная со стабильного изотопа ^{106}Cd идет заполнение подоболочки $2d_{5/2}$, на которой уже для изотопа ^{112}Cd находится 6 нейтронов и подоболочка становится полностью заселенной, а общее число нейтронов составляет $N = 64$. Анализ структуры уровней в оболочечной модели с учетом спин-орбитальной связи [6] показывает, что состояния $2d_{5/2}$ и $2d_{3/2}$ заметно расщеплены и между ними существует значительная энергетическая щель и $N = 64$ можно трактовать как «новое» магическое число [7]. Дальнейшее заполнение нейтронных оболочек идет путем заселения со-

стояний $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$, нарушается полумагичность и уже изотоп ^{116}Cd содержит $N = 68$ нейтронов.

Эксперименты по изучению $(\gamma, n)^m$ реакций на изотопах ^{112}Cd и ^{116}Cd проведены в Институте электронной физики НАН Украины на пучке тормозных гамма-квантов ускорителя электронов – микротрона М-30 в области энергий 8 - 20 МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Выведенный из микротрона пучок электронов падал на тормозную танталовую мишень толщиной 0,5 мм. Для контроля тока пучка использовался монитор вторичной эмиссии, прокалиброванный цилиндром Фарадея. Энергия ускоренных электронов определялась величиной ведущего магнитного поля, которое контролировалось методом ядерного магнитного резонанса.

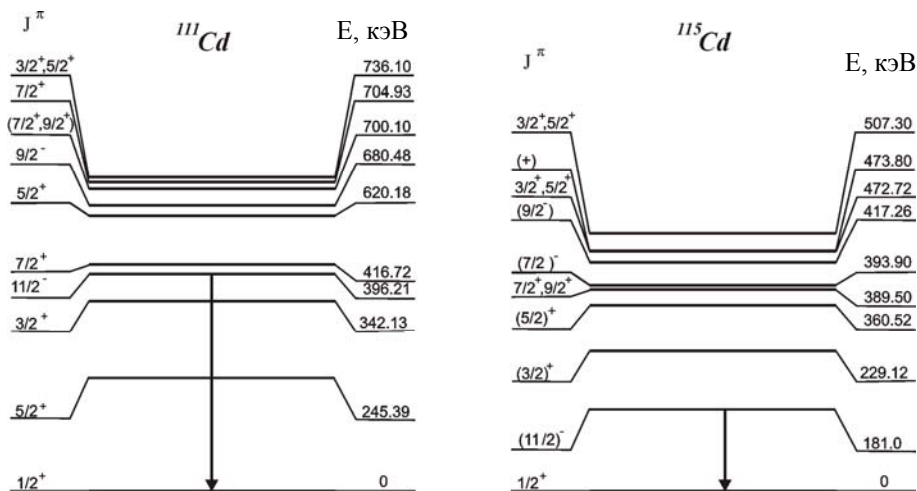
Исследуемые мишени кадмия природного изотопного состава представляли собой металлические пластинки диаметром 30 мм и массой 1,5 г. Спектроскопические характеристики исследуемых ядер – спин-четность основного и изомерные состояния J^π , периоды их полураспада $T_{1/2}$, энергия регистрируемого гамма-перехода E_γ , число гамма-квантов на акт распада и порог (γ, n) -реакции для материнского ядра V_n – взяты из работ [8 - 10] и приведены в табл. 1. Спектр низкоэнергетических возбуждений приведен на рис. 1. Идентификация заселения изомерных уровней осуществлялась по гамма-линиям 245 кэВ для ^{111}Cd и 935 кэВ для ^{115}Cd .

Гамма-активность облученной мишени измерялась с помощью спектрометра на базе полупроводникового Ge(Li)-детектора с разрешением $\sim 3,0$ кэВ для линии 1,173 МэВ ^{60}Co . Участки экспериментальных гамма-спектров от облученной кадмиевой мишени (время облучения 2 ч, время охлаждения 24 ч и время измерения 24 ч) приведены на рис. 2. Максимальная энергия тормозного гамма-спектра 16,5 МэВ.

© В. А. Желтоножский, В. М. Мазур, Д. М. Сымочко, З. М. Биган, Т. В. Полторжицкая, 2012

Таблица 1. Спектроскопические характеристики ядер ^{115}Cd и ^{111}Cd

Изотоп	J^π	$T_{1/2}$	E_γ , МэВ	I, %	B_n , МэВ
$^{111\text{m}}\text{Cd}$	$11/2^-$	48,54 мин	0,245	94,0	9,4
$^{115\text{g}}\text{Cd}$	$1/2^+$	53,46 ч	0,336	45,9	8,7
$^{115\text{m}}\text{Cd}$	$11/2^-$	44,6 сут	0,935	2,0	—



$$d(E\gamma_{\max}) = \frac{Y_m}{Y_g} =$$

$$= \left[C \frac{\lambda_m}{\lambda_g} \frac{f_m(t)}{f_g(t)} \left(\frac{\varphi_m}{\varphi_g} \cdot \frac{N_g}{N_m} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где λ_m, λ_g – постоянные распада изомерного и основного состояний; N_m, N_g – число зарегистрированных импульсов соответствующих состояний; C – коэффициент, учитывающий просчеты и наложение импульсов; $\varphi_{m,g} = I_{m,g} \cdot k_{m,g} \cdot \varepsilon_{m,g}$, где $I_{m,g}$ – интенсивность гамма-квантов на акт распада, $\varepsilon_{m,g}$ – эффективность спектрометра, $k_{m,g}$ – коэффициент самопоглощения линии; p – коэффициент разветвления; $t_{irr}, t_{cool}, t_{meas}$ – времена облучения, охлаждения и измерения; $f_{m,g}$ – временная функция:

$$f_{m,g} = [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_{irr})] \times$$

$$\times \exp(-\lambda_{m,g} t_{cool}) [1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_{meas})]. \quad (2)$$

Стандартное время измерения одного значения изомерного отношения в реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m,g}\text{Cd}$ составляло одни сутки. Полученные таким образом изомерные отношения выходов d приведены точками на рис. 3.

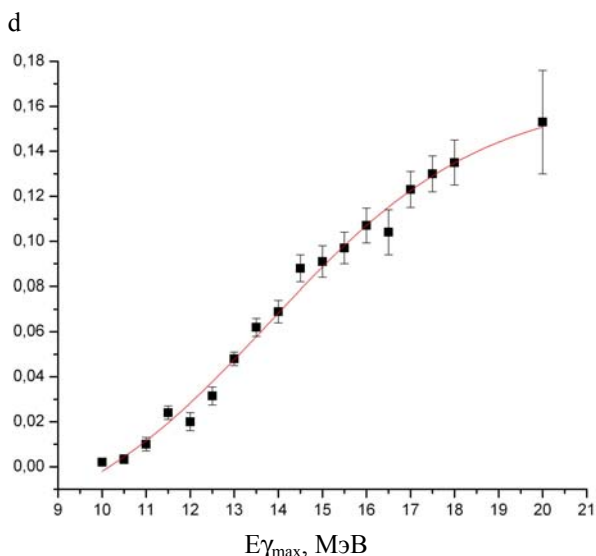


Рис. 3. Экспериментальные изомерные отношения выходов для реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m,g}\text{Cd}$.

Сплошной кривой на рис. 3 приведен результат аппроксимации экспериментальных данных кривой Больцмана

$$y = A + (B - A) / [1 + \exp \frac{E - E_0}{\Delta E_1}], \quad (3)$$

где A, B, E_0 и ΔE_1 – параметры. Аппроксимация осуществлялась методом наименьших квадратов.

Оптимальная подгонка достигнута при следующих значениях параметров: $A = 0,1643 \pm 0,0071$, $B = -0,0208 \pm 0,0090$, $E_0 = 14,330 \pm 0,205$ и $\Delta E_1 = 2,197 \pm 0,276$.

Как следует из анализа спектрометрических данных [8, 9], первым уровнем, который мог бы служить активационным для изомерного состояния с $J^\pi = 11/2^-$ в ^{115}Cd , является уровень с энергией $E = 393,9$ кэВ и $J^\pi = 7/2^-$, а также уровень с $E = 417,2$ кэВ и $J^\pi = 9/2^-$. Распадаясь, эти уровни с вероятностью 100 % заселяют изомерное состояние. Однако в припороговой области заселение уровня с $J^\pi = 9/2^-$ скорее всего не происходит, поскольку для заселения этого уровня нейтроны, учитывая сохранение четности, должны уносить момент $l = 4$, а такие нейтроны согласно расчетам [8] могут появиться в количествах 1 - 2 % при энергиях нейтронов 1,5 МэВ. Для заселения уровня с $J^\pi = 7/2^-$ нейтроны должны уносить момент $l = 2$. Для появления нейтронов с такими моментами достаточно, чтобы их энергия составляла всего 250 - 300 кэВ [12], что в пределах ошибок согласуется с полученными экспериментальными данными для реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m}\text{Cd}$. Вторым активационным состоянием может быть уровень с $E = 719,9$ кэВ и $J^\pi = 5/2^+$, который почти со 100 %-ной вероятностью заселяет изомерное состояние через уровни $E = 393,9$ кэВ и $E = 417,2$ кэВ.

Полученные изомерные отношения при низких энергиях [13] дают оценку порога реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m}\text{Cd}$ на уровне $E_{эф} = (9,5 \pm 0,2)$ МэВ. Эта величина выше порога (γ, n) -реакции для ^{116}Cd на $\Delta E^{115} = E_{эф} - B_n = 0,8$ МэВ. Полученный нами эффективный экспериментальный порог реакции $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111m}\text{Cd}$ равен $E_{эф} = (10,8 \pm \pm 0,25)$ МэВ, что на $\Delta E_{112} = E_{эф} - B_n = 1,4$ МэВ превышает порог соответствующей реакции, что существенно больше, чем для ^{116}Cd . Активационными уровнями, через которые заселяется изомерное состояние, могут быть уровни: $E = 704,9$ кэВ и $J^\pi = 7/2^+$, который заселяет изомер с $J^\pi = 11/2^-$ через уровень с $E = 680$ кэВ и $J^\pi = 9/2^-$ и уровень с $E = 813,2$ кэВ и $J^\pi = 7/2^-$, что с вероятностью 100 % заселяет изомер. С другой стороны, в интервале $E = 1151 \div 1326$ кэВ расположена группа уровней с низким спином $J^\pi = 5/2^- \div 7/2^-$ [8]. Эти уровни с высокой вероятностью (~100 %) распадаются на изомерное состояние. Очевидно, наличие этих уровней и предопределяет достаточно высокий эффективный порог возбуждения изомерных состояния в реакции $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111m}\text{Cd}$.

То обстоятельство, что изомерное состояние ^{111m}Cd и его активационные уровни лежат выше по энергии, чем для ^{115m}Cd , непосредственно свя-

зано с величиной энергетической щели между уровнями $2d_{3/2}$ и $2d_{5/2}$, т.е. следствием полумагичности ядра ^{112}Cd и влияния подболочки $N = 64$. В нашем случае это приводит к увеличению смещения эффективного порога реакции $(\gamma, n)^m$ для ^{112}Cd по отношению к ^{116}Cd на $\Delta E_{112} - \Delta E_{116} = 0,6$ МэВ.

Ядро изотопа ^{111}Cd стабильное и использовать для изучения изомерных отношений в реакции $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111m}\text{Cd}$ соотношение (1) нельзя. Для определения сечений реакции $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111m}\text{Cd}$ экспериментально определялись кривые выходов Y_m возбуждения изомерных состояний. Мониторинг потока гамма-квантов осуществлялся проходной ионизационной камерой, проградуированной толстостенной алюминиевой камерой [14]. Расчеты сечения σ_m из кривых выхода Y_m осуществлялись методом Пенфольда - Лисса [15].

Используя полученные в реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m,g}\text{Cd}$ экспериментальные изомерные отношения d (см. рис. 3) и имея полное сечение (γ, n) -реакции на изотопе кадмия [16], нами методом обратной матрицы [14] было рассчитано сечение реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m}\text{Cd}$.

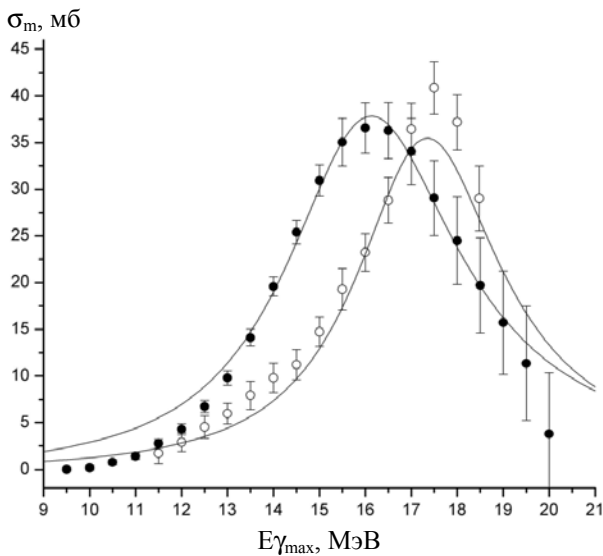


Рис. 4. Экспериментальные сечения возбуждения изомерных состояний (● – $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m}\text{Cd}$; ○ – $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111m}\text{Cd}$).

Полученные экспериментальные сечения для изотопов ^{112}Cd и ^{116}Cd приведены на рис. 4. Светлыми точками приведены сечение реакции $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111m}\text{Cd}$, темными – сечение реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m}\text{Cd}$. Как видно из рисунка, – это однокорые кривые с максимумами соответственно (38 ± 2) мб и $(37,8 \pm 2,2)$ мб при энергиях 17,5 и 16,1 МэВ. Сравнение полученных сечений с полным сечением (γ, n) реакции для этих изотопов показывает, что их максимум сдвинут в сторону больших энергий, что обусловлено видом функ-

ции $d = f(E)$ зависимости изомерных отношений от энергии. Из рис. 4 видно, что и максимумы реакции $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111m}\text{Cd}$ и $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m}\text{Cd}$ сдвинуты друг относительно друга на 1,5 МэВ. Скорее всего, это объясняется различными порогами $(\gamma, 2n)$ -реакции, которые для ^{112}Cd составляют 16,4 МэВ, а для ^{116}Cd – 14,8 МэВ.

Сплошными кривыми на рис. 4 приведены результаты аппроксимации экспериментальных сечений кривыми Лоренца вида

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

Здесь σ_0 , E_0 , Γ_0 – параметры. Аппроксимация осуществлялась методом наименьших квадратов. Полученные параметры приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры кривых Лоренца

Ядро	σ_0 , мб	E_0 , МэВ	Γ_0 , МэВ
^{112}Cd	$35,50 \pm 0,17$	$17,35 \pm 0,01$	$3,82 \pm 0,02$
^{116}Cd	$37,85 \pm 0,93$	$16,13 \pm 0,04$	$4,60 \pm 0,16$

Приведенные на рис. 4 экспериментальные сечения для изотопов ^{112}Cd и ^{116}Cd позволяют оценить, используя полные сечения (γ, n) реакции σ_{tot} , экспериментальные изомерные отношения сечений $r = \sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$. Определение r проводилось в окрестности максимумов кривых $\sigma_{\text{tot}}(E)$, т.е. в области, где относительная погрешность оценки r минимальна и составляет ~16%. Полученные изомерные отношения сечений $\sigma_m/\sigma_{\text{tot}}$ при энергиях 15,5, 16,0, 16,5 МэВ составляют для изотопа ^{111}Cd соответственно 0,08, 0,097 и 0,135, а для ^{116}Cd – 0,156, 0,171 и 0,184.

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими результатами нами проведены расчеты сечений возбуждения изомерных состояний $J^\pi = 11/2^-$ изотопов ^{111m}Cd и ^{115m}Cd с помощью программного пакета TALYS-1.0 [17]. Эта программа создана с целью обеспечения полного и точного описания ядерных реакций путем сведения в одном коде большинства современных моделей, описывающих протекание ядерных реакций.

При расчете использовалась следующая схема: рассматривается налетающий гамма-квант с энергией E_γ на ядро-мишень с параметрами (Z_i, N_i) и спин-четностью (J_i, π_i) . Формируется компаунд-ядро с энергией возбуждения E_x ($E_x = E_\gamma$) и спектром возможных значений спина и четности (J_c, π_c) . Рассчитывается полное сечение фотопоглощения σ_{tot} . Распад возбужденного ядра происходит либо по механизму полупрямых процессов (в зависимости от природы ядра и энергии возбуждения), либо по статистическому механизму

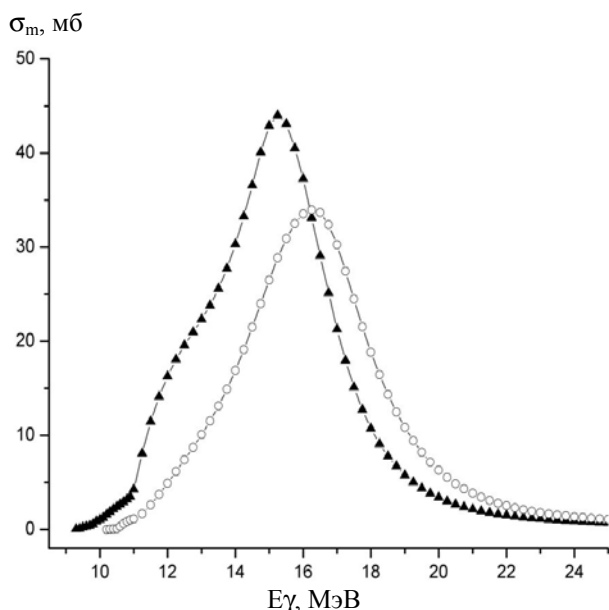


Рис. 5. Сечения заселения изомерных состояний, рассчитанные с помощью кода TALYS-1.0 (▲ – $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115\text{m}}\text{Cd}$; ○ – $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111\text{m}}\text{Cd}$).

Хаузера - Фешбаха [18]. В нашем случае доля полупрямых процессов составляла 4,4 % при энергии $E = 15$ МэВ и 14,3 % при $E = 20$ МэВ для ядра ^{112}Cd и соответственно 5,5 и 16 % для ядра ^{116}Cd . Эмиссия нейтронов рассчитывается на конкретные уровни (зоны) дочернего ядра с учетом коэффициентов проникаемости T_l , рассчитанных по оптической модели. При этом до энергии возбуждения ядра $E = 3$ МэВ брались конкретные дис-

кретные уровни ядра из базы данных RIPL - 3. При высших энергиях возбуждения спектр считался непрерывным и описывался плотностью уровней $\rho(E_x, J, \pi)$ и разбивался на определенное количество энергетических зон. Если ядро распадается на зону в непрерывном спектре, то использовался эффективный коэффициент проникаемости. В наших расчетах сечений реакций $(\gamma, n)^m$ для описания плотности уровней использовалась смещенная по энергии модель Ферми-газа [19], и микроскопическая модель на базе расчетов Хартри - Фока [20]. Вычисления дали практически совпадающие значения.

Результаты расчетов с использованием плотности уровней по модели Ферми-газа [19] приведены на рис. 5. Треугольниками показано сечение реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115\text{m}}\text{Cd}$, точками – $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111\text{m}}\text{Cd}$. Видно, что результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Вычисления также достаточно точно воспроизводят смещение максимума сечения реакции $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111\text{m}}\text{Cd}$ на величину $\sim 1,5$ МэВ в сторону больших энергий относительно максимума сечения реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115\text{m}}\text{Cd}$. Наличие в расчетном сечении реакции $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115\text{m}}\text{Cd}$ небольшого максимума в области 12 МэВ, отсутствующего в экспериментальном сечении, по-видимому, связано с недостаточно точным учетом коэффициентов ветвления при распаде дискретных уровней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Arnould M., Goriely S.* The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status // *Physics Report.* - 2003. - Vol. 384. - P. 1 - 84.
2. *Haxton W. C.* Radiochemical neutrino detection via $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$ // *Phys. Rev. Lett.* - 1988. - Vol. 60. - P. 768 - 771.
3. *Efros V.D., Leidemann W., Orlandini G. et al.* Photodisintegration of Three-Body Nuclei with Realistic 2N and 3N Forces // *Phys. Lett.* - 2000. - Vol. B484. - P. 223 - 230.
4. *Skibinski R., Golak J., Witala H. et al.* Three-nucleon photodisintegration of ^3He // *Physical Review.* - 2003. - Vol. C 67. - P. 054002 (12 pages).
5. *Мазур В.М.* Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* - 2000. - Т. 31, вып.2. - С. 385 - 430.
6. *Кук Ш.* Структура атомных ядер. - М.: Атомиздат, 1967. - 155 с.
7. *Морозов В.А.* Влияние замыкания оболочек на свойства возбужденных состояний ядер // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* - 1991. - Т. 22, вып. 4. - С. 765 - 800.
8. *Blachot J.* Nuclear Data Sheets for $A = 111$ // *Nuclear Data Sheets.* - 2009. - Vol. 110. - P. 1239 - 1407.
9. *Blachot J.* Nuclear Data Sheets for $A = 115$ // *Nuclear Data Sheets.* - 2005. - Vol. 104. - P. 967 - 1110.
10. *Browne E., Firestone R.* Table of Radioactive Isotopes. - N.-Y.: J. Wiley and Sons, 1996. - 865 p.
11. *Vänška R., Rieppo R.* The experimental isomeric cross-sections ratio in the nuclear activation technique // *Nucl. Instrum. Methods.* - 1981. - Vol. 179. - P. 525 - 532.
12. *Марчук Г.М., Колесов В.Е.* Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. - М.: Атомиздат, 1986. - 304 с.
13. *Вишневский И.Н., Давыдовская О.И., Желтоножский В.А. и др.* Исследование изомерных отношений в (γ, n) -реакции на ^{116}Cd и ^{121}Sb // *The Book of abstracts of 59 Int. Conf. on Nuclear Physics "Nucleus 2009"* (Cheboksary, 15 - 19 June 2009). - St. Petersburg, 2009. - P. 137.
14. *Богданкевич О.В., Николаев Ф.А.* Работа с пучком тормозного излучения. - М.: Атомиздат., 1964. - 248 с.
15. *Penfold A.S., Leiss J.E.* Analysis of photonuclear cross-sections // *Phys. Rev.* - 1959. - Vol. 114, No. 5. - P. 1332 - 1337.

16. *Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E.* Atlas of Giant Dipole Resonances., INDS (NDS)-394, IAEA, Vienna. - 1999.
17. *Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C.* TALYS-1.0 // Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007 (Nice, France April 22 - 27, 2007) / Eds. O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, S. Leray. - EDP Sciences, 2008. - P. 211 - 214.
18. *Hauser W., Feshbach H.* The Inelastic Scattering of Neutrons // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 87. - P. 366 - 373.
19. *Dilg W., Schantl, Vonach H. et al.* Level density parameters for the back-shifted Fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$ // Nucl. Phys. - 1973. - Vol. A217. - P. 269 - 298.
20. *Hilaire S., Goriely S.* Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree - Fock - Bogoliubov plus combinatorial method // Phys. Rev. -2008. -Vol. C78. - P. 064307 (14 pages).

В. О. Желтоножський, В. М. Мазур, Д. М. Симочко, З. М. Біган, Т. В. Полторжицька

**ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ ЗБУДЖЕННЯ ІЗОМЕРНИХ СТАНІВ
ІЗОТОПІВ ^{111}Cd ТА ^{115}Cd У РЕАКЦІЇ (γ, n) ПРИ ЕНЕРГІЯХ γ -КВАНТІВ
В ОБЛАСТІ ГІГАНТСЬКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ**

Досліджено перерізи збудження ізомерних станів у реакціях $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111\text{m}}\text{Cd}$ та $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115\text{m,g}}\text{Cd}$ в області енергій γ -квантів 8 - 20 МеВ. Одержано експериментальні ізомерні відношення. Експериментальні результати порівнюються з розрахунками, проведеними за допомогою програмного пакета TALYS-1.0.

Ключові слова: фотоядерні реакції, ізомерні відношення, гальмівне випромінювання, ізотопи кадмію.

V. O. Zheltonozhsky, V. M. Mazur, D. M. Symochko, Z. M. Bigan, T. V. Poltorzhytska

**INVESTIGATION OF THE ISOMERIC STATES EXCITATION PROCESSES
FOR ^{111}Cd AND ^{115}Cd ISOTOPES IN (γ, n) REACTION AT THE γ -QUANTUM ENERGIES
IN GIANT DIPOLE RESONANCE REGION**

Cross-sections of the isomeric states excitations in the $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111\text{m}}\text{Cd}$ and $^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115\text{m,g}}\text{Cd}$ reactions have been investigated for the 8 - 10 MeV energy region. Experimental isomeric ratios have been obtained. Experimental results are compared with TALYS-1.0 calculations.

Keywords: photonuclear reactions, isomeric ratios, bremsstrahlung, Cd isotopes.

Надійшла 09.12.2011
Received 09.12.2011