

СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ^{119}Te , ^{121}Te В РЕАКЦИЯХ (γ, n) В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 9–20 МэВ

В. М. Мазур^a, З. М. Биган^a, Д. М. Сымочко^a, Т. В. Полторжицька^b

^a Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород, Украина

^b Ужгородский национальный университет, Ужгород, Украина

Проведены исследования зависимости изомерных отношений выходов от максимальной энергии гамма-квантов в реакциях $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$ и $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m,g}\text{Te}$ в интервале энергий гигантского дипольного резонанса. Получены сечения возбуждения метастабильного состояния с $J^\pi = 11/2^-$ ядер ^{119}Te и ^{121}Te . Экспериментальные результаты сравниваются с результатами расчета в рамках программного пакета TALYS-1.2.

Investigation of isomeric yields ratios energy dependence for $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$ and $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m,g}\text{Te}$ reactions in the energy range of the giant dipole resonance have been carried out. Cross-sections of metastable states $J^\pi = 11/2^-$ excitation in ^{119}Te and ^{121}Te nucleus have been obtained. Experimental results are compared with TALYS-1.2 calculations.

PACS: 23.35.+g

Одним из эффективных методов проверки адекватности статистической теории ядерных реакций, основанной на гипотезе составного ядра (да и справедливости других подходов), является измерение и сравнение с теоретическими вычислениями изомерных отношений (отношений сечений образования ядра в изомерном и основном состояниях). Однако, несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию изомерных отношений [1–3], этот вопрос все еще остается недостаточно изученным.

Проведение исследований на фотонных пучках обладает рядом преимуществ. Одно из них состоит в том, что взаимодействие гамма-квантов с ядрами происходит посредством электромагнитных сил, свойства которых хорошо известны. Фотоны приносят в ядро относительно небольшие изменения (по сравнению с сильнодействующими частицами) и поэтому являются наиболее адекватным инструментом для исследования структуры ядер. Например, в области энергий гигантского дипольного резонанса (8–25 МэВ) гамма-квантами вносится в ядро практически однозначно угловой момент, равный $1\hbar$, а дисперсия моментов после вылета частицы составляет $(1–2)\hbar$.

Особенностью фотоядерных экспериментов является то, что основная масса результатов в них получена на пучках тормозного излучения от электронных ускорителей и непосредственно в таких экспериментах измеряется выход $Y(E_{\gamma\text{max}})$ фотоядерной реакции, или, в данном случае, изомерное отношение выходов $d = Y_m/Y_g$, где Y_m , Y_g — выходы реакций с заселением изомерного и основного состояний соответственно.

Целью данной работы является измерение и анализ изомерных отношений выходов в реакциях $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$ и $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m,g}\text{Te}$ в зависимости от энергии гамма-квантов в интервале 9–20 МэВ. До настоящего времени имелась всего одна работа, посвященная упомянутой задаче [1], однако измерения были выполнены при более высокой энергии. Результаты систематических исследований, проведенных в настоящей работе, позволяют получить не только оценку интегральных сечений, но и характеристики дифференциальных сечений возбуждения изомерных состояний, энергию их максимумов E_m , ширины Γ , эффективные пороги и т. д., что дает возможность провести более детальное сравнение с теоретическими расчетами.

В исследуемых изотопах теллура ^{119}Te , ^{121}Te изомерные состояния характеризуются спин-четностью $J^\pi = 11/2^-$ и формируются подболочкой $1h_{11/2}$. Основные состояния формируются подболочкой $3s_{1/2}$.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследуемые мишени были изготовлены в виде дисков из стеклообразной окиси теллура TeO_2 диаметром 25 мм, толщиной 2 мм и чистотой 99,99%. Облучение образцов производилось на тормозном пучке микротрона М-30 отдела фотоядерных процессов Института электронной физики НАН Украины. Основные характеристики микротрона представлены в работе [4]. Изменение энергии ускорителя электронов происходит двумя путями: в широких пределах — заменой волноводных вставок, т. е. изменением числа орбит электронного пучка и, в пределах одной волновой вставки, изменением ведущего магнитного поля. Величина напряженности магнитного поля контролировалась методом ядерного магнитного резонанса. Разброс электронного пучка по энергии не превышал 50 кэВ. Средний ток ускоренных электронов составлял 5 мкА. Тормозной мишенью служила танталовая пластина толщиной 0,5 мм. Облучение исследуемых образцов осуществлялось в области 9–20 МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Время облучения t_{irr} составляло 20 мин при высоких энергиях и 2 ч вблизи порога реакции $(\gamma, n)^m$. Время охлаждения t_{cool} — 1–2 ч. Гамма-спектры облученных мишеней измерялись спектрометром с высоким разрешением на базе германиевого HPGe-детектора объемом 175 см^3 и 8192-канальным анализатором ORTEC, связанным с компьютером для накопления данных. Фотоэффективность детектора была определена с помощью стандартизированных

Спектроскопические характеристики ядер

Ядра	J^π	B_n , МэВ	$T_{1/2}$	E_{iso} , МэВ	E_γ , МэВ	α , %	p , %
^{119m}Te	$1/2^+$	—	4,7 сут	261	1212	66,2	100
^{119g}Te	$3/2^+$	11,5	16,5 ч	—	644	84,0	—
^{121m}Te	$1/2^+$	—	154 сут	294	212	61,4	88,6
^{121g}Te	$3/2^+$	10,9	19,16 сут	—	573	80,3	—

Примечание. J^π — спин-парность основного и изомерного уровней, B_n — порог (γ, n) -реакции для материнского ядра, $T_{1/2}$ — период полураспада, E_{iso} — энергия изомерного уровня, E_γ — энергия аналитического гамма-перехода, α — интенсивность линии, p — коэффициент ветвления.

гамма-источников (ОСГИ) с точностью 1–2%. Разрешение детектора составляло 1,9 кэВ для линии 1332 кэВ кобальта-60.

Для определения заселения основного и изомерного уровней изотопов теллура в реакциях $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$ и $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m,g}\text{Te}$ использовалась активационная методика. Спектроскопические характеристики исследуемых ядер брались из работ [5–7] и приведены в таблице.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Как было отмечено выше, наведенная активность облученных мишеней высокоочищенной окиси теллура измерялась гамма-спектрометром с HPGe-детектором. На рис. 1, *a*, *b* приведены два участка типичного спектра для образцов TeO_2 , облученных при $E_{\gamma \text{ max}} = 14$ МэВ. На рис. 1 *n* — номер канала анализатора, N — количество импульсов в канале. Рис. 1, *a* соответствует времени охлаждения $t_{\text{cool}} = 4$ ч и времени измерения $t_{\text{meas}} = 16$ ч; рис. 1, *b* — $t_{\text{cool}} = 7$ сут, $t_{\text{meas}} = 3$ ч.

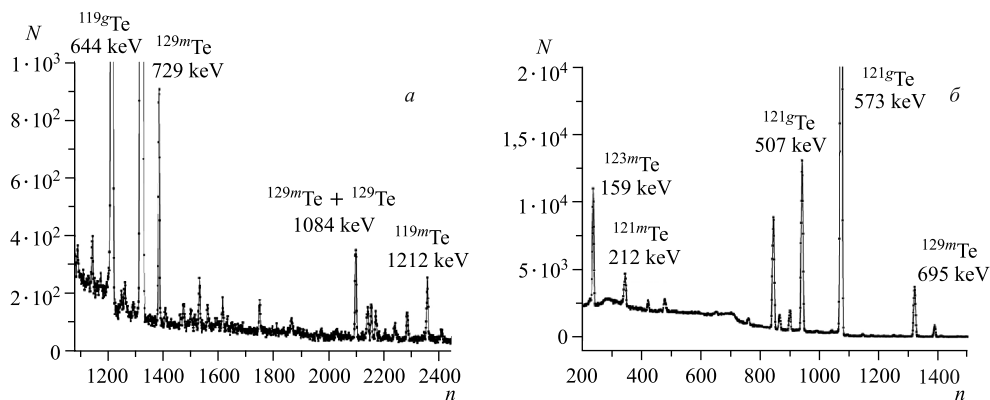


Рис. 1. Два участка экспериментального гамма-спектра от облученной мишени теллура

Как видно из рисунков, фоновые условия измерения естественной смеси изотопов несколько хуже, чем при измерении образцов обогащенных изотопов, однако использование спектрометра высокого разрешения позволяет получить надежный результат. Все аналитические линии ^{119}Te и ^{121}Te хорошо выделяются и идентифицируются. Поскольку при распаде изомерного уровня ^{119m}Te основное состояние практически не заселяется, то изомерные отношения выходов $d = Y_m/Y_g$ для реакции $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$ определялись как изомерные отношения независимых выходов следующим образом:

$$d(E_{\gamma \text{ max}}) = \frac{Y_m}{Y_g} = C \frac{N_m}{N_g} \frac{\lambda_m \varphi_g f_g}{\lambda_g \varphi_m f_m}. \quad (1)$$

Здесь $\varphi = \xi_{m,g} k_{m,g} \alpha_{m,g}$, где $\xi_{m,g}$ — фотоэффективность регистрации гамма-линий, соответствующих распаду изомерного и основного состояний; $\alpha_{m,g}$ — интенсивность линий; $k_{m,g}$ — поправка на самопоглощение соответствующих гамма-линий в мишени; N_m, N_g — число зарегистрированных импульсов в фотопиках, ответственных за распад изомерного и основного состояний; C — коэффициент, который учитывает наложение

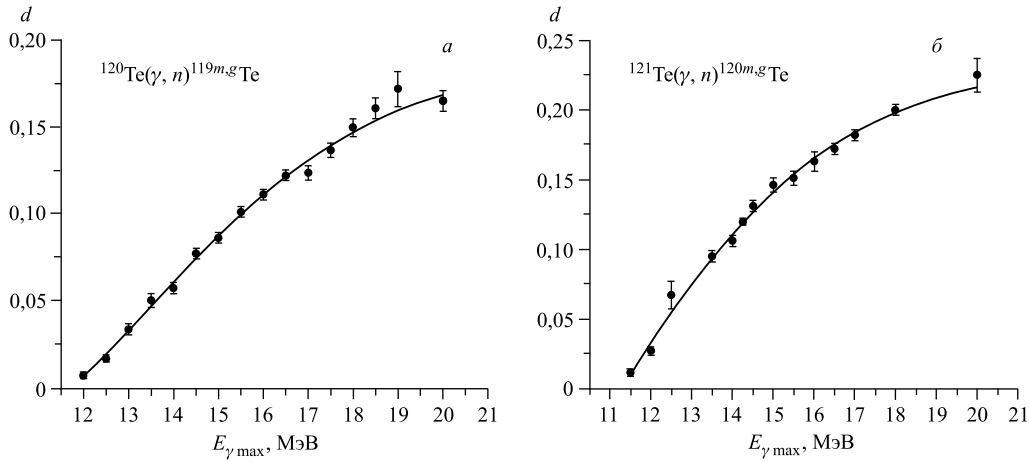


Рис. 2. Экспериментальные изомерные отношения для ядер ^{119}Te и ^{121}Te , полученные в (γ, n) -реакциях

и просчеты импульсов. Часовая функция $f_{m,g}$ равна

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

где λ_m, λ_g — постоянная распада; $t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}}, t_{\text{meas}}$ — время облучения, охлаждения и измерения соответственно. Полученные таким образом экспериментальные изомерные отношения выходов для реакции $^{119}\text{Te}(\gamma, n)^{120m.g}\text{Te}$ обозначены на рис. 2, а точками.

Поскольку изомерное состояние изотопа ^{121m}Te при распаде интенсивно заселяет основной уровень, то для расчета изомерного отношения d в реакции $^{121}\text{Te}(\gamma, n)^{122m.g}\text{Te}$ использовалась формула [8]

$$d(E_{\gamma \text{ max}}) = \frac{Y_m}{Y_n} = \left\{ \frac{\lambda_g}{\lambda_m} \frac{f_m(t)}{f_g(t)} \left(\frac{\varphi_m}{\varphi_g} \frac{N_g}{N_m} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right\}^{-1}. \quad (2)$$

Здесь обозначения такие же, как в формуле (1). Коэффициент ветвления p брался равным 0,886 [7]. Рассчитанные экспериментальные изомерные отношения выходов для ядра $^{121m.g}\text{Te}$ показаны точками на рис. 2, б. Оцененный нами экспериментальный эффективный порог реакции $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m}\text{Te}$ составляет $(11,5 \pm 0,25)$ МэВ, что на 1,2 МэВ выше порога реакции (γ, n) и на 0,9 МэВ выше расчетного порога возбуждения изомерного уровня $E_{\text{cal}} = B_n + E_{\text{iso}}$.

Анализ схемы низколежащих состояний ядра ^{119}Te [6] показывает, что первыми активационными уровнями для изомерного состояния с $J^\pi = 11/2^-$ являются уровни с энергией $E = 501$ кэВ ($J^\pi = 7/2^-$) и $E = 661$ кэВ ($J^\pi = 7/2^-$). Первый уровень посредством $E2$ -переходов заселяет изомерное состояние с вероятностью 100%, а второй с вероятностью 26%. В свою очередь, при распаде состояний гигантского дипольного резонанса с $J^\pi = 1^-$ ядра ^{120}Te для заселения уровней с $J^\pi = 7/2^-$ ядра ^{119}Te нейтроны должны уносить момент $l = 2$ для сохранения четности. Расчеты по оптической модели [9] показывают, что такие нейтроны в количестве 4–5% появляются при их энергии 400–500 кэВ, что в пределах ошибок может объяснить достаточно высокий эффективный порог реакции $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m}\text{Te}$.

Оценка экспериментального эффективного порога реакции $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m}\text{Te}$ дает значение $(11,0 \pm 0,35)$ МэВ, что так же, как и в случае ^{119}Te , на 0,9 МэВ выше расчетного порога. Учитывая наличие активационных уровней с $J^\pi = 7/2^-$ энергией $E = 583$ кэВ и $E = 757$ кэВ и проводя оценку согласно изложенной выше процедуре, можно получить удовлетворительное объяснение величины эффективного порога реакции $(\gamma, n)^m$ также для изотопа ^{121}Te . Сплошной кривой на рис.2 представлены результаты аппроксимации экспериментальных изомерных отношений $d = f(E_{\gamma \text{max}})$ для реакций $^{119}\text{Te}(\gamma, n)^{120m,g}\text{Te}$ и $^{121}\text{Te}(\gamma, n)^{122m,g}\text{Te}$ кривыми Больцмана:

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

где A , B , E_0 и ΔE_1 — параметры. Аппроксимация осуществлялась методом наименьших квадратов. В результате подгонки получены следующие значения параметров: для реакции $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$ — $A = 0,184 \pm 0,003$, $B = -0,0645 \pm 0,002$, $E_0 = (14,03 \pm 0,37)$ МэВ, $\Delta E_1 = (2,21 \pm 0,21)$ МэВ; для реакции $^{121}\text{Te}(\gamma, n)^{122m,g}\text{Te}$ — $A = 0,224 \pm 0,010$, $B = -0,114 \pm 0,043$, $E_0 = (12,60 \pm 0,46)$ МэВ, $\Delta E_1 = (2,067 \pm 0,342)$ МэВ. Наличие экспериментальной зависимости изомерных отношений выходов от максимальной энергии гамма-квантов тормозного спектра $d(E_{\gamma \text{max}})$ от порогов реакции (γ, n) и выше позволяет, используя полные сечения реакций (γ, n) [10], рассчитать сечения заселения изомерных состояний σ_m . Расчет велся методом обратной матрицы [11]. Полученные сечения возбуждения метастабильных состояний в реакциях $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m}\text{Te}$ и $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m}\text{Te}$ показаны точками на рис.3. Сечения имеют одногорбую форму с максимумами при энергии 15,5–16,0 МэВ. При этом максимум сечения реакции (γ, n) для этих изотопов находится при энергии 15 МэВ [10].

С целью сравнения экспериментальных результатов с теоретическими оценками нами проведены расчеты сечений для реакций $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m}\text{Te}$ и $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m}\text{Te}$ с помощью программного пакета TALYS-1.2 [12]. В коде TALYS программно релизовано большинство современных моделей, описывающих протекание ядерных реакций. В рамках расчетной процедуры используется следующая схема: ядро-мишень с характеристиче-

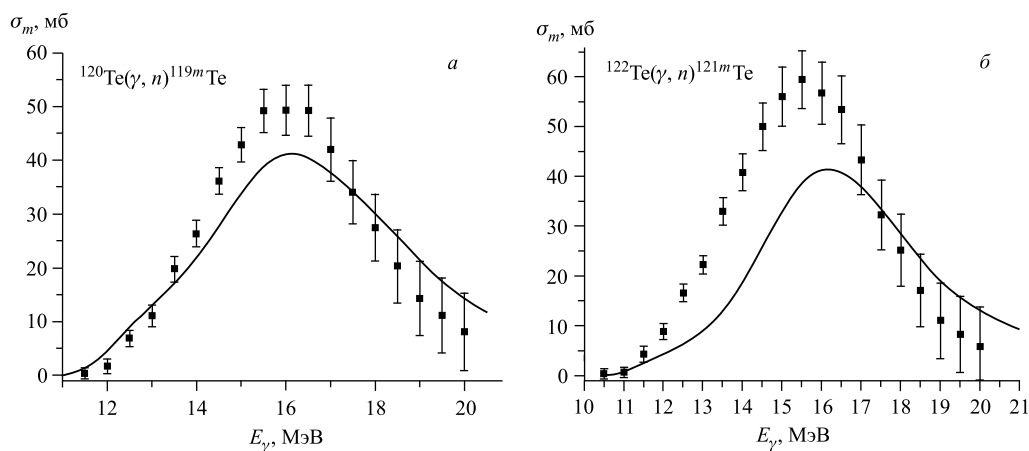


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные сечения реакций $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m}\text{Te}$ и $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m}\text{Te}$

ками (Z_i, N_i) и спин-четностью (J_i, π_i) поглощает монохроматический дипольный гамма-квант с энергией E_γ , после чего формируется компаунд-ядро с энергией возбуждения E_c ($E_c = E_\gamma$) и спектром возможных значений спина и четности (J_c, π_c). Рассчитывается полное сечение фотопоглощения σ_{tot} . Распад возбужденного ядра происходит или посредством механизма полупрямых процессов (вклад которых в нашем случае равен 0,7% при $E_\gamma = 12,0$ МэВ, 4,4% при $E_\gamma = 16,0$ МэВ и 9,7% при $E_\gamma = 18,0$ МэВ), или в соответствии со статистическим механизмом Хаузера–Фешбаха [13]. Эмиссия нейтронов рассчитывается для конкретных уровней (зон) дочернего ядра с использованием коэффициента проницаемости T_l , рассчитанного по оптической модели [9]. При этом до энергии возбуждения дочернего ядра $E = 3$ МэВ брались экспериментальные данные по дискретным уровням с базы данных RIPL-3. При более высоких энергиях спектр возбужденных уровней дочернего ядра считался непрерывным, описывался плотностью уровней $\rho(E, J, \pi)$ и разбивался на определенное количество энергетических зон (в нашем случае 50). Если ядро распадается в зону в непрерывном спектре, то используется эффективный коэффициент проницаемости T_l^{eff} . Для описания плотности уровней ρ в настоящих расчетах использовалась смещенная по энергии модель ферми-газа [14]. Результаты расчета сечений реакций $^{120}\text{Te}(\gamma, n)$, ^{119m}Te и $^{122}\text{Te}(\gamma, n)$, ^{121m}Te показаны сплошными линиями на рис. 3. Сравнение результатов расчета сечений и эксперимента указывает на их удовлетворительное согласие, что в свою очередь подтверждает доминирование статистического механизма при заселении изомерных состояний в реакции (γ, n) .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов А. Б. и др. Возбуждение изомерных состояний $1h_{11/2}$ в реакциях (γ, n) // ЯФ. 1996. Т. 59, № 4. С. 585–591.
2. Мазур В. М. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 2. С. 385–430.
3. Гангрский Ю. П., Мазур В. М. Рассеяние γ -квантов ядрами и возбуждение изомерных состояний // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 1. С. 158–200.
4. Капица С. П., Мелехин В. М. Микротрон. М.: Наука, 1969. 211 с.
5. Firestone R. B. et al. Table of Radioactive Isotopes. John Wiley & Sons, 1996. 3168 p.
6. Symochko D. M., Browne E., Tuli J. K. Nuclear Data Sheets for $A = 119$ // Nucl. Data Sheets. 2009. V. 110. P. 2945–3105.
7. Ohya S. Nuclear Data Sheets for $A = 121$ // Nucl. Data Sheets. 2010. V. 111. P. 1619–1806.
8. Vänška R., Rieppo R. The Experimental Isomeric Cross-Sections Ratio in the Nuclear Activation Technique // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 179. P. 525–532.
9. Koning A. J., Delaroche J. P. Local and Global Nucleon Optical Models from 1 keV to 200 MeV // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 231–310.
10. Varlamov A. V. et al. Atlas of Giant Dipole Resonance. Vienna: IAEA, 1999.
11. Богданкевич О. В., Николаев Ф. А. Работа с пучком тормозного излучения. М.: Атомиздат, 1964.
12. Koning A. J., Hilaire S., Duijvestijn M. C. TALYS-1.0 // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, April 22–27, 2007. P. 211–214.
13. Hauser W., Feshbach H. The Inelastic Scattering of Neutrons // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 366–373.
14. Dilg W. et al. Level Density Parameters for the Back-Shifted Fermi Gas Model in the Mass Range $40 < A < 250$ // Nucl. Phys. A. 1973. V. 217. P. 269–298.

Получено 30 сентября 2011 г.