ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Фотоядерные реакции на изотопах титана ⁴⁶⁻⁵⁰ Ti

С. С. Белышев¹, Л. З. Джилавян², Б. С. Ишханов^{1,3}, И. М. Капитонов¹, А. А. Кузнецов^{3,*a*}, А. С. Курилик¹, В. В. Ханкин³

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,

кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

² Институт ядерных исследований Российской академии наук.

Россия, 117312, Москва, пр-т 60-летия Октября, д. 7а.

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^akuznets@depni.sinp.msu.ru

Статья поступила 05.06.2014, подписана в печать 21.06.2014.

Измерены выходы фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов титана под действием пучка тормозных γ -квантов с верхней границей 55 МэВ. Полученные результаты сравниваются с расчетами на основе модели TALYS. Показано, что для описания сечений фотоядерных реакций на изотопах Ті необходимо учитывать изоспиновое и конфигурационное расщепление ГДР.

Ключевые слова: фотоядерные реакции, радиоизотопы, активационный анализ, гамма-спектрометрия. УДК: 539.172.3. PACS: 25.20.-х.

Введение

Информация о сечениях фотоядерных реакций на изотопах титана неполна и имеет невысокую точность. В настоящей работе приведены результаты измерения выходов радиоизотопов, образующихся в титановой мишени естественного изотопного состава под действием тормозных фотонов с верхней границей энергии $E_{\gamma \max} = 55$ МэВ. Впервые при этой энергии измерены выходы нескольких фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов Ті. Приведены сечения (γ, n) и (γ, p) реакций на четно-четных изотопах Ті (A = 46, 48, 50). Полученные результаты сравниваются с результатами расчета на основе модели TALYS [1].

1. Особенности сечений и выходов исследуемых реакций на изотопах Ті

В настоящее время известно 26 изотопов титана Ti (атомный номер Z = 22) с массовыми числами Aот 38 до 63 [2]. Пять стабильных изотопов титана имеют массовые числа A = 46-50. На рис. 1 приведена часть N-Z диаграммы атомных ядер (N — число нейтронов) в районе стабильных изотопов Ti. В табл. 1 указаны процентное содержание стабильных изотопов в природном титане и пороги реакций: (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 2p)$, $(\gamma, 3n)$ на этих изотопах.

Для доминирующего в сечениях ядерного фотопоглощения изовекторного электрического гигантского дипольного резонанса (ГДР) на изотопах Ті следует ожидать довольно сложную структуру. Сложность этой структуры определяется тем, что изотопы Ті относятся к средним ядрам, для которых существенны проявления гросс-структуры ГДР, обусловленные:

- деформацией ядер [3, 4];
- изоспиновым расщеплением [5];
- конфигурационным расщеплением [6].

Исследования структуры экспериментальных сечений фотонуклонных реакций на стабильных изотопах Ті выполнены в [7–14]. Основными каналами реакций фоторасщепления средних ядер являются (γ , n) и (γ , p). Особенность фотоядерных реакций на стабильных изотопах Ті состоит в том, что (γ , n)-реакции на всех изотопах, кроме ⁴⁶ Ті, не приводят к образованию радиоактивных изотопов Ті. В результате при измерениях методом наведенной активности мишеней

Ti43	Ti44	Ti45	Ti46	Ti47	Ti48	Ti49	Ti50	Ti51
509 мс	63 л	184.8 м	80%	73%	738%	55%	51%	5.76 м
β+	EC	β+	0.0 //	1.5 %	13.8 %	5.5 %	5.4 10	β-
Sc42	Sc43	Sc44	Sc45	Sc46	Sc47	Sc48	Sc49	Sc50
0.68 c, 61 c	3.891 ч	3.9 ч, 59 ч	100 %	83.8 д, 19 с	3.3492 д	43.67 ч	57.2 м	102.5 c
β+	β+	β+, IT	100 %	β [−] , IT	β-	β-	β-	β-

Рис. 1. Часть N-Z диаграммы атомных ядер вблизи стабильных изотопов Ti. Черным цветом показаны стабильные изотопы. Для стабильных изотопов указана величина η — процентного содержания изотопов в естественной смеси. Серым и белым цветами указаны соответственно нейтронодефицитные и нейтроноизбыточные радиоизотопы. Для радиоизотопов (включая их изомеры) указаны периоды полураспада и моды распада

Таблица 1

Стабильные изотопы Ti, процентное содержание η изотопа в естественной сме	си,
пороги указанных реакций на изотопах $m{E}_{\gamma\mathrm{thr}}$ в МэВ	

	Содержание	Пороги реакций $E_{\gamma m thr}$, МэВ							
Изотоп	в естественной смеси изотопов η , %	(γ, n)	(γ, p)	(γ, np)	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 2p)$	$(\gamma, 3n)$		
⁴⁶ Ti	8.0	13.2	10.3	21.7	22.7	17.2	39.0		
⁴⁷ Ti	7.3	8.9	10.5	19.2	22.1	20.8	31.6		
⁴⁸ Ti	73.8	11.6	11.4	22.1	20.5	19.9	33.7		
⁴⁹ Ti	5.5	8.2	11.4	19.6	19.8	22.8	28.7		
⁵⁰ Ti	5.4	10.9	12.2	22.3	19.1	21.8	30.7		

из естественной смеси изотопов титана [7, 11] преимущественно регистрируются продукты фотоядерных реакций, образующиеся при испускании протонов прежде всего (γ , p)-реакций. В работах [7, 11] для регистрации продуктов реакции ⁴⁶ Ti(γ , n) был использован метод наведенной активности, а в работах [8–10, 12–14] использовались методы прямой регистрации образующихся фотонуклонов.

Радиоизотоп ⁴⁵ Ті может образовываться в результате реакций ^A Ті(γ , хп) на стабильных изотопах титана с вылетом от 1 до 5 нейтронов. При увеличении массового числа A ядра-мишени наблюдается два противоположных эффекта. Пороги фотонейтронных реакций уменьшаются, но уменьшаются также и сечения фотонейтронных реакций с ростом множественности числа вылетающих нейтронов.

При работе с тормозными фотонами число актов фотоядерной реакции зависит от ее выхода $Y(E_e)$ — свертки сечения фотоядерной реакции $\sigma(E_{\gamma})$ со спектром тормозных фотонов $\phi(E_{\gamma}, E_e)$:

$$Y(E_e) = \int_{E_{thr}}^{E_e} \phi(E_{\gamma}, E_e) \sigma(E_{\gamma}) \, dE_{\gamma}, \qquad (1)$$

где E_e — кинетическая энергия электронов, падающих на радиатор, E_{γ} — энергия тормозных γ -квантов, испущенных из радиатора, $\phi(E_{\gamma}, E_e)$ — спектр тормозных фотонов, образующийся при торможении электронов с кинетической энергией E_e в радиаторе, $E_{\rm thr}$ — порог исследуемой фотоядерной реакции.

В настоящее время разработаны компьютерные программы, в частности GEANT4 [15], позволяющие для различных условий эксперимента рассчитывать с высокой точностью спектры тормозных фотонов.

Выходы фотоядерных реакций $Y(E_e)$ на пучках тормозных фотонов в зависимости от энергии электронов E_e , падающих на радиатор, имеют ряд общих особенностей:

1) $Y(E_e) = 0$ до порога рассматриваемой фотоядерной реакции $E_e = E_{\text{thr}}$;

2) при увеличении $E_e > E_{\text{thr}}$ выход $Y(E_e)$ монотонно увеличивается;

3) после начального участка со сравнительно крутым ростом выход $Y(E_e)$ выходит в область насыщения, для которой $Y(E_e) \approx \text{const} = Y_{\text{satur}}$.

Измерение выходов фотоядерных реакций позволяет получить информацию об интегральных сечениях реак-

ций различных каналов распада ГДР в области энергий 10-30 МэВ.

2. Методика и результаты измерений

Используемая нами методика проведения гаммаактивационных измерений подробно описана в предыдущих работах [16-18]. Работа выполнялась на импульсном разрезном микротроне [19] на выведенном пучке электронов с энергией $E_e = 55$ МэВ. Пучок электронов бомбардировал вольфрамовый радиатор толщиной 2.1 мм [20]. Образующиеся в радиаторе тормозные ү-кванты облучали металлическую мишень-фольгу из титана естественного изотопного состава толщиной 0.06 мм. Мишень располагалась на оси пучка вплотную к радиатору и практически полностью перекрывала пучок тормозных фотонов. Средний ток пучка электронов в процессе облучения составлял I \cong 45.4 нА. Время облучения титановой мишени т составляло 1 час. После облучения мишень была перенесена к HPGe-спектрометру ү-квантов. Расстояние между облученной мишенью и входным «окном» НРGe-спектрометра составляло $l \cong 5$ см. Регистрация остаточной активности облученной мишени началась через 19 мин после окончания облучения и продолжалась в течение 9 ч.

Образованные в титановой мишени в результате облучения и приведенные ко времени окончания облучения активности различных радиоизотопов рассчитывались на основе анализа спектров, измеренных с помощью HPGe-спектрометра по характерным γ -линиям каждого радиоизотопа с учетом значений квантовых выходов η этих линий. Эффективность регистрации HPGe-спектрометра для γ -квантов различных энергий E_{γ} была прокалибрована на основе измерений активности образцовых стандартных радиоисточников, а также моделирования по программе GEANT4 [15].

Для примера на рис. 2 показан один из измеренных спектров γ -квантов распада радиоизотопов образованных, в облученной Ті-мишени.

Наблюдаемые пики в спектре от образующихся в фотоядерных реакциях с вылетом нейтронов и протонов радионуклидов были идентифицированы и сопоставлены с известными γ -линиями соответствующих ядер. В табл. 2 указаны наиболее интенсивные γ -линии образовавшихся в титановой мишени радиоизотопов ⁴⁵ Ti, ⁴⁶ Sc, ⁴⁷ Sc и ⁴⁸ Sc, по которым проводилась обработка полученных результатов, и основные фотоядерные реакции, приводящие к образованию этих радиоизотопов.



Рис. 2. Спектр γ-квантов *I*(*E*_γ), измеренный HPGe-спектрометром от облученного образца Ті. Надписи над пиками — энергии γ-линий в кэВ и соответствующие им радиоизотопы титана и скандия

Таблица 2

Образование радиоизотопов в фотоядерных реакциях на природном Ti $(T_{1/2}$ — период полураспада радиоизотопа; E_{γ} — энергия γ -квантов,

по которым производилась идентификация радиоизотопа;

 η_{γ} — квантовый выход линии в спектре;

Радиоизотоп	Доминирующие реакции	$T_{1/2}$	E_{γ} , кэВ	η_γ	$Y_{\rm rel}$			
⁴⁵ Ti	${}^{46}\mathrm{Ti}(\gamma,n){}^{45}\mathrm{Ti}$	184.8 мин	720 1409	0.00154 0.00085	1.0 ± 0.1			
⁴⁶ Sc	${}^{47}\text{Ti}(\gamma, p){}^{46}\text{Sc} + {}^{48}\text{Ti}(\gamma, pn){}^{46}\text{Sc}$	83.79 сут	889.3 1200.5	$0.99984 \\ 0.99987$	0.95 ± 0.10			
⁴⁷ Sc	$^{48}\mathrm{Ti}(\gamma,p)^{47}\mathrm{Sc}$	3.3492 сут	159	0.683	3.14 ± 0.31			
⁴⁸ Sc	49 Ti $(\gamma, p)^{48}$ Sc	43.76 ч	175 984 1037 1212 1310	0.0748 1.001 0.976 0.0238 1.001	0.18 ± 0.02			
⁴⁹ Sc	50 Ti $(\gamma, p)^{49}$ Sc	57.2 мин	1622.6 1761.97	0.0001 0.0005	0.12 ± 0.03			

 $Y_{\rm rel}$ — выход радиоизотопа, отнесенный к выходу 45 Ti)

Большой выход изотопа ⁴⁷ Sc по сравнению с другими изотопами обусловлен высоким содержанием ⁴⁸ Ti в естественной смеси изотопов Ti.

интегральных сечений

$$\sigma = \int_{10 \text{ M} \to \text{B}}^{27 \text{ M} \to \text{B}} \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$$
(2)

3. Обсуждение полученных результатов

Сечения фотопротонных реакций на четно-четных изотопах титана: ⁴⁶Ti(γ , p) [7]; ⁴⁸Ti(γ , p) [10, 13, 14]; ⁵⁰Ti(γ , p) [9, 12] показаны на рис. 3. Сечения получены в области энергий E_{γ} от 10 до 27 МэВ. Величины максимумов сечений при росте массового числа A от 46 до 50 уменьшаются от 37 до 17 мб. Величины

На рис. 4 показаны сечения фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, pn) + \ldots$ на изотопах ⁴⁵ Ti [11], ⁴⁸ Ti [13] и ⁵⁰ Ti [12], измеренные в этом же энергетическом интервале. В отличие от фотопротонных сечений фотонейтронные сечения рас-



Рис. 3. Экспериментальные сечения (γ , p)-реакций на ⁴⁶ Ti [8], ⁴⁸ Ti [10, 13, 14], ⁵⁰ Ti [9, 12]



Рис. 4. Экспериментальные сечения (γ , *sn*)-реакций на ⁴⁶ Ti [11], ⁴⁸ Ti [13], ⁵⁰ Ti [12]

тут с увеличением массового числа A. Для изотопа ⁴⁶ Ті сечение в максимуме составляет ≈ 20 мб, для изотопа ⁴⁸ Ті ≈ 40 мб и увеличивается до ≈ 70 мб для изотопа ⁵⁰ Ті. Интегральные сечения фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, sn)$ также растут с увеличением массового числа A.

На рис. 5 показаны суммы $\sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, p)$ экспериментальных сечений реакций на изотопах ⁴⁶ Ti [14], ⁴⁸ Ti [14] и ⁵⁰ Ti [9, 12]. Несмотря на то что для отдельных изотопов титана величины $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, p)$ сечений различаются, величины сумм сечений реакции $\sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, p)$ для всех трех изотопов практически совпадают.

В табл. 3, составленной на основании работ [7–14] и атласа фотоядерных данных [21], приведена инфор-

мация о фотонуклонных реакциях на изотопах титана, полученная на тормозных фотонах [7, 11–14] и в реакциях неупруго рассеяния электронов [8–10, 14]. При составлении этой таблицы для реакций были использованы следующие обозначения:

 $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, pn) + \dots;$

 $E_{\gamma \max}$ — энергии, соответствующие максимумам сечений реакций $\sigma(E_{\gamma})$;

 σ — величина сечения реакции $\sigma(E_{\gamma})$ в максимуме; FWHM — full width at half maximum, полная ширина на половине высоты сечения реакции $\sigma(E_{\gamma})$;

 E_{int} — верхний предел интегрирования по E_{γ} сечения реакции $\sigma(E_{\gamma})$;

 $\sigma_{\rm int}$ — величина интегрального сечения реакции $\sigma(E_{\gamma})$.



Puc. 5. Суммы $\sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, p)$ экспериментальных сечений на ⁴⁶ Ti [14], ⁴⁸ Ti [14], ⁵⁰ Ti [12]

(Ооозначения см. в тексте.)								
Ядро-мишень	Реакция	<i>Е_{ү max},</i> МэВ	σ , мб	FWHM, MəB	E _{int} , МэВ	σ _{int} , МэВ∙мб	Ссылка	
⁴⁶ Ti	(γ, n)	15.8 18	24.13 23.87	8.5	25.0	194	[11]	
⁴⁶ Ti	(γ, sn)	20.5	31	8.5	31.0	269	[11]	
⁴⁶ Ti	(γ, p)	20.2	37	9	25.5	333	[8]	
⁴⁸ Ti	(γ, sn)	16.1 17.5 19.5	48.55 46.36 43.64	7.5	27.0	398	[13]	
⁴⁸ Ti	(γ, p)	21 24	30 25	11.5	29.0	345	[10, 13, 14]	
⁵⁰ Ti	(γ, sn)	18.27 21.56	75 40	7	26.3	473	[12]	
⁵⁰ Ti	(γ, p)	23	16	6	26.3	96	[9, 12]	

Параметры сечений фотонуклонных реакций на изотопах Ті (Обозначения см. в тексте.)

В целом форма экспериментальных сечений на рис. 3-5 является подтверждением ожидаемой сложной структуры ГДР изотопов Ті. Сравнение сечений реакций: $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, p)$, $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p)$ на изотопах ⁴⁶ Ti, ⁴⁸ Ti, ⁵⁰ Ti c сечениями на дважды магическом ядре ⁴⁰Са [21] показывает существенную роль изоспинового и конфигурационного расщеплений ГДР на изотопах Ті. В частности, это следует из сравнения ширин ГДР для изотопа ⁴⁰Са и изотопов ^{46,48,50}Ті. Сечения реакций на ⁴⁰Са имеют характерные величины полной ширины на половине высоты (FWHM) $\approx 5 \text{ МэВ}$, в то время как на изотопах ^{46,48,50} Ті FWHM увеличиваются примерно в два раза. Однако надежное разделение изотопического и конфигурационного расщеплений ГДР в изотопах Ті затруднительно из-за взаимного наложения этих эффектов.

Для анализа полученных результатов по сечениям

фотоядерных реакций были рассчитаны сечения реакций на изотопах титана по программе TALYS1.6 [1].

Таблица З

На рис. 6 показаны рассчитанные сечения реакций $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, p)$, $\sigma(\gamma, 2p)$ и полное сечение $\sigma(\gamma, abs) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2p)$ для изотопов ^{46–50} Ті. Пик при $E_{\gamma} \approx 12.5$ МэВ в сечении реакции ⁴⁶ Ті(γ, p) связан с пороговым эффектом — конкуренцией канала распада ГДР с вылетом протона и открывающегося канала распада ГДР с вылетом нейтрона.

В табл. 4 приведены интегральные сечения $\sigma_{int}(\gamma, sn)$, $\sigma_{int}(\gamma, p)$ и $\sigma_{int}(\gamma, n) + \sigma_{int}(\gamma, p)$ на стабильных четно-четных изотопах'Ті, рассчитанные по программе TALYS. Анализ результатов модельных расчетов показывает следующие закономерности в сечениях реакций:

— интегральные сечения реакций $\sigma_{int}(\gamma, sn)$ растут с увеличением массового числа A;



Рис. 6. Сечения фотоядерных реакций на изотопах титана ⁴⁶⁻⁵⁰ Ті, рассчитанные на основе программы TALYS [1]. В первой колонке графиков показаны сечения фотонейтронных реакций: $\sigma(\gamma, n)$ (штриховые линии), $\sigma(\gamma, 2n)$ (сплошные линии). Во второй колонке графиков показаны сечения фотопротонных реакций: $\sigma(\gamma, p)$ (штриховые линии), $\sigma(\gamma, 2p)$ (сплошные линии). В третьей колонке графиков показаны полные сечения фотопоглощения $\sigma(\gamma, abs) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2p)$ на изотопах ⁴⁶⁻⁵⁰ Ті

— интегральные сечения реакций $\sigma_{int}(\gamma, p)$ уменьшаются с увеличением массового числа A;

— сумма интегральных сечений $\sigma_{int}(\gamma, n) + \sigma_{int}(\gamma, p)$ также увеличивается с увеличением массового числа A. Это увеличение интегрального сечения происходит за счет роста сечения $\sigma_{int}(\gamma, sn)$

Результаты расчетов по программе TALYS в табл. 4 сравниваются с экспериментальными данными. Это сравнение указывает на сильное расхождение с экспериментальными данными. В первую очередь это проявляется в описании фотопротонных сечений. Если в случае изотопа ⁴⁶ Ті модельные расчеты с 10%-й точностью согласуются с экспериментальными данны-

ми, то с увеличением массового числа A различие между экспериментом и модельным описанием сечений увеличивается. В случае изотопа ⁴⁸ Ті интегральное сечение $\sigma_{int}(\gamma, p)$ в 3 раза меньше, чем экспериментально измеренное. В случае ⁵⁰ Ті различие в интегральных сечениях увеличивается в 10 раз. Экспериментально измеренное сечение составляет 96 МэВ·мб, в то время как теоретически рассчитанное сечение всего 9 МэВ·мб.

Причина такого различия в описании экспериментальных данных заключается в том, что в программе TALYS не учитывается изоспиновое расщепление ГДР. Явление изоспинового расщепления ГДР состоит в том,

Таблица 4

Интегральные сечения $\sigma_{int}(\gamma, sn)$ - и $\sigma_{int}(\gamma, p)$ -реакций на стабильных четно-четных изотопах титана ^{46,48,50} Ті, полученные из экспериментов и из расчетов по программе TALYS (Проценты указывают исчерпывание дипольного правила сумм.)

Изотоп	Эксперимент			Расчет по программе TALYS		
титана (Z = 22)	$\sigma_{ m int}(\gamma, sn), \ M$ э $ m B\cdot$ мб	$\sigma_{ m int}(\gamma,p), \ M$ эВ·мб	$\sigma_{\text{int}}(\gamma, sn) + \sigma_{\text{int}}(\gamma, p),$ МэВ·мб	σ _{int} (γ, sn), МэВ∙мб	$\sigma_{ m int}(\gamma,p), \ M$ эВ·мб	$\sigma_{\rm int}(\gamma, sn) + \sigma_{\rm int}(\gamma, p),$ MэB·мб
⁴⁶ Ti	269 [11]	333 [<mark>8</mark>]	602 (87%)	275	270	545 (78%)
⁴⁸ Ti	398 [<mark>13</mark>]	345 [10]	743 (104%)	554	104	658 (92%)
⁵⁰ Ti	473 [12]	96 [<mark>9</mark>]	569 (77%)	709	9	718 (98%)

что в ядрах с $N \neq Z$ при поглощении дипольных электических γ -квантов возбуждается две ветви ГДР с изоспином $T_{<} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$, где $T_0 = (N - Z)/2$. Величина изоспинового расщепления ГДР и соотношение каналов распада ГДР с испусканием протонов и нейтронов зависят от величины изоспина T_0 начального ядра в основном состоянии (рис. 7).



Puc. 7. Возбуждение и распад состояний $T_>=T_0+1$ и $T_<=T_0$ в ядрах с $N\neq Z$ при поглощении E_1 γ -кванта

Величина изоспинового расщепления ΔE ГДР в ядрах с $N \neq Z$ [5] описывается соотношением

$$\Delta E = \frac{60}{A} (T_0 + 1) \text{ M} \Im \text{B}. \tag{3}$$

В изтопах 46,48,50 Ті величина изоспина T_0 увеличивается от 1 до 3, что приводит к увеличению величины изоспинового расщепления ГДР на изотопах 46,48,50 Ті от 2.6 до 4.8 МэВ при увеличении массового числа A.

Вероятность возбуждения состояний $s(T_>)$ и $s(T_<)$ [5] описывается соотношением

$$\frac{s(T_{>})}{s(T_{<})} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}}.$$
(4)

Для изотопов 46,48,50 Ті соотношение $s(T_>)/s(T_<)$ уменьшается с 0.79 до 0.20 при увеличении массового числа A. Таким образом, в четно-четных изотопах 46,48,50 Ті при увеличении массового числа A происходит увеличение изотопического расщепления ГДР, однако при этом относительная роль канала возбуждения $s(T_>)$ уменьшается.

Распад состояния $T_>$ по нейтронному каналу на состояния ядра (N-1, Z) запрещен правилами отбора по изоспину, что увеличивает вероятность распада состояния $T_>$ по протонному каналу и тем самым увеличивает сечение реакции (γ, p) . Неучет специфики распада состояния по протонному каналу в программе TALYS приводит к неправильному отношению между сечениями реакций (γ , sn) и (γ , p): уменьшение сечения реакции (γ , p) приводит к увеличению реакции (γ , sn). Характеристики изоспинового расщепления изотопов Ti приведены в табл. 5. Изоспиновое расщепление ГДР на изотопах Ti отчетливо проявляется в сечениях реакций (γ , p), приведенных на рис. 3. Максимум сечения реакции (γ , p) на изотопе ⁵⁰Ti сдвинут относительно максимума сечения реакции (γ , p) на изотопе ⁴⁶Ti примерно на 2 МэВ в сторону более высоких энергий в соответствии с соотношением 3.

Таблица 5 Изоспиновое расщепление ГДР в изотопах ^{46,48,50}Ті

Изотоп	ΔE , МэВ	$s(T_{>})/s(T_{<})$
⁴⁶ Ti	2.6	0.79
⁴⁸ Ti	3.7	0.35
⁵⁰ Ti	4.8	0.20

В изотопах ⁴⁶⁻⁵⁰ Ті при увеличении массового числа A происходит заполнение нейтронами подоболочки 1 $f_{7/2}$, что приводит к конфигурационному расщеплению ГДР (рис. 8). Заполнение нейтронной подоболочки 1 $f_{7/2}$ уменьшает вероятность переходов (1d, 2s) \rightarrow 1 $f_{7/2}$ и увеличивает вероятность переходов 1 $f_{7/2} \rightarrow$ (1g, 2d, 3s).



Рис. 8. Конфигурационное расщепление ГДР изотопов Ті

Еще одним фактором, влияющим на соотношение распадов ГДР с испусканием протонов и нейтронов, является увеличение порога реакции (γ , p) и уменьшение порога реакции (γ , n) с увеличением массового числа Aв изотопах Ті (см. табл. 1).

Экспериментальные и расчетные значения суммарного сечения реакции $\sigma_{int}(\gamma, sn)$ и $\sigma_{int}(\gamma, p)$ для четно-четных изотопов ^{46,48,50} Ті в табл. 4 сравниваются с предсказаниями дипольного правила сумм [22]

$$\sigma_{\rm int} = 60 \frac{NZ}{A},\tag{5}$$

которое для этих изотопов дает соответственно величины 690, 715 и 740 МэВ·мб.

Из анализа данных, приведенных в табл. 4, следует, что точность измеренных сечений фотопротонных и фотонейтронных реакций не превышает 20% и что данные нуждаются в уточнении.

Сумма величин интегральных сечений реакций $\sigma_{int}(\gamma, n)$ и $\sigma_{int}(\gamma, p)$, приведенных в табл. 4, составляет $\approx 85\%$ дипольного правила сумм, что свидетельствует о доминирующей роли этих каналов распада ГДР для рассматриваемой области атомных ядер.

Максимумы сечений фотоядерных реакций на изотопах Ті расположены в области энергий ≈ 20 МэВ. Однако сечения реакций продолжаются в область более высоких энергий. Величины интегральных сечений фотоядерных реакций рассчитанные по программе TALYS в области энергий 25–55 МэВ составляют $\approx 15\%$ полного сечения поглощения γ -квантов. В этой области энергий наряду с ГДР определенную роль играет квазидейтронный механизм поглощения γ -квантов.

В настоящем эксперименте были получены γ -активационной методикой выходы нескольких фотоядерных реакций на изотопах Ті в области энергий до 55 МэВ. Полученные результаты приведены в табл. 2 и 6. Преимущество гамма-активационного эксперимента состоит в том, что в одном эксперименте измеряются выходы фотоядерных реакций на различных изотопах, что уменьшает относительные ошибки при сравнении выходов различных реакций. На рис. 9 показан



Рис. 9. Спектр тормозных фотонов из вольфрамового радиатора толщиной 2.1 мм при $E_e = 55$ МэВ (сплошная линия), рассчитанный по программе GEANT4 [15] и сечение реакции 46 Ti(γ , n) 45 (штриховая линия), рассчитанное на основе программы TALYS [1]

рассчитанный по GEANT4 [15] спектр тормозных γ -квантов, с котором проводились облучения в настоящем эксперименте. Форма тормозного спектра γ -квантов с верхней границей $E_e = 55$ МэВ слабо ($\approx 20\%$) изменяется в районе максимумов сечений фотонуклонных реакций на изотопах Ті. Поэтому с 20%-й точностью можно сопоставить отношение выходов реакций с величинами интегральных сечений реакций:

$$\frac{Y_1(E_e)}{Y_2(E_e)} = \frac{\int\limits_{E_{thr}}^{E_e} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma_1(E_\gamma) dE_\gamma}{\int\limits_{E_{thr}}^{E_e} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma_2(E_\gamma) dE_\gamma} \approx \frac{\int\limits_{E_{thr}}^{E_e} \sigma_1(E_\gamma) dE_\gamma}{\int\limits_{E_{thr}}^{E_e} \sigma_2(E_\gamma) dE_\gamma} \approx \frac{\sigma_{1 \text{ int}}}{\sigma_{2 \text{ int}}}.$$
(6)

В табл. 6 полученные нами данные по выходам фотоядерных реакций сравниваются с теоретическими расчетами по программе TALYS. В первом столбце таблицы приведены изотопы, образующиеся в результате облучения мишени из естественной смеси изотопов Ті. Во втором столбце приводятся основные реакции даю-

Таблица б

```
Сравнение относительных выходов Y_{rel} фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов титана, полученных в настоящей работе с расчетами по программе TALYS.
Выходы фотоядерных реакций нормированы на выход <sup>45</sup>Ti. Интегральные \sigma_{int} фотоядерных
```

реакций на стабильных изотопах титана, рассчитанные по программе TALYS,

в области энергий до 55 МэВ.

Относительные сечения $\sigma_{\text{int rel}}$ нормированы на сечение ⁴⁵Ti и процентное содержание соответствующих изотопов в естественной смеси изотопов Ti

Изотоп	Реакция	Настоящая работа	TALYS		
		$Y_{\rm rel}$	Y _{rel}	$\sigma_{ m int\ rel}$	$\sigma_{ m int},~{\sf M}$ э ${ m B}\cdot$ мб
⁴⁵ Ti	46 Ti (γ, n) + 47 Ti $(\gamma, 2n)$	1.0 ± 0.1	1.0	1.0	265.8 + 62.9
⁴⁵ Sc	${}^{46}\mathrm{Ti}(\gamma,p) + {}^{47}\mathrm{Ti}(\gamma,pn) + {}^{48}\mathrm{Ti}(\gamma,p2n)$		1.39	2.21	277.3 + 139.3 + 33.4
⁴⁶ Sc	$^{47}\mathrm{Ti}(\gamma,p) + {}^{48}\mathrm{Ti}(\gamma,pn)$	0.95 ± 0.10	0.84	1.74	74.6 + 53.7
⁴⁷ Sc	48 Ti (γ, p)	3.14 ± 0.30	2.97	3.12	109.2
⁴⁸ Sc	49 Ti $(\gamma, p) + {}^{50}$ Ti (γ, pn)	0.18 ± 0.02	0.085	0.12	37.7 + 19.1
⁴⁹ Sc	50 Ti (γ, p)	0.12 ± 0.03	0.019	0.027	12.7

щие вклад в образование данного изотопа. В третьем столбце табл. 6 приведены измеренные нами выходы изотопов, нормированные на выход изотопа ⁴⁵ Ti. В шестом столбце приведены интегральные сечения соответствующих реакций в области энергий до 55 МэВ. Результаты эксперимента сравниваются с расчетами на основе программы TALYS. В пятом столбце приведены интегральные сечения, рассчитанные по программе TALYS, нормированные на интегральное сечение реакций, приводящих к образованию ⁴⁵ Ti. В третьем и четвертом столбцах приведены относительные выходы изотопов, образующиеся в результате облучения мишени из естественной смеси изотопов Ti, полученные экспериментально и в результате расчета по программе TALYS. Все выходы нормированы на выход ⁴⁵ Ti.

Сравнение полученных нами экспериментальных данных с расчетами по программе TALYS в целом правильно передает основные экспериментальные закономерности. С увеличением массового числа A выходы фотопротонных реакций уменьшаются. Однако в отличие от экспериментальных данных уменьшение теоретически рассчитанных выходов происходит гораздо сильнее. Как мы уже отмечали выше, это обусловлено тем, что в программе TALYS не учитывается изоспиновое расщепление ГДР.

Наибольшее различие между выходами и относительными интегральными сечениями, рассчитанными по программе TALYS, наблюдается для изотопов ⁴⁵Sc и ⁴⁶Sc. Большое относительное интегральное сечение образования этих изотопов связано с вкладом сечения реакций на изотопе ⁴⁸Ti, содержание которого в естественной смеси составляет 73.8%.

Заключение

Впервые измерены выходы нескольких фотоядерных реакций на естественной смеси изотопов Ті в области энергий γ -квантов до 55 МэВ. Из сравнения имеющихся экспериментальных данных с теоретическими расчетами по программе TALYS следует, что основными каналами фотоядерных реакций на изотопе ⁴⁶ Ті являются каналы реакций с испусканием протонов и нейтронов. При увеличении массового числа A сечение реакции (γ , p) резко уменьшается и составляет для изотопа ⁴⁸ Ті примерно 20% от полного сечения поглощения. Для изотопа ⁵⁰ Ті сечение фотопротонных реакций составляет ≈ 1 % полного сечения поглощения. Величина полного интегрального сечения фотоядерных реакций в области энергий до 30 МэВ на изотопах Ті составляет $\sigma_{int}(30 \text{ MэB}) = 650 \pm 50 \text{ MэB} \cdot \text{мб}$, что исчерпывает ≈ 85 % дипольного правила сумм.

Изоспиновое и конфигурационное расщепления ГДР играют существенную роль в описании возбуждения и распада ГДР, приводя к увеличению ширины гигантского резонанса на изотопах Ті по сравнению с соседним дважды магическим ядром ⁴⁰ Са. Полученные в настоящее время экспериментальные данные в целом позволяют описать основные особенности возбуждения и распада ГДР на изотопах Ті. Однако целый ряд концептуальных проблем описания ГДР требует более точных экспериментальных данных. В частности, представляет интерес исследовать влияние спаренных протонов на оболочке $1f_{7/2}$ на заполнение нейтронами внешних оболочек Ті, исследовать влияние заполнения внешних оболочек $1f_{7/2}$ на размытие границы Ферми, проследить образование магического числа N = 28.

Список литературы

- Konig A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. // Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. April, 22–27, 2007 / Ed. by O. Bersillon et al. EDP Sciences (Nice, France, 2008). P. 211.
- Ekstrom L.P., Firestone R.B. WWW Table of Radioactive Isotopes. LBNL Isotopes Project. LUNDS Universitet, Cited February 28 1999. http://ie.lbl.gov/toi/
- 3. Okamoto K. // Phys. Rev. 1958. 110. P. 143.
- 4. Danos M. // Nucl. Phys. A. 1958. 5. P. 23.
- 5. Fallieros S., Goulard B. // Nucl. Phys. 1970. 147. P. 593.
- 6. Eramzhyan R.A., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Neudatchin V.G. // Phys. Reports 1986. 136. P. 229.
- 7. Scherwood T.R., Turchinetz W.E. // Nucl. Phys. 1962. 29. P. 292.
- 8. Oikawa S., Shoda K. // Nucl. Phys. A. 1977. 277. P. 301.
- Thompson M.N., Shoda K., Sugavara M. et al. // Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. (Tohoku Univ.). 1977. N 10. P. 55.
- Weise J. et al. // Res. Rep. Lab. Nucl. Sci. (Tohoku Univ.). 1978. N 11. P. 43.
- Pywell R.E., Thompson M.N. // Nucl. Phys. A. 1979. 318.
 P. 461.
- Pywell R.E., Thompson M.N., Hicks R.A. // Nucl. Phys. A. 1979. 325. P. 116.
- Sutton A., Thompson M.N., Sugawara M. et al. // Nucl. Phys. A. 1980. 339. P. 125.
- 14. *Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lileeva E.I.* et al. Cross sections of photon absorption by nuclei with nucleon numbers 12–65. R., MSU-INP-2002-27/711, 2002.
- Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2003. 506. P. 250.
- Белышев С.С., Джилавян Л.З., Ермаков А.Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2012. № 3. С. 8 (Moscow Univ. Phys. Bull. 2012. 67, N 3. P. 246).
- 17. Белышев С.С., Джилавян Л.З., Ермаков А.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. **77**, № 4. С. 531 (Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. **77**, N 4. P. 480).
- Belyshev S.S., Ermakov A.N., Ishkhanov B.S. et al. // Nucl. Instr. and Meth. A. 2014. 745. P. 133.
- Karev A.I., Lebedev A.N., Raevsky V.G. et al. // Proc. XXII Russian Particle Accelerator Conf. RuPAC-2010. P. 316.
- Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Inst. and Meth. B. 1985.
 12. P. 95.
- Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC (NDC) 394. Vienna, 1999.
- Ишханов Б.С., Капитонов И.М. // Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М., 1979.

Photonuclear reactions on titanium isotopes ⁴⁶⁻⁵⁰Ti

S. S. Belyshev¹, L. Z. Dzhilavyan², B. S. Ishkhanov^{1,3}, I. M. Kapitonov¹, A. A. Kuznetsov^{3,a}, A. S. Kurilik¹, V. V. Khankin³

¹Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia. ² Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow 117312, Russia. ³D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia E-mail: ^a kuznets@depni.sinp.msu.ru.

Yields of photonuclear reactions on the natural mixture of titanium isotopes were measured under exposure to a beam of bremsstrahlung γ -quanta with the end-point energy of 55 MeV. The results are compared with computations based on the TALYS model. It is shown that description of cross sections of photonuclear reactions on Ti isotopes requires the proper account for isospin and configuration splitting of the giant dipole resonance.

Keywords: photonuclear reactions, radioisotopes, activation analysis, gamma-ray spectroscopy. PACS: 25.20.-x. Received 5 June 2014.

English version: Moscow University Physics Bulletin 5(2014).

Сведения об авторах

1. Белышев Сергей Сергеевич — физик; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru.

Джилавян Леонид Завенович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (499) 135-21-12, e-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru.
 Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939 50 95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.

4. Капитонов Игорь Михайлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: igor-kapitonov@yandex.ru.

Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, профессор, тол.: (495) 950-26-56, e-mail: gor карполоу@yandex.nd.
 Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
 Курилик Александр Сергеевич — ассистент; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: kurilik@depni.sinp.msu.ru.
 Ханкин Вадим Валерьевич — вед. инженер; тел.: (495) 939-24-51, e-mail: vk32@yandex.ru.