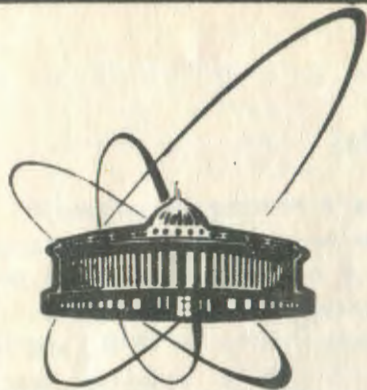


90-425

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P15-90-425

А.Д. Антонов*, Н.П. Балабанов*, Ю.П. Гангрский,
Ф.Г. Кондев, С.Г. Маринова*, А.П. Тончев,
Х.Г. Христов, В.Д. Чолаков *

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ
РЕАКЦИИ (γ , α)
В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО
ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Университет им. П. Хилендарского, Пловдив, НРБ

1990

1. Введение

Исследования реакций с вылетом α -частиц при взаимодействии γ -квантов с атомными ядрами позволяют получать сведения о механизме формирования α -частиц и их эмиссии из возбужденных ядер.

Результаты анализа функций возбуждения /1/, энергетических спектров /2-6/ и угловых распределений /7,8/ α -частиц в фото-ядерных реакциях указывают на преимущественно статистический характер испускания α -частиц в легких и средних ядрах. Однако для ряда тяжелых ядер наблюдается увеличение числа высокоэнергетических α -частиц и анизотропия их угловых распределений, что говорит о наличии предравновесных и прямых процессов /7,8/.

Представляет интерес получение данных о соотношении между прямым и испарительным процессами, о влиянии на них структуры ядер. Для этого необходимы дальнейшие исследования реакций (γ, α) при разных энергиях γ -излучения. Поэтому целью данной работы является измерение выходов и интегральных сечений реакции (γ, α) для ядер в широком диапазоне Z и A .

2. Методика эксперимента

Настоящие исследования проведены на пучке тормозного излучения микротрона МТ-25 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Основным преимуществом применения микротрона является высокая монохроматичность ($\Delta E = 30-40$ кэВ) и сравнительно высокая мощность (до 500 Вт) электронного пучка, что устраняет ряд трудностей, связанных с обработкой экспериментальных результатов.

Образцы из исследуемых ядер облучались при граничной энергии тормозного излучения 23 МэВ и среднем токе электронов 15 мкА. Мониторирование потока γ -квантов осуществлялось с помощью пластинок из меди, которые облучались вместе с образцами. Для определения выхода реакции (γ, α) на исследуемых ядрах применен метод наведенной активности /1/.

Характеристики мишеней и ядер-продуктов приведены в табл.1. Измерения γ -излучения ядер-продуктов, накапливаемых в облученных образцах из реакции (γ, α) , проводились с помощью спектрометра, состоящего из полупроводникового детектора (НРСе объемом 2.1 см^3

или Ge(Li) объемом 60 см³), 4096-канального амплитудного анализатора LP-4900 "НОКИА" и автономной аналитической системы "МИКАМ-2"/9/.

Таблица 1

Характеристики ядер-мишеней и ядер-продуктов реакции (γ, α)

ЯДРА-МИШЕНИ			ЯДРА-ПРОДУКТЫ			
Изотоп	Состав	Обогащение %	Изотоп	T _{1/2}	E кэВ	I %
⁵¹ V	V ₂ O ₅ (нат.)	99.75	⁴⁷ Sc	3.42 дн	159.4	73.0
⁶⁵ Cu	Cu (нат.)	30.96	⁶¹ Co	1.65 ч	67.5	87.0
⁷¹ Ga	Ga ₂ O ₃	98.91	⁶⁷ Cu	61.92 ч	184.5	47.0
⁷⁶ Ge	GeO	77.00	⁷² Zn	46.50 ч	144.8	83.0
⁹⁶ Zr	ZrO ₂	59.60	⁹² Sr	2.71 ч	1370.0	90.0
⁹³ Nb	NbO	100.00	^{89m} Y	16.00 с	909.0	99.0
⁹² Mo	Mo (нат.)	14.84	⁸⁸ Zr	83.40 дн	392.8	97.0
¹¹⁵ In	In (нат.)	95.70	¹¹¹ Ag*	7.45 дн	342.1	4.6
¹⁴³ Nd	Nd (нат.)	12.18	¹³⁹ Ce	137.7 дн	165.8	80.0
¹⁴⁵ Nd	Nd (нат.)	8.30	¹⁴¹ Ce	32.50 дн	145.4	48.0
¹⁴⁸ Nd	Nd (нат.)	5.76	¹⁴⁴ Ce	284.4 дн	133.5	10.8
¹⁷⁰ Er	Er ₂ O ₃	98.00	¹⁶⁶ Dy	3.40 дн	82.5	12.0
¹⁸¹ Ta	Ta (нат.)	99.99	¹⁷⁷ Lu*	6.71 дн	208.0	11.0
²⁰⁷ Pb	Pb (нат.)	22.10	²⁰³ Hg	46.50 дн	279.2	81.5

* Проводилось химическое выделение продукта реакции.

В некоторых случаях для уменьшения фона от реакции (γ, n) и (γ, p) проводилось химическое разделение продуктов реакций.

Большое внимание было уделено учету вклада интерферирующих реакций на примесях других элементов (или изотопов исследуемых элементов) в облучаемом образце. Во всех возможных случаях вклад от этих мешающих реакций не превышал 1-2%.

3. Экспериментальные результаты

Выход реакции (γ, α) на исследуемых ядрах при граничной

энергии тормозного спектра $E_0=23$ МэВ определялся относительным методом, путем сравнения площадей пиков γ -лучей ядер-продуктов (табл.1) и аннигиляционного излучения ($E_\gamma=511$ кэВ) ядра ^{64}Cu ($T_{1/2}=12.8$ ч), образующегося в реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)$.

Так как при торможении электронов в мишени образуется непрерывный спектр γ -квантов с граничной энергией E_0 , то измеряемые выходы реакции связаны с сечением $\sigma(E)$ интегральным уравнением:

$$Y(E_0) = N_0 \cdot \int_{E_{\text{пор.}}}^{E_0} \sigma(E) \cdot N(E, E_0) dE, \quad (1)$$

где N_0 -число ядер в образце, $N(E, E_0)$ -интенсивность тормозного излучения $\propto 10$, $E_{\text{пор.}}$ -порог реакции.

Аналогично, как в /1/. зная выход реакции при одной граничной энергии тормозного излучения, можно определить интегральное сечение реакции:

$$Y(E_0) = \frac{\sigma^{\text{инт.}}(E_0)}{(E_0 - E_{\text{пор.}})} \cdot \int_{E_{\text{пор.}}}^{E_0} N(E, E_0) dE, \quad (2)$$

где

$$\sigma^{\text{инт.}}(E_0) = \int_{E_{\text{пор.}}}^{E_0} \sigma(E) dE. \quad (3)$$

Порог (γ, α) реакции принимался равным сумме энергии связи α -частицы Q_α и ее кулоновского барьера V_α .

Полученные таким способом выходы и интегральные сечения, а также значения Q_α (рассчитанные из масс ядер /11/) и V_α (взяты из расчетов по оптической модели /12/) представлены в таблице 2. При этом в качестве реперных использовались выход и интегральное сечение при $E_0=23$ МэВ реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$: $Y(E_0)=4.2 \cdot 10^6$ (моль.Р) $^{-1}$; $\sigma^{\text{инт.}}(E_0)=426$ МэВ.мб /13,14/.

Абсолютная ошибка приведенных в таблице 2 выходов определяется ошибкой значений выходов мониторов, статистической погрешностью счетов в пике измеряемой γ -линии и неопределенностями фона и эффективности регистрации γ -излучения. В то же время из-за приближенного характера выражения (2) и разных порогов реакций (γ, n) и (γ, α) абсолютные ошибки интегральных сечений порядка 20-40%. Однако их относительная ошибка для всех исследуемых реакций та же, что и для реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)^{61}\text{Co}$, и не превышает ошибки выходов.

В случае реакции $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha)$, $^{115}\text{In}(\gamma, \alpha)$ и $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)$ приведенные в таблице 2 выходы и интегральные сечения относятся лишь к образованию ядра либо в основном, либо в изомерном состоянии, поэтому их полные значения будут выше и для их определения нужно сделать поправку на изомерные отношения.

Для определения этой поправки использовался метод Хюзенги и Ванденбоша [15]. При расчете вероятности заселения основного и изомерного состояния по этому методу особую роль играет параметр ограничения по сплину σ_0 , входящий в сплиновую зависимость плотности уровней остаточного ядра:

$$\rho(E, J) = \bar{\rho} \cdot (2J+1) \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2 \cdot \sigma_0^2}\right], \quad (4)$$

где $\bar{\rho}$ - энергетическая зависимость плотности уровней.

Таблица 2

Выходы и интегральные сечения реакции (γ, α)

РЕАКЦИЯ	Q_α МэВ	B_α МэВ	$Q_\alpha + B_\alpha$ МэВ	Y 10^3 (моль · P) ⁻¹	σ ИНТ. МэВ · мкб
$^{51}\text{V}(\gamma, \alpha)$	10.3	6.2	16.5	8.9 ± 0.8	3200 ± 900
$^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)$	6.8	7.4	15.2	19.0 ± 2.0	6500 ± 1000
$^{71}\text{Ga}(\gamma, \alpha)$	5.3	7.8	15.1	2.2 ± 0.2	900 ± 200
$^{76}\text{Ge}(\gamma, \alpha)$	7.5	8.0	15.5	1.8 ± 0.1	550 ± 100
$^{96}\text{Zr}(\gamma, \alpha)$	4.9	9.7	15.6	2.1 ± 0.2	470 ± 100
$^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha)$	1.8	9.9	11.8	1.8 ± 0.2	710 ± 200
$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)$	5.6	10.1	15.7	1.6 ± 0.2	430 ± 100
$^{115}\text{In}(\gamma, \alpha)$	3.7	11.5	15.2	0.27 ± 0.05	64 ± 20
$^{143}\text{Nd}(\gamma, \alpha)$	~ 0.5	13.7	13.2	0.38 ± 0.05	74 ± 21
$^{145}\text{Nd}(\gamma, \alpha)$	~ 1.6	13.7	12.1	0.24 ± 0.04	46 ± 15
$^{148}\text{Nd}(\gamma, \alpha)$	~ 0.6	13.7	13.1	0.64 ± 0.06	100 ± 30
$^{170}\text{Er}(\gamma, \alpha)$	~ 0.5	15.3	14.8	0.94 ± 0.20	180 ± 80
$^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)$	~ 1.5	16.4	14.9	0.18 ± 0.05	40 ± 15
$^{207}\text{Pb}(\gamma, \alpha)$	~ 0.4	18.2	17.8	0.082 ± 0.016	26 ± 12

Результаты расчета показывают, что в случае ^{181}Ta заселение высокоспинового изомера у ядра ^{177}Lu очень маловероятно ($Y^m/Y^g < 1\%$),

поэтому можно считать, что приведенные в таблице 2 характеристики этой реакции практически совпадают с полными. Это также относится и к реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \alpha)$, где хотя вероятность образования изомера и большая ($\gamma^m/\gamma^g \approx 0.89$), но он практически весь распадается в основное состояние ($\sim 99.3\%$) ядра ^{111}Ag .

Для реакции $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha)$ при $\sigma_0 \geq 4$ изомерное отношение мало меняется, поэтому можно считать, что выход изомера составляет $\sim 83\%$ от полного выхода реакции $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha)$. Это ведет к $Y(\gamma, \alpha) = (2.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$ (моль. Р.) $^{-1}$ и $\sigma_{\text{ИНТ}} = 830 \pm 210$ мкб. МэВ.

4. Обсуждение результатов

Измеренные интегральные сечения реакции (γ, α) относятся к диапазону энергии возбуждения 18-23 МэВ. При этих энергиях, соответствующих области гигантского дипольного резонанса, расстояния между уровнями возбужденного ядра становятся гораздо меньше, чем их ширины, и основные характеристики реакции (γ, α) можно описать, используя статистический подход.

Поэтому представляет интерес провести сравнение измеренных интегральных сечений реакции (γ, α) в широком диапазоне Z и A с расчетами, основанными на этом подходе.

Сечения реакции (γ, α) можно представить в виде:

$$\sigma(\gamma, \alpha) = \sigma_t \cdot \Gamma_\alpha / \Gamma_t, \quad (5)$$

где $\sigma_t = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, \alpha) + \dots \approx \sigma(\gamma, \text{tot}) / 16$, (6)

$$\Gamma_t = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots \approx \Gamma_n. \quad (7)$$

При энергии ниже порога $(\gamma, 2n)$ реакции интегральные сечения (γ, α) реакции определяются выражением:

$$\sigma_{\text{ИНТ}}(\gamma, \alpha) = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_0} \sigma(\gamma, n)(E) \cdot \Gamma_\alpha(E) / \Gamma_n(E) dE. \quad (8)$$

Отношение парциальных ширин Γ_α / Γ_n описывается выражением, которое при учете массовых числа и спиновых множителей испускаемых частиц имеет вид:

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n} = 2 \cdot \frac{\int_{E_n \text{ макс.}}^{E_\alpha \text{ макс.}} E_\alpha \cdot \sigma_\alpha(E_\alpha) \cdot \rho_\alpha(E_\alpha \text{ макс.} - E_\alpha) dE_\alpha}{\int_0^{E_n \text{ макс.}} E_n \cdot \sigma_n(E_n) \cdot \rho_n(E_n \text{ макс.} - E_n) dE_n}, \quad (9)$$

где $E_{\alpha\text{max.}} = E_{\gamma} - Q_{\alpha} - \delta_{\alpha} - B_{\alpha}$, $E_{n\text{max.}} = E_{\gamma} - Q_n - \delta_n$; δ_{α} , δ_n — энергия спаривания /17/; E_{γ} — энергия возбуждения составного ядра; σ_{α} , σ_n — сечения обратных реакций /18/; ρ_{α} , ρ_n — плотность уровней конечных ядер после испускания α -частицы и нейтрона с энергией E_{α} и E_n .

Аналогично, как в /1/, плотность уровней при высоких энергиях возбуждения конечных ядер описывалась моделью ферми-газа, а при низких энергиях — моделью с постоянной температурой /19/. При энергии возбуждения составного ядра выше порога $(\gamma, 2n)$ реакции в (8)–(9) учитывалась эмиссия вторичного нейтрона.

Поскольку порог реакции $(\gamma, \alpha n)$ и $(\gamma, \alpha p)$ заметно больше, чем для (γ, α) , то сечения этих реакций при $E_{\gamma} \leq 23$ МэВ пренебрежимо малы, так что их вклад можно не учитывать.

На основе изложенного выше алгоритма были рассчитаны интегральные сечения реакции (γ, α) для всех измеренных ядер при $E_{\gamma} = 23$ МэВ.

В этих расчетах для параметра плотности уровней были использованы экспериментальные данные, полученные из анализа нейтронных резонансов /20, 21/, а для тех ядер, где они отсутствовали, такие данные были получены из феноменологической зависимости плотности уровней при энергии связи нейтрона /22/.

Полученные нами экспериментальные значения $\sigma_{(\gamma, \alpha)}^{\text{ИНТ}}$, нормированные для граничной энергии 23 МэВ, данные из работ /23, 24/, а также расчеты по статистической модели показаны на рис. 1.

Рассчитанные значения $\sigma_{(\gamma, \alpha)}^{\text{ИНТ}}$ были сглажены методом наименьших квадратов, чтобы исключить разброс энергий связи α -частиц.

Из зависимости $\sigma_{(\gamma, \alpha)}^{\text{ИНТ}}$ от Z видно, что для среднетяжелых ядер ($30 \leq Z \leq 50$) интегральные сечения реакции (γ, α) резко уменьшаются с увеличением Z . В этом диапазоне статистическая модель хорошо описывает характеристики реакции (γ, α) , поэтому можно предположить, что уменьшение $\sigma_{(\gamma, \alpha)}^{\text{ИНТ}}$ связано в основном с увеличением кулоновского барьера, который препятствует испарению α -частиц из возбужденных ядер.

Качественно иная картина наблюдается для тяжелых ядер ($Z > 50$), где с увеличением Z интегральные сечения реакции (γ, α) почти постоянные, а рассчитанные в 10^2 – 10^3 раз меньше, чем экспериментальные. По-видимому, в этом диапазоне ядер заметную роль начинают играть прямые и предравновесные процессы в механизме реакции (γ, α) .

Аналогичная зависимость имеет место и для реакций (γ, p) . В области гигантского дипольного резонанса отмечен заметный выход

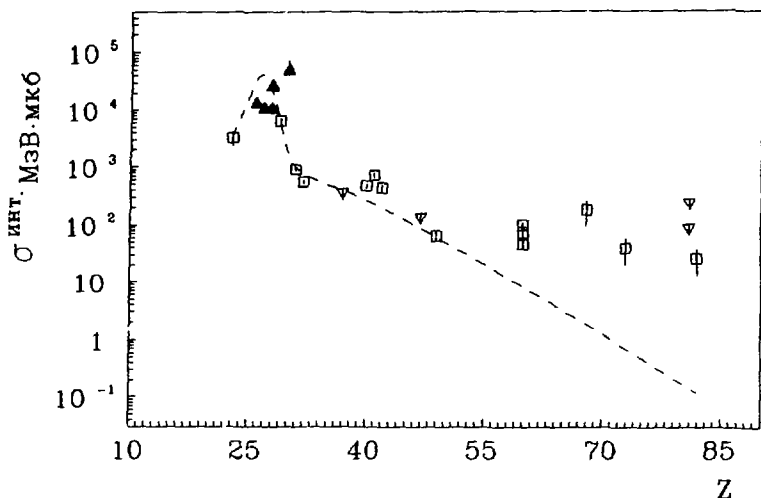


Рис.1. Зависимость интегральных сечении реакции (γ, α) от атомного номера (Z) при граничной энергии тормозного излучения 23 МэВ-наши данные \square , работа [23] ∇ , работа [24] \blacktriangle , - - - расчет по статистической модели.

протонов, связанный с прямыми процессами при $Z > 50$ [25].

Заметный разброс в значениях $\sigma_{\text{инт.}}(\gamma, \alpha)$ (напр. ^{96}Zr , ^{93}Nb , ^{92}Mo) связан, по-видимому, с наличием оболочечных эффектов и наиболее сильно проявляется при приближении конечных ядер к замкнутым оболочкам. Сравнение имеющихся экспериментальных данных по (n, α) реакциям на тепловых нейтронах [26], где наблюдается сильный разброс экспериментальных приведенных α -ширин с нашими результатами, показывает, что при энергии возбуждения в области гигантского дипольного резонанса влияние оболочечных эффектов начинает значительно уменьшаться, но еще остается заметным.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, А.Г.Белову и С.В.Лабутину за облучение образцов на микротроне, Б.С.Ишханову и И.М.Капитонову за полезные обсуждения.

Литература

1. Антонов А. Д., Балабанов Н. П., Гангарский Ю. П., Кондев Ф. Г., Маринова С. Г., Христов Х. Г. - ЯФ, 1990, т. 51, с. 305.
2. Menegheti L., Vitale S. - Nucl. Phys. 1965, v. 61, p. 316.
3. Wendling R., Kosiek R. - Z. Phys. 1966, v. 192, p. 502.
4. Hcuffman H., Prowe B., Ullrich H. - Nucl. Phys. 1966, v. 85, p. 631.
5. Kraft G., Kosiek R., Mundhenke R., Winter J. - Nucl. Phys. 1968, v. A118, p. 25.
6. Keller N. A., McConnell D. - Can. J. Phys. 1972, v. 50, p. 1554.
7. Murphy J., Skopik D., Asai J., Uegaki J. - Phys. Rev. 1978, v. C18, p. 736.
8. Тамае Т., Урано Т., Хироока М., Сугавара М. - Phys. Rev. 1980, v. C21, p. 1758.
9. Глейбман Е., Жучко В. - Препринт ОИЯИ 10-10-50, Дубна, 1980.
10. Жучко В., Шилежук Ю. - АЭ, 1975, т. 39, с. 66.
11. Wapstra A. H., Audi B. - Nucl. Phys. 1985, v. A432, p. 55.
12. Huizenga J., Igo G. - Nucl. Phys. 1962, v. 29, p. 462.
13. Katz L., Cameron A. G. - Can. J. Phys. 1951, v. 29, p. 518.
14. Fultz S. C., Bramblett R. L., Caldwell J. T., Harvey R. R. - Phys. Rev. 1964, v. 133, p. B1149.
15. Huizenga J., Vandenbosch G. - Phys. Rev. 1960, v. 120, p. 1305.
16. Dietrich S., Berman B. - Atom. Data Nucl. Data Tables, 1988, v. 38, p. 199.
17. Truran J. W., Cameron A. G. - In: Proc. Intern. Conf. on the properties of nuclei far from the region of beta-stability. CERN 70-30, Leysin, v. 1, p. 275. 1970.
18. Gadioli E., Gadioli Erba E. - Phys. Rev. 1977, v. C16, p. 1404
19. Игнатюк А. В. - Статистические свойства атомных ядер. Энергоатомиздат, М., 1983.
20. Baba H. - Nucl. Phys. 1970, v. A159, p. 625.
21. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. - Nucl. Phys. 1973, v. A217, p. 269
22. Ильинов А. С., Черепанов Е. А. - Препринт ИЯИ АН СССР П-0064, 1977.
23. Erdos P., Scherrer P., Stoll P. - Helv. Phys. Acta, 1957, v. 30, p. 639.
24. Dodge W., Leicht R., Hayward E., Wolynec E. - Phys. Rev. 1981, v. C24, p. 1952.
25. Shevchenko V. G., Yurev B. A. - Nucl. Phys. 1962, v. 37, p. 495.
26. Балабанов Н. П., Втюрин В. А., Гледенов Ю. М., Попов Ю. П. - ЭЧАЯ, 1991, т. 21, с. 317.

Рукопись поступила в издательский отдел

13 июня 1990 года.