

УДК 539.166

РЕЗОНАНСНАЯ КОНВЕРСИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ НЕЙТРОННЫМИ РЕЗОНАНСАМИ

Ю. П. Гангрский^а, Ф. Ф. Карпешин^б, Ю. П. Попов^а, М. Б. Тржасковская^в

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б НИИ физики им. В. А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета,
Санкт-Петербург, Россия

^в Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН, Гатчина, Россия

Обсуждается влияние на спектры α -частиц в реакции (n, α) резонансной конверсии в радиационных переходах малой энергии между нейтронными резонансами. Как пример такого влияния рассматриваются необычные α -спектры из нейтронных резонансов в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$. Представлены результаты расчетов коэффициентов резонансной конверсии для переходов между K -оболочкой и свободными уровнями в P -оболочке атома Sm. Отмечается заметный эффект резонанса между радиационными переходами в ядре и электронной оболочке атома.

The influence of the resonance conversion on the α -particles spectra in the reaction (n, α) in the transitions between neutron resonances is discussed. Unusual α -spectra from neutron resonances in the reaction $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ are considered as an example of such influence. The calculation of resonance conversion coefficients was performed for the transitions from the K -shell in the free levels of the P -shell of Sm atoms. The large effect of resonance in the radiation transitions for the nuclei and atomic shells is observed.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из процессов взаимодействия электронной оболочки с ядром является внутренняя конверсия γ -излучения. В этом процессе вся энергия возбужденного ядра не уносится γ -квантом, а передается одному из электронов, что приводит к ионизации атома. Этот эффект носит пороговый характер, т. е. проявляется только тогда, когда энергия радиационного перехода в ядре больше энергии связи электрона на данной оболочке атома. Однако и при подпороговой энергии ядерного перехода возможен другой, резонансный, канал этого процесса [1], при котором конверсионный электрон переходит в виртуальное возбужденное состояние. В результате этого вместо возбужденного ядра образуется возбужденный атом, разрядка которого происходит путем эмиссии характеристического рентгеновского излучения или оже-электронов. Как и во всяких резонансных процессах, можно ожидать значительного увеличения его вероятности по сравнению с обычной конверсией, что способно существенно изменить характер распада возбужденного ядра. Особенно заметным этот эффект может быть в случае редких распадов ядерных уровней, например, при эмиссии вместо γ -кванта какой-нибудь тяжелой частицы (нейтрона, α -частицы).

Этот эффект (его называют также подпороговой или дискретной конверсией) был рассчитан в мюонных атомах [2] и открыт на опыте в ядре ^{125}Te [3]. В этом ядре

наблюдалась резонансная конверсия γ -излучения $M1$ -перехода с энергией 35,391 кэВ в ионах с шестью или семью оставшимися электронами.

Свободные уровни атома расположены в узком энергетическом диапазоне (несколько эВ), ширины их малы ($< 10^{-7}$ эВ), поэтому резонанс между ними и ядерными уровнями является крайне маловероятным. Хотя наличие электронов-спектаторов на $2p$ -оболочке увеличивает ширину промежуточного состояния (K -дырки) до десятков эВ, процесс остается сравнительно редким. Однако в ряде случаев вероятность этого процесса может существенно вырасти. Одним из них является резонансная конверсия в водородоподобных ионах [4, 5]. Наличие лишь одного электрона в таких ионах резко увеличивает и число свободных состояний, и их ширину. Это значительно улучшает условия для появления резонанса, а отсутствие электронов-спектаторов в $2p$ -оболочке делает резонанс особенно острым.

Другим случаем с повышенной вероятностью резонансной конверсии могут быть радиационные переходы между высоколежащими уровнями в районе энергии связи нейтрона, например, между нейтронными резонансами. Низкая энергия этих переходов приводит к большим значениям коэффициентов внутренней конверсии, а высокая плотность резонансов в широком диапазоне — к разнообразию энергий переходов и, следовательно, к повышению вероятности совпадения ее с энергией перехода в электронной оболочке, т. е. к появлению резонанса. Это способно существенно изменить характер распада данного резонанса, который может проходить по совершенно другому пути, в том числе и начинаться с перехода малой энергии. Возможно, проявление такого эффекта наблюдалось при измерениях спектров α -частиц, испускаемых при разрядке нейтронных резонансов в ядре ^{148}Sm [6–8]. Рассмотрение этой реакции — вычисление коэффициентов резонансной конверсии для переходов низкой энергии между нейтронными резонансами и вероятностей таких переходов с возможным изменением характера распада при этом — и является предметом представленной работы.

ПРИМЕР С α -РАСПАДОМ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В реакции радиационного захвата резонансных нейтронов ядром ^{147}Sm возбуждаются уровни с двумя значениями спина и четности — 3^- и 4^- . Энергия возбуждения составного ядра ^{148}Sm составляет 8,141 МэВ, а среднее расстояние между резонансами — 5,7 эВ. Основным каналом распада является эмиссия γ -излучения, но с вероятностью $\sim 10^{-4}$ наблюдались α -частицы (энергия α -распада составляет 10,128 МэВ). Характер спектра α -частиц должен определяться проницаемостью кулоновского барьера, правилами отбора по спину и четности, а также структурой уровней конечного ядра ^{144}Nd . Однако наблюдаемые спектры α -частиц из различных резонансов и значения приведенных α -ширин оказались существенно разными и в целом ряде случаев не соответствующими указанным правилам для α -распада. Например, для резонанса с $E_n = 184$ эВ и $I^\pi = 3^-$ проявляется лишь один α -переход в основное состояние ($I^\pi = 0^+$) ядра ^{144}Nd , с α -шириной вдвое большей, чем средняя по всем резонансам, а для резонанса с $E_n = 3,4$ эВ и теми же I^π — α -переходы в основное и первое возбужденное состояние с $I^\pi = 2^+$ с практически одинаковыми α -ширинами. Такое разнообразие α -спектров и α -ширин можно было бы объяснить либо существенно разной ядерной структурой указанных нейтронных резонансов, что представляется маловероятным, либо более широким набором

спинов резонансов, с которых происходит α -распад. Это уширение набора спинов может быть связано или с наложением соседних резонансов или с увеличением их числа в результате радиационных переходов низкой энергии между резонансами, вероятность которых может резко возрасти за счет резонансной конверсии. Для этого необходимо, чтобы вероятности переходов с низкой энергией (вплоть до нескольких эВ), соответствующей расстоянию между резонансами, были близки к величинам, обратным факторам резонансной конверсии для этих переходов, которые лежат в интервале от энергии связи электронов на K -оболочке (для Sm это 46,837 кэВ) до расстояния между соседними резонансами (обычно несколько эВ). Вероятность совпадения энергий атомных и ядерных переходов может быть заметной из-за большого числа уровней в ядре (~ 200 на интервал энергии в 1 кэВ) и большой ширины атомных уровней в случае дырки на K -оболочке (до нескольких десятков эВ). Для оценки этого эффекта были рассчитаны коэффициенты резонансной конверсии для радиационных переходов в Sm вплоть до очень низких энергий (расстояние между уровнями в P -оболочке атома).

РАСЧЕТЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕЗОНАНСНОЙ КОНВЕРСИИ ДЛЯ ПЕРЕХОДОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Теория процесса резонансной внутренней конверсии и способ вычисления ее коэффициентов подробно изложены в [9–11]. Фактор конверсии, представляющий собой отношение ширин конверсионного Γ_c - и радиационного Γ_γ -переходов, определяется в окрестностях резонанса выражением

$$R = \Gamma_c / \Gamma_\gamma = \frac{2\alpha_d \Gamma}{\pi(4\Delta^2 + \Gamma^2)}, \quad (1)$$

где α_d — резонансный аналог обычного коэффициента внутренней конверсии; Δ — дефект резонанса, равный разности энергий атомного и ядерного уровней ($\Delta = E_a - E_n$); Γ — полная ширина резонанса, включающая ширины атомного и ядерного уровней. Для нейтронных резонансов эта ширина $\sim 10^{-2}$ эВ, а для атомных уровней зависит от номера электронной оболочки. Для самой нижней K -оболочки она достигает нескольких десятков эВ, но быстро падает с ростом главного квантового числа оболочки n и уменьшением энергии радиационного перехода ΔE (как третьей степени этих величин)

$$\Gamma_{ат} \approx \frac{(\Delta)^3}{n^3}. \quad (2)$$

Например, для переходов между основным состоянием атома и одним из его возбужденных с энергией в несколько эВ она составляет $\sim 10^{-8}$ эВ.

Выражение для фактора резонансной конверсии, который определяет вклад этого эффекта в вероятность радиационного перехода, имеет вид

$$R = \frac{2\alpha_d}{\pi\Gamma}. \quad (3)$$

На рисунке представлена схема электронных оболочек в атоме Sm. Указаны радиационные $E1$ - и $M1$ -переходы с нижней K -оболочки на свободные уровни в P -оболочке.

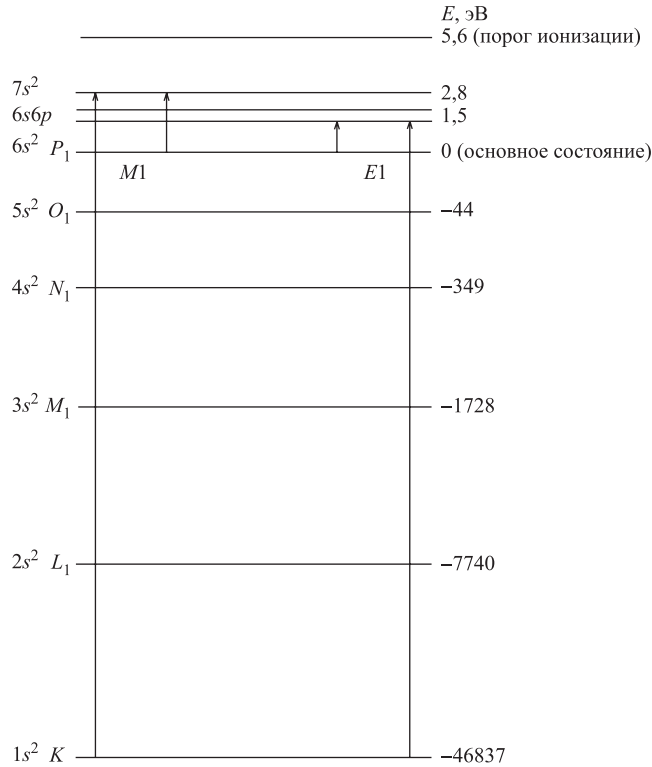


Схема атомных уровней Sm. Указаны электронные конфигурации и энергии уровней относительно основного состояния

В атоме Sm имеется целый ряд уровней с конфигурацией $4f^6 6s6p$, на которые возможны переходы $E1$ с заполненной K -оболочки (ее конфигурация $1s^2$). С этой оболочки возможны и $M1$ -переходы на свободные уровни P и более высоких оболочек с конфигурацией $7s^2$, $8s^2$ и т.д. Пользуясь этой схемой, рассчитали коэффициенты дискретной конверсии α_d для радиационных переходов в ядре ^{148}Sm , резонансных — для атомных переходов между электронными конфигурациями $1s^2 \rightarrow 6s6p_{3/2}$, $6s^2 \rightarrow 6s6p_{3/2}$ (переходы $E1$), а также $1s^2 \rightarrow 7s^2$, $6s^2 \rightarrow 7s^2$ (переходы $M1$). Были выбраны самые низкие уровни в P -оболочке с указанными конфигурациями (с энергиями соответственно 1,5 и 2,8 эВ). Расчеты проведены методом Дирака–Фока с учетом конечных размеров ядра, а также высших квантово-электродинамических поправок на поляризацию вакуума и собственную энергию [10]. Значения ширин атомных уровней были получены с использованием известной величины для перехода между электронными оболочками L_{II} и ($\Gamma = 52$ эВ [12]) и выражения (2). Ширины атомных уровней при переходах внутри P -оболочки оказались много меньше ширин нейтронных резонансов ($3 \cdot 10^{-2}$ эВ), поэтому для вычисления факторов резонансной конверсии R использовались значения ядерных ширин. Полученные таким способом характеристики резонансных переходов α_d , Γ и R представлены в таблице. Видно, что значения R , в особенности для $M1$ -переходов с

Характеристики резонансной конверсии для радиационных переходов в ядре ^{148}Sm

Переход	Мульти- польность	Энергия перехода, эВ	α_d , эВ	Γ , эВ	R	Γ_i/Γ_0
$1s^2 \rightarrow 6s6p_{3/2}$	E1	46832	4,69	0,49	9,5	10^{-4}
$1s^2 \rightarrow 7s^2$	M1	46830	11,97	0,032	375	10^{-4}
$6s^2 \rightarrow 6s6p_{3/2}$	E1	1,6	$2,6 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{-2}$	$0,9 \cdot 10^{11}$	10^{-18}
$6s^2 \rightarrow 7s^2$	M1	2,8	$2,7 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{-2}$	$0,9 \cdot 10^{11}$	10^{-17}

K -оболочки и внутри P -оболочки, достигают очень больших величин и могут повысить вероятность радиационных переходов низких энергий из нейтронных резонансов.

С учетом фактора резонансной конверсии вероятность разрядки нейтронного резонанса путем радиационного перехода, совпадающего по энергии с переходом в атомной оболочке, определяется выражением

$$W = (1 + R) \frac{\Gamma_i}{\Gamma_0}, \quad (4)$$

где Γ_i — парциальная приведенная ширина для перехода низкой энергии; Γ_0 — полная ширина нейтронного резонанса (для данной области ядер $\Gamma_0 \cong 0,03$ эВ). К сожалению, практически отсутствует информация о спектрах γ -квантов низких энергий (< 100 кэВ), испускаемых при разрядке нейтронных резонансов. Поэтому значения Γ_i , как правило, неизвестны, хотя реакция ($n, \gamma\alpha$) наблюдалась, где α -распаду предшествовало испускание γ -кванта низкой энергии и мультипольности E1 или M1 [13]. Грубую оценку Γ_i можно получить из экстраполяции к низким энергиям измеренных на опыте спектров γ -излучения, испускаемого при разрядке уровней после захвата тепловых нейтронов [14–16], считая что значения Γ_i уменьшаются как энергия перехода в кубе. Такие оценки Γ_i/Γ_0 приведены в таблице. Видно, что при указанных предположениях о переходах они оказываются заметно меньше, чем $(1 + R)^{-1}$, особенно для переходов низкой энергии внутри P -оболочки атома. Однако необходимо отметить, что используемые в этих расчетах значения Γ_i являются усредненными по многим резонансам с большим разбросом параметров. Для отдельных резонансов возможны и заметные отклонения от средних значений, и проявления нестатистических эффектов [17]. Все это не позволяет исключить заметного влияния резонансной конверсии на распад нейтронных резонансов и спектры вторичных частиц при их распаде.

В случае переходов большей энергии (с K -оболочки), где отмеченные неопределенности меньше, можно ожидать достаточно больших значений фактора R для переходов на ридберговские уровни (они имеют малую ширину ($\ll 1$ эВ) и большую плотность). Интересным является пример с переходами между атомными уровнями K - и L -оболочки. В этом случае ширина уровня в L -оболочке (52 эВ) заметно выше расстояния между нейтронными резонансами, поэтому резонансный электронный переход найдется всегда. Однако эти случаи требуют специального и более детального рассмотрения.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну, М.Г.Иткису и Ю.Э.Пенионжкевичу за интерес к работе, а также Ю.М.Гледену, П.А.Седышеву и А.М.Суховому за полезные обсуждения.

Работа поддержана РФФИ (грант № 05-02-17430).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карпешин Ф. Ф. // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37. С. 352.
2. Зарецкий Д. Ф., Карпешин Ф. Ф. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 306.
3. Karpeshin F. F. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 1640.
4. Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б., Гангрский Ю. П. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. С. 1.
5. Гангрский Ю. П., Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б. // Изв. АН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 149.
6. Popov Yu. P. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 212.
7. Koehler P. E. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 015803.
8. Попов Ю. П., Гледенов Ю. М., Анджеевский Ю. // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1. С. 83.
9. Karpeshin F. F. et al. // Phys. Rev. Lett. B. 1992. V. 282. P. 267.
10. Karpeshin F. F., Vand I. M., Trzaskovskaya M. B. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 654. P. 579.
11. Карпешин Ф. Ф., Банд И. М., Тржасковская М. Б. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. С. 1565.
12. Блохин Н. А., Швайцер И. Г. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982.
13. Oakey N. S., Macfarlane R. D. // Phys. Lett. 1968. V. 268. P. 662.
14. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy / Ed. by R. E. Chrien, W. R. Kane. N. Y.: Plenum Press, 1979.
15. Groshev L. V. et al. // Nucl. Phys. 1963. V. 43. P. 669.
16. Smither R. K. // Phys. Rev. 1966. V. 150. P. 964.
17. Gledenov Yu. M. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 042801.

Получено 10 ноября 2005 г.