

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ В МЮОННЫХ АТОМАХ АКТИНИДОВ

© 2026 г. Ф. Ф. Карпешин*

*Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева,
Санкт-Петербург, 190005 Россия*

**E-mail: fkarpeshin@gmail.com*

Поступила в редакцию 31.07.2025 г.

После доработки 31.07.2025 г.

Принята к публикации 04.08.2025 г.

В мюонных атомах ^{238}U ядра могут подвергаться мгновенному делению посредством безызлучательных переходов мюона: $2p - 1s$, $3p - 1s$, $3d - 1s$ и т.д. Изучаются основные особенности динамики деления при мгновенном делении: увеличение барьера, динамика перехода от седловой к разрывной стадии, мюонная конверсия и характеристическое рентгеновское излучение от осколков деления дают многостороннюю информацию о динамике деления и свойствах осколков. Промонстрировано влияние подавления деления в мюонных атомах ^{238}U на форму ГДР и вероятность его безрадиационного возбуждения в переходах $3p - 1s$. Предложена простая интерпретация зависимости наблюдаемой ширины ГДР от энергии.

Ключевые слова: гигантский дипольный резонанс, безрадиационное возбуждение ядра, мюонные атомы

DOI: 10.56304/S2079562926010161

1. ВВЕДЕНИЕ

Уилер предположил, что ядерное возбуждение атома ^{238}U может происходить в безызлучательном мюонном переходе $2s - 1s$ [1]. Однако эти переходы конкурируют с радиационными электродипольными переходами $2s - 2p$ с энергией 1.2 МэВ. Другие возможные безызлучательные переходы, такие как $2p - 1s$, $3p - 1s$, также конкурируют с теми же радиационными переходами. Более того, переход $3p - 1s$ конкурирует с радиационным переходом $3p - 2s$ с вероятностью пятьдесят на пятьдесят. Зарецкий показал [2], что вероятность ядерного возбуждения в этих переходах также высока, порядка 1. Кроме того, Теллер и Вайсс показали [3], что в $E2$ -переходе $3d - 1s$ вероятность безызлучательного перехода примерно такая же. Эти результаты были подтверждены Нестеренко и др. [4]. Более того, они показали, что вероятность безызлучательного перехода $E3$, $3d - 2p$, также высока, достигая 15%, и успешно конкурирует с излучательным переходом $E1$. В этом переходе происходит возбуждение низколежащего электрического октупольного резонанса (LEOR).

Экспериментальное открытие состоялось в Дубне в 1960 году [5, 6]. Количественные данные о безызлучательных вероятностях в мюонном ^{238}U

были получены группой профессора Давида из Боннского университета [7]. Полученные ими вероятности безызлучательных переходов представлены в таблице. Данные сравниваются с теоретическими расчетами.

Данные для перехода $2p - 1s$ согласуются с теоретическими расчетами. Удивительно, но для переходов $3p - 1s$ было обнаружено радикальное расхождение с теорией. Это не просто 20%-ное превышение над теоретическими расчетами. Это различие показывает, что отношение вероятностей безызлучательного и излучательного распада достигает порядка величины. Чтобы лучше понять природу этого расхождения, я провел модельно-независимый расчет, используя экспериментальные сечения фотовозбуждения и фотоделения ядер урана. Прежде чем перейти к результатам, напомним физические принципы, лежащие в основе расчетов.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Структура безрадиационного перехода складывается из трех моментов. Во-первых, это динамическое взаимодействие между атомными и ядерными уровнями. Оно определяет амплитуду смешивания. Это взаимодействие можно представить как

Таблица 1. Расчетные вероятности безызлучательных переходов в сравнении с экспериментальными данными. $\langle 2p - 1s \rangle$ — усредненные по компонентам тонкой структуры. Обозначения ПТ, ОТ показывают применение моделей поверхностных или объемных ядерных токов соответственно для расчета коэффициентов мюонной конверсии. Численные значения последних вычислены ранее, используя пакет подпрограмм RAINE [9–11]

	$\langle 2p - 1s \rangle$	$2p_{1/2} - 1s$	$2p_{3/2} - 1s$	$3p - 1s$	$3d - 1s$
Эксперимент [7]	26.2 ± 2.6	$21.6 \pm 3.2(1.6)$	$31.1 \pm 2.8(1.3)$	88.9 ± 4.3	12.8 ± 1.4
Зарецкий и Новиков					
с σ из [12]	22.4	21.1	24.2	64.7	
с σ из [13]	29.8	28.4	32.0	68.5	
Теллер и Вайс [3]	20.7	20.0	21.7	59	9.6
Карпешин	11–15 ^{ПТ}			55–65 ^{ПТ}	19–24 ^{ПТ}
и Нестеренко [4]	19–26 ^{ОТ}			57–69 ^{ОТ}	25–32 ^{ОТ}
Карпешин [14]				80	

произведение ядерной радиационной ширины распада на коэффициент мюонной конверсии (КМК). Во-вторых, использование КМК позволяет получить выражение для ширины безызлучательного перехода, воспользовавшись принципом детального баланса [4, 8] ($\epsilon = c = 1$):

$$\Gamma_{rf} = \alpha_{\mu}^{(d)}(i \rightarrow f) \frac{\omega^2}{\pi^2} \sigma_{\gamma}(\omega). \quad (1)$$

Здесь $L = 1$ — мультипольный порядок, ω — энергия перехода, а $\sigma_{\gamma}(\omega)$ — сечение фотовозбуждения ядра. Тогда $\alpha_{\mu}^{(d)}(i \rightarrow f)$ — КМК мюонного перехода с уровня i на f . Верхний индекс “ d ” подчеркивает, что оба мюонных состояния при-

надлежат дискретному спектру, в отличие от традиционной внутренней конверсии, когда электрон (или мюон) переходит в континуум. Вследствие этого дискретные КМК становятся энергетически размерными из-за иной нормировки волновой функции конверсионного мюона. Третий, безусловно важнейший момент состоит в том, что энергия проблемного $3p - 1s$ -перехода, в отличие от прочих, лежит почти в центре гигантского дипольного резонанса (ГДР). Поэтому описание безызлучательных переходов требует, прежде всего, знания силовых функций, которые содержат информацию о структуре ядра. С этой точки зрения ГДР представляет собой важнейший объект ядерных исследований, изучение которого далеко до завершения, см. например, работы [15, 16].

В работе [3] сечение фотопоглощения аппроксимируется лоренцевской формой

$$\sigma_{\gamma}(E) = \frac{\sigma_m}{1 + [(E^2 - E_R^2)/E^2\Gamma^2]}, \quad (2)$$

с параметрами $\sigma_m = 500$ мб, $E_R = 12.8$ МэВ, и $\Gamma = 6$ МэВ. Известно, что в ^{238}U ГДР расщеплен, но это сейчас неважно для наших целей. Мы хотим изучить вопрос, как подавление делительного канала в мюонных атомах скажется на вероятности безрадиационных переходов. Сравнение одноконтурной аппроксимации (2) с экспериментальным сечением приведено на рис. 1. А чтобы сделать предмет рассмотрения ближе к реальным параметрам и первопринципам квантовой механики, рассмотрим ГДР как резонанс Брейта–Вигнера. Обозначим индексом 1 основное состояние ядра, 2 — возбужденное состояние на склоне ГДР с энергией E_2 . Соответствующие спины ядра тогда будут I_1 и I_2 . Параметры резонанса обозначим E_0 — собственно энергия резонанса, Γ_0 и Γ_t — радиационная и полная ширины его распада:

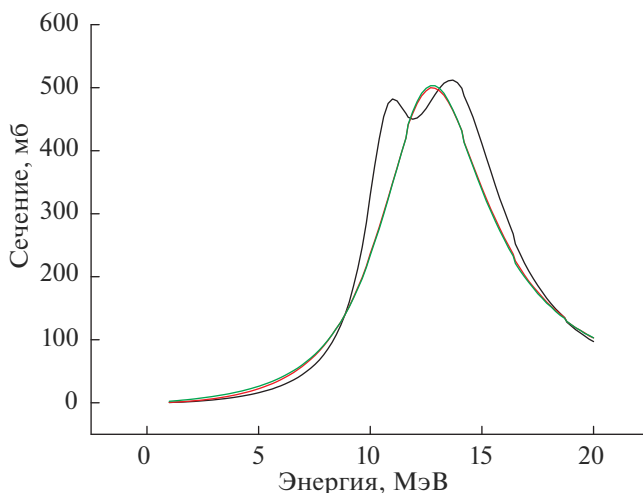


Рис. 1. Экспериментальное полное сечение фотовозбуждения ядра ^{238}U (расщепленная резонансная кривая) и его одноконтурная параметризация согласно (2) и (3). Разница между двумя последними формами неразличима в масштабе рисунка.

$$\sigma_{\gamma}(\omega) = \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \Gamma_{\gamma}(2-1) \frac{\Gamma_t/2\pi}{(E - E_0)^2 + (\Gamma_t/2)^2}. \quad (3)$$

Весовой фактор в (3) $(2I_2 + 1)/(2I_1 + 1)$ отражает принцип детального равновесия. Введем в (3) радиационную ширину распада ядра из состояния с энергией ω в основное состояние $\Gamma_{\gamma}(\omega \rightarrow 0)$ и учтем, что она зависит от энергии пропорционально кубу:

$$\Gamma_{\gamma}(2-1) = \left(\frac{E}{E_0}\right)^3 \Gamma_0. \quad (4)$$

Параметр Γ_0 имеет физический смысл радиационной ширины распада ГДР. После этого сечение фотопоглощения Брейта–Вигнера (3) обретает вид

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \frac{2I_{\omega} + 1}{2I_0 + 1} \left(\frac{\pi}{\omega}\right)^2 \left(\frac{E}{E_0}\right)^3 \frac{\Gamma_0 \Gamma_t/2\pi}{(E - E_0)^2 + (\Gamma_t/2)^2}. \quad (5)$$

Оказалось, что несмотря на внешне как будто бы разный вид, численные значения сечения, рассчитанного по формулам (2) и (5), практически идентичны, как показано на рис. 1. Оптимальный результат подгонки сечения $\sigma_{\text{BW}}(\omega)$ (5), приведенный на рисунке, получен с параметрами $E_0 = 12.46$ МэВ, $\Gamma_t = 5.8$ МэВ, которые близки к указанным выше параметрам работы [3], и $\Gamma_0 = 0.061$ МэВ.

Отметим, что извлеченное значение последнего параметра весьма близко к ожидаемому значению из правила сумм для сил осцилляторов (например, [17]):

$$S_1 = \sum_i \omega_i B(E1, \omega_i \rightarrow 0) = \frac{3Z}{8\pi M_p}, \quad (6)$$

где $Z = 92$ – заряд ядра, и M_p – масса протона. Подставляя в (6) фитированное значение энергии ГДР $E_0 = 12.46$ МэВ, получим

$$\Gamma_0^{\text{sum}} = \frac{16\alpha\pi\omega^3}{9} B(E1, \omega \rightarrow 0) \frac{2\alpha\omega^2 Z}{3M_p} = 0.075 \text{ МэВ}, \quad (7)$$

где α – константа сверхтонкого взаимодействия.

3. ВЛИЯНИЕ УВЕЛИЧЕНИЯ БАРЬЕРА НА СЕЧЕНИЕ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

При рассматриваемых энергиях возбуждения известно, что делительная ширина составляет 25% от нейтронной, которая в свою очередь близка к полной ширине. Поэтому ее подавление приведет к уменьшению полной ширины на 20%. Результат представлен на рис. 2. Уменьшение полной ширины резонанса приводит к увеличению сечения в центре и к уменьшению его на крыльях

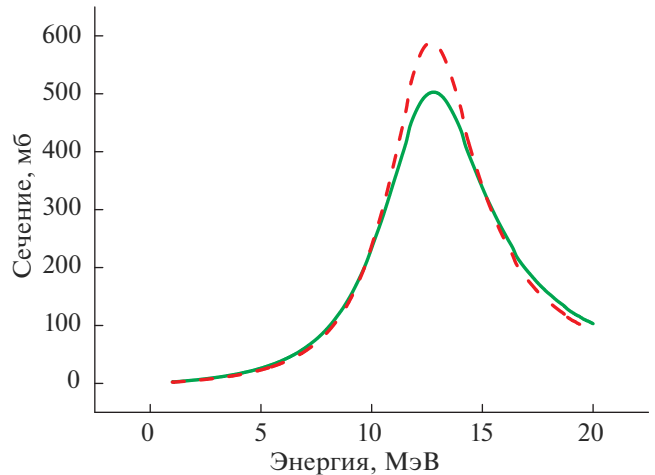


Рис. 2. Эффект уменьшения полной ширины ГДР Γ_t на 20%. Резонанс стал более узким и высоким в центре, но на крыльях сечение уменьшается.

резонанса. В области же исследуемого перехода вблизи 9.5 МэВ сечение остается существенно прежним.

4. СВЯЗЬ ФОРМЫ ГДР С ПЕРВОПРИНЦИПАМИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Отметим, что представление (5) сразу приводит к асимметричной форме ГДР, что можно описать в терминах зависимости ширины ГДР от энергии. При этом правое крыло резонанса оказывается как бы шире, чем левое. В работе [3] это обстоятельство было отмечено как не имеющее объяснения в рамках первопринципов. Рассмотрение же на основе формулы (5) дает естественное объяснение этому эффекту в виде зависимости радиационной ширины во входном – дорвейном – канале от энергии в кубе. В результате соответствующий фактор на одинаковом расстоянии от центра ГДР возрастает при удалении в сторону больших энергий и убывает в сторону меньших энергий. Таково естественное объяснение асимметричной формы ГДР на основе первопринципов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представляет интерес представление сечения возбуждения ГДР в современной Брейт–Вигнеровской форме (3), которая является более прозрачной с точки зрения физики по сравнению с формулой (2). Сравнение численных результатов демонстрирует тождественное согласие обоих представлений.

Брейт–Вигнеровское представление (3) удобно тем, что позволяет в явном виде ввести зависимость радиационной ширины от энергии перехода,

приближая рассмотрение к первопринципам квантовой механики. Этот прием может найти дальнейшее применение при анализе экспериментальных данных относительно ГДР. Отметим новые моменты.

Фитирование экспериментального сечения дало возможность получить гораздо большую информацию по сравнению с [3]. В итоге мы получили два важнейших параметра: радиационную ширину распада ГДР Γ_0 и ее полную ширину Γ_t , используя экспериментальное сечение фотопоглощения. Согласованность полученных значений этих параметров с ожидаемыми на основании других соображений подтверждает разумность использованной модели.

Следующий момент состоит в том, что качественно удалось учесть подавление делительной ширины в присутствии мюона на орбите. И хотя это в случае перехода $3p - 1s$ не повлияло существенно на вероятность безрадиационного возбуждения ядра, варьирование ширины ГДР позволило наглядно продемонстрировать возможное влияние делительного канала и его подавления на общую форму ГДР в мюоном атоме ^{238}U . Полученные результаты в принципе подтверждают ожидания. Однако именно в области перехода $3p \rightarrow 1s$ это влияние оказывается минимальным, поэтому причину остающегося расхождения теории с экспериментом надо искать в другом направлении.

Третий момент, заслуживающий внимания, — объяснение асимметричной формы ГДР как естественное следствие зависимости его радиационной ширины от энергии во входном канале.

Приведенные выше результаты безусловно свидетельствуют о важности изучения вероятности возбуждения гигантских резонансов в мюонных атомах. Для дальнейшего прояснения ситуации представляется целесообразным провести дополнительные измерения для указанных в таблице переходов с лучшим разрешением детекторов, что позволило бы более детально выделить характеристические линии мезорентгеновского излучения.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение автор хотел бы выразить благодарность М. Г. Урину за многочисленные плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Wheeler J.A.* // Phys. Rev. 1948. V. 73. P. 1252.
2. *Zaretski D.F., Novikov V.M.* // Nucl. Phys. 1959. V. 14. P. 540. 1961. V. 28. P. 177.
3. *Teller E., Weiss M.S.* // Trans. N.Y. Acad. Sci. 1980. V. 40 (1). P. 222–229.
<https://doi.org/10.1111/j.2164-0947.1980.tb03014.x>
4. *Karpeshin F.F. and Nesterenko V.O.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1991. V. 17. P. 705.
5. *Balat M.Ya., Kondrat'ev L.N., Landsberg L.G., et al.* // Sov. Phys. JETP. 1960. V. 11 (6). P. 1239–1241.
6. *Понтекорво Б.М., Зарецкий Д.Ф., Балац М.Я., Ландсберг Л.Г., Лебедев П.И., Кондратьев Л.Н., Обухов Ю.В.* "Безрадиационные переходы в мезоатомах". Государственный реестр открытий СССР. № 100. 17.06.1959.
7. *Roesel Ch., et al.* Z. Phys. A. 1991. V. 340. P. 199.
8. *Карпешин Ф.Ф.* Мгновенное деление в мюонных атомах и резонансная конверсия. 2006. Санкт-Петербург: Наука.
9. *Band I.M., Trzhaskovskaya M.B., Nestor C.W.Jr., et al.* // At. Data Nucl. Data Tables. 2002. V 81. P. 1.
10. *Band I.M., Trzhaskovskaya M.B.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1993. V. 55. P. 43.
11. *Band I.M., Trzhaskovskaya M.B.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1986. V. 35. P. 1.
12. *Zhuchko V.E. et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1987. V. 28. P. 602.
13. *Caldwell J.T. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 1215.
14. *Karpeshin F.F.* // Phys. Part. Nucl. Lett., 2025. V. 22 (2). P. 251–254.
15. *Bondarenko V.I., Urin M.H.* // Phys. Rev. C. 2024. V. 109. P. 064610.
16. *Tulupov B.A., Urin M.H.* // Phys. Part Nucl. 2019. V. 50. P. 550–555.
17. *Bethe H.A.* Quantum Mechanics. 1964. New York: Benjamin, Inc.

Excitation of Giant Multipol Resonances on Muonic Atoms of Actinides

F. F. Karpeshin*

Mendeleyev All-Russian Research Institute of Metrology, Saint-Petersburg, 190005 Russia

*e-mail: fkarpeshin@gmail.com

Received July 31, 2025; revised July 31, 2025; accepted August 4, 2025

Abstract—In muonic atoms of ^{238}U , nuclei can undergo prompt fission via nonradiative muon transitions: $2p - 1s$, $3p - 1s$, $3d - 1s$, etc. The main features of fission dynamics in prompt fission are studied: barrier

increase, saddle-to-scission transition dynamics, muon conversion, and characteristic X-ray emission from fission fragments provide comprehensive information on fission dynamics and fragment properties. The effect of fission suppression in muonic ^{238}U atoms on the GDR shape and the probability of its radiationless excitation in the $3p - 1s$ transitions is demonstrated. A simple interpretation of the energy dependence of the observed GDR width is proposed.

Keywords: giant dipole resonance, radiationless excitation of nuclei, muonic atoms