

Существует ли когерентное тормозное излучение осколков деления ядер?

В. А. Варлачев, Г. Н. Дудкин¹⁾, В. Н. Падалко

Федеральное государственное научное учреждение НИИ ядерной физики, 634050, Томск, Россия

Поступила в редакцию 25 июля 2005 г.

В энергетическом диапазоне $10 \div 90$ МэВ исследован спектр γ -квантов, возникающих при делении ядер ^{235}U нейтронами. Эксперимент выполнен на горизонтальном экспериментальном канале ядерного реактора. Энергетический спектр измерялся с помощью однокристалльного NaI(Tl)-спектрометра. В диапазоне энергий γ -квантов $12 \div 38$ МэВ получены данные о вероятности выхода γ -квантов в зависимости от энергии. Для диапазона $38 \div 90$ МэВ установлен верхний предел на вероятность эмиссии γ -квантов. Показано, что экспериментальные данные не подтверждают ни одну из теоретических моделей описывающих выход γ -квантов в этой энергетической области за счет когерентного тормозного излучения осколков деления в кулоновском поле.

PACS: 24.75.+i, 25.85.Ec

Одна из фундаментальных проблем физики деления ядер связана с характеристиками энергетического спектра γ -квантов, сопровождающих процесс деления в области энергий > 10 МэВ.

В области энергий $10 \div 20$ МэВ экспериментальные данные об энергетическом спектре γ -излучения получены только на источниках спонтанно делящихся ядер ^{252}Cf , ^{238}U [1–7]. Спектры характеризуются экспоненциальной зависимостью с обратным параметром наклона $E_0 = 1.4 \div 2.2$ МэВ. Формы спектров достаточно хорошо совпадают, однако по интенсивности отличаются между собой в несколько раз. Выход γ -квантов в этой области энергий объясняется наличием высоковозбужденных состояний дочерних ядер, возникающих в процессе деления и, в том числе, прямым возбуждением гигантского дипольного резонанса.

Для области энергий более 20 МэВ результаты, как экспериментов, так и теоретических расчетов противоречивы. В трех экспериментах не зафиксирован выход γ -квантов с такой большой энергией – установлен только верхний предел [4, 8, 9], в трех других экспериментах измерен энергетический спектр [3, 5, 7]. Теоретически выход γ -квантов в диапазоне энергий $20 \div 120$ МэВ обосновывается как результат когерентного тормозного излучения осколков деления ядер в кулоновском поле и зависит от фундаментальных характеристик процесса деления ядер, таких как: длины шейки деления [7], механизма ускорения (мгновенный, чисто кулоновский [3]), квантовомеханических поправок на эффект туннелирования

осколков через потенциальный барьер [4]. Результаты расчетов отличаются в разных моделях на несколько порядков.

Между тем в реакциях слияния ядер, интенсивно изучающихся в последнее время, выход γ -квантов в результате механизма когерентного тормозного излучения ядер доказан экспериментально и обоснован теоретически [10–14].

Противоречивость экспериментальной и теоретической ситуаций в делении ядер потребовала продолжения исследований, поэтому задачей настоящей работы являлось исследование спектра γ -квантов, возникающих при вынужденном делении ядер ^{235}U нейтронами, для области энергий > 10 МэВ.

Эксперимент был выполнен на горизонтальном экспериментальном канале ядерного реактора ФГНУ НИИ ЯФ. Энергетический спектр измерялся с помощью однокристалльного NaI(Tl)-спектрометра с размерами кристалла: диаметр – 20 см, длина – 20 см (7.7 рад. длин). Для защиты детектора от потока нейтронов и уменьшения плотности потока γ -квантов до приемлемого уровня между спектрометром и активной зоной реактора был помещен фильтр из дистиллированной воды длиной 300 см. Два свинцовых коллиматора 1 и 2, размещенные после фильтра, задавали телесный угол детектора. Между входом свинцового коллиматора 1 и выходом коллиматора 2 расстояние 150 см. Диаметр отверстия обоих коллиматоров равен 2 см, длина 15 см. В результате, при мощности реактора $W = 6$ МВт, на детектор падал поток γ -квантов с интенсивностью $\sim I = 5 \cdot 10^4$ γ /с.

¹⁾e-mail: dudkin@npi.tpu.ru

Для защиты детектора от фона, обусловленного космическим излучением, использовалась пассивная защита – свинец, тяжелый бетон и активная защита – сцинтилляционные детекторы, окружающие NaI-спектрометр и работающие в режиме антисовпадений. Для того чтобы эффективность регистрации γ -квантов NaI(Tl)-спектрометром не зависела от энергии (за счет выхода электронов и γ -квантов из кристалла и запрета их антисовпадательными счетчиками) спектрометр сначала был окружен с боковых сторон защитой из свинца толщиной 5 см, а затем уже антисовпадательными счетчиками.

Сигнал с анода ФЭУ-49Б, находящегося в оптическом контакте с кристаллом NaI(Tl), подавался на заряд – цифровой преобразователь (ЗЦП) с длительностью окна интегрирования заряда 300 нс. Энергетическая калибровка спектрометра проводилась следующим образом. Нижняя часть энергетической шкалы калибровалась с помощью γ -линий источника ^{60}Co . Для калибровки среднего участка энергетической шкалы спектрометра использовались линии γ -излучения, возникающие при радиационном захвате нейтронов на элементах Al и Fe ($E_\gamma = 7.72$ и 7.64 МэВ), содержащихся в заглушке горизонтального канала и в твэлах [15]. В диапазоне энергий $30 \div 100$ МэВ для калибровки использовался моноэнергетический вторичный пучок электронов синхротрона “СИРИУС”.

На линии ^{60}Co ($E_\gamma = 1.33$ МэВ) разрешение $\delta = 11\%$, на линиях 7.72 МэВ и 7.64 МэВ (не разделенные линии) $\delta = 7.7\%$, далее разрешение слабо зависит от энергии, оставаясь на уровне $\simeq 8\%$. В диапазоне энергий > 10 МэВ эффективность регистрации γ -излучения NaI-спектрометром составляет $\sim 85\%$ (расчетное значение [16]).

Аппаратурный энергетический спектр γ -квантов, вышедших из активной зоны реактора и прошедших 300 см воды, представлен на рис.1. Линии захватного γ -излучения расшифровывались по данным работы [17]. На рисунке цифрами указаны линии γ -излучения, обусловленные различными процессами: 1, 2 – источник ^{60}Co ($E_\gamma = 1.17, 1.33$ МэВ); 3 – неразделенные линии захватного излучения на Cr (компонент нержавеющей стали, $E_\gamma = 1.78, 1.89$ МэВ); 4 – захватное излучение на водороде воды H ($E_\gamma = 2.2$ МэВ); 5 – суммарный пик от источника ^{60}Co ($E_\gamma = 2.5$ МэВ); 6 – неразделенные линии захватного излучения на элементах Be (отражатель активной зоны, $E_\gamma = 6.8$ МэВ), Ti (компонент нержавеющей стали, $E_\gamma = 6.76$ МэВ); 7 – неразделенные линии захватного излучения на элементах Al (матрица твэлов, вытеснители, $E_\gamma = 7.72$ МэВ), Fe (за-

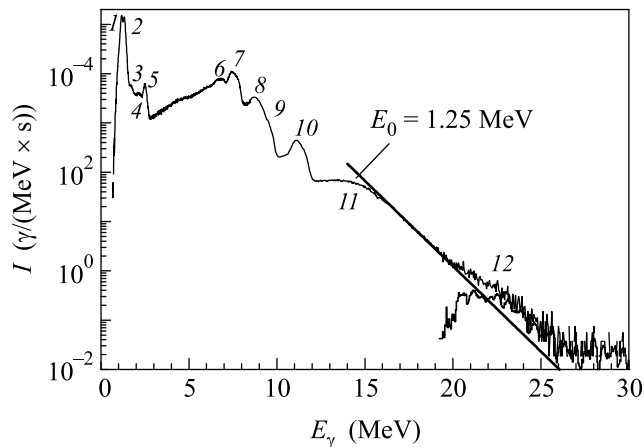


Рис.1. Аппаратурный энергетический спектр γ -квантов вышедших из активной зоны реактора и прошедших водяной фильтр. Расшифровка обозначений – в тексте

глушка экспериментального канала, $E_\gamma = 7.64$ МэВ); 8 – неразделенные линии захватного излучения на элементах Cr, Ni (компоненты нержавеющей стали, $E_\gamma = 8.8$ МэВ, $E_\gamma = 8.9$ МэВ); 9 – захватное излучение на Cr ($E_\gamma = 9.7$ МэВ); 10 – $E_\gamma = 11.3$ МэВ. Происхождение этой линии вначале было непонятно. Поэтому были проведены дополнительные эксперименты, позволяющие убедиться, что появление этой линии не является следствием неправильной работы аппаратуры или загрузки спектрометра. В результате было установлено, что наиболее вероятным источником этой линии является реакция радиационного захвата тепловых нейтронов на ядрах ^{59}Ni , накопившихся в результате более чем 20-летней эксплуатации реактора, за счет реакции $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}$ ($E_\gamma = 11.38$ МэВ) на ^{58}Ni , содержащемся в нержавеющей стали [18]. В дальнейшем эта линия использовалась как очень удобный репер для контроля энергетической шкалы; 11 – область энергий $10 \div 20$ МэВ, которая, по-видимому, обусловлена наличием высоковозбужденных состояний дочерних ядер и, в том числе, прямым возбуждением гигантского дипольного резонанса; 12 – область энергий $20 \div 30$ МэВ, в которой возможно проявление механизма когерентного тормозного излучения осколков деления ядер в кулоновском поле. Участок спектра в интервале энергий $16 \div 20$ МэВ можно аппроксимировать экспонентой с обратным параметром наклона $E_0 = 1.25$ МэВ. Если на этом участке спектра вычесть вклад экспоненциального распределения, то отчетливо виден пик с максимумом при $E_\gamma = 22.5$ МэВ.

Для того чтобы исключить эффект наложения импульсов, дальнейшие измерения спектра γ -квантов проводились с применением цифрового запоминаю-

шего осциллографа Tektronix-TDS 2014, включенно-го параллельно с ЗЦП, в двух отдельных сеансах с разными аппаратными порогами – 12 МэВ и 26 МэВ. Участок спектра для $E_\gamma > 26$ МэВ снимался в 12-часовом сеансе измерений (6 часов – канал открыт, 6 ч – канал закрыт свинцовым фильтром толщиной 20 см). Приведение в соответствие амплитуд сигналов с ЗЦП и TDS производилось с помощью линии $E_\gamma = 11.38$ МэВ.

Для того чтобы корректно учитывать мертвое время, в измерительную систему был включен светодиод (подсвечивающий NaI(Tl) кристалл) и генератор импульсов калиброванной частоты, запускающий светодиод (частота генератора устанавливалась от 1 Гц до 0.01 Гц, в зависимости от энергетического диапазона, в котором проводились измерения). Пик от светодиода регистрировался с энергией 60 МэВ, причем форма импульса была подобрана таким образом, чтобы легко отличалась от импульсов, вызванных мюонами космического излучения.

Массовая (off-line) обработка осциллограмм проводилась с применением критерия, сформированного в результате индивидуального анализа каждой осциллограммы в тестовой выборке. Критерий, представляющий собой отношение величины площади импульса к его амплитуде, являлся достаточно чувствительным индикатором наложения импульсов и не зависел от амплитуды импульса. Предварительно каждая осциллограмма сглаживалась гауссовским фильтром для дискриминации аппаратных шумов. В диапазоне энергий 12 ÷ 20 МэВ эффект наложений в среднем составлял 20%, а в диапазоне 20 ÷ 40 МэВ достигал 40%.

На рис.2 приведена зависимость вероятности выхода γ -квантов P на 1 деление на МэВ от энергии для диапазона энергий 12 ÷ 40 МэВ. Для оценки величины P использовалась формула

$$P = \frac{4\pi N_\gamma}{I_f \Omega k_\gamma \varepsilon}, \quad (1)$$

где $\Omega = 1.26 \cdot 10^{-5}$ ср – расчетный телесный угол детектора; $I_f = 4.9 \cdot 10^{15}$ делений/с – расчетная интенсивность делений в “просматриваемой” спектрометром части активной зоны; $k_\gamma = (1.1 \div 4.4) \cdot 10^{-3}$ – расчетный коэффициент, учитывающий поглощение γ -квантов в водяном фильтре и в материалах активной зоны реактора; $\varepsilon = 0.85$ – эффективность регистрации γ -квантов NaI(Tl)-спектрометром, принималась не зависящей от энергии; N_γ – зарегистрированный NaI(Tl)-спектрометром выход γ -излучения при соответствующей энергии, усредненный в энергетическом интервале, равном энергетическому разрешению

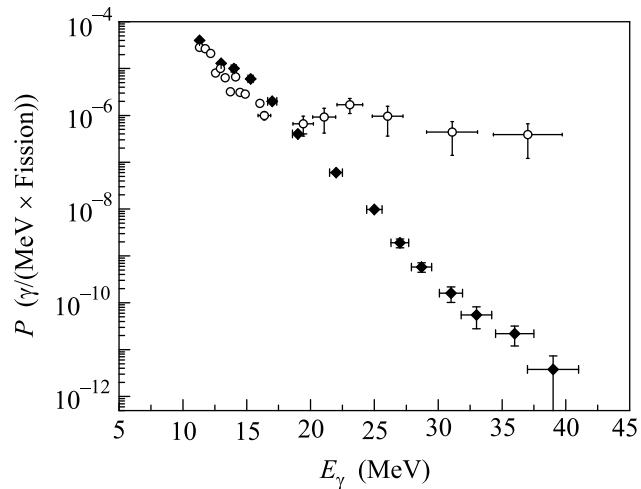


Рис.2. Вероятность эмиссии γ -квантов на деление на МэВ для диапазона энергий 12 ÷ 40 МэВ. \blacklozenge – наш результат; \circ – экспериментальные данные из работы [5]

спектрометра, $\delta = 8\%$ ($\gamma/\text{МэВ} \cdot \text{с}$). “Живое” время набора статистики в двух энергетических интервалах – $t_1 = 5 \cdot 10^3$ с, $t_2 = 1.86 \cdot 10^4$ с.

Видно, что особенность в спектре (рис.1) при энергии $E_\gamma = 22.5$ МэВ не наблюдается. Мы вынуждены констатировать, что этот артефакт является следствием случайного наложения импульсов от γ -квантов линии $E_\gamma = 7.6$ МэВ и γ -квантов из области 11 (средняя энергия – 14.5 МэВ).

На этом же рисунке приведены экспериментальные результаты, полученные в работе [5] на источнике ^{252}Cf . Авторы объяснили выход γ -квантов в области энергий > 20 МэВ возможным вкладом от когерентного тормозного излучения осколков деления. Если в области возбуждения гигантского дипольного резонанса (~ 15 МэВ) наши результаты и результаты работы [5] как-то согласуются между собой, то для $E_\gamma > 20$ МэВ они резко расходятся.

В интервале энергий 38 ÷ 125 МэВ, после вычитания космического фона, в спектре осталось 8 событий. Космический фон в этом энергетическом интервале составляет $N_b = 900$ событий за время $t_2 = 1.86 \cdot 10^4$ с. Используя статистический анализ, базирующийся на статистике Пуассона, отсюда можно получить верхний предел на вероятность выхода γ -излучения в этом энергетическом интервале – $P(E_\gamma > 38 \text{ МэВ}) \leq 1.2 \cdot 10^{-10}$ ($\gamma/\text{деление}$) на уровне достоверности 90%.

Самое сильное теоретическое ограничение на вероятность выхода γ -квантов за счет механизма когерентного тормозного излучения осколков деления ^{252}Cf было получено в работе [4]. В этой работе авто-

пы попытались учесть влияние потенциального барьера на вероятность эмиссии осколками деления тормозных γ -квантов. В результате расчеты, выполненные в этой модели, дали почти на два порядка величины меньшую вероятность выхода γ -квантов по сравнению с расчетами в рамках классической модели кулоновского ускорения.

На рис.3, для диапазона энергий γ -квантов $20 \div 100$ МэВ, представлены наши результаты, экспери-

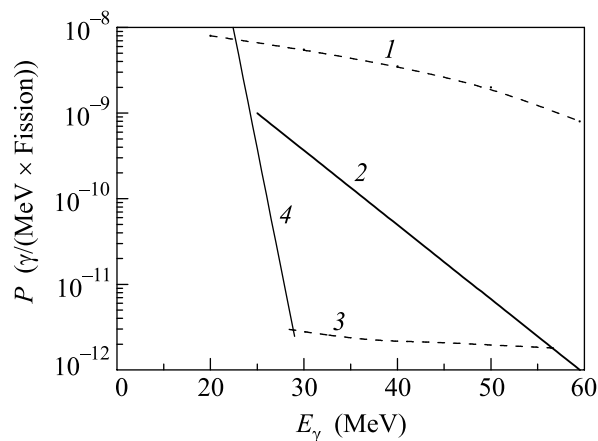


Рис.3. Вероятность эмиссии γ -квантов на деление на МэВ для диапазона энергий $20 \div 100$ МэВ: 1 – экспериментальный предел, полученный в работе [9]; 2 – аппроксимация экспонентой результата теоретического расчета работы [4] (обратный параметр наклона $E_0 = 10$ МэВ); 3 – наш экспериментальный предел; 4 – аппроксимация экспонентой наших экспериментальных значений вероятности эмиссии γ -квантов в интервале $20 \div 38$ МэВ (обратный параметр наклона $E_0 = 1.6$ МэВ)

ментальные результаты работы [9], полученные на ^{252}Cf и результаты теоретического расчета [4]. Обращает на себя внимание тот факт, что полученный нами экспериментальный спектр γ -квантов в диапазоне энергий $20 \div 38$ МэВ и теоретический спектр в диапазоне энергий $30 \div 100$ МэВ имеют разные обратные параметры наклона экспоненциальных энергетических зависимостей – 1.6 МэВ и 10 МэВ. Это говорит о том, что спектры определяются совершенно разными физическими процессами. Для реакций слияния ядер, например, выход γ -квантов в энергетическом диапазоне $10 \div 20$ МэВ объясняется так же, как и для реакций деления ядер, возбуждением гигантского дипольного резонанса [19], спектры характеризуются экспоненциальной зависимостью от энергии с обратными параметрами наклона $E_0 = 1.5 \div 2.0$ МэВ. В энергетическом диапазоне > 30 МэВ спектры также характеризуются экспоненциальной зависимостью, но

$E_0 = 10$ МэВ и спектры объясняются не когерентным нуклон-нуклонным тормозным излучением.

Возникает вопрос “а существует ли когерентное тормозное излучение осколков деления ядер в кулоновском поле?”. Вроде бы должно существовать, так как даже при α -распаде ряда ядер $^{210,214}\text{Po}$, ^{226}Ra , ^{244}Cm тормозное излучение было экспериментально обнаружено [20, 21] и теоретически обосновано [22 – 24]. Если существует, то каким должен быть энергетический спектр γ -квантов от этого процесса? Если не существует, то какими механизмами оно подавлено?

1. H. W. Sobel, A. A. Hruschka, W. R. Kropp et al. Phys. Rev. C **7**, 1564 (1973).
2. F. S. Dietrich, J. C. Browne, W. J. O'Connell, and J. Kay, Phys. Rev. C **10**, 795 (1974).
3. J. Kasagi, H. Hama, K. Yoshida et al., Nucl. Phys. Soc. Jpn. **58** 620 (1989).
4. S. J. Luke, C. A. Gosset, and R. Vandenbosch, Phys. Rev. C **44**, 1548 (1991).
5. H. van der Ploeg, R. Postma, J. C. Bacelar et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3145 (1992).
6. H. van der Ploeg, J. C. Bacelar, A. Buda et al., Phys. Rev. C **52**, 1915 (1995).
7. Н. В. Еремин, Т. Г. Ключко, М. Г. Глотова и др., Материалы 14-й Конференции по делению ядер, Обнинск 2000, стр. 196.
8. В. Г. Николенко, А. Б. Попов, Г. С. Самосват, Хван Чер Гу, Письма в ЖЭТФ **27**, 65 (1978).
9. Ю. Н. Покотилковский, ЯФ **52**, 942 (1990).
10. K. Nakayama and G. F. Bertsch, Phys. Rev. C **36**, 1848 (1987).
11. J. A. Behr, K. A. Snover, C. A. Gosset et al., Phys. Rev. C **53**, 1759 (1996).
12. U. Eichmann, C. Emst, L. M. Satarov, and W. Greiner, Phys. Rev. C **62**, 044902 (2000).
13. M. Hoefman, L. Aphenetche, J. C. S. Bacelar et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 1404 (2000).
14. M. Volkerts, J. C. S. Bacelar, M. J. van Goethem et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 062301 (2003).
15. В. Н. Аваев, Ю. А. Егоров, И. Я. Емельянов и др., Гамма-спектр исследовательского реактора, в сб.: Вопросы физики защиты реакторов, под редакцией Д. Л. Бродера и др. М.: Госатомиздат, 1963.
16. М. Ю. Андреяшкин, В. Н. Забаев, Б. Н. Калинин и др., ПТЭ **6**, 55 (1989).
17. В. И. Гумма, А. М. Демидов, В. А. Иванов, В. В. Миллер, Нейтронно-радиационный анализ, М.: Энергоатомиздат, 1984.
18. В. А. Варлачев, Г. Н. Дудкин, В. Н. Падалко, Сб. Тезисы докладов III-й Международной научно-практической конференции “Физико-технические

- проблемы атомной энергетики и промышленности*", Изд. ТПУ, Томск, 2005, стр. 42. [Материал направлен для опубликования в журнал АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ].
19. D. Santonocito, P. Piattelli, Y. Blumenfeld et al., Phys. Rev. C **66**, 044619 (2002).
 20. A. D. Arrigo, N. V. Eremin, G. Fazio et al., Phys. Lett. B **332**, 25 (1994).
 21. J. Kasagi, H. Yamazaki, N. Kasajima et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 371 (1997).
 22. И. С. Баткин, И. В. Копытин, Т. А. Чуракова, ЯФ **44**, 1454 (1986).
 23. Е. В. Ткаля, ЖЭТФ **116**, 390 (1999).
 24. С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский, Т. А. Чуракова, Известия РАН, сер. физ. **65**, 666 (2001).