ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 4, с. 571–574

УДК 539.164

РЕГИСТРАЦИЯ НИЗКОИНТЕНСИВНЫХ АЛЬФА–ГАММА-ПЕРЕХОДОВ В ЦЕПОЧКЕ РАСПАДА ^{226}Ra

© 2019 г. Н. В. Еремин[1, *], А. А. Пасхалов[2]

[1]Федеральное государственное унитарное предприятие "ЦНИИХМ", Москва, Россия
[2]Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия
*E-mail: eremin@spels.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.
После доработки 15.10.2018 г.
Принята к публикации 19.11.2018 г.

Представлены результаты эксперимента по измерению вероятностей испускания γ-квантов из первых возбужденных состояний дочерних ядер, образующихся в цепочке α-распада ядра ^{226}Ra. Использование быстрых временных оцифровщиков формы сигналов с полупроводникового α-детектора и германиевого γ-детектора большого объема позволило оценить вероятности распада первых возбужденных состояний на уровне 10^{-5} от основной моды распада.

DOI: 10.1134/S0367676519040094

На основе развитой в [1] методики регистрации высокоэнергетичных γ-квантов германиевым детектором большого объема в совпадениях с α-частицами с помощью быстрых временных оцифровщиков формы сигналов измерены выходы высокоэнергетичных γ-квантов, соответствующих переходам из первых возбужденных состояний ядер ^{206,210,214}Pb и ^{218}Po, образующихся в цепочке α-распада ^{226}Ra.

В качестве детектора α-частиц использовался кремниевый pin-диод с площадью рабочей поверхности 1 см^2, а γ-кванты регистрировались детектором GS 5020 объемом 200 см^3 в электроохлаждаемом криостате CP-5 производства фирмы "Canberra". Детектор α-частиц и источник ^{226}Ra помещались в вакуумную камеру, откачиваемую с помощью турбомолекулярного насоса до давления 10^{-5} мбар. Расстояние от источника до α-детектора составляло 16 мм. Детектор γ-квантов размещался с внешней стороны камеры за тонким фланцем из нержавеющей стали на расстоянии 35 мм от источника. Угол между детекторами составлял 90°.

Сигналы с детекторов поступали на временной осциллограф Tektronix DPO 7354 с операционной системой Windos XP. Сохраненные в файлы осциллограммы (фреймы) событий α–γ-совпадений обрабатывались в режиме *off-line* с помощью разработанных цифровых алгоритмов в пакетах C++ и Fortran [1].

Эффективность регистрации γ-квантов германиевым детектором с учетом квадрупольного характера их испускания в α–γ-совпадениях рассчитывалась с помощью пакета Geant4.

Временной спектр α–γ-совпадений приведен на рис. 1. В спектре время-амплитудного конвертора (*Time to Amplitude Converter*) – TAC-спектре – отчетливо виден пик, соответствующий совпаде-

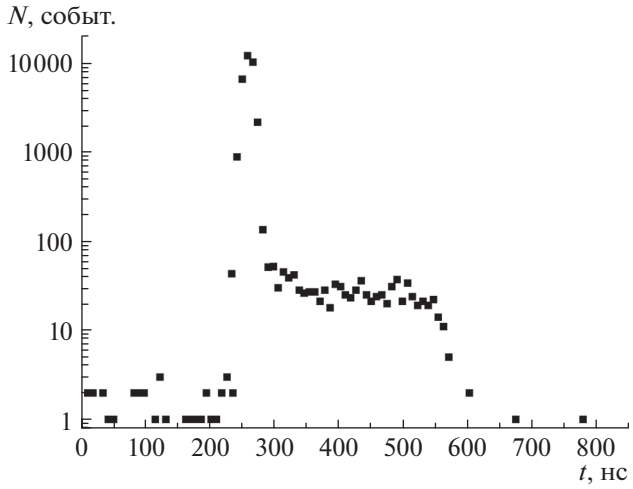

Рис. 1. Спектр время-амплитудного конвектора α–γ-совпадений от источника ^{226}Ra, измеренный с использованием германиевого детектора большого объема.

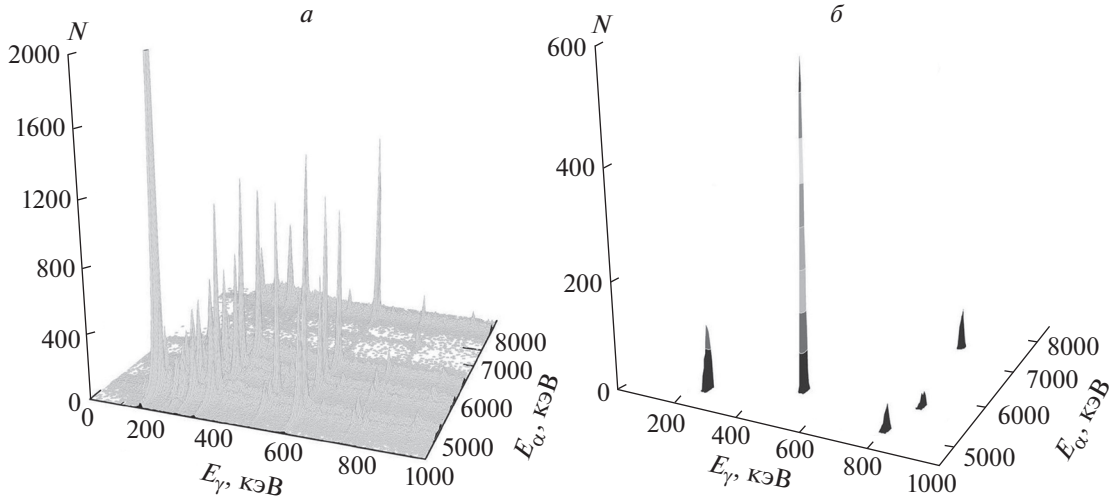

Рис. 2. Двумерное распределение событий, соответствующих совпадениям α-частиц с γ-квантами при распаде ^{226}Ra: *а* – для всего временного спектра совпадений, *б* – в окрестности пика в спектре время-амплитудного конвертора.

ниям α-частиц с γ-квантами, испускаемыми с первых возбужденных уровней дочерних ядер.

Ассиметричность спектра обусловлена организацией работы схемы совпадений в цифровом осциллографе, когда старт определяется сигналом с α-детектора, а захват сигнала с γ-канала происходит в течение временного окна 100 нс. Временное разрешение схемы совпадений с использованием NaI(Tl)-детектора составляло 5 нс, а временное разрешение для схемы с германиевым детектором – 30 нс.

Наблюдаемые совпадения довольно редки (10^{-6}–10^{-4} от основной моды α-распада с основного состояния материнского на основное состояние дочернего ядра). Предыдущие эксперименты по регистрации тормозных фотонов при α-распаде [2] показали, что интенсивность регистрируемых совпадений не превышает в среднем одно событие в секунду. С целью увеличения чувствительности методики было предложено представлять события, соответствующие α–γ-совпадениям, в виде распределения $N_{\alpha-\gamma}(E_\alpha,E_\gamma)$ на двумерной плоскости $[E_\gamma \cdot E_\alpha]$, где E_α – энергия регистрируемых α-частиц, E_γ – энергия тормозного фотона (γ-кванта). Это дает возможность наглядным образом выделять события, ответственные за испускание тормозного фотона, лежащие в окрестности линии, удовлетворяющей закону сохранения энергии.

$$E_\alpha + kE_\gamma = \text{const} = E_\alpha^0, \qquad (1)$$

где E_α^0 – энергия α-частицы при распаде материнского ядра в основное состояние без испускания тормозного фотона.

Величина k, равная отношению $(M-m_\alpha)/M$ (где M и m_α – масса материнского ядра и α-частицы, соответственно) – тангенс угла наклона прямой $E_\alpha + kE_\gamma$ на плоскости $[E_\gamma \cdot E_\alpha]$. Этому же закону подчиняются энергии γ-квантов и α-частиц, испускаемых при распадах на первые возбужденные уровни дочерних ядер.

Таким образом, измеряя выходы γ-квантов в совпадениях с α-частицами, можно экспериментально измерить коэффициент k для каждого конкретного случая и сравнить с расчетным значением, что является проверкой правильности проведения энергетической калибровки α- и γ-трактов.

На рис. 2*а* представлено распределение событий, соответствующих совпадениям α-частиц с γ-квантами при распаде ^{226}Ra в двумерном поле $[E_\gamma \cdot E_\alpha]$ во всем временном интервале от –100 до +100 нс относительно появления стартового сигнала в α-тракте.

На рисунке наблюдаются четыре горизонтальные линии, пересекающие ось ординат и соответствующие α_5-группе при E_α = 7.687 МэВ, α_4-группе при E_α = 6.0 МэВ, α_2- и α_3-группам при E_α = 5.5 МэВ и 5.3 МэВ и α_1-группе при E_α = = 4.8 МэВ.

Наблюдаемые наиболее интенсивные линии соответствуют случайным совпадениям α-частиц начальных энергий E_α^0 с γ-квантами, испускаемыми изотопами ^{214}Bi и ^{214}Pb.

Отбор совпадений в окрестности пика в TAC-спектре приводит к существенному изменению распределения совпадений на плоскости $[E_\gamma \cdot E_\alpha]$ – его фильтрации и проявлению четко выраженных пиков, соответствующих α-γ совпадениям (см. рис. 2*б*). На основании вычисленных координат

Таблица 1. Экспериментальные и расчетные данные значений тангенса наклона линии $E_\alpha + kE_\gamma = \text{const} = E_\alpha^0$

Группа	Переход	Энергия γ-кванта, кэВ, мультипольность перехода	Эксперимент. значения k	Расчетные значения k
α_1	$^{226}Ra \to {}^{222}Rn$	186, 2^+	0.96 ± 0.01	0.982
α_2	$^{210}Po \to {}^{206}Pb$	803, 2^+	0.98 ± 0.01	0.981
α_3	$^{222}Rn \to {}^{218}Po$	511, 2^+	0.98 ± 0.01	0.982
α_4	$^{218}Po \to {}^{214}Pb$	837, 2^+	0.98 ± 0.01	0.982
α_5	$^{214}Po \to {}^{210}Pb$	800, 2^+	0.98 ± 0.01	0.981

Таблица 2. Экспериментальные данные по выходам γ-квантов, испускаемых в совпадениях с α-частицами, соответствующих распадам на первые возбужденные уровни дочерних ядер в цепочке распада ^{226}Ra

	№ детектора, ($n_\alpha \Delta t$)			
переход	№ 1, 1.26E+09	№ 2, 1.15E+09	№ 3, 1.86E+09	Σ, 4.27E+09
α_1–γ_2	503	84	422	1009
α_2–γ_1	34	37	58	129
α_3–γ_1	2004	2541	2789	7334
α_4–γ_1	25	22	29	76
α_5–γ_1	322	195	257	774

этих пиков становится возможным проведение линий $E_\alpha + kE_\gamma = \text{const} = E_\alpha^0$, по двум точкам, расположенным в начале $E_\gamma = 0$, $E_\alpha = E_\alpha^0$ и в максимумах интенсивности.

В табл. 1 приведены экспериментальные данные по измерению коэффициента k для всех наблюдаемых максимумов пиков α–γ-совпадений. Как видно из табл. 1, наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетными значениями коэффициентов наклона k.

Число истинных $N^{true}_{E_\alpha E_\gamma}$ α–γ-совпадений определялось по формуле

$$N^{true}_{\Delta E_\alpha \Delta E_\gamma} = N^{peak}_{\Delta E_\alpha \Delta E_\gamma} - \frac{\tau_{peak}}{\tau_{random}} N^{random}_{\Delta E_\alpha \Delta E_\gamma}, \quad (2)$$

где $N^{peak}_{\Delta E_\alpha \Delta E_\gamma}$, $N^{random}_{\Delta E_\alpha \Delta E_\gamma}$ – число событий в пике ТАС-спектра (истинные совпадения вместе со случайными) шириной каналов τ_{peak}, а также “плато” (случайные совпадения – random) шириной каналов τ_{random} соответственно.

В табл. 2 представлены экспериментальные данные по выходам γ-квантов N_{true}, испускаемых в совпадениях с α-частицами, соответствующих распадам материнских ядер на первые возбужденные уровни для трех серий измерений с разными детекторами α-частиц. Приведены значения флюенса α-частиц для каждого из α-детекторов, количества совпадений для всех α–γ-групп и усредненные значения вероятностей переходов, выделенной α–γ-группы.

Вероятности переходов рассчитывалась по формуле

$$P_{\alpha-\gamma}(E_\gamma) = \frac{N_{\alpha-\gamma}}{(n_\alpha \Delta t)\,\varepsilon(E2; E_\gamma)}, \quad (3)$$

где $N_{\alpha-\gamma}$ — число истинных α–γ-совпадений; n_α – интенсивности α-частиц исследуемой группы в единицу времени, регистрируемых без совпадений; Δt – время набора; $\varepsilon(E2, E_\gamma)$ – эффективность регистрации γ-кванта мультипольности $E2$.

Так как значения энергий переходов для $\alpha_{2,4,5}$-групп близки (≈800 кэВ) возможна дополнительная проверка правильности выбранной методики регистрации α–γ-совпадений по относительной интенсивности испускания соответствующих этим переходам γ-линий. Эта проверка позволила

Таблица 3. Экспериментальные данные по вероятностям γ-переходов с первых возбужденных уровней дочерних ядер

Переход	Эксп. данные настоящей работы	Эксп. данные работы [1]	Литературные данные [3]
α_1–γ_2	$(4.97 \pm 0.13) \cdot 10^{-5}$	–	$4.90 \cdot 10^{-5}$
α_2–γ_1	$(1.56 \pm 0.28) \cdot 10^{-5}$	–	$1.21 \cdot 10^{-5}$
α_3–γ_1	$(6.26 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$	$(6.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$	$7.80 \cdot 10^{-4}$
α_4–γ_1	$(9.56 \pm 2.19) \cdot 10^{-6}$	–	$1.10 \cdot 10^{-5}$
α_5–γ_1	$(9.39 \pm 0.68) \cdot 10^{-5}$	$(1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$

обойтись без расчета эффективности регистрации γ-квантов $\varepsilon(E2, E_\gamma)$ и флюенса α-частиц $n_\alpha \Delta t$.

В табл. 3 представлены полученные экспериментальные данные по вероятностям γ-переходов с первых возбужденных уровней дочерних ядер. Полученные экспериментальные значения вероятностей α–γ-переходов находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися в литературе [3] данными и результатами ранних экспериментов [1].

Предложенная в работе методика с применением быстрых временных оцифровщиков формы сигналов с полупроводникового α-детектора и германиевого γ-детектора большого объема позволила оценить вероятности распада первых возбужденных состояний на уровне 10^{-5} от основной моды распада.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Еремин Н.В., Пасхалов А.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 640; *Eremin N.V., Paskhalov A.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 579.
2. *Giardina G., Fazio G., Mandaglio G. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2008. V. 36. P. 31.
3. *Lederer C.M., Firestone R.B., Shirley V.S.* Table of Isotopes (Eighth ed.). CD-ROM Ed. 8. Lawrence Berkley National Lab. (Univ. of California. USA. 1996).