

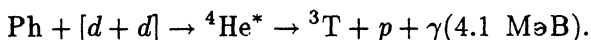
5.02;12

©1994

ГЕНЕРАЦИЯ ЖЕСТКОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ KD_2PO_4 В ПРОЦЕССЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

А.Г.Липсон, И.И.Бардышев, Д.М.Саков

В последнее время в работах [1-3] развит подход, позволяющий трактовать наблюдаемые реакции ядерного синтеза в дейтерированных твердых телах с позиций передачи энергии оптических фононов кристаллической решетки (многофононных возбуждений) непосредственно ядрам дейтерия. В частности, Дж. Швингером и др. [1,4] рассмотрена гипотетическая возможность образования первого возбужденного состояния He^4 в результате передачи многофононного возбуждения с суммарной энергией $E \simeq 4$ МэВ составному ядру He^4 , образованному при столкновении ускоренных дейтериев в неравновесной кристаллической решетке. Отмечалось также, что подобного типа реакции невозможны в столкновениях свободных дейтериев, поскольку в таких процессах не существует механизма, способного обеспечить избыточную энергию ~ 4 МэВ для перевода составного ядра He^4 из основного в первое возбужденное состояние ($J_p = 0^+, T = 0$), локализованное на 20.1 МэВ выше основного состояния 0^+ . Так как первое возбужденное состояние He^4 стабильно в отношении распада по каналу $He^3 + n$ (находится ниже порога этого канала 20.578 МэВ) и не стабильно по отношению к распаду по каналу $T^3 + p$ (19.815 МэВ), то это предположение могло бы объяснить асимметрию каналов твердотельного dd -синтеза, который носит по преимуществу безнейтронный характер, генерируя в то же время значительные количества T^3 . Если данная гипотеза верна, то в неравновесных дейтерированных твердых телах, в частности, при контролируемых фазовых переходах должны наблюдаться жесткие γ -кванты с энергией $E \simeq 4$ МэВ, образующиеся при распаде первого возбужденного состояния He^4 по каналу $T^3 + p$:



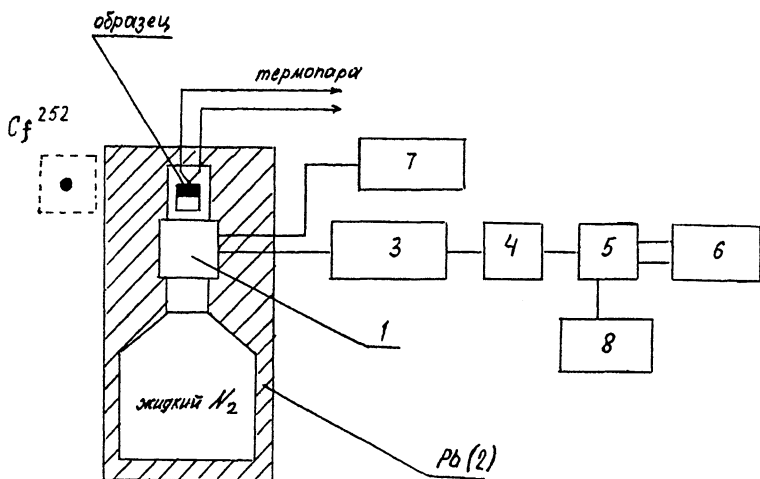


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для регистрации эмиссии γ -квантов.

1 — Ge детектор, 2 — свинцовая защита, 3 — предусилитель, 4 — усилитель с дискриминатором, 5 — многоканальный анализатор, 6 — стабилизатор, 7 — высоковольтное питание, 8 — IBM компьютер.

В настоящей работе были выполнены строгие спектральные измерения γ -эмиссии в монокристаллах DKDP, стимулированной сегнетоэлектрическим фазовым переходом в области энергии γ -квантов 3.0–8.5 МэВ. Использовали монокристаллы KD_2PO_4 , выращенные из раствора (содержащие дейтерия $97.0 \pm 1.0\%$), в которых ранее нами наблюдалась генерация нейтронов и трития при переходе через $T_C \simeq 221$ К [5,6]. Всего было использовано 7 кристаллических пластин, вырезанных из одного моноблока в направлении (001). Кристаллы помещались в латунный криостат, описанный в [6], с толщиной стенки $h \simeq 20$ мм, и подвергались охлаждению (нагреву) в линейном режиме со скоростью ~ 0.1 К/с в температурном интервале 212–222 К, в котором локализованы максимумы теплоты сегнетоэлектрического перехода согласно данным дифференциально-сканирующей калориметрии. Для регистрации γ -квантов использовали полупроводниковый коаксиальный низкофоновый HPGe детектор GEM-20180-P фирмы EG & GORTEC (на базе кристалла германия высокой чистоты диаметром 50.7 мм и высотой 64.4 мм) с энергетическим разрешением $FWHM = 1.73$ КэВ и собственной эффективностью 25% при энергии γ -квантов 1.33 МэВ (Co^{60}). Схема экспериментальной установки по регистрации γ -квантов приведена на рис. 1. Гамма-фон установки, измеряемый перед началом

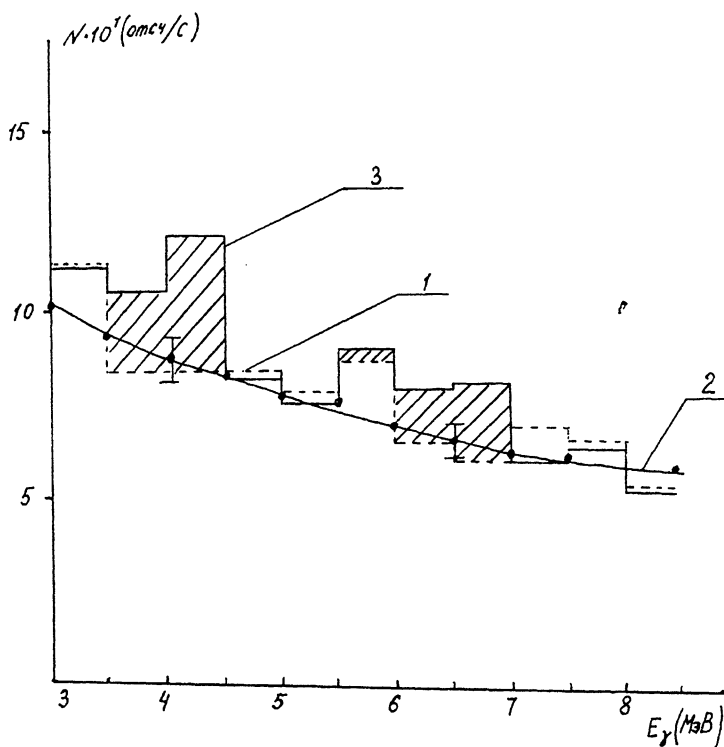


Рис. 2. Энергетическое распределение γ -квантов, зарегистрированных:

1 — в контрольных экспериментах при термоциклировании кристаллов DKDP в интервалах $T \ll T_C$ и $T \gg T_C$. Время экспозиции $\Sigma \tau = 9461$ с; 2 — при $T = 300$ К (суммарное время экспозиции $\tau = 10^5$ с); 3 — при термоциклировании DKDP в окрестности T_C , в интервале $\Delta T = 212 - 222$ К, $\Sigma \tau = 9461$ с (100 проходов через T_C).

экспериментов, между ними и после их окончания, обнаруживает многочисленные γ -линии радионуклидов, содержащихся в окружающей среде, энергия которых лежит в интервале 0.1–2.6 МэВ. В рабочей области $E \geq 3.0$ МэВ фон детектора равномерен по шкале энергий и не содержит γ -линий. Калибровку детектора осуществляли с помощью стандартного источника Na^{22} (γ -линии 0.511 и 1.27 МэВ). С учетом энергий, регистрируемых γ -квантов и используемой геометрии установки полная эффективность детектора в области 3.0–8.5 МэВ составила от $3.1 \cdot 10^{-3}$ до $1.9 \cdot 10^{-3}$. В качестве контрольных экспериментов осуществляли регистрацию γ -квантов при термоциклировании кристаллов в интервалах температур, лежащих вне области ΔT , соответствующей фазовому переходу ($T \ll T_C$ и $T \gg T_C$). Энергетическое распределение γ -квантов в контрольных экспериментах хорошо описывается (рис. 2, кривая 1) распределением

Параметры областей превышения над фоном (заштрихованный на рис. 2)

ΔE , МэВ	$N_{\phi} \cdot 10^{-2}$, отсч./с	n_{γ} , γ/c
3.5 – 4.5	1.51 ± 0.12	2.43 ± 0.40
6.0 – 7.0	1.20 ± 0.09	1.25 ± 0.32

Примечание. N_{ϕ} — число фоновых отсчетов в контрольных экспериментах, n_{γ} — интенсивность γ -излучения за вычетом фона контрольных экспериментов с учетом эффективности детектора.

космического фона детектора, регистрируемого за большие промежутки времени (рис. 2, кривая 2). В то же время на образцах DKDP в интервале $\Delta T = 212-222$ К получены превышения над фоном контрольных экспериментов, особенно ярко выраженные в области 3.5–4.5 МэВ и менее значительно в районе 6.0–7.0 МэВ (рис. 2, кривая 3). Параметры областей превышения над фоном (“пиков”) представлены в таблице. Отметим, что превышение над уровнем фона контрольных измерений в области 3.5–4.5 МэВ наблюдалось для всех 7 использованных кристаллов DKDP, особенно хорошо заметное в первые десять циклов. После этого происходило иссякание эмиссии γ -квантов, связанное с деградацией кристаллов (растрескиванием). (Подобные эффекты деградации отмечались также в [6] при измерении эмиссии нейтронов). На основе полученной статистики положение пика I (3.5–4.5 МэВ) и его ширина определяются соответственно $E_I = 4.2 \pm 0.3$ и $\Gamma_I = 0.6 \pm 0.3$ МэВ. Для пика II (6.0–7.0 МэВ) $E_{II} = 6.7 \pm 0.3$ и $\Gamma_{II} = 0.5 \pm 0.4$ МэВ. Данные по положению пика E_I и ширине Γ_I в достаточной степени соответствуют возможному положению γ -пика, который должен был наблюдаться при распаде первого возбужденного состояния He^4 ($E = 4.1$, $\Gamma \simeq 0.6$ МэВ).

Появление широких максимумов интенсивности в жесткой части γ -спектра ($E > 3$ МэВ) невозможно объяснить наличием радионуклидов в среде в процессе измерений, поскольку, как указывалось выше, область γ -излучения данных радионуклидов соответствует энергии $E < 2.6$ МэВ. Кроме того, наличие радионуклидов в среде никак не связано с сегнетоэлектрическим фазовым переходом в DKDP, и поэтому γ -излучение, вызываемое ими, должно было бы проявиться и в контрольных экспериментах.

Таким образом, максимуму в области 3.5–4.5 МэВ действительно соответствует распад первого возбужденного состояния ядра He^4 ($E_\gamma = 4.1$ МэВ). При этом избыточная энергия $\Delta E \simeq 4$ МэВ, необходимая для возбуждения, может быть обеспечена за счет суммирования (концентрирования) энергии оптических фононов, генерируемых в процессе сегнетоэлектрического фазового перехода. Элементарные оценки показывают, что при среднем размере домена в DKDP $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ см [7], значении дебаевской частоты $\omega_D \simeq 8 \cdot 10^{13}$ Гц [8], суммарная энергия оптических фононов в одном домене за время фазового перехода составит $E_{\text{ph}} \sim 5 - 10$ МэВ, что достаточно для создания первого возбужденного состояния He^4 . С учетом энергии доменной стенки в DKDP $W_d \simeq 40$ эрг/см² и ее толщины $h \simeq 10$ Å, соответствующей глубине упругого слоя [7], энергия одного домена в момент сегнетоэлектрического перехода составит $\Delta E = 5 \cdot 10^{-8}$ эрг. Общее число доменов $N = 1.1 \cdot 10^{14}$ г⁻¹, поэтому полная энергия доменной стенки единицы массы

DKDP — $\sum_{i=1}^N \Delta E_i = 5.5 \cdot 10^6$ эрг/г. Упругая часть энергии

доменной стенки определяется как отношение объема упругого слоя к объему всего домена $\beta \simeq 6 \cdot 10^{-2}$, откуда $\Delta E_{\text{упр}} = 3.3 \cdot 10^5$ эрг/г. Поэтому число гигантских фоновых флуктуаций (N_s) с энергией $W_s \simeq 10$ МэВ, возможных за время сегнетоэлектрического перехода в первом приближении, составит $N_s = \Delta E_{\text{упр}}/E_{\text{ph}} = 1.5 \cdot 10^{10}$ г⁻¹ при выходе $\gamma(4.2$ МэВ)-квантов, $n_\gamma = 2 \cdot 10^2$ /переход. Для осуществления процесса образования составного ядра He^4 необходимо сближение двух дейтронов с целью преодоления кулоновского барьера, которое может быть обеспечено за счет ускорения дейтронов в кристаллической решетке DKDP при ее переполаризации (переходе через T_C) до энергии ~ 200 эВ [9].

Что касается пика II (рис. 2, кривая 3), то его появление связано, очевидно, с возможностью образования возбужденного состояния трития $^3\text{T}^*$, обнаруженного недавно в работе [10]. Пик, соответствующий $^3\text{T}^*$, имел максимум с энергией 7.0 ± 0.3 МэВ и ширину $\Gamma = 0.6 \pm 0.3$ МэВ, что отвечает аналогичным параметрам максимума II, полученного в наших экспериментах по регистрации γ -квантов на сегнетоэлектрическом фазовом переходе. При этом источником энергии, необходимой для возбуждения основного состояния ^3T , также могут являться гигантские флуктуации упругой энергии, оценка которых приведена выше. В этом случае процесс образования трития стимулируется захватом

фоновых нейтронов дейтеронами решетки с последующим взаимодействием составного ядра ^3T с многофононным возбуждением. Снятие возбуждения влечет за собой в таком случае испускание γ -кванта с энергией порядка 7 МэВ.

Таким образом, в работе впервые обнаружена генерация жесткого γ -излучения на сегнетоэлектрическом фазовом переходе в монокристаллах DKDP и исследован его спектр. Получено подтверждение гипотезы о возможности заселения первого возбужденного состояния He^4 в неравновесных дейтерированных твердых телах.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований. Код 94-02-04895.

Список литературы

- [1] *Schwinger J.* // Zeitschrift Feir Naturforschung. 1990. V. 45. N 5. P. 756.
- [2] *Schwinger J.* // Proc. Natl. Acad. Sci 1990. V. 87. P. 8370-8372.
- [3] *Schwinger J.* // Progr. Theor. Phys. 1991. V. 85. N 4. P. 711-712.
- [4] *Takahashi H.* // AIP Conf. Proc. N 228. "Anomalous nuclear effects in deuterium/solid systems". / Ed. by S.E. Jones et. al. N. Y., 1991. P. 884-893.
- [5] *Липсон А.Г., Саков Д.М., Калинин В.Б., Дерягин Б.В.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 16. С. 90-95.
- [6] *Липсон А.Г., Саков Д.М., Саунин Е.И. и др.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. В. 6. С. 2142-2153.
- [7] *Иона Ф., Ширане Д.* Сегнетоэлектрические кристаллы. М., 1965.
- [8] *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М., 1981.
- [9] *Дерягин Б.В., Андрианкин Э.И., Липсон А.Г. и др.* // ДАН. 1994. Т. 334. В. 3. С. 291-295.
- [10] *Александров Д.В., Никольский Е.Ю., Новацкий Б.Г., Степанов Д.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. В. 5. С. 301-304.

Институт физической химии
Москва

Поступило в Редакцию
14 сентября 1994 г.