

5.02;12

©1994

## УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВНЕШНЕГО НЕЙТРОННОГО ПОТОКА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КРИСТАЛЛА $KD_2PO_4$ В МОМЕНТ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

*А.Г. Липсон, Д.М. Саков*

Существование реакций холодного ядерного синтеза (ХЯС) в дейтерированных твердых телах с момента их обнаружения [1,8] до сих пор остается под вопросом. Это связано с тем, что в большинстве работ не удается получить воспроизводимых результатов по генерации ядерных излучений и, в частности, нейтронов, наличие которых рассматривается как прямое подтверждение протекания в кристаллической решетке реакции  $d(d, He^3)n$ . Характерные особенности эмиссии нейтронов в экспериментах по ХЯС на различных дейтерированных объектах, находящихся в неравновесном состоянии, следующие:

а) эмиссия нейтронов не является стационарной, а имеет вид флуктуаций — повышение нейтронной активности образца на короткие промежутки времени [1-6];

б) отношение сигнал/фон в большинстве длительных экспериментов не превышает  $2/3$  [1-8];

в) и, наконец, главное — абсолютная интенсивность “эффекта” (нейтронного счета за вычетом фона) зависит от уровня фона и эффективности детектора нейтронов: чем ниже фон — тем ниже абсолютная интенсивность “эффекта”; и чем выше эффективность детектора, тем ниже величина “эффекта” [4-7].

Наиболее важной является особенность (в), поскольку при нулевом уровне космического нейтронного фона интенсивность эффекта эмиссии нейтронов должна стремиться к нулю. В этой связи возникает вопрос: является ли эмиссия нейтронов в указанных экспериментах по ХЯС свойством, присущим дейтерированным твердым телам, находящимся в существенно неравновесном состоянии (собственно  $dd$ -синтезом) или регистрируются вторичные нейтроны, порожденные “затравочными” нейтронами космического фона, взаимодействующими с дейтерием в кристаллической решетке? С целью проверки данной гипотезы нами проведены эксперименты по облучению внешним источником ней-

тронов дейтерированных образцов  $KD_2PO_4$  (DKDP), обладающих собственной эмиссией нейтронов [2,3] во всем температурном интервале  $\Delta T = 212-222$  К, соответствующем сегнетоэлектрическому переходу. Образцы в виде пластин вырезались из единого моноблока, ориентированного в направлении (001), таким образом, чтобы сечение их составляло  $1 \text{ см}^2$  при толщине  $h = 2$  мм. Образцы помещали в латунный криостат, описанный в [2], охлаждали до температуры 100 К, и затем нагревали в линейном режиме со скоростью  $\sim 0.08$  К/с. Регистрацию нейтронов осуществляли в температурных интервалах вне  $T_C$ :  $T \ll T_C$  и  $T \gg T_C$  (контрольные эксперименты), а также в интервале 212–222 К, соответствующем сегнетоэлектрическому фазовому переходу согласно измерениям теплоты перехода методом ДСК. Эффект для образцов DKDP в интервале 212–222 К за 20 проходов через  $T_C$  составил за вычетом космического фона  $\Delta N = (6.0 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$  отсч/с или  $\Delta I = 0.56 \pm 0.14$  н/с с учетом эффективности детектора при уровне космического фона  $N_{\text{ф.к}} = 0.012 \pm 0.004$  отсч/с, которому соответствовала также скорость счета нейтронов в интервалах  $T \ll T_C$  и  $T \gg T_C$  при термоциклировании образцов. В экспериментах по внешнему облучению кристалла DKDP использовали  $Cf^{252}$  источник нейтронов ( $E_{\text{max}} = 2.3$  МэВ) с интенсивностью 300 н/с в 4π. Изменение уровня фона и эффективности детектора варьировались путем изменения расстояния в системе источник–детектор. С целью изменения эффективности детектирования в системе кристалл–детектор также варьировались расстояния кристалл–детектор и источник–кристалл. В некоторых случаях для уменьшения фона источник (детектор) экранировали с помощью стандартных полиэтиленовых блоков “neutrostop”.

Эксперименты показали (рис. 1), что при прохождении нейтронного потока от  $Cf^{252}$  источника нейтронов через криостат с кристаллом DKDP в процессе сегнетоэлектрического фазового перехода наблюдается достоверное усиление нейтронного потока (зависящее, однако, от эффективности в системе кристалл–детектор), достигающее при  $N_{\text{ф}}/N_{\text{ф.к}} = 100$  значения  $\sim 10\%$  (где  $N_{\text{ф}}$  — фон детектора) от интенсивности самого источника ( $\Delta I_{\text{max}} = 29.5 \pm 4.7$  н/с). При этом максимальное значение абсолютной величины эффекта возрастает примерно в 50 раз по сравнению с эффектом, наблюдаемым в условиях только космического фона (рис. 1, кривая 2), в то время как величина  $\Delta N$  (без учета  $E$ ) увеличивается лишь в 20 раз (рис. 1, кривая 1). Между тем в той же геометрии в интервалах температур, лежащих вне  $T_C$ , изменений скорости счета источника не за-

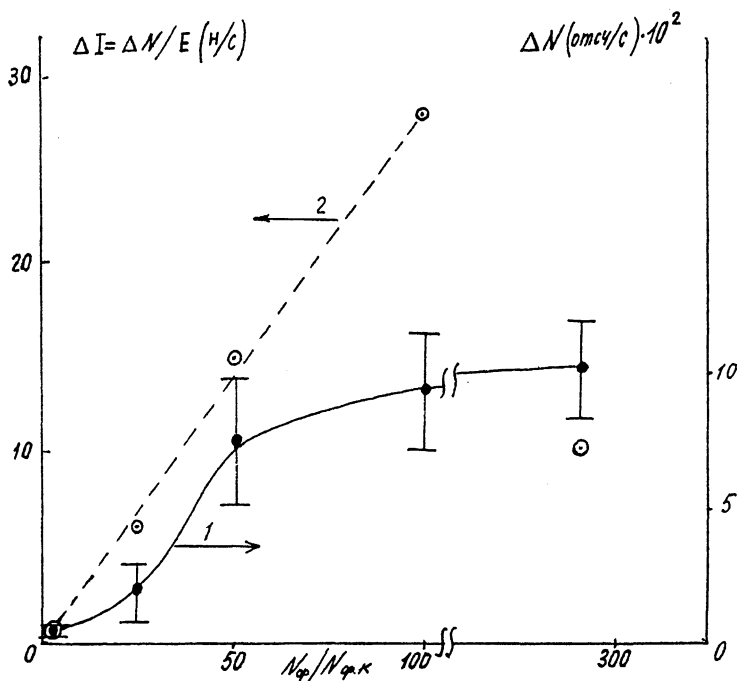


Рис. 1. Зависимость интенсивности эмиссии нейтронов (за вычетом фона источника), испускаемых кристаллом DKDP на сегнетоэлектрическом переходе, от относительной величины фона детектора  $N_{\phi}/N_{\phi.k}$  (расстояние источник-кристалл фиксировано и равно  $r = 6$  см): без учета эффективности  $E$  в системе кристалл-детектор (кривая 1); с учетом  $E$ , в предположении о  $4\pi$ -распределении нейтронов (кривая 2).

регистрировано. Оказалось также, что интенсивность счета нейтронных событий в данных системах сильно зависит от расстояния источник-кристалл (при одном и том же значении  $E$  в системе кристалл-детектор). При этом для падающих на кристалл DKDP нейтронов в области от 0 до 10 н/переход наблюдается резкий рост  $\Delta N$ , после чего в области  $10 < n_n \leq 80$  значение  $\Delta N$  стабилизируется (рис. 2, кривые 1, 2). Зависимость  $\Delta N$  от расстояния источник-кристалл указывает на корреляцию между внешним потоком нейтронов, падающих на кристалл, и интенсивностью избыточной эмиссии нейтронов из кристалла. На рис. 3 представлено распределение значений  $\Delta N$  и  $\Delta I$  в зависимости от эффективности детектирования  $E$  в системе кристалл-детектор. Зависимость  $\Delta I(E)E$  имеет экстремальный характер с максимумом при  $E = 3.3 \cdot 10^{-3}$  (рис. 3, кривая 3). Вид функции  $\Delta I(E)$  указывает на неизотроп-

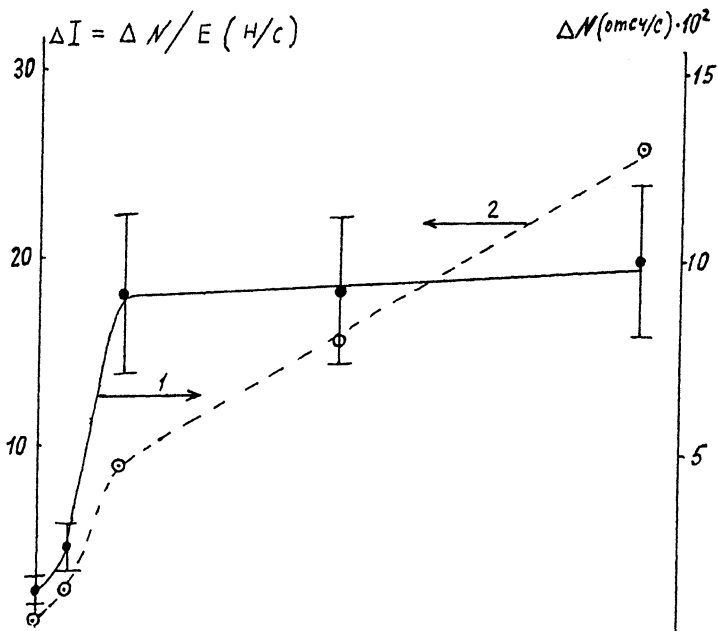


Рис. 2. Зависимость интенсивности эмиссии нейтронов (за вычетом фона источника), испускаемых кристаллом DKDP, от величины потока нейтронов  $n_n$ , падающих на него в течение сегнетоэлектрического перехода: без учета  $E$  (кривая 1); с учетом  $E$ , в предположении о  $4\pi$ -распределении (кривая 2).

ность распределения нейтронного потока, генерируемого кристаллом DKDP, облучаемым внешним потоком нейтронов. Действительно, при  $E = 1.0 \cdot 10^{-3}$  значение избыточной эмиссии нейтронов  $\Delta I$  мало, поскольку кристалл значительно удален от детектора и потому поток нейтронов, генерируемый им, не может внести значительного вклада в изменение скорости счета источника  $\text{Cf}^{252}$ . В то же время значения  $\Delta N_\phi$  в точках  $E = 3.3 \cdot 10^{-3}$  и  $E = 1.1 \cdot 10^{-2}$  оказываются примерно равны (рис. 3, кривая 2), несмотря на различные расстояния кристалл-детектор, чего невозможно добиться при изотропном распределении нейтронов (пример — сам источник  $\text{Cf}^{252}$  (рис. 3, кривая 1)). Полученная зависимость  $\Delta I(E)$  находит свое естественное объяснение лишь в том случае, если предположить, что основной поток нейтронов от кристалла направлен по конусу перпендикулярно поверхности детектора, а не распределен сферически симметрично. Зависимости скорости счета нейтронных событий для кристаллов DKDP, облученных внешним ней-

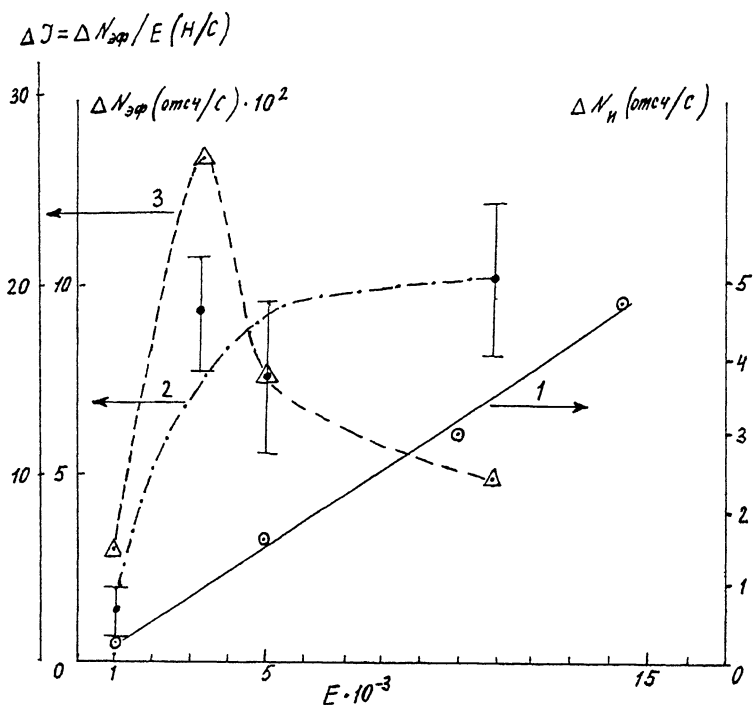


Рис. 3. Зависимость скорости счета нейтронов  $\text{Cf}^{252}$  источника от эффективности в системе источник-детектор (кривая 1); интенсивность эмиссии нейтронов, испускаемых кристаллом DKDP (за вычетом фона источника) как функция эффективности детектирования  $E$  в системе кристалл-детектор (кривые 2, 3).

тронным потоком в процессе фазового перехода через  $T_C$ , подтверждают гипотезу о генерации нейтронов в дейтерированных твердых телах как о вторичных нейтронах, инициируемых космическим нейтронным фоном. Действительно (рис. 1), абсолютная величина “эффекта” оказывается сильно связанной с уровнем фона детектора. Величина эффекта растет с увеличением уровня фона (в пределах от 1 до 100) и нелинейным образом зависит от эффективности детектора (в системе детектор-кристалл) вследствие **неизотропности** распределения вторичных нейтронов (рис. 3).

Итак, при внешнем облучении кристалла DKDP  $\text{Cf}^{252}$  источником нейтронов система генерирует избыточные по отношению к фону источника нейтроны с интенсивностью, пропорциональной числу нейтронов, падающих на кристалл. Этот результат позволяет предположить, что основная доля эмиттируемых нейтронов в экспериментах по инициированию ядерных реакций в дейтерированных твердых

телах связана с регистрацией вторичных нейтронов, порожденных "затравочными" (фоновыми).

Механизм генерации вторичных нейтронов, на наш взгляд, может быть связан с инъекцией в кристалл DKDP, находящийся в состоянии фазового перехода, тепловых нейтронов, которые будут пребывать в нем значительное время  $\Delta\tau \sim 10^{-4} - 10^{-5}$  с [9]. В течение времени  $\Delta\tau$  диффундирующий в кристалле тепловой нейтрон может получить избыточную кинетическую энергию (от 5 до 10 МэВ [10]) от многофоновых возбуждений (количество которых оценено в [11] и составляет в DKDP  $\sim 10^{11}$ /переход), возникающих при высвобождении упругой энергии доменной стенки в процессе сегнетоэлектрического фазового перехода. В результате один нейтрон за время  $\Delta\tau$  может многократно провзаимодействовать с несколькими дейтеронами, порождая каскад вторичных нейтронов ( $10^1 - 10^2$ ) с энергией в несколько МэВ. Рождение вторичных нейтронов прекратится после того, как тепловой нейтрон покинет кристалл. Отметим, что в результате описанного выше процесса будут наблюдаться кратковременные всплески эмиссии нейтронов малой длительности, сопоставимой с временем  $\Delta\tau$ .

Неизотропность распределения нейтронов, эмиттируемых на сегнетоэлектрическом переходе, связана, на наш взгляд, с поперечной поляризацией кристалла-мишени (ориентированный DKDP), приводящей к азимутальной асимметрии дифференциального сечения дейтеронов в реакции генерации вторичных нейтронов [9].

Авторы благодарны А.В.Стрелкову и В.М.Быстрицкому за стимулирующие дискуссии.

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

### Список литературы

- [1] Ключев В.А., Липсон А.Г., Дерягин Б.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 22. С. 1333-1337.
- [2] Липсон А.Г., Саков Д.М., Калинин В.Б., Дерягин Б.В. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 16. С. 90-95.
- [3] Липсон А.Г., Саков Д.М., Саунин Е.И. и др. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. В. 6. С. 2142-2153.
- [4] Jones S.E., Palmer E.P., Czirr J.B. et al. // Nature. 1989. V. 338. P. 737-740; Jones S.E. // Proc. of ICCF-4. 6-9 December 1993. Hawaii USA.
- [5] Derjaguin B.V., Lipson A.G., Kluev V.A. et al. // Nature. 1989. V. 341. P. 492.
- [6] Menlove H.O., Fowler M.M., Garcia E. et al. // J. Fusion Energy. 1990. V. 9(4). P. 495-506.
- [7] Моррисон Д.Р. // УФН. 1991. Т. 161. В. 12. С. 127-140.
- [8] Царев В.А. // УФН. 1992. Т. 162. В. 10. С. 63-92.

- [9] *Власов Н.А.* Нейтроны. М., 1971. 552 с.
- [10] *Hagelstein P.L.* // AIP Conf. Proc. N 228. "Anomalous nuclear effects in deuterium/solid systems". N.Y., 1991. P. 734-778.
- [11] *Кузнецов В.А., Липсон А.Г.* // Тр. междунар. симп. "Холодный ядерный синтез и новые источники энергии". Минск, 1994. С. 150-155.

Институт физической химии  
Москва

Поступило в Редакцию  
13 сентября 1994 г.

---