других иодидов, для которых частотный параметр структуры существенно превосходит предельные частоты кристаллических фононов, можно предположить, что образование квазимолекулы при автолокализации экситона [10] ведет к возникновению локального колебания, кванты которого и проявляются в спектре. Поскольку частота этого колебания определяется в основном галоидом, близость частотных параметров структуры иодидов [1-3] говорит в пользу этого предположения.

Отметим в заключение, что близкую к изображенной форму спектров можно получить и при некоторых других значениях параметров B и S из указанных интервалов (см., например, рис. 6 в [5]).

Я признателен А. А. О'Коннель-Бронину за обсуждение экспериментальных результатов и Г. С. Завту за предоставление программы расчета оптических констант по методу Крамерса—Кронига.

Список литературы

[1] Baldini G., Bosacchi A., Bosacchi B. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. N 15. P. 846—848; Baldini G., Bosacchi B. // Proc. X European Congress Molec. Spectr. 1970. P. 305—324; Miyata T. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 2. P. 529—551.
[2] О'Коннель-Бронин А. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2603—2610.
[3] Nishimura H., Saka Y., Nagata S., Hashimoto S., Okada T., Komatsu T. // J. Phys. Soc. Jap. 1987. V. 56. N 10. P. 3715—3725.
[4] Sumi H. // J. Phys. Soc. Jap. 1974. V. 36. N 3. P. 770—779; 1975. V. 38. N 3. P. 825—835.
[5] Sherman A. V. // Phys. St. Sol. B. 1988. V. 145. N 1. P. 319—332.
[6] Hizhnyakov V. V., Sherman A. V. // Czech. J. Phys. B. 1982. V. 32. N 1. P. 58—68.
[7] Sumi H., Toyozawa Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 2. P. 342—358.
[8] Kunz A. B. // Phys. Rev. 1969. V. 180. N 3. P. 934—941.
[9] Sherman A. V. // J. Phys. A. 1987. V. 20. N 3. P. 569—576.
[10] Лущик Ч. Б. Экситоны. М., 1985. С. 362—384.

Институт физики АН ЭССР
Тарту

Поступило в Редакцию
17 апреля 1989 г.

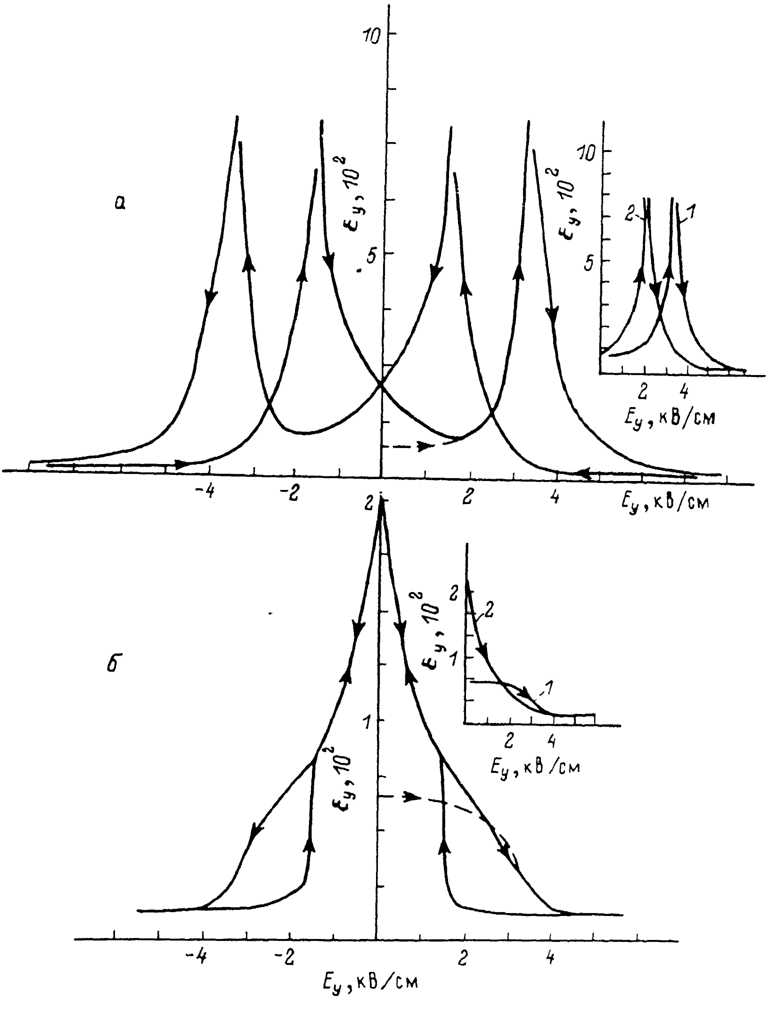
УДК 537.226

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 21, N 9, 1989

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА Rb_2ZnCl_4 В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В ОБЛАСТИ НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЫ

В. В. Гладкий, В. А. Кириков, С. К. Гупта, И. Э. Липиньски, Е. С. Иванова

Эффекты последействия (памяти) в области несоразмерной фазы (Н-фазы) сегнетоэлектрика, существенно отличающие ее от обычных (соразмерных) фаз, обусловлены переходом кристалла после некоторых однократных внешних воздействий (тепловых, электрических, механических) в новые метастабильные состояния, являющиеся результатом «закрепления» изменившейся солитонной структуры на неоднородностях решетки [1, 2]. Существенно, что внешние воздействия активно изменяют плотность солитонов n_s и свойства кристалла до тех пор, пока это изменение идет в одном направлении (с повышением или понижением n_s). Если же воздействие стремится изменить знак приращения Δn_s, солитонная структура «сопротивляется» перестройке и кристалл длительное время остается в прежнем состоянии [2]. Анализ экспериментальных результатов [2] показывает, что, по-видимому, причиной различной реакции кристалла в этих двух случаях является различная степень неравновесности состояний кристалла, создаваемая внешними воздействиями. В первом случае внешнее воздействие усиливает неравновесность, скорость изменения n_s со временем велика и легко регистрируется экспериментально. Во втором случае воздействие, наоборот, уменьшает неравновесность, скорость изменения n_s резко уменьшается и величина n_s длительное время практически остается постоянной.



Зависимость статической (*а*) и динамической (*б*) диэлектрической проницаемости ε_y кристаллов Rb_2ZnCl_4 от поляризующего постоянного поля E_y в области несоразмерной фазы. $\Delta T = T - T_c = 1.8$, $T_c = 194$ K.

На вставках — ε_y как функция E_y при $\Delta T = T - T_c = 1.8$ (*1*) и 1.26 K (*2*).

Эффекты памяти, наблюдаемые в реальных дефектных кристаллах, существенно видоизменяют их свойства по сравнению с ожидаемыми согласно феноменологической теории [3]. В данной работе приводятся результаты исследования зависимости диэлектрической проницаемости ε_y от внешнего электрического поля E_y в области Н-фазы в различных режимах измерения.

Объект исследования — кристалл Rb_2ZnCl_4, претерпевающий структурный переход $D_{2h} \to C_{2v}$ из Н-фазы в полярную фазу со спонтанной поляризацией $P_s \parallel Y$ (*в*) при $T_c = 194$ K. Образцы — пластины Y-среза кристалла размером $3 \times 3 \times 0.6$ мм с электродами из электропроводящей пасты. Измерение ε_y как функции E_y проводилось на одних и тех же образцах как в статических, так и в переменных электрических полях

$\sim$1 В/см соответственно электрометрическим методом и обычным мостовым методом на частоте 1 кГц. В первом случае на кристалл подавалось измерительное напряжение как положительного, так и отрицательного знака, т. е. таким образом суммарное статическое поле $E_y \pm E_y^{изм}$ на образце соответственно увеличивалось или уменьшалось. Измерение ε_y проводилось после остановки процесса изменения поляризации в поле E_y ($\sim$10 мин).

Основные результаты исследования сводятся к следующим. Наиболее ярко выраженные и специфические для Н-фазы нелинейные зависимости ε_y от E_y проявляются при использовании добавочного малого измерительного поля $E_y^{изм} \sim 1$ В/см, знак которого совпадает со знаком изменения постоянного поляризующего поля ΔE_y. На рисунке, *а* приведена такая зависимость ε_y от E_y, измеренная при циклическом изменении E_y после охлаждения кристалла до заданной температуры. Знак $E_y^{изм}$ выбирался таким образом, чтобы на ветвях кривой, где $\Delta E_y > 0$ и $E_y^{изм} > 0$, а где $\Delta E_y < 0$, также $E_y^{изм} < 0$. Ошибка измерения ε_y в этом случае составляла $\sim$10 %. Видно, что кривая ε_y (E_y) имеет характерные максимумы ε_y, отмечающие переход кристалла в поле E_y в соразмерную полярную фазу. Нетрудно проверить, что вид зависимости качественно согласуется с теоретической [3], которая получена на основании анализа термодинамического потенциала идеального кристалла, автоматически учитывающего изменение плотности солитонов n_s в измерительном поле $E_y^{изм}$. Существенно, что такая отвечающая теории форма зависимости ε_y (E_y) воспроизводится только при первом (однократном) приложении измерительного поля $E_y^{изм}$ (в заданном E_y), имеющего обязательно тот же знак, что и изменение ΔE_y. Из-за эффекта памяти [2], однако, $E_y^{изм}$ противоположного знака, а также все последующие за первым циклы изменения $E_y^{изм}$ (при периодическом изменении $E_y^{изм}$) практически не успевают изменить величину n_s, вклад в поляризацию P_y и ε_y образца становится меньше, а зависимости ε_y от E_y принимают качественно другой вид.

В качестве примера на рисунке, *б* приводится зависимость ε_y от E_y, полученная в переменном поле $E_y^{изм}$ с частотой 1 кГц (см. также [4]). Видно, что ε_y в отличие от данных рисунка, *а* не имеет максимумов и только уменьшается при увеличении поля E_y. Вывод о том, что изменившийся вид кривой ε_y (E_y) в этом случае обусловлен постоянством плотности солитонов n_s в переменном поле, как это отмечено выше на основании экспериментальных фактов, следует также из теоретического рассмотрения [5] температурных зависимостей ε_y Н-фазы сегнетоэлектрика, поляризованного постоянным электрическим полем. На вставках к рисунку показано, как изменяется первая четверть цикла зависимости ε_y от E_y в случае статического (*а*) и переменного (*б*) поля с температурой.

Отметим, что значения ε_y, приведенные на рисунке, *а*, начинают заметно уменьшаться, особенно в области максимумов ε_y при увеличении времени выдержки кристалла до 30 мин и более в поле E_y перед измерением ε_y. Причиной этого может быть диффузия неоднородностей решетки к границам квазидоменов (солитонам), понижающих подвижность солитонов в электрическом поле (эффект старения).

Приведенные здесь результаты измерений демонстрируют определяющее влияние специфической кинетики солитонной структуры. Н-фазы реального сегнетоэлектрика на его диэлектрические свойства.

Список литературы

[1] Hamano K., Ikeda Y., Fujimoto T., Ema K., Hirotsu S. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 49. N 6. P. 2278—2286.

[2] Gladkii V. V., Kirikov V. A., Zheludev I. S. // Ferroelectrics. 1988. V. 79. P. 577—580; Proc. 6th european meeting on ferroelectricity. Poznan, 1988. Pt II.
[3] Prelovšek P. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1983. V. 16. N 17. P. 3257—3265.
[4] Sorge G., Maak H., Shuvalov L. A. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 93. N 1. P. 315—320.
[5] Holakovský J., Dvořak V. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21. N 31. P. 5449—5454.

Институт кристаллографии АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
18 апреля 1989 г.

УДК 537.226

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ВЛИЯНИЕ ТУННЕЛИРОВАНИЯ НА СТРОЕНИЕ И ПОДВИЖНОСТЬ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ ТИПА ПОРЯДОК—БЕСПОРЯДОК

А. С. Сидоркин

Влияние туннелирования на строение доменных границ в сегнетоэлектрических кристаллах рассматривалось до сих пор либо в рамках вариационного подхода [1, 2], либо с помощью численных расчетов [3]. Очевидно, что указанные подходы страдают, с одной стороны, ограниченной достоверностью, а с другой — отсутствием наглядности и необходимостью изначального проведения всей схемы расчетов для каждого нового объекта.

В настоящей работе проводится аналитическое рассмотрение указанной задачи для сегнетоэлектриков с фазовым переходом типа порядок—беспорядок. Используя гамильтониан модели Изинга в поперечном поле, нетрудно видеть, что поверхностная плотность энергии доменной стенки в рамках приближения среднего поля, в котором усреднение проводится отдельно для каждой атомной плоскости, параллельной плотности доменной стенки, имеет следующий вид [3]:

$$\gamma=\frac{1}{S}\sum_{n}\left\{\frac{J}{2}\left[Z_nS_n-Z_\infty S_\infty\right]-T\left[\ln 2\,\mathrm{ch}\left(\frac{J\sqrt{q^2+S_n^2}}{T}\right)-\ln 2\,\mathrm{ch}\left(\frac{J\sqrt{q^2+S_\infty^2}}{T}\right)\right]\right\}, \quad (1)$$

Z_n — среднее значение квазиспина в атомной плоскости n; Z_∞ — его значение вдали от границы,

$$S_n=Z_n+\frac{A}{J}\left(Z_{n+1}+Z_{n-1}\right),\qquad S_\infty=Z_\infty\left(1+\frac{2A}{J}\right), \quad (2)$$

где J — суммарная константа взаимодействия любого квазиспина со всеми соседями в плоскости, параллельной границе; A — константа взаимодействия с соседним спином в направлении, перпендикулярном границе; $q=\Omega/J$; Ω — константа туннелирования; s — боковая поверхность элементарной ячейки, параллельная плоскости стенки. Самосогласованные значения Z_n и Z_∞ определяются из условий минимальности $\partial\gamma/\partial Z_n=0$ и $\partial\gamma/\partial Z_\infty=0$ и подчиняются соответственно следующим уравнениям:

$$Z_n\sqrt{q^2+S_n^2}=S_n\,\mathrm{th}\left(\frac{J\sqrt{q^2+S_n^2}}{T}\right),\qquad Z_\infty\sqrt{q^2+S_\infty^2}=S_\infty\,\mathrm{th}\left(\frac{J\sqrt{q^2+S_\infty^2}}{T}\right). \quad (3)$$

Разложение (1) в ряд по малым Z_n и Z_∞ до членов четвертой степени включительно с учетом разностного аналога для второй производной $(Z_{n+1}-2Z_n+Z_{n-1})/a^2=d^2Z/dx^2$, где a — размер элементарной ячейки вдоль