

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПРОЦЕССЫ РЕЛАКСАЦИИ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В КРИСТАЛЛЕ ТГС

Л. Н. Камышева, С. Н. Дрождин, О. М. Сердюк

Малые дозы рентгеновского излучения приводят к существенным изменениям сегнетоэлектрических свойств кристалла ТГС и к возникновению в нем внутреннего поля смещения $E_{\text{в}}$ [1]. Внутреннее поле, оцениваемое обычно по петлям диэлектрического гистерезиса, является мерой униполярности сегнетоэлектрика, возникшей в результате введения в кристалл радиационных (или примесных) дефектов.

Как показано в работе [2], поле $E_{\text{в}}$, созданное облучением кристалла ТГС γ -квантами, монотонно возрастает во времени сначала по экспоненциальному, далее по логарифмическому законам.

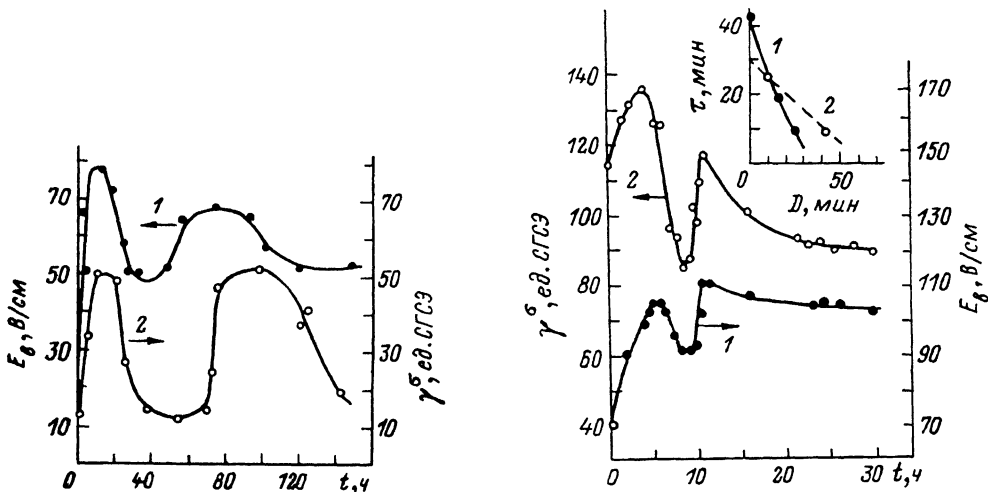


Рис. 1. Временные зависимости внутреннего поля $E_{\text{в}}$ (1) и пирозлектрического коэффициента γ° (2) для двух образцов номинально чистого кристалла ТГС при $T \approx 20^{\circ}\text{C}$.

Время облучения 90 мин. Образцы облучены вдоль оси y по направлению естественной униполярности образцов.

Рис. 2. Временные зависимости внутреннего поля $E_{\text{в}}$ (1) и пирозлектрического коэффициента γ° (2) для двух образцов номинально чистого кристалла ТГС при $T \approx 40^{\circ}\text{C}$.

Условия облучения те же. На вставке: зависимость времени релаксации τ от времени рентгеновского облучения (дозы D в мин) для двух образцов номинально чистого ТГС при 20 (1) и 45°C (2). Расчет τ по зависимостям * (1).

В наших первых исследованиях, посвященных релаксации внутреннего поля ТГС, созданного радиационными дефектами, была обнаружена немонотонная зависимость поля $E_{\text{в}}$ от времени [3], что позволило предположить, что в облученном рентгеновскими лучами ТГС происходят сложные процессы миграции радиационных дефектов. Поскольку при оценке величины поля $E_{\text{в}}$ по петлям диэлектрического гистерезиса образцы в течение небольшого промежутка времени подвергаются нежелательному полевому отжигу, то в настоящей работе, посвященной дальнейшему исследованию процессов релаксации макроскопической поляризации облученного ТГС, изучались временные зависимости как поля $E_{\text{в}}$, так и статического пироккоэффициента, который также является мерой униполярности сегнетоэлектрического кристалла. В последнем случае к кристаллу не прикладывается никаких внешних воздействий, кроме теплового.

Исследования были проведены на образцах номинально чистого кристалла ТГС, выращенного выше точки Кюри T_c , а также кристалла ТГС, выращенного ниже T_c из раствора, содержащего 10 вес. % L - α -аланина. На поверхности образцов полярного среза размером $\sim 5 \times 5 \times 1$ мм наносились в вакууме серебряные электроды. Поле $E_{\text{в}}$ оценивалось по смещению петель гистерезиса вдоль оси E на частоте 50 Гц в полях, больших коэрцитивных. Пиро-

электрический коэффициент γ^s определялся путем измерения пирозлектрического заряда с помощью вольтметра—электрметра В7-30. Исследованные образцы облучались при комнатной температуре рентгеновскими лучами с энергией 30 кэВ (излучение $Ni K_{\alpha}$).

Временные зависимости поля E_B и коэффициента γ^s для двух образцов номинально чистого ТГС при $T=20^\circ C$ приведены на рис. 1. Исходная (до облучения) униполярность образцов была малой ($E_B \sim 20$ В/см, $\gamma^s \sim 12$ ед. СГСЭ), после облучения она возросла ($E_B \sim 50$ В/см, $\gamma^s \sim 35$ ед. СГСЭ) и продолжала увеличиваться в течение примерно 24 ч. Дальнейшая эволюция зависимостей $E_B(t)$ и $\gamma^s(t)$ оказалась одинаковой (рис. 1). Эти результаты подтверждают существование немоного процесса изменения во времени макроскопической поляризации кристалла ТГС с радиационными дефектами, который не зависит от метода его обнаружения и исследования. Сам характер зависимостей $E_B(t)$ и $\gamma^s(t)$ приводит к предположению о наличии по крайней мере двух типов дефектов, существующих в облученном

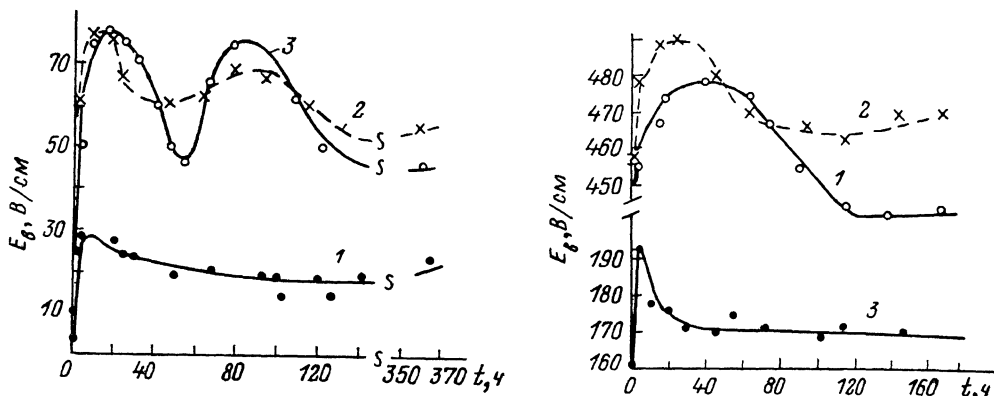


Рис. 3. Временные зависимости внутреннего поля E_B для двух образцов номинально чистого кристалла ТГС при $T \approx 20^\circ C$.

1 — образец облучен перпендикулярно оси y , время облучения 90 мин; 2 — тот же образец после облучения рентгеновскими лучами перпендикулярно оси y в течение 450 мин, 3 — образец облучен вдоль оси y против направления естественной униполярности, время облучения 90 мин.

Рис. 4. Временные зависимости внутреннего поля E_B для трех образцов кристалла АТГС при $T \approx 20^\circ C$.

1 — образец облучен вдоль оси y по направлению естественной униполярности, 2 — образец облучен вдоль оси y против направления естественной униполярности, 3 — образец облучен перпендикулярно оси y . Время облучения во всех трех случаях ~ 90 мин.

ТГС, идентификация которых представляет определенные трудности в связи с малыми дозами облучения.

Следя [3], мы аппроксимировали релаксационные зависимости рис. 1 функциями, пропорциональными $\exp(-t/\tau)$, где τ — время релаксации. Значения τ , рассчитанные по зависимостям рис. 1, для возрастающего участка первого максимума оказались равными 12—16 ч, а для убывающего участка 12—20 ч.

Естественно полагать, что долговременные процессы изменения поля E_B и γ^s во времени связаны в первую очередь с диффузией точечных дефектов облученных кристаллов. Для проверки этого положения зависимости $E_B(t)$ и $\gamma^s(t)$ были измерены при температуре $40^\circ C$ (рис. 2). Повышение температуры опыта не изменило характера указанных зависимостей, но привело к уменьшению времен релаксации макроскопической поляризации облученных кристаллов в 5—6 раз. Это может служить доказательством существования диффузионных процессов, ответственных за изменение во времени поляризации кристалла. Об этом же свидетельствуют результаты опыта, представленные на вставке к рис. 2. Значения времен релаксации доменной структуры, рассчитанные по временным зависимостям диэлектрической проницаемости ϵ после снятия с облученного кристалла ТГС постоянного электрического поля (метод деполаризации [4]), оказываются в 10 раз меньше указанных выше. Следовательно, релаксация доменной структуры облученного кристалла, выведенного из состояния равновесия исключением поляризуемого поля и регистрируемая по значениям ϵ , заканчивается за гораздо меньшее время, чем диффузия радиационных дефектов.

Ранее было показано, что внутреннее поле, созданное радиационным облучением в сегнетоэлектрическом кристалле, пропорционально величине спонтанной поляризации [2, 5, 6], а ориентация полярных радиационных дефектов определяется полярностью кристалла

во время облучения [1]. Мы провели облучение образцов номинально чистого кристалла ТГС в направлении, перпендикулярном полярной оси, и показали, что для возникновения внутреннего поля существенное значение имеет направление радиационного облучения.

Действительно, если облучать образцы ТГС перпендикулярно полярной оси y , то внутреннее поле, измеряемое, как обычно, в направлении оси y , оказывается небольшим по величине и почти не изменяется во времени (рис. 3, 1). Однако можно и в этом случае увеличить значительно поле E_y , увеличив дозу облучения в несколько раз (рис. 3, 2).

Таким образом, при облучении кристалла одной и той же дозой вдоль полярной оси и перпендикулярно ей поле E_y оказывается по величине больше в первом случае. Анализ пространственного распределения радиационных дефектов в простейших атомных структурах [7] показывает, что заряженная частица, двигаясь в определенном направлении, создает дефекты и в других направлениях. В нашем случае, вероятно, рентгеновские кванты, распространяясь перпендикулярно полярной оси, вызывают появление радиационных дефектов не только в направлении распространения, но и вдоль полярной оси. По-видимому, с этим связан механизм возникновения внутреннего поля при облучении кристалла в неполярном направлении.

Облучение образцов номинально чистого ТГС вдоль оси y как в направлении естественной униполярности образца, так и в противоположном направлении не выявило разницы в поведении во времени возникшего внутреннего поля (рис. 1, 1 и рис. 3, 3). Аналогичный опыт был проведен на образцах кристалла АТГС, в которых до облучения существовало значительное по величине внутреннее поле, созданное молекулами L - α -аланина. Это поле практически не меняется во времени, но после облучения возрастает, как и в случае номинально чистого кристалла ТГС, а затем начинает немонотонно изменяться (рис. 4, 1, 2). Значения времен релаксации поляризации для кристалла АТГС оказываются в несколько раз больше аналогичных значений для номинально чистого кристалла ТГС, что, по-видимому, связано с иными условиями диффузии радиационных дефектов в легированном кристалле.

Литература

- [1] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981, с. 736.
- [2] Павлячик Ч., Павловски А., Хильчер В. Кристаллография, 1979, т. 24, № 5, с. 1076—1078.
- [3] Камышева Л. Н., Миловидова С. Д., Зиновьева И. Н. В сб.: Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. Калинин, 1984, с. 22—26.
- [4] Kamysheva L. N., Drozhdin S. N., Serdyuk O. M. Phys. Stat. Sol. (a), 1986, v. 97, p. K29—K 34.
- [5] Hilczner B., Pawlaczyk C. Ferroelectr. Halle: Martin—Luther—Universität, Halle—Wittenberg, 1986, p. 222.
- [6] Пешиков Е. В. Радиационные эффекты в сегнетоэлектриках. Ташкент: ФАН, 1986, с. 138.
- [7] Динс Дж., Дамаск А. Точечные дефекты в металлах. М.: Мир, 1967, с. 243.

Воронежский госуниверситет
им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
7 августа 1987 г.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОДИНОЧНЫХ ПИКОВ В МАСС-СПЕКТРЕ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНЫХ МАСС-СПЕКТРОМЕТРОВ

Н. М. Блащенко, Г. Я. Лаврентьев, Б. Н. Шустров

Магнитно-резонансные масс-спектрометры (МРМС) высокого разрешения (ВР) широко используются для решения различных аналитических [1] и метрологических [2] задач. Схемы и конструкции приборов постоянно совершенствуются. Так, например, создан уникальный МРМС с разрешающей способностью $R=3.5 \cdot 10^6$ [3]. При анализе органических веществ, состоящих, как правило, из небольшого числа элементов, для отдельной регистрации линий мультиплета какого-либо массового числа достаточна величина $R=2 \cdot 10^4$ [4]. Удобным для целей химического анализа является МРМС с высокими разрешающей способ-