Физика твердого тела, 1997, том 39, № 5

Нелинейная динамика в электрическом контуре с сегнетоэлектриком

© А.С. Сидоркин, А.М. Солодуха, Л.П. Нестеренко

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия

(Поступила в Редакцию 8 июля 1996 г.)

Исследованы нелинейные явления в последовательном электрическом колебательном контуре, содержащем сегнетоконденсатор, в зависимости от температуры и амплитуды приложенного поля. Установлена связь между параметрами контура и смещением точки резонанса в образцах чистого кристалла триглицинсульфата, а также в образцах с примесью ионов хрома. Объяснение наблюдаемых явлений дается на основе особенности доменного строения образцов и влияния не него точечных дефектов.

В последнее время большой интерес уделяется исследованию нелинейных колебательных процессов в последовательном RLC-контуре, содержащем по крайней мере один нелинейный элемент [1–4]. Если роль нелинейного элемента здесь играет емкость с сегнетоэлектриком, указанные явления возникают за счет процессов переключения, происходящих в сегнетоэлектрических кристаллах [5]. Таким образом, изучение электрических явлений в колебательном контуре, содержащем сегнетоконденсатор, позволяет лучше понимать все разнообразие процессов переключения в сегнетоэлектрических материалах.

В данной работе были исследованы характеристики колебательного контура с нелинейной емкостью, роль которой играли образцы чистого и легированного ионами хрома кристаллов триглицинсульфата (ТГС). Исследования проводились в диапазоне частот 10^2-10^5 Hz в интервале температур $22-47°$C. Напряженность внешнего электрического поля E изменялась от 40 до 80 kV/m. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Данная схема позволяла определять гармонический состав исследуемого сигнала, для чего измерялись амплитуды токов соответствующей частоты на эталонном сопротивлении R_0.

На рис. 2 показано изменение резонансных кривых для первой гармоники тока в колебательном контуре с чистым ТГС для различных температур и двух значений внешнего электрического поля 40 и 60 kV/m. Как видно из рис. 2, a, с ростом температуры величина резонансного тока возрастает, а сами точки резонансов для данного значения амплитуды поля сдвигаются в область меньших частот.

Отметим, что такая же тенденция возникает и при увеличении величины внешнего поля при фиксированной температуре в области малых полей, где также наблюдается смещение точки резонанса в сторону меньших частот [2]. С увеличением амплитуды внешнего сигнала (рис. 2, b) возникает тенденция к замедлению смещения точки резонанса по частоте. Последнее особенно ярко выражено в случае ТГС + Cr, где с ростом температуры наблюдается изменение смещения точки резонанса в противоположном направлении — к более высоким частотам (рис. 3).

Полученные результаты на макроуровне могут быть объяснены изменением диэлектрической проницаемости сегнегоэлектрика ε в конденсаторе в зависимости от температуры и приложенного поля. Действительно, с ростом температуры при приближении к точке Кюри T_c диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика увеличивается. Это обеспечивает рост емкости, и в результате происходит уменьшение резонансной частоты контура (рис. 2).

В чистом кристалле, т. е. кристалле, где внутреннее смещающее поле обычно отсутствует [6,7], зависимость диэлектрической проницаемости от поля имеет максимум. Точка максимума разделяет зависимость $\varepsilon(E)$ на растущую и спадающую части относительно коэрцитивного поля E_c. При приложении к контуру полей, меньших E_c, происходит увеличение ε и как следствие уменьшение резонансной частоты (рис. 2). Если величина приложенного поля превышает коэрцитивное поле, то переключение сегнетоэлектрика прекращается и, следовательно, уменьшается отношение dP/dE, а значит, и ε [8]. В этом случае резонансаная частота будет увеличиваться с ростом поля. В примесном материале полевая зависимость диэлектрической проницаемости более сложная [8], и поэтому, если учесть влияние внешнего приложенного поля, а также температурную зависимость ε, поведение резонансных токов оказывается таким, как показано на рис. 3.

Для получения конкретной зависимости f_{res} от температуры и амплитуды поля необходимо найти зависимость величины ε от этих параметров. Начальная диэлектрическая проницаемость, т. е. диэлектрическая прони-

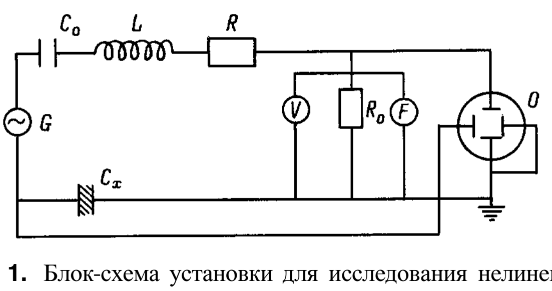

Рис. 1. Блок-схема установки для исследования нелинейных характеристик последовательного колебательного контура с сегнетоконденсатором. C_x — емкость образца, L, R — индуктивность и сопротивление катушки, C_0, R_0 — эталонные емкость и сопротивление, $C_0 \gg C_x$, G — генератор сигналов звуковой частоты, O — осциллограф, F — частотомер, V — вольтметр.

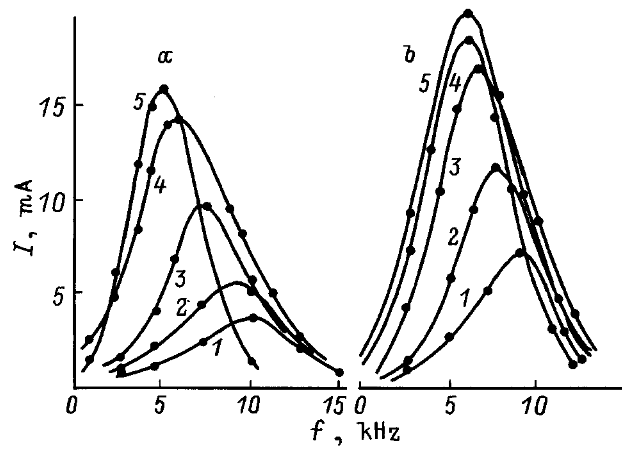

Рис. 2. Зависимость первой гармоники тока в последовательном резонансном контуре как функция частоты внешнего поля при различных температурах для чистого ТГС и амплитудах поля, равных 40 (a) и 60 kV/m (b). T(°C): *1* — 22, *2* — 30, *3* — 35, *4* — 40, *5* — 46.

цаемость в области малых полей, для полидоменного кристалла была найдена в [9]. Она выражается формулой

$$\varepsilon_d \approx \frac{8P_0^{3/2}\varepsilon^{1/4}}{(\gamma a)^{1/4} n_0 U_0^{1/2} d}, \tag{1}$$

где P_0 — спонтанная поляризация, $\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_c \varepsilon_a}$, ε_c, ε_a — диэлектрические проницаемости монодоменного кристалла, измеренные вдоль и перпендикулярно полярной оси, γ — поверхностная плотность энергии доменных стенок, a — радиус взаимодействия границы с дефектом, n_0 — концентрация дефектов, взаимодействующих с доменными стенками, U_0 — энергия указанного взаимодействия, d — среднее расстояние между доменными стенками.

Принимая во внимание температурную зависимость $P_0 \sim \Delta T^{1/2}$ $(\Delta T = T_c - T)$, $\varepsilon_c \sim \Delta T^{-1}$, $\gamma \sim \Delta T^{3/2}$, $U_0 \sim \Delta T$ (заряженные дефекты) [10] и $U_0 \sim \Delta T^{3/2}$ (незаряженные дефекты), получаем $\varepsilon_d \sim \Delta T^{-1/4}$ в первом случае и $\varepsilon_d \sim \Delta T^{-3/4}$ во втором. В обоих случаях вклад доменных границ в диэлектрическую проницаемость (как и диэлектрическая проницаемость монодоменного кристалла) увеличивается при приближении к точке Кюри. В результате величина f_{res} уменьшается при приближении к T_c в соответствии со стандартной формулой для резонансной частоты

$$f_{\text{res}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}\frac{R^2}{L^2}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L}\left(\frac{1}{C_0} + \frac{4\pi D}{\varepsilon S}\right) - \frac{R^2}{L^2}}$$

$$= \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC_0} - \frac{R^2}{L^2} + \frac{4\pi D(\gamma a)^{1/4} n_0 U_0^{1/2} d}{LS8P_0P_0^{1/2}\varepsilon^{1/4}}}, \tag{2}$$

где S и D — соответственно площадь сегнетоактивной поверхности и толщина образца.

Мы полагаем, что на основе формулы (2) можно предсказать и влияние концентрации дефектов кристалла на резонансную частоту контура. Как видно из (2), с ростом концентрации дефектов (при прочих равных условиях) значение f_{res} должно смещаться к высоким частотам.

Для описания полевой зависимости $f_{\text{res}}(E)$ в области малых (меньших E_c) полей необходимо использовать формулу (2), где вместо U_0 следует взять разность $U_0 - 2P_0E/n_0$. Последняя характеризует эффективное уменьшение энергии взаимодействия доменных стенок с дефектами во внешнем поле и как следствие эффективное уменьшение числа точек закрепления, препятствующих смещению доменных границ. Согласно (1), это приводит к росту ε_d и смещению f_{res} в область малых частот. Описание зависимости $f_{\text{res}}(E)$ в области сильных полей оказывается более сложным и требует отдельного рассмотрения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-04548-*a*).

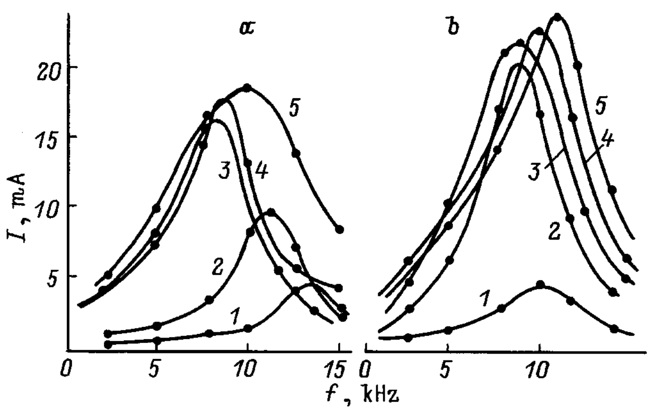

Рис. 3. Зависимость первой гармоники тока в последовательном резонансном контуре как функция частоты внешнего поля при различных температурах для ТГС + Cr и амплитудах поля, равных 60 (a) и 80 kV/m (b). Обозначение кривых то же, что и на рис. 2.

Список литературы

[1] Ф. Мун. Хаотические колебания. Мир, М. (1990). 311 с.
[2] H. Beige, M. Diestelhorst, R. Forster, T. Krietsch. Phase Trans. **37**, 213 (1992).
[3] J.J. Kim, J.Y. Huang. Phys. Rev. **B38**, 11885 (1988).
[4] С.Н. Дрождин, Л.Н. Камышева. ФТТ **34**, *9*, 2797 (1992).
[5] А.М. Солодуха, А.С. Сидоркин, А.А. Шевченко. ФТТ **35**, *7*, 2046 (1993).
[6] E.T. Keve, K.L. Bye, P.W. Whipps, A.D. Annis. J. Phys. (Paris) Colloq. (FR) C2, **33**, *Suupl. 1*, C2-229 (1972).
[7] B.M. Darinskii, A.S. Sidorkin, S.D. Milovidova. Ferroelectrics **142**, 45 (1993).
[8] Л.Н. Камышева, О.А. Годованная, С.Д. Миловидова, А.Н. Коваленко. Кристаллография **19**, 824 (1974).
[9] B.M. Darinskii, A.S. Sidorkin, A.P. Lazarev. Ferroelectrics **98**, 245 (1989).
[10] А.С. Сидоркин, Б.М. Даринский. ФТТ **28**, *1*, 285 (1986).