

то легко получить

$$A_1 = \frac{C_0 m \pi}{2} [u_1^2 \sin 2\varphi_1 + u_1 u_3 \sin (\varphi_3 - \varphi_1)], \quad (8a)$$

$$A_2 = \frac{C_0 m \pi}{2} \cdot 2u_2 u_4 \sin (\varphi_4 - \varphi_2), \quad (8б)$$

$$A_k = \frac{C_0 m \pi}{2} k [u_k u_{k+2} \sin (\varphi_{k+2} - \varphi_k) - u_k u_{k-2} \sin (\varphi_k - \varphi_{k-2})], \quad k > 2. \quad (8в)$$

Отсюда видно, что вложение энергии в любую гармонику выше второй разбивается на две части, пропорциональные амплитудам соседних гармоник той же четности.

Из соотношений (8) следует, что та часть убыли энергии из k -той гармоники, которая обязана своим существованием $(k+2)$ -й гармонике, пропорциональна прибыли энергии в $(k+2)$ -ю гармонику. Иными словами, можно говорить о перекачке энергии между соседними гармониками одной четности. Кроме такой перекачки энергии происходит непосредственное вложение энергии в первую гармонику (8а).

При подключении к такой емкости постоянной индуктивности получаем систему, которая описывается уравнением (1).

Поэтому отсутствие четных зон неустойчивости решения (1) можно объяснить отсутствием непосредственного вклада энергии в какую-либо четную гармонику.

Отметим, что аналогичные энергетические соотношения для емкости с «обратным гармоническим» законом изменения

$$C = \frac{C_0}{1 + m \cos 2\tau} \quad (9)$$

показывают наличие непосредственного вклада энергии не только в первую, но и во вторую гармонику. Это происходит потому, что емкость меняется как с основной частотой, так и с четными гармониками. Система, образующаяся при подключении к такой емкости линейной индуктивности L (она описывается, как известно, уравнением Матвея), допускает возбуждение как в нечетных, так и в четных зонах.

В заключение авторы приносят благодарность В. В. Мигулину за обсуждение работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мак-Лахлан Н. В. Теория и приложения функций Матвея. М., ИЛ, 1953.
2. Хаяси Е. Вынужденные колебания в нелинейных системах. М., ИЛ, 1957.
3. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Физматгиз, 1963.
4. Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н. Курс современного анализа, т. 2, М., Физматгиз, 1963.
5. Стокер Дж. Нелинейные колебания в механических и электрических системах. М., ИЛ, 1953.

Поступила в редакцию
24. I 1967 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 537.221

Н. Д. ГАВРИЛОВА, В. К. НОВИК

О ПИРОЭФФЕКТЕ В ТГФБ

В работах [1, 2, 3] было описано аномальное поведение температурной зависимости пироккоэффициентов γ^σ для ряда сегнетозлектриков (ТГС, BaTiO_3 сегнетова соль), заключающееся в сдвиге максимума γ^σ относительно точки Кюри в область сегнетофазы.

Эта аномалия объяснялась [4, 1] перестройкой доменной структуры кристаллов, обладающих естественной униполярностью.

В настоящей работе излагаются результаты измерения $\gamma^\sigma(T)$ для монокристаллов ТГФБ (триглицинфторбериллата), подвергнутых предварительной термической тренировке и поляризации постоянным электрическим полем.

Измерения производились на пяти образцах по методике, описанной в [2]. Образцы отжигались при температуре 140°C в течение 4—5 часов, после чего выдерживались под полем $1\text{--}2\text{ кВ/см}$ от 10 до 20 часов при комнатной температуре.

Зависимость $\gamma^{\sigma}(T)$, полученная после первого цикла измерения, представлена на рис. 1. Характерной особенностью аномального поведения γ^{σ} для ТГФБ является наличие дополнительных максимумов, смещенных на $10\text{--}15^{\circ}\text{C}$ от температуры Кюри. Устойчивое появление максимумов во всех измерениях соответствовало совпадению направления поляризующего поля с направлением естественной поляризации кристаллов и, по-видимому, обусловлено, как и в [1, 2, 3], перестройкой доменных областей, ответственных за естественную униполярность.

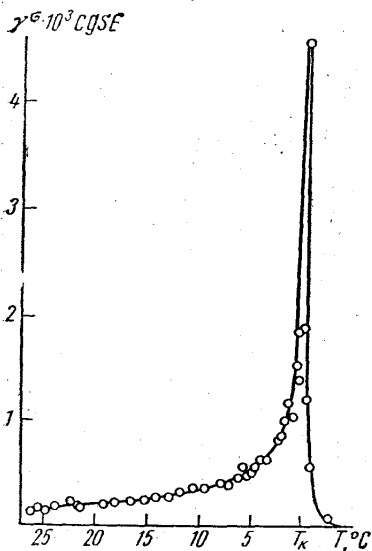


Рис. 1. Температурная зависимость пьезоэлектрического коэффициента кристаллов триглицинофторбериллата в окрестности точки Кюри (первое нагревание)

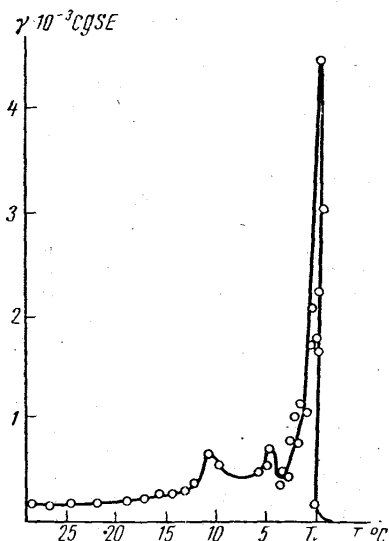


Рис. 2. Температурная зависимость пьезоэлектрического коэффициента кристаллов триглицинофторбериллата в окрестности точки Кюри (после многократных нагреваний выше точки Кюри)

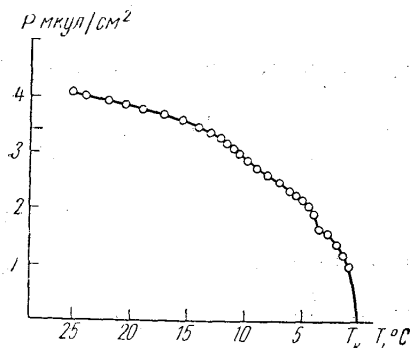


Рис. 3. Температурная зависимость спонтанной поляризации кристаллов триглицинофторбериллата, рассчитанная из измерений пьезокоэффициента (см. рис. 1)

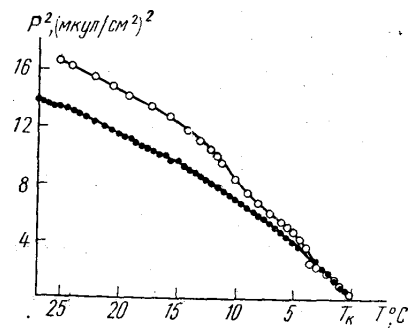


Рис. 4. Температурная зависимость квадрата спонтанной поляризации, рассчитанная по данным пьезоэлектрических измерений (см. рис. 1 и 2)

После нескольких циклов измерений высота дополнительного максимума значительно снижается (рис. 2).

По данным кривой $\gamma^{\sigma}(T)$ (рис. 1) путем графического интегрирования была построена температурная зависимость спонтанной поляризации $P_s(T)$ (рис. 3). Вблизи

точки аномалии на кривой $P_s(T)$ наблюдается скачок поляризации (рис. 3) на конечную величину. Абсолютное значение поляризации в пределах 20% совпадает с данными Видера [5], полученными по измерениям петель гистерезиса.

На рис. 4 представлена рассчитанная по данным рис. 1 и 2 зависимость квадрата спонтанной поляризации от температуры $P_s^2(T)$ линейный характер этой зависимости в пределах пяти градусов от точки Кюри согласуется с термодинамической теорией Гинзбурга—Девоншира.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность проф. В. А. Копцику за обсуждение работы, и Б. А. Струкову за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Копчик В. А., Гаврилова Н. Д. «Изв. АН СССР», сер. физич., № 11, 1296, 1965.
2. Гаврилова Н. Д. «Кристаллография», 10, № 3, 346, 1965.
3. Желудев И. С., Гладкий В. В. «Кристаллография», 2, № 3, 346, 1966.
4. Козловский В. Х. «Изв. АН СССР», сер. физич., № 1, 882, 1965.
5. Wiedersheim H. J. Appl. Phys., 27, No. 2, 247—252, 1966.

Поступила в редакцию
7. I 1967 г.

Кафедра
физики кристаллов

УДК 539.216.22 : 538

В. А. ЯКОВЛЕВ

ОБ УГЛОВЫМ РАЗБРОС ЛЕГКИХ ОСЕЙ ПЯТЕН ПЛЕНОЧНЫХ МАТРИЦ

Разброс направлений легких осей отдельных пятен пленочных матриц является главной причиной брака при напылении и труднее всего поддается контролю. Причины его недостаточно выяснены. Иногда его отождествляют количественно с дисперсией легких осей в пределах отдельного пятна. Опыт, однако, показывает, что прямой связи этой дисперсии с угловым разбросом нет.

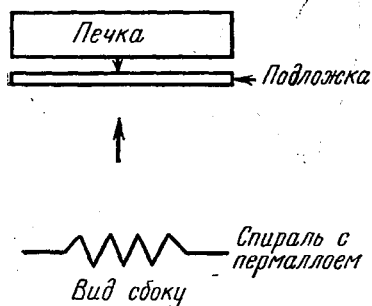


Рис. 1

Если отсутствует такая очевидная причина разброса, как пространственная неоднородность наводящего анизотропию магнитного поля, то остаются две, по-видимому, основные причины: тепловой режим подложки в процессе напыления и магнитные поля рассеяния у краев отверстий маски, возникающие в результате оседания на ней распыляемого материала. Влияние наклонного падения молекулярного луча невелико. Матрицы напыляются при довольно высокой температуре (250—300°C). Здесь рассмотрен более подробно так называемый «тепловой» разброс, который кажется наиболее существенным.

Приведем некоторые факты, полученные путем обобщения результатов изучения многих десятков матриц: 1) наибольшие отклонения легких осей имеют угловые пятна; 2) в полученных матрицах чаще всего наблюдался «сходящийся» разброс (форма «бочки») (исходный материал—пермаллой 79 НМ А) (рис. 2); 3) отклонения легких осей угловых пятен $\alpha_{\max}=5-10^\circ$, иногда до 20° ; 4) если печь (рис. 1) после распыления остается включенной в течение 2—3 мин, то углы разброса уменьшаются и даже меняют знак (рис. 3).

Если рассмотреть источники нагрева подложки (рис. 1), то становится очевидной несимметрия нагрева. Перед распылением температура подложки задается печкой, которая во время длительной выдержки равномерно прогревает стекло по толщине. Во время распыления (несколько минут) подложка дополнительно нагревается снизу. Возникающий градиент температуры в направлении нормали к плоскости подложки вызывает коробление подложки, и ее плоскость превращается в кривую поверхность, которая при остывании снова выпрямляется, деформируя пятна. Здесь вступает в действие магнитострикция, и при наличии анизотропии возникающих в