

ФИЗИКА

Н. А. РОИ

О ПРИРОДЕ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ  
В КЕРАМИКЕ  $\text{BaTiO}_3$

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 13 VI 1950)

1. На основе данных о кристаллической структуре и диэлектрических свойствах монокристаллов и керамики  $\text{BaTiO}_3$  <sup>(1)</sup> можно предположить, что механизм электромеханических колебаний в керамике состоит в следующем.

При действии переменного поля, приложенного к неполяризованной керамике, находящейся при температуре ниже точки Кюри, происходит колебательная переориентация полярных осей элементарных ячеек вследствие переброса иона Ti из одной из 6 потенциальных ям в другую, энергетически более выгодную. Переход сопровождается увеличением размеров ячейки в направлении новой полярной оси. Это приводит к тому, что и керамика увеличивает размеры в направлении переменного поля независимо от его знака. Сопровождающие эти перебросы механические колебания, совершающиеся с двойной по отношению к полю частотой, мы назовем квазиэлектрострикционными.

Постоянное поле или остаточная поляризация обусловливают линеаризованную квазиэлектрострикцию. В этом случае сравнительно слабое переменное поле не в состоянии повернуть полярные оси ячеек в направлении, противоположном внутреннему полю. Оно только увеличивает или уменьшает число сориентированных ячеек. Это приводит к колебаниям керамики с частотой возбуждающего поля.

Большое постоянное поле ориентирует подавляющее большинство полярных осей элементарных ячеек в телесном угле  $\approx 0,86\pi$ ; при этом керамика приближается с макроскопической точки зрения к монокристаллу с одной бесконечно кратной осью симметрии и, следовательно, в этих условиях должна обладать аналогично монокристаллу линейным пьезоэффектом.

В окрестности точки Кюри и выше ее, где диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  достигает большой величины, должен иметь место значительный электрострикционный эффект, существующий в изотропном теле.

2. Определяя по резонансной кривой частоты резонанса  $f_R$  и антирезонанса  $f_A$ , а с помощью электромеханического щупа величину, пропорциональную амплитуде колебаний  $A$  (в дальнейшем, для краткости, будем говорить амплитуду), и частоту  $f_M$  колебаний с максимальной  $A$  и исследуя зависимость их от внешних условий, можно судить о механизме колебаний, происходящих в неполяризованной и поляризованной керамике.

Указанным способом прослежена зависимость амплитуды  $A$  радиальных колебаний тонкого диска радиуса  $a = 8,2$  мм (образец 1) и частот  $f_R$ ,  $f_A$  и  $f_M$  от напряженности постоянного поля  $E_0$  при одном

и том же возбуждающем поле  $E = 30$  в см (см. рис. 1). Измерения производились непосредственно после установления соответствующего поля  $E_0$ .

На рис. 2 показана зависимость  $A$  и  $f_R$  от  $E$  при разных  $E_0$ . Рис. 3 изображает температурную зависимость  $f_R$  и  $f_A$  при наличии большого внешнего поля  $E_0$  и при  $E_0 = 0$ , т. е. при наличии только остаточной поляризации, получающейся после достаточно длительного выдерживания образца в большом постоянном поле (образец 2).

Для изучения квазистрикционных и стрикционных колебаний керамики тщательно располяризовывалась прогреванием выше точки Кюри и возбуждалась большим переменным полем, частота которого в два раза меньше частоты собственных колебаний диска. Рис. 4 изображает зависимость  $f_M$  и  $A$  механических колебаний диска (образец 3) от температуры.

3. Линеаризованная квазистрикция. Феноменологическая теория электромеханических колебаний в поляризованной керамике развитая Мезоном (2) при условии малости амплитуды колебаний, независимости коэффициента упругости от электрических и механических полей и при отсутствии линейного пьезоэффекта, приводит к следующему выражению для коэффициента пропорционального амплитуде колебаний:

$$k^2 = \frac{\Delta f}{f_R} \left[ \frac{R_1^2 - (1 - \sigma^2)}{1 + \sigma} \right], \quad (1)$$

где  $\Delta f = f_A - f_R$ ,  $R_1 = 2,03$ ,  $\sigma$  — коэффициент Пуассона.

Теория дает выражение для амплитуды радиальных колебаний диска (после некоторых преобразований)

$$A = BE_0 E \varepsilon^2 \frac{1 + \sigma}{a + b\sigma}, \quad (2)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $B$  постоянные.

Левая и правая части уравнения (1) получаются из опытных данных, так как  $k$  должно быть пропорционально  $A$ , определяемой экспериментально. Учитывая рис. 1 и 2, мы получим разную зависимость той и другой части от  $E$  и  $E_0$ . Это заставляет сделать вывод, что  $\sigma$  зависит от  $E$  и  $E_0$ , т. е. предположение Мезона, сделанное при выводе этой формулы, неверно. Однако чисто формально эта формула будет удовлетворяться, если предположить, что  $\sigma$  убывает с ростом  $E$  и с уменьшением  $E_0$ .

Имея в виду поведение  $\sigma$ , а также учитываемую Мезоном зависимость  $\varepsilon$  от  $E_0$ , можно притти к выводу, что выражение для  $A$  описы-

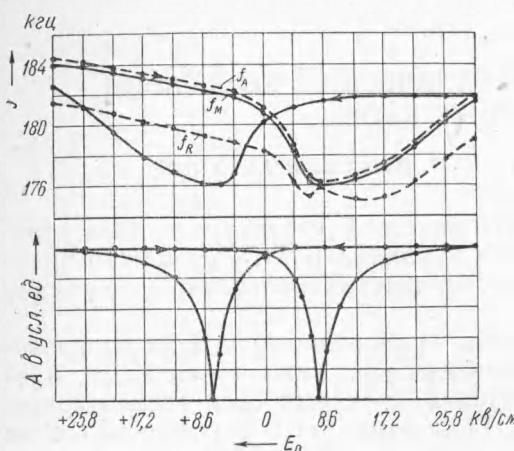


Рис. 1

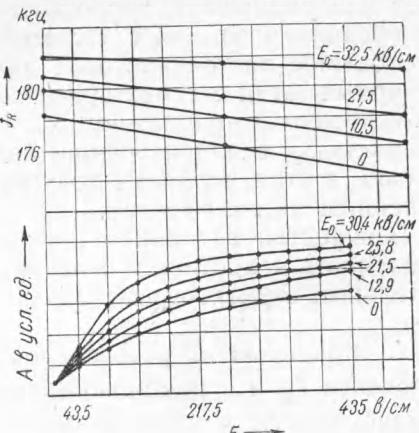


Рис. 2

вает экспериментальные результаты (рис. 1 и 2) только при малых амплитудах и не может объяснить насыщения амплитуды при больших полях.

Объяснение этому, повидимому, нужно искать в механизме колебаний.

Под действием поля  $E$  происходит колебательная переориентация полярных осей ячеек благодаря перебросам иона Ti. Эти перебросы могут быть трех видов: 1) перебросы на  $90^\circ$  из положения, близкого к перпендикулярному, к  $E_0$ , в продольное и обратно, эти перебросы приводят к колебаниям керамики с частотой поля  $E$ ; 2) перебросы на  $180^\circ$ , вызывающие колебания с удвоенной частотой; 3) перебросы на  $90^\circ$  из положения, близкого антипараллельному к  $E_0$ , в близкое к перпендикулярному, действующие в отношении изменения размеров противоположно перебросам первого вида; при  $E_0 = 0$  они равновероятны и гасят друг друга, а по мере роста  $E_0$  вероятность последнего вида уменьшается, что приводит к увеличению амплитуды колебаний с частотой поля  $E$ .

При больших  $E_0$ , когда уменьшается вероятность перебросов всех видов, можно было ожидать уменьшения  $A$ , чего, однако, не происходит, так как в этих условиях, как упоминалось выше, начинает, вероятно, играть заметную роль линейный пьезоэффект.

С ростом переменного поля амплитуда вначале увеличивается, а затем достигает насыщения подобно тому, как достигает насыщения поляризация при больших  $E$  (3), поскольку число ячеек конечно.

4. Квазистрикция и стрикция. Измерение зависимости от температуры амплитуды колебаний неполяризованной керамики, частота которых в два раза больше частоты возбуждающего поля, показало (рис. 4) наличие минимума  $A$  в точке фазового перехода первого рода при температуре  $\sim 3^\circ$  и уменьшение амплитуды, начиная с тем-

пературы  $+80^\circ$ , т. е. там, где начинается заметное уменьшение спонтанной поляризации и приближение тетрагональной структуры к кубической. Это уменьшение переходит в быстрое возрастание при температуре на несколько градусов ниже точки Кюри, где происходит сильное увеличение  $\epsilon$ . Затем, зависимость амплитуды от температуры повторяет температурный ход  $\epsilon$ .

Таким образом, можно думать, что колебания до точки Кюри обязаны квазистрикционному эффекту, а колебания в окрестности точки Кюри и выше — чисто стрикционному эффекту. При измерениях оказалось, что амплитуда квазистрикционных колебаний аналогично поляризации  $P$  (3), возрастает пропорционально квадрату возбуждающего

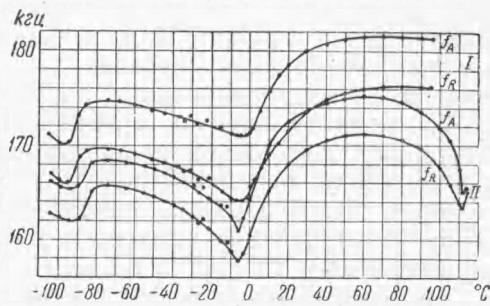


Рис. 3. Образец 2.  $a = 8,8$  мм.  $I - E_0 = 20$  кв/см,  $II - E_0 = 0$  (при остаточной поляризации)

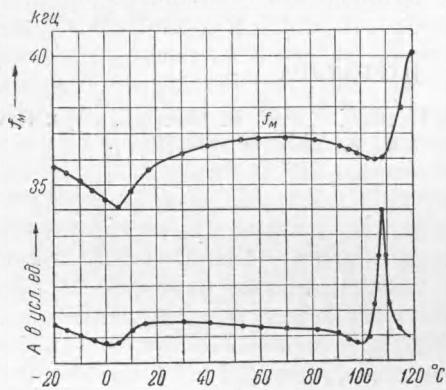


Рис. 4. Образец 3.  $a = 18$  мм.  $f_M$  — частота возбуждающего поля

поля, а стрикционных значительно быстрее, вероятно, благодаря сильной зависимости  $\epsilon$  от поля в окрестности точки Кюри.

5. Упругость керамики. Как видно из измерений резонансных частот, упругость керамики существенно зависит от  $T$ ,  $E$  и  $E_0$ . Поведение упругости керамики аналогично поведению упругости ферромагнетиков, у которых упругость определяется степенью магнитного насыщения. В насыщенном состоянии ферромагнетики обладают нормальным температурным ходом упругости. Аналогично ферромагнетикам аномальное поведение упругости керамики можно объяснить следующим образом. Под действием малого переменного поля в момент, когда оно совпадает по направлению с постоянным полем, происходит дополнительный переброс полярных осей ячеек, приводящий, как было описано, к деформации керамики. Этот процесс сопровождается добавочной поляризацией, приводящей к увеличению внутреннего поля, а следовательно, к добавочному увеличению деформации, которое, таким образом, зависит от поляризуемости керамики. Отсюда ясно, что изменение упругости должно повторять ход поляризуемости в зависимости от  $T$ ,  $E$  и  $E_0$ , что и подтверждается экспериментом.

Измерение резонансных частот при электрострикции показало, что упругость керамики за точкой Кюри резко возрастает, т. е. растет устойчивость элементарных ячеек. Этот рост намечается и в случае линеаризованной квазиэлектрострикции, благодаря существованию тетрагональной и кубической фаз в окрестности точки Кюри.

Работа выполнена на образцах керамики, изготовленной в лаборатории чл.-корр. АН СССР Б. М. Вуда.

Автор выражает искреннюю благодарность чл.-корр. АН СССР Н. Н. Андрееву за внимательное руководство, а также Л. М. Бреховских за обсуждение результатов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило  
31 III 1950

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> А. В. Ржанов, Усп. физ. наук, **38**, 4, 461 (1949). <sup>2</sup> W. P. Mason, Phys. Rev. **74**, 1134 (1948). <sup>3</sup> Б. М. Вуд и И. М. Гольдман, ДАН, **64**, 179 (1945).