

Н. А. РОИ

О ПРИРОДЕ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В КЕРАМИКЕ BaTiO_3

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

1. На основе данных о кристаллической структуре и диэлектрических свойствах монокристаллов и керамики BaTiO_3 ⁽¹⁾ 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 обуславливают линейризованную 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 ϵ 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 шупа 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 керамика 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 электро-механических 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:

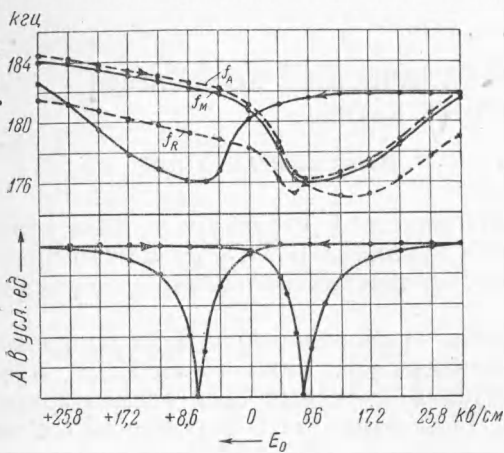


Рис. 1

где $\Delta f = f_A - f_R$, $R_1 = 2,03$, σ — 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 σ 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 σ убывает с ростом E и с уменьшением E_0 .

Имея в виду поведение σ , а также учитываемую Мезоном зависимость ε от E_0 , можно прийти к выводу, что выражение для A описы-

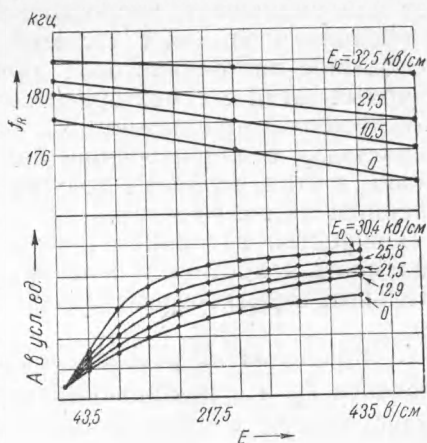


Рис. 2

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° 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° , вызывающие колебания с удвоенной частотой; 3) перебросы на 90° 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 температуры $+80^\circ$, 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 ϵ . Затем, зависимость амплитуды от температуры повторяет температурный ход ϵ .

Таким образом, можно думать, что колебания до точки Кюри объяснены квазистрикционным эффектом, а колебания в окрестности точки Кюри и выше — чисто стрикционным эффектом. При измерениях оказалось, что амплитуда квазистрикционных колебаний аналогично поляризации P (3), возрастает пропорционально квадрату возбуждающего

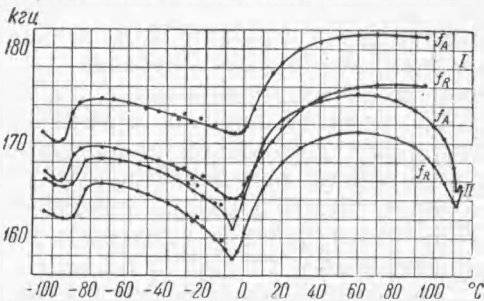


Рис. 3. Образец 2. $a = 8,8$ мм. I — $E_0 = 20$ кв/см, II — $E_0 = 0$ (при остаточной поляризации)

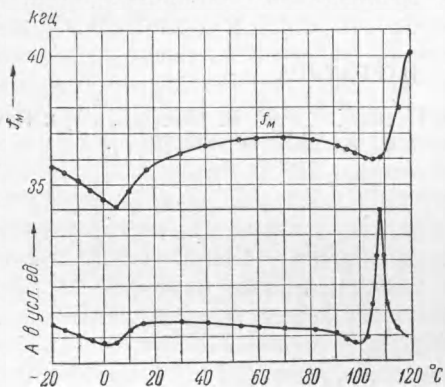


Рис. 4. Образец 3. $a = 18$ мм. f_M — частота возбуждающего поля

полем E . При измерениях оказалось, что амплитуда квазистрикционных колебаний аналогично поляризации P (3), возрастает пропорционально квадрату возбуждающего

поля, а стрикционных значительно быстрее, вероятно, благодаря сильной зависимости ϵ 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 усилению 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 сосуществованию 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

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