

УДК 534.24, 537.226.4

© 1990

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ВДОЛЬ ГРАНИЦ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ

В. Г. Можжев, Г. П. Морозова, О. Ю. Сердобольская

Методом теории возмущений с применением дивергентного соотношения рассчитаны пьезоэлектрические поправки к скорости продольной акустической волны, распространяющейся в направлении полярной оси сегнетоэлектрика, содержащего систему плоских периодических доменов. Определены дисперсионные характеристики такой системы. Экспериментально измеренные значения скорости звука для периодической доменной структуры в германате свинца близки к расчетным.

Доменная структура может оказывать существенное влияние на физические свойства сегнетоэлектрических материалов, в том числе на скорость и затухание распространяющегося в них звука. Отдельные вопросы взаимодействия акустических волн с границами доменов в одноосных сегнетоэлектриках исследовались теоретически и экспериментально в [1-4].

Предметом настоящей работы является изучение дисперсии скорости звука, вызванной наличием периодической доменной структуры, в случае распространения волн вдоль полярной оси в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле (рис. 1). Аналогичная задача исследовалась ранее в [4]. Однако выбранная авторами работы [4] модель — замена пространственной скачкообразной зависимости спонтанной поляризации на границах доменов на гармоническую — является слишком грубой и позволяет получить лишь качественную оценку дисперсионных свойств исследуемой структуры. Ниже будет использована более реальная модель, учитывающая скачкообразные изменения спонтанной поляризации на границах соседних доменов.

Рассмотрим сегнетоэлектрик с симметрией, близкой к гексагональной (далее отклонения от гексагональной симметрии учитываться не будут), и полярной осью, совпадающей с осью z . Считаем, что вдоль оси z распространяется продольная волна. Период доменной структуры полагаем равным $d = a + b$ (рис. 1). Скачкообразные изменения направления спонтанной поляризации P_s в доменной структуре в рассматриваемой задаче эквивалентны различию знаков эффективных пьезомодулей e_{33} в соседних доменах.

Условие слабости пьезоэффекта и соответственно малости коэффициента электромеханической связи, выполняющееся для многих сегнетоэлектриков, дает возможность упростить процедуру решения за счет использования теории возмущений. Будем считать, что начальным приближением является решение задачи о распространении продольных волн без учета пьезоэффекта. Тогда, используя метод теории возмущений, основанный на применении так называемого дивергентного соотношения [5], можно показать, что возмущение волнового числа Δk объемных акустических волн из-за пьезоэффекта в первом приближении по коэффициенту электромеханической связи определяется в двумерной задаче соотношением

$$\Delta k = -(\omega/4P_W) \int_{-b}^a P_i^* E_i dx, \quad (1)$$

где $P_i = e_{ijk} S_{jk}$ — пьезоэлектрическая поляризация, создаваемая акустической волной с деформацией S_{jk} ; e_{ijk} — пьезомодули; E_i — напряженность электрического поля, сопровождающего акустические волны; ω , P_W — частота и средний по времени поток энергии акустических волн в направлении их распространения, приходящийся на один период структуры

$$P_W = -(1/2) \operatorname{Re} \left(\int_{-b}^a T_{ix} V_i^* dx \right). \quad (2)$$

Здесь T_{ix} — соответствующие компоненты тензора упругих напряжений, V_i — колебательная скорость в волне. Учитывая, что в рассматриваемом случае отлична от нуля лишь компонента P_3 и $P_3 = ike_{33}u_3$ при $u_3 = u_0 \exp(ikz - i\omega t)$, а $P_W = c_{33}kd\omega u_0^2/2$, где u_0 — амплитуда смещения u_3 в про-

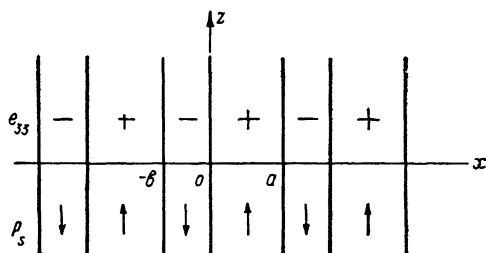


Рис. 1. Схематическое изображение периодической полосовой доменной структуры в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле.

дольной волне, c_{33} — модуль упругости, и используя квазистатическое приближение $E = -\nabla\Phi$ (Φ — электрический потенциал), получим

$$\Delta k = -[k/(2c_{33}du_0)] \int_{-b}^a e_{33}(x) \Phi_0(x) dx, \quad (3)$$

где Φ_0 — амплитуда потенциала Φ . Входящий под знак интеграла пьезомодуль $e_{33}(x)$ имеет пространственную зависимость вида

$$e_{33}(x) = \begin{cases} e_{33}, & 0 < x < a, \\ -e_{33}, & -b < x < 0. \end{cases} \quad (4)$$

Потенциал Φ находится из решения уравнения Пуассона, источником в котором является поляризация P_3 . Решение для Φ_0 в случае, когда $a=b$, имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= A_+ \operatorname{sh}(k\xi x) + B_+ \operatorname{ch}(k\xi x) + e_{33}u_0/\epsilon_{33}, & 0 < x < a, \\ \Phi_0 &= A_- \operatorname{sh}(k\xi x) + B_- \operatorname{ch}(k\xi x) - e_{33}u_0/\epsilon_{33}, & -a < x < 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\xi^2 = \epsilon_{33}/\epsilon_{11}$; ϵ_{11} , ϵ_{33} — соответствующие компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Константы A_{\pm} и B_{\pm} находятся из условий непрерывности потенциала и непрерывности индукции электрического поля на границе соседних доменов ($x=0$) и их пространственной периодичности (равенства значений при $x=a$ и $x=-b$)

$$A_+ = A_- = (e_{33}u_0/\epsilon_{33}) \operatorname{th}(k\xi a/2), \quad B_+ = -B_- = -e_{33}u_0/\epsilon_{33}. \quad (6)$$

Подстановка (5), (6) в (1) приводит к выражению

$$\Delta k/k = -(K^2/2) [1 - \operatorname{th}(k\xi a/2)/(\operatorname{th}(k\xi a/2))], \quad (7)$$

где $K^2 = e_{33}^2/(c_{33}\epsilon_{33})$ — коэффициент электромеханической связи. В случае, когда $a \neq b$, задача решается аналогично, а конечное выражение имеет вид

$$\Delta k/k = -(K^2/2) \{1 - 8(k\xi d)^{-1} [\operatorname{cth}(k\xi a/2) + \operatorname{cth}(k\xi b/2)]^{-1}\}. \quad (8)$$

В используемом здесь приближении ($K^2 \ll 1$) $\Delta k/k = -\Delta v/v$, где Δv — пьезоэлектрическая добавка к скорости звука v^E , определяемой соответствующим модулем упругости при постоянном электрическом поле. На рис. 2 приведены дисперсионные кривые, рассчитанные по формуле (8) при различных соотношениях a и d ; штриховая линия соответствует дисперсионной зависимости, полученной в работе [4], которая определяется выражением

$$\Delta k/k = -(K^2/2) [1 + \pi^2/(k\xi a)^2]^{-1}. \quad (9)$$

Несмотря на качественное совпадение вида дисперсионных зависимостей, рассчитанных по формулам (7) и (9) (кривые 1, 5 на рис. 2), имеется существенное отличие в определяемых ими законах изменения скорости звука

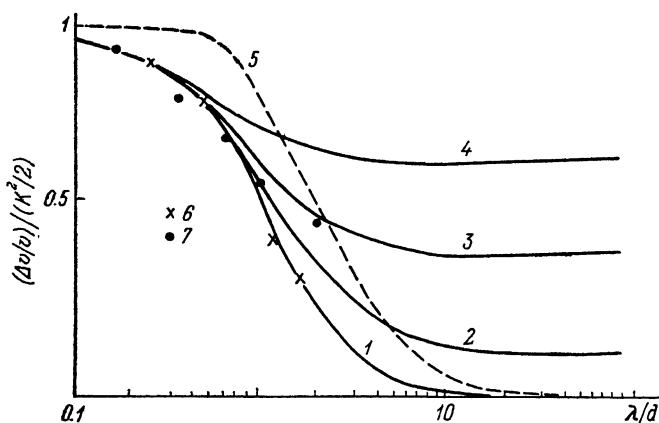


Рис. 2. Зависимости относительного изменения скорости продольных волн, распространяющихся вдоль оси z , от отношения длины волны к периоду структуры в германате свинца.

a : 1, 5 — $d/2$; 2 — $d/3$; 3 — $d/5$; 4 — $d/10$; 6, 7 — $d/2$.

как функции частоты. Так, в пределе $ka \gg 1$ скорость звука, согласно (7), изменяется линейно с частотой, тогда как формула (9) дает квадратичную зависимость. В случае $ka \ll 1$ обе формулы дают частотную зависимость вида $v \sim \omega^2$, но с разными коэффициентами пропорциональности.

Экспериментальная проверка полученных результатов осуществлялась на кристалле германата свинца. Доменная структура создавалась с помощью двух систем периодических линейных электродов ($d \approx 600$ мкм), нанесенных на стеклянные пластинки и устанавливаемых друг против друга на z -гранях образца. На электроды подавался импульс длительностью ~ 0.1 с, создающий в образце поле $E_0 \sim 5$ кВ/см. Контроль доменной структуры осуществлялся с помощью поляризационного микроскопа. Затем на z -границе наклеивались акустические преобразователи и в импульсном режиме фиксировалась фаза продольной волны, многократно проходящей через образец. Далее преобразователи отключались от электрической схемы и на их электроды подавалось постоянное монодоменизирующее поле. После монодоменизации измерялся сдвиг фазы акустического сигнала. Точность измерения $\Delta v/v$ составляла при этом $\sim 10^{-5}$. Измерения проводились на различных частотах (рис. 2, 6). Аналогичные экспериментальные результаты из работы [4] приведены на рис. 2, 7.

Заметим, что максимальная разность скоростей звука в поли- и монодоменном состояниях кристалла соответствует, как это следует из формулы (8), случаю $a=b$, причем эта разность увеличивается с ростом λ/d и при $\lambda/d \gg 1$ достигает значения $K^2/2$. Поэтому на основе сегнетоэлектриков с периодической системой доменов могут создаваться управляемые ультразвуковые линии задержки, так как внешним электрическим полем

можно менять отношение a/b , а, следовательно, и скорость звука при фиксированной его частоте и отношении λ/d .

Следует также отметить, что полученные теоретические зависимости позволяют объяснить наблюдавшееся ранее экспериментально уменьшение скорости продольных волн вдоль полярной оси в процессе переключения [6, 7].

Предположим, что под действием последовательных импульсов электрического поля вначале образуется система мелких сквозных цилиндрических доменов с плотностью N на единицу площади кристалла, а в дальнейшем переключение происходит только за счет бокового движения доменных стенок и расширения площади, занимаемой вновь образовавшимися доменами. Тогда, обобщая полученные результаты на двумерную структуру хаотически расположенных цилиндрических доменов, можно считать, что плотность N определяет средний период такой структуры и задает эффективное значение отношения λ/\bar{d} , а последующий рост диаметров доменов под действием поля меняет отношение эффективных размеров \bar{a}/\bar{b} . При переключении в слабых полях, близких к коэрцитивному полю E_c , N невелико, для частот мегагерцового диапазона $\lambda/\bar{d} \sim 1$, поэтому уменьшение скорости значительно меньше $K^2/2$. Но если переключение происходит в сильных полях $E_0 \gg E_c$, то образуется много мелких цилиндрических доменов, что соответствует условию $\lambda/\bar{d} \gg 1$ и приводит к значительному провалу скорости звука в условиях, когда суммарные площади поперечных сечений доменов разных знаков становятся примерно одинаковыми.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кессених Г. Г., Шувалов Л. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. Т. 48. № 6. С. 1640—1646.
- [2] Белов В. В., Сердобольская О. Ю., Сучкова М. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 2. С. 556—558.
- [3] Есаян С. Х., Леманов В. В., Смоленский Г. А. // ДАН СССР. 1974. Т. 217. № 1. С. 83—85.
- [4] Шур В. Я., Ломакин Г. Г., Румянцев Е. Д. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1216—1219.
- [5] Auld B. A. Acoustic fields and waves in solids. V. 2. N. Y.: Wiley—Interscience, 1973. 414 p.
- [6] Белов В. В., Сердобольская О. Ю. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. Т. 48. № 6. С. 1065—1068.
- [7] Шур В. Я., Ломакин Г. Г., Улыбина З. И. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 3. С. 172—176.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
16 января 1989 г.

В окончательной редакции
22 марта 1990 г.