

- C. 2240. [5] Korobov A. I., Voronov B. B.//Proc. Second. Intern. Symp. on Surf. Waves and Layered Structures. Varna, Bulgaria, 1989. Vol. 2. P. 312. [6] Лифшиц И. М.//ЖЭТФ. 1960. 38, № 5. С. 1569. [7] Коробов А. И., Бражкин Ю. А., Буга С. Г.//Приб. и техн. эксперимента. 1982. № 6. С. 158. [8] Воронов Б. Б., Кокшайский И. Н., Коробов А. И.//Там же. 1991. № 4. С. 96. [9] Buga S. G., Korobov A. I., Voronov B. B.//Solid State Commun. 1991. 77, N 11. P. 879. [10] Зарембо Л. К., Краеильников В. А.//УФН. 1970. 102, № 4. С. 549. [11] Каганов М. И., Лифшиц И. М.//УФН. 1979. 129, № 3. С. 487. [12] Брандт Н. Б., Гинзбург Н. И., Игнатьева Т. А. и др.//ЖЭТФ. 1965. 49, № 1. С. 85. [13] Watlington C. L., Cook J. W., Jr., Skove M. J.//Phys. Rev. 1977. B15, N 3. P. 1370. [14] Overcash D. R., Davis T., Cook J. W., Jr., Skove M. J.//Phys. Rev. Lett. 1981. 46, N 4. P. 287. [15] Брандт Н. Б., Пономарев Я. Г.//ЖЭТФ. 1968. 55, № 4. С. 1215. [16] Гайдуков Ю. П., Данилова Н. П., Щербина-Самойлова М. Б.//Физ. низ. температур. 1978. 4, № 1. С. 250. [17] Егоров В. С., Федоров А. Н.//ЖЭТФ. 1983. 85, № 11. С. 1647. [18] Галкий А. П., Дегтярь Е. П., Жеваго С. Е., Попович А. И.//ДАН СССР. 1971. 198, № 3. С. 563. [19] Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Минина Н. Я., Широких В. Д.//Приб. и техн. эксперимента. 1979. № 6. С. 137. [20] Брандт Н. Б., Кульбачинский В. А., Минина Н. Я., Широких В. Д.//ЖЭТФ. 1980. 78, № 3. С. 1114. [21] Брандт Н. Б., Лавренюк М. Ю., Минина Н. Я., Савин А. М.//ЖЭТФ. 1988. 94, № 6. С. 235. [22] Давыдов В. Н., Каганов М. И.//ЖЭТФ. 1977. 74, № 2. С. 697. [23] Лифшиц И. М., Ржевский В. В., Трибельский М. И.//ЖЭТФ. 1981. 81, № 4. С. 1529. [24] Буга С. Г., Зарембо Л. К., Коробов А. И.//Доклады X Всесоюз. акуст. конф. Секция «В». С. 24. М., 1983. [25] Буга С. Г., Зарембо Л. К., Коробов А. И. и др.//ФТТ. 1984. 26, № 1. С. 293. [26] Буга С. Г., Воронов Б. Б., Зарембо Л. К., Коробов А. И.//ФТТ. 1985. 27, № 8. С. 2291. [27] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., 1990. [28] Walter K.//Phys. Rev. 1968. 174, N 3. P. 782. [29] Hailing C., Saunders G. A.//Phil. Mag. 1983. 48, № 4. P. 571. [30] Мошалков В. В., Брандт Н. Б.//УФН. 1986. 149, № 4. С. 585. [31] Брандт Н. Б., Зарембо Л. К., Мошалков В. В. и др.//Физ. низ. температур. 1988. 14, № 6. С. 639. [32] Воронов Б. Б., Коробов А. И., Мошалков В. В.//Письма в ЖЭТФ. 1988. 47, № 7. С. 345. [33] Voronov B. B., Korobov A. I., Moshchalkov V. V.//J. Magn. and Magn. Mat. 1988. 76 & 77, N 11. P. 879. [34] Nikish M., Luthi B., Andres K.//Phys. Rev. 1980. B12, N 6. P. 5774. [35] Boer F. de//J. Magn. and Magn. Mat. 1985. 47 & 48, N 1. P. 60. [36] Thurston R. N., Brugger K.//Phys. Rev. 1964. 133, N 6A, P. A1604. [37] Воронов Б. Б., Коробов А. И., Мошалков В. В.//Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990. Т. 3, № 12. С. 2733. [38] Воронов Б. Б., Коробов А. И.//Физ. низ. температур. 1991. 17, № 11—12. С. 1570. [39] Воронов Б. Б., Коробов А. И.//Там же. С. 1573. [40] Аллерс Дж.//Физическая акустика. Ч. IV. М., 1969. С. 324. [41] Bernstein V. T.//Phys. Rev. 1963. 132, N 1. P. 50. [42] Stupp S. E., Ginsberg D. M.//Physica C. 1989. 158, N 3. P. 299. [43] Testradi L. R.//Phys. Rev. 1975. B12, N 9. P. 3849. [44] Hevit M., Grabtze G. W., Klippert T. E.//Phys. Rev. 1987. B36, N 4. P. 2398. [45] Inderhees S. E., Salamon M. B., Friedman T. A., Ginsberg D. M.//Ibid. P. 2401. [46] Millis A. J., Rabe K. M.//Phys. Rev. 1988. B38, N 13. P. 9808. [47] Bhattacharya S., Higgins M. J., Johnston D. C. et al.//Phys. Rev. Lett. 1988. 60, N 12. P. 1181. [48] Мэзон У.//Физическая акустика. Т. III. М., 1968. С. 285.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 6

УДК 534.222.2

АКУСТИКА ПОЛИДОМЕННЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Г. П. Морозова, О. Ю. Сердобольская

Теоретически и экспериментально исследованы некоторые вопросы распространения и взаимодействия упругих волн в полидоменных сегнетоэлектриках с естественной и регулярной доменной структурой: отражение звука от плоских доменных границ; изменение скорости и затухания звука в процессе переполаризации; распространение звука в доменных волноводах; генерация второй акустической гармоники на доменных границах; акустическая эмиссия при переполаризации; генерация звука периодической доменной структурой и возможности создания акустодоменных преобразователей для прикладной акустоэлектроники.

Введение

Сегнетоэлектрические кристаллы широко используются в акустике в качестве материалов для преобразователей, линий задержки и других элементов акустоэлектронных устройств. Одним из основных свойств сегнетоэлектриков является наличие в них доменной структуры [1], которая оказывает существенное влияние на все физические свойства этих материалов, в том числе и акустические — скорость и затухание звука, акустическую нелинейность и т. д. Кроме того, движущаяся доменная граница может стать источником звуковых волн.

Акустические методы могут быть использованы для изучения переполаризации сегнетоэлектриков. Этот процесс в значительной степени определяется взаимодействием доменов с дефектной структурой кристаллов [2]. Однако в основном интерес, проявляемый к изучению взаимодействия звуковых волн с сегнетоэлектрическими доменами, обусловлен возможностью создания регулярных доменных структур с заданной конфигурацией и разработки на их основе устройств функциональной акустоэлектроники с характеристиками, управляемыми внешним электрическим полем. Поскольку эффективность взаимодействия звука с единичной доменной стенкой, как правило, мала, наиболее перспективным является создание периодических доменных структур.

В настоящем обзоре представлены результаты оригинальных работ, проведенных на кафедре акустики начиная с 1981 г. под руководством В. А. Красильникова и Л. К. Зарембо. В работах принимали участие О. Ю. Сердобольская, В. В. Белов, Г. П. Морозова, В. Г. Можаяев.

Методика создания регулярной доменной структуры сегнетоэлектриков

Создание в сегнетоэлектрике доменной структуры заданной конфигурации является сложной и подчас неразрешимой задачей, поскольку доменные стенки расположены определенным образом по отношению к кристаллографическим осям, а равновесная доменная структура в отсутствие электрического и механического напряжений устанавливается в соответствии с распределением внутренних и поверхностных дефектов кристалла. Однако для ряда сегнетоэлектриков разработаны методики установления системы плоских или цилиндрических доменных границ, сохраняющихся неопределенно долго в свободном кристалле. Для ниобата лития регулярная структура создается знакопеременным полем вблизи фазового перехода и затем при комнатной температуре «замораживается», так что переключение (переполаризация) кристалла становится невозможным при любых полях вплоть до пробойного [3]. В настоящей работе исследовались германат свинца и молибдат гадолиния, в которых коэрцитивные электрические и упругие напряжения достаточно малы при комнатной температуре, что позволяет создавать устойчивые структуры и управлять ими в обычных условиях с помощью внешних электрических полей и давлений. В обоих кристаллах домены оптически наблюдаемы в поляризованном свете, что позволяет контролировать состояние доменной структуры одновременно с проведением акустических измерений.

Особенностям доменной структуры германата свинца $Pb_5Ge_3O_{11}$ посвящен ряд работ [4, 5], где показано, что за счет слабых полупроводниковых свойств в этом кристалле возникает внутреннее электрическое поле, экранирующее спонтанную поляризацию и приводящее к

стабилизации доменной структуры после снятия внешнего поляризующего напряжения. Таким образом можно создавать в предварительно монодоменизированном образце цилиндрические домены (вдоль полярной оси Z) противоположного знака с любой конфигурацией в плоскости XOY , в том числе плоские границы, периодические структуры (рис. 1) и т. д. Процесс переключения происходит при приложении поля $E^z > E^z_c$ (E^z_c — коэрцитивное поле) к электродам соответствующей формы и начинается с пробоя мелких игольчатых доменов, а затем их расширения и слияния (коллапса).

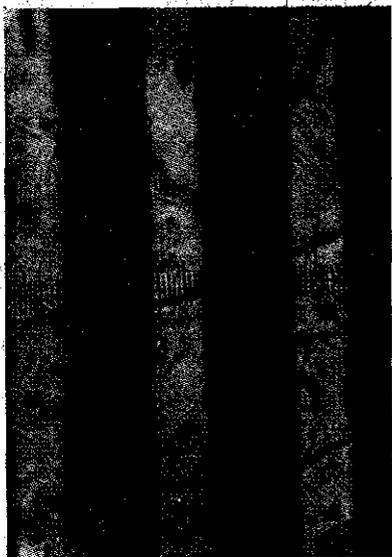


Рис. 1. Регулярная доменная структура в германате свинца (плоскость XOY , период решетки ~ 300 мкм)

сти зигзагообразная, обладающая высокой устойчивостью.

Молибдат гадолиния $Gd_2(MoO_4)_3$ является сегнетоэлектриком-сегнетоэластиком и имеет два основных типа доменных границ, совпадающих с плоскостями (110) и $(\bar{1}\bar{1}0)$. Движением стенок можно управлять с помощью как электрического, так и механического напряжения. Процесс переключения обычно начинается с образования клиновидного или линзовидного зародыша. Существуют также получаемые в специальных условиях другие формы доменных стенок, в частности

Отражение и преломление звука на плоской доменной границе

Задача об отражении и преломлении объемных акустических волн на плоской доменной границе сводится к задаче об отражении на границе двух материалов, отличающихся знаками некоторых пьезомодулей (сегнетоэлектрические домены) или знаками некоторых упругих модулей (сегнетоэластические домены), либо и тех и других, как для молибдата гадолиния. Общее решение задачи отражения на границе двух пьезоэлектриков было рассмотрено в [6]. Некоторые конкретные случаи отражения от доменных границ были теоретически рассмотрены в [7, 8].

В [9] были проведены расчеты на ЭВМ коэффициентов отражения объемных волн от плоской границы германата свинца для различных ориентаций плоскости падения и плоскости доменной границы. Некоторые результаты расчетов приведены в [10]. Для нормального падения коэффициент отражения равен нулю, однако при скользких углах он достаточно велик. Как и в других случаях отражения, для некоторых отраженных волн существуют углы отсечки, вблизи которых коэффициенты отражения волн других поляризаций могут превышать коэффициент отражения падающей волны. При распространении волн в плоскости XOY наибольшее отражение имеет место для поперечных волн, при распространении в плоскости XOZ (YOZ) — для продольных. Решение задачи об отражении от периодической системы доменных границ приведено в [11].

Экспериментальные исследования с помощью импульсной ультразвуковой методики проводились для продольных и поперечных волн в германате свинца [9, 10]. В процессе измерений доменная стенка могла сдвигаться постоянным электрическим полем, и состояние доменной структуры контролировалось с помощью поляризационного микроскопа через прозрачные электроды. При угле падения 55° для сдвиговой волны, поляризованной в плоскости падения XOY , амплитудный коэффициент отражения волны той же поляризации составлял $A=0,03$ ($A_{\text{theor}}=0,019$), волны, поляризованной вдоль Z , — $A=0,05$ ($A_{\text{theor}}=0,069$); отраженная волна не наблюдалась, что соответствует расчетным данным, так как угол падения меньше критического. При падении продольной волны наблюдалась только продольная отраженная волна с коэффициентом отражения $0,0025$ ($A_{\text{theor}}=2 \cdot 10^{-3}$). В других случаях коэффициенты отражения также были близки к расчетным. Результаты экспериментов показывают, что отражение звука происходит не только от самой границы, но и от системы дефектов и внутренних напряжений, которые мигрируют к доменной границе и сохраняются там достаточно долгое время после монодоменизации образца, поскольку слабый отраженный звуковой импульс остается и после снятия доменной стенки. Этот эффект доменной «памяти» будет более подробно рассмотрен ниже.

Расчеты и измерения коэффициентов отражения звуковых волн от доменной стенки в молибдате гадолиния были сделаны в [12, 13]. Поскольку этот кристалл является сегнетоэластиком, отражение и трансформация волн на доменных границах в этом кристалле очень велики, в особенности для волн, поляризация которых соответствует спонтанному сдвигу кристалла. Это позволяет на основе молибдата гадолиния осуществить управляемые линии задержки, фильтры, аттенюаторы и другие устройства акустоэлектроники на объемных и поверхностных волнах [14].

Рассеяние звука на доменной структуре германата свинца

Распространение акустических волн в хаотической доменной структуре сегнетоэлектрика (исходной, полученной при выращивании кристалла, или возникающей в процессе переполяризации) сопровождается изменением скорости звука по сравнению с монодоменным состоянием и увеличением затухания за счет рассеяния на доменах. Решение задачи рассеяния представляет значительные трудности из-за существенной анизотропии кристаллов. Экспериментальные исследования проводились наиболее полно в работах [15, 16] в процессе переключения германата свинца.

На рис. 1 показано изменение скорости (кривые 3 и 4) и затухания (кривые 1 и 2) продольной и сдвиговой волн частоты 12 МГц, распространяющихся в плоскости XOY кристалла германата свинца, в зависимости от отношения площади вновь образующихся в процессе переключения доменов к общей площади образца. Переключение производилось импульсами постоянного поля порядка 3 кВ/см и длительностью 0,1—1 с. Как показали эксперименты [15], затухание линейно увеличивается с увеличением общей длины доменной границы L , и максимум затухания соответствует максимуму L , а при дальнейшем переключении домены начинают сливаться. Что касается абсолютных величин минимума скорости звука и максимума затухания, то они зависят от значений kr_{max} (k — волновое число, r_{max} — средний радиус доменов непосредственно перед началом слияния). Поскольку началь-

ное число доменных зародышей сильно зависит от величины поля переключения (в сильных полях $E \gg E^c$ оно существенно больше), максимальный радиус доменов также зависит от E . В [16] при переключении максимальное относительное изменение скорости по порядку величины совпадало с коэффициентом электромеханической связи.

Изменение скорости продольных и поперечных волн при распространении вдоль оси Z показано на рис. 2 (кривые 5, 6). Несовпадение начального и конечного состояний обусловлено разориентацией образца и вызвано неравенством скоростей поперечных волн в доменах разного знака, когда волновой вектор k составляет небольшой угол с осью Z .

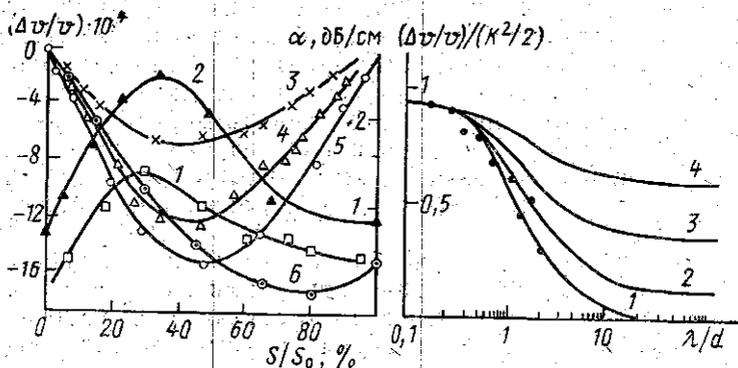


Рис. 2. Зависимость затухания и относительной скорости звука от площади вновь образующихся при переключении доменов в германате свинца: затухание продольных и поперечных волн в плоскости XOY (соответственно 1 и 2); скорости продольных и поперечных волн в плоскости XOY (3 и 4) и вдоль оси Z (5 и 6)

Рис. 3. Дисперсионные кривые для продольной волны вдоль оси Z германата свинца в периодической доменной структуре: $a=d/2$ (1), $d/3$ (2), $d/5$ (3) и $d/10$ (4)

При распространении звука вдоль оси Z , совпадающей с осью цилиндрических доменов, наблюдаются эффекты волноводного распространения звука: вначале экспоненциальная серия эхо-импульсов становится сильно модулированной, затем на промежуточной стадии переключения она снова становится экспоненциальной, причем эффективный коэффициент затухания в этот момент оказывается в 1,5–2 раза меньше, чем в монодоменном состоянии (порядка 0,2 дБ/см). Этот эффект объясняется тем, что в монодоменном кристалле затухание в основном обусловлено дифракционной расходимостью, которая уменьшается из-за наличия доменных волноводов.

Распространение звука вдоль границ сегнетоэлектрических доменов

Для объяснения изменения скорости звука при распространении волны вдоль полярной оси в полидоменном сегнетоэлектрике в [17] была решена задача о распространении звука вдоль полярной оси сегнетоэлектрика с периодической системой плоских доменных границ при условии слабого пьезоэффекта ($K^2 \ll 1$), где $K^2 = e^2 / C\epsilon$ — коэффициент электромеханической связи, e — пьезомодуль, C — модуль упругости,

ϵ — диэлектрическая постоянная для данной звуковой волны. Получено выражение для относительного изменения волнового вектора $\Delta k/k$ по сравнению с монодоменным состоянием в виде

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

Здесь для продольной волны вдоль оси Z в германате свинца $\xi^2 = \epsilon_{33}/\epsilon_{11}$, a — ширина «положительного» домена, b — «отрицательного», $d = a + b$ — период структуры. На рис. 3 показаны дисперсионные кривые для этого случая. Максимальная разность скоростей поли- и монодоменного состояния $(K^2/2)$ имеет место для случая $a = b$ при $kd \gg 1$. Точками обозначены результаты экспериментов, проведенных на частотах 5—90 МГц в периодических доменных структурах ($d_1 = 600$ мкм, $d_2 = 300$ мкм): Измерялось изменение скорости в процессе монодоменизации при одновременном оптическом контроле состояния доменной структуры. Точность относительного измерения скорости методом фиксированной фазы составляла 10^{-5} .

Акустическая нелинейность полидоменных сегнетоэластиков

В [18] на примере молибдата гадолиния теоретически и экспериментально показано, что доменная структура может вносить дополнительную упругую нелинейность в сегнетоэластический кристалл на частотах мегагерцевого диапазона. Теоретически решалась задача о генерации второй гармоники доменной стенкой под действием падающей на нее нормально упругой волны с поляризацией, соответствующей спонтанной деформации кристалла. Выражение для амплитуды второй гармоники получено в виде

$$u_{2\omega} = (k_0^2/2k_2) C^* (\Delta u)^2 u_0^2.$$

Здесь Δu — скачок спонтанной деформации u^s на доменной границе, $\Delta u = u_1^s - u_2^s$ (эта деформация является сдвиговой); k_0 — волновое число в монодоменном кристалле, $2k_2$ — волновое число для второй акустической гармоники, которое находится из дисперсионного уравнения, u_0 — амплитуда падающей волны. Величина $C^* = (C'/C_1) - (C_2 C^2/C_1^3)$ определяет эффективность генерации второй гармоники. Здесь C и C' — линейный и нелинейный упругие модули среды для поперечной волны, соответствующей спонтанной деформации, C_1 и C_2 — линейная и нелинейная жесткости доменной стенки.

Экспериментально «доменная» гармоника на частоте 30—60 МГц наблюдалась для волн, распространяющихся перпендикулярно плоским доменным границам молибдата гадолиния. Измерялось относительное изменение амплитуды второй гармоники в зависимости от числа пересекаемых волной доменных стенок. Наибольшее изменение (до 20% при 6 доменных границах) наблюдалось для поперечной волны, поляризация в которой соответствует спонтанной деформации кристалла (u_{12}). Увеличение числа доменных границ не приводит к дальнейшему росту второй гармоники, поскольку при этом начинают действовать механизмы расфазировки и отражения от доменных стенок.

Излучение звука периодической доменной структуры германата свинца

Физическим принципом акустодоменного преобразователя звука является излучение звука доменной границей сегнетоэлектрического кристалла под действием переменного электрического поля вдоль по-

лярной оси. Это связано с тем, что в одноосных сегнетоэлектриках соседние домены имеют различный знак пьезоэлектрического модуля и колеблются в противофазе. Периодическая система доменных границ, подобная изображенной на рис. 1, является эффективным резонансным акустическим преобразователем при совпадении пространственного периода структуры с длиной акустической волны ($d=\lambda$). Разработанная нами для германата свинца технология изготовления позволяет создавать доменные преобразователи (ДП), работающие в диапазоне частот 1—100 МГц. Энергетический коэффициент преобразования ДП, содержащего N доменных стенок, для продольной волны вдоль оси X дается выражением [19]

$$K_1 = e_{13}^2 N^2 / 8\epsilon_{33} C_{11}.$$

При этом доменные стенки совпадают с плоскостями YOZ . Эта же структура может служить источником поверхностных акустических волн, распространяющихся вдоль оси X по полярным поверхностям кристалла, причем коэффициент преобразования в случае совпадения пространственного периода с длиной рэлеевской волны ($d=\lambda_s$) дается выражением [20]

$$K_s = (e_{33}^2 N^2 / \epsilon_{33} C_{44}) (\lambda_s / 2\pi h),$$

где h — толщина кристалла.

Особенностью германата свинца является то, что плоскость XOY для него практически изотропна. Это позволяет создавать преобразователи любой конфигурации с коэффициентом преобразования, не зависящим от направления излучения звука, что является принципиально невозможным для традиционных кристаллов, используемых в акустике: кварца, ниобата лития и др. Максимальная эффективность преобразователя, как обычно, достигается путем установления оптимального числа доменных границ ($N_{opt} \sim (K^2)^{-1}$).

Перспективы применения доменных преобразователей в акустоэлектронике

Регулярные доменные структуры в германате свинца и молибдате гадолиния позволяют создать ряд устройств как цифровой, так и аналоговой обработки информации: линии задержки, резонаторы, концентраторы, аттенуаторы, дефлекторы, волноводы и др. [14, 21]. Достоинством доменных преобразователей [22] является относительная простота изготовления, возможность управления характеристиками, в том числе и в процессе эксплуатации, с помощью постоянного электрического поля, более широкие возможности для применения объемных волн и создания устройств, которые невозможно осуществить в обычной ПАВ-технологии.

В качестве примера можно привести фокусирующий ДП, описанный в [20], который позволяет концентрировать акустическую энергию на оси цилиндрической доменной структуры. Этот же преобразователь можно использовать для генерации цилиндрической акустической волны.

Изменения частотной характеристики ДП можно достигнуть, применяя переключаемые электроды возбуждения различной формы, поскольку излучает только та часть доменной границы, которая находится под электродами [21].

Особое место занимают двумерные ДП, осуществляющие одновременное преобразование звука в двух и более направлениях. На основе

такого преобразователя было создано устройство пространственного разделения частот [22].

Все описанные выше устройства ДП для объемных волн могут быть реализованы как на объемных, так и на поверхностных волнах. Изменение характеристик ДП в процессе работы может быть осуществлено с помощью постоянного или медленно меняющегося электрического поля, большего коэрцитивного, которое меняет соотношение между толщинами доменов противоположных знаков. Уникальные возможности доменных преобразователей предполагают широкие перспективы их дальнейшего использования. Наиболее интересным является исследование и реализация двумерных ДП различных конфигураций.

«Доменная память» сегнетоэлектриков

При помощи эффекта генерации звука с помощью ДП изучалась динамика доменных стенок германата свинца в процессе монодоменизации в постоянном электрическом поле [23]. Обнаружено, что генерация наблюдается в полностью монодоменизированном кристалле за счет электрической неоднородности, возникающей на месте доменных границ — так называемой «доменной памяти». Существование последней обусловлено процессами экранирования спонтанной поляризации, которые происходят как захват носителей заряда активными центрами вблизи полярной поверхности и доменных стенок. Обнаружено, что распад «доменной памяти» под действием постоянного электрического поля E определяется по крайней мере двумя временами релаксации, зависящими от величины поля, как $\alpha \exp(E - E^c)$, где E^c — коэрцитивное поле (рис. 4).

Температурные измерения показали, что «доменная память» сохраняется при нагревании кристалла на несколько градусов выше точки Кюри.

Акустическая эмиссия при переключении сегнетоэлектриков

Генерация звука доменной стенкой при ее движении в процессе переключения носит название акустической эмиссии (АЭ) по аналогии с излучением звука при движении дислокаций и образовании микротрещин в твердых телах в процессе нагружения. Переключение сегнетоэлектриков также сопровождается эффектом Баркгаузена — генерацией импульсов тока. Измерения числа, амплитуды и временных характеристик импульсов Баркгаузена позволяет изучить характеристики процесса переключения. В дополнение к этому АЭ дает возможность исследовать анизотропию и поляризацию излучения упругих волн, что важно для изучения динамики прорастания доменов и их взаимодействия с дефектами кристалла.

Сигнал АЭ принимался в наших экспериментах [24—26] преобразователями с резонансной частотой порядка нескольких десятков мегагерц и через усилитель передавался на записывающий осциллограф, где можно было наблюдать при различной скорости развертки как весь процесс АЭ, так и отдельные его части.

Амплитуда импульсов АЭ зависит не только от величины переключаемого заряда при однократном акте, но и от скорости переключения. Поэтому при плавном движении доменной стенки эмиссия не наблюдается, импульсы АЭ возникают только тогда, когда при движении стенка «зацепляется» за дефекты, а также при пробое и коллапсе доменов. Как показали результаты измерений для одиночного домена в

молибдате гадолиния; амплитуда АЭ при коллапсе в 3—5 раза больше, чем при пробое, что объясняется более высокой скоростью коллапсирующего домена.

Начальный процесс переполаризации в германате свинца — прораствание мелких цилиндрических зародышей — также не сопровождается заметной АЭ из-за малой величины переключаемых зарядов, по-

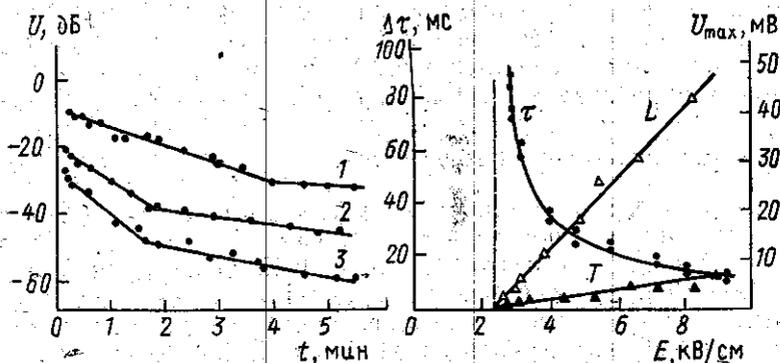


Рис. 4. Временные зависимости амплитуды генерации звука доменной «памятью» в германате свинца при различных значениях напряженности монодоменизирующего поля: 2,5 (1); 3 (2) и 3,5 кВ/см (3)

Рис. 5. Зависимость от электрического поля времени задержки начала эмиссии Δt и максимальной амплитуды эмиссии U_{\max} для продольных (L) и сдвиговых (T) волн в германате свинца

этому начало процесса АЭ смещено на время Δt по сравнению с моментом включения переполаризующего поля. В начальной стадии АЭ отдельные импульсы не разрешаются; амплитуда АЭ достигает максимума (U_{\max}), затем амплитуда и количество импульсов в единицу времени убывают и можно разрешить отдельные импульсы АЭ. Время t процесса полного переключения зависит от величины и однородности поля и наличия дефектов в образце (при $E=10$ кВ/см $t \approx 3$ с). На рис. 5 показаны зависимости Δt и U_{\max} от величины переполаризующего поля E .

В германате свинца в процессе АЭ излучаются в основном продольные волны как в направлении полярной оси Z , так и в перпендикулярном направлении; амплитуда поперечной волны на порядок ниже. Величина порогового поля АЭ составляет 2,3 кВ/см.

Информацию о процессе переключения несет в основном начальный участок импульса АЭ порядка нескольких микросекунд, так как в дальнейшем ударное возбуждение ведет к раскачке собственных колебаний образца и зависит от геометрии эксперимента. Однако, поскольку процесс имеет случайный характер, вероятность наблюдения начального участка одиночного импульса АЭ очень мала. Поэтому развертка осциллографа запускалась импульсом Баркгаузена, а начало импульса АЭ было задержано на время прохождения звука через буфер. Это позволяло детально исследовать участок порядка нескольких микросекунд. В германате свинца начальный участок АЭ полностью аналогичен виду сигнала при возбуждении кристалла электрическим импульсом с очень коротким фронтом ($< 0,1$ мкс). Таким образом, в германате свинца АЭ происходит как пьезоэлектрическое возбуждение импульсом Баркгаузена. Очень редко наблюдалась генерация звука с внутренних дефектов кристалла.

Для молибдата гадолиния, напротив, сигнал при пьезовозбужде-

нии качественно отличается от импульса АЭ, что обусловлено наличием чисто упругой составляющей АЭ, связанной с большой величиной спонтанной деформации. Сдвиговая волна АЭ соответствующей поляризации имеет самую большую амплитуду, причем излучение в направлении раскрытия клиновидного домена примерно в 3 раза больше, чем в перпендикулярном направлении, при одинаковой величине импульсов Баркгаузена.

Выводы

Полученные результаты позволяют сказать, что взаимодействие звука с доменной структурой сегнетоэлектрика представляет интерес как для изучения самой доменной структуры, так и для практического применения в акустоэлектронных устройствах с возможным управлением свойствами структуры электрическим полем.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применение. М., 1981. [2] Рудяк В. М. Процессы переключения в нелинейных кристаллах. М., 1986. [3] Антипов В. В., Блистанов А. А., Сорокин Н. Г., Чижиков С. И. // Кристаллография. 1985. 30, № 4. С. 734. [4] Шур В. Я., Летучев В. В., Попов Ю. А. // ФТТ. 1982. 24, № 11. С. 3444. [5] Шур В. Я., Попов Ю. А., Корovina Н. В. // ФТТ. 1984. 26, № 10. С. 2624. [6] Auld V. A. Acoustic Field and Waves in Solids. V. 2. N. Y., 1973. [7] Кесених Г. Г., Шувалов Л. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. 48, № 6. С. 1168. [8] Лайхтман Б. Д., Таганцев А. К. // ФТТ. 1975. 17, № 6. С. 1734. [9] Белов В. В. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1984. [10] Белов В. В., Сердобольская О. Ю., Сучкова М. А. // ФТТ. 1984. 26, № 2. С. 556. [11] Mozhaev V. G., Morozova G. P., Serdobolskaya O. Yu. // Proc. Second Intern. Symp. on Surf. Waves and Layered Structures. Varna, Bulgaria, 1989. Vol. 2. P. 367. [12] Есаев С. Х., Лежнев В. В., Смоленский Г. А. // ДАН СССР. 1974. 217, № 1. С. 83. [13] Злоказов М. В. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МИФИ), 1988. [14] Алексеев А. Н. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. 48, № 6. С. 1094. [15] Белов В. В., Сердобольская О. Ю. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. 48, № 6. С. 1065. [16] Шур В. Я., Ломакин Г. Г., Улыбина З. И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. 10, № 3. С. 172. [17] Можяев В. Г., Морозова Г. П., Сердобольская О. Ю. // ФТТ. 1990. 32, № 11. С. 3230. [18] Зарембо Л. К., Морозова Г. П., Сердобольская О. Ю. // ФТТ. 1986. 28, № 11. С. 3213. [19] Белов В. В., Сердобольская О. Ю. // ФТТ. 1984. 26, № 9. С. 2624. [20] Zarembo L. K., Mozhaev V. G., Morozova G. P., Serdobolskaya O. Yu. // Proc. Second Intern. Symp. on Surf. Waves and Layered Structures. Varna, Bulgaria, 1989. Vol. 2. P. 62. [21] Белов В. В., Морозова Г. П., Сердобольская О. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1987. 12, № 2. С. 89. [22] Morozova G., Serdobolskaja O. // Proc. «Ultrasonics-93». Wien, 1993. P. 133. [23] Морозова Г. П., Сердобольская О. Ю., Тихомирова Н. А. // Письма в ЖЭТФ. 1986. 43, № 10. С. 488. [24] Белов В. В., Сердобольская О. Ю. // ФТТ. 1984. 26, № 5. С. 1431. [25] Белов В. В., Морозова Г. П., Сердобольская О. Ю. // ФТТ. 1986. 28, № 1. С. 227. [26] Morozova G. P., Serdobolskaja O. Yu. // Ferroelectrics. 1986. 75, N 4. P. 449.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 6

УДК 534.222

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ЗА СЧЕТ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ИСТОЧНИКАМИ ТЕПЛА

П. С. Ланда

Рассматриваются системы, в которых может возникать генерация звуковых волн за счет их взаимодействия с источниками тепла: резонатор Гельмгольца с неравномерно нагретыми стенками, два связанных резонатора Гельмгольца с подводимым в полость одного из них теплом, труба с пламенем и труба Рijke. Получены условия самовозбуждения автоколебаний.