

55. Tolstousov S. V., Mukhortov V. M., Myasnikov E. N., Dudkevich V. P.— Sov. Phys. Techn. Phys., 1985, v. 30, p. 73.
56. Okamoto K., Nasu Y., Okuyama M., Hamakawa Y.— Jpn. J. Appl. Phys., Suppl., 1981, v. 20—1, p. 245.
57. Okuyama M., Matsui Y., Seto H., Hamakawa Y.— Jpn. J. Appl. Phys., Suppl., 1981, v. 20—1, p. 315.
58. Okuyama M., Seto H., Kojima M., Matsui Y., Hamakawa Y.— Jpn. J. Appl. Phys., Suppl., 1982, v. 21—1, p. 225.
59. Okuyama M., Seto H., Kojima M., Matsui Y., Hamakawa Y.— Jpn. J. Appl. Phys.; Suppl., 1983, v. 22—1, p. 465.
60. Okuyama M., Ohtani K., Ueda T., Hamakawa Y.— Int. J. IR and MM Waves, 1985, v. 6, p. 71.
61. Kawaguchi T., Adachi H., Setsune K., Yamazaki O., Wasa K.— Appl. Opt., 1984, v. 23, p. 2187.
62. Wasa K., Yamazaki O., Adachi H., Kawaguchi T., Setsune K.— IEEE J. Lightwave Techn., 1984, v. LT-2, p. 740.
63. Adachi H., Mitsuyu T., Yamazaki O., Wasa K.— Abstract of the 6th Int. Meeting on Ferroelectricity. Kobe, Japan, 1985, p. 55.

Поступила в редакцию 20 ноября 1985 г.

УДК 537.82.884.3 : 536.53

В. Д. АНЦЫГИН, Э. Г. КОСЦОВ, А. А. СОКОЛОВ
(Новосибирск)

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСТВО В ТОНКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

В последние годы наблюдался явный прогресс в технологии изготовления тонких сегнетоэлектрических пленок (СП). Применение ВЧ-метода распыления позволило получить пленки таких материалов, как $BaTiO_3$ [1], $Bi_2Ti_4O_{12}$ [2], $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$ [3], $PbTiO_3$ [4], $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ [5], PLZT [6], которые по своим основным электрофизическим свойствам и кристаллической структуре близки к соответствующим свойствам кристаллов. Это означает, что технология изготовления СП вышла на такой уровень, когда уже можно говорить о широком использовании сегнетоэлектриков в микроэлектронике. Примерами такого применения могут служить репрограммируемые электрическим полем элементы постоянной памяти на основе МСЭП-структур (металл — сегнетоэлектрическая пленка — полупроводник). Они в отличие от традиционных элементов памяти на основе двухслойных диэлектриков не нуждаются в использовании высоких напряженностей электрических полей, характеризуются меньшим временем цикла запись — стирание, практически неограниченным числом этих циклов, длительным временем хранения информации [7].

Не меньший масштаб практического использования смогут получить и неохлаждаемые тонкопленочные приемники излучения, отличающиеся от фотонных приемников широким спектральным диапазоном (0,01—100 мкм), большим быстродействием (10^{-9} — 10^{-11} с), высокой надежностью и стабильностью параметров во времени, слабой чувствительностью к радиационным воздействиям и низкой стоимостью [8]. Они не требуют источников питания, либо последние не должны быть высокостабильными; схемы измерения просты.

Широкое применение в микроэлектронике СП смогут найти и при организации связей между подложками, когда тонкопленочные модуляторы света на их основе будут введены в конструкцию больших интегральных схем. Введение этого нового компонента в логические интегральные схемы приведет к значительному увеличению производительности вычислительных устройств за счет иной организации структуры связей [9].

Таким образом, СП являются в настоящее время объектом, требующим достаточно детального исследования. В то же время большинство работ, посвященных СП, обычно ограничивается описанием технологического процесса их изготовления и констатацией факта проявления в них сегнетоэлектрических свойств. Выводы о качестве пленок при этом делаются на основе измерений поведения диэлектрической проницаемости ϵ и проводимости σ в зависимости от температуры образца T и величины приложенного к нему напряжения V .

При исследовании сегнетоэлектриков наиболее информативны пироэлектрические эффекты. Однако известно небольшое число работ [10—13], посвященных изучению пироэлектрических свойств СП. В этих публикациях использовался традиционный динамический метод измерения [14], который позволяет исследовать поляризационные процессы, усредненные по толщине слоя сегнетоэлектрика.

Цель настоящей работы — более детальное изучение пироэлектрических эффектов в тонких слоях сегнетоэлектрика, получаемых методом ВЧ-технологии.

Объектом исследования служили как текстурированные пленки НБС (ниобата бария — стронция), так и пленки НБС, легированные La (1—2 вес. %), осаждаемые на поверхность подложки (ось C нормальна к плоскости подложки).

Основные электрофизические и электрооптические свойства исследуемых пленок описаны ранее [3, 15, 16].

В соответствии с поставленной задачей создано несколько методик для комплексного исследования пироэлектрических свойств тонкопленочных образцов. Применение системы автоматизации измерений на основе ЭВМ позволило провести обработку результатов измерений непосредственно в процессе эксперимента, увеличить их достоверность. Эффективность использования ЭВМ демонстрирует сравнение рис. 5 и 8. На первом из них представлена реальная осциллограмма, отражающая результат воздействия на образец импульсов излучения, на втором — осциллограммы, полученные со стробоскопического осциллографа, имеющего выход на ЭВМ.

Метод синусоидальной низкочастотной температурной модуляции.

Для определения абсолютной величины пироэлектрического коэффициента γ использовалась установка, блок-схема которой представлена на рис. 1. Основным элементом этой установки является термоэлектрическое устройство, дающее возможность изменять температуру образца T по строго

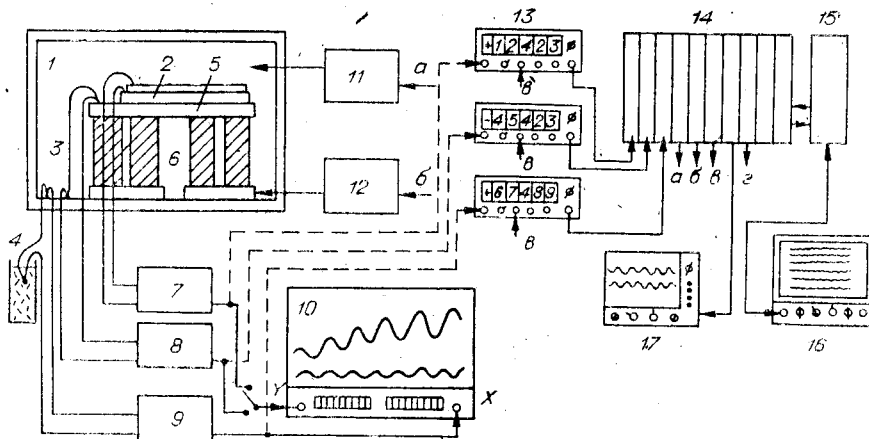


Рис. 1. Блок-схема установки для определения пироэлектрического коэффициента: 1 — термостат, 2 — исследуемый образец, 3 — датчики приращения температуры образца, 4 — датчики средней температуры образца, 5 — теплопроводящий буферный слой, 6 — термоэлектрический элемент, 7 — электрометр, 8 — усилители, 9 — блок управления температурой термостата, 10 — ХУ-самописец, 11 — блок управления температурой термостата, 12 — блок управления термоэлементом, 13 — АЦП, 14 — КАМАК, 15 — ЭВМ, 16 — дисплей, 17 — монитор.

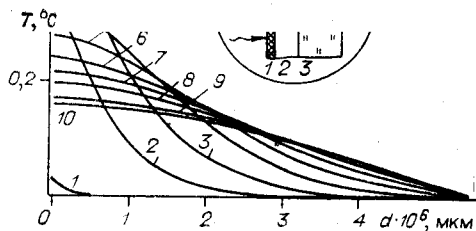


Рис. 2. Распределение температуры по
через каждые $2,5 \cdot 10^{-6}$ с.

синусоидальному закону с амплитудой ΔT . Частота модуляции температуры ω выбиралась при этом такой, чтобы обеспечить однородное распределение температуры по всей толщине образца d , т. е. $2\pi/\omega > \tau_T$, где τ_T — время тепловой

релаксации образца. Природа пирозлектрического тока такова, что величина пиротока J_p пропорциональна dT/dt . Именно это отличает пирозффект от других физических явлений, характеризующихся изменением тока в образце при изменениях температуры, и позволяет выявить вклад пирозлектрического тока в общий термостимулированный ток. Изменение температуры образца по синусоидальному закону отражается в таком же законе изменения J_p , но со сдвигом по фазе на $\pi/2$.

Подобная методика уже применялась для исследования сегнетоэлектрических кристаллов [17]. Однако вследствие того, что $\tau_T \sim d^2$, создание однородного по толщине кристалла распределения температуры может быть обеспечено только при очень низких частотах модуляции ω ; определение сдвига по фазе ϕ между пиротоком и током непирозлектрической природы J_n отличается низкой чувствительностью. Величина ϕ , как нетрудно показать [17], равна $\text{arctg}(J_p^{\text{max}}/J_n^{\text{max}})$. Исследование тонких сегнетоэлектрических пленок с помощью этой методики позволило выделить вклад пирозлектрического тока и измерить значения γ с точностью $\sim 3\%$. Величина пироккоэффициента определяется из соотношения $\gamma = J_p^{\text{max}}/(S\Delta T\omega)$, где S — площадь исследуемого образца.

Метод теплового импульса. Направление пирозлектрического тока в сегнетоэлектрике определяется направлением вектора поляризации P , что может быть использовано при исследовании распределения поляризации по толщине образца.

Суть метода заключается в зондировании образца короткими импульсами излучения, нагревающими тонкий поглощающий электрод. Тепловой поток, распространяясь от нагретого электрода в толще образца к противоположному электроду (рис. 2), вызывает появление пиросигнала. Первоначальная полярность этого тока определяется направлением поляризации вблизи поглощающего электрода. Если в объеме сегнетоэлектрика изменяется направление поляризации (структура встречных доменов), то это выражается начиная с некоторого момента времени в резком уменьшении величины пиротока вплоть до смены его полярности. Применение метода теплового импульса к исследованию пленок отличается более высокой разрешающей способностью по сравнению с использованием его при изучении кристаллов [18]. Это позволило провести изучение пирозлектрических процессов непосредственно у поверхности электродов. Достигнутое в измерениях разрешение по времени $\sim 10^{-9}$ с соответствует разрешению по толщине $3-5 \cdot 10^{-8}$ м. Использование воздействия излучения на оба электрода дало возможность непосредственно обнаружить в объеме образца структуру встречных доменов. Наличие такой структуры проявляется в различной полярности пирозлектрического тока при облучении каждого из электродов. Эта полярность определяется только направлением поляризации и не зависит от направления распространения тепла. В экспери-

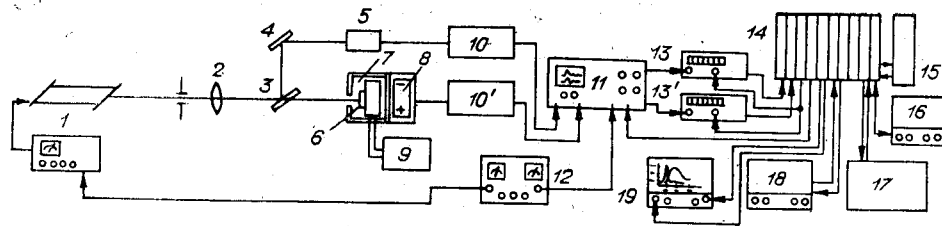


Рис. 3. Блок-схема установки для исследования импульсного пироотклика:
 1 — источник излучения, 2 — фокусирующая система, 3 — светоделительная пластинка, 4 — зеркало, 5 — приемник опорного канала, 6 — исследуемый образец, 7 — термостат, 8 — источник напряжения, 9 — блок управления, 10 и 10' — усилители, 11 — стробоскопический осциллограф, 12 — генератор импульсов синхронизации, 13 и 13' — АЦП, 14 — КАМАК, 15 — ЭВМ «Электроника 60», 16 — дисплей, 17 — ЭВМ «Nord-10», 18 — монитор, 19 — XY-самописец.

ментах в качестве поглощающих электродов использовались пленки Pt и Cr толщиной $\sim 10^{-7}$ м.

На рис. 3 представлена блок-схема установки для исследования пироэлектрических свойств пленок НБС методом теплового импульса. В качестве источников света применялись лазеры ЛГИ-21, ИЛГН-705 и М171-01 с электрооптическим (МЛ-7) и акустооптическим (МЛ201) модуляторами света. На рис. 4, а приведены типичные осциллограммы пироэлектрического отклика в пленках НБС, а на рис. 4, б — соответствующие теоретические кривые. При расчете этих кривых предполагалось, что вблизи поверхности поглощающего электрода имеется область протяженностью D с одним направлением вектора поляризации, а у поверхности

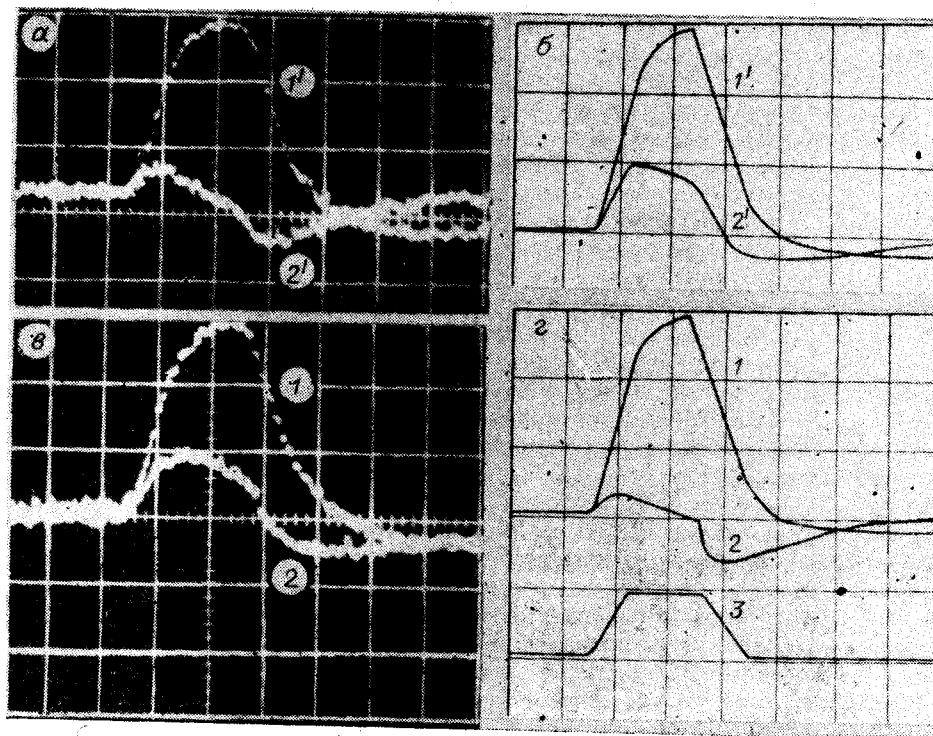


Рис. 4. Импульсный пироэлектрический отклик пленок НБС:
 а, в — реальные осциллограммы; б, г — теоретические кривые. Пленка НБС толщиной 5,5 мкм, поглощающий электрод — хром, $d' = 1,5 \cdot 10^{-7}$ м, подложка — сталь; а, в — 1, 1' — пироотклик образца с насыщенным состоянием поляризации; 2, 2' — после воздействия на образец импульса напряжения с $\tau_{\text{н}} = 10^{-7}$ с и амплитудой 50 и 100 В соответственно; б, г — 1, 1' — пироотклик при однородном по толщине слое распределении поляризации; 2, 2' — при структуре встречных доменов с $\gamma = 0,4\gamma_{\text{нас}}$, $D = 0,8$ мкм, $\delta = 3 \cdot 10^{-8}$ м, $\gamma = 0,46\gamma_{\text{нас}}$, $D = 1,5$ мкм, $\delta = 3 \cdot 10^{-8}$ м соответственно; г — форма импульса излучения (з).

другого — с противоположным направлением. Между этими областями расположен промежуточный переходный слой протяженностью δ .

Метод интегрирования заряда. Этот метод достаточно подробно обсуждается в работе [19]. Суть его заключается в непрерывном интегрировании заряда, появляющегося на электродах образца при изменении температуры. Схема включения образца позволяет реализовать в процессе измерения режим короткого замыкания и исключить влияние вторичных эффектов. Для образцов с типичной толщиной $d \approx 3$ мкм точность определения величины поляризации составляла $\sim 5\%$ при изменении температуры образца от 20 до 250°C за ~ 500 с.

При исследовании свойств пленок НБС использовалась также методика измерения электрооптических свойств [3] и стандартные методы определения зависимостей $\varepsilon(T)$, $\varepsilon(V)$, $P(V)$.

Основные результаты исследования пирозлектрических свойств пленок НБС. 1. В литературе достаточно широко обсуждается вопрос о специфических сегнетоэлектрических свойствах приповерхностных слоев сегнетоэлектрика (см., например, [20]): Обсуждался этот вопрос и применительно к СП [21]. Результаты наших исследований показывают, что в пленках НБС, полученных методом ВЧ-технологии, слой сегнетоэлектрической природы вблизи поверхности каждого из электродов отсутствует либо его протяженность не превышает $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ м. Этот вывод следует из отсутствия запаздывания момента появления пирозлектрического тока относительно начала воздействия на образец импульса излучения с точностью $\sim 10^{-9}$ с (рис. 5, а).

2. Для исследованных пленок НБС характерно наличие сохраняющейся во времени структуры встречных доменов. На рис. 5, а приведены осциллограммы, показывающие изменение формы кривых пиротока при изменении местоположения встречных доменов вблизи поверхности поглощающего электрода. На рис. 5, б представлены теоретические кривые, описывающие поведение пирозлектрического тока в соответствующей трехслойной структуре. Анализ экспериментальных кривых и сравнение их с теоретическими дают основание полагать, что средняя протяженность переходного слоя δ в данном образце составляет $\sim 5-8 \cdot 10^{-3}$ м.

У пленок НБС, легированных лантаном, сохраняющейся во времени структуры встречных доменов не обнаружено: она распадается за время $\sim 10^{-1}$ с, при этом направление остаточной поляризации определяется направлением поляризации у поверхности положительного электрода.

3. При исследовании процессов переключения направления поляризации в сегнетоэлектриках очень важно знать, где образуются зародыши нового направления. Однозначного мнения по этому вопросу пока нет. Однако в ряде работ было экспериментально установлено, что в кристаллах зародышеобразование происходит обычно у положительного электрода. В этих работах использовались оптические методы исследования, отличающиеся относительно невысокой разрешающей способностью ~ 1 мкм [22].

Высокая разрешающая способность метода теплового импульса позволила провести более детальное наблюдение за местоположением зародышей. Установлено, что во всех исследуемых образцах зародышеобразование происходит у положительного электрода. Этот процесс проявляется в смене полярности пирозлектрического тока у поверхности положительного электрода (см. рис. 5, а). У поверхности другого электрода пироток еще не изменяет своей полярности (рис. 6). На рис. 6 сплошные линии отражают поведение пирозлектрического тока при облучении одного из электродов, штриховые — другого.

4. Минимальная напряженность электрического поля E_{min} , при которой наблюдается образование зародышей, у поверхности противоположных электродов различна. Она отличается в несколько раз и составляет $1-3 \cdot 10^6$ В/м. При этом образование зародышей у поверхности электрода, расположенного на подложке, осуществляется в меньших полях; прорастание доменов с новым направлением поляризации происходит на

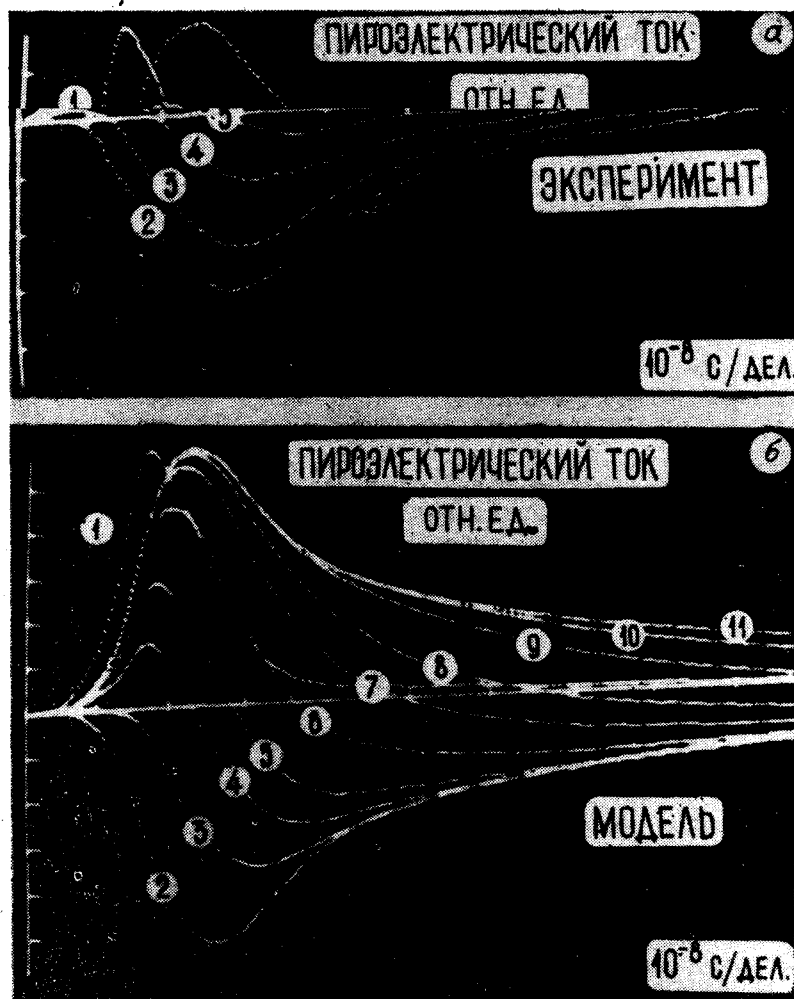


Рис. 5. Коротковременной пироэлектрический отклик пленки НБС:
 а — $d=3,5$ мкм, $d'=0,15$ мкм, подложка — сталь; 2 — 9 — отклик пленки НБС при различных значениях приложенного поля ($-8, -2, 0, 1, 2, 4, 6, 8$ В соответственно); 1 — форма импульса излучения; б — 2—11 — теоретические кривые для $d=3,5$ мкм, $d'=0,15$ мкм и $D=2, 4, 6, 10, 20, 30, 40, 55, 10^{-8}$ м, $\delta=2 \cdot 10^{-8}$ м соответственно; 1 — формула реального импульса излучения.

большую глубину по сравнению с аналогичными явлениями у поверхности внешнего электрода.

5. Процесс реполяризации вблизи внешнего электрода характеризуется, наряду с более высоким значением E_{min} , и более «затрудненным» прорастанием доменов нового направления. Насыщенное состояние поляризации достигается только при прорастании этих доменов на глубину не менее $0,4-0,5$ мкм (см. рис. 5, а). Установление факта насыщения поляризации вблизи поверхности электрода производилось по насыщению величины dJ_p/dt в первые $5-10$ нс после начала действия на образец импульса излучения.

В короткозамкнутом образце вблизи поверхности внешнего электрода поддерживается, как правило, только одно направление поляризации.

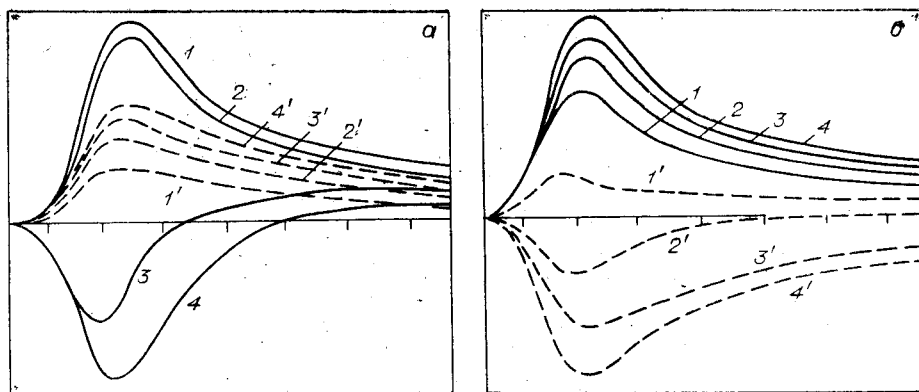


Рис. 6. Импульсный пироотклик при освещении обоих электродов. На внешнем электроде положительный (а) и отрицательный (б) потенциалы; кривые 1, 1' — 4, 4' получены при $V=0, 2, 8, 13$ В соответственно; $d=3,5$ мкм, $d'=0,15$ мкм, подложка — сапфир.

Ее величина при этом значительно меньше величины поляризации насыщения, а направление соответствует полю с отрицательным потенциалом на внешнем электроде.

Изложенное выше дает основание полагать, что в пленках НБС процесс переполяризации осуществляется в условиях существования запертого контакта у поверхности внешнего электрода и различия числа центров зародышеобразования (у внешнего электрода их меньше).

6. Установлено, что в короткозамкнутом образце, предварительно находившемся под действием постоянного напряжения, составляющая тока пьезоэлектрической природы незначительна: сдвиг по фазе ϕ при синусоидальной модуляции температуры не превышает $2-3^\circ$ при $\Delta T = 1-2^\circ\text{C}$. С течением времени этот сдвиг уменьшается, уменьшается также и амплитуда пьезоэлектрического тока (рис. 7). По-видимому, природа пьезоэлектрической составляющей тока связана с объемным зарядом в СН, который релаксирует в соответствии с изменением T , а уменьшение амплитуды пьезосигнала характеризует деполяризацию данного образца. Измерения величины γ показали, что в пленках $\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{Nb}_2\text{O}_6$ она составляет $2-4 \cdot 10^{-4}$ Кл/м²·град, а у образцов, легированных лантаном, — в 3—4 раза больше.

7. Установлено, что материал подложки, на которую осуществляется осаждение тонкопленочной структуры, оказывает заметное влияние на сегнетоэлектрические свойства образцов. Пленки, выращенные на поверхности стальных подложек (18Х Н9Т), отличаются от образцов, синтезированных на поверхности сапфировых пластин, меньшей величиной ϵ , но большей величиной P_s и коэрцитивного поля E_c . Наиболее вероятной причиной этого различия являются механические напряжения в конденсате, возникающие вследствие различия коэффициентов теплового расширения материала подложки и пленки НБС. Оценка показывает, что напряжение сжатия в пленках, синтезированных на стальной подложке при $T = 750^\circ\text{C}$, должно составлять $+2 \cdot 10^9$ Н/м², а напряжение растяжения на сапфировой подложке $-3 \cdot 10^8$ Н/м².

Большая сегнетоэлектрическая жесткость пленок,

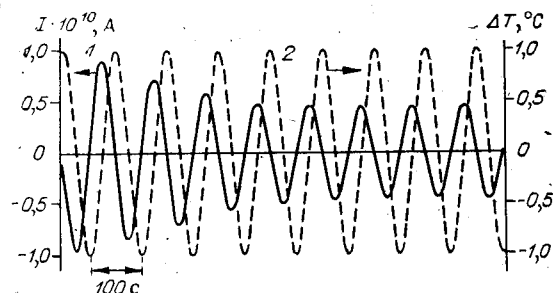


Рис. 7. Термостимулированный ток при синусоидальной модуляции температуры: 1 — ток, 2 — температура образца, подложка — сапфир.

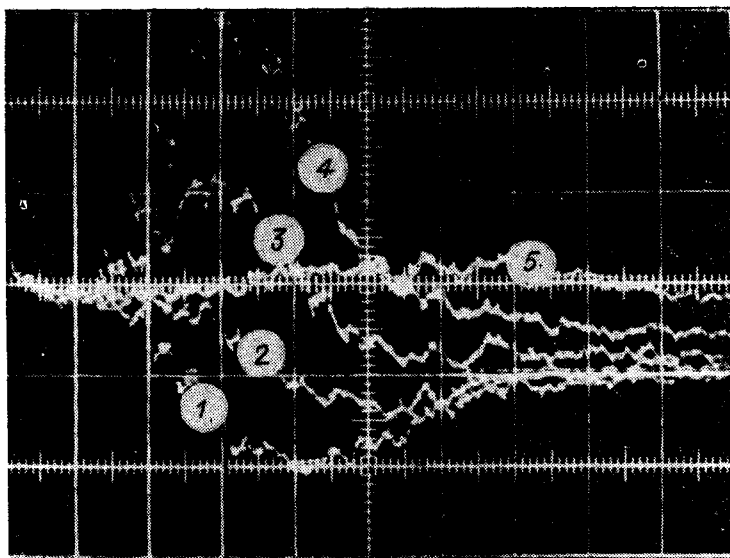


Рис. 8. Оциллограмма пироэлектрического сигнала пленки НБС: 1 — начальный сигнал образца; 2—4 — при $V=1,2; 2,3; 3,3$ В; 5 — уровень нулевого сигнала; $d=3,5$ мкм, $d'=0,15$ мкм, стальная подложка, $X=10^{-8}$ с/дел.

находящихся в состоянии сжатия, проявляется и в поведении пироэлектрического сигнала при вариациях прикладываемого к образцу напряжения. В этих образцах при увеличении напряженности поля вблизи поверхности электродов имеет место более резкая граница раздела областей с антипараллельным направлением поляризации, а продвижение ее в глубь образца происходит при насыщенном состоянии поляризации в узкой прианодной области (рис. 8).

Перспективы практического использования тонкопленочных пироэлектрических приемников связываются с теми преимуществами, которые отличают их от массивных образцов: большая величина сигнала, меньший уровень высокочастотных шумов [23], возможность создания ряда устройств в интегральном исполнении. Кроме того, их отличает иная частотная зависимость основных параметров. Теоретические кривые, характеризующие эту зависимость, для пленок НБС (обнаружительная способность D^* , вольт-ваттная S_V и ампер-ваттная S_A чувствительности) представлены на рис. 9. (Расчеты проведены по стандартной методике [24] для структуры, изображенной на рис. 2, а, при степени черноты $\epsilon_1=1$ ограничивающим фактором являются тепловые шумы.) При этом варьировались следующие параметры: сопротивление нагрузки R_n , толщина пленки НБС d и площадь элемента S . Как видно из рис. 9, для пленок толщиной 3—4 мкм (т. е. толщины, для которых величина пироэлектрического коэффициента γ имеет значения, близкие к значениям γ в монокристаллах) оптимальные рабочие частоты лежат в нехарактерном для тепловых приемников диапазоне 10^4 — 10^5 Гц.

Использование СП других материалов с более низкими значениями диэлектрической проницаемости таких, как LiTaO_3 , практически не изменяет формы кривых рис. 9, а только сдвигает область оптимальных частот в сторону больших значений.

Отмечая возможности конкретного практического использования пироэлектрических пленок, укажем на: а) пирикены, в которых по сравнению с устройствами на кристаллах можно получить выигрыш в чувствительности, разрешающей способности, размерах мишени и однородности ее характеристик по площади; б) быстродействующие приемники импульсного излучения дальнего ИК-диапазона (выигрыш по чувствительности, особенно на фронте импульса) и т. п.

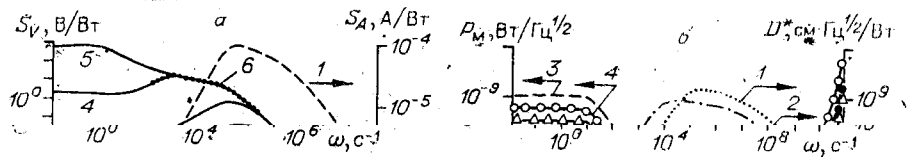


Рис. 9. Частотные зависимости чувствительностей S_V , S_A и обнаружительной способности D^* :

a — 1 — S_A ; 2 — 5 — S_V для сопротивлений нагрузки: $R_H = 50, 10^3, 10^6, 10^9$ Ом соответственно; $d = 2,7$ мкм, $S = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ м}^2$, $\epsilon = 700$, $\epsilon_1 = 1$; 6 — экспериментальная кривая для пленки НЭС, приведенная к $\epsilon_1 = 1$; b — 1, 3, 5 — $d = 3$ мкм; 2, 4, 6 — $d = 10$ мкм; 3 — 5 — $S = 10^{-9} \text{ м}^2$; 5, 6 — $S = 10^{-10} \text{ м}^2$, R_H оптимально.

Наиболее крупномасштабное применение СП в микроэлектронике возможно в первую очередь при создании неохлаждаемых некапшируемых систем формирования теплового изображения, которые по характеристикам сравнимы с лучшими образцами криогенных систем, но отличаются от них более низкой стоимостью, высокой надежностью и простотой конструкции. Основания для этого утверждения следуют как из специфики излучения дальнего ИК-диапазона (высокий уровень фоновых шумов — 10^{21} фот./м²/с и соответственно низкий уровень контраста $\sim 1\%$ для $\lambda = 8-14$ мкм [25]), так и из высокого уровня темновых токов у используемых в настоящее время узкозонных полупроводниковых приемников излучения. Как известно [26], в условиях низкого контраста основным режимом работы указанных систем является временная задержка с накоплением (ВЗН), что наиболее эффективно реализуется в приборах с зарядовой связью — ПЗС, ПЗИ. Однако большие темновые токи используемых узкозонных материалов таких, как $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, приводят к быстрому заполнению (за $\sim 10^{-5}$ с [25]) потенциальных ям ПЗС фоновым сигналом и создают большие технологические и схемотехнические трудности для осуществления режимов ВЗН, которые преодолеваются ценой повышения уровня шумов. Кроме того, отметим, что обнаружительная способность узкозонных фотонных приемников применительно к регистрации излучения черного тела с температурой около 300 К близка к D^* , достигаемой на практике неохлаждаемыми пироэлектрическими приемниками [27].

Сегнетоэлектрические пленки таких материалов, как LiTaO_3 , $\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{Nb}_2\text{O}_6$, получаемые методом интегральной микроэлектроники, отличаясь низкими темновыми токами ($\sim 10^{-3}$ А/м²), легко допускают осуществление режимов интегрирования и, следовательно, при создании матричных систем индикации теплового изображения обладают по сравнению с узкозонными материалами несомненным преимуществом.

Практическому использованию сегнетоэлектрических пленок в качестве компонент многослойных МСЭП-структур (в частности, элементов постоянной памяти, управляемой электрическим полем) пока препятствуют два недостаточно выясненных обстоятельства:

1. Обладает ли сегнетоэлектрический слой (точнее, его приповерхностная область) достаточной стабильностью параметров во времени, в первую очередь стабильностью величины поляризации? На возможность проявления такой нестабильности в структуре сегнетоэлектрический кристалл — полупроводниковая пленка указывается в [7].

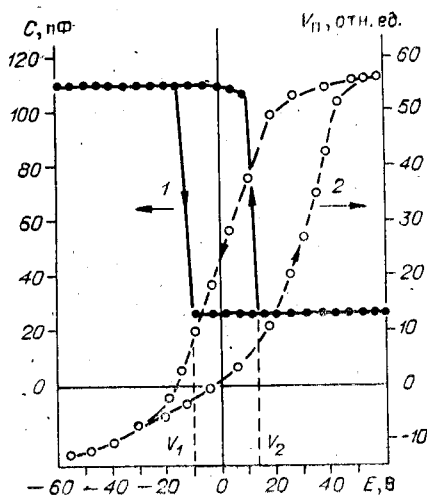
2. Является ли петля гистерезиса вольт-фарадной характеристики структуры МСЭП следствием проявления процессов обратимого переключения направления поляризации, или она обусловлена эффектами на-

Рис. 10. Вольт-фарадная и пироэлектрическая характеристики МСЭИ-структуры: $d = 3,5$ мкм, кремний p -типа, потенциал относительно металлического электрода; $\tau_n = 10^{-3}$ с, $\lambda = 10,6$ мкм.

копления заряда на поверхности полупроводника и в объеме сегнетоэлектрика?

Ответ на эти вопросы может быть получен при использовании импульсных пироэлектрических измерений.

В частности, исследования пленок НБС показали, что для большинства образцов величина и форма импульсного отклика, отражающие распределение поляризации в приповерхностных слоях, могут оставаться



неизменными в течение многих месяцев.

Природа петли вольт-фарадного гистерезиса исследовалась на структуре кремний — SiO_x — пленка НБС — электрод (толщина пленки SiO_x составляла 50—60 нм). Типичная вольт-фарадная характеристика образца с кремнием p -типа представлена на рис. 10 (кривая 1). При применении в качестве подложки кремния n -типа направление обхода петли гистерезиса противоположно. Из рис. 10 видно, что у элемента есть два устойчивых состояния с малой (C_{\min}) и с большой (C_{\max}) величинами емкости в зависимости от предыстории воздействия на образец напряжения. Каждое из состояний сохраняется в течение длительного времени (по крайней мере, более двух месяцев), а переключение из одного состояния в другое может быть осуществлено за время, меньшее 10^{-5} — 10^{-6} с.

Пироэлектрические исследования показали, что каждый переход из одного состояния элемента в другое сопровождается изменением полярности пироэлектрического тока (см. кривая 2, рис. 10), которая также сохраняется в течение длительного времени. Такое поведение пироэлектрического отклика указывает на определяющую роль процессов переполаризации пленки НБС в переключении элемента из одного состояния в другое. Наблюдения за величинами V_1 и V_2 показали, что в течение $\sim 10^7$ переключений с точностью до $\sim 5\%$ изменений этих параметров не происходит. Отметим, что наблюдаемая высокая прямоугольность петли CV -характеристики отличает ее от петель диэлектрического и пироэлектрического гистерезисов. Причина такого различия, по-видимому, связана с различной нелинейной зависимостью P_s , ϵ , γ от величины электрического поля E , а также с нелинейным характером перераспределения этого поля между сегнетоэлектрической и диэлектрической пленками и слоем обеднения в полупроводнике.

Проведенные исследования показывают, что пироэлектрический эффект может служить эффективным средством контроля качества элементов микроэлектроники, имеющих в своей структуре сегнетоэлектрические пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dharmadhikari V. S., Grannemann W. W. Photovoltaic properties of ferroelectric BaTiO_3 thin films RF sputter deposited on silicon.— Appl. Phys., 1982, v. 53, N 12, p. 8988.
2. Wu S. Y., Francombe M. H., Takei W. J. Domain switching effect in epitaxial films of ferroelectric bismuth titanate.— Thin Solid Films, 1976, v. 36, N 2, p. 509—512.

3. Antsigin V. D., Kostsov E. G., Malinovsky V. K., Sterelyukhina L. N. Electrooptics of thin ferroelectric films.— *Ferroelectrics*, 1981, v. 38, N 1—4, p. 761.
4. Okuyama M., Matsui Y., Nakano H., Hamakawa Y. PbTiO₃ ferroelectric thin film gate FET for infrared detection.— *Ferroelectrics*, 1981, v. 33, p. 235—243.
5. Алешин В. А., Мухортов Вас. М., Головки Ю. И. и др. Доменное строение гетероэпитаксиальных сегнетоэлектрических пленок Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO₃, полученных ВЧ-ка-тодным распылением.— *ФТТ*, 1983, т. 32, № 2, с. 612.
6. Volz H., Koger K. Preparation and properties of thin ferroelectric films of PLZT.— *Ferroelectrics*, 1983, v. 54, p. 87—92.
7. Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применение.— М.: Мир, 1981.
8. Новик В. К., Гаврилова М. Д., Фельдман М. Б. Пироэлектрические преобразова-тели.— М.: Сов. радио, 1979.
9. Егоров В. М., Косцов Э. Г. Перспективы создания оптических цифровых высоко-производительных вычислительных устройств.— *Автометрия*, 1985, № 4, с. 114.
10. Мухортов Вл. М., Толстоусов С. В., Бирюков С. В. и др. Некоторые особенности проявления сегнетоэлектрических свойств в пленках (Ba, Sr)TiO₃, выращенных на подложках из монокристаллов кремния.— *ЖТФ*, 1981, т. 51, № 7, с. 1524.
11. Petrocco G., D'Amico A., Salvati M., Luzzi G., Signorelli E. Thin film pyroelectric material by radio frequency reactive sputtering technique.— *Vuoto scienza e tecno- logia*, 1983, t. 13, N 4, p. 99—101.
12. Nakagawa T., Yamaguchi J., Usuki T. et al. Ferroelectric properties of RF sputtered PLZT thin film.— *Jap. J. Appl. Phys.*, 1979, v. 18, N 5, p. 897—902.
13. Schmitt H., Kartheim R., Klein G. Production and properties of undoped and doped lead germanate thin films.— *Ferroelectrics*, 1984, v. 56, N 1—2, p. 1145—1148.
14. Chynoweth A. G. Dynamic method for measuring the pyroelectric effect with special reference to barium titanate.— *Appl. Phys.*, 1956, v. 27, N 1, p. 78—79.
15. Antsigin V. D., Egorov V. M., Kostsov E. G. et al. Ferroelectric properties of thin NBS films.— *Ferroelectrics*, 1985, v. 63, p. 235—242.
16. Анцыгин В. Д., Косцов Э. Г., Стерелюхина Л. Н. Импульсная электрооптическая модуляция света в тонких сегнетоэлектрических пленках.— *Автометрия*, 1983, № 5, с. 98—100.
17. Garn L. E., Sharp E. J. Use of low-frequency sinusoidal temperature waves to sepa- rate pyroelectric currents from nonpyroelectric currents.— *Appl. Phys.*, 1982, v. 53, N 12, с. 8974—8987.
18. Chynoweth A. G. Surface space-charge layers in barium titanate.— *Phys. Rev.*, 1956, v. 102, N 3, p. 705—714.
19. Glass A. M. Investigation of the electrical properties of Sr_{1-x}Ba_xNb₂O₆ with special reference to pyroelectric detection.— *Appl. Phys.*, 1969, v. 40, N 12, p. 4699—4713.
20. Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков.— М.: Наука, 1969.
21. Дудкевич В. П., Фесенко Е. Г. Физика сегнетоэлектрических пленок.— Ростов-на-Дону: РГУ, 1979.
22. Merz W. J. Domain formation and domain wall motions in ferroelectric BaTiO₃ sing- le crystals.— *Phys. Rev.*, 1954, v. 95, p. 960—968.
23. Van der Ziel A. Pyroelectric response and D* of thin pyroelectric films on a subst- rante.— *Appl. Phys.*, 1973, v. 44, N 2, p. 546—549.
24. Кременчугский Л. С., Ройцина О. В. Пироэлектрические приемники излучения.— Киев: Наукова думка, 1979.
25. Стикл А. И., Нельсон Р., Френч В. и др. Применение приборов с зарядовой связью для регистрации ИК-сигналов и формирования изображения.— *ТТИЭР*, 1975, № 1, с. 79—88.
26. Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов/Под ред. В. И. Стафеева.— М.: Ра-дио и связь, 1985, с. 199.
27. Roundy C. V. Pyroelectric self-scanning infrared detector arrays.— *Appl. Opt.*, 1979, v. 18, N 7, p. 943—945.

Поступила в редакцию 17 сентября 1985 г.