

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ,
ЭЛЕМЕНТЫ И СИСТЕМЫ

УДК 537.312.62

Э. Г. Косцов, В. Е. Истомина

(Новосибирск)

УПРАВЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЕМ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В
ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЕ
СВЕРХПРОВОДНИК–СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК *

Проведено исследование эффекта поля в сверхпроводящей пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ – компоненте тонкопленочной структуры сегнетоэлектрик (PZT) – сверхпроводник, когда изменение величины поля в приповерхностном слое этой пленки осуществлялось переключением состояния поляризации в PZT, а регистрация изменений ее микроволнового поглощения – измерением электронно-парамагнитного резонансного (ЭПР) сигнала от пленки, находящейся в сверхпроводящем состоянии. Обнаружен аномально высокий уровень модуляции в структуре ЭПР-сигнала (свыше 15 раз) переключением направления поляризации в пленке PZT. Это дает основание полагать, что эффект определяется перераспределением под действием электрического поля в приповерхностном слое сверхпроводника подсистемы сверхпроводящих носителей заряда и их концентрации, которые и изменяют характер резонансного поглощения СВЧ-энергии.

Введение. Возможность изменения физических свойств сверхпроводящих материалов с помощью электрического поля обсуждается уже давно [1–3].

Впервые проявление полевого эффекта для низкотемпературных сверхпроводников продемонстрировано в 1960 г. в работе [1].

Наиболее заметные полевые эффекты наблюдаются в сверхпроводниках с относительно низкой концентрацией свободных носителей заряда n , когда длина экранирования поля L достаточно велика. К таким сверхпроводникам относятся, например, InO_x [2], высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), в частности $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, в которых величина n невысока ($\sim (2-5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$) и L сравнительно велика (до 2–5 нм) [4–16].

* Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН (№ 116).

Основным объектом исследований являлись ультратонкие пленки сверхпроводников, поскольку для более толстой пленки модуляция ее сопротивления за счет эффекта поля в тонком приповерхностном слое относительно мала.

Впервые полевой эффект в тонкой пленке толщиной $d \approx 5$ нм наблюдался в 1987 г. [2]. Использовалась транзисторная структура с подслоем диэлектрика d_d на поверхности сверхпроводника In/InO_x . Этот эффект проявлялся в небольшом сдвиге $T_{\text{кр}}$ ($\sim 0,5$ К) температуры перехода $T_{\text{кр}}$ образца в сверхпроводящее состояние.

Суммируя результаты проведенных исследований эффекта поля в ультратонких пленках сверхпроводников [4–16], можно отметить следующее:

- при температурах $T > T_{\text{кр}}$ в ВТСП-материалах имеет место заметный эффект модуляции проводимости (1–3 %);

- в области температур $T < T_{\text{кр}}$ для ультратонких пленок, например $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, полученных ВЧ-распылением, установлено влияние полевого эффекта на критическую плотность тока $J_{\text{кр}}$ (~ 25 –50 %), а также на сдвиг $T_{\text{кр}} \sim 1$ –2 К.

В работах [5, 6] впервые измерена модуляция концентрации носителей заряда (дырок) в супертонкой ВТСП-пленке за счет эффекта поля в транзисторной структуре, установлена линейная зависимость $T_{\text{кр}}$ от концентрации n дырок и отмечается, что глубина этой модуляции ограничивается параметрами диэлектрической пленки и напряжением ее пробоя, а насыщение амплитуды модуляции n только в 20 % определяется ограниченностью протяженности области экранирования поля L , соизмеримой с величиной d .

Существенным фактором наблюдения эффекта поля в тонкопленочных сверхпроводниках является величина заряда, накапливаемого в приповерхностном слое образца, от которого и зависит эффективность модуляции. Реально достигаемое значение этого заряда не превышает $(1$ – $2) \cdot 10^6$ Кл/см², дальнейшее его увеличение ограничивается напряженностью поля пробоя пленки диэлектрика d_d в транзисторных структурах.

Одним из путей увеличения эффективности модуляции параметров сверхпроводника за счет эффекта поля может быть использование поляризованного заряда в сегнетоэлектрике. Величина этого заряда существенно больше, чем величина заряда геометрической емкости образца. Достаточно отметить, что поляризация в сегнетоэлектрике достигает величины $(1$ – $5) \cdot 10^5$ Кл/см². Этим объясняются многочисленные исследования влияния поля поляризации сегнетоэлектрика на характеристики супертонких пленок сверхпроводников в таких материалах, как SrTiO_3 , PZT , BaTiO_3 , LiTiO_3 [17–37]. В частности, установлено, что под действием поля поляризации в сегнетоэлектрической пленке в супертонкой пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ наблюдался сдвиг $T_{\text{кр}}$ на 1–2 К, величины $I_{\text{кр}}$ на 10–20 %.

При воздействии поля сверхпроводящая пленка становится фактически двухслойным проводником, состоящим из тонкого обогащенного носителем заряда слоя и очень тонкого слоя с пониженной из-за эффекта поля концентрацией носителей (дырок) n . Однако к настоящему времени зависимость $T_{\text{кр}}$ от n для сверхтонких пленок не достаточно ясна, так как сверхпроводимость в тонких (до одного монослоя) пленках вообще не достигнута [5]. Даже для более толстых пленок (в несколько монослоев) величина $T_{\text{кр}}$ определяется путем аппроксимации к точке $R = 0$ (до уровня шумовых сигналов). Поэтому указанные незначительные изменения $T_{\text{кр}}$ лежат в пределах мето-

дических ошибок экспериментов и их достоверность в общезначимом плане не представляется убедительной.

Надо отметить, что при проведении вышеуказанных исследований характерно проявление размерного эффекта в сверхпроводимости, который носит принципиальный характер, поскольку известно, что при переходе от массивного кристалла к пленочному объекту происходят изменения сверхпроводящих характеристик вещества ($T_{кр}$, $I_{кр}$, критического магнитного поля), возрастание роли поверхностных явлений [38].

Кроме того, при использовании сверхтонких пленок имеет место совокупность неконтролируемых факторов, существенно влияющих на достоверность получаемых результатов: шероховатость поверхности подложки, переходные слои на границах пленка – подложка и пленка – электрод, несплошность самой тонкой пленки, влияние механических деформаций, возникающих из-за различия коэффициентов термического расширения пленки и подложки и т. п. Поэтому наблюдаемые в большинстве указанных работ изменения под действием поля $T_{кр} \sim 2$ К можно считать достаточно грубой оценкой, характерной только для супертонких ВТСП-пленок.

Часть указанных проблем при исследовании полевого эффекта в сверхпроводнике можно решить, используя методику электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Установлено [39–41], что в керамических и монокристаллических сверхпроводниках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $EuBa_2Cu_3O_{7-x}$ при температурах 77–93 К в области малых магнитных полей ($5 \cdot 10^3$ – $5 \cdot 10^2$ Тл) в ЭПР-спектре наблюдается линия поглощения, интенсивность которой при изменении T коррелирует с температурной зависимостью сопротивления образца. Показано также, что метод ЭПР достаточно информативен относительно основных параметров, характеризующих сверхпроводящие свойства образца: температуры перехода образца в сверхпроводящее состояние $T_{кр}$, протяженности области перехода $T_{кр}$.

Целью предлагаемой работы является исследование влияния поля поляризации в сегнетоэлектрической пленке на изменения спектра парамагнитного резонанса в ВТСП-пленках и определение степени влияния электрического поля на свойства приповерхностных слоев относительно толстых сверхпроводящих пленок, свободных от проявления размерных эффектов.

Методика эксперимента. Объектом исследований служила трехслойная тонкопленочная структура: ВТСП (Y–Ba–Cu–O) – (Y–Ba–O) – PZT ($Zr_{0,46}Ti_{0,54}$) с толщиной пленок ВТСП и PZT 0,1–0,5 мкм и диэлектрической прослойки Y–Ba–O 5–20 нм. Данная структура синтезировалась *in situ* на поверхности сапфировых подложек методом ВЧ-распыления в кислороде при температуре подложки 600–650 °С и скорости осаждения 0,05–0,1 мкм/ч. Площадь структуры составляла 2 см². Каждая из пленок отличалась ярко выраженной текстурой (001) с размерами зерен 0,3–0,5 мкм. Температура перехода ($T_{кр}$) ВТСП-пленок в сверхпроводящее состояние, определяемое как четырехзондовым методом, так и ЭПР-методикой, 85–86 К, протяженность перехода $T_{кр} \sim 2$ К.

Величина переключаемого заряда при смене направления поляризации в PZT-пленках при напряжении 5–15 В составляла 10 – 30 мкКл/см². Особенности переключения направления поляризации в таких пленках и их характеристики описаны в работах [42, 43].

Измерение величины заряда, переключаемого в сегнетоэлектрической пленке при изменении направления поляризации, проводилось с применением известной методики интегрирования тока, прошедшего через образец за время действия импульса напряжения. Исследования состояния сверхпроводимости в ВТСП-пленке осуществлялись при помощи ЭПР-спектрометра с цилиндрическим резонатором (колебаниями типа H_{011}) и частотой клистроны 9,4 ГГц при частотах модуляции магнитного поля 975 кГц и 50 Гц. Образец размещался по центру резонатора в пучности магнитной составляющей СВЧ-поля, перпендикулярного внешнему магнитному полю.

Измеряемые параметры:

- 1) относительное изменение интенсивности линии поглощения СВЧ-энергии, зависящей от магнитного поля H ;
- 2) различия в спектре поглощения при прямом и обратном ходе низкочастотной развертки магнитного поля (гистерезис);
- 3) изменения характеристик 1 и 2 при вариации величины и направления поляризации в сегнетоэлектрической пленке.

Для исключения влияния на ЭПР-сигнал внешнего электрода, обеспечивающего переключение направления поляризации в сегнетоэлектрической пленке, и устранения возможных локальных процессов в переходном слое электрод–сегнетоэлектрик использовался жидкий электрод, другим контактом служила сама ВТСП-пленка.

Перед исследованием ЭПР-спектров образец помещался в электролит (дистиллированную воду) и на него подавался импульс напряжения с амплитудой 0–15 В и длительностью 0,1–1,0 с. Новое направление поляризации в сегнетоэлектрической пленке сохранялось в течение длительного времени: более 10^6 с.

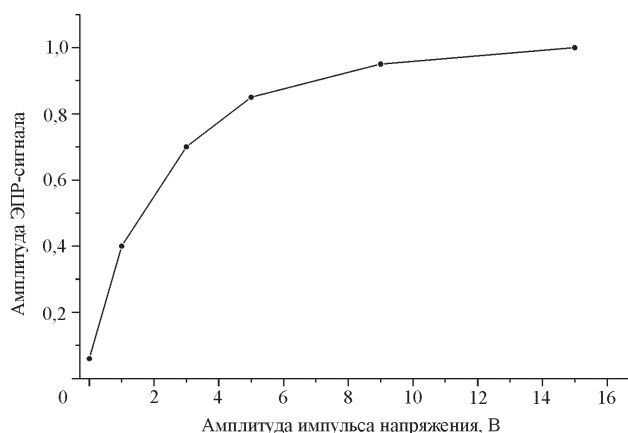
Результаты исследования структуры сегнетоэлектрик–проводник. Использование трех методических факторов:

- бесконтактной методики определения параметров тонкого приповерхностного слоя ВТСП-материала;
- методики, исключающей влияние переходного приэлектродного слоя на величину измеряемого сигнала;
- тонкопленочной структуры ВТСП–сегнетоэлектрик с высоким качеством ВТСП-пленки по всему объему образца, в том числе и в приповерхностном слое, когда не проявляется толщинная зависимость параметров ВТСП-пленки, позволило установить следующее.

1. При температуре выше $T_{кр}$ как для исходных ВТСП-пленок, так и для указанных структур проявляется характерное для проводников нерезонансное поглощение СВЧ-энергии P_n системой нормальных электронов (за счет токов Фуко). С переходом T в область меньше $T_{кр}$ в области малых магнитных полей ($5 \cdot 10^3$ – $5 \cdot 10^2$ Тл) появляется ЭПР-сигнал с большой амплитудой (резонансное поглощение P_r), что одновременно сопровождается значительным уменьшением P_n и увеличением добротности резонатора.

2. Непосредственно после осаждения сегнетоэлектрической пленки (когда в ней еще нет выделенного направления поляризации) на поверхность ВТСП-пленки амплитуда ЭПР-сигнала при температуре 77 К уменьшается в 2–3 раза по сравнению с сигналом от исходной ВТСП-пленки.

3. После переключения импульсом напряжения направления поляризации в сегнетоэлектрической пленке ЭПР-сигнал возрастает до 15 раз (см. рисунок). Одновременно уменьшается поглощение нерезонансной части



СВЧ-энергии. При этом имеет место чувствительность амплитуды ЭПР-сигнала к полярности указанного импульса – асимметрия до 1,3–1,5 раз (она больше в том случае, когда поляризация сегнетоэлектрика производилась при положительном потенциале).

4. Чувствительность амплитуды ЭПР-сигнала к амплитуде импульса напряжения V имеет тенденцию к насыщению в соответствии с поведением величины поляризации $P(V)$, характерным для данной сегнетоэлектрической пленки.

5. При насыщенном состоянии поляризации температура перехода из сверхпроводящего состояния ВТСП-пленки в нормальное увеличивается на 3–4 К по измерениям температуры появления резонансного поглощения СВЧ-энергии.

6. Многократное изменение полярности поляризующего сегнетоэлектрик импульса напряжения сопровождается синхронным воспроизводимым изменением амплитуды ЭПР-сигнала.

7. Контрольный образец ВТСП-пленки (изготовленный одновременно с исследуемым образцом), помещенный в электрохимическую ячейку и подвергнутый аналогичному воздействию импульсов напряжения разной полярности, практически не обнаружил заметного изменения ЭПР-сигнала. Это дает основание исключить влияние окислительно-восстановительных процессов в ВТСП-пленке на проявление эффекта поля.

Обсуждение результатов. Основное преимущество ЭПР-методики при изучении сложной тонкопленочной структуры ВТСП–сегнетоэлектрик заключается в том, что этот бесконтактный, высокочувствительный метод позволяет исследовать свойства тонкого слоя вблизи поверхности, в частности вблизи поверхности раздела ВТСП–сегнетоэлектрик, и регистрировать наличие сверхпроводящей фазы независимо от размеров сверхпроводящих включений, наличия или отсутствия связей между ними. Методика измерения СВЧ-поглощения дает возможность эффективно регистрировать влияние полевых эффектов на поверхностную проводимость, $T_{кр}$ и $I_{кр}$ в тонкопленочных структурах ВТСП–сегнетоэлектрик.

Резонансный характер явления определяет высокую чувствительность к внешнему электрическому полю той подсистемы носителей заряда, которые локализованы в приповерхностной области с помощью слабого магнитного поля.

Очень сильное влияние поля поляризации сегнетоэлектрика на величину ЭПР-сигнала дает основание полагать, что определяющим фактором проявления указанного эффекта является перераспределение свободных сверхпроводящих носителей заряда в приповерхностном слое ВТСП-пленки, которое изменяет характер резонансного поглощения СВЧ-энергии этими носителями. При этом по мере перехода все большего числа нормальных носителей заряда в категорию сверхпроводящих, который стимулируется полем поляризации в сегнетоэлектрике, уменьшается нерезонансное поглощение и возрастает резонансное. Некоторая асимметрия проявления эффекта модуляции ЭПР-сигнала относительно полярности прикладываемого к структуре напряжения может быть связана со спецификой переключения направления поляризации в сегнетоэлектрической пленке и типом носителей заряда.

Заключение. Таким образом, использование толстых ВТСП-пленок, исключение влияния размерного фактора позволяют установить, что реально имеет место значительно более сильная модуляция концентрации носителей заряда в приповерхностных слоях сверхпроводника поляризационным зарядом сегнетоэлектрика, чем это следует из наблюдения эффекта поля с использованием супертонких сверхпроводящих пленок.

Сохранение во времени состояния поляризации в сегнетоэлектрике определяет и длительное сохранение одного из состояний сверхпроводника, т. е. указанная структура обладает долговременной памятью и может быть использована как элемент постоянной памяти, репрограммируемый электрическим полем, в котором считывание информации осуществляется путем измерения параметров ВТСП-пленки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glover R. E., Sherrill D. M. Changes in superconducting critical temperature produced by electrostatic charging // *Phys. Rev. Lett.* 1960. 5. P. 248.
2. Hebard A. F., Fiory A. T., Eick R. H. Experimental considerations in the quest for a thin-film superconducting field-effect transistor // *IEEE Trans. Magn.* 1987. Mag-23, N 2. P. 1279.
3. Fiory A. T., Hebard A. F., Eick R. H. et al. Metallic and superconducting surfaces of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ probed by electrostatic charge modulation of epitaxial films // *Phys. Rev. Lett.* 1990. 65. P. 3441.
4. Mannhart J., Schlom D. G., Bednorz J. G., Muller K. A. Influence of electric fields on pinning in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films // *Phys. Rev. Lett.* 1991. 67, N 15. P. 2099.
5. Xi X. X., Doughty C., Walkenhorst A. et al. Effects of field-induced hole-density modulation on normal-state and superconducting transport in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Phys. Rev. Lett.* 1992. 68, N 8. P. 1240.
6. Xi X. X., Li Q., Doughty C. et al. Electric field effect in high T_c -superconducting ultrathin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films // *Appl. Phys. Lett.* 1991. 59, N 26. P. 3470.
7. Walkenhorst A., Doughty C., Xi X. X. et al. Electric-field effects on vortex dynamics in ultrathin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films // *Phys. Rev. Lett.* 1992. 69, N 18. P. 2709.
8. Chandrasekhar N., Valls O. T., Goldman A. M. Mechanism for electric-field effects observed in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films // *Phys. Rev. Lett.* 1993. 71, N 7. P. 1079.
9. Lemanov V. V., Kholkin A. L. Electric-field effect in superconductors (review) // *Fizika Tverdogo Tela.* 1994. 36, N 6. P. 1537.

10. Kula W., Sobolewski R. Electrical-field effect in partially deoxygenated YBCO thin-films // *Physica B*. 1994. 194. Pt. 2. P. 2083.
11. Konsin P. Influence of electric-field on $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ superconducting films // *Physica C*. 1995. 252, N 1–2. P. 183.
12. Frey T., Mannhart J., Bednorz J. G., Williams E. J. Mechanism of the electric-field effect in the high- T_c cuprates (Reply) // *Phys. Rev. B*. 1996. 54, N 14. P. 10218.
13. Auer R., Schneider R. Relationship between electrical transport and hole concentration in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ultrathin films probed by electric fields // *Journ. Appl. Phys.* 1997. 81, N 7. P. 3237.
14. Konsin P., Sorkin B. Electric field effects in high- T_c cuprates // *Phys. Rev. B*. 1998. 58, N 9. P. 5795.
15. Ahn C. H., Gariglio S., Paruch P. et al. Electrostatic modulation of superconductivity in ultrathin $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films // *Sci*. 1999. 284, N 5417. P. 1152.
16. Ahn C. H., Triscone J. M., Mannhart J. Electric field effect in correlated oxide systems // *NATURE*. 2003. 424, N 6952. P. 1015.
17. Morawetz K. Electric-field dependence of pairing temperature and tunneling in high-temperature superconductors // *Phys. Rev. B*. 2002. 66, N 17. P. 172508-1.
18. Sakyta K., Awaji T., Matsui K. et al. Electric-field effect in $\text{Al}/\text{SrTiO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ structure in the normal state // *Jap. Journ. Appl. Phys.* 1992. 31, N 10A. P. L1411.
19. Lemanov V. V., Kholkin A. L., Sherman A. B. YBCO thin films on ferroelectric substrates: the polarization-induced change of superconductive properties // *Supercond. Sci. Techn.* 1993. 6, N 12. P. 814.
20. Regnier S., Lampin P., Marfaing J. Investigation on the low temperature electrical response of ferroelectric-superconducting composites (PST–YBCO) with variable composition // *Czech. Journ. Phys.* 1996. 46. P. 1255. Suppl. 3.
21. Dong Z. W., Trajanovic Z., Boettcher T. et al. Studies of ferroelectric field effects in $\text{Pt}/\text{Pb}(\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5})\text{O}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ heterostructures // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1997. 7, N 2. Pt. 3. P. 3516.
22. Marfaing J., Regnier S., Debierre J. M., Caranoni C. Insulating-(super)conducting transitions in new ferroelectric-superconductor composites: $\text{Pb}_2(\text{ScTa})_6-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Physica C*. 1997. 280, N 1–2. P. 21.
23. Berling D., Loegel B., Mehdaoui A. et al. Investigation of intra- and intergranular coupling of ferroelectric-superconducting composites $\text{Pb}_2\text{ScTaO}_6-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Supercond. Sci. Techn.* 1998. 11, N. 11. P. 1292.
24. Cao L. X., Zhao B. R., Qin Y. L. et al. Electric field of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ film modulated by $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3$ gate layer // *Physica C*. 1998. 303, N 1–2. P. 47.
25. Hu W. F., Shi D. X., Wang T. S. et al. Ferroelectric/superconductor heterostructures // *Ferroelectrics*. 2001. 264, N 1–4. P. 1769.
26. Konsin P., Sorkin B. The influence of ferroelectric polarization on the superconductivity in ultrathin high- T_c films // *Journ. Phys.: Condensed Matter*. 2001. 13, N 44. P. 10031.
27. Aidam R., Fuchs D., Schneider R. Ferroelectric field effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin films // *Physica C*. 1999. 328. P. 21.
28. Cao L. X., Xu Y., Zhao B. R. et al. Superconductivity and ferroelectricity of $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ integrated films // *Physica C*. 1996. 266, N 1–2. P. 143.
29. Czyzak B., Andrzejewski B., Hilezner B. et al. Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}-\text{Pb}(\text{Sc}_{0.5}\text{Ta}_{0.5})\text{O}_3$ superconducting composites // *Phys. Status. Solidi A*. 1997. 160, N 1. P. 177.

30. Hontsu S., Ishii J., Nakamori M. et al. Metal/ferroelectric/superconductor field effect transistor using $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3/(\text{Y}_{0.6}\text{Pr}_{0.4})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ heterostructures // *Appl. Supercond.* 1998. 6, N 7–9. P. 367.
31. Auer R., Brecht E., Herrmann K., Schneider R. Anisotropic electric field effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin films grown on (110) SrTiO_3 substrates // *Physica C.* 1998. 299, N 3–4. P. 177.
32. Lin L. Ferroelectric/superconductor heterostructures // *Mat. Sci. & Eng. R-Reports.* 2000. 29, N 6. P. 153.
33. Hu W. F., Wang T. S., Shi D. X. et al. Influence of tilting of SrTiO_3 substrates on the morphology and superconductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films // *Journ. Cryst. Growth.* 2001. 231, N 1–2. P. 129.
34. Aidam R., Schneider R. Growth and characterization of $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ thin films and ferroelectric polarization charging of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin films // *Thin Solid Films.* 2001. 384, N 1.
35. Matthey D., Gariglio S., Triscone J. M. Field-effect experiments in $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ultrathin films using a SrTiO_3 single-crystal gate insulator // *Appl. Phys. Lett.* 2003. 83, N 18. P. 3758.
36. Pavlenko N., Schwabl F. Microscopic theory of superconductor-ferroelectric heterostructures: Interface charge redistribution // *Phys. Rev. B.* 2003. 67, N 9.
37. Findikoglu A. T., Doughty C., Anlage S. M. et al. DC electric field effect on the microwave properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{SrTiO}_3$ // *Journ. Appl. Phys.* 1994, 76, N 5. P. 2937.
38. Комник Ю. Ф. Физика металлических пленок. М.: Атомиздат, 1979. С. 169.
39. Веснин Ю. И., Истомина В. Е., Косцов Э. Г. ЭПР на свободных носителях заряда в оксидных сверхпроводниках R–Ba–Cu–O // *Письма в ЖТФ.* 1988. 14, вып. 2. С. 185.
40. Веснин Ю. И., Истомина В. Е., Косцов Э. Г. Парамагнитный резонанс в высокотемпературных сверхпроводниках (область малых магнитных полей) // Там же. Вып. 13. С. 1241.
41. Vesnin Yu. I., Istomin V. E., Kostsov E. G. Anisotropy of ESR absorption of single crystal of R–Ba–Cu–O superconductors (region of weak magnetic fields) // *JETP Lett.* 1988. 48, N 6. P. 374.
42. Baginsky I. L., Kostsov E. G. Polarization switching kinetics in thin film M–F–M structures // *Journ. Korean Phys. Soc.* 1998. 32. P. S1730.
43. Baginsky I. L., Kostsov E. G. Short-time switching of polarization in thin ferroelectric films // *Integrated Ferroelectrics.* 1996. 13. P. 195.

Институт автоматизации и электротехники СО РАН,
E-mail: kostsov@iae.nsk.su

Поступила в редакцию
25 августа 2004 г.