

# СВЧ колебания в сверхпроводниковой туннельной мезаструктуре в условиях спиновой фильтрации

К.И. Константибян, Г.А. Овсянников, Ю.В. Кислинский,  
А.М. Петржик, А.В. Шадрин, В.В. Демидов

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия*  
E-mail: karen@hitech.cplire.ru

Статья поступила в редакцию 3 ноября 2017 г., опубликована онлайн 25 января 2018 г.

Экспериментально исследован процесс возникновения СВЧ колебаний в тонкопленочной туннельной мезаструктуре, состоящей из эпитаксиальной пленки купратного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , барьерной прослойки из манганита  $LaMnO_3$  и верхнего сверхпроводящего бислоя  $Au/Nb$ . Частота обнаруженных СВЧ колебаний перестраивается напряжением смещения и внешним магнитным полем, а ширина линии составляет величину 50 МГц. На мезаструктурах обнаружены пики проводимости при напряжениях, соответствующих щели ниобия, и пик сопротивления при  $V = 0$ . С уменьшением температуры ниже критической температуры ниобия наблюдалось возрастание пика сопротивления при нулевом смещении и туннельное магнитосопротивление 10% при магнитном поле  $H = 0,5$  кЭ, которое можно объяснить влиянием спин-поляризованного тока на резистивные характеристики мезаструктуры. Магнитные характеристики манганитной прослойки в мезаструктурах были исследованы методами ФМР спектроскопии на гетероструктурах  $Au/LaMnO_3/YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .

Експериментально досліджено процес виникнення НВЧ коливань у тонкоплівковій тунельній мезаструктурі, що складається з епітаксіальної плівки купратного надпровідника  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , бар'єрного прошарку з манганіту  $LaMnO_3$  та верхнього надпровідного бішару  $Au/Nb$ . Частота виявлених НВЧ коливань перестроюється напругою зміщення та зовнішнім магнітним полем, а ширина лінії складає величину 50 МГц. На мезаструктурах виявлено піки провідності при напрузі, що відповідає щілині ніобію, та пік опору при  $V = 0$ . Зі зменшення температури нижче критичної температури ніобію спостерігалось зростання піку опору при нульовому зміщенні та тунельний магнітоопір 10% при магнітному полі  $H = 0,5$  кЕ, що можна пояснити впливом спин-поляризованого струму на резистивні характеристики мезаструктури. Магнітні характеристики манганітного прошарку в мезаструктурах було досліджено методами ФМР спектроскопії на гетероструктурах  $Au/LaMnO_3/YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .

PACS: 74.72.-h Купратные сверхпроводники;  
74.78.Fk Мультислои, сверхрешетки, гетероструктуры;  
75.47.Lx Магнитные окислы;  
85.75.-d Магнитоэлектроника, спинтроника, устройства, использующие спин-поляризованный транспорт.

Ключевые слова: сверхпроводниковые гетероструктуры, туннелирование, спин-поляризованный ток, магнитосопротивление, СВЧ колебания.

## 1. Введение

В последнее время сверхпроводящие структуры со спин-поляризованным током привлекают повышенный интерес с точки зрения перспектив их использования в спинтронике и в новых элементах СВЧ электроники. Взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма изучалось в гибридных структурах, состоящих из сверх-

проводников (S) и ферромагнитных материалов (F), туннельных переходов с барьером из ферромагнитного изолятора (FI) [1,2]. Туннельный ток через ферромагнитный барьер становится спин-поляризованным из-за расщепления энергетической зоны на уровни со спином вверх и спином вниз [3,4]. Возникающая при этом прецессия намагниченности, возбуждаемая спин-поляри-

зованным током, была теоретически рассмотрена в работах [5–7]. Об экспериментальном наблюдении возбуждения прецессии намагниченности электрическим током  $I$  с достаточно высокой плотностью  $j_c > 10^6$  А/см<sup>2</sup> сообщалось для случая многослойных структур из ферромагнетиков и металлов [8–10], а также для туннельной структуры [11]. Однако высокочастотная динамика спин-поляризованного тока в сверхпроводящих структурах с FI барьерной прослойкой пока остается менее изученной. В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты по наблюдению в S/FI/S' мезоструктуре СВЧ колебаний, возбуждаемых при пропускании электрического тока с низкой плотностью  $j_c < 10^3$  А/см<sup>2</sup> и воздействии внешним слабым магнитным полем  $H < 10$  Э.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Исследованы гибридные мезоструктуры, у которых нижний электрод был образован из эпитаксиальных пленок сверхпроводящего купрата  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBCO) и манганита  $LaMnO_3$  (LMO) — материалов, имеющих хорошую химическую и кристаллическую совместимость [12]. В качестве верхнего сверхпроводящего электрода использовался бислой, состоящий из Nb и тонкой пленки Au, обеспечивающей хороший контакт с манганитом. Сверхпроводящая пленка YBCO изготавливалась методом лазерной абляции при температуре 700–800 °С на подложке (110)  $NdGaO_3$  (NGO). Тонкая пленка из манганита LMO толщиной  $d_M = 5$ –20 нм эпитаксиально выращивалась в той же вакуумной камере (*in situ*) при высокой температуре и после охлаждения до комнатной температуры покрывалась слоем Au толщиной 20–30 нм. Критическая температура пленки YBCO составляла  $T_c = 88$ –89 К. Последующий слой Nb наносился методом магнетронного распыления. Пленку Au использовали для уменьшения диффузии кислорода из манганита в Nb. Эффект близости между пленками Nb и Au обеспечивал сверхпроводящую критическую температуру бислоя  $T_{c'} = 8,5$ –9 К, близкую к критической температуре Nb (9,2 К). Мезоструктуры с размерами в плане от 10×10 мкм до 50×50 мкм формировались с помощью фотолитографии, а также плазмохимического и ионно-лучевого травлений. Манганит LMO стехиометрического состава при низких температурах обладает свойствами изолятора и антиферромагнетика [13,14], однако небольшое изменение содержания кислорода приводит к возникновению ферромагнетизма с температурой Кюри 140–150 К. О ферромагнетизме в пленках LMO сообщалось в работе [14] и было подтверждено измерениями ферромагнитного резонанса [15].

СВЧ сигнал, возникающий в мезоструктуре, усиливался охлаждаемым усилителем с рабочей полосой 1–2 ГГц, шумовой температурой  $T_{nl} = (8 \pm 2)$  К и коэффициентом усиления мощности  $K_1 = 20$  дБ при  $T = 4,2$  К. Далее СВЧ сигнал усиливался «теплым»

усилителем и подавался либо на анализатор спектра, либо на вход квадратичного детектора. Измерения проводили в условиях экранировки по магнитному полю и внешних электромагнитных полей [16]. Магнитные свойства манганитной пленки LMO и гетероструктуры Au/LMO/YBCO определяли из спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) [15] при задании внешнего магнитного поля в плоскости пленки. Из этих данных были получены значение температуры Кюри  $T_C \approx 150$  К и величина намагниченности пленки LMO  $2\mu_B/\text{Mn}$  при  $T < 100$  К. Для получения значений полей анизотропии проводили измерения угловых зависимостей спектров ФМР для Au/LMO/YBCO гетероструктур. Дифференциальное сопротивление  $R_d = dV/dI$  измеряли с помощью синхронного детектора и встроенного генератора модулирующего сигнала, задаваемого через цепь подачи постоянного тока. При этом внешнее магнитное поле задавалось параллельно плоскости подложки.

## 3. Температурные зависимости проводимости и магнитосопротивление

Температурная зависимость сопротивления  $R(T)$  мезоструктуры представлена на рис. 1. При высоких температурах ( $T > 150$  К)  $R(T)$  в основном определяется температурной зависимостью сопротивления YBCO электрода. Падение сопротивления  $R$  вблизи  $T_c$  вызвано переходом YBCO пленки в сверхпроводящее состояние, а вблизи  $T_{c'}$  — переходом электрода Nb/Au. Видно, что в мезоструктуре отсутствует область нулевого значения сопротивления (сверхпроводящий ток), в то время как для  $d_M = 0$  наблюдается заметный критический ток [17]. На рис. 1 показана температурная зависимость поля ферромагнитного резонанса  $H_0$  гете-

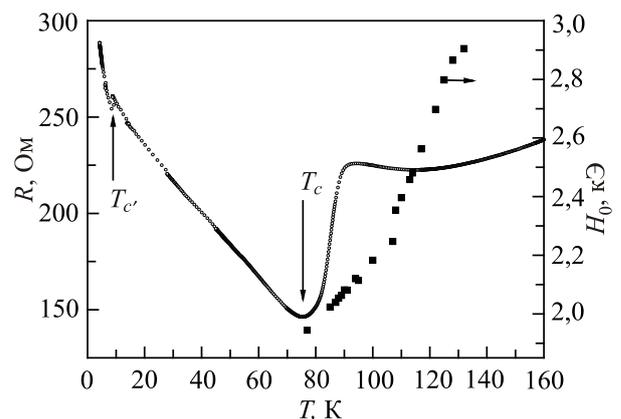


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления мезоструктуры площадью  $A = 400$  мкм<sup>2</sup> и толщиной LMO прослойки  $d_M = 17$  нм. Критическая температура сверхпроводящего перехода YBCO  $T_c = 78$  К, бислоя Nb/Au  $T_{c'} = 8,7$  К. Квадраты — температурная зависимость поля ферромагнитного резонанса гетероструктуры Au/LMO/YBCO с толщиной прослойки  $d_M = 16$  нм.

роструктуры Au/LMO/YBCO с толщиной прослойки  $d_M = 16$  нм. Уменьшение  $H_0$  с температурой свидетельствует о переходе в ферромагнитное состояние прослойки LMO. Зависимость  $H_0$  от угла магнитного поля указывает на наличие магнитной анизотропии в прослойке (см. рис. 2). Для гетероструктуры Au/LMO/YBCO при  $T = 115$  К величина намагниченности  $M_0 = 1,75 \mu_B/\text{Mn}$ , а поле одноосной магнитной анизотропии равно  $375 \text{ Э}$ . При наличии ферромагнетизма в прослойке высота барьера отличается для электронов со спином вверх и вниз на величину энергии обменного взаимодействия  $E_{\text{ex}}$  и, соответственно, высота барьера  $\Phi_0$  расщепляется на уровни  $\Phi_{\uparrow, \downarrow} = \Phi_0 \pm E_{\text{ex}}/2$ . Из-за экспоненциальной зависимости туннельного тока от высоты барьера [18,19] наблюдается сильное отличие токов с разным направлением спинов [20].

На рис. 3 представлены температурные зависимости дифференциальной проводимости  $G=1/R_d$  мезаструктуры при  $T < T_c$ . Видна асимметрия  $G(V)$  для положительных и отрицательных  $V$ , которая не объясняется трапецеидальной формой туннельного барьера и разницей значений работ выхода YBCO и Au. После перехода в ферромагнитное состояние прослойки LMO при  $T < 140$  К в мезаструктуре возникает спин-поляризованный ток [3]. Для оценки поляризации мезаструктур нами был применен подход [21], развитый для структур с непосредственной проводимостью и прозрачными границами, при этом поляризация оценивалась как  $p_c = -R_2/R_0$ , где  $R_2 = R_d(V = 2 \text{ мВ})$ ,  $R_0 = R_d(V = 0)$ . На рис. 4 приведена температурная зависимость  $p_c(T)$ , при этом использовались результаты измерений  $R_d(V)$ , проведенные в отдельном измерительном цикле при температурах 0,3–6 К (см. вставку к рис. 4).

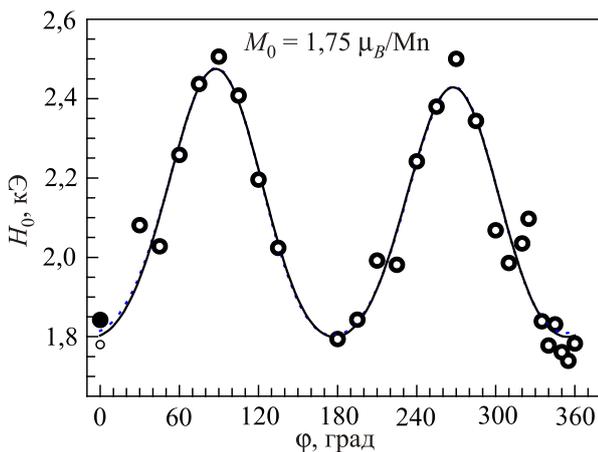


Рис. 2. Зависимость ФМР резонансного поля гетероструктуры Au/LMO/YBCO от угла вращения вокруг нормали при  $T = 115$  К. Сплошная линия получена при следующих параметрах магнитной анизотропии: намагниченность  $M_0 = 1,75 \mu_B/\text{Mn}$  и поле одноосной магнитной анизотропии равно  $H_S = 375 \text{ Э}$ , поле кубической анизотропии равно  $H_C = 45 \text{ Э}$ .

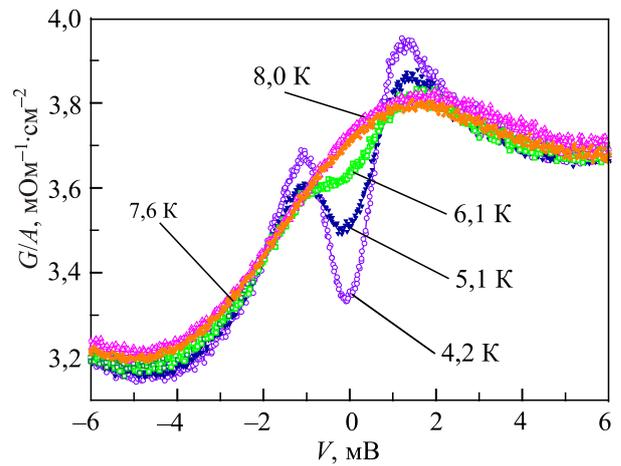


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Зависимости характерной проводимости  $G/A$  от напряжения  $V$  при пяти значениях температуры ниже  $T_c$  Nb/Au.

На рис. 5 представлены зависимости дифференциальной проводимости  $G = 1/R_d$  мезаструктуры от магнитного поля. Наблюдается изменение  $G(V)$  под влиянием магнитного поля в интервале напряжений до щели ниобия, которое трудно связать с зеемановским расщеплением плотности состояний электродов, поскольку напряженность магнитного поля  $H$  существенно меньше поля зеемановского расщепления. На рисунке видно, что магнитное поле влияет на компоненту туннельной проводимости, обусловленную спиновой поляризацией [20,22]. При увеличении напряжения постоянного смещения выше 3 мВ (выше щели ниобия) проводимость мезаструктуры уже не зависела от величины магнитного поля, а величина магнитосопротивления составляет несколько десятков процентов, что типично для структур с

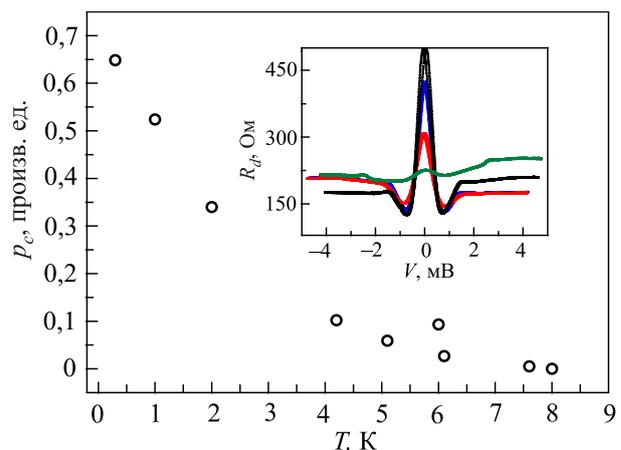


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость коэффициента поляризации  $p_c$ , рассчитанная с использованием данных, приведенных на вставке. Вставка показывает зависимости  $R_d(V)$ , снятые отдельно при температурах  $T$ , К: 0,3, 1, 2 и 6 (расположены сверху вниз).

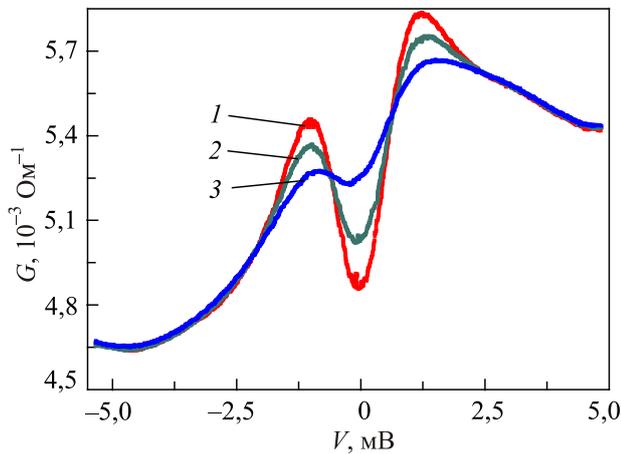


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Семейство зависимостей дифференциальной проводимости  $G$  от напряжения мезоструктуры с  $d_M = 5,6$  нм и площадью  $A = 140$  мкм<sup>2</sup> при  $T = 4,2$  К при значениях внешнего магнитного поля, направленного параллельно плоскости подложки  $H$ , Э: 0 (1), 263 (2), 526 (3).

манганитами [12]. Отметим, магнитосопротивление обнаруживалось только при температурах ниже критической температуры ниобия.

#### 4. СВЧ генерация

При пропускании через мезоструктуру постоянного тока  $I$  на выходе квадратичного детектора возникал сигнал, пропорциональный мощности  $P$  собственных шумов мезоструктуры, регистрируемых в полосе частот работы усилителя  $\Delta f = 1$  ГГц. С увеличением тока  $I$

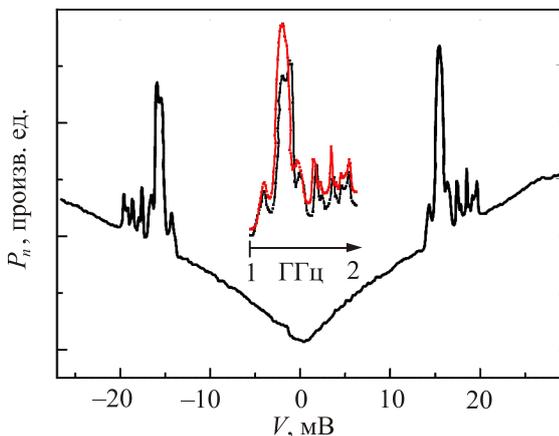


Рис. 6. (Онлайн в цвете) Зависимость сигнала квадратичного детектора  $P_n$ , пропорционального мощности СВЧ излучения, от напряжения смещения  $V$ .  $T = 4,2$  К, магнитное поле  $H = 0,54$  Э. Параметры мезоструктуры: сопротивление  $R = 60$  Ом,  $A = 1000$  мкм<sup>2</sup>,  $d_M = 5,6$  нм. Вставка: огибающая амплитуды генерации справа совмещена с повернутой на 180° огибающей слева, стрелкой показано изменение центральной частоты генерации с увеличением напряжения смещения.

мощность шумов  $P$  росла из-за увеличения вклада дробового шума, присущего туннельным структурам. При подаче магнитного поля на мезоструктуру возникали собственные СВЧ колебания. На рис. 6 приведен пример зависимости мощности излучения от напряжения  $P(V)$ , полученный при фиксированном значении внешнего магнитного поля при  $T = 4,2$  К. При повышении температуры выше критической  $T_c$  бислоя Nb/Au СВЧ генерация исчезала. Плавный рост  $P$  с увеличением  $V$  вызван ростом дробового шума мезоструктуры, помимо которого наблюдаются симметрично расположенные относительно  $V = 0$  выбросы  $P(V)$ , заметно превышающие уровень шума. Симметрия формы генерации  $P(V)$  показана на вставке к рис. 6. На анализаторе спектра появление сигнала узкополосной генерации проявлялось в виде острого пика с мощностью долей пВт и шириной линии порядка 50 МГц. Центральная частота пика генерации изменялась с помощью напряжения смещения  $V$  во всей экспериментальной полосе частот усилителя 1–2 ГГц, что видно на вставке к рис. 6, демонстрирующей увеличение центральной частоты генерации  $f$  с увеличением напряжения смещения на постоянном токе. Следует заметить, что в структурах, обсуждавшихся в [8,9], наоборот, частота генерации уменьшалась с увеличением тока  $I$ . На рис. 6 также видно, что интервал напряжений смещения  $\Delta V$ , при которых наблюдалась СВЧ генерация, составлял в среднем  $\Delta V \sim 8$  мВ. Оценка коэффициента перестройки частоты с изменением тока  $\Delta f/\Delta I$  дает величину  $7,5 \cdot 10^{12}$  Гц/А, где  $\Delta I = \Delta V/R_d$ , а величина  $R_d$  составляла 60 Ом и слабо зависела от  $V$ . Заметим, отношение частоты генерации  $f$  и соответствующее напряжение смещения  $V$  на три порядка отличается от соотношения  $hf/2eV \cong 483,6$  ГГц/мВ ( $h$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона) для джозефсоновской генерации, которая наблюдается в контактах двух сверхпроводников. Учитывая отсутствие сверхпроводящего тока и наблюдаемую в эксперименте связь частоты генерации и напряжения смещения на структуре, связать такую СВЧ генерацию с нестационарным эффектом Джозефсона нельзя.

Зависимость амплитуды мощности генерации  $P_n$  от магнитного поля  $H$  (при фиксированном  $V$ ) имела осцилляционную форму со средним значением периода осцилляции порядка 0,5 Э. На рис. 7 показаны зависимости  $P_n$  от магнитного поля, снятые при напряжении смещения, фиксированного при  $V = 9$  мВ. Видно, что зависимости  $P_n(H)$  демонстрируют колебательную форму. Заметим, что при данном значении  $V = 9$  мВ мощность  $P$  была меньше для всех значениях  $H$ , чем в случае, показанном на рис. 6, где применялись более высокие значения напряжения смещения. Несмотря на то, что зависимость амплитуды генерации от магнитного поля изрезана и имеет нерегулярную форму, значения максимумов, соответствующих обоим полярно-

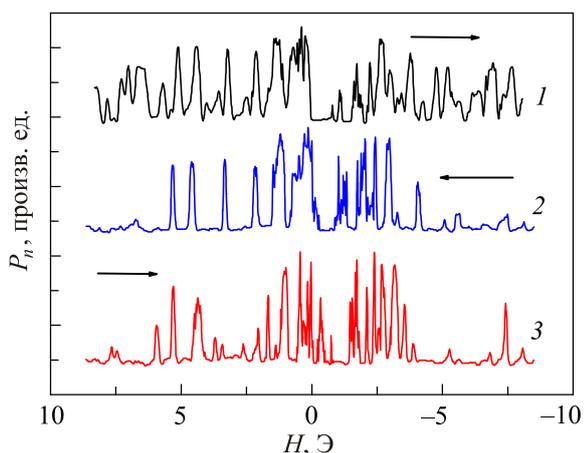


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Зависимость мощности СВЧ генерации от магнитного поля при фиксированном напряжении смещения  $V = 9$  мВ. Стрелки показывают направление изменения магнитного поля: до подачи внешнего СВЧ сигнала (1), подан внешний СВЧ сигнал мощностью 0,5 мВт на частоте 70 ГГц (2), внешний СВЧ сигнал отключен (3).

стям напряжения смещения, хорошо совпадали. При воздействии на мезаструктуру внешним монохроматическим сигналом мощностью порядка 0,5 мВт на частоте 70 ГГц собственные осцилляции не подавлялись (см. спектр 2 на рис. 7).

Возникновение микроволновой генерации можно объяснить тривиальным механизмом когерентного движения магнитных вихрей. Однако устойчивость регулярного движения вихрей в сверхпроводящих структурах трудно достигается даже в условиях хорошей магнитной экранировки и легко нарушается внешним микроволновым воздействием [23]. Следовательно, ни эффект Джозефсона, ни механизм когерентного движения магнитных вихрей не объясняют природу наблюдаемой микроволновой генерации. Недавно было теоретически показано [24], что управляемое вращение спиновых вихрей (скирмионов [25]) под действием постоянного спин-поляризованного тока может возбуждать стабильную узкополосную микроволновую генерацию и, что важно, без необходимого условия превышения порогового значения электрического тока. Другим совпадением наших экспериментальных результатов и модели [24] является увеличение частоты генерации с увеличением тока смещения через мезаструктуру. Скирмионы могут возникнуть в очень ограниченном классе магнитных материалов, причем ЛМО, согласно известной литературе, к таким материалам не относится. В то же время, спин-орбитальное взаимодействие, которое относительно слабо в манганите ЛМО [26] и которое необходимо для образования спиновых вихрей, может быть усилено за счет ян-теллеровского искажения из-за влияния нижней пленки YBCO, выращенной на подложке NGO [27], а также

следует учесть наличие промежуточного слоя золота на верхнем электроде, спин-орбитальное взаимодействие в котором проанализировано в работе [28].

Таким образом, при изменении внешнего слабого магнитного поля  $|H| < 10$  Э и тока смещения через мезаструктуру YBCO/LMO/Au/Nb, обладающую свойствами спинового фильтра, обнаружена СВЧ генерация с шириной линии порядка 50 МГц. При этом частота генерации перестраивается током смещения с соотношением порядка  $10^{13}$  Гц/А, а ее амплитуда управляется слабым магнитным полем  $H \sim 0,5$  Э.

1. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
2. S. Kawabata, Y. Tanaka, A. A. Golubov, A.S. Vasenko, and Y. Asano, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3467 (2012).
3. R. Meservey and P.M. Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994).
4. T.S. Santos, J.S. Moodera, K.V. Raman, E. Negusse, J. Holroyd, J. Dvorak, M. Liberati, Y.U. Idzerda, and E. Arenholz, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 147201 (2008).
5. E. Zhao, T. Löfwander, and J.A. Sauls, *Phys. Rev. B* **70**, 134510 (2004).
6. J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
7. A. Manchon and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **79**, 094422 (2009).
8. S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.J. Schoelkopf, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, *Nature (London)* **425**, 380 (2003).
9. W.H. Rippard, M.R. Pufall, S. Kaka, S.E. Russek, and T.J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004).
10. V.S. Pribiag, I.N. Krivorotov, G.D. Fuchs, P.M. Braganca, O. Ozatay, J.C. Sankey, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Nature Phys.* **3**, 498 (2007).
11. Luqiao Liu, Chi-Feng Pai, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 186602 (2012).
12. A.M. Petrzhik, G.A. Ovsyannikov, A.V. Shadrin, K.I. Konstantinyan, A.V. Zaitsev, V.V. Demidov, and Yu.V. Kislinskii, *JETP* **112**, 1042 (2011).
13. M.B. Salamon and M. Jaime, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
14. X. Renshaw Wang, C.J. Li, W.M. Lü, T.R. Paudel, D.P. Leusink, M. Hoek, N. Poccia, A. Vailionis, T. Venkatesan, J.M.D. Coey, E.Y. Tsymlal, Ariando, and H. Hilgenkamp, *Science* **349**, 717 (2015).
15. G.A. Ovsyannikov, Yu.V. Kislinskii, K.Y. Constantinian, A.V. Shadrin, V.V. Demidov, and A.M. Petrzhik, *JETP* **124**, 628 (2017).
16. K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, Yu.V. Kislinskii, A.M. Petrzhik, and A.V. Shadrin, *Tech. Phys. Lett.* **43**, 920 (2017).
17. P. Komissinskiy, G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, Y.V. Kislinski, I.V. Borisenko, I.I. Soloviev, V.K. Kornev, E. Goldobin, and D. Winkler, *Phys. Rev B* **78**, 024501 (2008).
18. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 1793 (1963).

19. W.F. Brinkman, R.C. Dynes, and J.M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
20. X. Hao, J.S. Moodera, and R. Meservey, *Phys. Rev. B* **42**, 8235 (1990).
21. R.J. Soulen, Jr., J.M. Byers, M.S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S.F. Cheng, P.R. Broussard, C.T. Tanaka, J. Nowak, J.S. Moodera, A. Barry, and J.M.D. Coey, *Science* **282**, 85 (1998).
22. J.S. Moodera, T.S. Santos, and T. Nagahama, *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 165202 (2007).
23. K.I. Konstantinyan, G.A. Ovsyannikov, L.E. Amatuni, and Z.G. Ivanov, *JETP* **72**, 376 (1991).
24. F. Garcia-Sanchez, J. Sampaio, N. Reyren, V. Cros, and J.-V. Kim, *New J. Phys.* **18**, 075011 (2016).
25. A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, *Nature Nanotechnol.* **8**, 152 (2013).
26. M. Snamina and A.M. Oleś, *Phys. Rev. B* **94**, 214426 (2016).
27. I.V. Borisenko, M.A. Karpov, and G.A. Ovsyannikov, *Tech. Phys. Lett.* **39**, 1027 (2013).
28. A. Dal Corso and A.M. Conte, *Phys. Rev. B* **75**, 115106 (2005).

## Microwave oscillations in a superconducting tunnel mesa structure under conditions of spin filtration

K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, Yu.V. Kisilinsky, A.M. Petrzhih, A.V. Shadrin, and V.V. Demidov

The process of microwave oscillations in thin-film tunnel type mesa structures consisting of a cuprate superconducting  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  epitaxial film, a barrier layer of manganite  $\text{LaMnO}_3$  and an upper superconducting Au/Nb bilayer has been experimentally studied. The frequency of the detected microwave oscillations is tuned by the bias voltage and the external magnetic field, and the oscillations linewidth is 50 MHz. At the mesa structures, conductivity peaks were observed at voltages corresponding to the niobium energy gap and the resistance peak at  $V = 0$ . With decreasing temperature below the critical temperature of niobium, an increase in the resistive peak at zero bias and a tunneling 10% magnetoresistance at a magnetic field  $H = 0.5$  kOe were observed due to the influence of a spin-polarized current on characteristics of the mesa structure. The magnetic characteristics of the manganite interlayer in mesa structures were investigated by FMR spectroscopy on structures fabricated without the superconducting niobium film.

PACS: 74.72.-h Cuprate superconductors;  
 74.78.Fk Multilayers, superlattices, heterostructures;  
 75.47.Lx Magnetic oxides;  
 85.75.-d Magnetoelectronics; spintronics: devices exploiting spin polarized transport or integrated magnetic fields.

Keywords: superconducting heterostructures, tunneling, spin-polarized current, magnetoresistance, microwave oscillations.