

05

## **Нелинейное влияние электрического поля на фазовые переходы в ферромагнитных полупроводниках на примере манганитов лантана**

© А.А. Повзнер, А.Г. Волков

Уральский федеральный университет, Екатеринбург  
E-mail: a.a.povzner@urfu.ru, agvolkov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 20 ноября 2015 г.

Для ферромагнитных полупроводников с колоссальным магнетосопротивлением вблизи температуры Кюри исследуются неравновесные процессы „саморазогрева“, возникающие при протекании электрического тока. Решение уравнения теплового баланса осуществляется с учетом возникающих при рассеянии на магнитных неоднородностях локализованных состояний с порогом протекания, пропорциональным амплитуде спиновых флуктуаций. Получено, что в стационарном режиме возникают N-образные вольт-амперные характеристики и гистерезисные зависимости намагниченности от электрического напряжения, обусловленные возникновением „горячей“ (по внутренней температуре) полупроводниковой парамагнитной фазы. Отмечается возможность подавления эффекта колоссального магнетосопротивления с увеличением напряжения. Показывается, что с уменьшением поперечных размеров образца возникают автоколебания тока и намагниченности.

Ферромагнитные полупроводники, характеризуются наличием аномальной взаимосвязи магнитной и электронной подсистем [1–4]. Примером проявления данной взаимосвязи является магниторезистивный и магниторефрактивный эффекты, возникающие при магнитных и электронных переходах в манганитах лантана в сравнительно слабых магнитных полях [2,4]. При этом в случае манганитов лантана температуры электронного и магнитного переходов практически совпадают, что и ведет к колоссальному магнетосопротивлению (КМС).

При протекании электрического тока по полупроводниковым образцам (в частности, по достаточно тонким пленкам) возникает эффект „саморазогрева“ обусловленный дополнительным уменьшением

электросопротивления вследствие увеличения температуры, что в свою очередь усиливает тепловыделение [5]. При этом в области перехода полупроводник–металл возможна обратная связь между током и концентрацией носителей, которая приводит к формированию нелинейных S-образных вольт-амперных характеристик, автоколебаниям тока и напряжения и к неравновесным фазовым переходам (формирование „горячей“ фазы) [5]. Однако для ферромагнитных полупроводников с КМС нелинейные и неравновесные эффекты, к которым может привести действие электрического поля, не рассматривались.

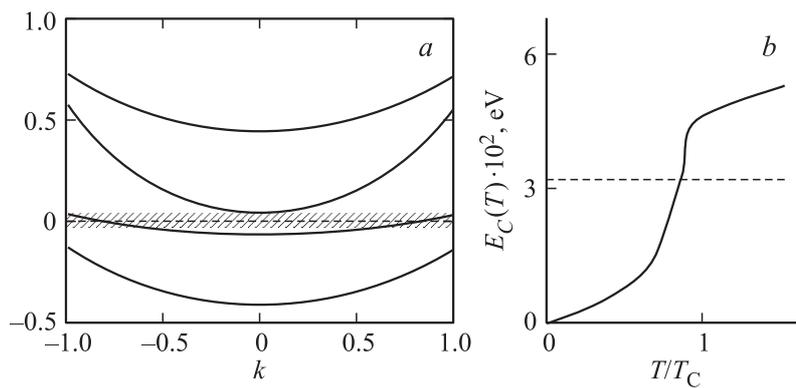
Задача данной работы — исследование неравновесных процессов в электронной и магнитной подсистемах ферромагнитных полупроводников при магнитообусловленном электронном превращении. Согласно уравнению теплового баланса внутренняя температура образца ( $T$ ) является функцией тока и напряжения. Ограничимся исследованием образцов формы прямоугольного параллелепипеда, сторона которого вдоль электрического поля имеет длину  $L$ , а поперечные размеры задаются толщиной ( $h$ ) и шириной ( $H$ )

$$\rho CL^2 \frac{dT(U)}{dt} = \sigma(T_0, U)U^2 - 2\lambda \left( \frac{L^2}{h^2} + \frac{L^2}{H^2} \right) (T(U) - T_0). \quad (1)$$

Здесь в предположении малости поперечных размеров пленки градиент температуры внутри пленки аппроксимируется выражением  $\text{grad}(T) = (T(U) - T_0)h^{-1}; (T(U) - T_0)H^{-1}; 0)$ ,  $U$  — напряжение,  $\lambda$  — теплопроводность,  $\rho$  — плотность и  $C$  — удельная теплоемкость образца,  $T_0$  — температура на поверхности образца. Плотность тока  $j = \sigma(T_0, U)U/L$  определяется проводимостью ( $\sigma(T_0, U)$ ), которая зависит от внутренней температуры, а следовательно (согласно (1)), от приложенного напряжения и температуры поверхности образца. В стационарном случае, когда  $dT/dt = 0$ , внутренняя температура

$$T(U) = T_0 + 2^{-1}\lambda^{-1}L^{-1}(h^2 + H^2)^{-1}(Hh)^2 jU.$$

Дальнейший анализ требует конкретизации электронной структуры ферромагнитного полупроводника. В случае манганитов лантана существующие теории КМС основаны на предположении об аномальном изменении вклада в электросопротивление от рассеяния электронов на спиновых неоднородностях [2,4]. Считается, что в ферромагнитной области температур в окрестности точки Кюри рассеяние на магнитных



**Рис. 1.** Электронная структура  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  в гибридационной модели. *a* — электронный спектр вблизи точки Кюри. Заштрихованная область энергий отвечает локализованным (по Андерсену) электронным состояниям. Начало отсчета энергии совпадает с положением химического потенциала  $k$  — электронный квазиимпульс в единицах вектора Бриллюэна. *b* — результаты расчета зависимости порога протекания от температуры. Горизонтальная пунктирная линия соответствует энергетическому расстоянию от уровня Ферми до нижнего края энергетической щели.

неоднородностях ведет к андерсоновской локализации электронов проводимости, которую характеризует порог протекания [2,4]. В работе [7] было показано, что при ковалентном характере химических связей атомов металла с атомами кислорода энергетический спектр носителей тока формируется в результате гибридизации сильно коррелированных  $d$ -электронов и почти свободных  $p$ -электронов и характеризуется наличием гибридационной щели (рис. 1, *a*), вблизи краев которой и возникают локализованные состояния  $d$ -подобных с порогом протекания

$$E_c = Q^2 \langle m^2 \rangle / \Delta. \quad (2)$$

Увеличение значения  $E_c$  с ростом температуры (рис. 1, *b*) ведет к электронному переходу полупроводник–металл, стимулированному магнитным фазовым переходом. Здесь  $Q$  — константа хаббардовского взаимодействия,  $\Delta$  — ширина частично заполненных гибридационных

подзон (рис. 1, *a*), амплитуда флуктуаций спиновой плотности

$$\langle m^2 \rangle = (3/2)\chi(T_0, U)T(U), \quad (3)$$

где  $\chi(T_0, U)$  — магнитная восприимчивость как функция напряжения и внешней температуры.

В соответствии с полученным из флуктуационно-диссипативной теоремы выражением (3) особенностью андерсоновской локализации на спиновых флуктуациях является зависимость порога протекания (2) не только от намагниченности ( $\mathbf{M}_0(T_0, U)$ ), но и от внутренней температуры (рис. 1, *b*), а следовательно, от плотности тока и напряжения (см. (1)). При этом можно показать, что величина плотности электрического тока записывается в виде

$$j = e \int_{\infty}^{E_C} v(\varepsilon) f(\varepsilon + Q\Delta n_d/2 - \alpha Qm - \mu - e(U/L)v(\varepsilon)\tau) g(\varepsilon) dk \quad (4)$$

и определяется свойствами и состоянием как электронной, так и магнитной подсистем через зависимости от внутренней температуры параметров, определяющих электронный спектр: изменения заполнения  $d$ -подобных состояний ( $\Delta n_d$ ), определяемого из условия электронейтральности, порога протекания и среднеквадратического магнитного момента ( $m = (\langle m^2 \rangle + \mathbf{M}_0^2)^{1/2}$ ). Здесь  $v(\varepsilon)$  — скорость электронов с энергией  $\varepsilon$ , найденная путем дифференцирования электронных спектров (рис. 1, *a*),  $\tau$  — среднее время свободного пробега электронов.

Из анализа системы уравнений (1)–(4), дополненной условием электронейтральности, следует, что уравнение (1) может иметь не единственное решение для  $T$  при фиксированном значении напряжения, лежащем в интервале от  $U_{off}$  до  $U_{on}$ , и при значении внешней температуры ниже температуры ( $T_{min}$ ) минимума проводимости. Одно из этих решений лежит ниже точки Кюри ( $T < T_C$ ), что отвечает ферромагнитному металлическому состоянию электронной подсистемы — „холодная“ фаза. Другое, наибольшее по значению, соответствует парамагнитному полупроводниковому состоянию электронной подсистемы — „горячая“ фаза. Для оценки значений  $U_{on}$  и  $U_{off}$  температурную зависимость проводимости рассматриваемых ферромагнитных полупроводников будем описывать в модели Друде–Лоренца, где время

релаксации носителей тока обратно пропорционально температуре (см., например, [7,8]). Тогда имеем

$$U_{off} \propto \left( \frac{2\lambda(H^2 + h^2)}{n_{hole}} \right)^{1/2} \frac{L}{h} \frac{T_0}{E_g^{(0)1/2}},$$

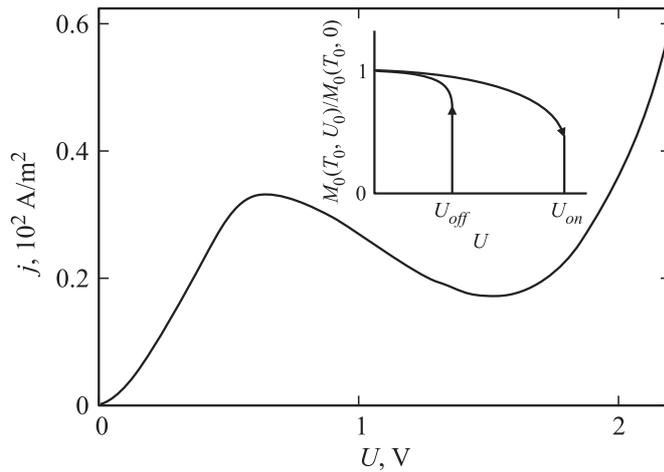
$$U_{on} \approx \frac{L}{Hh} \left( \frac{2\lambda(H^2 + h^2)}{\sigma(T_{min})} \right)^{1/2} (T_{min} - T_0)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $n_{hole}$  — число „дырок“ в частично заполненных гибридных подзонах в основном состоянии,  $E_g^{(0)}$  — ширина энергетической щели в гибридном электронном спектре при  $T = 0$  К.

На основе оценок напряжений „зажигания“  $U_{on}$  и „потухания“  $U_{off}$  показано, что пропускание электрического тока через пленку манганита лантана обуславливает ее переход из „холодной“ ферромагнитной металлической фазы в „горячую“, парамагнитную и полупроводниковую фазу. При этом независимо от размеров образца, значение напряжения перехода в „горячую“ фазу соответствует разогреву образца до температуры, близкой к значению температуры Кюри, при которой при дополнительном включении внешнего магнитного поля будет возникать эффект КМС. При уменьшении напряжения в „горячей“ фазе переход в „холодную“ фазу сопровождается скачкообразным понижением внутренней температуры до значений ниже температуры Кюри ( $T_C$ ), причем при напряжениях выше области бистабильности эффект КМС подавляется.

Такое нелинейное изменение внутренней температуры обуславливает гистерезис намагниченности образца по напряжению (вставка на рис. 2) и ведет к нелинейной вольт-амперной характеристике, которая в данном случае имеет  $N$ -образный вид (рис. 2). Отметим, что подобная нелинейная вольт-амперная характеристика наблюдалась в манганитах самария [9], причем согласно приведенным экспериментальным данным в этих условиях также возникают автоколебания тока при фиксированном напряжении.

В условиях температурной бистабильности образца ( $U_{off} < U < U_{on}$ ) из анализа решений уравнения (1) вытекает возможность реализации динамического режима, при котором „горячее“ и „холодное“ состояния образца сменяют друг друга во времени при неизменном



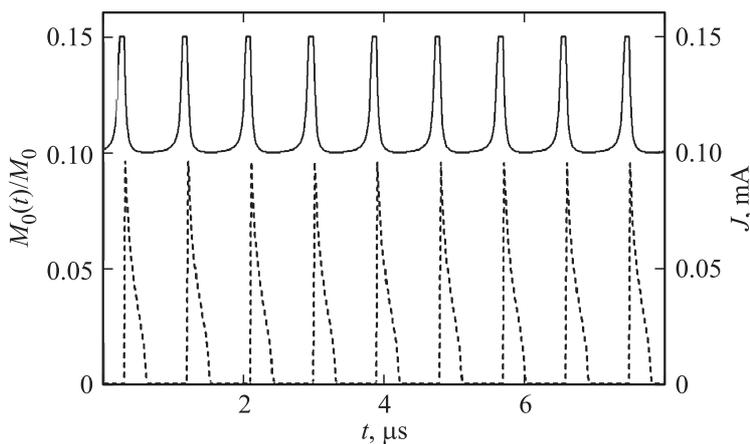
**Рис. 2.** Вольт-амперная характеристика пленки  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  квадратного сечения ( $h = H$ ) при  $L/h = 10^{-2}$ ,  $T_0 = 0.9T_C$ . На вставке: относительное изменение модуля намагниченности образца ( $M_0(T_0, U)/M_0(T_0, 0)$ ) как функция приложенного напряжения (схематично).

значении приложенного напряжения. Этот динамический режим отвечает автоколебаниям тока и намагниченности (рис. 3). Частота этих автоколебаний определяется выражением

$$\nu = (\sigma(T_{\max})/\sigma(T_0)) \frac{U_{\text{on}} L^2}{2U} \left( \frac{1}{H^2} + \frac{1}{h^2} \right) \text{ (kHz)} \quad (6)$$

и с уменьшением толщины образца возрастает. Оценки с использованием установленных ранее [7] для  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  значений параметров показывают, что при  $H = h$  с уменьшением отношения  $h/L$  от 0.1 до  $10^{-4}$  частота автоколебаний возрастает от значений  $\sim 10^3$  kHz до  $\sim 10^9$  kHz. При этом для  $h/L$  меньше  $10^{-4}$  в пленках стационарный режим невозможен, а реализуется только автоколебательный режим, описываемый развитой моделью.

Таким образом, тонкие пленки на основе ферромагнитных манганитов лантана являются генераторами автоколебаний не только температуры, но также тока и намагниченности. При этом в отличие



**Рис. 3.** Автоколебания тока (сплошная линия) и намагниченности (пунктир) для пленки  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  квадратного сечения ( $h = H$ ) длиной  $L = 1 \text{ mm}$  при  $L/h = 10^{-4}$ ,  $T_0 = 0.9T_C$ ,  $U = 1.8 \text{ V}$ .  $M_0$  — значение намагниченности в основном состоянии.

от генераторов автоколебаний на основе немагнитных полупроводников [9] внешняя емкость (или индуктивность) для их возникновения не требуется. Причиной накопления электрического заряда (внутренняя емкость) в рассматриваемом случае является андерсоновская локализация электронных состояний за счет изменения внутренней температуры во внешнем электрическом поле.

Возможность автоколебаний намагниченности (в отличие от  $\text{EuO}$ , где подобный эффект очень слаб [8]) обусловлена тем, что температуры магнитного и электронного переходов практически совпадают. Последнее связано с прямой зависимостью между порогом протекания и амплитудой магнитных флуктуаций (2). Генерация автоколебаний намагниченности и модулирование амплитуды спиновых флуктуаций создает возможность использования таких пленок для генерации спиновых токов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектной части государственного задания УрФУ, проект № 1236.

**Список литературы**

- [1] *Allub R., Alascio B.* // Solid State Comm. 1996. V. 99. P. 613–617.
- [2] *Bebenin N.G., Ustinov V.V.* // J. Phys.: Cond.Matt. 1998. V. 10. P. 6301–6309.
- [3] *Сухоруков Ю.П., Телегин А.В., Грановский А.Б.* и др. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. В. 3(9). С. 402–410.
- [4] *Бобенин Н.Г., Зайнуллина Р.И., Машкауцан В.В.* и др. // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. С. 1181–1189.
- [5] *Melkikh A.V., Povzner A.A., Andreeva A.G., Sachkov I.N.* // Tech. Phys. Lett. 2001. V. 27. N 3. P. 226–228.
- [6] *Melkikh A.V., Povzner A.A.* // Tech. Phys. 2002. V. 47. N 7. P. 932–933.
- [7] *Volkov A.G., Povzner A.A.* // Phys. Solid State. 2012. V. 54. N 12. P. 2351–2356.
- [8] *Povzner A.A., Volkov A.G.* // JMMM. 2015. V. 373. P. 169–172.
- [9] *Камилов И.К., Алиев К.М., Ибрагимов Х.О., Абакарова Н.С.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. В. 8. С. 957–959.
- [10] *Kaplan D., Glass L.* Understanding Nonlinear Dynamics. Springer, 1995. P. 240–244.