

Высокочастотное спин-зависящее туннелирование в нанокompозитах

© А.Б. Грановский, А.А. Козлов, Т.В. Багмут*, С.В. Недух*, С.И. Тарапов*, Ж.П. Клерк**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

* Институт радиофизики и электроники Национальной академии наук Украины,
61085 Харьков, Украина

** Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille, ME, Technopole de Chateau-Gombert,
13453 Marseille, France

E-mail: granov@magn.ru

(Поступила в Редакцию 20 июля 2004 г.)

В частотном диапазоне 30–50 GHz исследован коэффициент прохождения электромагнитных волн через пленки магнитных нанокompозитов ферромагнитный металл–диэлектрик $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$, $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$, $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$, $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$, обладающих туннельным магнитосопротивлением и магниторефрактивным эффектом. Для первых двух составов коэффициент прохождения сильно изменяется при приложении поля, причем имеется линейная корреляция с полевой зависимостью магнитосопротивления. Для двух других составов коэффициент передачи не зависит от магнитного поля. Полученные данные интерпретируются в рамках представлений о высокочастотном спин-зависящем туннелировании.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 03-02-16127), программы „Университеты России“ и частичной поддержке НТЦУ (грант № 1916).

Высокочастотные свойства металлических мультислоев, обладающих гигантским магнитосопротивлением, исследованы в достаточно широком диапазоне частот (см. работы [1–6] и ссылки в них). Намагничивание мультислоев приводит не только к значительному уменьшению сопротивления, но и к изменению диэлектрической проницаемости. Как следствие этого, импеданс и оптические свойства мультислоев зависят от магнитного поля. Для оптических частот этот эффект был назван магниторефрактивным [6], а для радио- или СВЧ-диапазона — высокочастотным магнитосопротивлением, или магнитоимпедансом [1–5]. Следует ожидать, что аналогичные эффекты должны иметь место и в системах со значительным магнитосопротивлением любого типа, включая системы с туннельным магнитосопротивлением (ТМС). К системам с ТМС относятся нанокompозиты ферромагнитный металл–диэлектрик с содержанием металла вблизи порога перколяции, магнитные трехслойные и многослойные системы с туннельными барьерами. Исследование высокочастотных свойств этих систем позволит выявить механизмы спин-зависящего туннелирования, определить частотную дисперсию проводимости, проверить недавно высказанные предположения о магнитоемкости [7], обосновать возможный частотный диапазон работоспособности элементов спинтроники на основе систем с ТМС (например, спиновых фильтров, магнитной памяти, магнитных сенсоров), а также найти новые возможные области их применения [6]. Недавно выполненные исследования магниторефрактивного эффекта (МРЭ) в нанокompозитах в ближней ИК-области спектра на отражение [6,8,9] подтвердили существование спин-зависящего туннелирования вплоть до оптических частот. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию особенностей прохождения электромагнитных волн миллиметрового диапазона

(30–50 GHz) через пленки магнитных нанокompозитов ферромагнитный металл–диэлектрик, обладающих ТМС.

В качестве объектов исследования выбраны пленки нанокompозитов различного состава с содержанием металла в непосредственной окрестности порога перколяции. Методики изготовления и структурной аттестации образцов даны в работах [8,9]. Состав, толщина пленок d , сопротивление ρ в остаточном состоянии ($H = 0$), параметр ТМС $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(H=0) - \rho(H)}{\rho(H=0)}$ и параметр МРЭ на отражение $\xi = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H=0) - R(H)}{R(H=0)}$, измеренные в поле $H = \pm 1.5$ kOe, а также относительные изменения значения коэффициента передачи $\frac{\Delta D}{D} = \frac{D(H=0) - D(H)}{D(H=0)}$ в том же поле $H = \pm 1.5$ kOe на частоте 44 GHz приведены в таблице. Поскольку коэффициент отражения R на оптических частотах и МРЭ сильно зависят от частоты света ν , в таблице для каждого состава указаны максимальные значения МРЭ при соответствующей частоте, взятые из работ [8–10]. Здесь также представлены значения ТМС в поле ± 10 kOe; для упрощения пренебрегается небольшим расхождением значений соответствующих параметров в нулевом внешнем поле и в состоянии с нулевой намагниченностью (имеющем место в поле, равном коэрцитивной силе). Все измерения были выполнены при комнатной температуре в поле, ориентированном в плоскости пленок.

Коэффициент передачи D электромагнитных волн нанокompозитов в диапазоне 30–50 GHz и его относительное изменение при намагничивании $\frac{\Delta D}{D}$, которое можно назвать параметром магнитоимпеданса на прохождение, измерялись по методике открытого резонатора, подробно описанной в работе [5]. Подчеркнем, что в отличие от коэффициента оптического отражения или прохождения коэффициент передачи описывает отношение амплитуд волн, а не их интенсивностей. Нами также исследовался

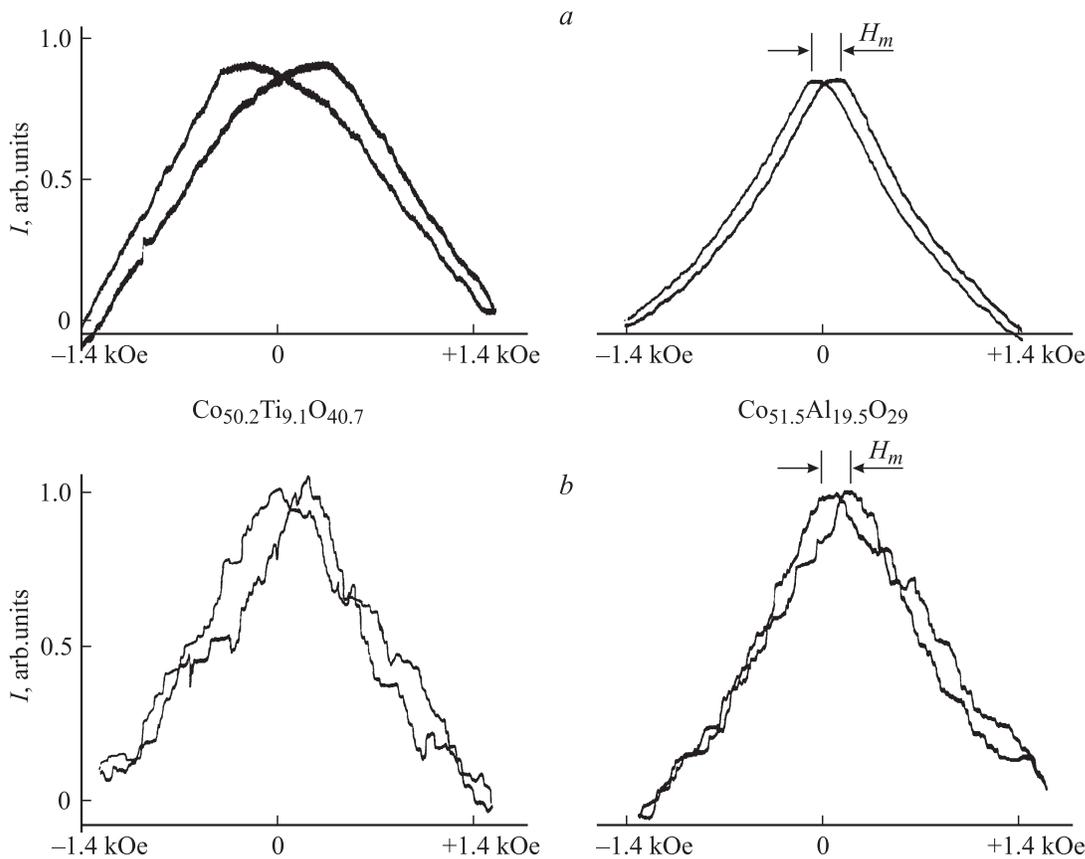
Параметры исследованных пленок

№ п/п	Состав образца, vol.%	d , μm	$\Delta\rho/\rho$, %		$\Delta D/D$, %	ρ , $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	$\xi = \Delta R/R$, % (ν , cm^{-1})
			$H = \pm 10 \text{ kOe}$	$H = \pm 1.5 \text{ kOe}$			
1	$\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$	1.91	9.2	5.08	2.28	$2.9 \cdot 10^5$	-0.9 (1100)
2	$\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$	2.02	5.8	2.42	1.6	$6.1 \cdot 10^6$	-0.7 (1030)
3	$\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$ СС	1.67	4.1	2.99	Не найден	$4.5 \cdot 10^8$	+0.7 (1300)
С4	$(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$	1	13	1.32	» »	$\sim 10^9$	-1.3 (1000)

ферромагнитный резонанс (ФМР) в указанных образцах в полях до 20 кОе, при этом для диапазона частот 30–50 GHz ФМР наблюдается в полях не менее 8 кОе, т. е. значительно более сильных, чем при измерениях $\frac{\Delta D}{D}$.

Из результатов измерения $\frac{\Delta D}{D}$ следует ряд выводов. Во-первых, для нанокомпозитов $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$ и $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$ имеют место значительные изменения коэффициента передачи при намагничивании, причем величина параметра магнитоимпеданса $\frac{\Delta D}{D}$ имеет порядок величины ТМС. Сравнение полевых зависимостей $\frac{\Delta D}{D}$ и ТМС (см. рисунок) однозначно свидетельствует о том, что найденный эффект является, как и следовало ожидать, частотным аналогом ТМС. Поскольку ФМР

в области частот 30–50 GHz и полей до 1.5 кОе для данных образцов не наблюдается, можно также утверждать, что обнаруженный эффект не связан с зависимостью магнитной проницаемости от магнитного поля. Во-вторых, для этих двух составов магнитоимпеданс $\frac{\Delta D}{D}$ слабо зависит от частоты (в отличие от МРЭ). Это согласуется с данными измерений магнитоимпеданса металлических мультислоев [4] и может служить подтверждением интерференционной природы сильной зависимости МРЭ от частоты света [8]. В-третьих, параметр магнитоимпеданса для этих образцов оказывается большим, чем МРЭ. И наконец, в-четвертых, для образцов составов $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$



Магнитоимпеданс при 44 GHz (a) и магнитосопротивление (b) для нанокompозитов $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$ и $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$. $2H_m$ — расстояние между максимумами магнитоимпеданса и магнитосопротивления.

и $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$, обладающих значительным МРЭ и ТМС, магнитоимпеданс не обнаружен, что на первый взгляд противоречит развитой концепции магнитоимпеданса как частотного аналога ТМС.

Покажем, что эти особенности магнитоимпеданса находят объяснение в рамках простой модели. При расчете импеданса учтем, что нанокompозиты вблизи порога перколяции ($x \approx x_c$) являются высокорезистивными системами с сопротивлением, на 7–10 порядков большим сопротивления обычных металлов, и что их сопротивление сильно (на несколько порядков) увеличивается при переходе от металлической проводимости ($x \geq x_c$) к режиму туннелирования и прыжкового переноса ($x \leq x_c$).

Как и в работе [4], пренебрежем отличием волнового сопротивления диэлектрической подложки от волнового сопротивления свободного пространства $Z = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2}$. Тогда коэффициент передачи трехслойной системы воздух–пленка–воздух имеет вид

$$D = \frac{2Z_2Z}{2Z_2Z \operatorname{ch} k_2d + (Z_2^2 + Z^2) \operatorname{sh} k_2d}, \quad (1)$$

где $Z_2 = \left(\frac{\tilde{\mu}}{\tilde{\epsilon}}\right)^{1/2}$ — импеданс нанокompозита, $k_2 = i\omega(\tilde{\epsilon}_2\tilde{\mu}_2)^{1/2}$ — волновое число. На СВЧ-частотах вдали от области ФМР можно считать, что магнитная проницаемость нанокompозита $\tilde{\mu}_2 = \mu_0$, а в выражении для комплексной диэлектрической проницаемости

$$\tilde{\epsilon}_2 = \epsilon_2 - i\frac{\sigma(\omega)}{\omega} \quad (2)$$

второй член для рассматриваемых высокорезистивных систем имеет величину порядка или меньше первого (см. таблицу). Тогда, рассматривая предельный случай, когда $\frac{\sigma(\omega)}{\omega\epsilon_2}$ является малым параметром, получаем из (1)

$$D = \exp\left[-i\frac{\omega}{c}d - \frac{\omega}{c}d\frac{\sigma(\omega)}{2\omega\epsilon_2}\right] \approx \exp\left[-i\frac{\omega}{c}d\right]\left(1 - \frac{\omega}{c}d\frac{\sigma(\omega)}{2\omega\epsilon_2}\right), \quad (3)$$

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{D(H) - D(H=0)}{D(H=0)} = \frac{1}{2} \frac{d}{c} \frac{1}{\epsilon_2 \rho} \frac{\Delta \rho}{\rho},$$

где мы пренебрегли возможной частотной зависимостью проводимости, считая, что $\sigma(\omega, H) = 1/\rho(H)$. Необходимо отметить, что сделанные приближения достаточно грубы для количественного описания, так как параметр $\sigma(\omega)/\omega\epsilon_2$ для первых двух составов (см. таблицу) не является малым. Нельзя исключать и частотную зависимость проводимости (см. обсуждение возможной частотной зависимости проводимости магнитных композитов в работе [6]). Тем не менее выражение (4) позволяет объяснить наблюдаемые закономерности. Как следует из (4), имеет место линейная корреляция между параметрами магнитоимпеданса $\frac{\Delta D}{D}$ и ТМС; кроме того,

магнитоимпеданс обратно пропорционален сопротивлению образцов ρ . Поскольку сопротивление двух последних образцов (см. таблицу), находящихся с диэлектрической стороны перколяционного перехода, примерно на четыре порядка больше, чем у первых двух, для них параметр $\Delta D/D$ пренебрежимо мал, несмотря на то что они обладают большими значениями МРЭ и ТМС. Выражение (4) также показывает, что параметр $\Delta D/D$ имеет тот же знак, что и ТМС, а его величина не превышает ТМС. Все эти выводы находятся в соответствии с результатами, приведенными в таблице и на рисунке. Вопрос о частотной зависимости проводимости и параметра магнитоимпеданса магнитных нанокompозитов в более широком диапазоне частот, а также задача количественного описания эксперимента будут рассмотрены отдельно.

Таким образом, можно заключить, что обнаруженный эффект гигантского магнитоимпеданса в нанокompозитах при 30–50 GHz является следствием высококачественного спин-зависящего туннелирования и наблюдается только для составов, находящихся с металлической стороны перколяционного перехода.

Авторы благодарят S. Ohnuma за предоставление образцов и проведение их структурных исследований.

Список литературы

- [1] J.J. Krebs, P. Lubitz, A. Chaiken, G.A. Prinz. *J. Appl. Phys.* **69**, 8, Pt II, 4795 (1991).
- [2] А.Б. Дровосек, Н.М. Крейнс, Д.И. Холин, В.Ф. Мещеряков, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов. *Письма в ЖЭТФ* **67**, 9, 690 (1998).
- [3] А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов. *ЖЭТФ* **117**, 5, 960 (2000).
- [4] В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, А.М. Бурханов, Е.А. Кузнецов. *ФММ* **96**, 3, 52 (2003). *ФТТ* **37**, 2, 561 (1995).
- [5] D.P. Belozorov, V.N. Derkach, S.N. Nedukh, A.G. Ravlik, S.T. Roschenko, I.G. Shipkova, S.I. Tarapov, F. Yidiz, B. Aktas. *J. Magn. Magn. Mater.* **263**, 3, 315 (2003).
- [6] A. Granovsky, M. Inoue. *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, *Suppl. 1*, E 1601 (2004).
- [7] S.T. Chui, Liangbin Hu. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2, 273 (2002).
- [8] А. Грановский, И. Быков, Е. Ганьшина, В. Гушин, М. Инуе, Ю. Калинин, А. Козлов, А. Юрасов. *ЖЭТФ* **123**, 6, 1256 (2003).
- [9] А. Грановский, В. Гушин, И. Быков, А. Козлов, Н. Кобаяши, С. Онума, Т. Масумото, М. Инуе. *ФТТ* **45**, 5, 867 (2003).
- [10] И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, А.Б. Грановский, В.С. Гушин, А.А. Козлов, Т. Масумото, С. Онума. *ФТТ* **47**, 2, 268 (2005).