Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 3, с. 176 – 179 © 2013 г. 10 февраля

Магнитные свойства и пиннинг вихрей в гибридных структурах $Pd_{99}Fe_{01}$–Nb

Л. С. Успенская[1], *А. Л. Рахманов*[+*], *Л. А. Доросинский*[×], *А. А. Чугунов*[°], *В. С. Столяров*, *О. В. Скрябина*, *С. В. Егоров*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

[+]*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

[×]*National Institute of Metrology (TUBITAK-UME), P.K. 54, 41470 Gebze-Kocaeli, Turkey*

[°]*Факультет фундаментальной физико-химической инженерии, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 января 2013 г.

Магнитооптическим методом изучены магнитные свойства гибридных тонкопленочных структур $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$–Nb. Показано, что при температуре ниже 14 К в образцах возникает ферромагнитное упорядочение с образованием слабо взаимодействующих ферромагнитных нанокластеров. Эффективная спиновая поляризация ионов Fe в кластерах составляет $\sim 4\mu_B$, что соответствует объемному сплаву Pd_3Fe. Близость ферромагнитного слоя не подавляет сверхпроводимости в ниобии, не изменяет критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние, но усиливает пиннинг и увеличивает критический ток примерно на 30%, что согласуется с представлениями о нанокластерной магнитной структуре ферромагнитной пленки.

DOI: 10.7868/S0370274X13030089

Гибридные структуры ферромагнетик–сверхпроводник обладают интересными физическими свойствами и могут быть полезны для потенциальных приложений в сверхпроводящей криоэлектронике. Важно, чтобы ферромагнитный слой, не подавляя сверхпроводимости, управлял ее свойствами, переключая, например, джозефсоновский контакт между низкорезистивным и высокорезистивным состояниями [1]. Сплав $Pd_{1-x}Fe_x$ с содержанием железа менее 4 ат. % является одним из кандидатов на использование в таких структурах [2]. Объемные сплавы $Pd_{1-x}A_x$, в которых ферромагнитный переход возникает уже при малом содержании $3d$-металла A = Fe, Co, Ni, исследуются весьма интенсивно. Ионы металла A в этих сплавах обладают гигантским магнитным моментом (до $12\mu_B$ [3, 4]. Температура Кюри T_C зависит от величины x и для объемного сплава $Pd_{1-x}Fe_x$ изменяется от 246 К при $x = 0.1$ до 20 К при $x = 0.004$. Однако свойства тонких пленок и наноструктур отличаются от свойств объемных материалов. С уменьшением размеров ферромагнетика изменяется кристаллографическая анизотропия, уменьшается спонтанная намагниченность, понижается T_C. Например, T_C для сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ меняется от 40 К для объемного образца до 0 в пленке толщиной 10 нм. Кроме того, магнитные свойства пленок зависят от напряжений вблизи подложки, шероховатостей поверхности и других факторов [2, 5–8].

В данной работе исследовались магнитные свойства гибридных структур $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$–Nb, изготовленных методом магнетронного распыления. Было установлено, что пленки $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ толщиной 40 нм в области температур ниже 14 К обладают свойствами, типичными для материалов с ферромагнитным упорядочением. Их удалось объяснить с привлечением представлений о спонтанном образовании ферромагнитных нанокластеров с магнитным моментом, приблизительно соответствующим объемному сплаву Pd_3Fe. Было показано, что близость наноструктурированной ферромагнитной пленки не подавляет сверхпроводимости слоя ниобия, но усиливает критический ток в нем.

Двухслойные пленки PdFe–Nb были нанесены в едином вакуумном цикле на кремниевую подложку методом магнетронного распыления в атмосфере аргона [6]. Толщины пленок составляли 40 и 100 нм соответственно. Затем методом взрывной литогра-

[1]e-mail: uspenska@issp.ac.ru

фии формировались структуры в виде полосок, средняя часть которых (составлявшая примерно треть пленки) была свободна от PdFe. Это давало возможность непосредственно сравнивать свойства ниобия, покрытого ферромагнетиком, и свободного от влияния ферромагнитного слоя. Эксперименты проводились в диапазоне температур 3–20 К. Прямое наблюдение процессов перемагничивания осуществлялось методом магнитооптической визуализации (МО) распределения магнитной индукции с помощью индикаторных пленок иттрий-железистого граната, помещаемых на поверхность исследуемого образца [9, 10]. Температурная зависимость намагниченности и петли гистерезиса измерялись СКВИД-магнетометром. Качество поверхности пленок контролировалось с помощью стандартного атомно-силового микроскопа.

Как показали МО-наблюдения, при намагничивании пленки в поле, приложенном в ее плоскости, контраст на краях образцов появляется при температуре $T < T_C = 14$ К. Появление МО-контраста означает концентрацию магнитной индукции B и, следовательно, переход пленки в магнитоупорядоченное состояние. Величина поля, при которой происходило перемагничивание образца, не превышала нескольких эрстед и не зависела от направления поля. После выключения поля остаточная намагниченность всегда была направлена вдоль прикладываемого поля. Никаких следов доменных границ при перемагничивании обнаружено не было. Контраст на краях образцов монотонно возрастал с приложением поля, как это наблюдается при намагничивании поликристаллических пленок со слабым взаимодействием между ферромагнитными зернами [11].

Измеренные на СКВИД-магнетометре температурные зависимости намагниченности $M(T)$ показаны на рис. 1. Они имеют характерный для ферромагнетиков вид. Намагниченность спадает с ростом температуры и обращается в нуль вблизи $T = 14$ К. Таким образом, величины температуры Кюри, определенные из МО-наблюдений и из измерения $M(T)$, совпадают. Величина намагниченности при $T \approx 3$ К достигает $4 \cdot 10^{-6}$ emu при измерении в поле 10 Э и несколько меньшей величины при измерении в поле 1.5 Э.

На рис. 2 показаны петли гистерезиса, измеренные на СКВИД-магнетометре при разных температурах. Они имеют вид, типичный для наноструктурированных ферромагнетиков со слабо взаимодействующими зернами [11, 12] (отсутствие доменов, небольшая коэрцитивность, небольшой участок “быстрого” перемагничивания, когда намагниченность меняет свое направление с изменением внешнего поля, и затянутая “вращательная” часть, где компонента вектора намагниченности плавно увеличивается вдоль приложенного поля). Намагниченность образцов не достигает насыщения даже в поле 400 Э. Коэрцитивность увеличивается при понижении температуры от долей эрстеда при $T \approx 13$ К до 3 Э при $T \approx 5$ К.

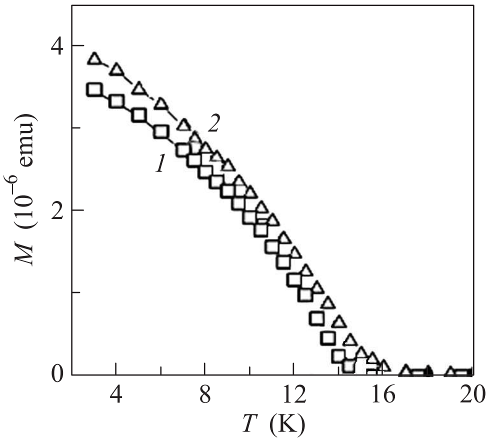

Рис. 1. Изменение намагниченности образцов с температурой. Кривая *1* снята в поле 1.5 Э, кривая *2* – в поле 10 Э. Поле приложено в плоскости пленки

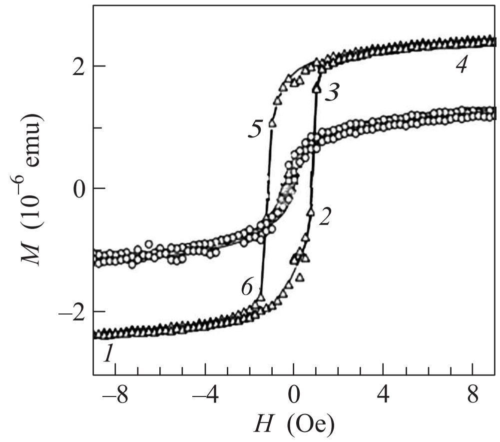

Рис. 2. Петли гистерезиса, снятые при температуре 10 К (треугольники) и 13 К (кружки). На петле, снятой при 10 К, отмечены участки, соответствующие быстрому перемагничиванию (*2–3* и *5–6*) и медленному вращению намагниченности (*1–2*, *3–4*, *4–5* и *6–1*)

Проникновение поперечного магнитного поля в образцы исследовалось МО-методом. Было установлено, что при $T < 9$ К наблюдается экранировка магнитного поля (рис. 3а). Следовательно, критическая температура сверхпроводящего перехода в ниобиевой пленке T_c^{Nb}, как обычно, равна 9 К. Таким образом, присутствие ферромагнетика не понижа-

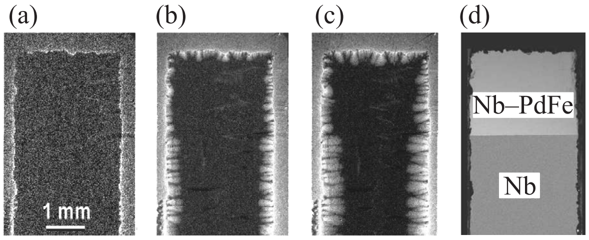

Рис. 3. Проникновение перпендикулярного магнитного потока в тонкую гибридную пленку PdFe–Nb при $T = 6$ K. Контуры образца хорошо видны на снимке (a) по концентрации магнитного поля $H = 3$ Э вблизи краев образца, находящегося в мейсснеровском состоянии. На снимках (b) и (c) показана картина проникновения поля величиной 8 и 12 Э соответственно. На снимке (d) показана поверхность образца

ет T_c^{Nb}. Более того, оказалось, что близость пленки $\mathrm{Pd_{0.99}Fe_{0.01}}$ способствует повышению критической плотности сверхпроводящего тока. На рис. 3 показаны МО-изображения проникновения поперечного магнитного поля в пленку. Видно, что в область структуры, свободную от $\mathrm{Pd_{0.99}Fe_{0.01}}$, поток проникает примерно на 30% глубже, чем в область, покрытую магнетиком, т.е. плотность экранирующего тока в этой области примерно на 30% больше.

Итак, полученные данные по намагничиванию пленок $\mathrm{Pd_{0.99}Fe_{0.01}}$ свидетельствуют о кластерной природе магнетизма в них. Размеры ферромагнитных кластеров можно оценить исходя из измеренной величины намагниченности и числа атомов Fe, содержащихся в образце. Намагниченность образца составила $4 \cdot 10^{-6}$ emu при $T = 3$ K и $3 \cdot 10^{-6}$ emu при $T = 7$ K. Соответственно намагниченность на единицу объема пленки $\mathrm{Pd_{0.99}Fe_{0.01}}$ составила $M_s = 23.2$ и $17.4\,\mathrm{emu/см^3}$. Принимая во внимание, что Pd образует ГЦК-решетку с периодом $a = 0.389$ нм, и считая, что 1% Fe не вносит в нее существенных искажений, получим, что на единицу объема пленки приходится $6.8 \cdot 10^{20}$ атомов Fe. Тогда при температуре 3 K на один атом железа приходится приблизительно $3.7\mu_{\mathrm{B}}$, что близко к величине $4\mu_B$, соответствующей объемному сплаву состава $\mathrm{Pd_3Fe}$ [13]. Отдельно разбросанные ячейки $\mathrm{Pd_3Fe}$ в пленке не могут обеспечить ферромагнетизма. Они будут демонстрировать лишь суперпарамагнитное поведение [14]. Принимая во внимание экспериментальные данные, говорящие о том, что ферромагнитные свойства зерен PdFe исчезают, если их размеры уменьшаются до 10 нм [7], можно предположить, что в наших пленках размеры нанокластеров $r_g \geq 10$ нм и, следовательно, расстояние между ними $l_g \geq 100$ нм.

Нанокластерная структура магнитной пленки является возможной причиной увеличения пиннинга магнитного потока в сверхпроводящей пленке, а следовательно, и причиной роста критической плотности тока. Пусть ферромагнитные нанокластеры создают в сверхпроводящей пленке случайное магнитное поле $\mathbf{h}(\mathbf{r})$. Решетка вихрей располагается в пленке так, чтобы минимизировать магнитную энергию

$$U_m(\mathbf{b}_f) = \frac{1}{8\pi V}\int_V d\mathbf{r}\,(\mathbf{B}_f + \mathbf{b}_f + \mathbf{h})^2, \qquad (1)$$

где V – объем образца, $\mathbf{B}_f = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}_s$ – поле, создаваемое невозмущенной структурой вихрей, которое имеет только z-компоненту, $\mathbf{b}_f$ – возмущение решетки вихрей, среднее по объему от которого равно нулю. Проварьируем магнитную энергию (1) по b_f. Из условия минимума $\delta U_m(\mathbf{b}_f) = 0$ получим $b_f = -h$. Дополнительная энергия пиннинга за счет перераспределения вихрей равна

$$U_p = U_m(\mathbf{b}_f) - U_m(0) = -\frac{1}{8\pi V}\int d\mathbf{r} h^2(\mathbf{r}) = -\frac{\langle \mathbf{h}^2\rangle}{8\pi}. \qquad (2)$$

Поскольку толщина сверхпроводящей пленки меньше, чем лондоновская глубина проникновения поля в ниобий ($\lambda \approx 200$ нм), флуктуации поля в сверхпроводнике оказываются порядка флуктуаций магнитного поля на поверхности магнитной пленки. Случайная функция $h(\mathbf{r})$ имеет два пространственных масштаба: размер ферромагнитных кластеров r_g и расстояние между ними l_g. Очевидно, что из-за взаимного отталкивания вихри будут стремиться уйти из области более высокого магнитного поля. Тогда характерный масштаб потенциала пиннинга, очевидно, составляет порядка l_g и увеличение плотности экранирующего тока Δj_c за счет флуктуаций магнитного поля можно оценить из баланса сил пиннинга и Лоренца: $B_f \Delta j_c / c \sim \langle h^2\rangle / 8\pi l_g$.

Можно полагать, что в приложенном поперечном поле $H \gtrsim 10$ Э магнитные моменты кластеров в основном ориентированы вдоль него. Элементарные оценки показывают, что в условиях, когда $d \sim l_g \gg r_g$, величина флуктуаций поля на поверхности пленки может быть оценена как $\sqrt{\langle h^2\rangle} \sim M_s$. Тогда $\Delta j_c \sim c M_s^2 / 8\pi l_g (H + 4\pi M_s)$. Подставив сюда характерное значение $M_s = 20$ emu и $l_g \sim 1000$ нм, получим, что $\Delta j_c \sim 0.5 \cdot 10^5$ А/см^2, что согласуется с результатами измерений.

Итак, нами выполнены исследования проникновения магнитного потока в гибридные пленочные структуры $\mathrm{Pd_{0.99}Fe_{0.01}}$–Nb. Определены магнитные характеристики образцов. Показано, что ферромагнитное поведение тонких магнитных пленок

$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ обеспечивается наличием ферромагнитных кластеров с намагниченностью, соответствующей сплаву Pd_3Fe. Оценены размеры этих кластеров и расстояние между ними. Показано, что близость наноструктурированной ферромагнитной пленки не подавляет сверхпроводимости в ниобии. Более того, кластерная структура ферромагнетика $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ является причиной заметного повышения плотности экранирующего тока в сверхпроводящей пленке.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Авторы выражают благодарность В. Больгинову (ИФТТ РАН) за помощь при изготовлении образцов и стимулирующие обсуждения проблемы.

1. T. I. Larkin, V. V. Bolginov, V. S. Stolyarov et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 222601 (2012).
2. M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and M. Sigel, Proc. Of SPIE **6260**, 62600S (2006).
3. J. Crangle and W. R. Scott, J. Appl. Phys. **36**, 921 (1965).
4. C. J. Nieuwenhuys, Adv. Phys. **24**, 3884 (1978).
5. A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–N.Y., 1998.
6. В. С. Больгинов, В. С. Столяров, Д. С. Собанин и др., Письма в ЖЭТФ **95**, 408 (2012).
7. T. Shinohara, T. Sato, T. Taniyama, and I. Nakatani, J. Magn. Magn. Mat. **196-197**, 94 (1999).
8. А. Ю. Русанов, Т. Е. Голикова, С. В. Егоров, Письма ЖЭТФ **87**, 204 (2008).
9. А. Я. Червоненкис, Н. Ф. Кубраков, Письма ЖТФ **8**, 698 (1982).
10. А. А. Полянский, В. К. Власко-Власов, М. В. Инденбом, В. И. Никитенко, Письма в ЖТФ **15**, 1 (1989).
11. A. Khapikov, L. Uspenskaya, J. Ebothe, and S. Vilain, Phys. Rev. B **57**, 14990 (1998).
12. A. Baykal, E. Karaoglu, and H. Sözeri, J. Supercond. Nov. Magn. DOI 10.1007/s10948-012-1702-2 (2012).
13. B. Heller, K.-H. Speidel, R. Ernst et al., J. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **142**, 133 (1998).
14. J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, Cambridge University Press, N.Y., 2010.