

Локализованная сверхпроводимость в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик

А.Ю. Аладышкин, А.С. Мельников, Д.А. Рыжов, А.В. Соколов, А.А. Фраерман,
Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия
А.И. Буздин

*Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne, Université Bordeaux I-UMR 5798,
CNRS, F-33405 Talence Cedex, France*

В рамках теории Гинзбурга-Ландау исследовано формирование локализованного сверхпроводящего состояния в тонкопленочных гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик (S/F) и изучены особенности зависимости критической температуры сверхпроводящей пленки T_c от внешнего магнитного поля H . Для рассматриваемых S/F систем предсказана необычная нелинейная (в ряде случаев немонотонная) зависимость $T_c(H)$ в области слабых магнитных полей.

Представляет несомненный интерес изучение вопроса о сосуществовании магнитного и сверхпроводящего порядков в гибридных S/F структурах и ферромагнитных сверхпроводниках [1]. В качестве ферромагнитной подсистемы в гибридных S/F структурах могут быть использованы ансамбли магнитных частиц или ферромагнитные пленки с доменной структурой. Практический интерес к изучению сверхпроводящих свойств гибридных S/F структур связан с возможностью создания на их основе систем с контролируемым пиннингом. Далее мы будем предполагать, что сверхпроводящая пленка отделена от ферромагнетика изолирующим слоем, что позволяет пренебречь обменным взаимодействием и эффектом близости по сравнению с орбитальным эффектом (разрушением сверхпроводимости магнитным полем). Неоднородное магнитное поле, индуцированное ферромагнетиком, изменяет условия зарождения сверхпроводимости, поэтому гибридные S/F системы могут обладать необычной фазовой диаграммой H - T (см., например, [2,3,4]), в частности, нелинейной зависимостью критической температуры T_c от внешнего магнитного поля H . В тонких сверхпроводящих пленках (толщина D_S которых значительно меньше длины когерентности ξ), формирование зародышей сверхпроводящей фазы будет определяться профилем перпендикулярной к плоскости пленки компоненты магнитного поля $B_z(x,y)$.

Зависимости $T_c(H)$ для гибридных S/F систем могут быть рассчитаны на основе линеаризованного уравнения Гинзбурга-Ландау в заданном магнитном поле $B_z(x,y)$:

$$-(\partial/\partial r + 2\pi i \mathbf{A}(\mathbf{r})/\Phi_0)^2 \Psi = \xi^{-2}(T) \Psi, \quad (1)$$

где $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ – векторный потенциал, $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, Φ_0 – квант магнитного потока, $\xi(T) = \xi_0(1 - T/T_{c0})^{-1/2}$ – длина когерентности, T_{c0} – критическая температура

сверхпроводника при $B=0$, (x,y) – плоскость пленки. Заметим, что уравнение (1) эквивалентно уравнению Шредингера для двумерного электронного газа в неоднородном магнитном поле. Наименьшее значение величины $\xi^{-2}(T)$ при заданном внешнем магнитном поле $\mathbf{H} = H\mathbf{z}_0$ определяет критическую температуру T_c перехода пленки в сверхпроводящее состояние. Мы предполагаем, что доменная структура ферромагнитной пленки или намагниченность магнитных частиц не изменяются при приложении внешнего магнитного поля.

Адекватным приближением для описания полей рассеяния реальных S/F систем с доменной структурой может служить одномерная модель, $B_z = B_z(x)$. Если $l \ll w \ll D_F$ ($l = (\Phi_0/2\pi B_0)^{1/2}$ – характерный размер зародыша, w – ширина доменов, B_0 – амплитуда неоднородной компоненты магнитного поля в плоскости пленки), то задача (1) сводится к задаче о формировании сверхпроводящего зародыша в поле изолированной доменной стенки, при этом $B_z(x) = H + B_0 \text{sgn}(x)$. Было обнаружено (сплошная линия на рис. 1а), что вблизи T_{c0} зависимость $T_c(H)$ становится немонотонной – реализуется режим возвратной сверхпроводимости. В слабых магнитных полях ($|H| < B_0$) сверхпроводящий зародыш локализован вблизи доменной стенки, а при дальнейшем увеличении внешнего поля зародыш перемещается вглубь домена. Максимальная критическая температура реализуется при $|H| = B_0$, когда происходит полная компенсация поля внутри соответствующих доменов.

Для S/F систем с одномерной доменной структурой, для которой $L, D_F \ll w$ ($L = (\Phi_0/\pi |B_z(x_0)|)^{1/3}$ – характерный размер зародыша, $B_z(x_0) = 0$), мы имеем другое распределение магнитного поля вблизи доменной стенки: $B_z(x) = H + (2B_0/\pi) \arctg(D/x)$ [5]. Поэтому в слабых магнитных полях ($H \ll B_0$) сверхпроводящий зародыш располагается вдали от доменной стенки (в глубине домена), а при увеличении внешнего поля зародыш перемещается к доменной стенке. Зависимость $T_c(H)$, полученная в результате численного решения уравнения (1), представлена на рис. 1б. Получены асимптотические выражения для зависимости $T_c(H)$: $(T_{c0} - T_c)/\Delta T_c^{orb} \approx (\Phi_0/B_0 D^2)^{1/3} \sin^{4/3}(\pi |H|/(2B_0))$ при $|H| \ll B_0$ и $(T_c - T_{c0})/\Delta T_c^{orb} = 1 - |H|/B_0$ при $|H| \gg B_0$, где $\Delta T_c^{orb} = T_{c0} \xi^2/l^2$.

Если период одномерной доменной структуры будет сравним с характерным размером зародышей,

необходимо учитывать их взаимодействие. Фазовая диаграмма H - T для тонкой сверхпроводящей пленки в периодическом магнитном поле представлена на рис. 1с. Для больших значений параметра $\pi B_0 w^2 / \Phi_0$ зависимость $T_c(H)$ (сплошная линия на рис. 1с) близка к соответствующей зависимости для пленки в поле изолированной доменной стенки (рис. 1а) за исключением области температур, близких к T_{c0} : $\Delta T \sim 4T_{c0} \xi_0^2 / w^2$. При $\pi B_0 w^2 / \Phi_0 < 2.0$ исчезает возвратная сверхпроводимость и зависимость $T_c(H)$ становится похожей на соответствующую зависимость для пленки в однородном магнитном поле (пунктирная линия на рис. 1с). Это связано с сильным перекрытием волновых функций зародышей, локализованных на разных доменных стенках, что приводит к эффективному усреднению магнитного поля.

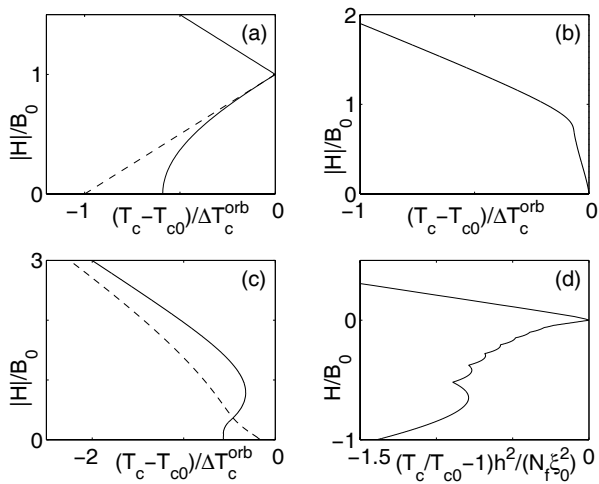


Рис. 1. Фазовая диаграмма H - T для различных S/F систем: (а) изолированная доменная стенка в толстой F пленке; (б) изолированная доменная стенка в тонкой F пленке, $B_0 D_F^2 / \Phi_0 = 25$; (в) периодическая одномерная структура, $\pi B_0 w^2 / \Phi_0 = 5$ (сплошная линия) и $\pi B_0 w^2 / \Phi_0 = 1$ (пунктирная линия); (д) магнитная частица над сверхпроводящей пленкой ($N_f = 10$).

Для учета двумерного характера полей рассеяния в реальных S/F системах была рассмотрена задача о формировании зародыша в сверхпроводящей пленке в поле магнитной частицы с моментом $M = Mz_0$, находящейся на высоте h . Было показано, что критическая температура пленки T_c осциллирует при изменении внешнего магнитного поля H (рис. 1д), а фазовая диаграмма H - T становится асимметричной: $T_c(H) \neq T_c(-H)$. Необходимым условием возникновения осцилляций $T_c(H)$ является существование в плоскости пленки замкнутых контуров, на которых z -компонента полного магнитного поля обращается в нуль. При изменении внешнего поля H меняется площадь, охваченная таким контуром, что приводит к скачкообразному изменению орбитального момента куперовской пары

(завихренности). Ранее подобные осциллирующие зависимости T_c от внешнего магнитного поля H (эффект Литтла-Паркса) наблюдались в только многосвязных и мезоскопических сверхпроводниках. Гибридные S/F структуры позволяют наблюдать эффект квантования флюксонида в тонких сверхпроводящих пленках большого размера, и поэтому данный класс сверхпроводящих систем удобен для наблюдения макроскопических квантовых эффектов. Показано, что характерный масштаб осцилляций T_c по магнитному полю имеет порядок B_0 / N_f и по температуре $-T_{c0} B_0 / H_{c2}(0)$, где $B_0 = 2M / h^3$ – максимальное поле, создаваемое магнитной частицей, $H_{c2}(0) = \Phi_0 / 2\pi \xi_0^2$ – верхнее критическое поле, $N_f = 4\pi M / ((27)^{1/2} h \Phi_0)$ – число квантов потока через контур, ограниченный линией $B_z(x, y) = 0$ при $H = 0$.

Локализованные сверхпроводящие состояния могут быть обнаружены по результатам транспортных и магнитных измерений. Оценки параметров реальных гибридных систем указывают на возможность экспериментального обнаружения предсказанных эффектов. Действительно, используя типичные параметры ферромагнитных пленок ($4\pi M \sim 10^3$ Гс), получаем следующие интервалы магнитных полей $\delta H \sim 10^2 - 10^3$ Гс и температур $\delta T = T_{c0} - T_c \leq 1$ К для пленок Nb и $\delta T \leq 0.02$ К для пленок YBaCuO, в которых должна наблюдаться нелинейность зависимости $T_c(H)$. Используя типичные для магнитной частицы параметры $M \sim 3 \cdot 10^{11}$ Гс·см³ и $h \sim 300$ нм, получаем $N_f \approx 10$, $\delta H \sim 10 - 100$ Гс, $\Delta T_c \sim 0.1$ К для пленок Nb и $\Delta T_c \sim 0.01$ К для пленок YBaCuO. Аномалии на зависимости $T_c(H)$ (изломы и изменение наклона dT_c/dH) для пленок Pb с ансамблем намагниченных частиц CoPd наблюдались экспериментально в работе [2]. Изменение величины T_c и наклона dT_c/dH после перемагничивания ферромагнитной пленки, сходное с нашими предсказаниями, было обнаружено в работе [3]. Осцилляции критической температуры для пленок Nb с ансамблем магнитных частиц CoGd наблюдались экспериментально в работе [4].

Представляемые результаты опубликованы в работах [6]. Работа поддержана грантом Президента РФ (МД-141.2003.02), грантом РФФИ (№03-02-16774) и Фондом содействия отечественной науке.

1. А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский, С.В. Панков, ЖЭТФ **87**, 299 (1984); J. Flouquet and A. Buzdin, Physics World **15**, 41 (2002).
2. M. Lange *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 197006 (2003).
3. M. Lange *et al.*, Phys. Rev. B **68**, 174522 (2003).
4. Y. Otani *et al.*, Journ. Magn. Magn. Mater. **126**, 622 (1993).
5. Э.Б. Сонин, Письма в ЖТФ **14**, 1640 (1988).
6. A.Yu. Aladyshkin *et al.*, Phys. Rev. B **184508** (2003); A.Yu. Aladyshkin *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **15**, 6591-6597 (2003).