

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Комментарий к обзору Ю.А. Изюмова, Ю.Н. Прошина, М.Г. Хусаинова "Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник"

Я.В. Фоминов, М.Ю. Куприянов, М.В. Фейгельман

В недавнем обзоре Изюмова, Прошина и Хусаинова [1] рассматривается эффект близости между сверхпроводником и ферромагнетиком.

Обыкновенная (синглетная) сверхпроводимость и ферромагнетизм — два конкурирующих типа упорядочения: в то время как синглетная сверхпроводимость сопровождается образованием куперовских пар, в которых спины электронов антипараллельны, ферромагнитный порядок подразумевает параллельность спинов электронов.

В связи с этим, сосуществование обоих порядков в одном веществе возможно лишь в очень узком диапазоне параметров [2, 3]. В то же время, изучение взаимовлияния сверхпроводимости и ферромагнетизма возможно в ситуации, когда их "источники" пространственно разделены, что приводит к задаче о эффекте близости в FM/S системах (FM — ферромагнитный металл, S — сверхпроводник). В такой системе из-за раздвижки спиновых подзон в ферромагнетике реализуется неоднородное (в направлении нормали к границе) сверхпроводящее состояние, аналогичное состоянию Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррела (ЛОФФ) [2, 3].

Одним из фундаментальных вопросов является задача о T_c — критической температуре FM/S контакта —

в случае слоев конечной толщины. Именно этому вопросу в обзоре [1] уделяется основное внимание. Однако методы, используемые для этой цели, вызывают ряд замечаний, которые мы формулируем ниже.

1. 3D ЛОФФ состояния

При рассмотрении задачи о критической температуре FM/S контакта в обзоре [1] большое внимание уделяется так называемым *трехмерным* (3D) состояниям ЛОФФ, которые были предложены авторами обзора ранее в работах [4, 5].

Однако допущение о существовании таких состояний является следствием ошибочной трактовки граничных условий Куприянова–Лукичева (КЛ) [6] на функции Грина с двух сторон зеркальной границы. В окрестности T_c граничные условия КЛ линеаризуются и принимают вид (в обозначениях обзора [1])

$$\frac{4D_s}{\sigma_s v_s} \frac{\partial F_s(\boldsymbol{\rho}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \frac{4D_f}{\sigma_f v_f} \frac{\partial F_f(\boldsymbol{\rho}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0} = F_s(\boldsymbol{\rho}, z = +0, \omega) - F_f(\boldsymbol{\rho}, z = -0, \omega), \quad (1)$$

где F — аномальная функция Грина, $\boldsymbol{\rho}$ — двумерный вектор в плоскости границы, а ось z направлена перпендикулярно границе. Условия (1) должны выполняться во всех точках границы (т.е. при всех $\boldsymbol{\rho}$). Производя фурье-преобразование по $\boldsymbol{\rho}$, получаем:

$$\frac{4D_s}{\sigma_s v_s} \frac{\partial F_s(\mathbf{q}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \frac{4D_f}{\sigma_f v_f} \frac{\partial F_f(\mathbf{q}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0} = F_s(\mathbf{q}, z = +0, \omega) - F_f(\mathbf{q}, z = -0, \omega), \quad (2)$$

где в аргументах функций Грина фигурирует *один и тот же* двумерный волновой вектор \mathbf{q} .

В то же время, предлагаемые авторами обзора 3D ЛОФФ состояния получены из граничных условий (3.23) [1], которые отличаются от граничных условий КЛ допущением о том, что двумерные импульсы могут быть *различны* с двух сторон границы: $\mathbf{q}_s = 0$, $\mathbf{q}_f \neq 0$.

Я.В. Фоминов. Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 117940 Москва, ул. Косыгина 2, Российская Федерация
Department of Applied Physics, University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands
Тел. (095) 137-32-44. Факс (095) 938-20-77
E-mail: fominov@landau.ac.ru

М.Ю. Куприянов. Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация
Тел. (095) 939-25-88. Факс (095) 939-08-96
E-mail: mkupr@pn.sinp.msu.ru

М.В. Фейгельман. Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 117940 Москва, ул. Косыгина 2, Российская Федерация
Тел. (095) 137-32-44. Факс (095) 938-20-77
E-mail: feigel@landau.ac.ru

Статья поступила 22 октября 2002 г.,
после доработки 17 декабря 2002 г.

Микроскопический вывод этих граничных условий в обзоре [1] не дается; более того, насколько мы знаем, он не приведен и в более ранних работах авторов обзора.

Допущение $\mathbf{q}_s \neq \mathbf{q}_f$ означает отказ от локальности (по координате \mathbf{p}) граничных условий (1). Хотя в своей работе [6] Куприянов и Лукичев рассматривали квазиодномерную ситуацию, в которой все величины изменяются лишь вдоль оси z , их граничные условия легко обобщаются на общий трехмерный случай. Действительно, граничные условия Зайцева [7] для уравнений Эйленбергера трехмерны и локальны; на них можно смотреть как на одномерные граничные условия (по оси z), которые должны быть выполнены в *каждой точке* границы \mathbf{p} . Граничные условия КЛ для уравнений Узаледа получены из граничных условий Зайцева. Поэтому, хотя Куприянов и Лукичев рассматривали одномерную ситуацию, ясно, что обобщение полученных ими граничных условий на трехмерный случай тривиально: необходимо потребовать выполнения одномерных условий КЛ в каждой точке границы, что приводит к уравнениям (1).

Таким образом, граничные условия (3.23) из обзора [1] при $\mathbf{q}_s \neq \mathbf{q}_f$ противоречат граничным условиям Куприянова–Лукичева и являются неверными, а 3D ЛОФФ состояния, рассматриваемые авторами обзора, являются следствием указанной ошибки.

Некорректность граничных условий (3.23) из обзора [1] при $\mathbf{q}_s \neq \mathbf{q}_f$ нагляднее всего проявляется в случае идеальной границы (т.е. при $\sigma_s, \sigma_f \rightarrow \infty$). В этом случае в результате обратного преобразования Фурье получается (изменяющийся вдоль границы) скачок аномальной функции Грина при переходе через границу. Однако из квантовомеханических соображений ясно, что в случае, когда прозрачность границы равна единице, функции Грина должны быть непрерывны в силу непрерывности электронных волновых функций, из которых они построены.

Истинная критическая температура T_c определялась в обзоре [1] как наибольшая из критических температур обычного одномерного (1D) и 3D ЛОФФ состояний. Оказалось, что учет 3D состояний крайне важен, так как в подавляющем диапазоне параметров сверхпроводящий переход происходит именно в 3D ЛОФФ состоянии (см., например, рис. 5, 10 из обзора [1]).

Однако, как показано в настоящем комментарии, 3D ЛОФФ состояния с $\mathbf{q}_s \neq \mathbf{q}_f$ являются следствием некорректных граничных условий и не могут реализовываться физически, поэтому они не должны рассматриваться при определении T_c . В итоге, результаты для критической температуры, полученные авторами обзора [1] при учете 3D ЛОФФ состояний, ошибочны.

2. Комплексный коэффициент диффузии

Авторы обзора [1] рассматривают так называемый "грязный предел", так что задача о критической температуре описывается линеаризованными уравнениями Узаледа [8], в которых фигурирует изотропная часть аномальной функции Грина F_0 . Для применимости уравнений Узаледа в ферромагнетике необходимо, в частности, условие

$$2I\tau_f \ll 1, \quad (3)$$

где I — обменная энергия, τ_f — время свободного пробега. В этой области авторы используют комплекс-

ный коэффициент диффузии (см. [1], формула (3.7) — рассматриваются положительные мацубаровские частоты), который имеет вид

$$D_f(I) = \frac{D_f}{1 + i2I\tau_f}, \quad (4)$$

где

$$D_f = \frac{v_f l_f}{3} \quad (5)$$

— обычный коэффициент диффузии. Выражение (4) использовалось авторами обзора в работах [4, 5, 9–11], а также другими авторами [12, 13].

Однако в работе [14] было показано, что хотя выражение (4) для коэффициента диффузии формально получается при стандартном выводе уравнений Узаледа из уравнений Эйленбергера (при $I \gg \pi T_{cs}$), тем не менее комплексная поправка к коэффициенту диффузии является превышением точности и должна быть отброшена.

Действительно, в уравнении Узаледа фигурирует F_0 — изотропная часть функции Грина. В то же время, полная угловая зависимость функции Грина дается разложением по полиномам Лежандра:

$$F(\mathbf{r}, \omega, \theta) = \sum_{k=0}^{\infty} F_k(\mathbf{r}, \omega) P_k(\cos \theta) \quad (6)$$

(где угол θ описывает направление импульса относительно движения электронов в куперовской паре), а для вывода уравнений Узаледа из уравнений Эйленбергера необходимо удерживать изотропную часть F_0 и первую угловую гармонику F_1 . Высшие гармоники, начиная с F_2 , отбрасываются; их порядок малости (при $I \gg \pi T_{cs}$) [14] равен

$$\left| \frac{F_2}{F_0} \right| \sim 2I\tau_f. \quad (7)$$

Таким образом, комплексная поправка в знаменателе выражения (4) имеет тот же порядок малости, что и высшие угловые гармоники, отброшенные при стандартном выводе уравнений Узаледа. Следовательно, в рамках стандартного вывода уравнений Узаледа эта поправка также должна быть отброшена.

Это утверждение, однако, не является окончательным в вопросе о комплексном коэффициенте диффузии в ферромагнетике [15]. Дело в том, что при более точном выводе с учетом второй гармоники F_2 в случае $I \gg \pi T_{cs}$ действительно получается уравнение Узаледа

$$\frac{D_f(I)}{2} \frac{d^2}{d\mathbf{r}^2} F_0 - iIF_0 = 0 \quad (8)$$

с комплексным коэффициентом диффузии, но множитель при мнимой поправке вместо 2 равен 2/5:

$$D_f(I) = D_f \left(1 - i \frac{2}{5} I\tau_f \right) \quad (9)$$

(мнимую поправку следует писать не в знаменателе, а в числителе, так как проводится разложение по малому параметру). Удержание комплексной поправки здесь

правомерно, так как соответствует точности произведенного вывода. Результат (9) был впервые получен независимо Тагировым и Буздиным [15] при обсуждении вопроса о комплексном коэффициенте диффузии с авторами статьи [14]. Вывод этого результата приведен в недавней работе [16].

Таким образом, комплексный коэффициент диффузии в уравнении Узаледа для ферромагнетика вместо (4) должен иметь вид (9), т.е. величина комплексной поправки должна быть в 5 раз меньше, чем в обзоре [1]. В связи с этим результаты обзора [1] для случая (3), в которых эта поправка дает заметный вклад, некорректны.

Авторы благодарны А.И. Буздину, А.А. Голубову и Н.М. Щелкачеву за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Изюмов Ю А, Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *УФН* **172** 113 (2002)
2. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964)

3. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
4. Изюмов Ю А, Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *Письма в ЖЭТФ* **71** 202 (2000)
5. Khusainov M, Izyumov Yu A, Proshin Yu N *Physica B* **284–288** 503 (2000)
6. Куприянов М Ю, Лукичев В Ф *ЖЭТФ* **94** (6) 139 (1988)
7. Зайцев А В *ЖЭТФ* **86** 1742 (1984)
8. Usadel K D *Phys. Rev. Lett.* **25** 507 (1970)
9. Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *Письма в ЖЭТФ* **66** 527 (1997)
10. Khusainov M G, Proshin Yu N *Phys. Rev. B* **56** R14283 (1997); **62** 6832 (2000)
11. Прошин Ю Н, Хусаинов М Г *ЖЭТФ* **113** 1708 (1998); **116** 1887 (1999)
12. Tagirov L R *Physica C* **307** 145 (1998); *Phys. Rev. Lett.* **83** 2058 (1999)
13. Baladié I, Buzdin A *Phys. Rev. B* **64** 224514 (2001)
14. Fominov Ya V, Chchelkatchev N M, Golubov A A *Phys. Rev. B* **66** 014507 (2002)
15. Тагиров Л Р, частное сообщение; Буздин А И, частное сообщение
16. Buzdin A, Baladié I, cond-mat/0212031; submitted to *Phys. Rev. B*

Уважаемые подписчики журнала «Успехи физических наук»!

Сообщаем Вам, что подписка на общих основаниях на журнал УФН в 2003 г. будет проводиться по ценам Объединенного каталога почты России «Подписка-2003» (цена 2400 руб. за год без учета НДС) и Объединенного каталога "Пресса России" во всех отделениях связи, а также в ООО «Центроэкс».

Льготы предоставляются только при подписке в ООО «Центроэкс» следующим категориям подписчиков:

1. Государственным библиотекам, библиотекам вузов, отраслевым научно-исследовательским институтам и институтам Российской академии наук. Специальная цена для указанных организаций на журнал «Успехи физических наук» на первое полугодие 2003 г. составит 600 руб., а на весь 2003 г. — 1200 руб.

2. Индивидуальным подписчикам — сотрудникам указанных выше организаций (при предъявлении в ООО «Центроэкс» справки с места работы).

Индивидуальная подписка будет проводиться только в ООО «Центроэкс» по принципу: один специалист — одна подписка (360 руб. на весь 2003 год). Для льготных категорий подписчиков 2002 г. представление новых справок не требуется.

Организации БАН, БЕН, ИНИОН, ГПНТБ СО РАН, ВИНТИ и др., специализирующиеся на комплектовании библиотек, могут оформить подписку в ООО «Центроэкс», предварительно согласовав с Кольцовой Ларисой Арсентьевной (тел. 456-8601) список пользующихся их услугами организаций и количество льготных подписок.

Стоимость **льготной** подписки на 2003 г.:

для учреждений на весь 2003 г. составляет 1200 руб., а на первое полугодие 2003 г. — 600 руб.;

для индивидуальных подписчиков — 360 руб. на весь год, включая почтовые расходы. Деньги следует перечислять в ООО «Центроэкс»:

ИНН 7714109278 на р/счет 40702810538300103299 в Сбербанк России г. Москвы Тверское ОСБ № 7982, БИК 044525225, к/с 30101810400000000225.

Заказы направлять по адресу: **125493 РФ, Москва, ул. Смольная 14, ООО «Центроэкс», подписка на журнал «Успехи физических наук».**

Тел./Факс (095) 456-8601, E-mail: centroex@orc.ru

Цены действительны до 31 марта 2003 г.

✂

БЛАНК ЗАКАЗА

Просим выслать по подписке _____ экземпляров журнала "Успехи физических наук".

Оплата за (№№, год) _____

в сумме _____ рублей произведена платежным поручением (почтовым переводом) № _____

от "_____" _____ 200__ года на расчетный счет ООО "ЦЕНТРОЭКС" ИНН 7714109278

р/с 40702810538300103299 в Сбербанк России г. Москвы Тверское ОСБ № 7982, БИК 044525225,

к/с 30101810400000000225. Копия платежного поручения (почтового перевода) прилагается.

Почтовый адрес для доставки журнала _____