Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.7, стр.384 - 387 10 апреля 1992 г.

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ СВЕРХРЕШЕТОК СВЕРХПРОВОДНИК–ФЕРРОМАГНЕТИК

С.В.Куплевахский, И.И.Фалько[1)]

Харьковский государственный университет
310077 Харьков, Украина
[1)] *Харьковский политехнический институт*
310002 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 13 января 1992 г.

Получен спектр возбуждений сверхрешеток типа S/F и $S/I(F)$ (S - сверхпроводник, F - ферромагнитный металл, $I(F)$ - ферромагнитный диэлектрик). Показано, что в обоих случаях (для S/F-сверхрешетки требуется выполнение определенных условий) в области энергетической щели существуют узкие блоховские зоны квазичастичных состояний с одной ориентацией спина. Характер блоховских зон $S/I(F)$-сверхрешетки необычен: их ширина является быстроосциллирующей функцией толщины сверхпроводящего слоя.

В последние годы был создан ряд пространственно-периодических структур с чередующимися слоями из сверхпроводящего и магнитного материалов (в частности, системы с непосредственной проводимостью Mo/Ni [1], V/Fe [2], где Mo, V - низкотемпературные сверхпроводники, Ni, Fe - зонные ферромагнетики и системы $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}/Pr_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ [3–5], где $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ - высокотемпературный сверхпроводник, $Pr_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ - полупроводник с антиферромагнитным порядком при $T \lesssim 17\,\mathrm{K}$). Почти идеальная периодичность и контролируемая (в известных пределах) чистота образцов делает их привлекательными объектами экспериментальных и теоретических исследований. Тем не менее физические свойства сверхрешеток сверхпроводник - магнетик к настоящему времени изучены недостаточно. Имеющиеся теоретические работы посвящены, главным образом, расчету температуры сверхпроводящего перехода (см., например, [6] и цитированную там литературу). Мы же хотим обратить внимание на проблему спектра возбуждений при низких температурах, остававшуюся до сих пор за рамками обсуждения.

В статье рассматриваются два типа чистых систем с ферромагнитными слоями: 1)S/F - сверхрешетка (S - сверхпроводник, F - ферромагнитный несверхпроводящий металл); 2)$S/I(F)$ - сверхрешетка ($I(F)$ - ферромагнитный диэлектрик). Известно, что спектры возбуждений одиночных контактов $S/F/S$ и $S/I(F)/S$ обнаруживают нетривиальные особенности. В частности, при произвольно малой величине спонтанного момента в спектре контакта $S/I(F)/S$ в отсутствие джозефсоновских токов и внешних магнитных полей формируется единственный дискретный уровень, соответствующий поляризованному квазичастичному состоянию вблизи барьера [7,8] [2)]. Появление локализованного состояния связано с подавлением куперовского спаривания на $S/I(F)$-границах, а его энергия дается формулой [8]

$$E_{0+}(t) = \Delta_\infty[1 - 2T_S(t)], \quad |t| \gg \max\{(\Delta_\infty/E_F)^{1/2}, \ [T_S(1)]^{1/4}\}, \tag{1}$$

где Δ_∞ - параметр щели в глубине сверхпроводящих берегов, $T_S(t)$ - обменная часть вероятности туннелирования, зависящая от косинуса угла падения на барьер ($T_S(1) \ll 1$). Как показано в работе [10], в контакте $S/F/S$ существует

[2)]Имеются экспериментальные указания на существование подобных состояний для структур $Pb/Ho(OH)_3/Pb$ [9] ($Ho(OH)_3$ - ферромагнитный диэлектрик при $T \lesssim 2,5\,\mathrm{K}$).

аналог состояния (1) при условии $h \gg \Delta_\infty$, $d \ll v_0/h$ (h - энергетический параметр обменного поля, v_0 - скорость Ферми, d - толщина S-слоя, $\hbar = 1$):

$$E_{0+}(t) = \Delta_\infty \left[1 - \frac{h^2 d^2}{2v_0^2 t^2}\right], \quad |t| \gg \max\{(h/E_F)^{1/2},\ dh/v_0\}. \tag{2}$$

Казалось бы, в периодических $S/\mathrm{I}(F)$- и S/F-структурах уровни (1) и (2) должны порождать сходные по свойствам блоховские зоны. Мы продемонстрируем, что в действительности это не так.

1. *S/F-сверхрешетка.* Считаем, что система полностью однородна в направлениях y, z, а ось x перпендикулярна границам слоев. Будем исходить из системы уравнений Боголюбова - де Жена пониженного порядка с кусочно-постоянной аппроксимацией для вещественного потенциала спаривания $\Delta(x)$ (ср. [10]):

$$[-iv_0 t\tau_3 \frac{d}{dx} + \Delta_\infty \tau_1 - (\Delta_\infty \tau_1 \pm h) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Theta(x - nc)\Theta(d + nc - x)]\psi_\pm = E\psi_\pm. \tag{3}$$

Здесь t - косинус угла между направлением движения возбуждения и осью x; c - период сверхрешетки ($c = a + d$); τ_i - матрицы Паули в пространстве Горькова-Намбу; $\psi_+ = (u_\uparrow,\ v_\downarrow)$, $\psi_- = (u_\downarrow,\ v_\uparrow)$ (индексы "+", "−" соответствуют ориентации квазичастичного спина "вверх", "вниз"). Состояниям внутри щели ($0 < E < \Delta_\infty$) соответствуют ограниченные на всей оси x решения (3), удовлетворяющие условиям непрерывности на S/F-границах и условию Блоха $\psi(x + c) = \exp(\pm iqc)\psi(x)$ с вещественным q. Подчеркнем, что различным знакам t в (3) соответствует два типа возбуждений, и эти возбуждения не перемешиваются, поскольку при андреевском отражении на границах слоев не происходит изменения знака x-компоненты импульса. Разрешимость (3) обеспечивается условием

$$\cos(qc) = \cos\left[\frac{(E \pm h)d}{v_0|t|}\right] \mathrm{ch}\left[\frac{(\Delta_\infty^2 - E^2)^{1/2} a}{v_0|t|}\right] -$$
$$- \frac{E}{(\Delta_\infty^2 - E^2)^{1/2}} \sin\left[\frac{(E \pm h)d}{v_0|t|}\right] \mathrm{sh}\left[\frac{(\Delta_\infty^2 - E^2)^{1/2} a}{v_0|t|}\right]. \tag{4}$$

Соотношение (4) фактически решает модельную задачу о спектре S/F-сверхрешетки. Здесь мы не будем проводить его детальное исследование при всех допустимых значениях параметров. Отметим только, что при $h = 0$ из (4) следует известный результат теории S/N-сверхрешеток (N - нормальный металл) [11,12], а в пределе $a = \infty$ получаем спектр одиночного $S/F/S$-контакта [10]. В практически наиболее важном случае $h \gg \Delta_\infty$ (напомним, что обычно $h \sim 10^2 - 10^3\,\mathrm{K}$, $\Delta_\infty \sim 1 - 10\,\mathrm{K}$) и $d \ll v_0/h$ (при $d \sim v_0/h$ возможно нарушение корреляции фаз соседних сверхпроводящих слоев [1,2,10]) в области щели для каждого $|t|$ существует зона блоховских состояний с положительной ориентацией спина (ψ_+), и в пределе $a \gg v_0^2 t^2/\Delta_\infty h d$, $|t| \gg \max\{(h/E_F)^{1/2},\ dh/v_0\}$, их энергия дается простым аналитическим выражением

$$E_{0+}(t;\ q) = \Delta_\infty \left\{1 - \frac{h^2 d^2}{2v_0^2 t^2}\left[1 + 4\cos(aq)\exp\left(-\frac{hda\Delta_\infty}{v_0^2 t^2}\right)\right]\right\}. \tag{5}$$

2. *$S/I(F)$-сверхрешетка.* Считая, что толщина S-слоев значительно больше толщины $I(F)$-слоев, как и в теории $S/I(F)/S$-контактов [7,8], для описания потенциала $I(F)$-слоев используем δ-функционную аппроксимацию

$$\mathcal{H}_1 = (\mp J + V\tau_3) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - na),$$

где J, V - обменная и необменная части соответственно ($J > 0$, $V > 0$). В отличие от предыдущего случая, понижение порядка дифференцирования по x невозможно, и задача сводится к нахождению собственных значений сингулярного оператора

$$\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 \equiv -\left(\frac{1}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + E_F t^2\right)\tau_3 + \Delta_\infty \tau_1 + \mathcal{H}_1 \tag{6}$$

на классе ограниченных на всей оси x функций. Наиболее простой способ решения дает техника запаздывающих функций Грина. Соответствующая (6) функция Грина находится из уравнения Дайсона с помощью преобразования Фурье. Поскольку эта функция может представлять самостоятельный интерес, приведем ее явный вид:

$$G_E^{\pm}(x, x') = G_E^{(0)}(x, x') + \frac{m}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dq g_0(q, \ E) e^{iq(x-x')} \times$$

$$\times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{2m}{a} (\mp J + V\tau_3) g_n(q, \ E) \exp(i2\pi nx/a) \times \tag{7}$$

$$\times [1 + \frac{2m}{a}(\mp J + V\tau_3) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g_n(q, E)]^{-1},$$

$$g_n(q, E) = \left\{ \left[\left(q + \frac{2\pi n}{a}\right)^2 - 2mE_F t^2 \right] \tau_3 + 2m\Delta_\infty \tau_1 - 2m(E + io) \right\}^{-1},$$

где $G_E^{(0)}(x, x')$ - функция Грина оператора $\mathcal{H}_0$ (однородный сверхпроводник) [8]. Пределами (7) при $\Delta_\infty = 0$ и $a \to \infty$ являются функции Грина соответственно сверхрешетки в нормальном состоянии [13] и контакта $SI/(F)/S$ [7]. Спектр возбуждений для $0 < E < \Delta_\infty$ определяем из условия

$$\det \left[1 + \frac{2m}{a}(\mp J + V\tau_3) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g_n(q, E) \right] = 0. \tag{8}$$

Выполняя суммирование с помощью интегрирования в комплексной плоскости, можно убедиться, что (8) имеет решения только при верхнем знаке перед J. В случае малой прозрачности $I(F)$-слоев ($v_0, J \ll V$) и $a \gg v_0/\Delta_\infty [T_S(1)]^{1/2}$ ($T_S(t) = v_0^2 J^2 t^2 / V^4$), $|t| \gg \max\{(\Delta_\infty/E_F)^{1/2}, \ [T_S(1)]^{1/4}\}$ получим

$$E_{0+}(t; q) = \Delta_\infty \{1 - 2T_S(t)[1 + 4\cos(ap_0 t)\cos(aq) \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{2a[T_S(1)]^{1/2}\Delta_\infty}{v_0}\right)\right]\right\}, \tag{9}$$

где $p_0 = mv_0$ - импульс Ферми.

Очень необычно (ср. с (5)) присутствие в формуле (9) фактора $\cos(ap_0 t)$, благодаря которому ширина блоховской зоны при заданном $|t|$ становится быстроосциллирующей функцией толщины S-слоев и даже обращается в нуль, если $ap_0|t| = \pi/2 + \pi N$ (N - целое). Физическая причина осцилляций - интерференция состояний $t > 0$ и $t < 0$ в результате "обычного" отражения на $SI(F)$-границах. В принципе, осцилляции должны сохраняться с уменьшением a вплоть до самых малых значений, при которых еще возможна сверхпроводимость сверхрешетки, причем по мере убывания толщины S-слоев, максимальная ширина блоховских зон возрастает. Конечно, экспериментальное наблюдение осцилляций сопряжено с известными трудностями, так как требуемая точность приготовления сверхструктуры имеет порядок постоянной кристаллической решетки. В образцах с большим разбросом параметров слоев должно происходить усреднение косинуса, и плотность состояний будет иметь такой же вид, как и в одиночном $S/I(F)/S$-контакте.

Наконец, укажем, что эффект осцилляции ширины блоховских зон обязан существовать и в том случае, если моменты $I(F)$-слоев находятся в парамагнитной фазе, причем теперь число допустимых состояний внутри щели удваивается за счет "связывания" квазичастиц с обеими ориентациями спина (ср. обсуждение одиночного контакта [8]).

Авторы благодарят А.Н.Омельянчука за полезное обсуждение.

Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП в рамках проекта N90118 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

---

1. C.Uher et al., Phys. Rev. B **30**, 453 (1984).
2. H.K.Wong et al., J. Low Temp. Phys. **63**, 307 (1986).
3. J.M.Triscone et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 804 (1990).
4. Q.Li et al., Phys.Rev. Lett. **64**, 3086 (1990).
5. D.H.Lowndes et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1160 (1990).
6. А.И.Буздин, М.Ю.Куприянов, Письма в ЖЭТФ, **52**, 1089 (1990).
7. M.J. de Wert and G.B.Arnold, Phys. Rev. Lett. **55**, 1522 (1985). Phys. Rev. B **39**, 11307 (1989).
8. С.В.Куплевахский, И.И.Фалько, ФММ **6**, 68 (1991); ФТТ **34**, N1 (1992).
9. F.Stageberg et al., Phys. Rev. B **32**, 3292 (1985), J. Low Temp. Phys. **60**, 435 (1985).
10. С.В.Куплевахский, И.И.Фалько, Письма в ЖЭТФ **52**, 957, (1990).
11. A.P.van Gelder, Phys. Rev. **181**, 787 (1969).
12. М.В.Баранов, А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский, ЖЭТФ **91**, 1063 (1986).
13. З.А.Касаманян, ЖЭТФ **61**, 1215 (1971).