Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.2, стр.124 - 127 © 1995г. 25 января

О ЛОКАЛИЗОВАННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ НА ПЛОСКОСТИ ДВОЙНИКОВАНИЯ

Е.А.Шаповал

Научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума
117331 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 декабря 1994 г.

Рассмотрена модификация электронного спектра, вызванная двойникованием металлического кристалла, и предложено объяснение механизма появления на плоскости двойникования локализованной сверхпроводимости.

Еще в 1981 г. Хайкиным и Хлюстиковым была обнаружена поверхностная сверхпроводимость на плоскости двойникования ряда металлических кристаллов с критической температурой выше объемной температуры перехода [1]. Для описания сверхпроводящих явлений в присутствии двойниковых плоскостей Буздиным и Булаевским была предложена модификация уравнений Гинзбурга–Ландау [2], при этом предполагалось, что на двойниковой границе константа электрон-фононного взаимодействия возрастает. Однако позднее было показано, что для наблюдаемого повышения критической температуры эта константа должна возрасти в 30 раз [3]. В то же время, еще в работе [1] была высказана гипотеза, что существенную роль в появлении локализованной сверхпроводимости могут играть поверхностные (таммовские) состояния. Эта идея была использована в работе [4], однако микроскопического обоснования и дальнейшего развития не получила. На существенную роль модификации электронного спектра в двойниках указывает температурная зависимость критического поля переохлаждения [5]. Здесь мы покажем, какое изменение электронного спектра, связанное с двойникованием, приводит к локализованной сверхпроводимости.

Температура сверхпроводящего перехода в электронной системе с константой взаимодействия λ есть максимальная температура, когда впервые появляется нетривиальное решение линеаризованного интегрального уравнения для параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$:

$$\Delta(\mathbf{r}) = \lambda \int K(\mathbf{r},\mathbf{r}')\Delta(\mathbf{r}')d\mathbf{r}', \tag{1}$$

ядро которого равно

$$K(\mathbf{r},\mathbf{r}') = T\sum_{\omega}\sum_{\alpha,\beta} \frac{\psi_\alpha(\mathbf{r})\psi_\beta(\mathbf{r})\psi^*_\alpha(\mathbf{r}')\psi^*_\beta(\mathbf{r}')}{(\xi_\alpha + i\omega)(\xi_\beta - i\omega)}. \tag{2}$$

Здесь $\psi_\alpha(\mathbf{r})$ - волновая функция электрона в состоянии α с энергией ξ_α, отсчитываемой от уровня Ферми, суммирование проводится по всем состояниям, $\omega = \pi T(2n+1)$, где n – целые числа.

Если плоскость двойникования совпадает с плоскостью $x = 0$, то зависящее только от x решение удовлетворяет уравнению

$$\Delta(x) - \lambda \int\limits_{-\infty}^{+\infty} K_0(x-x')\Delta(x')dx' = \lambda \int\limits_{-\infty}^{+\infty} K_1(x,x')\Delta(x')dx', \tag{3}$$

где $K_0(x-x')$ – ядро в отсутствие двойникования, оно заметно отлично от нуля лишь при $|x-x'| < \xi_0$ – длины когерентности, которая в изотропной модели равна $0,18\,\mathrm{v}/\mathrm{T}$, а $K_1(x,x') = K(x,x') - K_0(x-x')$ заметно отличается от нуля при $|x|$, $|x'| < \xi_0$. Напротив, вблизи температуры перехода параметр порядка $\Delta(x)$ заметно меняется лишь на значительно больших расстояниях порядка $\xi(T) = \eta\xi_0(1-T/T_c)^{-1/2}$, где в изотропной модели $\eta = 0,74$. Поэтому интегральное уравнение (3) можно преобразовать в дифференциальное:

$$\left(\tau - \eta^2\xi_0^2\frac{d^2}{dx^2}\right)\Delta(x) = \frac{1}{\nu}\Delta(0)\int_{-\infty}^{+\infty}K_1(x,x')dx'. \tag{4}$$

Здесь $\tau = \ln(T/T_c) \approx (T-T_c)/T_c$, а ν – плотность состояний на поверхности Ферми, равная для изотропной модели $mp_0/2\pi^2$ (p_0 – импульс Ферми). Отсюда находим для температуры перехода

$$\sqrt{\tau} = \frac{1}{2\eta\nu\xi_0}K_1; \qquad K_1 = \int_{-\infty}^{+\infty}\int K_1(x,x')dx\,dx'. \tag{5}$$

Рассмотрим модель свободных электронов, где двойниковую поверхность можно описать дельта-функционной потенциальной ямой или барьером в плоскости $x=0$:

$$\hat{H} = -\frac{1}{2m}\nabla^2 - \frac{\kappa}{m}\delta(x). \tag{6}$$

При $\kappa > 0$ наряду со свободными состояниями, описываемыми волновыми функциями $\sqrt{2}\sin p_x x$; $\sqrt{2}\cos[p_x|x|+\gamma(p_x)]$; $\gamma = \mathrm{arctg}(\kappa/p_x)$, появляется связанное состояние с волновой функцией $\sqrt{\kappa}\exp(-\kappa|x|)$ и энергией $(p^2-\kappa^2)/2m$, где p – импульс в плоскости (p_y, p_z).

Отсюда можно найти значения K_1 и температуры перехода:

$$K_1 = \frac{m}{(2\pi)^2}\ln\frac{1,14\omega_0}{T}\mathrm{arctg}\frac{\kappa}{p_0}, \qquad \sqrt{\tau} = \frac{1}{2,96\xi_0 p_0}\ln\frac{1,14\omega_0}{T}\mathrm{arctg}\frac{\kappa}{p_0}, \tag{7}$$

где ω_0 – дебаевская частота, определяющая обычное обрезание при суммировании по частоте в (2). Заметим, что при $\kappa < 0$, то есть потенциальном барьере, $K_1 < 0$, и сверхпроводимость на поверхности подавляется.

Оценим полученный результат: $\xi_0 \sim 10^{-5}$ см, $p_0 \sim 10^8\,\text{см}^{-1}$, κ/p_0 вряд ли больше 0,1, логарифм в лучшем случае не больше 5, так что относительное повышение температуры перехода ничтожно, порядка 10^{-8}. Это связано с тем, что зависящая от координат плотность состояний на поверхности Ферми почти не увеличивается вблизи плоскости двойникования, так как вклад, вносимый связанными состояниями, практически полностью компенсируется уменьшением вклада свободных состояний.

Был рассмотрен в приближении сильно связанных электронов ряд решеточных анизотропных моделей. В основном результаты сводятся к несущественной, порядка единицы, перенормировке входящих в (5) и (8) величин. Даже если поверхность Ферми проходит вблизи особых точек, так что в двухмерной плотности состояний локализованных электронов появляется логарифмическая особенность, и через нее проходит уровень Ферми (что крайне маловероятно), в (7) появляется множитель порядка ln(энергия Ферми/T_c) < 10. Основной наш параметр $\kappa = a^{-1}\ln(\epsilon'/\epsilon)$, где a порядка постоянной решетки, а ϵ и ϵ' – интегралы перекрытия атомов в объеме и в окрестности плоскости двойникования, соответственно. Но главный результат исследования решеточных моделей – появление связанных состояний не только с меньшими, но и с большими, чем у свободных состояний, энергиями, в том числе с энергиями выше потолка зоны. Это дает ключ к объяснению механизма локализованной сверхпроводимости.

Предположим, что вблизи уровня Ферми находится потолок заполненной нижележащей или дно пустой вышележащей зоны. Если отсчитываемая от дна (потолка) экстремальная энергия связанных состояний второй зоны, равная $\mp\kappa_2^2/2m_2$ (индекс 2 указывает на принадлежность ко второй, а не к проводящей зоне), больше расстояния между дном (потолком) и химпотенциалом, то оказавшиеся на уровне Ферми связанные электроны второй зоны также примут участие в создании сверхпроводящего состояния. В уравнение (3) войдет тогда член с ядром, сформированным из волновых функций связанных состояний второй зоны:

$$K_2(x,x') = \frac{m_2\kappa_2^2}{2\pi}\ln\frac{1,14\omega_0}{T}\exp[-2\kappa_2(|x|+|x'|)]. \tag{8}$$

Это выражение справедливо и для решеточных моделей, так как связанные состояния находятся вблизи дна или потолка второй зоны, а анизотропию можно устранить преобразованием координат.

Учитывая вырожденность ядра (8), представим параметр порядка в виде суммы: $\Delta(x) = \Delta_1(x) + \Delta_2\exp(-2\kappa_2|x|)$. Используя медленность изменения $\Delta_1(x)$ на расстояниях порядка ξ_0 и $1/\kappa_2$, а также условие $1/\kappa \ll \xi_0$, получаем

$$\Delta_2 = 2\frac{\ln(1,14\omega_0/T)}{\ln(T/T_2)}, \qquad T_2 = 1,14\omega_0\exp(-1/\lambda\nu_2),$$

$$\left(\tau - \eta^2\xi_0^2\frac{d^2}{dx^2}\right)\Delta_1(x) = \frac{1}{\kappa_2\nu_1}\Delta_2 K(x,0). \tag{9}$$

Мы пренебрегли здесь несущественным, как было показано выше, поверхностным вкладом, T_2 – температура перехода в изолированной системе связанных электронов второй зоны, определяемая эффективной плотностью их состояний (не зависящей от положения уровня Ферми, лишь бы он оказался выше дна или ниже потолка двухмерной зоны): $\nu_2 = m_2\kappa_2/4\pi$. Сравнивая с плотностью состояний проводящей зоны (равной в изотропном случае $mp_0/2\pi^2$), находим, что T_2 скорее всего меньше объемной T_c, но может и превосходить ее, если эффективная масса электронов второй зоны достаточно велика.

Из (9) окончательно получаем

$$\sqrt{\tau} = \sqrt{\ln(T/T_c)} = \frac{\ln^2(1,14\omega_0/T)}{\kappa_2\xi_0\ln(T/T_2)}. \tag{10}$$

Если взаимодействия электронов разных зон не равны, то в определении T_2 фигурирует λ_{22}, в правой части (10) появляется коэффициент $\lambda_{12}/\lambda_{22}$, а в определении объемной T_c остается λ_{11}.

В работе [1] была оценена по эффекту Мейсснера эквивалентная толщина сверхпроводящего слоя плоскости двойникования олова в зависимости от температуры, ее минимум при температуре локального перехода равнялся приблизительно $10a$, где a – постоянная решетки. Эту толщину можно отождествить с $1/\kappa$ – эффективной толщиной слоя $\Delta_2(x)$. Учитывая, что у олова $\xi_0 \sim 10^3 a$, $\omega_0/T_c \sim 100$, находим из (10), что $\sqrt{\tau} \approx 0,3/\ln(T/T_2)$. Это согласуется с наблюдаемым у олова $\sqrt{\tau} \approx 0,1$.

Отметим, что полученные здесь результаты указывают на реальную возможность появления "двухмерного металла" на плоскости двойникования полупроводниковых кристаллов, если сдвиг энергии связанных состояний окажется больше полуширины запрещенной зоны. Это металлическое состояние может проявить себя в разных эффектах, но наиболее отчетливо – в двухмерной сверхпроводимости. Тогда температура перехода определяется формулой (9).

Автор благодарит А.А.Абрикосова, привлекшего внимание автора к эффекту Хайкина – Хлюстикова.

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках темы 93159.

---

1. М.С.Хайкин, И.Н.Хлюстиков, Письма в ЖЭТФ **33**, 167 (1981).
2. А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский, Письма в ЖЭТФ **34**, 118 (1981).
3. И.М.Суслов, 25-е Всесоюзное совещание по ФНТ, т. 1, Ленинград, 1988, с. 202.
4. В.И.Набутовский, Б.Я.Шапиро, ЖЭТФ **84**, 422 (1983).
5. В.П.Минеев, К.В.Самохин, Письма в ЖЭТФ **57**, 366 (1993).