Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 2, стр. 736–739 *25 июля 1990 г.*

РАССЛОЕНИЕ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ КАПЛИ В ВТСП

А.А.Горбацевич, Ю.В.Копаев, И.В.Токатлы

Предложена модель, описывающая расслоение ВТСП на металлическую и диэлектрическую фазы. Причиной расслоения может быть возникновение сверхпроводящего порядка. Это позволяет объяснить наблюдаемое в $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ появление конечного сопротивления сверхпроводящего (по эффекту Мейсснера) образца в слабом магнитном поле, причем большего, чем сопротивление нормальной фазы.

В последнее время, начиная с первых экспериментов 1988 г. на образцах $La_2CuO_{4+\delta}$ [1], появилось достаточно много указаний на возможность расслоения некоторых ВТСП на металлическую и диэлектрическую фазы. С нашей точки зрения, к подобным указаниям можно отнести и недавние эксперименты [2] в которых для системы $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ было обнаружено значительное увеличение сопротивления образца в слабом магнитном поле после перехода в сверхпроводящую фазу (наличие которой регистрировалось по эффекту Мейсснера).

Действительно, этот результат можно объяснить, предположив, что появление в системе сверхпроводимости вызывает расслоение образца на металлические (сверхпроводящие) капли, разделенные диэлектрическими областями и связанные слабой связью, разрушение которой малым магнитным полем приведет к появлению в сверхпроводящей фазе сопротивления. Причем это сопротивление будет больше, чем в нормальном металлическом состоянии (теперь оно определяется появившимися диэлектрическими областями).

В настоящей работе предлагается модель, описывающая расслоение системы, которое может происходить как в нормальной фазе, так и индуцироваться появлением сверхпроводимости.

Будем исходить из представления о ВТСП как о легированных полупроводниках. Для описания диэлектризации спектра носителей заряда используем модель с поверхностью Ферми, удовлетворяющей условию "нестинга" $\epsilon(\mathbf{k}) \approx -\epsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q})$. Как известно, точный "нестинг" поверхности Ферми вызывает неустойчивость относительно перехода в состояние с волной зарядовой или спиновой плотности, которые описываются введением однородного диэлектрического параметра порядка $\Sigma \sim \langle a^+_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} a_{\mathbf{k}} \rangle$, определяющего щель в спектре элементарных возбуждений. Заметим, что для дальнейшего достаточно существования псевдощели, обусловленной установлением соответствующего ближнего порядка. При легировании появившиеся над (или под) щелью носители приводят к ее уменьшению и, следовательно, уменьшению μ. Увеличение же μ за счет роста кинетической энергии существенно замедляется вследствие высокой плотности состояний на краю щели $(\rho(\epsilon) \sim 1/\sqrt{\epsilon - \Sigma})$. В результате производная химпотенциала μ по числу частиц n становится отрицательной $(\partial\mu/\partial n < 0)$. Последнее означает неустойчивость относительно появления макроскопических областей (неустойчивость с $q = 0$) с повышенной концентрацией частиц и указывает на возможность каплеобразования. Как известно, в одномерных моделях, допускающих точное решение [3], эта возможность не реализуется, поскольку в них всегда существует и оказывается доминирующей неустойчивость относительно образования сверхструктуры с вектором $q \neq 0$, связанным с новым уровнем Ферми.

Ниже показано, что совместный учет неодномерности и эффектов соизмеримости (например, в простейшем случае удваивающего потенциала цепочек в $YBa_2Cu_3O_7$) значительно ослабляет эту неустойчивость. В результате более выгодным оказывается образование макроскопических металлических капель. Для простоты везде далее вычисления проводим в рамках изотропной двухзонной модели, которая практически эквивалентна однозонной модели с "нестингом".

Добавляя к гамильтониану член вида

$$H_{\mathrm{I}} = \sum_{\mathbf{k}} \Sigma_{\mathrm{I}} a^+_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} a_{\mathbf{k}} + \text{э.с.},$$

где $\Sigma_{\mathrm{I}} = \mathrm{const}$ играет роль источника для параметра Σ, учтем, простейшим образом, соизмеряющий потенциал.

Тогда, как показано ниже, при условии

$$g \frac{\Sigma^{(0)}}{\Sigma_{\mathrm{I}}} \equiv n_c \ll 1,$$

(g – безразмерная константа связи в диэлектрическом канале, а $\Sigma^{(0)}$ – щель в спектре нелегированной системы) неоднородное состояние может возникнуть только при слабом легировании $(n/\Sigma^{(0)} \ll 1)$, и, следовательно, полностью определяется квазичастицами одной зоны проводимости.

Эффективный гамильтониан для этих квазичастиц имеет вид

$$H_{eff} = \int d\mathbf{r} \{ \sum_{\sigma} \varphi^+_{\sigma}(\mathbf{r}) [\frac{\xi^2(\nabla)}{2\Sigma^{(0)}} - \mu + u(\mathbf{r})] \varphi_{\sigma}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \frac{u^2(\mathbf{r})}{n_c} \}. \quad (1)$$

Здесь $\varphi^+_{\sigma}(\mathbf{r})$ – оператор рождения квазичастицы, $\xi(\mathbf{k}) = v_F(|\mathbf{k}| - k_F)$ – затравочный закон дисперсии, а самосогласованный потенциал $u(\mathbf{r})$ связан с параметром $\Sigma(\mathbf{r})$ следующим образом:

$$\Sigma(\mathbf{r}) = \Sigma^{(0)} + u(\mathbf{r}), \quad u(\mathbf{r})/\Sigma^{(0)} \ll 1.$$

Исходя из (1), вычислим свободную энергию однородной системы $f_T(n) = \langle H_{eff} \rangle + \mu n$. При $T = 0$ в безразмерных переменных получим

$$f_0(\eta) = \frac{1}{6}\eta^3 - \frac{1}{2}n_c\eta^2; \; \mu = \frac{\partial f_0}{\partial \eta} = \frac{1}{2}\eta^2 - \eta_c\eta; \; \frac{\partial \mu}{\partial \eta} = \eta - n_c, \tag{2}$$

где $\eta = n/4N(0)\Sigma^{(0)}$ – безразмерная концентрация частиц.

Из выражения для $\partial\mu/\partial\eta$ видно, что при $\eta < n_c$ однородная металлическая фаза неустойчива и возможно расслоение на фазу с $\eta = 0$ и относительным объемом $1 - v$ (диэлектрик) и фазу, в которой $\eta > n_c$ с объемом v.

Запишем энергию такого состояния в виде $(T = 0)$

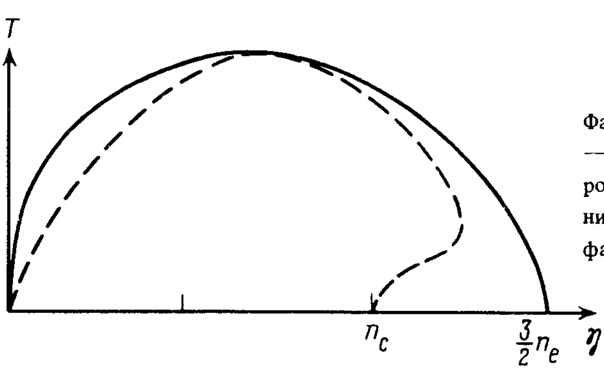
$$F_0(\eta, v) = vf_0(\eta/v). \tag{3}$$

Минимизируя F_0 по v, получим выражение для равновесного объема v_r;

$$v_r = \frac{2}{3}\,\frac{\eta}{n_c}. \tag{4}$$

При условии $v_r \leqslant 1$, из (4) следует, что расслоенное состояние будет существовать при $\eta < 3n_c/2 \equiv \eta_0$.

Можно показать, что неустойчивость с $q \neq 0$ появляется, если $\eta \leqslant \eta^* \approx 1{,}3n_c < \eta_0$. Следовательно, расслоение произойдет при уменьшении концентрации раньше и будет энергетически выгоднее сверхструктуры с $q \neq 0$. Кроме того, то, что равновесная концентрация в капле η_0 больше η^*, обеспечивает невыгодность неоднородностей с любыми q и, соответственно, положительность поверхностной энергии. Последнее должно привести к образованию капель с макроскопическим объемом, что и предполагалось в выражении для энергии (3). Действительно, пренебрежение в (3) поверхностным вкладом можно оправдать малостью величины $1/L$ (L – размер капли). Вообще говоря, размер капель и их пространственное упорядочение должны определяться связанным с локальным нарушением электронейтральности кулоновским взаимодействием, которое в значительной степени подавляется большой ди-



Фазовая диаграмма в координатах (T, η): —— – линия фазового перехода первого рода в расслоенное состояние, – – – – линия абсолютной неустойчивости однородной фазы $(\partial\mu/\partial n = 0)$

электрической проницаемостью и может частично экранироваться перераспределением примеси.

Исследуя аналогично случай $T \neq 0$, получим фазовую диаграмму, приведенную на рисунке.

Рассмотрим теперь влияние на образование расслоенного состояния сверхпроводимости, которая описывается гамильтонианом

$$H = H_{eff} + \int d\mathbf{r} \{ \Delta\varphi_\uparrow^+(\mathbf{r})\varphi_\downarrow^+(\mathbf{r}) + \text{э.с.} \}, \tag{5}$$

где

$$\Delta = -\lambda \langle \varphi_\uparrow(\mathbf{r})\varphi_\downarrow(\mathbf{r}) \rangle$$

– сверхпроводящий параметр порядка, а λ – модуль константы связи в куперовском канале.

Вычисляя свободную энергию системы в области концентраций $\eta/2\lambda \ll 1$, при $T = 0$ найдем

$$f_0(\eta) \approx -\frac{\Delta^2}{4\lambda} - \frac{1}{2} n_c \eta^2. \tag{7}$$

Решение уравнения самосогласования (6) в данном случае имеет вид

$$\Delta = \pi\lambda^{3/2}\sqrt{\eta/2}\ ; \tag{8}$$

с учетом (8) из формулы для f_0 (7) получим при $\eta/2\lambda \ll 1$

$$\frac{\partial\mu}{\partial\eta} = \frac{\partial^2 f_0}{\partial\eta^2} = -n_c < 0. \tag{9}$$

Из выражений для $\partial\mu/\partial\eta$ в (2) и (9) следует, что при условии $n_c/2\lambda \ll 1$, область неустойчивости однородного металлического состояния можно значительно расширить в сторону больших η. Тогда появление в системе сверхпроводимости приведет к потере устойчивости однородного в нормальной фазе образца, в результате чего образуются разделенные диэлектрическими областями металлические капли со слабой связью между ними. Разрушение связи слабым магнитным полем вызовет появление в сверхпроводящей (по эффекту Мейсснера) фазе сопротивления образца, большего, чем в нормальном металлическом состоянии, так как оно будет определяться сопротивлением диэлектрических прослоек. Это позволяет предложить описанный механизм в качестве объяснения упомянутых выше аномалий сопротивления, наблюдаемых в системе $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ [2]. Заметим, что обнаруженное в той же работе [2] немонотонное поведение зависимости критического тока от температуры в рамках предложенной картины может определяться уменьшением концентрации носителей в диэлектрических областях при охлаждении.

Литература

1. *Jorgensen J.D. et al.* Phys. Rev. B, 1988, **38**, 1137.
2. *Аншукова Н.В. и др.* ЖЭТФ, 1990, **97**, 1635.
3. *Бразовский С.А., Гордюнин С.А., Кирова Н.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **31**, 486.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 июня 1990 г.