

## МОДЕЛЬ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУКТУАЦИОННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

В.Г.Карпов, Д.А.Паршин

Рассмотрена модель сверхпроводящего фазового перехода первого рода (типа газ-жидкость) в системах с подвижными дефектами, от концентрации которых зависит критическая температура).

Мы предлагаем новую модель возникновения сверхпроводимости в результате фазового перехода первого рода предназначенную для сверхпроводников с легко перестраиваемой структурой. Речь идет о веществах содержащих подвижные дефекты структуры (вакансии, примеси и т. д.), которые путем диффузии могут образовывать неоднородные пространственные распределения. Модель не зависит от механизма сверхпроводящей конденсации. В идейном плане она имеет сходство с концепцией флуктуонов<sup>1</sup>. Модель основана на учете зависимости локальной температуры сверхпроводящего перехода  $T_c(\mathbf{r})$  от локальной концентрации дефектов  $\eta(\mathbf{r})$ . Эта зависимость в простейшем случае является линейной:

$$T_c = \bar{T}_c + \Gamma \delta\eta, \quad \Gamma = \text{const} \quad (1)$$

Здесь  $\delta\eta = \eta - \bar{\eta}$  – отличие концентрации дефектов от ее среднего значения  $\bar{\eta}$ ,  $\bar{T}_c = T_c(\bar{\eta})$ . Константу  $\Gamma$  мы для определенности будем считать положительной, а концентрацию выражать в безразмерных единицах,  $0 < \eta < 1$ . Благодаря зависимости (1), локальная флуктуация концентрации  $\eta$  приводит к повышению  $T_c$ . При температуре  $T < T_c$  это обеспечивает понижение свободной энергии за счет сверхпроводящей конденсации электронов:

$$\delta F_1 = -V \frac{\alpha^2}{2b} (T_c - T)^2, \quad T < T_c, \quad (2)$$

где  $\alpha$  и  $b$  параметры в функционале Гинзбурга – Ландау,  $V$  – объем флуктуационной области. Важно, что образование флуктуации  $\delta\eta$  и понижение энергии (2) может достигаться в результате перемещения подвижных дефектов.

В то же время создание флуктуации увеличивает свободную энергию на величину  $\delta F_2 = -T\delta S$ , где  $\delta S$  – изменение энтропии. Для простоты ограничимся здесь случаем малых флуктуаций ( $\delta\eta \ll \bar{\eta}$ ), когда

$$\delta F_2 = \frac{1}{2} T \frac{V}{v_0} (\delta\eta)^2 \left( \frac{1}{\bar{\eta}} + \frac{1}{1 - \bar{\eta}} \right), \quad (3)$$

где  $v_0$  – объем элементарной ячейки.

Выигрыш  $\delta F_1$  в свободной энергии за счет сверхпроводящей конденсации превосходит проигрыш  $\delta F_2$ , если температура

$$T < T^* = \alpha^2 \Gamma^2 v_0 \bar{\eta} (1 - \bar{\eta}) / b, \quad (4)$$

а флуктуация  $\delta\eta$  превышает величину

$$\delta\eta^* = \frac{\delta\eta_c}{1 - (T/T^*)^{1/2}}, \quad \delta\eta_c = \frac{T - \bar{T}_c}{\Gamma}, \quad (5)$$

где  $\delta\eta_c$  – концентрация, соответствующая сверхпроводящему переходу при данной температуре (см. рис. 1). Если условия (4), (5) выполнены, сверхпроводимость во флуктуационной области наступает при  $T > \bar{T}_c$ .

Таким образом, за счет самоиндуцированных пространственных флуктуаций в расположении подвижных дефектов возможно локальное повышение температуры сверхпроводя-

шего перехода. Если последнее имеет место, то образец спонтанно разбивается на двухфазную систему, образованную сверхпроводящими ( $S$ ) и нормальными ( $N$ ) областями. При этом переход в сверхпроводящее состояние является фазовым переходом первого рода. Если к тому же сверхпроводящие области образуют связную систему, то в образце реализуется макроскопическая сверхпроводимость.

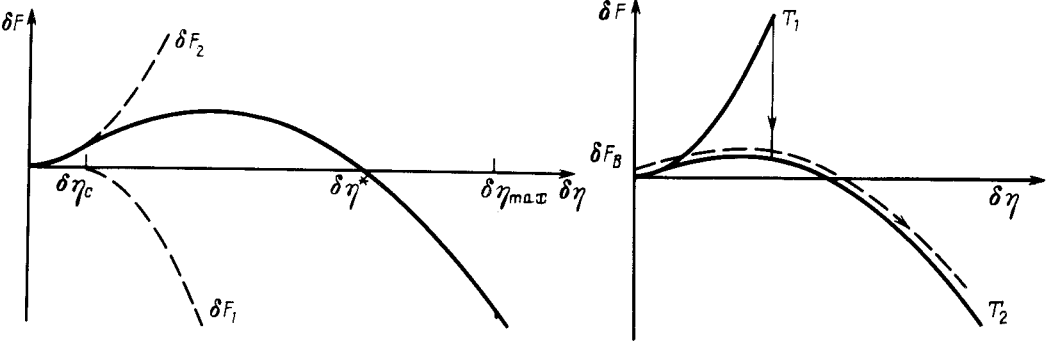


Рис. 1

Рис. 2

Рис. 1. Зависимость свободной энергии  $\delta F = \delta F_1 + \delta F_2$  от безразмерной концентрации дефектов. Штрихом показаны энтропийный и сверхпроводящий вклады. Отмечена граница  $\delta\eta_{max}$  соответствующая предельно допустимой концентрации дефектов

Рис. 2. Зависимость свободной энергии от концентрации дефектов для двух разных температур  $T_1 > T^*$  и  $T_2 < T^*$ . Жирной стрелкой показан переход в низкотемпературную  $S$ -фазу в результате быстрого охлаждения. Штриховая стрелка показывает переход, связанный с образованием критических зародышей в результате диффузии дефектов.  $\delta F_B$  – высота термодинамического барьера

Как видно из рис. 1 выигрыш в энергии будет тем больше, чем больше концентрация  $\eta$  в сверхпроводящей области. Фактически, однако, она ограничена междефектным отталкиванием при  $\delta\eta_{max} \approx 1$  (см. рис. 1). Поэтому характерная концентрация  $\delta\eta^*$  в (5) должна удовлетворять условию  $\delta\eta^* < 1$ . Минимальный размер  $R$  флуктуационной области (размер критического зародыша) определяется из условия  $R > \xi$ , где  $\xi$  – зависящая от температуры длина когерентности.

Заметим, что использованное квадратичное приближение (3) переоценивает энтропийный вклад в свободную энергию. Для не малых флуктуаций  $|\delta\eta| \approx \bar{\eta}$  зависимость  $\delta F_2(\eta)$  приближается к линейной, а условия возникновения  $S$ -областей облегчаются. Рассмотрение случая произвольных флуктуаций  $\delta\eta$  оказывается более громоздким и мы его здесь не касаемся.

Скорость образования флуктуационных  $S$ -областей зависит от двух факторов: высоты термодинамического барьера перехода и коэффициента диффузии дефектов. Мы здесь отметим два возможных пути образования зародышей  $S$ -фазы. Первый путь включает замораживание высокотемпературных термодинамических флуктуаций концентрации дефектов при резком охлаждении (см. рис. 2). Второй путь состоит в образовании критических зародышей  $S$ -фазы при низкой температуре ( $T < T^*$ ) в результате диффузии (скорость диффузии может быть увеличена при облучении материала). При этом надо учитывать силу, действующую на дефекты со стороны сверхпроводящего конденсата, пропорциональную градиенту квадрата модуля параметра порядка.

Магнитное поле может влиять на процесс роста зародышей  $S$ -фазы ограничивая их размер магнитной длиной (в сверхпроводниках второго рода). Кроме того, включение магнитного поля после образования  $S$ -фазы приведет к выталкиванию дефектов из коров вихревых нитей в глубь  $S$ -фазы. Такого рода особенности кинетики роста и распада  $S$ -фазы могут при-

водить на опыте к явлениям гистерезиса и долговременных релаксаций, старения и невоспроизводимости, связанных с диффузией дефектов.

Поскольку диффузия дефектов обычно является термоактивированной, предлагаемая модель едва ли применима к традиционным "низкотемпературным" сверхпроводникам. Однако, она может иметь отношение к интенсивно изучаемым в последнее время высокотемпературным сверхпроводникам с  $T_c \approx 100\text{K}$  и сравнительно низкими диффузионными барьерами<sup>2</sup>. Известно, что в этих сверхпроводниках температура сверхпроводящего перехода сильно зависит от содержания кислорода. Кроме того, имеются свидетельства о существовании в них при низких температурах ( $T \ll T_c$ ) нормальных возбуждений<sup>3-4</sup>. Имеются и данные о наличии сверхпроводящих корреляций при  $T > T_c$ <sup>5-6</sup>. Наконец, в ряде работ было обнаружено коррелированное расположение вакансий кислорода в ограниченных пространственных областях<sup>7-9</sup>. Отмеченные факты согласуются с предсказаниями предложенной модели, хотя, по-видимому, могут иметь и другие объяснения.

Мы благодарим Ю.М.Гальперина, В.И.Козуба, Э.Б.Сонина за полезное обсуждение результатов работы.

#### Литература

1. *Кривоглаз М.А.* УФН, 1973, **111**, 617.
2. *Tu K.N. et al.* Phys. Rev. B, 1989, **39**, 304.
3. *McKenna M.J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, **62**, 1556.
4. *Hikata A. et al.* Phys. Rev. B, 1989, **40**, 5247.
5. *Warren W.W. et al.* Phys. Rev. B, 1989, **62**, 1193.
6. *Thomas G.A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **61**, 1313.
7. *Werder D.I. et al.* Phys. Rev. B, 1988, **38**, 5310.
8. *Chaillout C. et al.* Phys. Rev. B, 1987, **36**, 7118.
9. *Chen C.H. et al.* Phys. Rev. B, 1988, **38**, 2888.

Ленинградский политехнический институт  
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию  
21 марта 1990 г.