

НОВЫЕ ТИПЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ НЕРАВНОВЕСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СВЕРХПРОВОДНИКА

В.Г.Бару, А.А.Сутанов

Показано, что при достижении критической концентрации неравновесных квазичастиц сверхпроводник становится неустойчив к переходу в неоднородное состояние с периодически модулированной щелью Δ . Наряду с этим возникает неустойчивость иного типа, отвечающая переходу в однородное состояние со сверхпроводящей скоростью V_s .

В последнее время усилился интерес к экспериментальному [1 – 2] и теоретическому [3 – 5] исследованию сверхпроводников с неравновесным возбуждением квазичастиц. Нас будет интересовать устойчивость неравновесного сверхпроводника по отношению к флуктуациям функции распределения квазичастиц f_p . Как видно из дальнейшего, в зависимости от параметров возможны два типа неустойчивости связанные соответственно с флуктуациями симметричной f_p^o и несимметричной f_p' частей функции f_p . Для анализа воспользуемся кинетическим уравнением для f_p [6, 7]¹⁾, учитывающим движение конденсата:

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + \frac{\partial f_p}{\partial r} \frac{\partial \epsilon}{\partial p} - \frac{\partial f}{\partial p} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} + I \{f_p\} = 0, \quad (1)$$

¹⁾ Мы признательны А.Г.Аронову и В.Л.Гуревичу за возможность ознакомиться с работой [7] до ее опубликования

$$\tilde{\epsilon}_p = \epsilon_p + p v_s = \sqrt{\Delta^2 + \xi_p^2} + p v_s, \quad \bar{\xi}_p = (p^2 + p_s^2 - p_0^2) / 2m, \quad (2)$$

$p_0 = m v_0$ — фермиевский импульс. Справедливость (1), (2) ограничена неравенствами $\hbar \omega \ll \Delta$, $\hbar q \ll \Delta / v_0$ (ω , q — частота и волновой вектор возмущения). Уравнение (1) дополняется уравнением для определения Δ (3) и условием нейтральности (4):

$$1 = \lambda \sum_p \frac{1 - 2f_p}{\epsilon_p}, \quad (3)$$

$$\text{div } j = 0, \quad j = e N_0 v_s + 2e \sum_p \frac{p}{m} f_p, \quad N_0 = P_0^3 / 3 \pi^2 \hbar^3, \quad (4)$$

Функцию f_p представим в виде $f_p = f_p^o + f_p^e$, $f_p^e \ll f_p^o \ll 1$. Для простоты симметричную часть f_p^o положим квазиравновесной ¹⁾ $f_p^o = \exp [-(\epsilon_p - \mu) / T]$, где μ определяется концентрацией квазичастиц n . Уравнение непрерывности для n вытекает из (1). С учетом генерации g и рекомбинации r имеем:

$$-\frac{\delta n}{\delta t} + \text{div } i = g - r, \quad n = 2 \sum_p f_p, \quad i = n v_s + 2 \sum_p \frac{\partial \epsilon}{\partial p} f_p^e. \quad (5)$$

Тепловой генерацией пренебрежем.

Ограничимся рассмотрением одномерных флуктуаций типа $\delta n \sim \exp(\gamma t + i k x)$. Линеаризуя (1-5), получаем при $\gamma \tau_p \ll 1$ дисперсионное уравнение:

$$[1 + \gamma \tau_p + k^2 L_D^2 (1 - \zeta)] (1 + \gamma \tau_p - \zeta) = \beta \gamma \tau_p k^2 L_D^2 \zeta = n / 2 \rho_0 T; \quad (6)$$

$$\beta \approx (\Delta / \epsilon_0) (n / N_0) \ll 1, \quad L_D = \sqrt{D \tau_r}, \quad D = D_0 \sqrt{2 T / \pi \Delta}, \quad \tau_p \approx \tau_0 \sqrt{\Delta / T},$$

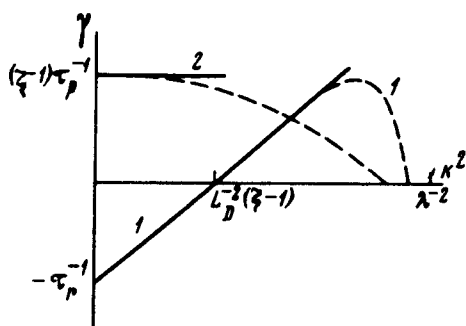
$\tau_r \approx (2 \alpha n)^{-1}$, $\rho_0 = m p_0 / 2 \pi^2 \hbar^3$, $\epsilon_0 = p_0^2 / 2m$, D_0 , τ_0 — коэффициент диффузии и время упругой релаксации в металле, α — коэффициент рекомбинации.

Ввиду малости параметра β (6) фактически распадается на два независимых дисперсионных уравнения, которые при $\zeta > 1$ отвечают двум типам неустойчивости. Соответствующие кривые $\gamma(k)$ представлены на рис. 1 сплошными линиями. Пунктирные линии уточняют вид $\gamma(k)$ с учетом подавления мелкомасштабных флуктуаций в области $k^2 \lambda^2 \gg 1$ ($\lambda = \hbar v_0 / \Delta$ — корреляционная длина)

Кривая (1) описывает неустойчивость сверхпроводника к переходу в неоднородное состояние. Поясним физическую картину неустойчивости. Локальное увеличение плотности квазичастиц δn ведет согласно

¹⁾ Вывод о неустойчивости сохраняется также, если в качестве f_p^o взять функцию, полученную в [4] из уравнения Элиашберга.

(3) к локальному уменьшению щели $\delta\Delta$ (т.е. к образованию потенциальной ямы для квазичастиц), что, в свою очередь, влечет дальнейший рост δn за счет прихода квазичастиц из соседних областей с размерами $\sim L_D$. При заданной средней концентрации n это приводит к периодической модуляции n и Δ в пространстве. Возникающее состояние является аналогом промежуточного состояния сверхпроводника. Период структуры d ограничен условием $\lambda < d < L_D$, где характерные значения $L_D \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ см, а $\lambda \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ см при $T \ll T_c$ и растет $\sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$ при $T \rightarrow T_c$. Критическая концентрация квазичастиц, полученная из условия $\xi > 1$, при $T \sim 1$ К равна $n_c \approx 10^{17} - 10^{18}$ см $^{-3}$. Экспериментально такое "промежуточное" состояние может обнаруживаться, например, в появлении конечного сопротивления до полного перехода в нормальное состояние. Такие результаты были получены в недавно появившейся работе [2], где сообщается о наблюдении "промежуточного" состояния, индуцированного интенсивным импульсным освещением в пленках Sn.



Перейдем к рассмотрению второго типа (кривая 2). Она становится определяющей при условии $\lambda > L_D$, когда неустойчивость первого типа подавлена. Инкремент неустойчивости второго типа максимален при $k = 0$. Анализ показывает, что в этом случае однородно нарастают флуктуации v_s и f_p' . Природа нарастания v_s состоит в следующем. Флуктуация f_p' и соответственно тока возбуждений приводит к появлению компенсирующего сверхпроводящего тока $eN_0 \delta v_s$ (см. (4)), поскольку в данном случае полный ток j равен нулю. Возникшая флуктуация δv_s вызывает согласно (2) изменение спектра возбуждений ϵ_p , что ведет к дальнейшему росту f_p' и тока возбуждений. В результате, в образце при $\zeta > 1$ возникает сверхпроводящая скорость v_s , а на его концах — разность фаз $\chi_1 - \chi_2$. Последняя может быть измерена с помощью сверхпроводящего интерферометра или по изменению магнитного потока через сверхпроводящий контур.

Отметим, что в области неустойчивости ($\zeta > 1$) величина N_s , определяющая лондоновскую длину, становится отрицательной, что могло бы привести к выводу об осциллирующем проникновении магнитного поля в образец. В действительности, в результате неустойчивости сверхпроводник перейдет в новое состояние с $v_s \neq 0$, $N_s > 0$ и обычным эффектом Мейснера.

Нам представляется, что как неравновесное промежуточное состояние, так и возникновение v_s делают особенно интересными исследования фотоэлектрических явлений в сверхпроводниках при высоких уровнях возбуждения.

Благодарим Л.Н.Булаевского и В.Б.Сандомирского за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
10 декабря 1974 г.

Институт радиотехники и
электроники
Академии наук СССР.

Литература

- [1] W.H.Parker, W.D.Williams. Phys. Rev. Lett., 29 926, 1972.
 - [2] G.A.Sai-Halasz, C.C.Chi, A.Denenstein, D.N.Landenberg. Phys. Rev. Lett., 33, 215, 1974.
 - [3] А.Г.Аронов, В.Л.Гуревич. ЖЭТФ, 65, 1111, 1973.
 - [4] В.Ф.Елесин. ЖЭТФ, 66, 1755, 1974.
 - [5] Р.А.Варданян, Б.И.Ивлев, ЖЭТФ, 65, 2315, 1973.
 - [6] Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, В.И.Козуб. ЖЭТФ, 65, 1045, 1973.
 - [7] А.Г.Аронов, В.Г.Гуревич. ФТТ, 16, 2656, 1974.
-