

## О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СИСТЕМАХ С ОТТАЛКИВАНИЕМ

В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин, Ю. В. Копаев

В работе рассмотрена возможность получения высокотемпературной сверхпроводимости в неравновесных системах с отталкиванием между электронами. Показано, что в металле в присутствии источника, переводящего электроны с энергией ниже энергии Ферми в состояние с энергией выше, кроме тривиального решения с щелью равной нулю, возможно новое решение с отличной от нуля сверхпроводящей щелью и инверсным распределением электронов.

1. Недавно [1] было показано, что уравнение для сверхпроводящей щели может иметь решение в системах с отталкиванием ( $g > 0$ ), если для квазичастиц  $n_p$  создана инверсная заселенность<sup>1)</sup>, т. е.  $2n_p - 1 > 0$

$$1 = g \int \frac{d\xi(2n_p - 1)}{\sqrt{\xi^2 + \Delta_0^2}}, \quad (1)$$

где  $\xi = p^2/2m - \mu_0$ ;  $\mu_0$  - уровень Ферми.

Основная трудность заключается в создании и поддержании "инверсной заселенности" в интервале  $|\xi| \leq \tilde{\omega}$  взаимодействия. В работе [1] предложено избежать эти трудности в "полупроводниковой модели", в которой предполагается, что диэлектрическая щель сделает инверсное распределение возможным. В этом случае щель возникает вблизи экстремумов зон, а не на поверхности Ферми.

2. Другая возможность состоит в использовании щели  $\lambda = d_c \sqrt{\mathcal{E}}$  ( $d_{cv}$  - дипольный момент межзонного перехода), возникающей за счет действия сильного электромагнитного поля  $\mathcal{E}$  с частотой  $\omega_\lambda$  [2], вызывающего резонансные переходы между зонами.

Из структуры кинетических уравнений для квазичастиц следует, что при

$$2\lambda \geq \omega_\phi \quad (2)$$

(где  $\omega_\phi$  - частота порядка дебаевской) переход квазичастиц через щель возможен только за счет многофононных процессов. Поэтому время этого процесса  $\tau_A$  много больше времени энергетической релаксации квазичастиц над (под) щелью.

Если теперь включить источник, переводящий квазичастицы из состояния под щелью в состояние над ней, то произойдет запираание квази-

<sup>1)</sup> Аналогичные соображения были высказаны также А. Г. Ароновым и В. Л. Гуревичем.

частиц так, что их распределение будет иметь вид:

$$n_p = \left[ \exp\left(\frac{E_p - \mu}{T}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad E_p = \sqrt{\xi^2 + \lambda^2}, \quad (3)$$

где  $\mu$  — квазиуровень Ферми квазичастиц, определяемый интенсивностью источника и временем  $\tau_A$ .

Такое распределение квазичастиц приводит к появлению сверхпроводящей щели  $\Delta$ , равной (ср. [3])

$$\Delta = \begin{cases} \sqrt{\Delta_0^2 - \lambda^2}, & \Delta_0 > \lambda, \quad \Delta_0 = \frac{2\mu^2}{\tilde{\omega}} e^{-1/g} (1 - e^{-2/g})^{-1}, \\ 0, & \Delta_0 < \lambda \end{cases} \quad (4)$$

Энергия квазичастиц в этом состоянии имеет вид:

$$\epsilon_p = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2 + \lambda^2} = \sqrt{\xi^2 + \Delta_0^2}. \quad (5)$$

3. В выражении (4) можно устремить  $\lambda$  к нулю, сохраняя условие:

$$2\Delta_0 > \omega_{\text{Ф}}. \quad (6)$$

Это означает, что решение с щелью  $\Delta_0$  в неравновесном состоянии в присутствии источника, переводящего квазичастицы из состояния под щелью в состояние над щелью является самоподдерживающимся: щель приводит к инверсному распределению частиц, которое в свою очередь ведет к существованию щели. Такое самосогласованное решение возможно не только в состоянии насыщения, когда электроны в зоне проводимости созданы сильным полем  $\mathcal{E}$ , как это предполагалось выше, но и вблизи поверхности Ферми металла и легированных полупроводников. Перейти в это состояние можно, адиабатически выключая сильное поле.

4. Следует отметить, что процессы перехода квазичастиц через щель могут идти также за счет электрон-электронных столкновений. Однако, в силу ограничения накладываемого на объем фазового пространства принципом Паули, вероятность этого процесса уменьшается в  $(\mu_0/\mu)^2$  раз и при  $\mu/\mu_0 \approx 10^{-1} - 10^{-2}$  оказывается малым по сравнению с обратным временем релаксации квазичастиц на фононах  $1/\tau_{\text{Ф}}$ .

В случае  $\mu/\mu_0 \sim 1$ , когда электрон-электронные столкновения становятся преобладающими, в (6)  $\omega_{\text{Ф}}$  следует заменить на  $\tilde{\omega}$ , так что учитывая (4), получим:

$$\text{sh} \frac{1}{g} < 2 \dots \quad (7)$$

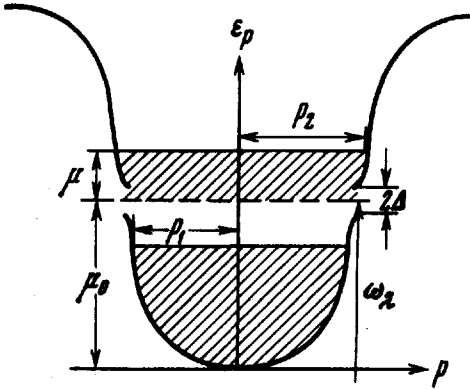
5. Вычислим отклик системы на внешнее слабое поле. Ток в постоянном магнитном поле при  $q v_0 \ll \Delta$ ,  $T \ll \mu$  оказывается равным

$$j_q \approx + \frac{e^2 n_0}{mc} A_q; \quad n_0 = \frac{p_0^3}{3\pi^2 \hbar^3}, \quad \frac{p_0^2}{2m} = \mu_0, \quad (8)$$

т. е. току в равновесном сверхпроводнике, но с обратным знаком. Это означает, что рассматриваемая система обладает аномальным парамагнетизмом, приводящим к проникновению магнитного поля в образец, причем магнитное поле испытывает осцилляции с периодом  $(4\pi n_0 e^2 / mc^2)^{1/2}$ .

Физический смысл полученного результата легко понять, если обратиться к рис. 1. Вклад в парамагнитный ток вносят электроны вблизи  $p \approx p_1$ ,  $p \approx p_2$ , в то время как вклад при  $p \approx p_0$  равен нулю за счет щели.

Таким образом, парамагнитный ток удваивается так, что полный ток с учетом диамагнитного равен (8).



Спектр и энергетическое распределение электронов в зоне проводимости  $p_{1,2}^2 = p_0^2 \mp \sqrt{\mu^2 - \Delta^2} \cdot 2m$

6. Найдем ток в переменном поле  $F = F_0 e^{i\omega t}$  с учетом упругого рассеяния на примесях. Приведем наиболее простое выражение, когда период осцилляций много меньше длины корреляции и  $\omega \rightarrow 0$ ,  $T \ll \mu$ :

$$j \approx F \left( 2\sigma_N + i \frac{\pi\Delta}{\hbar\omega} \sigma_N \right), \quad \sigma_N = \frac{2e^2 n_0 \tau}{3m} \quad (9)$$

Первое слагаемое в (9) соответствует удвоенной нормальной проводимости  $2\sigma_N$ , связанной с вкладом от поверхностей с  $p \approx p_1$ ,  $p \approx p_2$ . Второе слагаемое соответствует незатухающему току, обращаемому при  $\omega \rightarrow 0$  в бесконечность, и связанному с вкладом от поверхности с  $p \approx p_0$ , где сверхпроводящая щель препятствует рассеянию импульса (см. рис. 1). Заметим, что знак второго слагаемого противоположен знаку тока равновесного сверхпроводника, что объясняет существование аномального парамагнетизма. Эта "отрицательная сверхпроводимость" имеет определенную аналогию с эффектом отрицательной проводимости в полупроводниках [4].

Температура приводит к размазыванию распределения (3), т. е. уменьшению  $n_0$ . Температура перехода, при которой щель стремится к нулю, приблизительно равна

$$T_c \approx \mu \quad (10)$$

Устойчивость рассмотренного сверхпроводящего состояния и роль многофононных процессов в кинетических явлениях требуют отдельного исследования.

Авторы признательны Ю.А.Быковскому, Л.В.Келдышу, Д.А.Киржницу за полезные замечания и обсуждения.

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

Поступила в редакцию  
8 мая 1973 г.

### Литература

- [ 1 ] Д.А.Киржниц, Ю.В.Копаев. Письма в ЖЭТФ, 17, 379, 1973.
  - [ 2 ] В.М.Галицкий, С.Н.Гореславский, В.Ф.Елесин. ЖЭТФ, 57, 207, 1969.
  - [ 3 ] В.Ф.Елесин, Ю.В.Копаев. ФТТ, 14, 669, 1972.
  - [ 4 ] В.Ф.Елесин, Э.А.Манькин. ЖЭТФ, 50, 1381, 1966.
-