Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 7, стр. 379 – 382 5 апреля 1973 г.

О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СИСТЕМАХ С ОТТАЛКИВАНИЕМ МЕЖДУ ЧАСТИЦАМИ

Д.А.Киржниц , Ю.В.Копаев

В основные формулы теории сверхпроводимости (СП) константа связи входит в комбинации с величиной $1 - 2n$, где n – число заполнения фермионных состояний. Это наводит на мысль о возможности появления СП в таких "несверхпроводящих" системах, где оба сомножителя имеют необычный знак: преобладает отталкивание между частицами, но зато создана инверсная заселенность уровней [1].

В простейшей металлической модели время τ_R рекомбинации электронов и дырок, ведущей к исчезновению инверсии заселенности, столь мало, что для создания последней, если это вообще возможно, потребовалась бы накачка непрерывного действия. Это порождает ряд сложных проблем. Ниже обсуждается модель, в которой время τ_R существенно увеличено и можно ожидать появления СП в результате однократного действия импульса накачки.

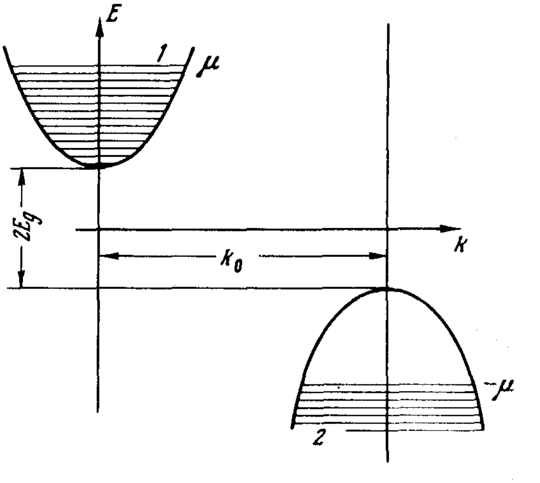

Рис. 1

[1] Как нам стало известно, аналогичные соображения были высказаны также А.Г.Ароновым и В.Л.Гуревичем.

1. Предлагаемая модель относится к полупроводниковому типу и характеризуется наличием диэлектрической щели и сдвига экстремумов зон (рис. 1). Оба эти фактора и ведут к тому, что величина τ_R может достигать огромных значений до 10^{-5} *сек* [1]. Для простоты предполагается, что а) система квазидвумерна и плотность ее состояний не зависит от энергии, б) параметры обеих зон одинаковы, в) химический потенциал μ, характеризующий инверсию заселенности, которая возникла в результате "заброса" электронов из зоны *2* в зону *1*, велик по сравнению с шириной области действия отталкивательного (кулоновского) взаимодействия ω_p. Эти ограничения несущественны и не меняют качественных выводов.

Модельный гамильтониан системы имеет вид

$$H = \sum_{i,k} \epsilon_i a^+_{i,k} a_{i,k} + \gamma_0 \sum_i B^+_i B_i + \gamma_1 \sum_{i \neq j} B^+_i B_j , \quad B_i = \sum_k a_{i,k} a_{i\,-k} ,$$

где $i, j = 1, 2$ – номер зоны, спаривание электронов с электронами или дырками другой зоны не учитывается как малосущественное, $\gamma_{0,1}$ – соответственно внутризонная и межзонная константы связи ($\gamma_0 > 0$), $\epsilon_1 = E_g + k^2/2m$, $\epsilon_2 = -E_g - (k - k_0)^2/2m$.

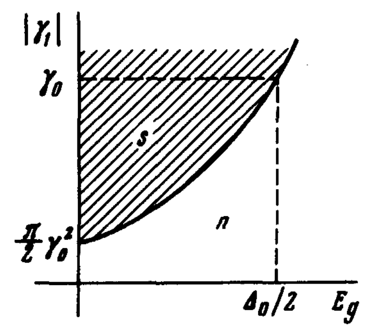

Рис. 2

2. Исследование нормального состояния системы на устойчивость ведется обычным образом [2] и дает следующее уравнение для полюсов вершинных частей в канале "частица-частица"

$$1 + \gamma_0 \ln \frac{E_g^2 - \omega^2}{\omega_p^2} + (\gamma_0^2 - \gamma_1^2) \ln \frac{\omega - E_g}{\omega_p} \ln \frac{\omega + E_g}{-\omega_p} = 0. \qquad (1)$$

Мнимые значения ω (сверхпроводящая неустойчивость) отвечают заштрихованной на рис. 2 области и требуют для своего появления достаточной узости диэлектрической щели. При $E_g = 0$ и $|\gamma_1| << \gamma_0$ (соответственно большой величине τ_R) имеем, в частности,

$$\omega = \pm i \Delta_0 \exp(-\sqrt{\gamma_1^2/\gamma_0^4 - \pi^2/4}), \quad \Delta_0 = \omega_p \exp(-1/\gamma_0).$$

При $\gamma_0 < 0$ рассматриваемая неустойчивость исчезает в соответствии с результатами работ [3].

Описание возникающей СП удобно вести на языке уравнений Горькова для обычных G_i и аномальных F_i функций Грина [2])

$$(\omega - \epsilon_1) G_1 + \Delta F_1^+ = 1, \qquad (\omega + \epsilon_1) F_1 + \Delta G_1 = 0$$

и аналогично для функций G_2, F_2. Здесь $\Delta = \int d^4p(\gamma_o F_1 + \gamma_1 F_2)$. Отсюда, в частности, следует выражение

$$G_1 = \frac{1}{2}(1 + \epsilon_1/E_1)/(\omega - E_1 - i\delta) + \frac{1}{2}(1 - \epsilon_1/E_1)/(\omega + E_1 + i\delta), \tag{2}$$

где $E_1 = \sqrt{\epsilon_1^2 + \Delta^2}$, а правила обхода отвечают инверсной заселенности. Величина Δ совпадает, как обычно, с мнимой частью корня уравнения (1).

3. В рассматриваемой модели энергия сверхпроводящего состояния больше энергии нормального состояния (при заданном распределении квазичастиц). Так при $\gamma_1 = \gamma_o$

$$E_s - E_n = \operatorname{sign}(\gamma_o) \int_o^{|\gamma_o|} \frac{d\gamma_o}{\gamma_o^2} \Delta^2 > 0.$$

Можно ожидать, что система, релаксируя из более высокого энергетического состояния, куда она была "заброшена" действием накачки, окажется в конце концов в сверхпроводящем состоянии.

По завершении внутризонной релаксации оставшаяся инверсия заселенности (см. рис. 1) исчезает за время τ_R а СП – за время τ_s. Эти времена оказываются одного порядка. В самом деле, неравенство $\tau_R << \tau_s$ невозможно, так как после исчезновения инверсии заселенности пропадает и СП. Обратное неравенство привело бы систему к нормальному состоянию в условиях инверсной заселенности, которое, однако, неустойчиво. Поэтому система рекомбинирует и теряет СП с одинаковой скоростью. Соответственно, о СП можно говорить лишь применительно к малым по сравнению с τ_R интервалам времени (ср. [4]). Затронутые кинетические вопросы будут предметом специальной работы.

Температурное размытие распределений Ферми в обеих зонах искажает функцию распределения в интересующей нас области вблизи экстремумов зон на величину порядка $\exp(-\mu/T)$. Поэтому для критической температуры можно ожидать достаточно большого значения порядка μ. Определяемая же щелью Δ критическая температура – это наибольшее значение "отрицательной температуры", характеризующей степень инверсности распределения.

В заключение еще раз подчеркнем, что для появления СП необходима достаточно узкая диэлектрическая щель. В остальном рассмотренная модель совпадает с той, которая обычно используется в связи с проблемой конденсированной экситонной фазы в полупроводнике [1].

1) Из-за спаривания не на границе Ферми, а на экстремумах зон функции F не содержат фактора $\exp(-2i\mu t)$ (соответствующее значение химического потенциала равно нулю). Это соответствует чистой мнимости корней уравнения (1).

Мы благодарны В.Л.Гинзбургу и участникам руководимого им семинара, а также Л.В.Келдышу, А.Г.Аронову и В.Л.Гуревичу за ценные дискуссии.

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

Поступила в редакцию
26 февраля 1973 г.

Литература

[1] "Экситоны в полупроводниках". Сб. статей, М., изд. Наука, 1971.

[2] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., ГИФМЛ, 1962.

[3] C.Owen, P.Scalapino. Phys. Rev. Lett., 28, 1559, 1972; W.Parker, W.Williams. Phys. Rev. Lett., 29, 924, 1972.

[4] Л.В.Келдыш. Сб. Проблемы теоретической физики (памяти И.Е.Тамма), М., изд. Наука, 1972, стр. 433.