

# ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК УКРАИНЫ

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ  
ПРЕЗИДИУМА  
АН УКРАИНЫ

МАТЕМАТИКА,  
ЕСТЕСТВОЗНАНИЕ,  
ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

**4**

АПРЕЛЬ  
**1992**

## СУБСТРУКТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ЩЕЛЕЙ В БИСОЛИТОННОЙ МОДЕЛИ ВТСП

(Представлено академиком АН Украины А. С. Давыдовым)

Обнаруженная в большом количестве экспериментов [1, 2] субструктура сверхпроводящих щелей в высокотемпературных сверхпроводниках в настоящее время не получила однозначного объяснения. Очевидно, что понимание причин происхождения субструктуры связано с особенностями механизма сверхпроводимости. Как отмечалось в работах [3, 4], в бисолитонной теории возможно появление многощелевой структуры и это, в первую очередь, обусловлено существованием периодической структуры бисолитонов. Наличие такой структуры внешне напоминает волну зарядовой плотности, но отличается от нее тем, что создается она только частью носителей тока, расположенных у поверхности Ферми. Все эти носители образуют куперовские пары и могут перемещаться по кристаллу, создавая таким образом сверхпроводящий ток. Ниже рассматриваются условия и особенности реализации субэнергетической структуры в бисолитонной модели сверхпроводимости при температурах, значительно ниже критической, когда зависимость щели от температуры можно пренебречь.

**Условия устойчивости бисолитонов.** Согласно бисолитонной модели сверхпроводимости [5], в квазидномерной системе вследствие взаимодействия носителей тока с колебаниями атомов решетки последние смещаются с положения равновесия, образуя периодически расположенные деформационные ямы. Такое взаимодействие приводит к спариванию ферми-частиц (электронов или дырок) с противоположными спинами и импульсами, отличающимися на величину  $2\hbar k_F$ , где  $k_F$  — волновой вектор на уровне Ферми. Последний связан с расстоянием между соседними ямами условием

$$k_F L = 2\pi\nu, \quad (1)$$

где  $\nu = 1, 2, 3, \dots$ . Число  $\nu$  определяет относительную часть носителей, участвующих в создании сверхпроводящего конденсата. Бисолитон будет устойчив, когда импульсы частиц  $\hbar k_1, \hbar k_2$ , образующие его, будут удовлетворять условию

$$\frac{\hbar |k_1 + k_2|}{2m} < c. \quad (2)$$

Здесь  $m$  — масса частиц,  $c$  — скорость звука.

Из условия (2) следует, что частица на поверхности Ферми ( $k_1 = k_F$ ) может образовать бисолитон с частицами, отличающимися по энергии на величину  $\Delta E$ , принимающую значения при квадратичном законе дисперсии

$$\Delta E = \varepsilon(k_F) - \varepsilon(k_1) = \frac{\hbar^2}{2m} (k_1 + k_F)(k_1 - k_F) \leq \hbar\omega(k_F). \quad (3)$$

Таким образом, носители тока с энергией, лежащей в интервале  $\Delta E = 2\hbar\omega(k_F)$  вблизи поверхности Ферми, могут спариваться и, соответственно, будут образовывать сверхпроводящий конденсат. Носители вне этого интервала, лежащие в глубине сферы Ферми, бисолитоны не образуют. Учитывая, что плотность состояний вблизи энергии Ферми равна

$$N(E_F) = \frac{m}{\pi\hbar^2 k_F},$$

для концентрации бисолитонов  $L^{-1}$  получим

$$\frac{1}{L} \leq N(E) \Delta E = \frac{m}{2\hbar^2 k_F} \hbar \omega(k_F). \quad (4)$$

Условие (4) с учетом соотношения (1) принимает вид

$$v \geq \frac{E_F}{\omega(k_F)} = \frac{\hbar k_F}{cm} \quad (5)$$

Минимальное значение  $v$ , удовлетворяющее условию (5), соответствует максимально большой плотности сверхпроводящего конденсата. Следует отметить, что требование квазиодномерности бисолитонной теории не является ограничивающим условием в случае носителей тока ферми-типа. Это следует непосредственно из эффекта Купера. В частности, распространение бисолитонной теории на двумерные системы осуществлено в работе [6].

**Сверхпроводящие щели.** В бисолитонной модели [3, 4] при образовании сверхпроводящего состояния на уровне Ферми образуется энергетическая щель с плотностью состояний, равной нулю. Величина щели  $2\Delta$  описывается соотношением

$$\Delta = \frac{4E_F}{\lambda} \operatorname{sh}^{-1}(1/\lambda), \quad \lambda = N(E_F)G, \quad (6)$$

где  $G = \sigma^2/\kappa$  — параметр, характеризующий электрон-фононное взаимодействие,  $\sigma$  — деформационный потенциал,  $\kappa$  — коэффициент упругости. В солитонной теории  $G$  определяет нелинейность системы. Энергетический спектр частиц разделяется на две зоны

$$E_{1,2}(k) = \frac{\varepsilon(k) + \varepsilon(k - 2k_F) - 2E_F}{2} \pm \sqrt{\left[ \frac{\varepsilon(k) + \varepsilon(k - 2k_F)}{2} \right]^2 + \Delta^2}. \quad (7)$$

Верхняя зона свободна, нижняя — занята электронами.

Как показано в работе [3], в квазиодномерной системе  $\Delta$  как функция волнового вектора  $k_F$  носит немонотонный характер, принимая максимальное значение при  $k_F = 8mG/\pi\hbar^2$ , т. е. когда  $\lambda = 0,5$ .

В зависимости от соотношения  $E_F$  и  $\hbar\omega(k_F)$ , а также значения  $\lambda$  бисолитонную модель сверхпроводимости удобно разграничить на три случая.

1.  $E_F \gg \hbar\omega(k_F)$ ,  $\lambda \ll 1$ . Эти условия характерны для металлических систем. Выражения для энергетического спектра и величины щели принимают вид:

$$E_{1,2}(k) = \pm \sqrt{[\varepsilon(k) - E_F]^2 + \Delta^2}, \quad (8)$$

$$\Delta = 8\hbar\omega(k_F)e^{-1/\lambda} \quad (9)$$

При значениях  $E_F$  и  $\hbar\omega(k_F)$ , типичных для металлов,  $v > 100$ . Формулы (8) и (9) аналогичны соответствующим значениям энергии и щели в теории БКШ. Следует отметить, что в этом случае для  $\Delta$  имеет место, как и в теории БКШ, изотопический эффект.

2. Когда  $E_F > \hbar\omega(k_F)$ ,  $v > 1$ . Этот случай характерен для керамических оксидов. Действительно, при  $k_F \approx 10^7$  см<sup>-1</sup>,  $c \approx 10^5$  см/сек,  $m \approx 10 m_e$  получим  $v = 5$ . Сопоставление бисолитонной теории с экспериментом [3, 4] приводит к значениям  $v$  для керамических оксидов, лежащих в интервале  $1 < v < 10$ .

3. При  $E_F < \hbar\omega(k_F)$ ,  $v = 1$  этот случай получил название волны зарядовой плотности [7]. Хотя формально условия для существования сверхпроводимости выполняются [8], бездиссипативный перенос здесь из-за возможности пиннинга представляется маловероятным. Вероят-

ность пиннинга бисолитонного конденсата значительно меньше при  $v > 1$ . Но в этом случае с ростом  $v$  выигрыш в энергии системы при образовании сверхпроводящего конденсата уменьшается, что, естественно, приводит к уменьшению температуры перехода.

Таким образом, согласно (6), изменение концентрации носителей в системе или параметров, характеризующих систему, может привести наряду с непрерывным изменением величины сверхпроводящей щели также к ее скачкообразному изменению, согласно условию (5). При

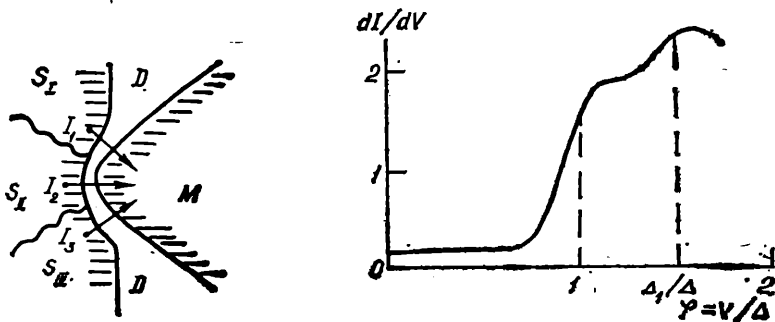


Рис. 1. Структура металл—диэлектрик—сверхпроводник

Рис. 2. Зависимость проводимости от внешнего потенциала для неоднородного сверхпроводника с  $\Delta_2/\Delta_3 = 3/2$

этом происходит изменение числа  $v$ . Такие особенности должны проявляться в экспериментах по изучению тока в системах металл—диэлектрик—сверхпроводник.

**Вольт-амперные характеристики.** Рассмотрим систему, состоящую из металла в нормальном состоянии, диэлектрического барьера и сверхпроводника, как это показано на рис. 1. При образовании контакта металлической иглы с поверхностью сверхпроводника последний в приповерхностной области может характеризоваться различными значениями концентрации носителей и параметра  $v$  в каждой из областей  $S_i$ . При изменении концентрации величина щели меняется непрерывно. Изменение  $v$  приводит, согласно (6), к скачкообразному изменению щели. Общий ток в такой системе может быть представлен [9, 10] в виде суммы туннельных токов из каждой области сверхпроводника в металлический контакт. Таким образом, суммарный ток, проходящий в системе, показанный на рис. 1, определяется выражением

$$I = \sum_i I_i, \quad (10)$$

где

$$I_i = I_{oi} \int \frac{dE |E|}{V E^2 - \Delta^2} [f(E - V) - f(E)] + \alpha V, \quad (11)$$

$$I_{oi} = \frac{e}{2\pi\hbar} \rho_i k_F,$$

$\rho_i$  — концентрация носителей в  $i$ -области сверхпроводника, характеризующегося  $\Delta_i$  значением сверхпроводящей щели,  $f$  — функции распределения Ферми для носителей тока,  $\alpha$  — проводимость, обусловленная джозефсоновской составляющей [11]. Зависимость проводимости

$\sigma = \frac{dI}{dV}$  от величины приложения напряжения для случая неоднородного сверхпроводника, состоящего из двух областей с  $\Delta_0/\Delta_1 = 3/2$  при  $k_B T/\Delta_3 = 0,1$  и  $I_{02}/I_{03} = 0,75$ , показана на рис. 2.

Такого типа вольт-амперные зависимости наблюдаются для многих высокотемпературных сверхпроводников [1, 2]. Следует отметить, что экспериментально полученные значения величины  $\Delta$  хорошо описы-



ваются эмпирически установленной функцией  $\Delta_n = \Delta_0/n$ , где  $n$  — целые числа. Эта зависимость непосредственно следует из формулы (6).

Таким образом, в системе металл—диэлектрик—сверхпроводник при неоднородной структуре последнего у поверхности в вольт-амперных зависимостях могут появляться особенности, указывающие на существование областей сверхпроводника с различными значениями щели. Значение величин щели хорошо описывается эмпирически законом с  $n$ , лежащим в интервале  $1 < n < 10$ . Следует отметить, что эти особенности вольт-амперных характеристик не могут быть объяснены лишь простым изменением концентрации носителей, поскольку в таком случае изменение величины щели не носило бы дискретный характер. Многощелевая структура естественным образом приводит к большому разбросу отношения  $2\Delta/k_B T_c = r$ . Если в объеме сверхпроводника критическая температура обусловлена наличием щели  $\Delta^*$  с числом  $\nu = \nu^*$ , то для остальных щелей из (6) получим отношение  $r = r^* \nu^*/\nu$ , где  $r^* = \frac{2\Delta^*}{k_B T_c}$ . В зависимости от отношения  $\nu^*/\nu$  будут наблюдаться щели с  $r$ , большим или меньшим  $r^*$ .

Итак, наблюдаемые в опытах многощелевая энергетическая структура и большой разброс отношения  $r$  могут быть объяснены в бисолитонной модели сверхпроводимости естественным образом

V. N. Ermakov, S. P. Kruchinin, E. A. Ponezha

#### SUBSTRUCTURE OF SUPERCONDUCTING GAPS IN BISOLITON HTSC MODEL

#### Summary

The conditions and peculiarities of realization of the superconducting gap substructure in a bisoliton superconductivity model are considered at temperatures much lower than the critical one in the case when the temperature dependence of gap can be neglected.

1. Kirtley J. R. Tunneling measurements of the energy gap in high- $T_c$  superconductors // Int. J. Modern Physics B.— 1990.— 4, N 2.— P. 201—237.
2. Акименко А. И., Пономаренко Н. М., Гудименко В. А. и др. Микроконтактная спектроскопия пленок  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  : многощелевая гармоническая структура // ФНТ.— 1989.— 15, № 12.— С. 1242—1251.
3. Ermakov V. N., Kruchinin S. P. One-particle excitation spectrum in a bisoliton model of superconductivity // Phys. Stat. Sol. (b).— 1989.— 156, N 333.— P. 333—338.
4. Davydov A. S., Ermakov V. N. One-particle excitations in a bisoliton model of superconductivity of ceramic oxides // Supercond. Technol.— 1990.— 3.— P. 315—319.
5. Davydov A. S. Theoretical investigation of high-temperature superconductivity // Phys. Reports.— 1990.— 190, N 4, 5.— P. 193—306.
6. Davydov A. S. Foundation of the quasi-one-dimensional bisoliton model of superconductivity of ceramic oxides // Phys. Stat. Sol. (b).— 1990.— 160.— P. 113—117.
7. Свидзинский А. В. Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости.— М.: Наука, 1982.— 309 с.
8. Уайт Ф., Джебелл Т. Дальний порядок в твердых телах.— М.: Мир, 1982.— 447 с.
9. Pan S., Ng K. V., de Loranne A. L. et al. Measurements of the superconducting gap of La-Sz-Cu-O with a scanning-tunneling microscope // Phys. Rev.— 1987.— B35.— P. 7220.
10. Seidel P., Turtenwald M. Multi-gap model for tunneling in high- $T_c$  superconductors // Phys. Stat. Sol. (a).— 1989.— 115.— P. 273—274.
11. Ermakov V. N., Kruchinin S. P., Ponezha E. A. Superconducting current in a bisoliton superconductivity model // Phys. Stat. Sol. (b).— 1990.— 161.— P. 745—747.

Ин-т теорет. физики АН Украины

Поступило 10.12.91