Март 1989 г. *Том 157, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

538.945(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(21 сентября 1988 г.)

21 сентября 1988 г. в Институте физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Л. П. Горьков. Дальнейшие исследования в области ВТСП (обзор).

2. Л. Н. Булаевский, В. Л. Гинзбург, А. А. Собянин, А. А. Стратонников. Макроскопическая теория бездефектных и дефектных сверхпроводников с малой длиной когерентности.

Краткое содержание одного доклада приводится ниже.

538.945(048)

Л. Н. Булаевский, В. Л. Гинзбург, А. А. Собянин и А. А. Стратонников. Макроскопическая теория бездефектных и дефектных сверхпроводников с малой длиной когерентности. У известных до 1986 г. «обычных» сверхпроводников с критической температурой $T_c < 25$ К экстраполированная к нулю температуры длина когерентности $\xi(0) \equiv \xi_0$ значительно превосходит характерное межатомное или межэлектронное расстояние $d \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ см. Поэтому критическая область вблизи T_c, в которой значительны флуктуации, оказывается малой. По последней причине обычно практически везде вблизи T_c применима теория среднего поля и, конкретно, макроскопическая Гинзбурга — Ландау (ГЛ), или Ψ-теория сверхпроводимости [1]. Напротив, у обнаруженных в 1986 г. высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), по имеющимся данным, длина ξ_0 невелика, так что отношение ξ_0/d не может, вообще говоря, считаться большим. В этой связи совершенно независимо от основной в настоящее время проблемы теории — выяснения природы и механизма ВТСП, актуальна задача создания макроскопической теории сверхпроводимости, учитывающей флуктуационные эффекты, и пригодной, в частности, в критической области.

Малость длины ξ_0 влечет за собой и еще одну важную особенность ВТСП, а именно: аномально сильное влияние на их физические свойства различных границ (в том числе границы металл — вакуум) и дефектности образца, выражающейся в присутствии в нем двойников, зерен, дислокаций и даже отдельных «точечных» дефектов (примеси, междоузельные атомы и т. п.). Разумеется, дефекты оказывают влияние и на свойства «обычных» сверхпроводников, но там это влияние проявляется, как правило, усредненно (поскольку обычно расстояние между дефектами $L \ll \xi_0$) либо очень близко к T_c (например, для границы с вакуумом при $|t| = |T - T_c| \lesssim (d/\xi_0)^2$;

см. [2]). Напротив, в ВТСП условия $L \ll \xi_0$ и $(d/\xi_0)^2 \ll 1$ во многих случаях нарушаются, что не дает возможности пренебрегать влиянием границ и дефектов или учитывать их усредненно.

Наконец, почти все известные нам ВТСП отличает весьма сильная анизотропия критических магнитных полей и других параметров. Это обстоятельство, конечно, также нужно учитывать при построении макроскопической теории.

Ниже мы сможем остановиться лишь на некоторых основных вопросах, а подробно соответствующие проблемы рассматриваются в статьях [3,4].

Основы теории. В теории [1,5] параметр порядка представляет собой скалярную функцию $\Psi = \eta e^{i\varphi}$ (в таких случаях говорят об S-спаривании, а параметр порядка называют двухкомпонентным). В принципе, не исключено существование ВТСП с более сложными параметрами порядка [6,7]. Обобщение теории на такие случаи актуально, но здесь ограничимся рассмотрением лишь S-спаривания. Таким образом, в основу будет положено выражение для свободной энергии [5]

$$F=F_n+\int\left[\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}+a|\Psi|^2+\frac{b}{2}|\Psi|^4+\frac{1}{4m_l^*}\left|\left(-i\hbar\nabla_l-\frac{2e}{c}A_l\right)\Psi\right|^2\right]\mathrm{d}V; \quad (1)$$

здесь $\mathbf{B} = \operatorname{rot}\mathbf{A}$ — вектор магнитной индукции, F_n — свободная энергия нормального состояния, $a = \alpha t$, $t = (T - T_c)/T_c$ — относительное расстояние до T_c, $2m_l^* = \{2m_x^*, 2m_y^*, 2m_z^*\}$ — главные значения тензора эффективных масс сверхпроводящих пар электронов (с зарядом $2e$). Очевидно, при $m_x^* = m_y^* = m_z^*$ мы имеем дело с Ψ-теорией изотропных сверхпроводников [1]. Далее, в (1) α и b — некоторые положительные постоянные, $\hbar$ — постоянная Планка и c — скорость света. Наконец, в (1) и ниже координатные оси предполагаются направленными вдоль главных осей симметрии кристалла, а по повторяющемуся индексу $l = \{x, y, z\}$ нужно произвести суммирование.

Равновесное (наиболее вероятное) значение $\Psi = \Psi_e$ отвечает минимуму F и находится из решения уравнений

$$\frac{1}{4m_l^*}\left(-i\hbar\nabla_l-\frac{2e}{c}A_l\right)^2\Psi+a\Psi+b|\Psi|^2\Psi=0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{B}=\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \quad (3)$$

$$j_l=-\frac{ie\hbar}{2m_l^*}(\Psi^*\nabla_l\Psi-\Psi\nabla_l\Psi^*)-\frac{2e^2}{m_l^*c}|\Psi|^2A_l; \quad (4)$$

здесь $\mathbf{j}$ — плотность сверхпроводящего тока (плотность нормального тока считаем равной нулю).

Граничные условия к уравнениям (2) — (4) сводятся к условию непрерывности всех компонент вектора индукции $\mathbf{B}$ на границе сверхпроводника и некоторому граничному условию на функцию Ψ. В качестве последнего» на границе сверхпроводник-вакуум (диэлектрик) используется обычно условие (поле $\mathbf{B}$ для простоты ниже полагаем равным нулю)

$$\left.\frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}n}\right|_S=0, \quad (5)$$

а на границе сверхпроводник-нормальный металл — более общее условие

$$\left.n_l\Lambda_l\frac{\partial\Psi}{\partial x_l}\right|_S=\Psi_S, \quad (6)$$

где n_l — компоненты единичного вектора нормали к границе сверхпроводника, а Λ_l — параметры размерности длины, называемые часто длинами экстраполяции.

В ВТСП условие типа (6) необходимо, по-видимому, использовать и на границе с вакуумом, а также на границах ядер любых плоских, линейных и точечных дефектов подобно тому, как это делают для сверхтекучего [8] и других фазовых переходов второго рода [9,10], где, вообще говоря, отношение $\Lambda/\xi_0 \sim \xi_0/d \sim 1$.

Обобщение на случай предельно сильной анизотропии. Для очень сильно анизотропных (слоистых) сверхпроводников приближение сплошной среды в направлении z, перпендикулярном слоям, неприменимо, и тогда вместо функционала (1) используют дифференциально-разностный функционал [11,12]

$$F=F_n+\sum_{j=1}^{N}\left\{\int\left[\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}+a|\Psi_j|^2+\frac{b}{2}|\Psi_j|^4+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{1}{4m_l^*}\left|\left(-i\hbar\nabla_l-\frac{2e}{c}A_l\right)\Psi_j\right|^2+r\alpha\left(|\Psi_j-\Psi_{j-1}|^2+|\Psi_{j+1}-\Psi_j|^2\right)\right]d\boldsymbol{\rho}\right\}. \tag{7}$$

Здесь радиус-вектор $\boldsymbol{\rho}$ лежит в плоскости слоев (x, y), j — номер слоя, $l = \{x, y\}$, а безразмерная положительная константа r характеризует «силу» джозефсоновского взаимодействия между значениями параметра порядка $\Psi_j(\rho)$ в соседних слоях.

При $r \gg |t|$ функционал (7) переходит в трехмерный анизотропный функционал (1), а предел $r \to 0$ отвечает чисто двумерной сверхпроводимости. В ВТСП иттриевого и лантанового ряда экспериментальное значение $r \sim 1$, так что вблизи T_c их можно считать обычными трехмерными сверхпроводниками.

Учет тепловых флуктуаций. Строгий метод изучения тепловых флуктуации, лежащий в основе современной флуктуационной теории фазовых переходов второго рода, состоит в использовании функционала (1) или (7) в качестве эффективного гамильтониана, определяющего вероятность [13]

$$w \propto \exp\left\{-\frac{1}{k_BT}\left(F[\Psi(\mathbf{r})]-F[\Psi_e(\mathbf{r})]\right)\right\} \tag{8}$$

найти систему в состоянии с заданной функцией $\Psi(\mathbf{r})$, отличной от равновесной (наиболее вероятной) функции $\Psi_e(\mathbf{r})$.

При приближенном подходе, хорошо оправдывающем себя вблизи точки сверхтекучего λ-перехода в ^{4}He (см. [14]), флуктуационные эффекты можно в значительной мере учесть, видоизменяя в функционале (1) температурную зависимость коэффициентов. При этом в области малых (гауссовских) флуктуаций [3,15]

$$\begin{aligned} a &\to \alpha t\left[1+\frac{3}{4}\left(\frac{t_G}{|t|}\right)^{1/2}\right],\\ b &\to b_0\left[1-\frac{9}{4}\left(\frac{t_G}{|t|}\right)^{1/2}\right],\\ \frac{1}{m_l^*} &\to \frac{1}{m_{l,0}^*}\left[1+\frac{3}{16}\left(\frac{t_G}{|t|}\right)^{1/2}\right], \end{aligned} \tag{9}$$

а в области больших (критических) флуктуаций [3,14]

$$a\to\alpha t\left(\frac{|t|}{t_G}\right)^{1/3},\quad b\to b_0\left(\frac{|t|}{t_G}\right)^{2/3},\quad \frac{1}{m_l^*}\approx \text{const}. \tag{10}$$

Кроме того, поскольку в критической области коэффициенты a и b обращаются в нуль при $t \to 0$, то в (1) нужно добавить член $(1/3)\,g\,|\Psi|^6$ с положительным постоянным коэффициентом g.

В выражениях (9) величина t_G определяет ширину области больших флуктуации и связана со скачком теплоемкости ΔC_p при $T = T_c$ и средней длиной когерентности $\bar{\xi}_0 = (\xi_{0x}\xi_{0y}\xi_{0z})^{1/3}$ соотношением [3]

$$t_G = \frac{1}{32\pi^2}\left(\frac{k_B}{\Delta C_p \bar{\xi}_0^3}\right)^2. \tag{11}$$

Величину t_G можно также определить непосредственно из измерений амплитуды $C_0^{\pm}$ первой (гауссовской) флуктуационной поправки $C_{fl} = C_0^{\pm}/|t|^{1/2}$ к теплоемкости при $t > 0$ или $t < 0$:

$$t_G = \left(\frac{C_0^-}{\Delta C_p}\right)^2 = 2\left(\frac{C_0^+}{\Delta C_p}\right)^2. \tag{12}$$

В частности, из данных [16] следует, что в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ параметр $t_G \sim 10^{-3}$, т. е. ширина критической области здесь лишь порядка 0,1 К. Тем не менее вклад флуктуационных эффектов в C_p вполне заметен и достигает 10% от ΔC_p при $|T - T_c| \sim 10$ К, а при $|T - T_c| \sim 1$ К он составляет уже ~30%.

Наиболее яркий вывод флуктуационной теории состоит в том, что внутри флуктуационной области отношение $\varkappa$ глубины проникновения магнитного поля δ к длине когерентности ξ должно уменьшаться при $T \to T_c$ и, таким образом, в достаточной близости к T_c сверхпроводник второго рода должен превращаться в сверхпроводник первого рода. К сожалению, в известных ВТСП исходное значение $\varkappa$ вдали от T_c велико, и этот эффект вряд ли можно наблюдать экспериментально.

Влияние границ и дефектов. В граничном условии (6), остающемся справедливым и в критической области, знак параметра Λ заранее не определен и может быть, в принципе, как положительным, так и отрицательным. Особенно интересен последний случай, так как тогда сверхпроводимость появляется первоначально при некоторой температуре $T_c' > T_c$ в узком слое вблизи границы (или в малой области вблизи ядра дефекта) с характерной толщиной $\xi(t_c') = \xi_{0x}|t_c'|^{-1/2}$, где $t_c' = (T_c' - T_c)\times(T_c)^{-1}$. При понижении температуры этот слой расширяется, а при $T < T_c$ сверхпроводимость распространяется на весь кристалл.

Явление такой «локальной» сверхпроводимости наблюдалось вблизи границ двойников во многих «обычных» сверхпроводниках [17]. Вполне вероятно поэтому, что оно должно иметь место и в ВТСП, где плоскости двойникования (ПД) присутствуют, как правило, в очень большом количестве. В пользу последнего предположения говорит большое число экспериментальных фактов [18–20] и особенно данные [16,21] измерений теплоемкости в «монокристаллах» $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, детально анализировавшиеся в работе [4]. На рис. 1 и 2 дано сравнение результатов расчетов [4] (основанных на выражениях (1) — (6) и учитывавших гауссовские флуктуационные эффекты) с экспериментальными данными [16,21] в нулевом внешнем магнитном поле и в поле с напряженностью 30 кЭ.

Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных кривых подтверждает правильность исходного предположения о некотором усилении сверхпроводимости вблизи ПД. Кроме того, из сравнения с данными [16,21] можно рассчитать значения всех фигурирующих в (1) параметров сверхпроводника, а также оценить величину параметра Λ и среднее расстояние между двойниками L. Значения этих величин таковы (m_e — масса свободного электрона): $\Lambda \approx -75$ Å, $L \approx 1500$ Å, $\bar{\xi}_0 = 8 \pm 0,5$ Å, $\xi_{0x} \approx \xi_{0y} = 15 \pm 3$ Å, $\xi_{0z} \approx 2 \pm 0,5$ Å, $\alpha = 1,2\cdot10^{-14}$ эрг, $b = 4,0\cdot10^{-36}$ эрг$\cdot$см^3, $m_x \approx m_y \approx (10 - 14)\, m_e$, $m_z \approx (250 - 1500)\, m_e$.

При получении четырех последних значений мы пренебрегли возможной слабой анизотропией эффективных масс в плоскости слоев Cu — O и норми-

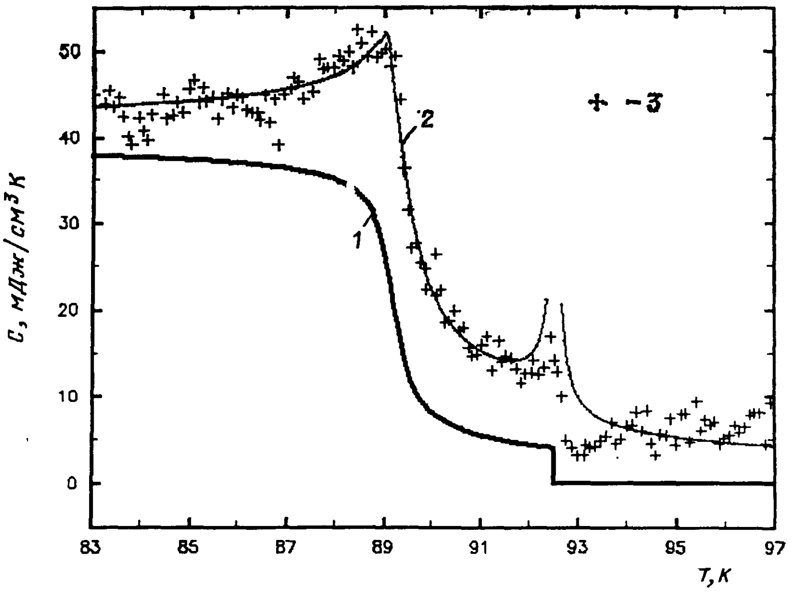

Рис. 1. Температурная зависимость сверхпроводящего вклада в теплоемкость для одного из исследовавшихся в [16] («аргоннского») кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в нулевом внешнем магнитном поле. *1* — результаты теоретических вычислений [4] без учета флуктуационных эффектов при следующих значениях параметров: $\Delta C_p = 14$ мДж/см³К, $L/\xi_{0x} = 100$, $\Lambda/\xi_{0x} = -5$; *2* — то же при учете тепловых флуктуаций и $\bar{\xi}_0 = 9$ Å; *3* — экспериментальные данные [16]

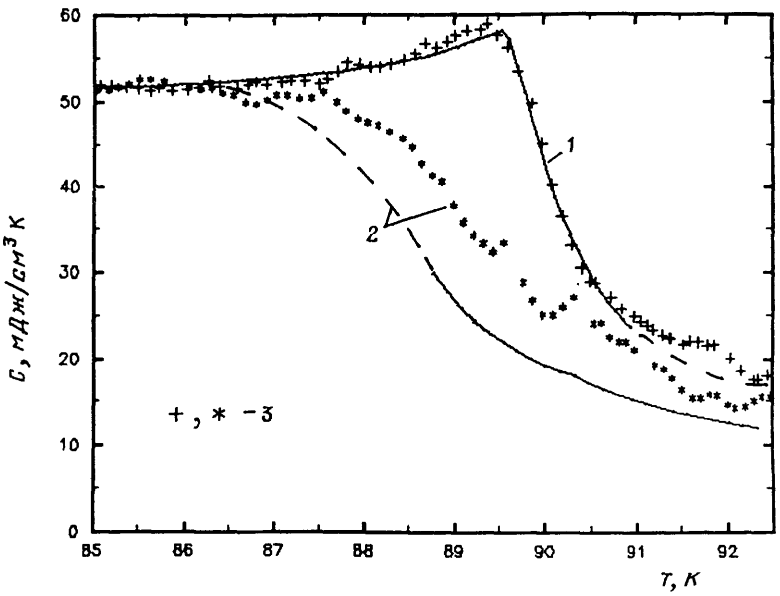

Рис. 2. Температурная зависимость сверхпроводящего вклада в теплоемкость для «иллинойского» кристалла. *1* — в поле $H = 0$, *2* — в поле $H = 30$ кЭ. Сплошные кривые — результаты теоретических вычислений [4] при $\Delta C_p = 42$ мДж/см³К, $\bar{\xi}_0 = 8$ Å, $L/\xi_{0x} = 87$, $\xi_{0x}/\xi_{0z} = 8$, $\Lambda/\xi_{0x} = -5$. Штриховые кривые — экстраполяция расчетных кривых в те области температур, где строгий расчет затруднен. *3* — экспериментальные данные [16,21]

ровали параметр порядка на концентрацию сверхпроводящих пар при нулевой температуре $n_s(0) = \alpha/b = 3\cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, что соответствует приблизительно половине пары на элементарную ячейку. Отметим, что такой выбор нормировки Ψ, конечно, условен и не сказывается ни на каких физических результатах теории.

Выводы. Выше мы рассмотрели некоторые особенности макроскопической теории ВТСП и продемонстрировали ее эффективность на примере интерпретации экспериментальных данных о критической аномалии теплоемкости в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Макроскопическая теория не чувствительна к конкретным микроскопическим механизмам сверхпроводимости, и в этом плане она проще и надежнее, чем микроскопическая теория. Вместе с тем, и в области макроскопической теории ВТСП имеется еще ряд нерешенных вопросов. Один из таких вопросов связан с возможной реализацией в некоторых ВТСП более сложных типов сверхпроводящих фаз, описываемых векторным или тензорным параметром порядка и напоминающих сверхтекучие фазы ^{3}He. Описание [6,7] таких фаз было бы в ряде отношений иным, чем рассмотренное выше макроскопическое описание «скалярной» сверхпроводимости.

Второй очень важный вопрос касается отмеченной недавно в [22] возможной неприменимости в случае сверхпроводников с очень сильным запаздывающим электрон-фононным взаимодействием классических методов учета флуктуации, базирующихся на формуле (8) и хорошо зарекомендовавших себя для всех других фазовых переходов второго рода.

Выяснение этих вопросов и, главное, проверка различных выводов макротеории представляют большой интерес и требуют дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д.//ЖЭТФ. 1950. Т. 20. С. 1064.
2. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов.—М.: Мир, 1968.
3. Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л., Собянин А. А.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 355; Physica. Ser. C. 1988. V. 152. P. 378.
4. Sobyanin A. A., Stratonnikov A. A.//Ibidem. V. 153—155. P. 1681; ЖЭТФ. 1989, т. 95.
5. Гинзбург В. Л.//ЖЭТФ. 1952. Т. 23. С. 236.
6. Воловик Г. Е., Горьков Л. П.//ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 1412.
7. Марченко В. И.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 583.
8. Собянин А. А.//ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 433.
9. Каганов М. И., Омельянчук А. Н.//Ibidem. С. 1679.
10. Собянин А. А., Стратонников А. А. ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1442.
11. Lowrence W. E., Doniach S.//Proc. of 12th Conference on Low Temperature Physics (LT-12).—Kyoto, Japan, 1970.—P. 361.
12. Булаевский Л. Н.//УФН. 1975. Т. 116. С. 449.
13. Гинзбург В. Л.//ФТТ. 1960. Т. 2. С. 2031.
14. Гинзбург В. Л., Собянин А. А.//УФН. 1976. Т. 120. С. 153; 1988. Т. 154. С. 545.
15. Вакс В. Г., Ларкин А. И., Пикин С. А.//ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 361.
16. Inderhees S. E., Salamon M. B., Goldenfeld N., Rice J. P., Pazol P. G., Ginsberg D. M., Lin J. Z., Crabtree G. W.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1178.
17. Хлюстиков И. Н., Буздин А. И.//УФН. 1988. Т. 155. С. 47.
18. Fang M. M., Kogan V. G., Finnemore D. K., Clem J. R., Chambley L. S., Farrell D. E.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 2334.
19. Athreya K., Hyun O. B., Ostenson J. E., Clem J. R., Finnemore D. K. Preprint IS-J 3008.— Iowa State Univ., 1988.
20. Vieira S., Zhou P., Solin S. A., Garcia N., Hortal M., Aguilo A. Preprint.—Michigan State Univ., 1988.
21. Ginsberg D.M., Inderhees S. E., Salamon M. B., Goldenfeld N., Rice J. P., Pazol B. G.//Physica Ser. C. 1988. V. 153—155. P. 1082.
22. Bulaevskii L. N., Dolgov O. V.//Sol. State Commun. 1988. V. 67. P. 63.