

УДК 537.312.62

АНИЗОТРОПИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Л. И. Бурлачков

Исследовано взаимодействие абрикосовских вихрей в двухосном сверхпроводнике. рассмотрены свойства пластинки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с нормалью c в слабом магнитном поле. Обсуждена анизотропия вихревых решеток в двухосных сверхпроводниках в зависимости от плотности потока. Обнаружены области устойчивости решеток различных типов, в том числе прямоугольных и практически разупорядоченных.

Высокотемпературная сверхпроводящая фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с ромбической симметрией, впервые синтезированная группой Чу [1] (см. также [2]), остается в последнее время объектом интенсивных исследований. Так, в монокристаллах достаточно подробно исследована анизотропия верхних [3, 4] и нижних [5, 6] критических полей, а также критических токов [7] параллельно и перпендикулярно оси c кристалла. Однако различие сверхпроводящих и нормальных свойств между направлениями a и b практически еще не изучено, поскольку все полученные до сих пор монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ содержат плоскости двойникового вида (110), отстоящие друг от друга на расстояния порядка 100 \AA . Как правило, в образцах одновременно присутствуют области двойникового с направлениями (110) и $(\bar{1}\bar{1}0)$, что приводит к изотропии свойств в плоскости ab . Между тем направления a и b в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, несмотря на близость постоянных решетке $a=3.82$ и $b=3.89 \text{ \AA}$ [8], структурно различны, так как вдоль оси b ориентированы цепочки $\text{Cu}-\text{O}-\text{Cu}$.

В самое последнее время достигнуты некоторые успехи в изучении полностью или частично бездвойниковых образцов. В работе [9] изучалось сопротивление бездвойникового монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при комнатной температуре и была обнаружена сильная анизотропия $\rho_a/\rho_b \sim 100$. Анизотропия в плоскости ab следует и из экспериментов [10, 11] по отражению поляризованного света от однодоменных участков, причем в [11] получена оценка $m_a/m_b \sim 1.8$. Вместе с тем, исследования вихревой структуры [12], выполненные на монокристаллической пластинке с нормалью вдоль оси c , показывают следующее. В свободных от двойникового областях в перпендикулярном пластине слабом магнитном поле $H \sim 10 \text{ Э}$ наблюдалась правильная треугольная вихревая решетка, что, казалось бы, свидетельствует об изотропии глубин проникновения в плоскости ab . В более ранних исследованиях вихревых структур в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, выполненных на менее качественных образцах, существенную роль играет пиннинг вихрей на порах в поверхности образца и включениях других фаз [13], а также на двойниковых границах [14, 15].

Таким образом, необходимы эксперименты, которые должны определить, является ли высокотемпературная сверхпроводящая фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ одноосной или двухосной, а изучение анизотропии магнитных свойств — одним из удобных для этой цели способов. В этой связи мы предприняли теоретическое исследование анизотропии вихревой структуры в двухосном кристалле в отличие от одноосного, рассматривавшегося в [16-19].

Большие значения параметра Гинзбурга—Ландау $\kappa \sim 50 \div 100$ в $YBa_2Cu_3O_x$ позволяют использовать лондоновскую локальную электродинамику, что существенно упрощает теоретический анализ.

1. Свободная энергия анизотропного сверхпроводника 2-го рода

Запишем выражение для плотности электромагнитной части свободной энергии сверхпроводника в виде (см., например, [20])

$$F = [h^2 + \delta_0^2 (\text{rot } h) \hat{\mu} (\text{rot } h)] / 8\pi, \quad (1)$$

где h — локальное магнитное поле; $\delta_0^2 = m_0 c^2 / 4\pi n_s e^2$; n_s , $m_0 \hat{\mu}$ — концентрация и тензор масс сверхпроводящих электронов соответственно ($\hat{\mu}$ безразмерно). Заметим, что тензор $m_0 \hat{\mu}$ зависит от анизотропии сверхпроводящей щели и, вообще говоря, не может быть определен по анизотропии проводимости в нормальном состоянии, которая исследовалась в [9]. Будем считать, что магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде абрикосовых вихрей с направлением l и введем систему координат lxu . В плоскости xu можно перейти к Фурье-представлению

$$h_k = \int h(r) \exp(ikr) d^2r, \quad h = (1/S) \sum_k h_k \exp(-ikr), \quad (2)$$

где интегрирование производится по площади S элементарной ячейки вихревой решетки. Далее везде будем считать, что индукция $B \ll H_{c2}$, т. е. вихри могут рассматриваться как изолированные, а элементарная ячейка вихревой решетки несет квант потока Φ_0 . Тогда свободную энергию (1) можно переписать в виде [18]

$$F = (\Phi_0 / 8\pi S^2) \sum_k (lh_k) \quad (3)$$

(l — единичный вектор вдоль оси l). Выражение для (lh_k) может быть получено варьированием (1) по h [19] (см. также [16–18])

$$(lh_k) = \Phi_0 \frac{1 + \delta_0^2 k^2 (l\hat{\mu}l)}{\{1 + \delta_0^2 k^2 (l\hat{\mu}l)\} \{1 + \delta_0^2 (k \times l) \hat{\mu} (k \times l)\} - \delta_0^2 k^2 ((k \times l) \hat{\mu} l)^2}. \quad (4)$$

С помощью (3), (4), переходя от суммирования к интегрированию в области $k^2 \delta_0^2 \gg 1$, можно определить энергию единицы длины вихревой линии как функцию l

$$\varepsilon(l) = \varepsilon_0 (l\hat{\mu}l)^{1/2}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_0 = (\Phi_0 / 4\pi \delta_0 |\hat{\mu}|)^2 \ln(|\hat{\mu}| \delta_0 / \varepsilon_0)$, $|\hat{\mu}| = \det \hat{\mu}$, а длина когерентности ξ_0 определяется соотношением $\xi_i = \mu_i^{-1/2} \xi_0$. В таком виде ε было записано в [21] (см. также [16, 18]).

Зная зависимость энергии вихревой нити ε от l , удобно использовать свободную энергию (1) в виде

$$F = \varepsilon / S + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U(r_i - r_j), \quad (6)$$

где второй член описывает энергию взаимодействия вихревых нитей.

2. Вихревые решетки при малых плотностях потока

При малых плотностях потока ($B \rightarrow 0$) существенно лишь парное взаимодействие между ближайшими соседями в вихревой решетке, которое, согласно (3), определяется асимптотическим поведением компоненты

$$(lh) = \int \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2} (lh_k) \exp(i(k_x x + k_y y)) \quad (7)$$

поля отдельного вихря на больших расстояниях от него. В работах [16, 18, 19] этот вопрос изучался в случае одноосного кристалла. Существует, как оказалось, общее решение.

Пусть a, b, c — главные оси тензора $\hat{\mu}$, а направление вихря l лежит в плоскости bc (рис. 1). (Такой выбор l позволит избежать излишне громоздких выражений при вычислении асимптотик (7)). Тогда систему координат lxy можно выбрать так, что $x=a$. В плоскости xy введем полярные координаты

$$x = R \sin \gamma, \quad y = R \cos \gamma$$

и с помощью метода перевала найдем асимптотику (7) при $R \rightarrow \infty$ (в выражениях $\frac{1}{2}$ (8)–(11) примем $\delta_0=1$)

$$(lh_\infty) = \frac{\Phi_0}{2(2\pi R)^{1/2}} \left[\frac{1 - |k_1|^2 (\mu_b \sin^2 \varphi + \mu_c \cos^2 \varphi)}{|k_1|^{1/2} (|k_2|^2 - |k_1|^2) D} \exp(-|k_1| R) + (k_1 \leftrightarrow k_2) \right], \quad (8)$$

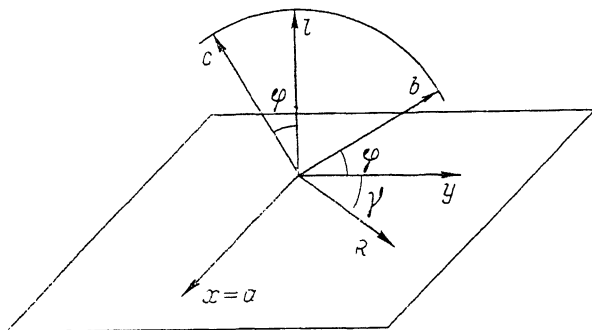


Рис. 1.

где $D = \mu_b \mu_c \sin^2 \gamma + \mu_a \cos^2 \gamma (\mu_b \sin^2 \varphi + \mu_c \cos^2 \varphi)$; $\pm k_1, \pm k_2$ — корни биквадратного полинома

$$Z(k) = [1 + k^2 (\mu_b \sin^2 \varphi + \mu_c \cos^2 \varphi)] [1 + k^2 \sin^2 \gamma (\mu_b \cos^2 \varphi + \mu_c \sin^2 \varphi) + k^2 \mu_a \cos^2 \gamma] - k^4 \sin^2 \gamma \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi (\mu_c - \mu_b)^2. \quad (9)$$

Нетрудно убедиться, что при любых μ_i, φ, γ корни $\pm k_1, \pm k_2$ чисто мнимые. Выражение (8) представляет собой обобщение результатов [16, 18, 19] на случай двухосного кристалла. При равенстве любых двух главных значений тензора $\hat{\mu}$ один из корней $k_{1,2}$ не зависит от γ , т. е. одна из экспонент в (8) изотропна в плоскости xy . В двухосном случае обе экспоненты, вообще говоря, анизотропны.

В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ можно оценить $\mu_c/\mu_{ab} \sim 40 \div 80$ исходя из наклона верхнего критического поля $\partial H_{c2}/\partial T$ при $T = T_c$ [4]. Считая $\mu_c \gg \mu_a, \mu_b$, при $\varphi \neq 0$ или 90° сразу получаем из (8), (9)

$$(lh_\infty) = \Phi_0 \frac{1}{2(2\pi R_1)^{1/2}} \frac{\sin^2 \gamma \sin^2 \varphi}{\mu_c (\sin^2 \gamma + \cos^2 \gamma \cos^2 \varphi)^2} \exp(-R_1), \quad (10)$$

где

$$R_1 = R(1 + a)/[\mu_c (\sin^2 \gamma + \cos^2 \gamma \cos^2 \varphi)]^{1/2},$$

$$a = \frac{1}{4} \left[\frac{\mu_b}{\mu_c} \sin^2 \gamma + \frac{\mu_a}{\mu_c} \cos^2 \gamma \cos^2 \varphi \right] (\sin^2 \gamma + \cos^2 \gamma \cos^2 \varphi)^{-1/2} \ll 1.$$

Если же $\varphi = 0$, то

$$(lh_\infty) = \frac{\Phi_0}{2(2\pi R_2)^{1/2}} \exp(-R_2), \quad R_2 = R(\mu_b \sin^2 \gamma + \mu_a \cos^2 \gamma)^{-1/2}. \quad (11)$$

Из (10) следует, что при $\varphi \neq 0$ характерной длиной спадаания (lh_∞) является $\mu_c^{1/2} \delta_0$. Поэтому анизотропия разреженной вихревой решетки, где расстояния между соседними вихрями $r \gg \mu_c^{1/2} \delta_0$, будет определяться

анизотропией R_1 . При помощи замены координат $x' = x$, $y' = y \cos \varphi$ легко убедиться, что форма решетки отличается (с точностью до $\alpha \ll 1$) от правильной треугольной растяжением в $1/\cos \varphi$ раз вдоль оси $x = a$ в плоскости ay . Если же $\varphi = 0$, т. е. вихри ориентированы точно вдоль c , то медленно спадающая компонента j_c сверхпроводящего тока отсутствует, предэкспоненциальный множитель в (10) обращается в нуль и анизотропия разряженной решетки определяется, как видно из (11), глубинами проникновения $\delta_a = \delta_0 \mu_a^{1/2}$, $\delta_b = \delta_0 \mu_b^{1/2}$ в плоскости ab . Замена асимптотического поведения (10) на (11) происходит при $\varphi \ll \exp(-r/\mu_a^{1/2} \delta_0)$.

В качестве примера рассмотрим помещенную во внешнее поле \mathcal{S} пластинку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с нормалью вдоль оси c , как в экспериментах [12, 14] (такая форма образцов связана с медленным ростом монокристаллов вдоль c). Пусть пластинка имеет эллиптическую форму, а ее толщина $d \gg \delta_0$, т. е. энергия и взаимодействие вихрей в ней могут рассчитываться как в объемном сверхпроводнике. В эллиптической пластинке напряженность \mathbf{H} и индукция \mathbf{V} однородны и связаны с внешним полем \mathcal{S} граничными условиями [22]

$$H_a = \mathcal{S}_a, \quad H_b = \mathcal{S}_b, \quad B_c = \mathcal{S}_c. \quad (12)$$

Связь полей \mathbf{V} и \mathbf{H} внутри пластинки определяется из условия минимума магнитного потенциала Гиббса \tilde{F} в заданном внешнем поле [22]

$$\tilde{F} = F - (\mathbf{V}\mathbf{H} + (\mathbf{V} - \mathbf{H})\mathcal{S})/8\pi. \quad (13)$$

Пусть \mathcal{S} мало по сравнению с нижними критическими полями $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ во всех направлениях (так, в [12] $\mathcal{S} \sim 10$ Э), в то время как глубина проникновения $\delta_{ab} \sim 1800$ Å [14]; следовательно, $H_c^{c1} \gg \Phi_0/(2\pi\delta_{ab}^2) \sim 700$ Э и $H_{ab}^{c1} \sim H_c^{c1} (\mu_{ab}/\mu_c)^{1/2} \sim 100 \div 200$ Э. Тогда при определении \tilde{F} можно пренебречь экспоненциально малым взаимодействием вихрей (которое тем не менее определяет форму вихревой решетки) и с помощью (5), (6), (12) записать (13) в виде

$$\tilde{F} = \frac{\varepsilon_0}{\Phi_0} (\mu_c \mathcal{S}_c^2 + \mu_a B_a^2 + \mu_b B_b^2)^{1/2} - \frac{1}{8\pi} (B_a \mathcal{S}_a + B_b \mathcal{S}_b). \quad (14)$$

Минимум \tilde{F} достигается при

$$B_i = \mathcal{S}_c \mathcal{S}_i \mu_i^{1/2} / H_i^{c1} \mu_i^{1/2}, \quad (15)$$

где $i = a$ или b . Пусть \mathcal{S} лежит в плоскости bc , составляя угол θ с нормалью пластинки c . Тогда

$$\text{tg } \varphi = \frac{\mu_c^{1/2} \mathcal{S}_c}{\mu_b^{1/2} H_b^{c1}} \text{tg } \theta. \quad (16)$$

Из (16) следует, что направление вихрей l в пластине (совпадающее с \mathbf{V}) отлично от c , если $\theta \neq 0$. В этом случае взаимодействие вихрей определяет дальнедействующая асимптотика (10). Область углов θ , где существен вклад (11), может быть оценена при $r \sim 2 \cdot 10^4$ Å, $\delta_{ab} \sim 2 \cdot 10^3$ Å [12] как $\theta \ll \exp(-r/\delta_{ab}) \sim \exp(-(H_c^{c1}/\mathcal{S})^{1/2}) \sim \exp(-10)$, что экспериментально не достижимо ($|\theta| \sim 2 \div 3^\circ$ в [12]). Следовательно, как обсуждалось выше, вихревая решетка в плоскости ya отличается от изотропной (правильной треугольной) растяжением в $1/\cos \varphi$ раз вдоль a . Ось y составляет с плоскостью ab также угол φ , поэтому экспериментально наблюдаемая (с помощью метода декорации) картина выхода вихрей на поверхность ab должна быть изотропной, так как получается из формы решетки в ya -плоскости растяжением в $1/\cos \varphi$ раз вдоль b . Таким образом, вихревая структура на поверхности пластинки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с нормалью c в слабом внешнем поле $\mathcal{S} \sim 10$ Э должна быть изотропна независимо от ориентации \mathcal{S} (при $\theta \gg \exp(-(H_c^{c1}/\mathcal{S})^{1/2})$) с точностью до

μ_a/μ_o , μ_b/μ_c . Исследования анизотропии μ_a/μ_b требуют более сильных полей $\mathcal{H} \sim H_{c1} \sim 1000$ Э, при которых взаимодействие вихрей не является экспоненциально малым и не определяется асимптотикой (8).

3. Промежуточные плотности потока

При промежуточных плотностях потока, когда расстояние между соседними вихрями $r \leq \delta_i$, нельзя ограничиться лишь взаимодействием соседних вихрей в решетке. В этом случае нужно воспользоваться выражением (3) для свободной энергии F' , устранив в нем логарифмическую расходимость на больших k (т. е. в области ядра вихря) вычитанием интеграла

$$F' = (\Phi_0/8\pi S^2) \left[\sum_k (\ln k) - (1/S') \int (\ln k) d^2k \right], \quad (17)$$

где $\ln k$ определяется из (4); $S' = 4\pi^2/S$ — площадь элементарной ячейки обратной вихревой решетки.

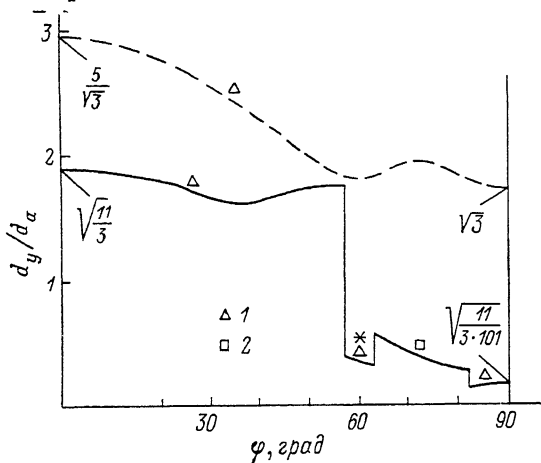


Рис. 2. Зависимость формы вихревой решетки от угла φ .

Сплошная кривая — μ_b , μ_a , μ_c равны 1, 11 и 101 соответственно; штриховая — 1, 25, 25. 1, 2 — треугольные (рис. 3, а) и прямоугольные (рис. 3, б) решетки.

Пусть направление вихрей l лежит в плоскости bc (рис. 1). Будем искать форму вихревой решетки, отвечающую минимуму F' , как функцию угла φ при заданной площади элементарной ячейки обратной решетки $S' = 1/2\delta_0^2$. На рис. 2 приведены результаты численного анализа (17) при различных соотношениях эффективных масс μ_i . Сплошная линия соответствует двухосному сверхпроводнику, а штриховая — одноосному. Минимум F' достигается на симметричных в плоскости ay решетках, причем в двухосном случае имеется, помимо обычных треугольных структур с ромбической элементарной ячейкой (рис. 3, а), еще и область устойчивости прямоугольных структур (рис. 3, б). Параметр d_y/d_x на рис. 2 означает отношение диагоналей ромба (сторон прямоугольника) для треугольной (прямоугольной) решетки. При $\varphi = 0^\circ$ ($\varphi = 90^\circ$) задача решается аналитически, форма решетки получается из правильной треугольной растяжением (сжатием) вдоль $y=b$ ($y=c$) в $(\mu_a/\mu_b)^{1/2} \times ((\mu_c/\mu_b)^{1/2})$ раз, причем имеется вырождение, связанное с произвольной ориентацией исходной правильной решетки. При $\varphi \neq 0, 90^\circ$ вырождение снимается.

Из рис. 2 следует, что в двухосном случае возможны переходы между различными типами решеток, например, при изменении величины или направления внешнего поля, которые должны сопровождаться изломами на кривых намагничивания. Фаза, помеченная на рис. 2 звездочкой,

заслуживает особого внимания. Различие свободных энергий $\Delta F'_y$ между треугольной решеткой и прямоугольной, получающихся друг из друга сдвигом цепочек вихрей вдоль оси y , мало — порядка 0.01 %, в то время как для других фаз $\Delta F'_a, \Delta F'_y \geq 1.5$ %. Следовательно, эта фаза отвечает практически разупорядоченной структуре, в которой параллельные y цепочки вихрей могут легко двигаться вдоль y (при фиксированном расстоянии между соседними цепочками).

В этой работе найдены асимптотические выражения для взаимодействия вихревых линий в двухосном лондоновском сверхпроводнике на больших расстояниях, являющиеся обобщением результатов [16, 18, 19] для одноосных материалов. Показано, что хотя в отличие от одноосного случая обе экспоненты в асимптотике (8) анизотропны, но при $\mu_c \gg \mu_a, \mu_b$ и малых углах φ взаимодействие вихрей изотропно с точностью до пара-

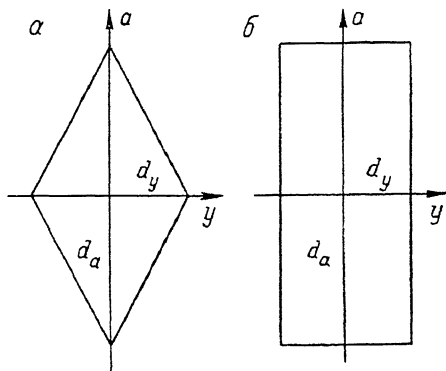


Рис. 3. Элементарные ячейки треугольной (а) и прямоугольной (б) решеток в ay -плоскости.

метров $\mu_a/\mu_c, \mu_b/\mu_c, \sin^2 \varphi$. Рассмотрена пластинка $YBa_2Cu_3O_x$ в слабом внешнем поле \mathcal{H} (в геометрии эксперимента [12]); показано, что независимо от направления \mathcal{H} на ее поверхности должна наблюдаться (методом декорации) правильная треугольная структура.

Исследована форма вихревых решеток при промежуточных плотностях потока $B \geq \Phi_0/\delta_0^2$ для одноосного и двухосного сверхпроводников. В двухосном случае обнаружены области устойчивости прямоугольных и практически разупорядоченных структур, а также переходы между различными типами решеток.

В заключение отметим, что эксперименты по изучению магнитных свойств бездвойниковых монокристаллов $YBa_2Cu_3O_x$ могут оказаться решающими для определения анизотропии сверхпроводящих свойств в плоскости ab , что было бы полезно для выяснения природы сверхпроводимости в этом соединении.

Автор выражает благодарность Л. П. Горькову за постоянное внимание к работе, Л. Я. Винникову и И. Ф. Щеголеву за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Wu M. K., Ashburn J. R., Torng C. J., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q., Chu C. W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 9. P. 908—910.
- [2] Cava R. J., Batlogg B., van Dover R. B., Murphy D. W., Sunshine S., Siegrist T., Remeika J. P., Rietman E. A., Zahrak S., Espinosa G. P. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 16. P. 1676—1679.
- [3] Worthington T. K., Gallagher W. J., Dinger T. R. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 10. P. 1160—1163.
- [4] Iye Y., Tamegai T., Takeya H., Takei H. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 2. P. L1057—L1060.
- [5] Dinger T. R., Worthington T. K., Gallagher W. J., Sandstrom R. L. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 25. P. 2687—2690.
- [6] Карцовник М. В., Ларкин В. А., Рязанов В. В., Сидоров Н. С., Щеголев И. Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 11. С. 595—598.
- [7] Gallagher W. J., Worthington T. K., Dinger T. R., Holtzberg F., Kaiser D. L., Sandstrom R. L. // Physica B & C. 1987. V. 148. B+C. N 1. P. 228—232.
- [8] Yang K. N., Dalichaouch Y. D., Ferreira J. M., Hake R. R., Lee B. W., Neumeier J. J., Torikachvili M. S., Zhou H., Maple M. B. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Suppl. 26—3. P. 1037—1038.
- [9] Веркин Б. И., Дмитриев В. М., Дикин Д. А., Космына М. Б., Миткевич В. В., Приходько О. Р., Прокопович С. Ф., Светлов В. Н., Семиноженко В. П., Христенко Е. В., Чурилов Г. Е. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 2. С. 218—221.

- [10] Власко-Власов В. К., Инденбом М. В., Осипьян Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 6. С. 312—313.
- [11] Петров М. П., Грачев А. И., Красинькова М. В., Нечитайлов А. А., Прокофьев В. В., Поборчий В. В., Рувимов С. С., Шагин С. И., Картенко Н. Ф. // XXV Всес. совещ. по физике низких температур. Л., 1988. Ч. 1. С. 118—119.
- [12] Вишников Л. Я., Гуревич Л. А., Осипьян Ю. А., Сидоров Н. С., Чернышова Л. И. // Там же. С. 210—211.
- [13] Jou C. J., Weber E. R., Washburn J., Soffa W. A. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 4. P. 326—329.
- [14] Винников Л. Я., Гуревич Л. А., Емельченко Г. А., Осипьян Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 2. С. 109—111.
- [15] Ourmazd A., Rentschler J. A., Skocpol W. J., Johnson D. W. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8914—8917.
- [16] Kogan V. G. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 3. P. 1572—1577.
- [17] Kogan V. G., Clem J. R. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Suppl. 26—3. P. 1169—1170.
- [18] Балацкий А. В., Бурлачков Л. И., Горьков Л. П. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 4. С. 1478—1486.
- [19] де Жесп П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир. 1968. 290 с.
- [20] Гришин А. М., Мартынович А. Ю., Ямпольский С. В. // Препринт ДонФТИ-88-12 (149), 1988.
- [21] Гришин А. М. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 3. С. 277—283.
- [22] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. 1982. М.: Наука. 623 с.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
27 сентября 1988 г.
В окончательной редакции
5 января 1989 г.