

Особенности смешанного состояния монокристаллов Bi-2212

Г. Г. Сергеева

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1*

Статья поступила в редакцию 14 октября 1997 г., после переработки 4 декабря 1997 г.

В предположении о двухэтапном процессе разрушения дальних вихревых корреляций в монокристаллах Bi-2212 в магнитном поле, параллельном оси \hat{c} , предложена фазовая диаграмма вихревого состояния, согласующаяся с экспериментальными результатами [1–7], полученными различными методами. Пересечение двух линий — линии размерного кроссовера $B_{cr}(T)$ и линии разрушения вихревых дальних корреляций в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$ — позволяет объяснить обрыв линии плавления вихревой решетки $T_m(B)$ в критической точке. Обсуждаются возможности экспериментального исследования природы низкотемпературного конденсированного состояния при $B > B_{cr}$ и температурной зависимости $B_{cr}(T)$.

В припущенні про двоетапний процес руйнування далеких вихорових кореляцій в монокристалах Bi-2212 в магнітному полі, паралельному осі \hat{c} , запропоновано фазову діаграму вихорового стану, яка узгоджується з експериментальними результатами [1–7], одержаними із застосуванням різних методик. Перехрещення двох ліній — лінії розмірного кросоверу $B_{cr}(T)$ та лінії руйнування далеких вихорових кореляцій в площині $(\hat{a}\hat{b})$ — дозволяє пояснити обрив лінії плавлення вихорової ґратки $T_m(B)$ в критичній точці. Обговорюються експериментальні можливості вивчення природи низькотемпературного конденсованого стану при $B > B_{cr}$ та температурної залежності $B_{cr}(T)$.

PACS: 74.72.Hs, 74.60.-w

Использование разнообразных методик для изучения смешанного состояния монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_x$ (Bi-2212) привело к большому прогрессу в построении магнитной фазовой диаграммы [1–7]. В недавних исследованиях малоуглового рассеяния нейтронов [1] и спинового вращения мюонов [2] подтверждено существование вихревой решетки, которая при $T \leq 50$ К с увеличением магнитного поля до 500 Э переходит в неупорядоченное конденсированное состояние. При температурах $T > T_m$ (T_m — температура плавления) наблюдался переход вихревой решетки в вихревую 3D жидкость [1–7]. Несмотря на удивительное качественное согласие результатов работ [1,2] с данными резистивных, магнитных и тепловых измерений в [3–8], несколько важных вопросов осталось пока без ответа:

об обрыве линии плавления вихревой решетки в критической точке [1–7];

о существенной зависимости линии плавления от степени анизотропии кристалла, от дозы

облучения электронами [7] и от величины транспортного тока [6];

о природе неупорядоченного конденсированного состояния в низкотемпературной части фазовой диаграммы в полях меньше 1000 Э [1–3,6,7].

Обсуждение путей поиска ответов на эти вопросы и модели фазовой диаграммы Bi-2212 в смешанном состоянии, согласующейся с совокупностью результатов работ [1–8], составляет содержание настоящего сообщения.

В основу фазовой диаграммы Bi-2212 в параллельном оси \hat{c} магнитном поле, показанной на рис. 1, положено предположение о двухэтапном процессе разрушения дальних корреляций при увеличении поля или температуры. Необходимость учета продольной и поперечной корреляционных функций в системах с числом компонент параметра порядка больше единицы очевидна (см., например, [9–10]). Двухэтапный характер разрушения дальних корреляций для анизотропных (квазидвумерных)

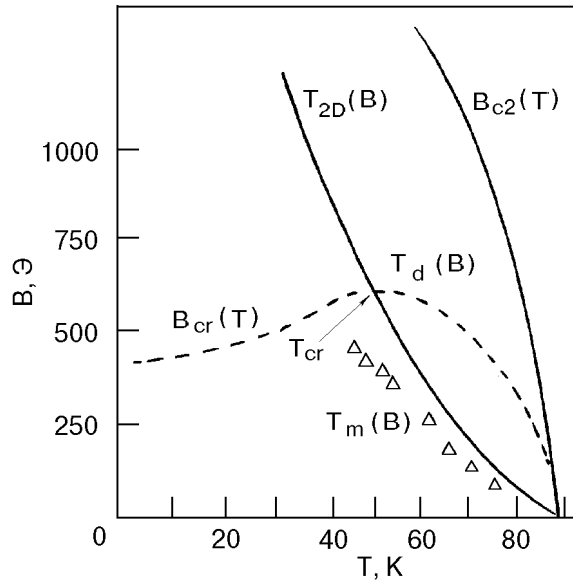


Рис. 1. Схематическая фазовая диаграмма Bi-2212 в смешанном состоянии. B_{c2} — верхнее критическое поле (сплошная линия). Линия разрушения дальних корреляций в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$ при $T > T_{cr}$ (линия $T_{2D}(B)$), при $T < T_{cr}$ (линия плавления $T_m(B)$). Линия разрушения дальних корреляций вдоль оси \hat{c} (пунктирная линия $B_{cr}(T)$). Точка пересечения этих линий T_{cr} — точка обрыва линии плавления, Δ — образец, облученный электронами (доза $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$) [7].

высокотемпературных сверхпроводников впервые обсуждался в работе Глазмана и Кошелева [11] и недавно получил экспериментальное подтверждение [6]. Отметим, что области существования дальнего порядка в расположении вихрей и дальнего сверхпроводящего порядка не совпадают из-за нелокальных соотношений между соответствующими флуктуациями.

Дальний порядок вихревого состояния определяется поведением вихревой корреляционной функции C_G , описывающей трансляционные корреляции вихревых линий в пространстве их смещений $u(\rho, z)$ [12]:

$$C_G(\rho, z) = \langle \exp iG[u(\rho, z) - u(0, 0)] \rangle, \quad (1)$$

где G — обратный вектор вихревой решетки; ρ — радиус-вектор в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$; ось \hat{z} совпадает с осью \hat{c} . Для $z \rightarrow \infty$ асимптотика вихревой корреляционной функции определяется корреляционной длиной ξ_c^v вдоль оси \hat{c} :

$$C_G(\rho, z \rightarrow \infty) = \exp \left[-\frac{1}{2} G^2 \langle u^2 \rangle \right] (1 + \xi_c^v z^{-1}). \quad (2)$$

Для $\rho \rightarrow \infty$ корреляционная длина ξ_{ab}^v в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$ определяет поведение корреляционной функции:

$$C_G(\rho \rightarrow \infty, z) = \exp \left[-\frac{1}{2} G^2 \langle u^2 \rangle \right] (1 + \xi_{ab}^v \rho^{-1}). \quad (3)$$

Зависимости вихревых корреляционных длин от температуры и магнитного поля представлены в работах [10, 12].

Для Bi-2212 особенности смешанного состояния и двухэтапность разрушения дальних корреляций обусловлены сильной анизотропией электромагнитных взаимодействий и слабым пиннингом вихревых линий в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$. Это приводит к существованию на плоскости (BT) , где B — магнитная индукция, двух линий. Одна из них — линия размерного кроссовера $B_{cr}(T)$ является линией разрушения дальних корреляций вдоль оси \hat{c} и определяется из условия равенства корреляционной длины вдоль оси \hat{c} расстоянию между сверхпроводящими медь-кислородными плоскостями s :

$$\xi_c^v(B, T) = s. \quad (4)$$

Вторая линия — линия разрушения дальних корреляций в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$ — определяется из условия равенства корреляционной длины в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$ расстоянию между вихрями $a = (\Phi_0/B)^{1/2}$, где Φ_0 — квант потока:

$$\xi_{ab}^v(B, T) = a. \quad (5)$$

Линия размерного кроссовера разделяет фазовую диаграмму на двумерную и трехмерную части. Увеличение магнитного поля $B > B_{cr}$ в области $T \leq 50$ К приводит к размерному кроссоверу вихрей, и вихревая решетка переходит в конденсированное состояние двумерных вихрей с сильным пиннингом. Разрушение дальних корреляций вдоль оси \hat{c} сопровождается потерей согласования в расположении $2D$ вихрей в соседних медь-кислородных плоскостях $(\hat{a}\hat{b})$. Существование линии, которая ограничивает сверху фазу вихревой решетки при низких температурах, подтверждается в различных экспериментах [1–3, 6, 7]. Предположение о наблюдении размерного кроссовера обсуждалось в работах [1, 7, 8]. По порядку величины $B_{cr} \approx \Phi_0/(\gamma s)^2 = 470$ Э для Bi-2212 (γ^2 — отношение эффективных масс, $\gamma = 140$, $s = 15$ Å), что согласуется с измерениями в [1–3]. Мы предполагаем, что для выяснения природы низкотемпературного состояния при $B > B_{cr}$ может быть использована модификация метода Жавера. Присутствие дислокационной сетки в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$ [13] приводит к сильному пиннингу $2D$ вихрей, наблюдаемому при магнитных и резистивных измерениях [6–7].

При низких температурах положение $2D$ вихрей в каждой отдельной плоскости ($\hat{a}\hat{b}$) скоррелировано. При повышении температуры $T > T_{2D}(B)$ вихревые дальние корреляции в плоскости ($\hat{a}\hat{b}$) разрушаются. Известно, что плавление решетки $2D$ вихрей существенно отличается от плавления трехмерной решетки [14]. При $B > B_{cr}$ и $T > T_{2D}(B)$ в двумерной части фазовой диаграммы вихревые дальние корреляции отсутствуют. Это состояние, называемое двумерной вихревой жидкостью, от нормального состояния отличается сильными двумерными флуктуациями. По этой причине в магнитных [3,7,15] и в резистивных [6,16] измерениях линия плавления заканчивается в «критической» точке T_{cr} , где $T_m(B) = T_{cr}(B_{cr})$.

В трехмерной части фазовой диаграммы при $B < B_{cr}$ увеличение температуры приводит к плавлению вихревой решетки (линия $T_m(B)$ на рис. 1) и разрушению дальних вихревых корреляций в плоскости ($\hat{a}\hat{b}$): вихревая решетка переходит в жидкость вихревых линий. Так же, как и плавление кристаллической решетки, это переход первого рода, который сопровождается только разрушением дальних корреляций вихревых линий без изменения размерности вихревых возбуждений. Эта часть диаграммы мало отличается от фазовой диаграммы низкотемпературных сверхпроводников, для которых при $T < T_c$ наблюдалось состояние «одномерной» сверхпроводимости [17,18].

Положение линии плавления $T_m(B)$ и критической точки T_{cr} на фазовой диаграмме существенно зависит от степени анизотропии монокристалла [3,7], от величины транспортного тока [6,16], а также от длительности измерения [16]. В резистивных измерениях [6,16] линия $T_m(B)$ при уменьшении силы тока смещается в высокотемпературную область и приближается к линии разрушения дальних корреляций вдоль оси \hat{c} . Авторы работ [6,16] высказали предположение, что двухэтапный характер разрушения вихревых дальних корреляций обусловлен неравновесными условиями плавления. Неравновесность может создаваться условиями эксперимента и может иметь внутреннюю природу, присущую соединениям $Bi-2212$. При измерениях в таком большом интервале температур тепловые возбуждения влияют на распределение дефектов и на динамику их движения. В работе [19] было показано, что после воздействия магнитного поля $H < 235$ Э распределение дефектов в образцах висмутовой керамики изменяется настолько устойчиво, что

только отжиг до 1000 К и последующее термоциклирование восстанавливают исходное распределение дефектов. Как обнаружено в [16], длительное присутствие тока в образце вызывает смещение кривой плавления, что отражает изменение беспорядка, к которому приводит активированное нагреванием или током движение дефектов.

Совпадение линий плавления, полученных из резистивных (ток 20 мА) [6] и магнитных (поля до 700 Э) [11] измерений, свидетельствует об одинаковых неравновесных условиях плавления вихревой решетки в этих экспериментах. Но обычно для кристаллов, выращенных разными методами, и для различных экспериментальных методик (см. рисунок в работе [16]) наблюдаются большие изменения линии плавления. Предположение о зависимости линий разрушения дальних корреляций от температуры, от концентрации кислорода и катионов Bi , Sr , Ca и Cu позволяет понять эти изменения кривых плавления. В работах [3,7,16] показано, что температура плавления $T_m(B)$ увеличивается при насыщении образца кислородом. Линия кроссовера $B_{cr}(T)$ на рис. 1 состоит из трех частей. Одна из них является ее низкотемпературной частью, где при $B = B_{cr}(T)$ в вихревой решетке разрушаются только дальние корреляции вдоль оси \hat{c} , но сохраняются корреляции в плоскости ($\hat{a}\hat{b}$). Вторая часть (линия T_d на рис. 1) является высокотемпературной частью линии разрушения связей между слоями в $3D$ вихревой жидкости. Это означает, что при $T > T_d$ вихревых дальних корреляций нет, и так же, как и при $T > T_{2D}(B)$, это уже нормальное состояние с сильными двумерными флуктуациями. Мы предполагаем, что в области средних температур существует третья часть, которая связывает первую и вторую части кривой $B_{cr}(T)$. Недавние эксперименты по малоугловому рассеянию нейтронов [20,21] свидетельствуют о появлении в полях больше 600 Э при $T > 30$ К вихревой решетки, не наблюдавшейся при более низких температурах. Это позволяет предположить существование максимума на кривой $B_{cr}(T)$ при $T \sim 0,5T_c$. Возможно, что температурная зависимость линии кроссовера обусловлена как электромагнитными и джозефсоновскими связями между слоями, которые имеют различные температурные зависимости, так и проявлением «размерного» эффекта [10] при $\xi_c^v(B, T) \geq l_c$ (l_c — половина поперечного размера образца).

Таким образом, в предположении о двухэтапном процессе разрушения дальних корреляций, имеющем внутреннюю природу, в работе обсуждена фазовая диаграмма монокристаллов Bi-2212 в магнитном поле, параллельном оси \hat{c} , из которой следует, что

линия плавления заканчивается в критической точке при пересечении линии размерного кроссовера $B_{cr}(T)$ и линии разрушения дальних корреляций в $(\hat{a}\hat{b})$ -плоскости. Линия $T_m(B)$ — единственная линия, вдоль которой происходит разрушения дальних корреляций без изменения размерности вихревого возбуждения. Предполагается, что линия B_{cr} существенно зависит от температуры;

неравновесные условия плавления приводят к зависимости линии плавления от методики измерения и выращивания кристалла. Это обусловлено слабым пиннингом дефектов (атомов и вакансий кислорода, дислокаций) и отражает изменение беспорядка под воздействием температуры, тока и магнитного поля;

низкотемпературное состояние при $B > B_{cr}$ представляет собой конденсированное состояние $2D$ вихрей с сильным пиннингом, который обусловлен существованием в монокристаллах Bi-2212 дислокационной сетки в плоскости $(\hat{a}\hat{b})$.

Для проверки последнего утверждения и изучения температурной зависимости B_{cr} можно использовать модификацию метода Жавера, позволяющего определять размерность вихрей [22]. Влияние плоской дислокационной сетки на пиннинг $2D$ вихрей может быть установлено после отжига образца в вакууме в течение получаса при $500\text{ }^\circ\text{C}$. После охлаждения дислокационная сетка исчезает [9] и должны наблюдаться упорядоченные в отдельных $(\hat{a}\hat{b})$ -плоскостях состояния $2D$ вихрей. Для изучения природы неравновесности необходимо продолжение резистивных измерений при $I < 0,1$ мА. Совмещение линий $T_m(B)$ и $T_d(B)$ подтвердило бы предположение авторов работы [6] о том, что двухэтапный процесс разрушения дальних корреляций обусловлен неравновесными условиями измерений. Представляется весьма интересной возможность обнаружить предсказанный в работе [10] «размерный» эффект: при уменьшении поперечного размера образца l_c линия $T_d(B)$ разрушения вихревых дальних корреляций вдоль оси \hat{c} должна смещаться в область низких температур.

1. R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. Mck. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, A. A. Me-

- novsky, Z. Tarnavski, and K. Mortensen, *Nature* **365**, 407 (1994).
2. S. L. Lee, M. Warden, H. Keller, and J. W. Schneider, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 922 (1995).
3. B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Majer, T. W. Li, P. H. Kes, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2555 (1996).
4. W. K. Kwok, J. A. Fendrich, V. M. Vinokur, A. E. Koshelev, and G. W. Grabtree, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4596 (1996).
5. A. Schilling, *Nature* **382**, 791 (1996).
6. C. D. Keener, M. L. Trawick, S. S. Ammirata, S. E. Heboal, and J. C. Garland, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1118 (1997).
7. B. Khaekovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R. A. Doyle, D. Mayer, P. H. Kes, and T. W. Li, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S6, 3218 (1996).
8. R. Sasik and D. Stroud, *Phys. Rev.* **B52**, 3696 (1995).
9. P. C. Hohenberg, A. Aharony, B. I. Halperin, and E. D. Siggia, *Phys. Rev.* **B13**, 2986 (1976).
10. N. S. Yeh, *Phys. Rev.* **B42**, 4850 (1990).
11. L. I. Glazman and A. E. Koshelev, *Phys. Rev.* **B43**, 2835 (1991).
12. D. R. Nelson and H. S. Seung, *Phys. Rev.* **B39**, 9153 (1989).
13. G. Yang, P. Shang, S. D. Sutton, I. P. Jones, J. S. Abell, and C. E. Gough, *Phys. Rev.* **B48**, 4054 (1993).
14. D. S. Fisher, *Phys. Rev.* **B22**, 1190 (1980).
15. D. T. Futchs, E. Zeldov, D. Majer, R. A. Doyle, T. Tamegai, S. Ooi, and M. Konczykowski, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S3, 1583 (1996).
16. C. D. Keener, M. L. Trawick, S. L. Ammirata, and J. C. Garland, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S6, 3211 (1996).
17. D. J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 946 (1975).
18. V. A. Marchenko and A. V. Nikulov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **86**, 1395 (1984).
19. B. G. Lazarev, Ya. D. Starodubov, G. G. Sergeeva et al., *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S3, 1186 (1996).
20. E. M. Forgan, M. T. Wylie, S. Lloyd, S. L. Lee, and R. Cubitt, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S3, 1571 (1996).
21. S. M. Aegerter, S. L. Lee, H. Keller, E. M. Morgan, and S. Lloyd, *Phys. Rev.* **54**, 15661 (1996).
22. I. Giaver, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147 (1960).

Specific features of vortex state of Bi-2212 single crystals

G. G. Sergeeva

A phase diagram of the vortex state consistent with a set of experimental results [1–7] obtained by different methods is proposed under the assumption that the breaking of long-range vortex correlations for Bi-2212 single crystals at a magnetic field parallel to the axis \hat{c} is a two-stage process. The intersection of two lines — the dimensional crossover line $B_{cr}(T)$ and the breaking line of the vortex long-range correlations in the $(\hat{a}\hat{b})$ plane — makes it possible to explain the breaking of the melting line of the vortex lattice in the critical point $T_m(B)$. The problems of experimental research into the nature of low-temperature condensed state and the temperature dependence of the dimensional crossover line are discussed.