

в той же последовательности энергия активации миграции вакансий по данным работ [5, 6] — 1.24, 1.32 и 1.53 эВ. Примерно такие же значения имеет и энергия образования вакансий.

Однозначная трактовка механизма распада раствора в условиях больших переохлаждений, когда наблюдается дезориентированная кристаллизация графита, затруднена. Возможно, графитовые кристаллики в этих условиях не просто полностью дезориентированы, а вытягиваются в трубочки с боковыми поверхностями, образованными плоскостями (002).

#### Список литературы

- [1] Салли И. В., Льяной В. Н., Пясецкий И. И. Углерод на поверхности растворов внедрения. Киев: Наукова думка, 1973. 150 с.
- [2] Тонтегоде А. Я. // ЖТФ. 1973. Т. 43. № 5. С. 1042—1048.
- [3] Тонтегоде А. Я., Рутков Е. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1306—1311.
- [4] Льяной В. Н. // Изв. вузов, чер. мет. 1984. № 3. С. 73—76.
- [5] Штремель М. А. Прочность сплавов. Дефекты решетки. М.: Металлургия, 1982. 278 с.
- [6] Смитлз К. Дж. Металлы. М.: Металлургия, 1980. 446 с.

Днепропетровский  
государственный университет  
Днепропетровск

Поступило в Редакцию  
1 ноября 1988 г.  
В окончательной редакции:  
30 января 1989 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

## О ТЕПЛОЕМКОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ОБЛАСТИ $T \simeq T_c$

А. В. Гуревич, А. Л. Разманов

Прецизионные измерения теплоемкости  $C(T)$  высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) вблизи критической температуры  $T_c$  показали, что в отличие от традиционных сверхпроводников в монокристаллах ВТСП наблюдаются выраженный флуктуационный пик в  $C(T)$  и относительно широкая критическая область [1] (рис. 1). Для количественного объяснения зависимости  $C$  от  $T$  в ряде работ предлагалось учитывать многокомпонентность параметра порядка [1], в частности возможность триплетного либо  $d$ -спариваний [2], влияющие двойники [3] и т. д. В настоящей работе будет показано, что наблюдавшаяся в [1] для монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  зависимость  $C(T)$  хорошо описывается также и в рамках стандартной теории Гинзбурга—Ландау (ГЛ) с учетом гауссовых флуктуаций параметра порядка, если принять во внимание наличие в ВТСП относительно малых случайных макронеоднородностей  $T_c$ , обусловленных теми или иными структурными или химическими неоднородностями [4].

Рассмотрим случай, когда размеры неоднородностей  $l$  велики по сравнению с длиной когерентности  $\xi(T)$ . При характерных значениях  $l \sim 10^4 \text{ \AA}$  [4],  $\xi(0) \sim 10 \text{ \AA}$  это условие не выполняется лишь в узком интервале температур  $|T - T_c| \leq (\xi(0)/l)^2 T_c \sim 10^{-8} T_c$ . Вне этой области усредненную по неоднородностям теплоемкость  $C(T)$  с учетом гауссовых флуктуаций параметра порядка можно записать в виде

$$C(T) = \int_0^{\infty} F(T_k) \nu(T, T_k) dT_k, \quad (1)$$

$$\nu(T, T_k) = C_0(T) + \Delta C [\theta(T_k - T) + \gamma(T) (\delta T_f / |T - T_k|)^{1/2}], \quad (2)$$

где  $T_k$  — локальная критическая температура,  $F(T_k)$  — функция распределения случайных величин  $T_k$ ,  $T_c = \langle T_k \rangle$  — среднее значение  $T_k$ ,  $\Delta C$  — скачок в  $C(T)$  при  $T = T_c$  в теории ГЛ,  $C_0(T)$  — регулярная часть  $C(T)$ ,  $\theta(x) = 1$  при  $x \geq 0$ ,  $\theta(x) = 0$  при  $x < 0$ ,  $\gamma(T) = 1$  при  $T < T_k$ ,  $\gamma(T) =$

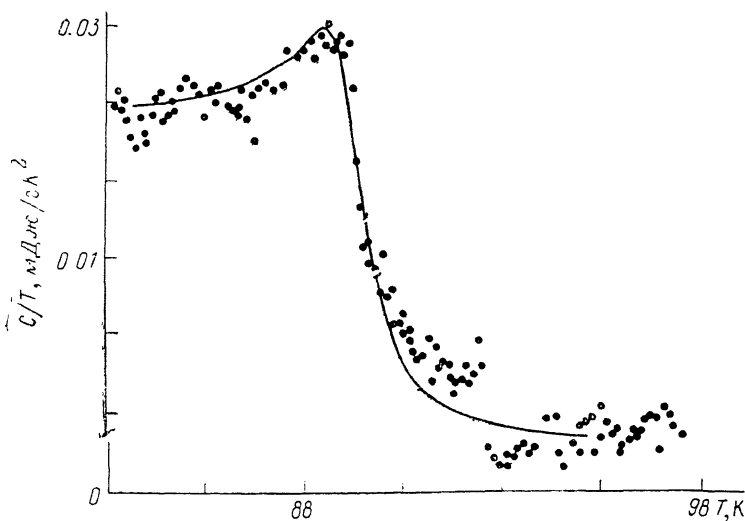


Рис. 1. Зависимость  $C(T)$ .

Сплошная линия — теоретическая кривая (4), точки — эксперимент [1].

$= 1/\sqrt{2}$  при  $T > T_k$ , а  $\delta T_f$  — характерная ширина флуктуационной области температур

$$\delta T_f = (k\sqrt{2}/8\pi\xi_x\xi_y\xi_z\Delta C)^2 T_c. \quad (3)$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана;  $\xi_j(T)$  — длина когерентности вдоль кристаллографических осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  в теории ГЛ;  $\xi_j = \xi_j(0)$ ,  $j = x, y, z$ .

Второй член в квадратных скобках (2) описывает флуктуационный вклад в  $C(T)$  однородного образца при  $|T - T_c| \gg \delta T_f$  [5]. Рассмотрим случай, когда характерная ширина размытия сверхпроводящего перехода из-за

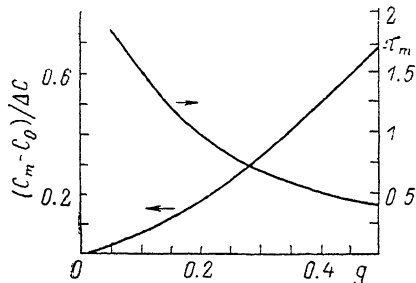


Рис. 2. Зависимости  $C_m$  и  $\tau_m$  от  $g$ .

неоднородностей  $\Delta T = \sqrt{\langle (T_k - T_c)^2 \rangle} \gg \delta T_f$ . Тогда вклад в  $C(T)$  от интегрирования в (1) по критической области  $|T_k - T_c| \leq \delta T_f$  мал в меру  $\delta T_f/\Delta T \ll 1$ , что позволяет пользоваться формулами (1), (2) при всех  $T$ , включая и область  $|T - T_c| \leq \delta T_f$ .

В частности, для гауссовой функции распределения  $F(T_k)$  теплоемкость  $C(T)$  удобно представить в виде

$$\frac{C - C_0}{\Delta C} = f(\tau, g) \equiv \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau}^{\infty} e^{-x^2} dx + g e^{-\tau^2} \int_0^{\infty} e^{-x^4} (e^{2\tau x^2} + \sqrt{2} e^{-2\tau x^2}) dx, \quad (4)$$

где  $\tau = (T - T_c)/\Delta T \sqrt{2}$ ,  $g = (\sqrt{2} \delta T_f/\pi \Delta T)^{1/2}$ , причем  $g^2 \ll 1$  в силу условия  $\Delta T \gg \delta T_f$ . В данном случае универсальная функция  $f(\tau, g)$  зависит лишь от безразмерной температуры  $\tau$  и одного параметра  $g$ , определяющего

вклад флуктуаций в  $C(T)$ . На рис. 2 показаны зависимости флуктуационного максимума  $C_m(\tau_m)$  и соответствующей температуры  $\tau_m$  от  $g$ , полученные при численном анализе формулы (4). На рис. 1 изображены экспериментальные данные из работы [1] и теоретическая кривая (4) при  $g=0.3$ ,  $\Delta T \simeq 0.55$  К (для простоты мы пренебрегли зависимостью  $C_0$  от  $T$ ). Отсюда находим, что  $\delta T_f = \pi \Delta T g^2 / \sqrt{2} \simeq 0.1$  К (в данном случае действительно реализуется ситуация, когда  $\delta T_f \ll \Delta T$ ). Таким образом, изложенный подход позволяет дать количественное описание эксперимента [1] уже при простейших предположениях о виде функции распределения  $F(T_k)$  и разумных значениях величин  $\delta T_f$  и  $\Delta T$ .

Более последовательно  $F(T_k)$  можно оценить, анализируя форму кривой резистивного перехода. В частности, в модели эффективной среды [6] функция  $F(T)$  выражается через производную от сопротивления образца  $R(T)$

$$F(T) = \frac{1}{R_n} \frac{\partial R}{\partial T}, \quad (5)$$

где  $R_n$  — сопротивление в нормальном состоянии при  $T=T_c$ . Отметим, что наблюдаемая зависимость  $\partial R/\partial T$  может быть и весьма несимметричной [7, 8]. Из (1), (2) следует, что в ряде случаев это может приводить к появлению дополнительных максимумов — сателлитов у  $C(T)$ , не связанных с многофазностью, наличием двойников [3] и т. д. Такие максимумы — сателлиты наблюдались экспериментально, в частности один из них хорошо виден на рис. 1 при  $T \simeq 93$  К.

#### Список литературы

- [1] Inderhess S. E., Salamon M. B., Goldenfield N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 6. P. 1170—1174.
- [2] Annet J. A., Randeria M., Renn S. A. // Phys. Rev. 1988. V. B38. N 7. P. 4660—4667.
- [3] Sobyanin A. A., Stratonnikov A. A. // Physica. 1988. V. C153—155. N 3. P. 1681—1682.
- [4] Sharikaya M., Stern E. A. // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 16. P. 9373—9381.
- [5] Горьков Л. П., Копнин Н. Б. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 117—135.
- [6] Kirkpatrick S. // Rev. Mod. Phys. 1973. V. 45. N 4. P. 574—588.
- [7] Головашкин А. И., Левченко И. С., Мотулевич Г. П., Полухина Л. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2520—2523.
- [8] Abbatista F., Mazza D., Vallino M. et al. // Nuovo Cim. 1988. V. D10. N 7. P. 875—879.

Институт высоких температур АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
1 февраля 1989 г.

УДК 536.413.2

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ $TlInS_2$

О. Б. Плющ, А. У. Шелег, В. А. Алиев, Г. Д. Гусейнов

Интерес к слоистым кристаллам, представляющим собой квазидвумерные системы, обусловлен привлекательностью их физических свойств. Типичным представителем кристаллов, обладающих слоистой структурой, является  $TlInS_2$ , относящийся к большой группе полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ . У этих кристаллов обнаружены последова-