

ВЕТВЯЩИЕСЯ РЕШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ II-ГО ПОРЯДКА В ФИЗИКЕ, ЧАСТЬ-4

Курдгелаидзе Д. Ф., Курдгелаидзе Д.Д.

Грузинский Технический Университет, Институт Вычислительной Математики им.Мусхелишвили.
Адрес: ул. Костава 75, почтовое отделение 01

ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ТЕОРИИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВТОРОГО РОДА ЧЕРЕЗ КАТАСТРОФЫ В СЛУЧАЕ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

Аннотация.

Указывается экспериментальная возможность проверки теории предсказания фазового перехода второго рода через катастрофы в случае неоднородной среды. В частности, в случае неоднородной системы отличить фазовый переход второго рода с $\eta=(\alpha_0/2\beta_0)\neq 0$ от фазового перехода второго рода с $\eta=0$. Для решения этой экспериментальной задачи предлагается три варианта эксперимента. Рассмотрен также фазовый переход второго рода нового типа в трехмерной, двухмерной и одномерной неоднородных системах.

§1. Как уже было сказано, в случае неоднородной системы существуют два типа фазового перехода второго рода, соответствующие двум типам катастрофы в такой системе. В первом случае длина периода периодического решения соответствующего уравнения постоянна и совпадает с длиной кристаллической решетки системы, во втором случае длина периода периодического решения не является постоянной. В первом случае в точке катастрофы ($k_1^2 \rightarrow 1$) параметр порядка $\eta=0$, во втором случае $\eta=(\alpha_0/2\beta_0)\neq 0$. В первом случае в точке катастрофы фазовый переход второго рода имеет место в изолированных точках и в их окрестностях, во втором случае фазовый переход происходит во всей системе. Переход первого типа, когда в точке фазового перехода $\eta=0$, является аналогом фазового перехода второго рода Л.Д.Ландау в случае однородной системы. Переход второго типа, когда в точке фазового перехода $\eta=(\alpha_0/2\beta_0)\neq 0$, является новым типом фазового перехода второго рода. Фазовый переход этого типа происходит во всей системе одновременно.

Таким образом, одна из основных задач эксперимента состоит в том, чтобы в случае неоднородной системы отличить фазовый переход второго рода с $\eta=(\alpha_0/2\beta_0)\neq 0$ от фазового перехода второго рода с $\eta=0$. Для решения этой экспериментальной задачи предлагается три варианта эксперимента.

1. Метод вытеснения магнитного поля из сверхпроводника.

В этом случае измеряется напряженность магнитного поля у поверхности сверхпроводника H_s как функция температуры сверхпроводника на всем интервале изменения температуры $0 < T$. Согласно предлагаемой теории имеется три возможных варианта результатов измерения

А) В случае фазового перехода второго рода с $\eta = (\alpha_0 / 2\beta_0) \neq 0$ в точке $T = T^*$ имеет место фазовый переход второго рода, при этом фазовый переход имеет место во всей системе одновременно. Соответственно, из сверхпроводника полностью вытесняется магнитное поле, и $H_s(T^*)$ принимает максимальное значение $H_s(T^*) = H_m$. При дальнейшем уменьшении температуры сверхпроводника напряженность $H_m(T^*)$ остается постоянной.

В) В случае фазового перехода второго рода с $\eta = 0$ (переход типа перехода Л.Д. Ландау) в точке фазового перехода $T = T_L$ напряженность магнитного поля $H_s(T < T_L)$ скачком увеличится и примет значение $H_s(T_L)$. Ввиду того, что фазовый переход при этом имел место только в определенной части объема проводника, то при дальнейшем уменьшении температуры сверхпроводника, по мере «вымирания» электронов проводимости, $H_s(T_L)$ будет монотонно увеличиваться до значения H_m .

С) Смешанный вариант. В этом случае имеем дело со случаем В), однако, после фазового перехода в точке $T = T_L$ когда $H_s(T)$ достигает значения $H_s(T_L)$, при дальнейшем уменьшении температуры сверхпроводника процесс вытеснения магнитного поля из сверхпроводника развивается по другому сценарию. При уменьшении температуры сверхпроводника некоторое время $H_s(T_L)$ будет увеличиваться монотонно, но при достижении температуры $T = T^*$ во всем оставшемся пространстве, свободном от фазового перехода 2-го рода типа перехода Л.Д.Ландау одновременно происходит фазовый переход нового типа, и магнитное поле у поверхности скачком принимает значение H_m .

2. Метод термоэлектрического эффекта в случае сверхпроводника

Согласно В. Л. Гинзбургу^[1], если на концы изолированного сверхпроводника, находящегося в сверхпроводящем состоянии, приложить разность температур T_1 и $T_2 < T_L$, то внутри сверхпроводника будет циркулировать ток. При этом будут существовать как сверхпроводящий ток J_s , так и нормальный ток J_n , при соотношении между ними $J_n = -J_s$. На концах сверхпроводника в результате взаимного перехода $J_n \leftrightarrow J_s$ будет выделяться (поглощаться) тепло, пропорциональное ширине энергетической щели и плотности сверхпроводящих электронов.

Вышесказанное правомерно только в случае перехода с $\eta = 0$ (переход типа перехода Л.Д.Ландау), так как в сверхпроводящем состоянии находится только часть сверхпроводника. В этом случае в сверхпроводнике одновременно могут существовать как сверхпроводящий, так и нормальный ток (но в разных областях проводника). Тогда, как уже было сказано, на концах сверхпроводника проявится т.н. термоэлектрический эффект. Указанный эффект может быть зафиксирован в виде изменения температур T_1 и T_2 на концах сверхпроводника.

Однако, в случае фазового перехода второго рода с $\eta = (\alpha_0 / 2\beta_0) \neq 0$, сверхпроводник полностью находится в сверхпроводящем состоянии, и в нем может существовать только сверхпроводящий ток.

Следовательно, указанная выше циркуляция токов в сверхпроводнике не имеет места, и термоэлектрические эффекты не могут проявиться.

3. Метод измерения коэффициента электронной теплопроводности в сверхпроводнике.

Как известно, коэффициент теплопроводности в проводнике складывается из двух частей^[2]

$$\Sigma(T) = \Sigma_{ph}(T) + \Sigma_{el}(T), \quad (79)$$

где первый член дает коэффициент теплопроводности, связанный с колебанием кристаллической решетки (перенос тепла фотонами); вторая часть характеризует перенос тепла электронами проводимости. При изменении (уменьшении) температуры коэффициент Σ_{ph} имеет сложное поведение. Однако нас интересует только коэффициент электронной теплопроводности

$$\Sigma_{el}(T) = \Sigma(T) - \Sigma_{ph}(T) \quad (80)$$

и, соответственно, исследуем его поведение в переходной области, т.е. в области изменения температуры $T_0 \leq T \leq T^*$, где T_0 - температура, соответствующая моменту зарождения куперовских пар (бозе-газа куперовских пар), T^* - температура наступления катастрофы. Обозначим через $n_0 = n(T_0)$ плотность электронов проводимости в проводнике в момент возникновения куперовских пар и через $n(T)$ - плотность электронов проводимости в переходной области $T_0 \leq T \leq T^*$. Плотность куперовских пар в этой области равна $\eta(T)$. Коэффициент теплопроводности одного электрона обозначим через χ_{el} , а коэффициент теплопроводности одной куперовской пары (бозона) через χ_b . Кроме того, учтем, что в переходной области $T_0 \leq T \leq T^*$ имеет место равенство:

$$n_0 = n(T) + 2\eta(T), \quad n(T) = n_0 - 2\eta(T), \quad \eta(T_0) = 0 \quad (81)$$

где

$$n(T) = n_0 - 2\eta(T), \quad \eta(T_0) = 0$$

В результате для переходной области $T_0 \leq T \leq T^*$ можно написать

$$\begin{aligned} \Sigma_{el}(T) &= \chi_{el} n(T) + \chi_b \eta(T) = \chi_{el} (n_0 - 2\eta(T)) + \chi_b \eta(T) = \\ &= \chi_{el} n_0 + (-2\chi_{el} + \chi_b) \eta(T) = \Sigma_{el}(T_0) - (2\chi_{el} - \chi_b) \eta(T) \end{aligned} \quad (82)$$

Таким образом, получаем

$$\Sigma(T) - \Sigma_{ph}(T) = \Sigma_{el}(T) = \Sigma_{el}(T_0) - (2\chi_{el} - \chi_b) \eta(T) \quad (83)$$

В первом приближении можно принять, что χ_{el} и χ_b - постоянные величины и не зависят от температуры. В этом случае для величины изменения коэффициента электронной теплопроводности $\Phi_{элкт}(T)$ в переходной области $T_0 \leq T \leq T^*$ можно написать

$$\Phi_{\text{элкт}}(T) = A\eta(T), \quad (84)$$

где

$$\Phi_{\text{элкт}}(T) = \Sigma(T) - [\Sigma_{\text{ph}}(T) + \Sigma_{\text{el}}(T_0)], \quad (85)$$

$$A = (-2\chi_{\text{el}} + \chi_{\text{b}}) = \text{const}$$

4. Ширина переходной области

Ширина переходной области определяется интервалом изменения определяющего параметра k_1^2 , т.е. интервалом $0 \leq k_1^2 \leq 1$, или, переходя согласно (75) к температурному интервалу, - $T_0 \leq T \leq T^*$. Критическая температура T^* четко выделена и ее можно зафиксировать прямым измерением, однако точка начала возникновения бозе-газа куперовских пар T_0 может быть зафиксирована только косвенным измерением соответствующего параметра. Таким параметром может быть параметр порядка $\eta(T)$, измерение которого, как было показано выше, согласно (84)-(85), можно свести к измерению электронной теплопроводности в переходной области - $\Phi_{\text{элкт}}(T)$. Эксперименты по прямому измерению $\Phi_{\text{элкт}}(T)$ в переходной области нам неизвестны. Определенные представления о поведении электронной теплопроводности в окрестности точки фазового перехода 2-го рода дают экспериментальные кривые из работы [9], приведенные на рисунках 8 и 9.

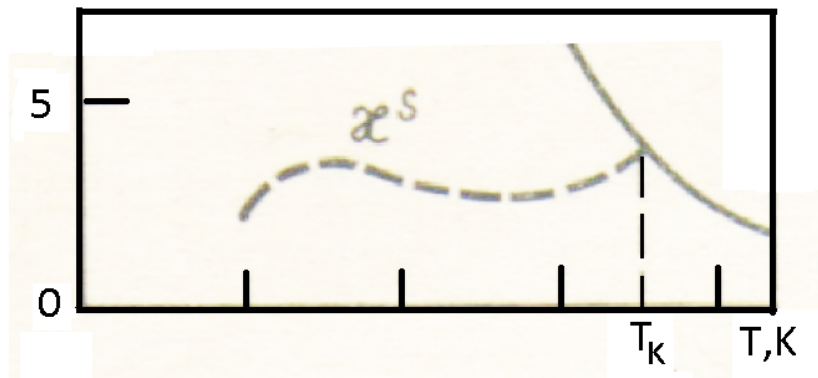


Рис. 8

Электронная теплопроводность свинца в сверхпроводящем состоянии [2]

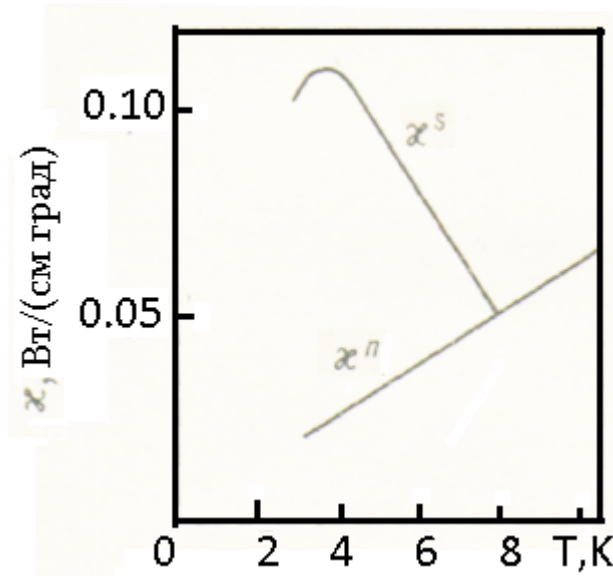


Рис. 9

Теплопроводность сплава Pb+10 ат. %Bi [2]

Обращает на себя внимание сходство этих кривых с кривыми, приведенными на рисунках 5 и 6 данной работы, чего в определенном смысле и следовало ожидать согласно (84)-(85).

§2 . Параметры теории в случае фазового перехода второго рода нового типа

П1. Параметры фазового перехода второго рода нового типа в трехмерной неоднородной системе.

Выше был проведен математический анализ нелинейного уравнения и его решение в случае неоднородной системы (среды) в рамках общей теории фазового перехода второго рода Л.Д. Ландау и макроскопической теории сверхпроводимости В Л. Гинзбурга и Л.Д. Ландау. Если теперь ограничиться рассмотрением фазового перехода второго рода только нового типа и наряду с математическим анализом вопроса дополнительно привлечь еще ряд физических соображений, то можно получить определенные конкретные результаты. Для этого введем в качестве нового параметра ширину энергетической щели для куперовской пары - $\Delta(T^*)$ и плотность электронов проводимости в точке T_0 , т.е. в точке где начинается возникновение куперовских пар $n_0=n(T_0)$. Так как параметр порядка $\eta(T^*)$ в случае фазового перехода второго рода нового типа в точке T^* равняется максимальной плотности куперовских пар, то можно написать

$$\eta(T^*)=n_0/2, \quad F_n - F_s = \Delta(T^*) \eta(T^*) \tag{86}$$

Сравнивая (86) с (35) находим

$$\alpha^* = 2\Delta(T^*), (\alpha^*/\beta^*) = n_0, \beta^* = \Delta(T^*)/\eta(T^*) \quad (87)$$

Если (87) дополнить уравнением (7) и учесть (43), то получаем

$$\alpha^* = (\hbar \omega^*)^2 / m_0, \quad (88)$$

$$\Delta(T^*) = (\hbar \omega^*)^2 / 2m_0$$

где $\omega^* = 2\pi/L_0^0$

Введем временную частоту

$$\omega^*_t = \omega^* u \quad (89)$$

где u - величина размерности скорости. Тогда можно написать

$$\Delta(T^*) = \hbar \omega^*_t \quad (90)$$

Если учесть, что $\omega^* = 2\pi/L_0^0$, то (90) можно записать в виде

$$\Delta(T^*) = (h/L_0^0) u \quad (91)$$

Представив $\Delta(T^*)$ в виде

$$\Delta(T^*) = k_b T^*, \quad (92)$$

где k_b - постоянная Больцмана, для критической температуры фазового перехода 2-го рода нового типа, через катастрофы, для T^* находим выражение

$$T^* = (h/k_b)(u/L_0^0) \quad (93)$$

Из (88) с учетом (89) и (90) получаем

$$\Delta(T^*) = 2m_0 u^2 = 4[m_0 u^2/2] \quad (94)$$

Из (94) можно определить m_0

$$\begin{aligned} m_0 &= m_e / \gamma_1 = (h/L_0^0) (1/2u) \\ \gamma_1 &= 2u (L_0^0/h) m_e \end{aligned} \quad (95)$$

Введем теперь два естественных предположения

1). u - представляет собой скорость звука в системе.

L_0^0 - представляет собой длину кристаллической решетки системы.

При этом в случае трехмерной решетки имеем

$$1/ L_0^0=1/d^*=(1/d_a^2+1/d_b^2+1/d_c^2)^{1/2} \quad (96)$$

Поскольку в системе нет другой физической величины с размерностью скорости кроме скорости звука, то сопоставление скорости u со скоростью звука можно считать практически однозначным. Аналогично, исходя из выражения $\omega^* = 2\pi/ L_0^0$ отождествление L_0^0 с d^* можно так же сделать практически однозначным. Однако, при этом, в рассматриваемом нами случае (21), остается неясным физическое содержание длины периода решения

$$L=[(2 K)/ \omega]= (K/\pi)L_0^0$$

для которого в точке катастрофы (фазового перехода 2- рода нового типа) имеем

$$L^*/(L_0^0)=-\ln [(1- k_1^2)/16]}, \quad (44)$$

Как известно, в теории сверхпроводимости вводится еще один параметр размерности длины - длина когерентности электронов, входящих в состав куперовской пары - δ_k . В случае высокотемпературной сверхпроводимости $\delta_k < d_a$ где d_a - меньшая длина кристаллической решетки сверхпроводника. Учитывая, что фазовый переход 2-го рода через катастрофы происходит во всем сверхпроводнике одновременно и, то, что переход рассматривается как конденсация во всей системе куперовских пар, приходится предположить, что в системе куперовских пар, в определенном объеме, существует когерентность самих куперовских пар по какому-то признаку. Эта когерентность отличается от когерентности электронов, входящих в состав куперовской пары с длиной когерентности $\delta_k < d_a$. Длину этой новой когерентности в системе куперовских пар обозначим через L и отождествим с длиной периода решения, рассматриваемого в (21). При $T > T^*$ длина когерентности куперовских пар конечна. Однако, при $T \rightarrow T^*$ она стремится к бесконечности ($L \rightarrow \infty$) и охватывает весь сверхпроводник (как уже было сказано, в данной работе рассматривается сверхпроводник как бесконечная периодическая система). При этом одновременно во всей системе наступает катастрофа (фазовый переход 2-го рода через катастрофы).

Если ввести обозначения

$$u=u_0 10^5 \text{ см/сек}, \quad d^*=\delta^* 10^{-8} \text{ см}, \quad (97)$$

то при

$$h=6.6259 \cdot 10^{-27} \text{ эрг/сек}, \quad k_b=1,380 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}, \quad m_e=0,9109 \cdot 10^{-27} \text{ гр.}$$

из (93), (95) и (96) находим

$$\begin{aligned} T^* &= 480 (u_0/\delta^*) K^0 & (98) \\ m_0 &= 3.3 \cdot 10^{-24} / (u_0 \delta^*) = [3.66 \cdot 10^3 / (u_0 \delta^*)] m_e \\ \gamma_1 &= 2.8 \cdot 10^{-4} (u_0 \delta^*) \end{aligned}$$

Для высокотемпературных сверхпроводников типичными являются значения (см. таблицу 1)

$$\delta_a=5., \delta_b=10, \delta_c=30, \delta^* \approx \delta_a, \tag{99}$$

Если в качестве скорости звука в высокотемпературных сверхпроводниках брать скорости звука в стекле, т.е. $u_0=5$, то получаем

$$\begin{aligned} T^* &= 480 \text{ K}^0 \\ m_0 &= 132 \cdot 10^{-27} \text{ гр} \\ \gamma_1 &= 2.8 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \tag{100}$$

Как видим, полученное значение T^* не согласуется с экспериментом.

П2. Параметры фазового перехода второго рода нового типа в двухмерной неоднородной подсистеме трехмерной системы

Фазовый переход второго рода нового типа может происходить как в трехмерной неоднородной системе, как это было рассмотрено выше, так и в двухмерной или в одномерной неоднородной подсистеме трехмерной системы. Все зависит от структуры вектора неоднородности γ с компонентами $(\gamma_a, \gamma_b, \gamma_c)$. Если $\gamma_a=\gamma_b=\gamma_c=\gamma$, то неоднородный член в выражении свободной энергии имеет симметрию O_3 , и решение будет зависеть от трехмерной фазы $\sigma_3=\omega_a X_a+\omega_b X_b+\omega_c X_c$.

Если $\gamma_a=\gamma_b>0, \gamma_c= -\gamma_0c$, то неоднородный член в выражении свободной энергии имеет симметрию O_2 , и решение будет зависеть от двухмерной фазы $\sigma_2=\sigma_{ab} =\omega_a X_a+\omega_b X_b$. Координату x_c в этом случае можно отделить от остальных координат методом разделения переменных в решении

$$\psi(x_a, x_b, x_c)=\exp(i\Omega_c x_c)\xi(\sigma_{ab}) \tag{101}$$

В результате получаем двухмерное нелинейное уравнение в плоскости $(a0b)$. При этом, все изменения в полученных ранее выражениях в случае трехмерной задачи сводятся к тому, что

$$\begin{aligned} \alpha \rightarrow \alpha' &= \alpha + (\gamma_0c / 2m_e) (\hbar \Omega_c)^2 = \alpha + (\gamma_0c / 2m_e) (h/d_c)^2 \\ d^{*-1} &\rightarrow d_{ab}^{*-1} = (d_a^{-2} + d_b^{-2})^{1/2}, \\ d_{ab}^* &\approx d_a, \end{aligned} \tag{102}$$

Кроме того, $u_a=u_b=u$. В результате получаем

$$\begin{aligned} T_{ab}^* &\approx 480 \text{ K}^0 \\ m_{0a} &= 132 \cdot 10^{-27} \text{ гр} \\ \gamma_a &= 2.8 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \tag{103}$$

В случае, когда

$$\alpha=0, \alpha' = (\gamma_{0c} / 2m_e) (\hbar/d_c)^2$$

согласно (88) возникает связь между γ_{0c} и $\gamma_a=\gamma_b$ в виде

$$\begin{aligned} (\gamma_a/m_e) (\hbar/d_a)^2 &= (\gamma_{0c} / 2m_e) (\hbar/d_c)^2 \\ \gamma_{0c} &= 2\gamma_a(d_c/d_a)^2 \end{aligned} \tag{104}$$

Аналогично получаем и в плоскости (a0c), когда $\gamma_a=\gamma_c>0, \gamma_b=-\gamma_{0b}$ $u_a=u_c=u$. При этом $d_{ac}^* \approx d_a$, и находим

$$T_{ac}^* \approx 480K^0, \gamma_a \approx 2.8 \cdot 10^{-2}, m_{0a} = 132 \cdot 10^{-27} \text{гр}, \tag{105}$$

Если $\alpha=0$, то дополнительно имеем соотношение $\gamma_{0b}=2\gamma_a(d_b/d_a)^2$

В случае плоскости (b0c), когда $\gamma_b=\gamma_c>0, \gamma_a=-\gamma_{0a}, u_b=u_c=u$, имеем $d_{bc}^* \approx d_b$, и получаем

$$T_{bc}^* \approx 240 K^0, m_{0b} = 64 \cdot 10^{-27} \text{гр}, \gamma_b = 5.6 \cdot 10^{-2} \tag{106}$$

В случае $\alpha=0$ дополнительно имеем соотношение $\gamma_{0a}=2\gamma_b(d_a/d_b)^2$.

Как видим, полученные значения $T_{ab}^* = T_{ac}^*$ и T_{bc}^* также не согласуются с экспериментом.

ПЗ. Параметры фазового перехода второго рода нового типа в одномерной неоднородной подсистеме трехмерной системы

Когда вектор неоднородности γ имеет структуру вида

$$\gamma_c > 0, \gamma_a = -\gamma_{0a}, \gamma_{0a} > 0, \gamma_b = -\gamma_{0b}, \gamma_{0b} > 0, u_c = u. \tag{107}$$

координаты x_a, x_b , можно методом разделения переменных отделить в решении от x_c в виде

$$\psi(x_a, x_b, x_c) = \exp[i(\Omega_a x_a + \Omega_b x_b)] \xi(\sigma_c), \sigma_c = \omega(k_1^2) x_c \tag{108}$$

где

$$\sigma_c = \omega(k_1^2) x_c$$

В результате получаем одномерное нелинейное уравнение вдоль оси (0c). При этом все изменения в полученных ранее выражениях в случае трехмерной задачи сводятся к тому, что

$$\begin{aligned} \alpha \rightarrow \alpha' &= \alpha + (1/2m_e) [\gamma_{0a}(\hbar\Omega_a)^2 + \gamma_{0b}(\hbar\Omega_b)^2] \\ d^* &= d_c, \end{aligned}$$

Кроме того, $u_c = u$, и получаем

$$\begin{aligned} T_c^* &= (h/k_b)(u/d_c), & (109) \\ m_{0c} &= (m_e/\gamma_c) = h/2u d_c^* \\ \gamma_{0c} &= u(2 m_e/h)d_c, \end{aligned}$$

или в виде

$$\begin{aligned} T^* &= 480 (u_0/\delta_c^*)K^0 & (110) \\ m_0 &= 3.3 \cdot 10^{-24}/(u_0 \delta^*) = [3.66 \cdot 10^3/(u_0 \delta^*)] m_e \\ \gamma &= 2.8 \cdot 10^{-4} (u_0 \delta^*), \end{aligned}$$

где T_c^* критическая температура фазового перехода второго рода вдоль направления оси (0с).

В случае $\alpha=0$ согласно (88) имеем дополнительное соотношение

$$[\gamma_{0a}/d_a^2 + \gamma_{0b}/d_b^2] = 2\gamma_c/d_c^2$$

При $\delta_c=30$, $u_0=5$ (скорость звука в стекле), находим

$$\begin{aligned} T_c^* &= 80K^0 & (111) \\ m_{0c} &= (m_e/\gamma_c) = 22 \cdot 10^{-27} \text{гр.} \\ \gamma_{0c} &= 4.2 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

Полученное значение T_c^* является типичным для критической температуры высокотемпературных сверхпроводников полученных на основе Bi-Sr-Ca-Cu-O, детальное сравнение с экспериментом приведено в **таблице 1**.

Аналогично можно определить T^* в случае перехода вдоль осей (0a)- T_a^* или вдоль (0b)- T_b^* , однако в первом случае $d^*=d_a$, во втором

$d^*=d_b$ и получаем соответственно $T_a^*=480K^0$ и $T_b^*=240 K^0$, т.е. значения критической температуры фазового перехода не согласующиеся с экспериментом

Из полученного результата следует, что в случае высокотемпературных сверхпроводников, полученных на основе Bi-Sr-Ca-Cu-O, фазовый переход второго рода нового типа (через катастрофы) происходит только вдоль большой кристаллической оси (в приведенных обозначениях - вдоль оси (0с) - d_c).

Это обстоятельство накладывает определенное требование и на процесс выращивания соответствующего кристалла.

Выражение (108), при наличии экспериментального значения T^* можно использовать для определения скорости звука в данном направлении кристалла при температуре T^*

$$u_{0c}^* = (T^*/480)\delta \tag{112}$$

Из таблицы 1 следует что $d_a \approx 5,4A^0$, и она почти постоянная для данного типа сверхпроводников. При этом $d_b < d_c$ меняется в большом интервале, но несмотря на это, как экспериментальные, так и теоретические значения критической температуры фазового перехода второго рода - T^* лежат в основном в интервале $75K^0 \leq T^* \leq 93K^0$ и

определяются значением $d_c \approx 30A^0$. Определенной разброс значений T^* (например, в случае N1.2.3), повидимому, обусловлен отклонением реального значения скорости звука в этих сверхпроводниках от u (для стекла) $= 5 \cdot 10^5$ см/сек.

Таблица №1

Параметры элементарной ячейки и значения T^* кристаллов, полученных в системе Bi-Sr-Ca-Cu-O [3], (Таблица XII.), где добавлен столбец $T_{\text{теор}}^*$ вычисленный согласно $T_{\text{теор}}^* = (h/k\delta)(u/d)$ по (93)

№	[4]	Состав	d_a	d_b	d_c	$T_{\text{экспер}}^*$	$T_{\text{теор}}^*$
		$v = v(\text{для стекла}) = 5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$					
1	4	$\text{Bi}_{4,0} \text{Sr}_{3,91} \text{Ca}_{1,51} \text{Cu}_{3,80} \text{O}_{15,97}$	5.40	5.40	30.60	90	78.38
2	5	$\text{BiSr}(\text{Ca}_{0,35} \text{Sr}_{0,25} \text{Bi}_{0,40})_2 \text{Cu}_2 \text{O}_{\text{ув}}$	5.42	5.44	30.78	93	77.93
3	8	$\text{Bi}_{2,0}(\text{Bi}_{0,2} \text{Sr}_{1,8} \text{Ca}_{1,0})\text{Cu}_2 \text{O}_8$	5.43	5.43	30.63	92	78.31
4	1	$\text{Bi}_4(\text{Bi}_{0,33} \text{Sr}_{3,22} \text{Ca}_{2,16})\text{Cu}_4 \text{O}_y$	5.399	5.393	30.73	78-84-	78.05
5	10	$\text{Bi}_2 \text{Sr}_{3-x} \text{Ca}_x \text{Cu}_2 \text{O}_8$	5.399	5.414	30.90		77.62
6	12	$\text{Bi}_{2,21}(\text{Sr}_{0,68} \text{Ca}_{0,32})_{2,85} \text{Cu}_2 \text{O}_z$	5.410	-	30.87	80	77.70
7	13	$\text{Bi}_{2,09}(\text{Sr}_{0,56} \text{Ca}_{0,44})_{3,06} \text{Cu}_2 \text{O}_z$	5.403	-	30.74	83	78.03
8	14	$(\text{Bi}_{0,85} \text{Pb}_{0,15})(\text{Sr}_{0,70} \text{Ca}_{0,30})_{2,09} \text{Cu}_2 \text{O}_z$	5.411	-	30.76	86	77.98
9	15	$\text{Bi}_2 \text{Sr}_2 \text{CaCu}_2 \text{O}_z$ (до отжига) (после отжига)	5.446 5.417	5.463 5.419	30.819 30.746	75 86	77.83
10	16	$\text{Bi}_2 \text{Sr}_2 \text{CaCu}_2 \text{O}_8$ (до отжига) (после отжига)	5,413 5,408	5,421 5,413	30,81 30,81	90 77	77,85
11	17	$\text{Bi}_{2,01} \text{Sr}_{1,89} \text{Ca}_{0,77} \text{Y}_{0,25} \text{Cu}_{2,07} \text{O}_{8+\delta}$	5,406	5,409	30,83	<77	77,80
12	18	$\text{Bi}_{2,06} \text{Sr}_{2,15} \text{Ca}_{0,77} \text{Y}_{0,71} \text{Cu}_{2,08} \text{O}_{8+\delta}$	5,432	5,467	30,23	-	79,34
13	19	$\text{Bi}_{2,01} \text{Sr}_{1,78} \text{La}_{0,30} \text{Ca}_{0,82} \text{Cu}_{2,10} \text{O}_{8+\delta}$	5,416	5,425	30,71	-	78,10
14	20	$\text{Bi}_{1,99} \text{Sr}_{1,70} \text{La}_{0,43} \text{Ca}_{0,78} \text{Cu}_{2,10} \text{O}_{8+\delta}$	5,435	5,440	30,55	-	78,51
15	2	$\text{Bi}_{4,4} \text{Sr}_{4,2} \text{Ca}_{1,4} \text{Cu}_2 \text{O}_y$	5,403	3,395	24,50	80	97,90
16	3	$\text{Bi}_{4,4} \text{Sr}_4 \text{Ca}_2 \text{Cu}_4 \text{O}_y$	5,403	3,395	30,70	80	78,13
17	6	$\text{Bi}_4 \text{Sr}_{0,5} \text{Ca}_2 \text{Cu}_2 \text{O}_x$	5,42	27,18	30,67	79	78,21
18	9	$\text{Bi}_2 \text{Sr}_2 \text{CaCu}_2 \text{O}_8$	5,421	24,45	30,67	83	77,70
19	11	$\text{Pb}_{0,6} \text{Bi}_3 \text{Sr}_2 \text{CaCu}_3 \text{O}_x$	5,375	12,202	30,55	82	78,51
20	7	$\text{Bi}_4(\text{Bi}_{0,42} \text{Sr}_{3,20} \text{Ca}_{0,42})\text{Cu}_2 \text{O}_y$	5,382	5,376	24,384	-	98,37

Литература

1. В.Л.Гинзбург, УФН, (1991), **161** (4) 1–11.
2. Б. Т. Гейликман “Исследования по физике низких температур”, Москва, Атомиздат, стр. 30 1979.
3. Демьянец Л. Н., УФН, (1991), **161** (2) 213–213.