

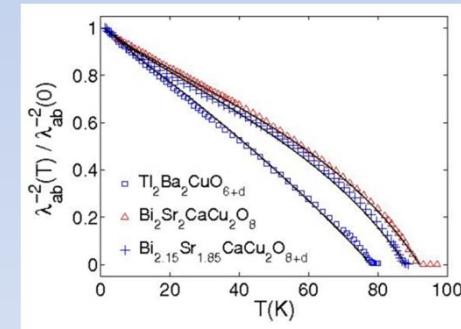
Лондоновская глубина проникновения в ВТСП купратах в приближении сильной связи

М.В. Ерёмин, И.А. Ларионов, И.Е. Любин

Институт физики, Казанский федеральный университет, г. Казань, Россия

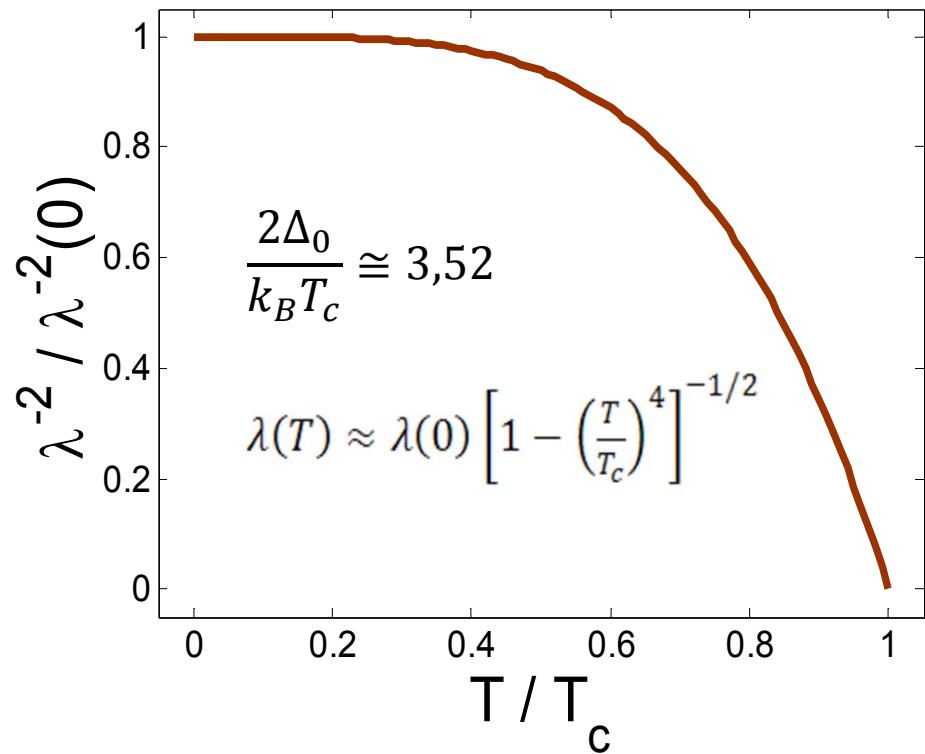
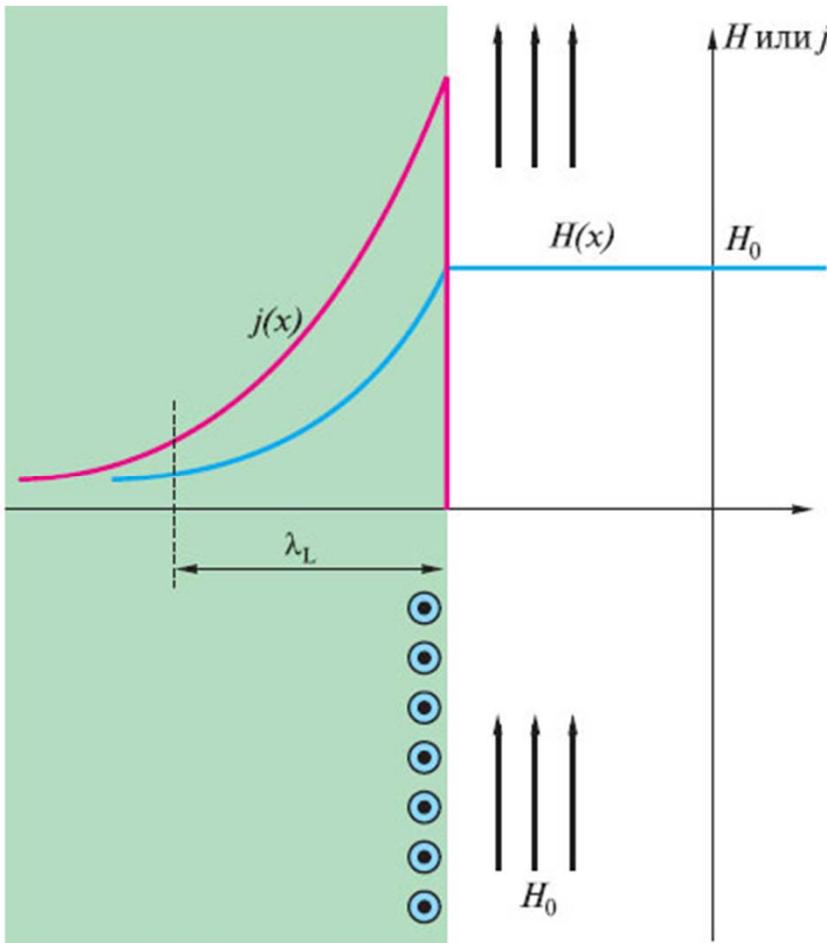
M. V. Eremin, I. A. Larionov, and I. E. Lyubin, J. Phys.: Cond. Mat. **22**, 185704 (2010)

Мотивация:



- Линейное уменьшение глубины проникновения при низких температурах свидетельствует в пользу симметрии d-типа сверхпроводящей щели в ВТСП
- Теория БКШ разработана в приближении эффективной массы, но это приближение не годится для ВТСП. Имеется ряд работ, выполненных в приближении сильной связи, но расчетные формулы различны. Детали вывода не описаны.

Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник



Способы измерения:

- The Meissner fraction
- Magnetic torque
- Muon-spin rotation (μ SR)
- Low-energy μ SR (LE μ SR) technique
- Low-field SQUID magnetization

Уравнения Лондонов

Первая попытка построить макроскопическую теорию сверхпроводников, точнее их электродинамику была осуществлена в 1935 году братьями Ф. Лондоном¹ и Г. Лондоном². Они хотели, не вдаваясь в микроскопические причины сверхпроводимости, невыясненные к тому времени, записать в математической форме основные экспериментальные факты: отсутствие сопротивления и эффект Мейсснера.

Они резонно предположили, что носителями тока в сверхпроводнике, так же как в металле, являются электроны проводимости. Равенство нулю сопротивления ($\rho = 0$) означает что электрон при своем движении не испытывает столкновений, т. е. свободно ускоряется под действием электрического поля E

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{E}. \quad (1)$$

Это уравнение относится ко всем электронам. Поэтому, его можно переписать через плотность тока j

$$\mathbf{j} = ne\mathbf{v}, \quad (2)$$

где n — концентрация электронов, в виде

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{ne^2}{m}\mathbf{E} = \frac{1}{\Lambda}\mathbf{E}, \quad (3)$$

где постоянная $\Lambda = m/ne^2$. Уравнение (3) — это просто второй закон Ньютона для сверхпроводящих электронов. Из этого уравнения следует, что в стационарном состоянии, когда $\partial \mathbf{j} / \partial t = 0$, электрического поля в сверхпроводниках нет. Мы здесь, правда, не учитываем возможного пространственного изменения химического потенциала сверхпроводящих электронов. Такой эффект существует, например, в сверхпроводнике вблизи его границы с нормальным металлом, когда через эту границу идет ток.

Воспользуемся теперь одним из уравнений Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (4)$$

Взяв ротор от обеих частей уравнения (3), получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \mathbf{j} = \frac{1}{\Lambda} \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{\Lambda c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (5)$$

или

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\text{rot } \mathbf{j} + \frac{1}{\Lambda c} \mathbf{B} \right) = 0. \quad (6)$$

Отсюда следует, что величина в круглых скобках (6) сохраняется. Но так как в толще массивного сверхпроводника всегда $\mathbf{j} = 0$ и $\mathbf{B} = 0$, то величина в круглых скобках не просто сохраняется, а всегда равна нулю

$$\text{rot } \mathbf{j} + \frac{1}{\Lambda c} \mathbf{B} = 0. \quad (7)$$

Совместно с уравнением

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda} \mathbf{E} \quad (8)$$

эти два уравнения и представляет собой основу Лондоновской электродинамики сверхпроводников.

Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник

Рассмотрим задачу о проникновении магнитного поля в массивный сверхпроводник. Согласно уравнению Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (9)$$

Возьмем rot от этого уравнения

$$\text{rot rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \text{rot } \mathbf{j} = \frac{4\pi}{c} \left(-\frac{1}{\Lambda c} \right) \mathbf{B}. \quad (10)$$

Воспользовавшись тем, что

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{B} - \Delta \mathbf{B} \quad (11)$$

и уравнением Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (12)$$

получим следующее уравнение для магнитного поля в сверхпроводнике

$$\boxed{\Delta \mathbf{B} - \frac{1}{\lambda^2} \mathbf{B} = 0}, \quad (13)$$

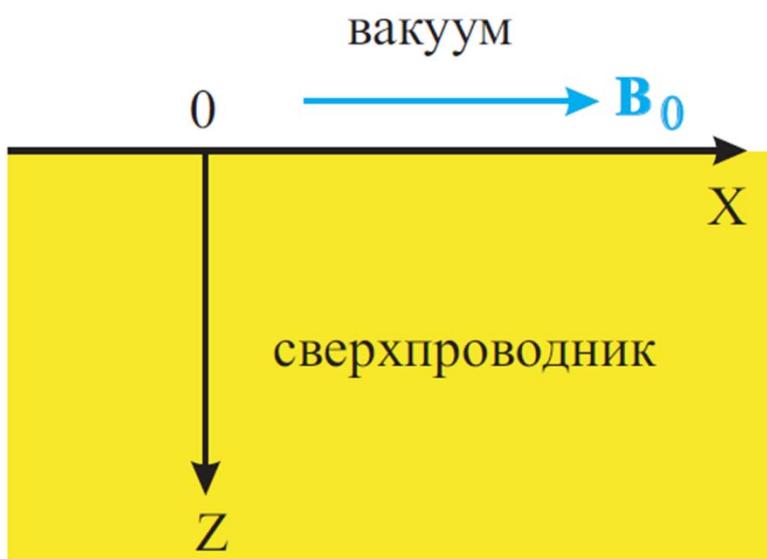
где

$$\lambda^{-2} = \frac{4\pi}{\Lambda c^2} = \frac{4\pi n e^2}{m c^2}, \quad (14)$$

или

$$\boxed{\lambda = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n e^2}}}. \quad (15)$$

Величина λ называется *лондоновской длиной* проникновения.



Полупространство занятое сверхпроводником в магнитном поле.

Рассмотрим случай, когда сверхпроводник занимает полупространство $z > 0$ — рис. 1. И пусть x компонента магнитного поля снаружи сверхпроводника равна B_0 . Тогда из полученного уравнения (13)

$$\frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} = \frac{1}{\lambda^2} B_x \quad (16)$$

имеем решение

$$B_x = B_0 e^{-z/\lambda}, \quad (17)$$

т. е. магнитное поле экспоненциально спадает вглубь сверхпроводника на длине λ .

Уравнения Лондонов (7) и (8) можно переписать и в другом виде, который нам может пригодиться в дальнейшем. Если ввести векторный потенциал \mathbf{A} так, что

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (18)$$

то оба уравнения Лондонов могут быть записаны в виде одного уравнения

$$\mathbf{j} = -\frac{1}{\Lambda c} \mathbf{A} = -\frac{ne^2}{mc} \mathbf{A}. \quad (19)$$

Второе уравнение (8) тогда удовлетворится тождественно. Казалось бы, существует лишь одно уравнение Лондонов, а второе является его следствием. Однако, это не так. Взяв дивергенцию от обеих частей уравнения Maxwella

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (20)$$

и, учитывая, что $\operatorname{div} \operatorname{rot} = 0$, получим

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (21)$$

а следовательно, учитывая пропорциональную связь между \mathbf{j} и \mathbf{A} ,

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = 0. \quad (22)$$

Таким образом, имеем снова два уравнения

$$\mathbf{j} = -\frac{1}{\Lambda c} \mathbf{A} = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} \mathbf{A},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = 0.$$

$$\text{Приближение сильной связи} \quad \varepsilon_{\mathbf{k}} = t_0 + t_1 (\cos k_x a + \cos k_y a) + t_2 \cos k_x a \cos k_y a + \dots$$

Интеграл перескока:

$\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$

$$t_{nl}^x \Rightarrow t_{nl} \exp\left(-i \frac{e}{c\hbar} A_x R_{nl}^x\right) \cong t_{nl} \left[1 - i \frac{e}{c\hbar} A_x R_{nl}^x - \frac{1}{2} \left(\frac{e}{c\hbar} A_x R_{nl}^x\right)^2 + \dots\right]$$

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} E_{\mathbf{k}} \alpha_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger \alpha_{\mathbf{k}, \sigma} - i \frac{e}{c\hbar} \sum_{n, l, \sigma} t_{nl} A_{\mathbf{q}}^x e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}_n} R_{nl}^x a_{n, \sigma}^\dagger a_{l, \sigma} + \text{h.c.}$$

$a_{n, \sigma}^\dagger (a_{l, \sigma})$ - операторы рождения (уничтожения) квазичастиц

$\alpha_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger (\alpha_{\mathbf{k}, \sigma})$ - операторы Боголюбова рождения (уничтожения) квазичастиц

Сравниваем $\delta H^{(1)}$ с энергией в поле векторного потенциала A :

$$\delta H_{\text{kin}}^{(1)} = -i \frac{e}{c\hbar} \sum_{n, l, \sigma} t_{nl} A_x R_{nl}^x a_{n, \sigma}^\dagger a_{l, \sigma} \quad \delta H_{\text{kin}}^{(1)} = -\frac{1}{c} \sum_{\mathbf{q}} j_x(-\mathbf{q}) A_{\mathbf{q}}^x + \text{h.c.},$$

$$A_x(R_{nl}^0) = \frac{1}{2} A_{\mathbf{q}}^x (e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}_n} + e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}_l}) + \text{h.c.} \quad a_{l, \sigma} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}, \sigma} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_l)$$

Оператор тока $j(\mathbf{q}) = -\frac{e}{2\hbar} \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \left[\frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} + \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{d(k_x + q_x)} \right] a_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \sigma}$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \sum_i t_{ij} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_{ji})$$

Schriffer J R 1964 *Theory of Superconductivity* (New York: Benjamin)

$$j_x(\mathbf{q}) = -\frac{\hbar e}{2m} \sum_{\mathbf{k}, \sigma} [2k_x + q_x] a_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \sigma}$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{(\hbar\mathbf{k})^2}{2m}$$

Среднее значение парамагнитного тока

$$\begin{aligned}
 H &= \sum_{\mathbf{k},\sigma} E_{\mathbf{k}} \alpha_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger \alpha_{\mathbf{k},\sigma} - i \frac{e}{c\hbar} \sum_{n,l,\sigma} t_{nl} A_{\mathbf{q}}^x e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_n} R_{nl}^x a_{n,\sigma}^\dagger a_{l,\sigma} + \text{h.c.} \\
 &= \sum_{\mathbf{k},\sigma} E_{\mathbf{k}} \alpha_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger \alpha_{\mathbf{k},\sigma} + \frac{eA_{\mathbf{q}}^x}{2c\hbar} \sum_{\mathbf{k},\sigma} \left[\frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{d(k_x + q_x)} + \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} \right] a_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma} \\
 &\quad + \frac{e(A_{\mathbf{q}}^x)^*}{2c\hbar} \sum_{\mathbf{k},\sigma} \left[\frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{d(k_x + q_x)} + \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} \right] a_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k},\sigma}
 \end{aligned}$$

$$E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}}^2 + \Delta_{\mathbf{k}}^2}$$

$$j_x^p(\mathbf{q} = 0) = \frac{e}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} (\langle \alpha_{\mathbf{k},\downarrow}^\dagger \alpha_{\mathbf{k},\downarrow} \rangle - \langle \alpha_{-\mathbf{k},\uparrow}^+ \alpha_{-\mathbf{k},\uparrow} \rangle) = \frac{e}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} [f(E_{\mathbf{k}}^\downarrow) - f(E_{-\mathbf{k}}^\uparrow)].$$

Энергия богоюбовских квазичастиц в поле однородного векторного потенциала:

$$E_{\mathbf{k}}^\downarrow = E_{\mathbf{k}} + \frac{eA_{\mathbf{q}=0}^x}{\hbar c} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x}, \quad E_{-\mathbf{k}}^\uparrow = E_{-\mathbf{k}} - \frac{eA_{\mathbf{q}=0}^x}{\hbar c} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x}.$$

$$f(E_{\mathbf{k}}^\uparrow) = \frac{1}{1 + \exp(E_{\mathbf{k}}^\uparrow/k_B T)} \cong \frac{1}{1 + \exp(E_{\mathbf{k}}/k_B T)} + \frac{df(E_{\mathbf{k}})}{dE_{\mathbf{k}}} \frac{eA_{\mathbf{q}=0}^x}{\hbar c} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x}$$

$$j_x^p(\mathbf{q} = 0) = -A_{\mathbf{q}=0}^x \frac{2e^2}{\hbar^2 c} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} \right)^2 \frac{df(E_{\mathbf{k}})}{dE_{\mathbf{k}}}$$

Среднее значение парамагнитного тока

$$j(\mathbf{q}) = -\frac{e}{2\hbar} \sum_{\mathbf{k},\sigma} \left[\frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} + \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k+q}}}{d(k_x + q_x)} \right] a_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k+q},\sigma}$$

$$\begin{aligned} a_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger a_{\mathbf{p},\uparrow} - a_{-\mathbf{p},\downarrow}^\dagger a_{-\mathbf{k},\downarrow} &= (u_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{p}} + v_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{p}}) (\alpha_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger \alpha_{\mathbf{p},\uparrow} - \alpha_{-\mathbf{p},\downarrow}^\dagger \alpha_{-\mathbf{k},\downarrow}) \\ &\quad - (u_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{p}} - v_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{p}}) (\alpha_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger \alpha_{-\mathbf{p},\downarrow}^\dagger + \alpha_{\mathbf{p},\uparrow} \alpha_{-\mathbf{k},\downarrow}) \end{aligned}$$

$$u_{\mathbf{k}}^2 = \frac{1}{2} [1 + \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu}{E_{\mathbf{k}}}] \quad v_{\mathbf{k}}^2 = \frac{1}{2} [1 - \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu}{E_{\mathbf{k}}}] \quad E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}}^2 + \Delta_{\mathbf{k}}^2}$$

$$j_x^p(\mathbf{q} = 0) = \frac{e}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} (\langle \alpha_{\mathbf{k},\downarrow}^\dagger \alpha_{\mathbf{k},\downarrow} \rangle - \langle \alpha_{-\mathbf{k},\uparrow}^\dagger \alpha_{-\mathbf{k},\uparrow} \rangle) = \frac{e}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} [f(E_{\mathbf{k}}^\downarrow) - f(E_{-\mathbf{k}}^\uparrow)].$$

Энергия боголюбовских квазичастиц в поле однородного векторного потенциала:

$$E_{\mathbf{k}}^\downarrow = E_{\mathbf{k}} + \frac{eA_{\mathbf{q}=0}^x}{\hbar c} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x}, \quad E_{-\mathbf{k}}^\uparrow = E_{-\mathbf{k}} - \frac{eA_{\mathbf{q}=0}^x}{\hbar c} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x}$$

$$f(E_{\mathbf{k}}^\uparrow) = \frac{1}{1 + \exp(E_{\mathbf{k}}^\uparrow/k_B T)} \cong \frac{1}{1 + \exp(E_{\mathbf{k}}/k_B T)} + \frac{df(E_{\mathbf{k}})}{dE_{\mathbf{k}}} \frac{eA_{\mathbf{q}=0}^x}{\hbar c} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x}$$

$$j_x^p(\mathbf{q} = 0) = -A_{\mathbf{q}=0}^x \frac{2e^2}{\hbar^2 c} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} \right)^2 \frac{df(E_{\mathbf{k}})}{dE_{\mathbf{k}}}$$

Среднее значение диамагнитного тока

$$\delta H^{(2)} = -\frac{1}{2} \left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2 \sum_{n,l} t_{nl} (A_x R_{nl}^x)^2 \alpha_{n,\sigma}^+ \alpha_{l,\sigma}$$

$$j_x^d(\mathbf{q} = 0) = -A_{\mathbf{q}=0}^x \frac{e^2}{\hbar^2 c} \sum_{\mathbf{k},\sigma} \frac{d^2 \varepsilon_{\mathbf{k}}}{d(k_x)^2} \langle a_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k},\sigma} \rangle \\ = -2A_{\mathbf{q}=0}^x \frac{e^2}{\hbar^2 c} \sum_{\mathbf{k}} \frac{d^2 \varepsilon_{\mathbf{k}}}{d(k_x)^2} \left(\frac{u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2}{\exp(E_{\mathbf{k}}/k_B T) + 1} + v_{\mathbf{k}}^2 \right)$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2} t_1 [(1 + \delta_t) \cos k_x a + (1 - \delta_t) \cos k_y b] + t_2 \cos k_x a \cos k_y b \\ + \frac{1}{2} t_3 [(1 + \delta_t) \cos 2k_x a + (1 - \delta_t) \cos 2k_y b] \\ + \frac{1}{2} t_4 (\cos 2k_x a \cos k_y b + \cos 2k_y b \cos k_x a) + t_5 \cos 2k_x a \cos 2k_y b$$

$$\mathbf{j} = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} \mathbf{A} \quad E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}}^2 + \Delta_{\mathbf{k}}^2}$$

$$\frac{1}{\lambda^2} = 4\pi \left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2 \left\{ \sum_{\mathbf{k}} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} \left[\frac{|\Delta_{\mathbf{k}}|^2}{E_{\mathbf{k}}^2} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} - \frac{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)}{2E_{\mathbf{k}}^2} \frac{d|\Delta_{\mathbf{k}}|^2}{dk_x} \right] \left[\frac{1}{E_{\mathbf{k}}} - \frac{d}{dE_{\mathbf{k}}} \right] \tanh\left(\frac{E_{\mathbf{k}}}{2k_B T}\right) \right\}$$

Schriffer J R 1964 *Theory of Superconductivity* (New York: Benjamin)

$$\lambda_L^{-2}(T) = \lambda_L^{-2}(0) \left[1 - 2 \int_{\Delta}^{\infty} \left(-\frac{df(E)}{dE} \right) \frac{E}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} dE \right]$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{(\hbar\mathbf{k})^2}{2m}$$

$$\frac{1}{\lambda^2} = 4\pi \left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2 \left\{ \sum_{\mathbf{k}} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} \left[\frac{|\Delta_{\mathbf{k}}|^2}{E_{\mathbf{k}}^2} \frac{d\varepsilon_{\mathbf{k}}}{dk_x} - \frac{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)}{2E_{\mathbf{k}}^2} \frac{d|\Delta_{\mathbf{k}}|^2}{dk_x} \right] \left[\frac{1}{E_{\mathbf{k}}} - \frac{d}{dE_{\mathbf{k}}} \right] \tanh\left(\frac{E_{\mathbf{k}}}{2k_B T}\right) \right\}$$

[Misawa S 1995 *Phys. Rev. B* **51** 11791-97]

Benfatto L, Caprara S and Di Castro C 2000 *Eur. Phys. J. B* **17** 95-102

Sheehy D E, Davis T P and Franz M 2004 *Phys. Rev. B* **70** 054510

Закон дисперсии

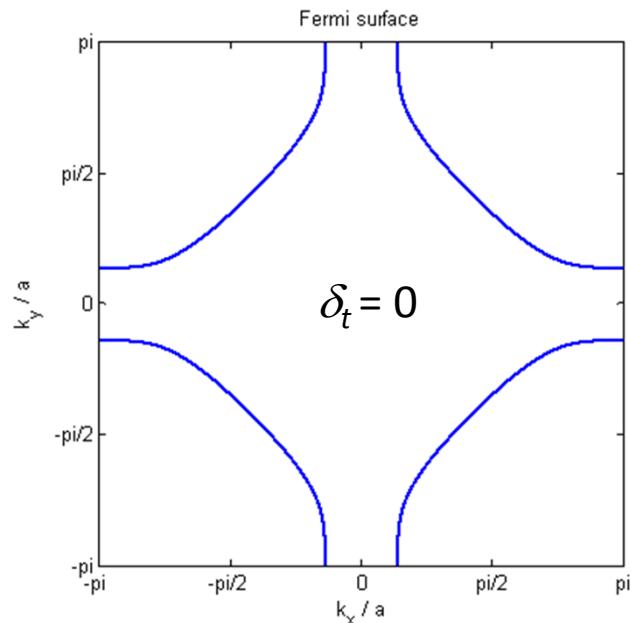
$$\begin{aligned} \varepsilon_{\mathbf{k}} = & \frac{1}{2} t_1 [(1 + \delta_t) \cos k_x a + (1 - \delta_t) \cos k_y b] \\ & + t_2 \cos k_x a \cos k_y b \\ & + \frac{1}{2} t_3 [(1 + \delta_t) \cos 2k_x a + (1 - \delta_t) \cos 2k_y b] \\ & + \frac{1}{2} t_4 (\cos 2k_x a \cos k_y b + \cos 2k_y b \cos k_x a) \\ & + t_5 \cos 2k_x a \cos 2k_y b \end{aligned}$$

Norman M R 2007 *Phys. Rev. B* **75** 184514

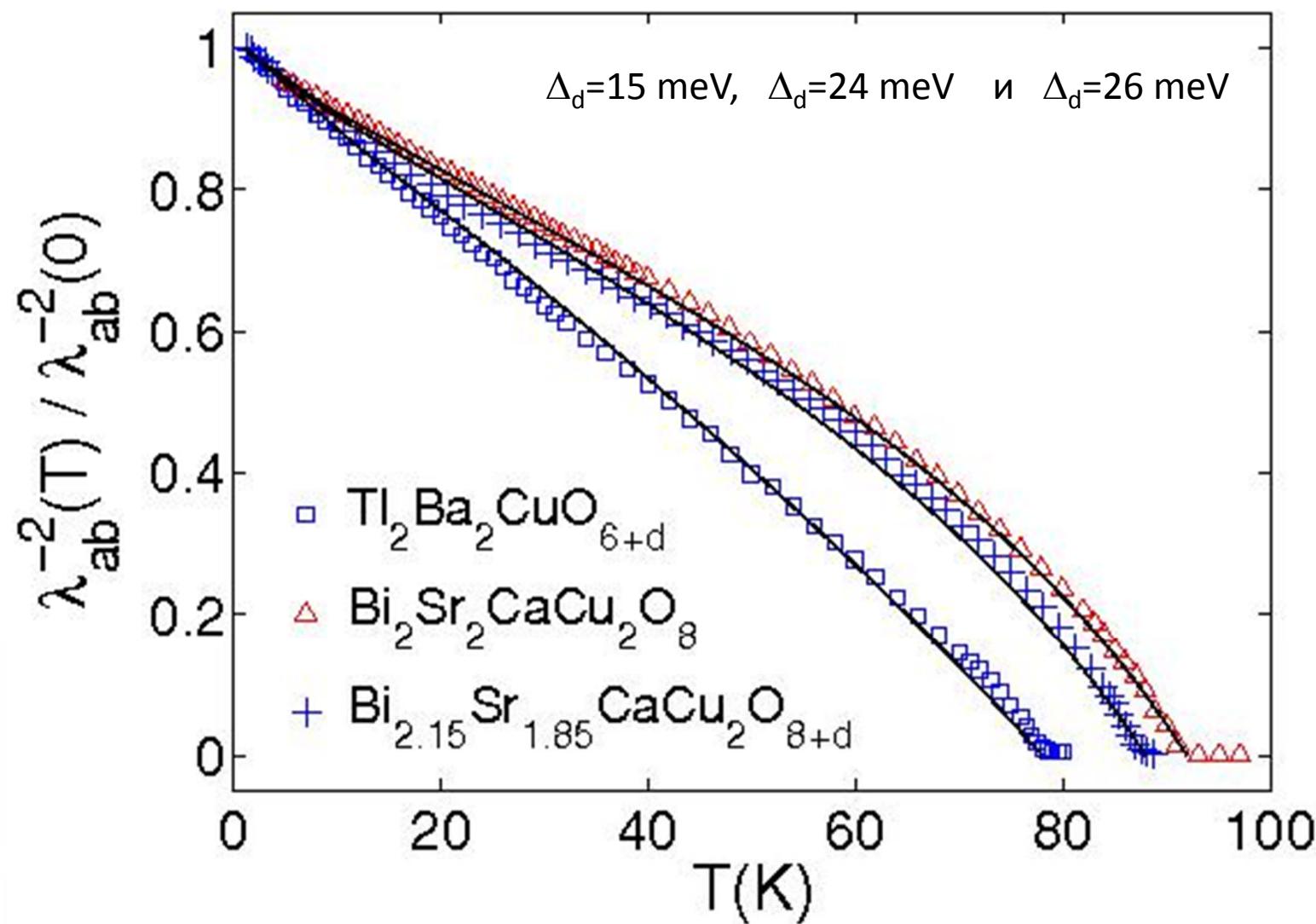
Температурная зависимость параметра сверхпроводящей щели

$$\Delta_{\mathbf{k}}(T) = \frac{\Delta_d}{2} (\cos k_x a - \cos k_y a) \tanh\left(\alpha \sqrt{\frac{T_c}{T} - 1}\right)$$

[7] Mayer T, Eremin M, Eremin I and Meyer P F 2007 *J. Phys.: Condens. Matter* **19** 116209



Температурная зависимость глубины проникновения



[8] Broun D M, Morgan D C, Ormeno R J, Lee S F, Tyler A W, Mackenzie A P and Waldram J R 1997 *Phys. Rev. B* **56** R11443

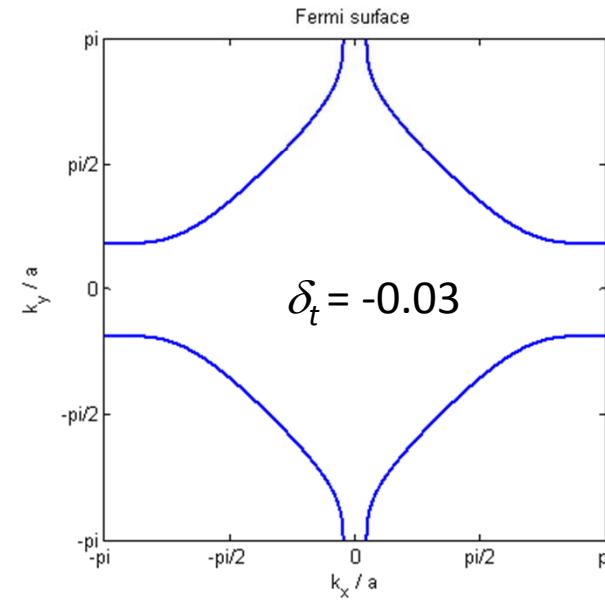
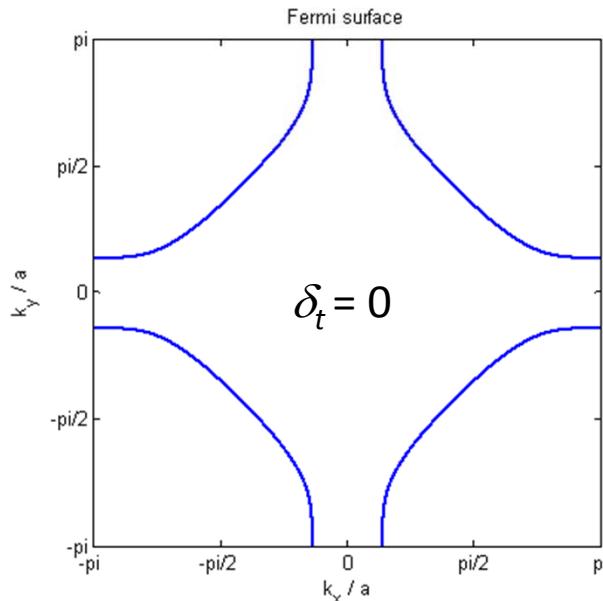
[9] Anukool W, Barakat S, Panagopoulos C and Cooper J R 2009 *Phys. Rev. B* **80** 024516

[10] Lee S-F, Morgan D C, Ormeno R J, Broun D M, Doyle R A, Waldram J R and Kadowaki K 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 735-8

Закон дисперсии с орторомбическими искажениями

Shnyder A P, Manske D, Mudry C and Sigrist M 2006 *Phys. Rev. B* **73** 224523

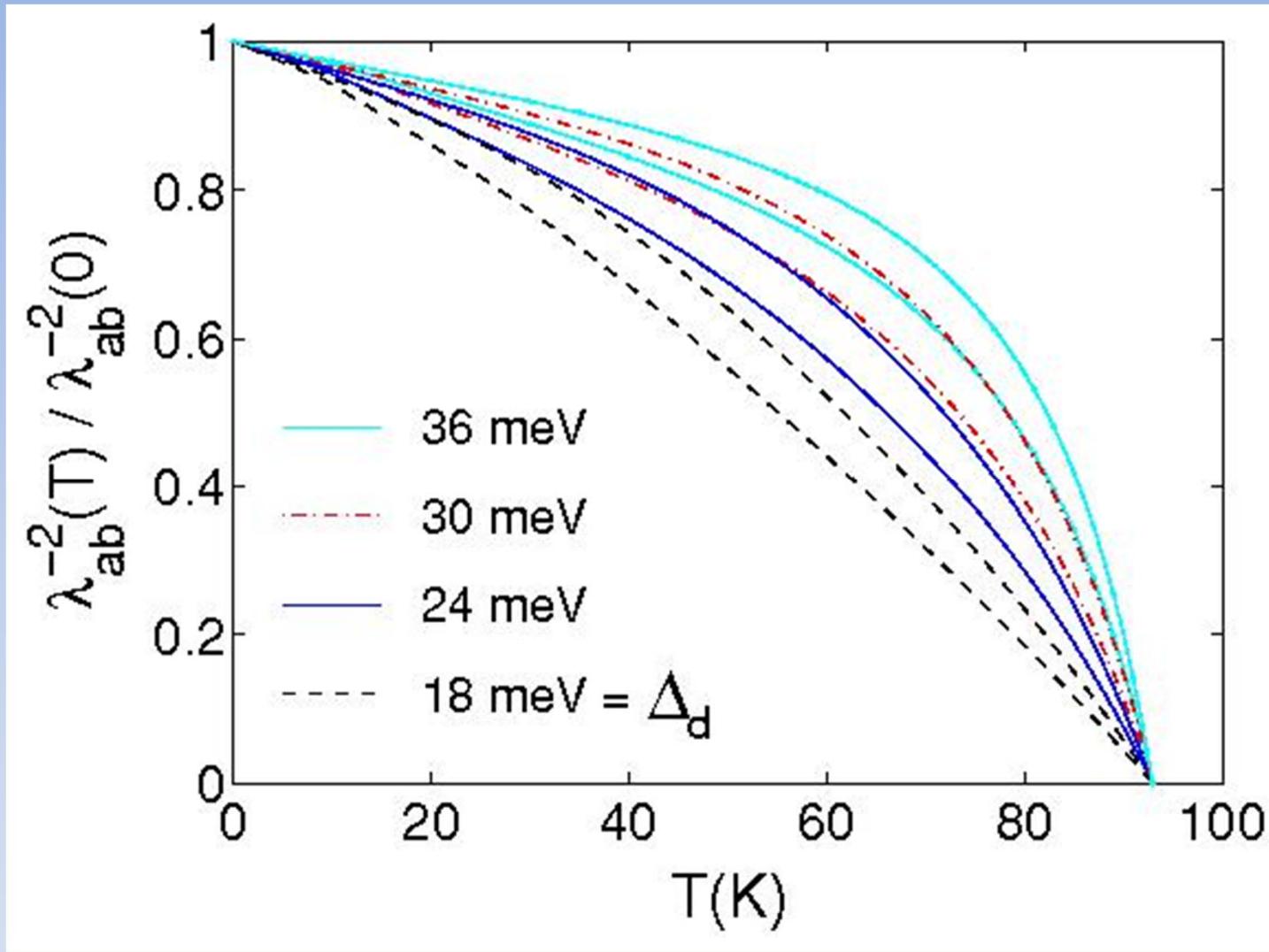
$$\begin{aligned}\varepsilon_{\mathbf{k}} = & \frac{1}{2}t_1[(1 + \delta_t)\cos k_x a + (1 - \delta_t)\cos k_y b] + t_2 \cos k_x a \cos k_y b \\ & + \frac{1}{2}t_3[(1 + \delta_t)\cos 2k_x a + (1 - \delta_t)\cos 2k_y b] \\ & + \frac{1}{2}t_4(\cos 2k_x a \cos k_y b + \cos 2k_y b \cos k_x a) + t_5 \cos 2k_x a \cos 2k_y b\end{aligned}$$



Многокомпонентный параметр сверхпроводящей щели:

$$\Delta_{\mathbf{k}}(T) = \left[\frac{\Delta_d}{2} (\cos k_x a - \cos k_y b) + \frac{\Delta_s}{2} (\cos k_x a + \cos k_y b) \right] \tanh \left(\alpha \sqrt{\frac{T_c}{T} - 1} \right) + \Delta_{ph} \tanh \left(\alpha' \sqrt{\frac{T_c}{T} - 1} \right)$$

Расчет глубины проникновения от температуры при разных значениях Δ_d



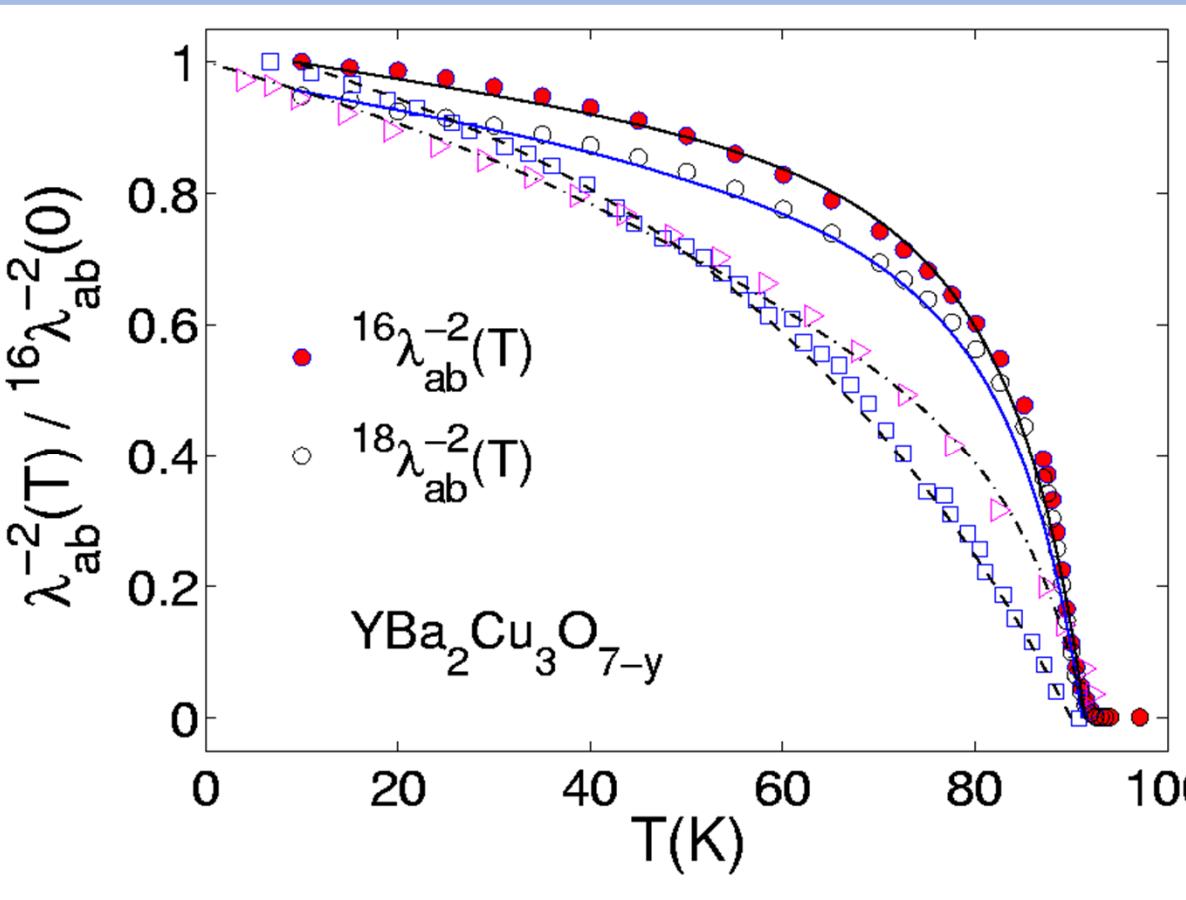
Расчет глубины проникновения от температуры при различных значениях

$2\Delta_d/k_B T_c = 4.5; 6; 7.5; 9$, соответственно, снизу вверх. Нижние кривые соответствуют тетрагональному случаю симметрии. Парные им верхние кривые соответствуют орторомбическому случаю симметрии с таким же Δ_d :

$$\delta_t = -0.03, \Delta_s = 0.2\Delta_d \text{ и } \Delta_{ph} = 0.2\Delta_d.$$

Температурная зависимость глубины проникновения

в оптимально допированном $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$



$\Delta_d = 40 \text{ meV}$, $\Delta_s = 0.2\Delta_d$ и $\Delta_{ph} = 0.2\Delta_d$ в обоих случаях фиксированы
 Hardy W N, Bonn D A, Morgan D C, Liang R and Zhang K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3999-4002
 Stajic J, Iyengar A, Levin K, Boyce B R and Lemberger T R 2003 *Phys. Rev. B* **68** 024520

Изотопический эффект. $\Delta_d = 40 \text{ meV}$, $\alpha = 1.76$, $\delta_t = -0.03$.

Khasanov R, Eshchenko D G, Luetkens H, Morenzoni E, Prokscha T, Suter A, Garifianov N, Mali M, Roos J, Conder K and Keller H 2004
Phys. Rev. Lett. **92** 057602

$${}^{18}\Delta = {}^{16}\Delta \left[1 - \alpha_\Delta \frac{\Delta m}{m} \right]$$

$${}^{18}T_c - {}^{16}T_c = -\alpha_0 {}^{16}T_c \frac{\Delta m}{m}$$

$$\alpha_0 = 0.024(8)$$

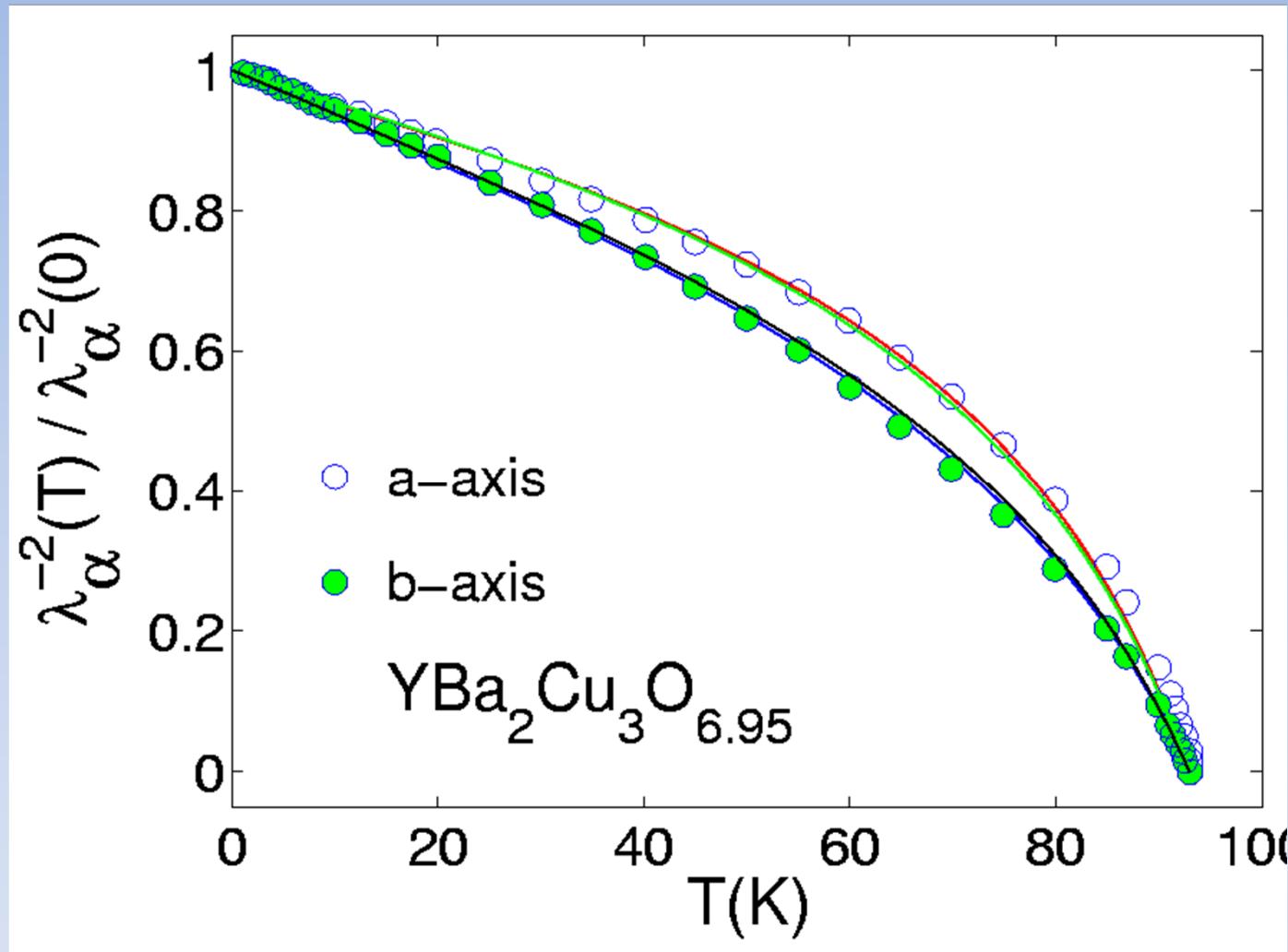
$$\beta_0 = -\frac{d \ln \lambda}{d \ln m}$$

$$\beta_0(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7) = 0.21(4)$$

$${}^{18}t = {}^{16}t \left[1 - \alpha_t \frac{\Delta m}{m} \right]$$

$\alpha_t = 0.35$

Температурная зависимость глубины проникновения
в оптимально допированном $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ в направлениях a и b



Расчет со следующим набором параметров: $\Delta_d = 25$ meV, $\alpha = 2$, $\Delta_s = 0.1\Delta_d$ и $\Delta_{ph} = 0.1\Delta_d$.

Как показывает анализ нельзя различить $\delta_t = -0.03$ и $\delta_t = 0.03$ по нормированным данным.

Выводы

1. Линейный ход графиков при низких температурах свидетельствует в пользу симметрии d-типа сверхпроводящей щели в ВТСП.
2. Полученная формула хорошо согласуется с экспериментальными данными и

$$\frac{2\Delta_d}{k_B T_c} = 4.5 \div 10$$

3. Изотопический эффект у глубины проникновения обусловлен перенормировкой параметров зоны проводимости из-за полярного эффекта.

Спасибо за внимание!