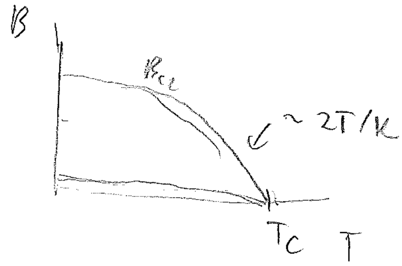
Kvázi kétdimenziós szupravezetők fázisdiagramja

BCS elmélet: kondenzációs energia: $\frac{1}{2}N(0)\Delta^2 = \frac{B_c^2}{2\mu_0}$

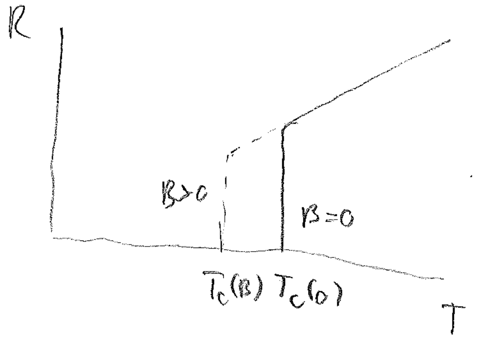
$B_c \propto \Delta \propto T_c$ (többé-kevésbé)

BSSCO 2212 $T_c = 89K$, $\kappa \gg 1$ $B_{c2}(0) \approx 150T$



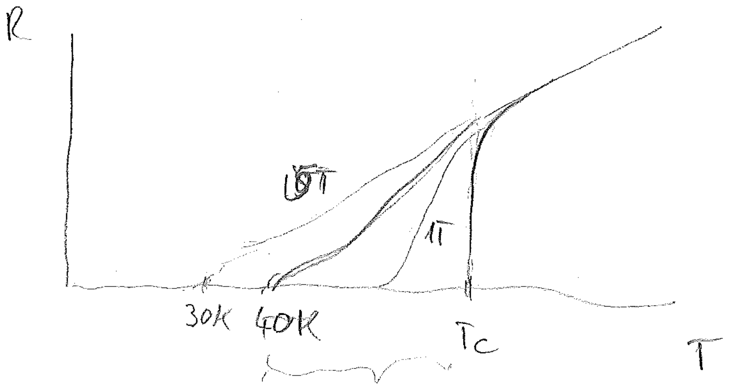
Rezisztív átmenet mágneses térben:

Mit várunk

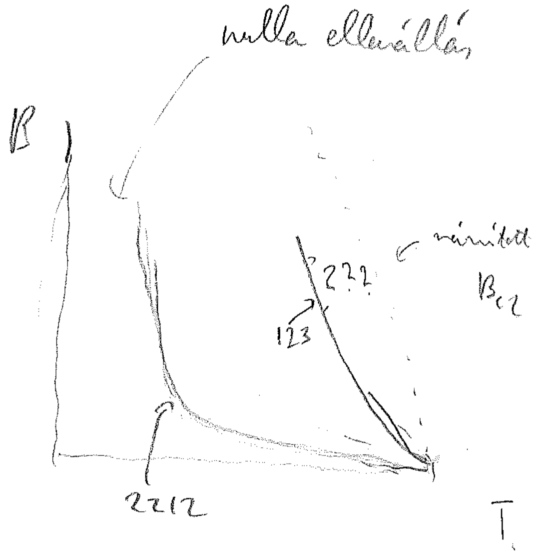


várakozás: 0,5K/T eltolódás

Kísérleti eredmény



~10K/T eltolódás

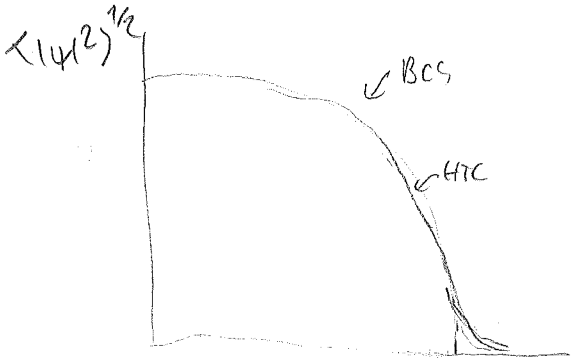


??? = $\langle \psi \rangle = 0$, de $\langle |\psi|^2 \rangle$ ≠

↑ rendparaméter

→ fluktuáló szupra rendparaméter

„B_{c2}"-vel nincs termodin. fázisátalakulás



Anizotróp GL-elmélet

$$\frac{1}{2m^*}\left|(-i\hbar\underline{\nabla} - e^*\underline{A})\psi\right|^2 \longmapsto \frac{1}{2}(i\hbar\underline{\nabla} - e^*\underline{A})\psi^* \, \underline{\underline{M}}^{-1} (-i\hbar\underline{\nabla} - e^*\underline{A})\psi$$

rácsállandók

HTC tetragonális: $\underbrace{a = b}_{\text{vezető síkok}} \neq c$

$$\frac{1}{m_{ab}} \gg \frac{1}{m_c} \qquad \frac{m_c}{m_{ab}} \equiv \gamma^2 \gg 1$$

anizotrópia-paraméter

GL-koherenciahossz:

$$\xi_i^2 = \frac{\hbar^2}{2m_i|\alpha(T)|}$$

Behatolási mélység:

$$\lambda_i^2 = \frac{m_i}{\mu_0 e^2 n_s}$$

$$\rightsquigarrow \quad \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \gamma \gg 1$$

YBCO $\quad \gamma \approx 6-7 \quad \xi_{ab}(0) \approx 2\,\text{nm} \rightsquigarrow \xi_c = \xi_{ab}/\gamma \approx 0{,}3\,\text{nm}$

BSCCO $\quad \gamma \approx 300 \quad \xi_{ab}(0) \approx 2\,\text{nm} \rightsquigarrow \xi_c \sim 10^{-2}\,\text{nm}$

vezető CuO_2 síkok távolsága: $s \approx 1\,\text{nm} \gg \xi_c$

$\rightsquigarrow$ kontinuummodellnek nincs értelme

Ugyanez részletesebben

Anizotróp GL modell

Izotróp

$$\frac{1}{2m^*}\left|\left(-i\hbar\underline{\nabla}-\frac{e^*}{c}\underline{A}\right)\psi\right|^2$$

Anizotróp

$$\frac{1}{2}\left(i\hbar\nabla-e^*A\right)\psi^*\ \underline{\underline{M}}^{-1}\left(-i\hbar\underline{\nabla}-e^*\underline{A}\right)\psi$$

inv. effektív tömeg tenzor

HTC : tetragonális $\underbrace{a=b}_{\text{vezető síkok}}\neq c$

$$\frac{1}{m_{ab}}\gg\frac{1}{m_c}$$

→ GL-koherenciahossz is anizotróp:

$$\xi_i^2=\frac{\hbar^2}{2m_i|\alpha(T)|}\qquad \xi_i\propto\frac{1}{\sqrt{m_i}}\ \rightsquigarrow\ \xi_{ab}\gg\xi_c$$

Behatolási mélység?

$$\lambda_i^2=\frac{m_i}{\mu_0e^2n_s}\qquad \lambda_i\propto\sqrt{m_i}\ \to\ \lambda_{ab}\ll\lambda_c$$

árnyékoló áram az i. irányban folyik

$$\gamma^2=\frac{m_c}{m_{ab}}\gg1\ \rightsquigarrow\ \frac{\xi_{ab}}{\xi_c}=\gamma\qquad\frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}}\simeq\gamma$$

$$\lambda_1\xi_1=\lambda_2\xi_2=\lambda_3\xi_3$$

GL-paraméter

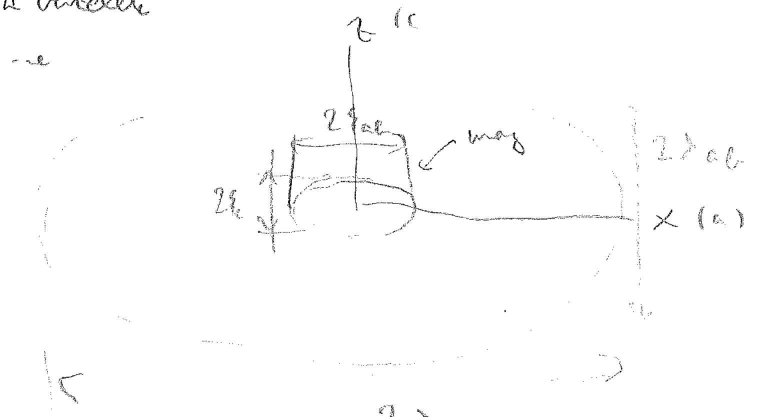
$B\parallel x_1$ $\quad\kappa_1=\sqrt{\frac{\lambda_2\lambda_3}{\xi_2\xi_3}}$, stb.

$B\parallel c\to\kappa_c=\frac{\lambda_{ab}}{\xi_{ab}}$ $\qquad B\parallel$ a-b sík $\qquad\kappa_{ab}^2=\frac{\lambda_{ab}\lambda_c}{\xi_{ab}\xi_c}=\frac{1}{\gamma^2}\gamma^2\frac{\lambda_{ab}}{\xi_{ab}}$

$\kappa_{ab}=\gamma\,\kappa_c$ $\quad$ a-b síkkal párhuzamos sokkal könnyebben

behatolnak a vortexek

Vortex alakja $\underline{B}\parallel b$-re



$B_{c2} = ?$

Izotróp: $B_{c2} = \dfrac{\phi_0}{2\pi \xi^2}$

Anizotróp $B_{c2}^{(1)} = \dfrac{\phi_0}{2\pi \xi_2 \xi_3}$

$$\left.\begin{aligned} B \parallel c \to \quad B_{c2}^{(c)} &= \frac{\phi_0}{2\pi \xi_{ab}^2} \\ B_{c2}^{(ab)} &= \frac{\phi_0}{2\pi \xi_{ab} \xi_c} \end{aligned}\right\} \quad B_{c2}^{(ab)} = \gamma\, B_{c2}^{(c)}$$

$$B_{c1} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad \rightsquigarrow \quad B_{c1}^{(ab)} = \frac{1}{\gamma}\, B_{c1}^{(c)}$$

(B_c termodin. kritikus tér irányfüggetlen)

$$\boxed{\gamma \equiv \sqrt{\frac{m_c}{m_{ab}}} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \frac{B_{c2}^{(ab)}}{B_{c2}^{(c)}} = \frac{B_{c1}^{(c)}}{B_{c1}^{(ab)}}}$$

~~Példa erre~~

Nagyságrendi becslés HTC anyagokra

$$
\begin{array}{lll}
\text{YBCO:} & \gamma \approx 6\ldots7 & \xi_{ab}(0) \approx 20\,Å \;\rightarrow\; \xi_c \approx \cancel{3Å}\ \dfrac{\xi_{ab}}{\gamma} \approx 3\,Å \\
\text{BSSCO:} & \gamma \approx 300 & \xi_{ab}(0) \approx 20\,Å \;\rightarrow\; \xi_c \approx 0.7\,Å
\end{array}
$$

vezető CuO_2 rétegek

CuO_2 rétegek távolsága $s \approx 10\,Å$ (YBCO) $\approx \cancel{30}\ 15\,Å$ (2212)

$T \ll T_c$ $\quad \xi_c \ll s \rightarrow$ kontinuum-modellek nincs értelme.

Lawrence–Doniach-modell

2d rétegekre GL modell, n-edik rétegben ψ_n a rendparaméter

rétegek között Josephson-csatolás

$$
F = \sum_{\substack{n \\ \text{rétegen}}} \left\{ \int \left[\alpha |\psi_n|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi_n|^4 + \frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \left(\left| \frac{\partial \psi_n}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi_n}{\partial y} \right|^2 \right) \right] dx\,dy + \frac{\hbar^2}{2m_c s^2} |\psi_n - \psi_{n-1}|^2 \right\}
$$

Ha $|\psi_n| = |\psi_{n+1}| = \text{const}$ $\qquad \psi_i = |\psi_i| e^{i\varphi_i}$

$\rightarrow$ utolsó tag

$$
(\psi_n^* - \psi_{n-1}^*)(\psi_n - \psi_{n-1}) = |\psi_n|^2 + |\psi_{n+1}|^2 - |\psi_{n-1}||\psi_n| e^{i(\varphi_n - \varphi_{n-1})} - |\psi_n||\psi_{n-1}| e^{-i(\varphi_n - \varphi_{n-1})} = 2|\psi_n|^2 \underbrace{\left[1 - \cos(\varphi_n - \varphi_{n-1})\right]}_{\text{mint Josephson-átmenetből}}
$$

csatolás $\propto \dfrac{1}{m_c s^2}$

LD-egyenlet

$$
\alpha \psi_n + \beta |\psi_n|^2 \psi_n - \frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_c s^2} \underbrace{(\psi_{n+1} - 2\psi_n + \psi_{n-1})}_{\text{diszkrét 2. derivált}} = 0
$$

2d - 3d átmenet

$T \ll T_c \rightsquigarrow \xi_c \ll s \rightsquigarrow$ LD modell

$T \approx T_c \rightsquigarrow \xi_c = \xi_c(0)\,(1-t)^{-1/2} \xrightarrow[t \to 1]{} \infty$

$\rightsquigarrow \exists\, T^*$, hogy $\xi_c = s$

$T > T^*$ anizotróp GL

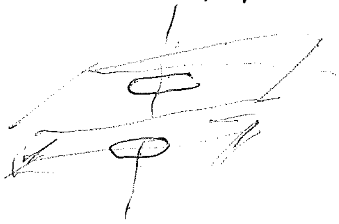
$T < T^*$ LD

YBCO: $T^* \approx 0{,}9\, T_c$

BSSCO: $T^* \approx 0{,}99\, T_c$

~~B_{c2} számolása LD-modellben~~

Palacsinta-vortexek egy síkban



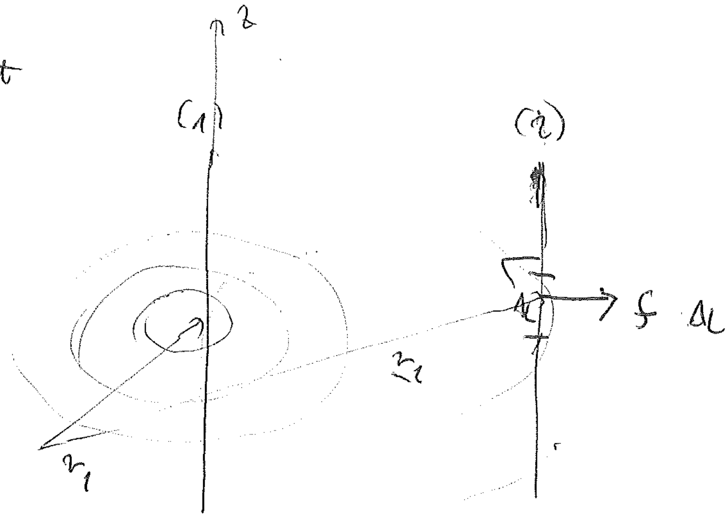
Josephson-kölcsönhatás egymás alá rendezi őket

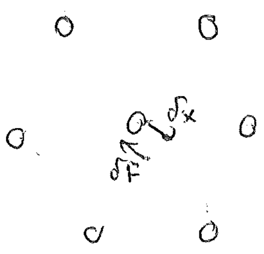
5

t vortex-rács megolvadása

Kölcsönhatás két vortex között

$$\underline{f} = \frac{\Delta F}{\Delta L} = \underline{J}_1(r_2) \times \hat{z}\,\phi_0$$





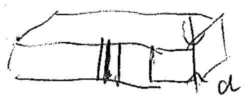
$\delta \underline{F} = -K\,\delta \underline{x}$ visszatérítő erő

$B_{c1} \ll B \ll B_{c2}$ $\kappa \gg 1$ számolás

$$K \approx \frac{1}{\mu_0}\frac{\ln\kappa}{4\pi}\,\frac{\phi_0}{\lambda^2}\,B \approx \frac{1}{\mu_0}B_{c1}B \;\cancel{\text{HTC: ...}}$$

$$\delta E = L \cdot \frac{1}{2}K\,\delta x^2$$

elmozduló szegmens hossza

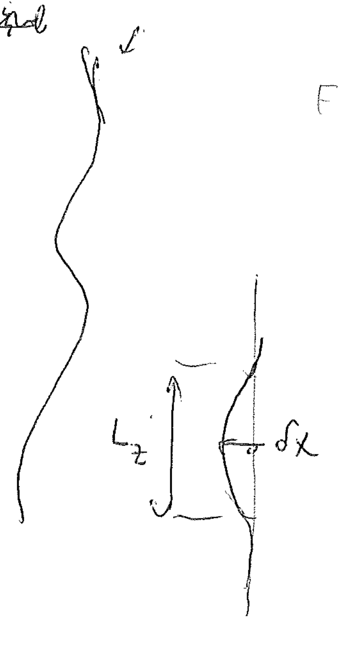


vékony mintára $L = d$

LD modellben $\frac{1}{m_c} \to 0$ (nincs csatolás)

$\rightsquigarrow L = s$ rétegek távolsága

Vastag minta, izotróp GL:



Rugalmas energia a z ε_1 vonal menti feszültségből: $\sim \varepsilon_1 \left(\frac{\delta x}{L_z}\right)^2 \cdot L_z = \varepsilon_1 \frac{\delta x^2}{L}$

~~Kizárni~~ Szomszédos vortexekkel k.h.-ból. $\sim K\,\delta x^2 L$

Minimalizáljuk L szerint: $L \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{K}}$

$\cancel{E_1 = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\right)^2}$ $\quad E_1 = \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\Phi_0}{\lambda}\right)^2$

$\cancel{K \approx \frac{\sqrt{3}}{\pi}\frac{\Phi_0}{4\pi^2\lambda^2}}$ $\quad K \approx \frac{1}{\mu_0}\frac{\Phi_0}{\lambda^2}B$

$L = \sqrt{\frac{E_1}{K}} \approx \sqrt{\frac{\Phi_0}{B}} \approx a$ $\quad$ ~~$c_L \approx 10^{-1}$ Lindemann paraméter~~

↑ vortexrács rácsállandója

Visszahelyzetbe térítjük az

$\cancel{E = K\delta x^2 a}$ -

$E = K\delta x^2\sqrt{\frac{E_1}{K}} + E_1\delta x^2\sqrt{\frac{K}{E_1}} = \cancel{(K+E_1)\delta x^2}\ 2\sqrt{KE_1}\,\delta x^2 = k_BT$

~~Ebből~~ $\quad \delta x^2 = \frac{k_BT}{\sqrt{KE_1}}$

Lindemann-kritérium $\quad \cancel{\delta x^2 \approx a^2} \rightsquigarrow T_m$ olvadási hőmérséklet

↙ $c_L \approx 10^{-1}$ Lindemann paraméter

$\delta x^2 \approx c_L^2 a^2$,

↑ rácsállandó

$k_BT_m \approx \frac{1}{\mu_0}\frac{\Phi_0^{5/2}}{\lambda^2\sqrt{B}}c_L^2$ $\quad$ ~~B nő $\rightsquigarrow$ T_m csökken~~

~~Vagy adott hőmérsékleten a~~

Adott hőmérsékleten az olvadásponthoz tartozó mágneses tér:

$$B_m \approx \frac{c_L^4\Phi_0^5}{(k_BT)^2\lambda^4}$$

$t \to 1 \quad \frac{1}{\lambda^2} \propto 1-t \rightsquigarrow B_m \propto (1-t)^2$

Anizotróp GL ; $B \parallel c$

$$B_m = \frac{c_L^4 \Phi_0^5}{(k_B T)^2 \lambda_{ab}^4 \gamma}$$

$$\frac{B_m}{B_{c2}} = \frac{c_L^4 \Phi_0^4 \xi_{ab}^2}{(k_B T)^2 \lambda_{ab}^4 \gamma^2}$$

Miért nagy ez HTC-ben?

T nagy

γ nagy

ξ kicsi

λ nagy