

Притяжение вихрей в анизотропных сверхпроводниках.



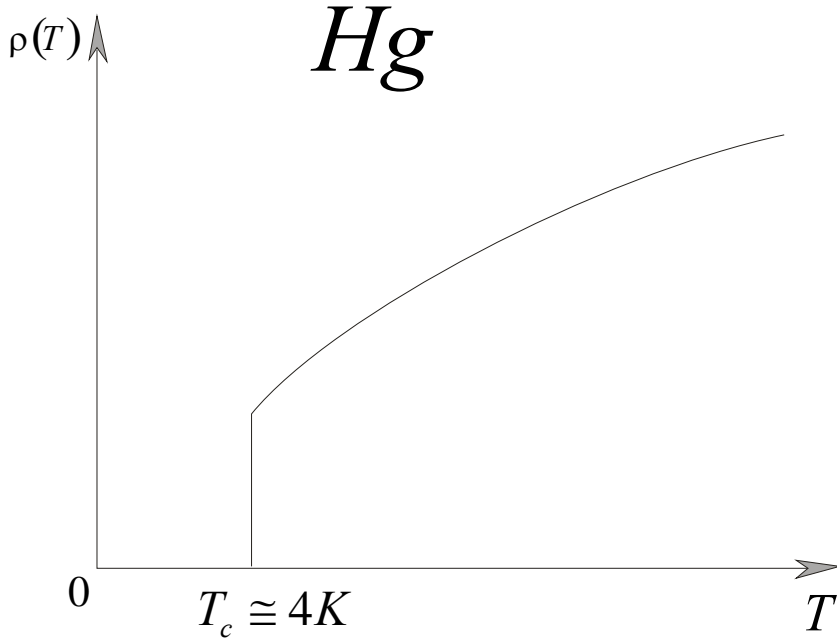
Савинов Денис Александрович.



План доклада:

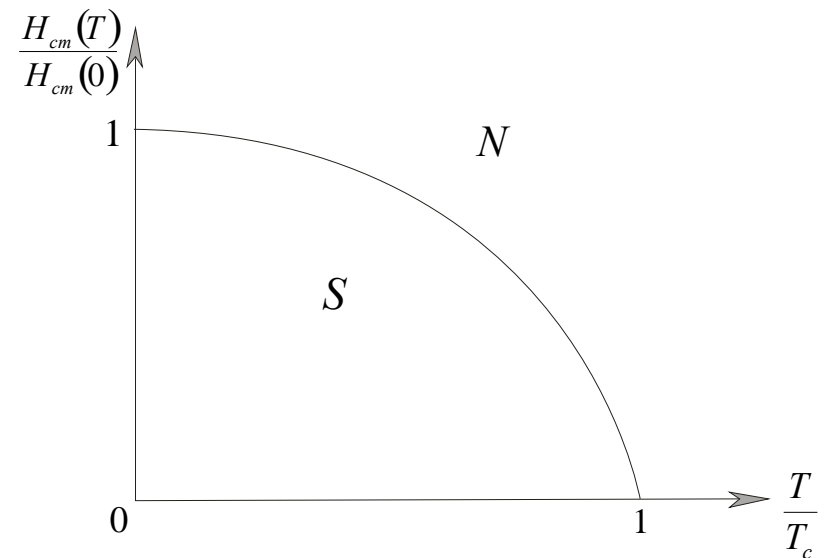
- Введение. Явление сверхпроводимости.
- Сверхпроводники второго рода. Равновесная решетка вихрей в изотропных сверхпроводниках.
- Характер взаимодействия вихрей в изотропных сверхпроводниках.
- Понятие анизотропного сверхпроводника.
- Притяжение наклонных вихрей в анизотропных сверхпроводниках.
- Вихревые цепочки.
- Равновесные решетки вихрей в анизотропных сверхпроводниках.
- Некоторые методы диагностики вихревых решеток.
- Оптимальная форма изолированной вихревой линии в пленке анизотропного сверхпроводника.
- Взаимодействие искривленных вихревых линий в анизотропных сверхпроводящих пленках-?

Введение. Явление сверхпроводимости.



Камерлинг-Оннес (1911г.)

$$H_{cm}(T) = H_{cm}(0) \left(1 - (T/T_c)^2\right)$$

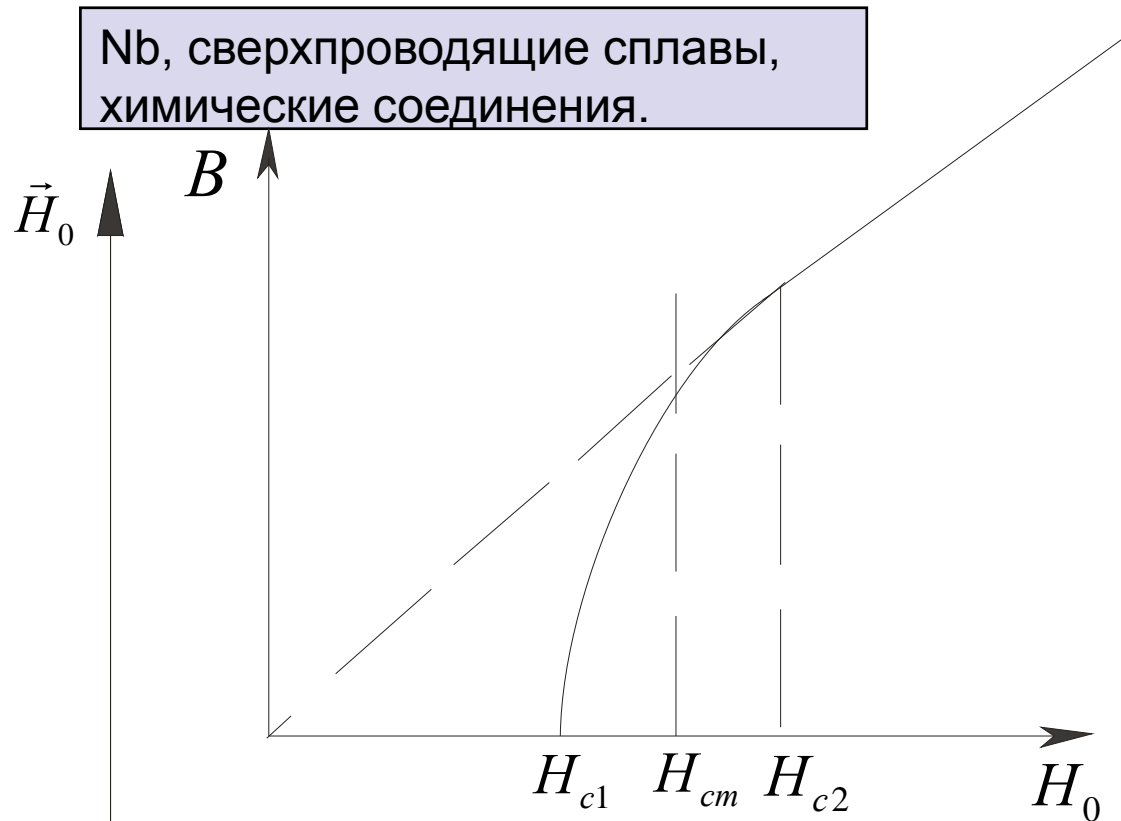
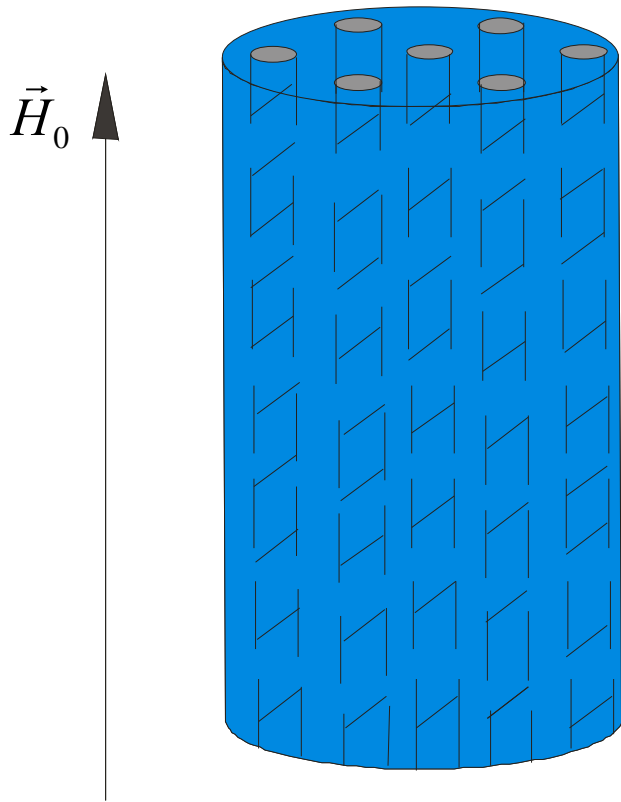


Sn, Pb, In, Al, Nb,...

сплавы

Сверхпроводники второго рода в магнитном поле.

Nb, сверхпроводящие сплавы,
химические соединения.

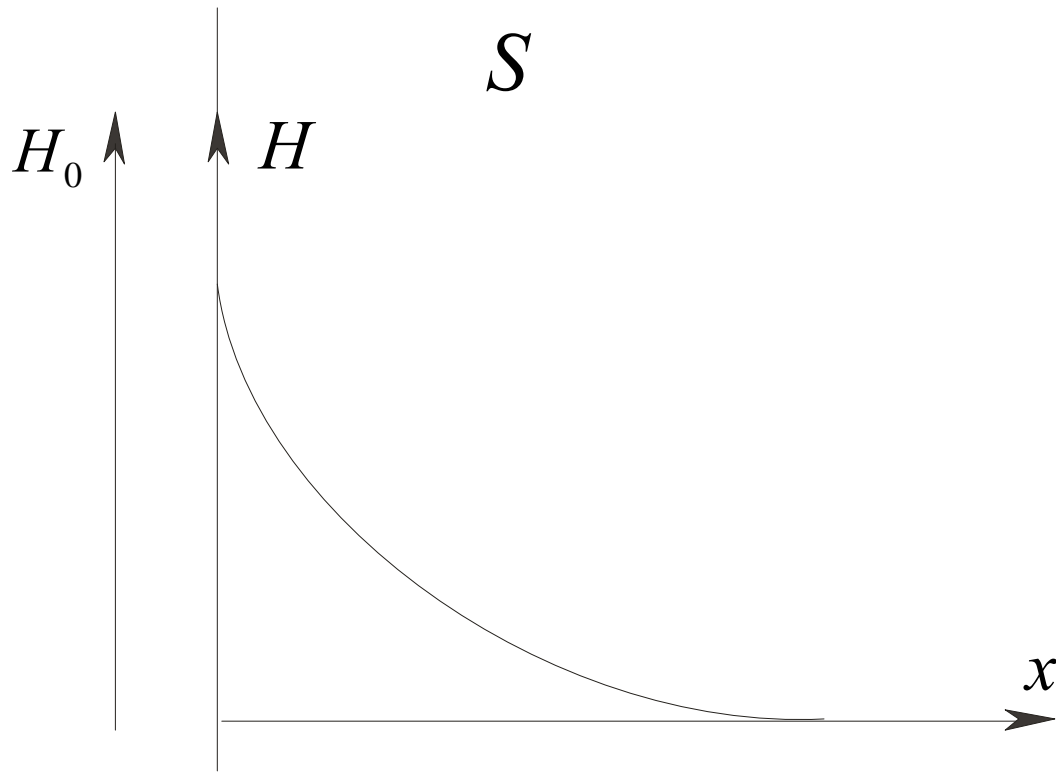


$H_{c1} < H < H_{c2}$ - вихревое состояние

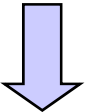
Уравнение Лондонов.

$$F_{sH} = F_{s0} + \frac{1}{8\pi} \int dV \left(\vec{H}^2 + \lambda^2 (\text{rot} \vec{H})^2 \right) \quad \text{-свободная энергия сверхпроводника в магнитном поле H}$$

$$\delta F_{sH} = 0 \quad \longrightarrow \quad \vec{H} + \lambda^2 \text{rot rot} \vec{H} = 0$$



$$\frac{d^2 H}{dx^2} - \lambda^{-2} H = 0$$


 $\begin{cases} H(0) = H_0 \\ H(\infty) = 0 \end{cases}$

$$H = H_0 e^{-x/\lambda}$$

Феноменологическая теория сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау.

Ψ - параметр порядка

$$T \cong T_c$$

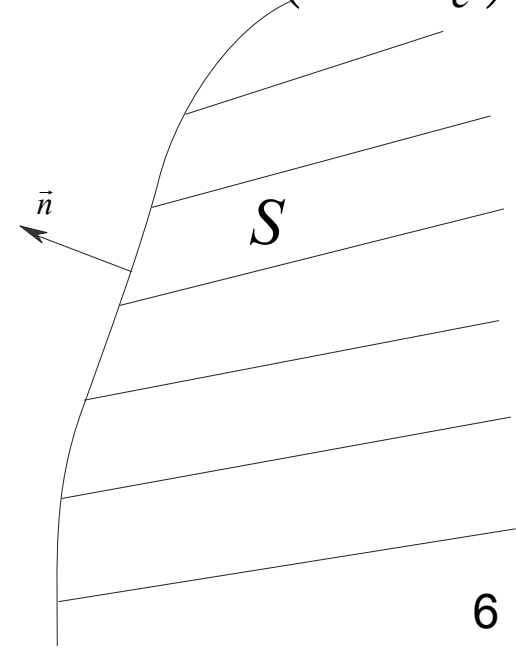
$$e < 0$$

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{4m} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right)^2 \Psi + a\Psi + b|\Psi|^2 \Psi = 0 & \text{-уравнение Гинзбурга Ландау} \\ \text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} & \text{-уравнение Максвелла} \end{cases}$$

$$a = \alpha(T - T_c)$$

$$\vec{j} = -\frac{ie\hbar}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\Psi|^2 \vec{A} = \frac{e\hbar}{m} |\Psi|^2 \left(-\frac{2e}{\hbar c} \vec{A} + \nabla \varphi \right)$$

$$\vec{n} \left(\nabla \Psi - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \Psi \right) \Big|_{surf} = 0$$

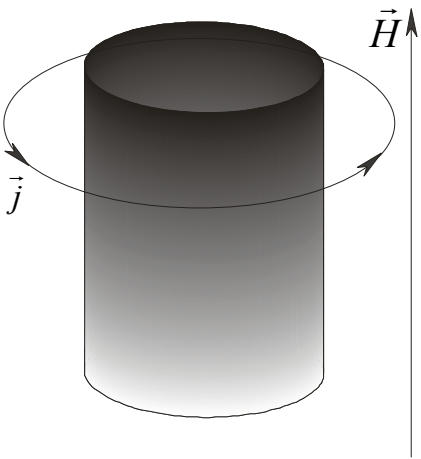


Изотропные сверхпроводники. Смешанное (вихревое) состояние.

$$\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}} \longrightarrow \sigma_{ns} < 0 \quad \text{-сверхпроводники 2 рода}$$

$$H_{c1} < H < H_{c2} \quad \text{- вихревое состояние}$$

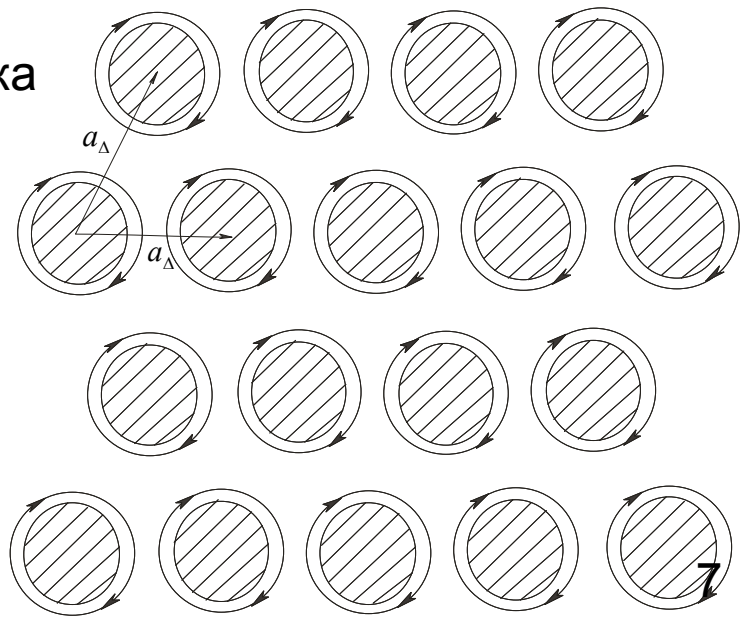
$$\vec{j} = \frac{e\hbar}{m} |\Psi|^2 \left(-\frac{2e}{\hbar c} \vec{A} + \nabla \varphi \right) \quad \text{-выражение для сверхтока}$$



$$\Phi_0 = HS_{el} = \frac{\sqrt{3}}{2} H a_{\Delta}^2$$



$$a_{\Delta} \cong \begin{cases} \lambda(T), & H \cong H_{c1} \\ \xi(T), & H \cong H_{c2} \end{cases}$$



Изотропные сверхпроводники. Поле одиночного вихря.

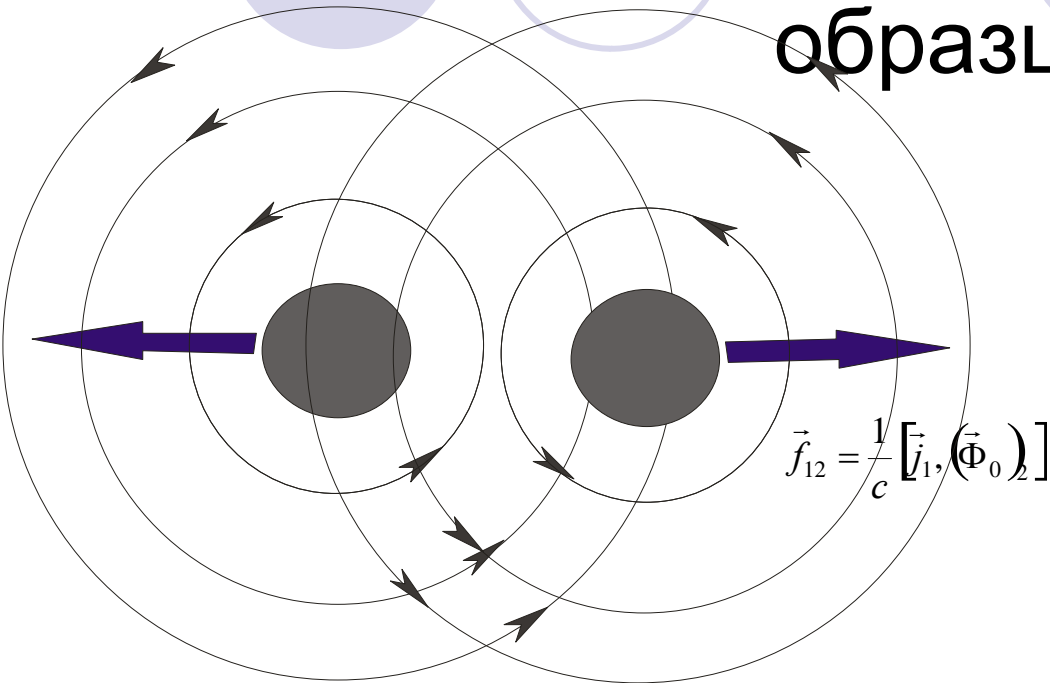
$$\left. \begin{array}{l} \kappa \gg 1 \\ r \gg \lambda \end{array} \right\} \longrightarrow |\Psi|^2 = \text{const}$$

$$\left. \begin{array}{l} \vec{j} = \frac{e\hbar}{m} |\Psi|^2 \left(-\frac{2e}{\hbar c} \vec{A} + \nabla \varphi \right) \\ \text{rot rot } \vec{A} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \end{array} \right\} \nearrow \vec{B} + \lambda^2 \text{rot rot } \vec{B} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \vec{z}_0 \delta(\vec{r})$$

$$\vec{B} = \vec{z}_0 \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0(r/\lambda) \left\{ \begin{array}{ll} \cong \vec{z}_0 \frac{\Phi_0}{2\pi\sqrt{r}\lambda^3} e^{-r/\lambda} & r \gg \lambda \\ \cong \vec{z}_0 \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda}{r}\right) & \xi \ll r \ll \lambda \end{array} \right.$$

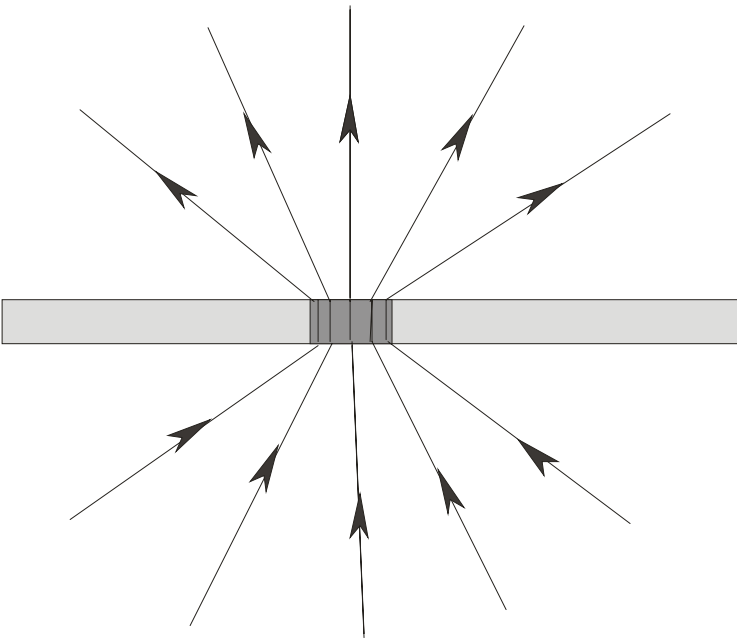
$$\vec{j} = -\frac{c\Phi_0}{8\pi^2\lambda^3} K_1(r/\lambda) \left\{ \begin{array}{ll} \cong \vec{\varphi}_0 \frac{1}{\sqrt{r}} e^{-r/\lambda} & r \gg \lambda \\ \cong \vec{\varphi}_0 \frac{1}{r} & \xi \ll r \ll \lambda \end{array} \right.$$

Изотропные сверхпроводники. Взаимодействие вихрей в массивном образце.



$$U(r) = \frac{\Phi_0 H_{12}(r)}{4\pi} = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^2} K_0(r/\lambda) \begin{cases} \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda}{r}\right) & \xi \ll r \ll \lambda \\ \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \sqrt{r} \lambda^3} e^{-r/\lambda} & r \gg \lambda \end{cases}$$

Изотропные сверхпроводники. Взаимодействие вихрей в тонкой пленке.



Эффект Пирла $d \ll \lambda$
1964

$$\delta_{eff} = \frac{\lambda^2}{d}$$

Плотность тока:

$$r \ll \delta_{eff} \quad j \approx \frac{c\Phi_0 d}{8\pi^2 \lambda^2 r}$$

$$r \gg \delta_{eff} \quad j \approx \frac{c\Phi_0}{4\pi^2 r^2}$$

Магнитное поле:

$$b_z \approx \frac{\Phi_0 d}{4\pi \lambda^2 r}$$

$$b_z \approx \frac{2\Phi_0 \lambda^2}{\pi d r^3}$$

Энергия
взаимодействия:

$$U(r) \approx \frac{\Phi_0^2 d}{8\pi^2 \lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda}{r}\right)$$

$$U(r) \approx \frac{\Phi_0^2}{4\pi^2 r}$$

Анизотропные сверхпроводники. Умеренные значения параметра анизотропии.

$$E = \frac{1}{2} \vec{p} \epsilon^{-1} \vec{p} \quad \text{- энергия электрона} \quad \xi, \lambda, H_{c1}, H_{c2} \quad \text{- зависят от направления}$$

$$\vec{j} = \frac{c}{4\pi\lambda^2} \left(-\vec{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \varphi \right) \quad \text{- выражение для сверхтока в изотропном сверхпроводнике}$$

$$\vec{j}_i = \frac{c}{4\pi} \epsilon_{ik}^2 \left(-\vec{A}_k + \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla_k \varphi \right) \quad \text{- выражение для сверхтока вдоль i-ой оси в анизотропном сверхпроводнике}$$

$$\vec{j}_i = \frac{c}{4\pi\lambda_i^2} \left(-\vec{A}_i + \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla_i \varphi \right) \quad \text{- выражение для сверхтока вдоль i-ой оси в анизотропном сверхпроводнике, x, y, z – главные оси}$$

$$F = \frac{1}{8\pi} \int d^3r \left(\vec{B}^2 + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{4\pi\lambda_i}{c} \vec{j}_i \right)^2 \right) = \frac{1}{8\pi} \int d^3r \left(|\nabla \times \vec{A}|^2 + \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\lambda_i^2} \left(-\vec{A}_i + \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla_i \varphi \right)^2 \right)_{11}$$

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{pmatrix}$$

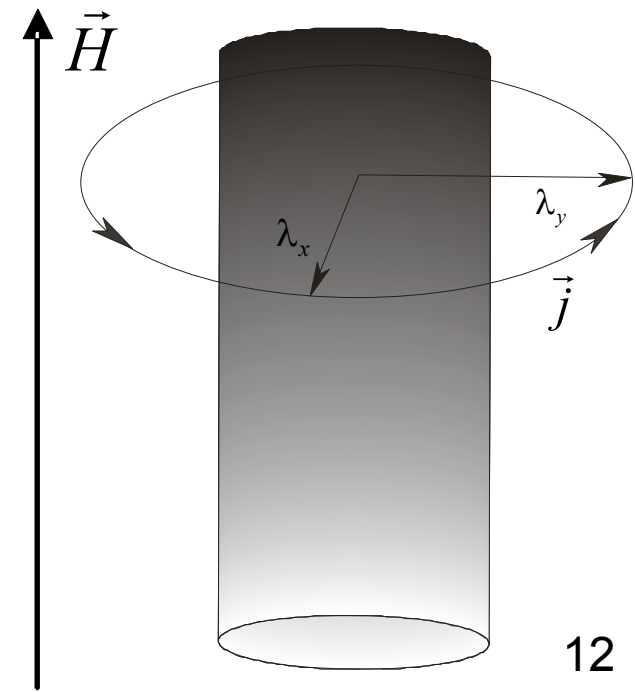
Анизотропные сверхпроводники. Структура изолированного вихря.

Процедура масштабирования:

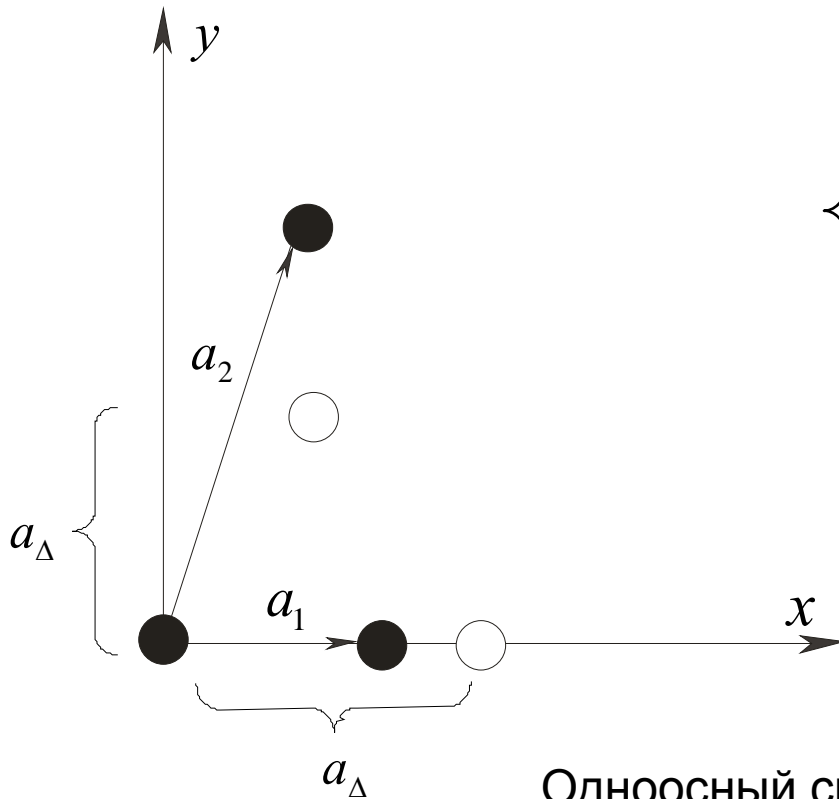
$$\left. \begin{array}{l} \tilde{r}_i = \Gamma_i r_i \\ \tilde{A}_i = A_i / \Gamma_i \end{array} \right\} \xrightarrow{\vec{H} \uparrow \uparrow z} F = \frac{1}{8\pi} \int d^2 \tilde{r} dz \left(\tilde{\vec{B}}^2 + \frac{1}{\lambda_{eff}^2} \left(-\tilde{\vec{A}} + \frac{\Phi_0}{2\pi} \tilde{\nabla} \varphi \right)^2 \right)$$

$\Gamma_i = \frac{\lambda_i}{\lambda}$	$\lambda_{eff} = \lambda \Gamma_x \Gamma_y$
--	---

$$\left(\frac{x}{\lambda_x} \right)^2 + \left(\frac{y}{\lambda_y} \right)^2 = const$$



Анизотропные сверхпроводники. Структура вихревой решетки.



$$\begin{cases} a_1 = \frac{a_\Delta}{\Gamma_x} \\ a_2 = \frac{a_\Delta}{2} \sqrt{\frac{1}{\Gamma_x^2} + \frac{3}{\Gamma_y^2}} \end{cases}$$

Одноосный сверхпроводник:

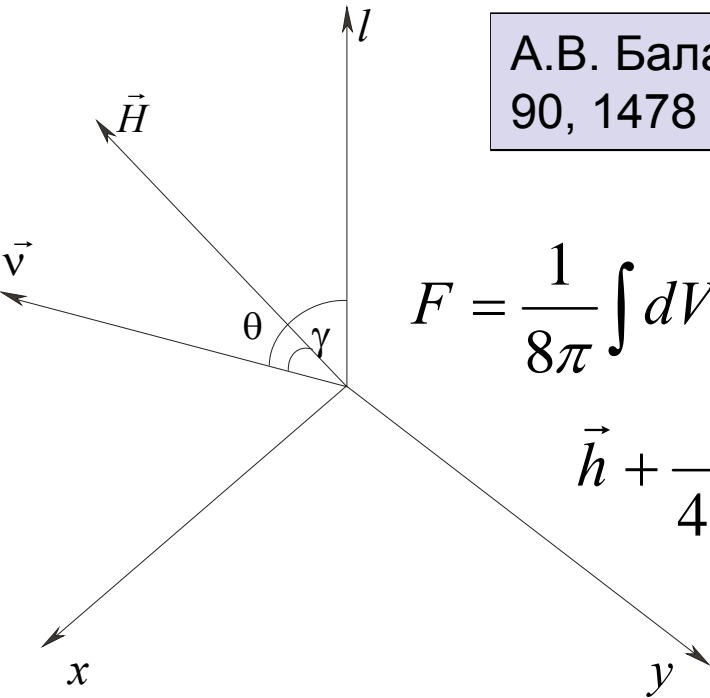
Энергия
взаимодействия:

$$U(x, y) = \frac{\Phi_0}{8\pi^2 \lambda^2} K_0 \left(\frac{x^2}{\lambda_x^2} + \frac{y^2}{\lambda_y^2} \right)$$

$$\Gamma_x = \Gamma_y = 1 \longrightarrow a_1 = a_2 = a_\Delta \quad (\text{правильная треугольная решетка})$$

Анизотропные сверхпроводники. Случай произвольного наклона магнитного поля относительно оси анизотропии.

А.В. Балацкий, Л. И. Бурлачков, Л. П. Горьков, ЖЭТФ,
90, 1478 (1986)



$$F = \frac{1}{8\pi} \int dV \left(\vec{h}^2 + \frac{c^2}{4\pi e^2 n_s} \text{roth}(\vec{h}) \right)$$

$$\vec{h} + \frac{c^2}{4\pi e^2 n_s} \text{rot}(\vec{h}) = \vec{l} \Phi_0 \delta(\vec{r})$$

$$\vec{h}(\vec{r}) = \frac{1}{S} \sum_k \vec{h}_{\vec{k}} e^{i(\vec{k}, \vec{r})}, \vec{h}_{\vec{k}} = \int \vec{h}(\vec{r}) e^{-i(\vec{k}, \vec{r})} dV$$

$$\vec{h}_{\vec{k}} - \frac{c^2}{4\pi e^2 n_s} [\vec{k}, \vec{k}, \vec{h}_{\vec{k}}] = \vec{l} \Phi_0 \longrightarrow (\vec{h}_{\vec{k}})_l \neq 0, (\vec{h}_{\vec{k}})_{l_{\perp}} \neq 0$$

Анизотропные сверхпроводники. Оптимальный угол наклона вихря относительно оси анизотропии.

А.В. Балацкий, Л. И. Бурлачков, Л. П. Горьков, ЖЭТФ,
90, 1478 (1986)

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{\sin^2(\theta) + \Gamma^2 \cos^2(\theta)}}{\Gamma}$$

$$\varepsilon_0 = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_0} \right)^2 \ln \kappa$$

λ_0 -длина экранирования магнитного поля токами,
текущими в плоскости, перпендикулярной оси
анизотропии

$$G = F - \frac{\vec{B}\vec{H}}{4\pi} \quad \text{-потенциал Гиббса}$$

$$H_{c1} = H_{c1}^0 \frac{\sqrt{\cos^2(\theta) + \Gamma^{-2} \sin^2(\theta)}}{\cos(\theta - \gamma)}$$

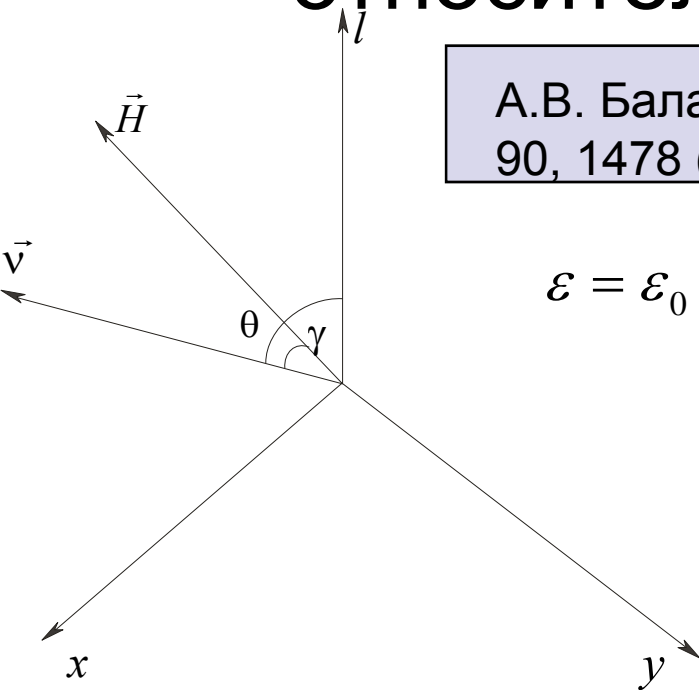
$$H_{c1}^0 = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_0^2} \ln \kappa$$

$$H_{c1}(\gamma) = H_{c1}^0 \frac{1}{\sqrt{\sin^2(\gamma) + \Gamma^2 \cos^2(\gamma)}}$$

$$\tan(\theta_0) = \Gamma^2 / \tan(\gamma)$$

Миним-

изируем по θ



Анизотропные сверхпроводники. Особенности проникновения наклонных вихрей. Вихревые цепочки.

A.I. Buzdin and A.Yu. Simonov, JETP Lett. 51, 168 (1990)

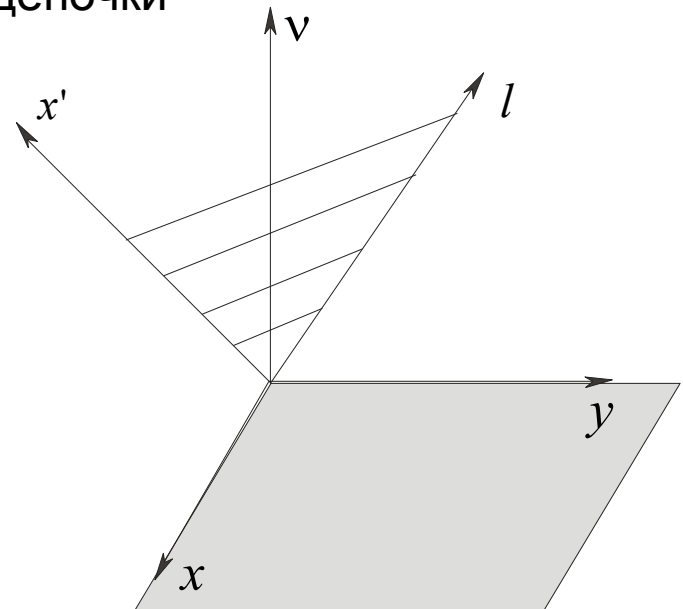
A.M. Grishin, A.Yu. Martynovich and S.V. Yampol'skii,
JETP 97, 1930 (1990)

$$E_v = E_v^0 + \left(\frac{\Phi_0}{\lambda_{ab}} \right)^2 \varepsilon_{\text{int}} \left(\Gamma = m_c / m_{ab}, \tilde{a} = a / \lambda_{ab} \right) \longleftarrow$$

энергия вихря
в составе
цепочки

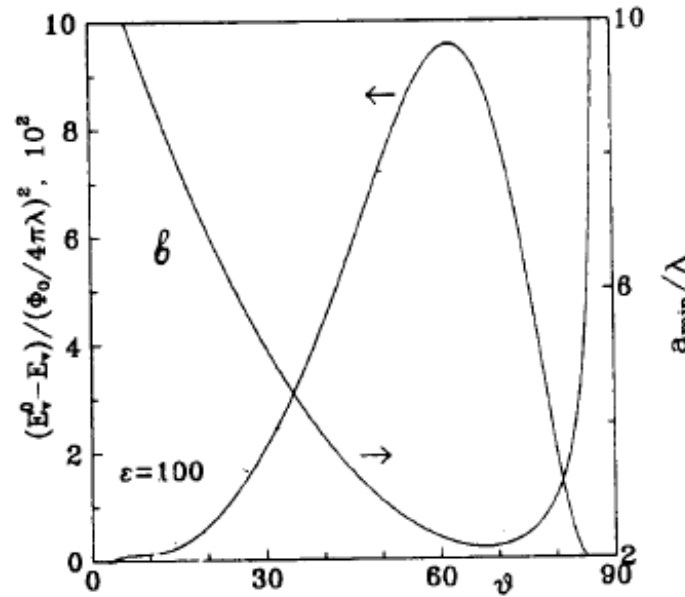
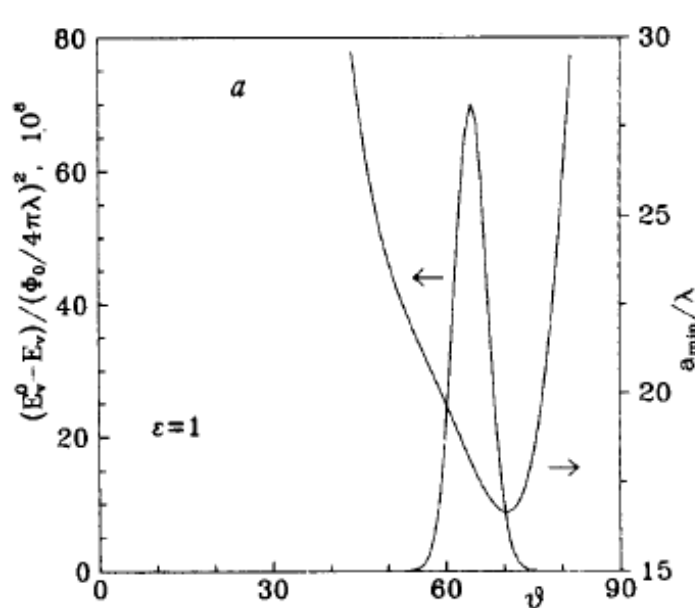
$$E_v^0 = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}} \right)^2 \sqrt{\cos^2(\theta) + \Gamma^{-2} \sin^2(\theta)} \ln \kappa(\theta)$$

энергия уединенного вихря



Анизотропные сверхпроводники. Вихревые цепочки.

A.I. Buzdin and A.Yu. Simonov, JETP Lett. 51, 168 (1990)



$$\epsilon = \Gamma - 1$$

$$L \gg a^2 / \lambda, \lambda \longrightarrow \Delta E_v = \frac{\Phi_0^2}{8\pi a \lambda} \frac{v_x^2}{\sqrt{1 + \epsilon}} \exp\left(-\frac{L}{\lambda \sqrt{1 + \epsilon}}\right)$$

увеличение энергии вихря из-за взаимодействия цепочек. 17

Анизотропные сверхпроводники. Выражение для поля вихря вдоль оси вихря. Энергия взаимодействия вихрей

V.G. Kogan, N. Nakagawa, S.L. Thiemann, Phys.
Rev. B 42, 2631 (1990)

$$U(r) = \frac{\Phi_0 h_z(r)}{4\pi}$$

r – расстояние между центрами вихрей

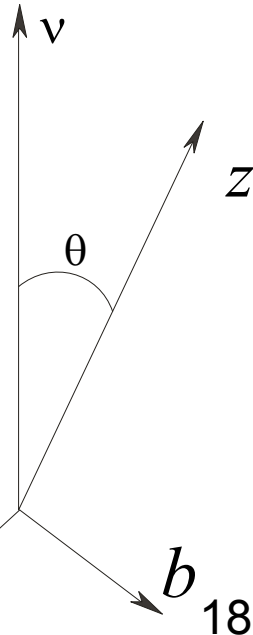
$$h_z(\vec{r}) = h_1(\vec{r}) - h_2(\vec{r})$$

$$h_1(\vec{r}) = \sqrt{m_{zz}} K_0(\rho_0) \quad \left\{ \begin{array}{l} m_{zz} = m_{ab} \sin^2(\theta) + m_v \cos^2(\theta) \\ \rho_0^2 = \frac{x^2}{m_{zz}} + \frac{y^2}{m_v} \end{array} \right.$$

$$h_2(\vec{r}) = \frac{m_{zz} - m_{ab}}{2m_{ab}} \int_0^1 du \frac{\rho}{ab} K_1(\rho) \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho^2 = \frac{x^2}{a^2(u)} + \frac{y^2}{b^2(u)} \\ a^2(u) = m_{zz} - (m_{zz} - m_{ab})u \\ b^2(u) = m_v - (m_v - m_{ab})u \end{array} \right.$$

$$m_{ab} = \frac{M_{ab}}{m} = \Gamma^{-1/3};$$

$$m_v = \frac{M_v}{m} = \Gamma^{2/3}; \lambda^2 = \lambda_{ab}^2 \Gamma^{1/3};$$



$$[1h] = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2}$$

$$[1r] = \lambda$$

Анизотропные сверхпроводники.

Вихри в плоскости (a,b).

Вихри вдоль оси анизотропии.

V.G. Kogan, N. Nakagawa, S.L. Thiemann, Phys. Rev. B 42, 2631 (1990)

Частные случаи:

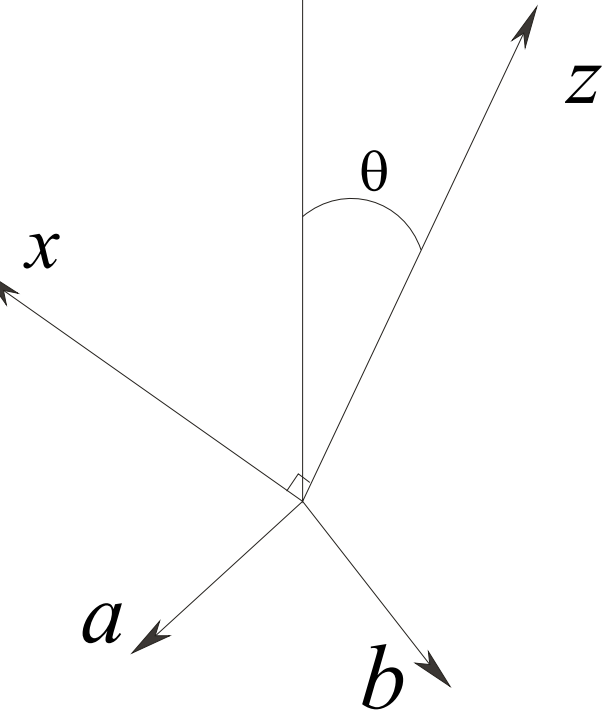
<p>1. $\theta = \pi / 2 \rightarrow m_{zz} = m_{ab} \rightarrow h_2(\bar{r}) = 0$</p> $h_z(\theta = \pi / 2) = K_0 \left(\sqrt{\frac{x^2}{m_{ab}} + \frac{y^2}{m_v}} \right) \frac{1}{\sqrt{m_{ab} m_v}}$	<p>- поле вихря в анизотропном с/п с произвольным тензором эфф. масс, когда поле направлено вдоль одной из осей симметрии</p>	$\left\{ \begin{aligned} m_{ab} &= \frac{M_{ab}}{m}; m_v = \frac{M_v}{m} \\ \lambda^2 &= \frac{c^2 m}{4\pi e^2 n_s} \end{aligned} \right.$
<p>2. $\theta = 0 \rightarrow m_{zz} = m_c \rightarrow a(u) = b(u)$</p> $h_z(\theta = 0) = K_0 \left(\frac{r}{\sqrt{m_{ab}}} \right) \frac{1}{m_{ab}}$	<p>- поле вихря в изотропном сверхпроводнике</p>	$\left\{ \begin{aligned} [1h] &= \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \\ [1r] &= \lambda \end{aligned} \right.$

Анизотропные сверхпроводники. Ось вихрей под произвольным углом к оси анизотропии.

$$\nu \in (x, z) \longrightarrow h_z(x, 0) = ?$$

$$\lambda^2 = \lambda_{ab}^3 \Gamma^{-1/3}$$

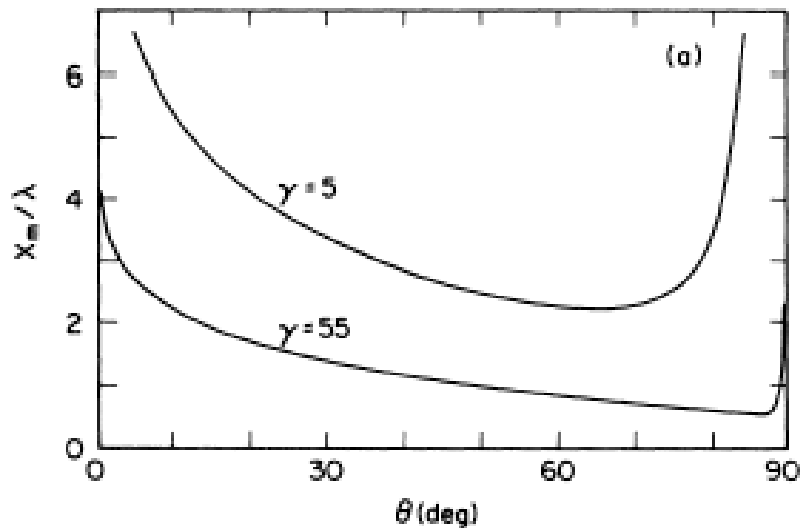
V.G. Kogan, N. Nakagawa,
S.L. Thiemann,
Phys. Rev. B 42, 2631 (1990)



$$\begin{aligned} x \gg 1 \\ m_\nu > m_{ab} \end{aligned} \longrightarrow h_z(x \rightarrow \infty, 0) \approx -\frac{m_{zz}^{5/4} m_{ab}}{4m_c x} \tan^2(\theta) \left(\frac{\pi}{2x} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{x}{m_{zz}} \right)$$

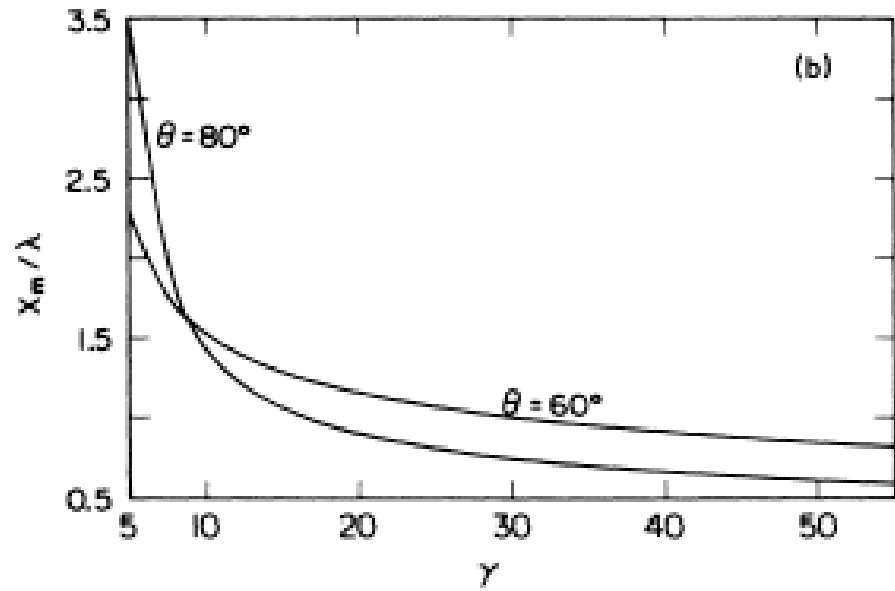
Притяжение!

Анизотропные сверхпроводники. Притяжение наклонных вихрей на больших расстояниях между корами.

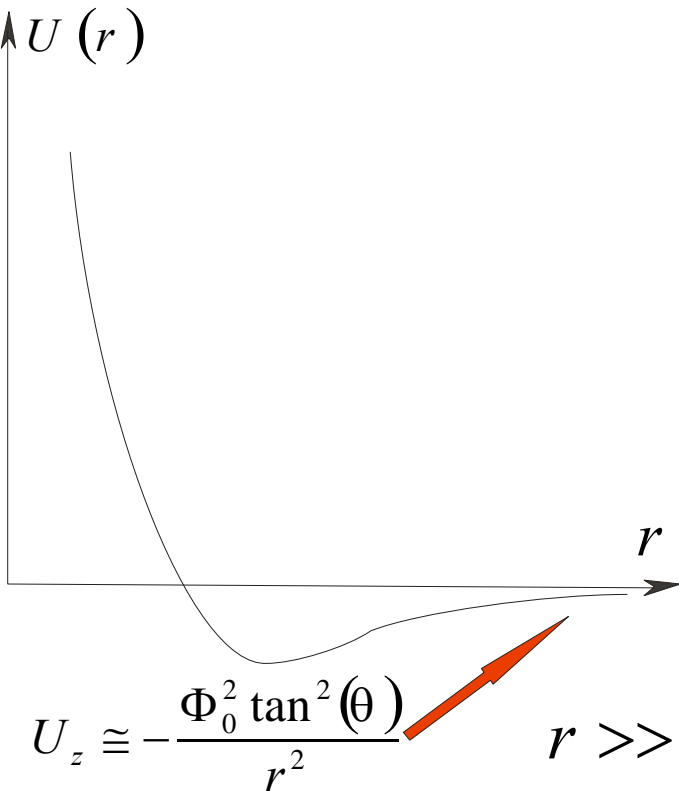


$$\gamma = \sqrt{\frac{m_v}{m_{ab}}}$$

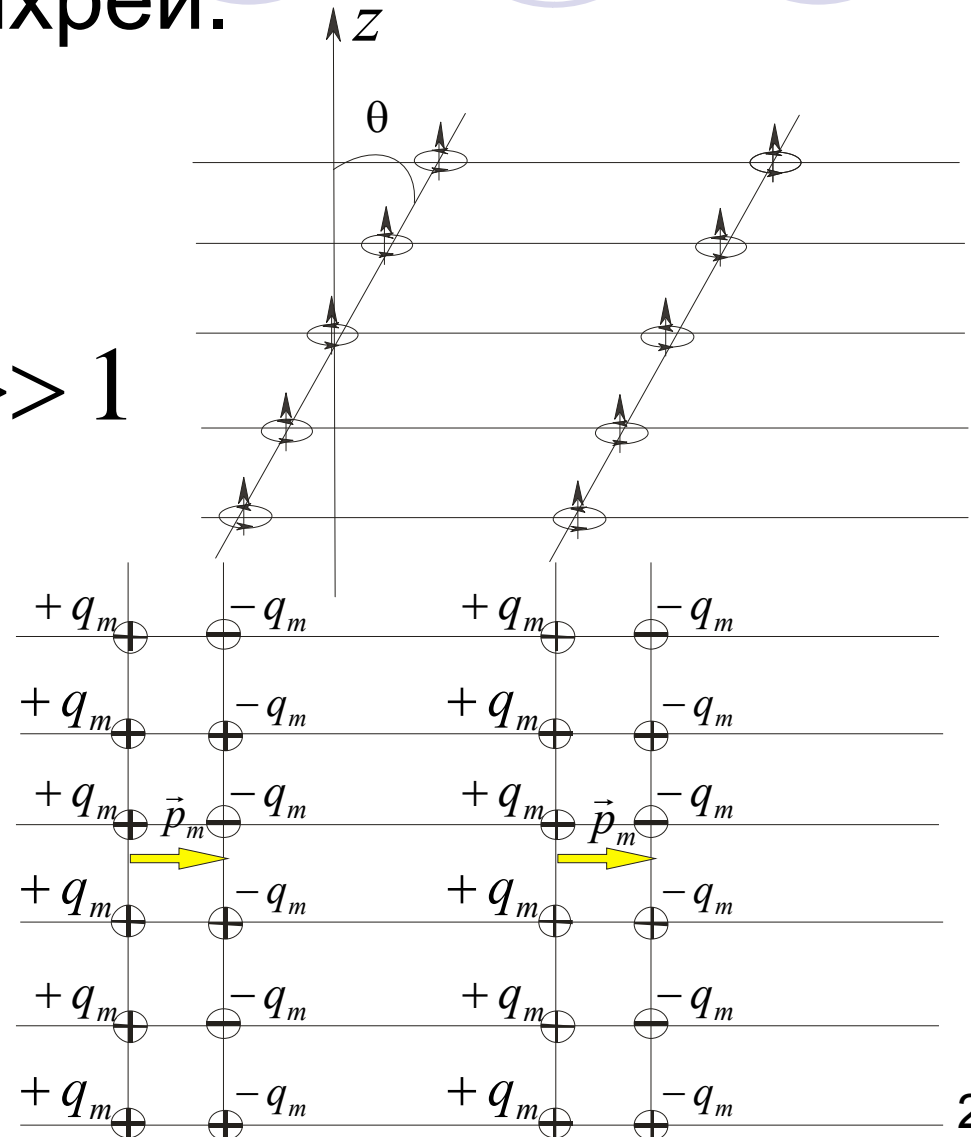
V.G. Kogan, N. Nakagawa,
S.L. Thiemann,
Phys. Rev. B 42, 2631 (1990)



Слоистые сверхпроводники. Потенциал взаимодействия наклонных вихрей.



$$\Gamma \gg 1$$

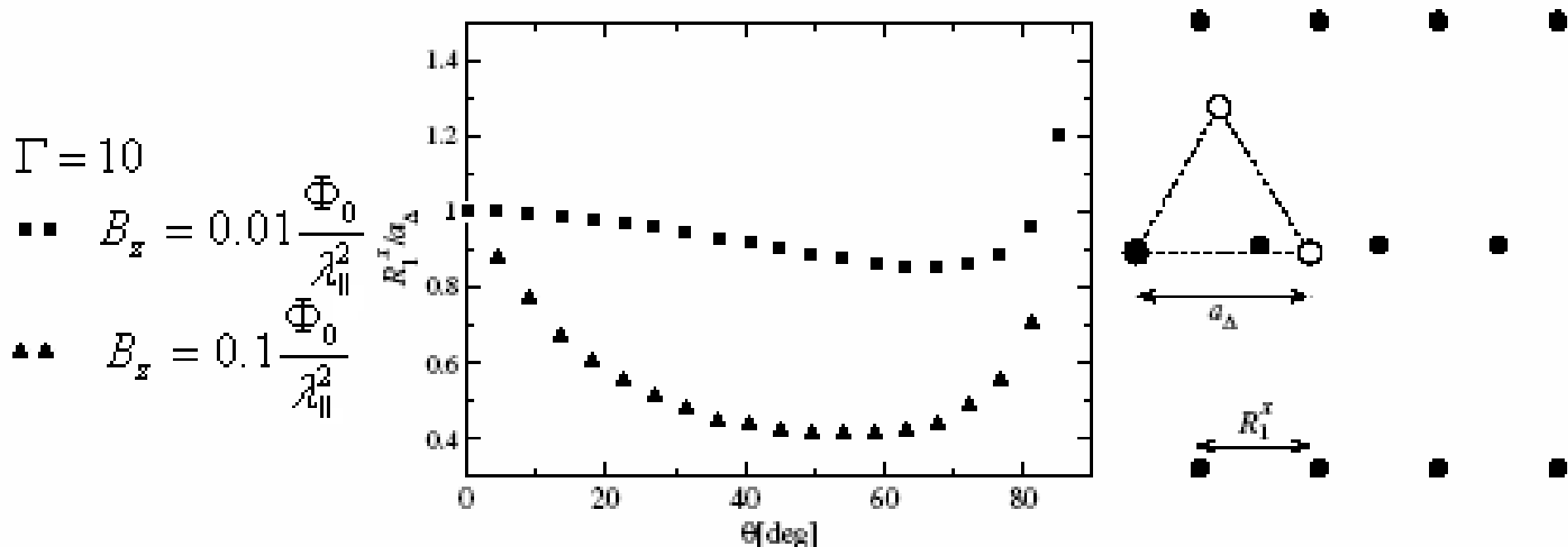


d - толщина слоя

$$U(r) \cong -(\vec{p}_{m1}, \vec{H}_{m2}) \cong -\frac{\Phi_0^2 \tan^2(\theta)}{r^2}$$

Анизотропные сверхпроводники. Равновесная решетка вихрей в случае, когда они могут притягиваться.

S.J. Bending and M.J.W. Dodgson, J.Phys.: Condens Matter 17 (2005) R955-R993



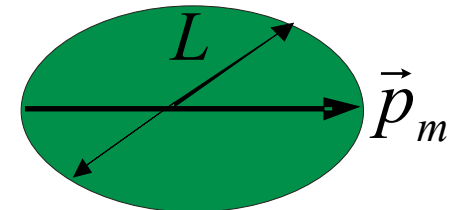
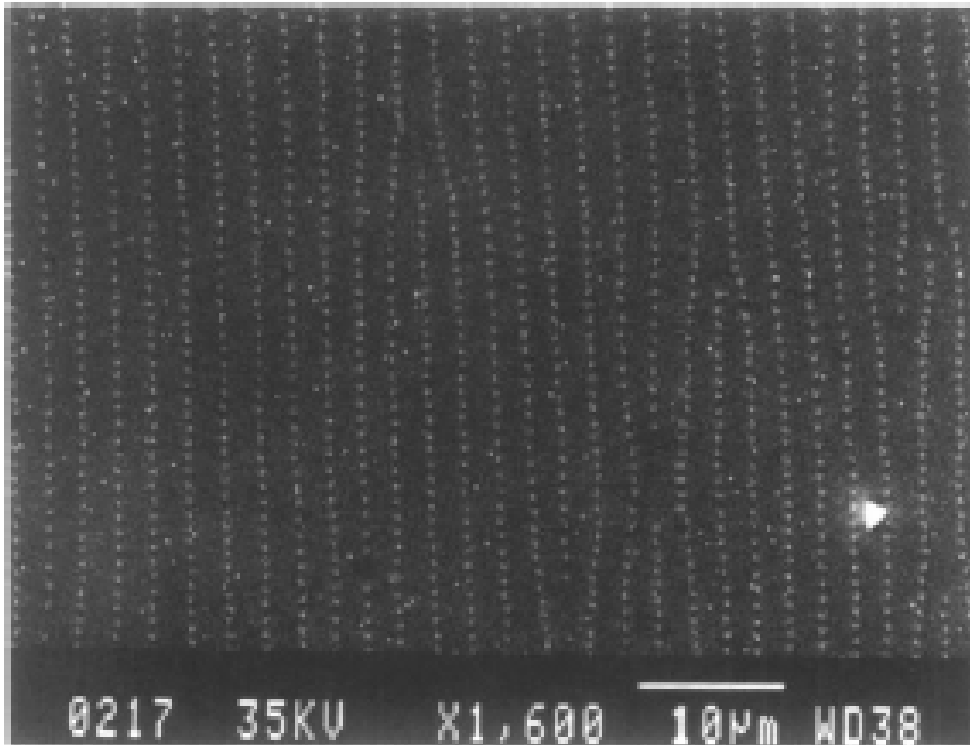
$$\vec{R}_1 = R_{1x} \vec{x}_0, \vec{R}_2 = \left(\frac{R_{1x}}{2}; \frac{\Phi_0}{B_z R_{1x}} \right) \text{ -векторы двумерной решетки,}$$

лежащей в плоскости,
перпендикулярной оси анизотропии

Методы регистрации вихревых цепочек. Метод декорирования.

$$\vec{F} = \nabla(\vec{p}_m \vec{B})$$

Gammel PL, Bishop DJ, Rice JP and Ginsberg DM 1992 Phys. Rev. Lett. 68 3343



$$L \cong 5 - 10 \text{ nm}$$

Figure 3.2.3. Bitter decoration image of the a - b surface of a YBCO crystal after field cooling to low temperature in a total field of 24.8 Oe applied at 70° from the crystalline c -axis. (Reproduced with permission from [19]. Copyright 1992 American Physical Society.)

Методы регистрации вихревых цепочек. Лоренц-микроскопия.

Tomomura A, Kasai H, Kamimura O, Matsuda T, Harada K, Yoshida T, Akashi T, Shimoyama J, Kishio K, Hanaguri T, Kitazawa K, Masui T, Tajima S, Koshizuka N, Gammel P L, Bishop D, Sasase M and Okaayasu S 2002 Phys. Rev. Lett. 88 237001

$$\vec{F}_L = -e[\vec{v}, \vec{B}]$$

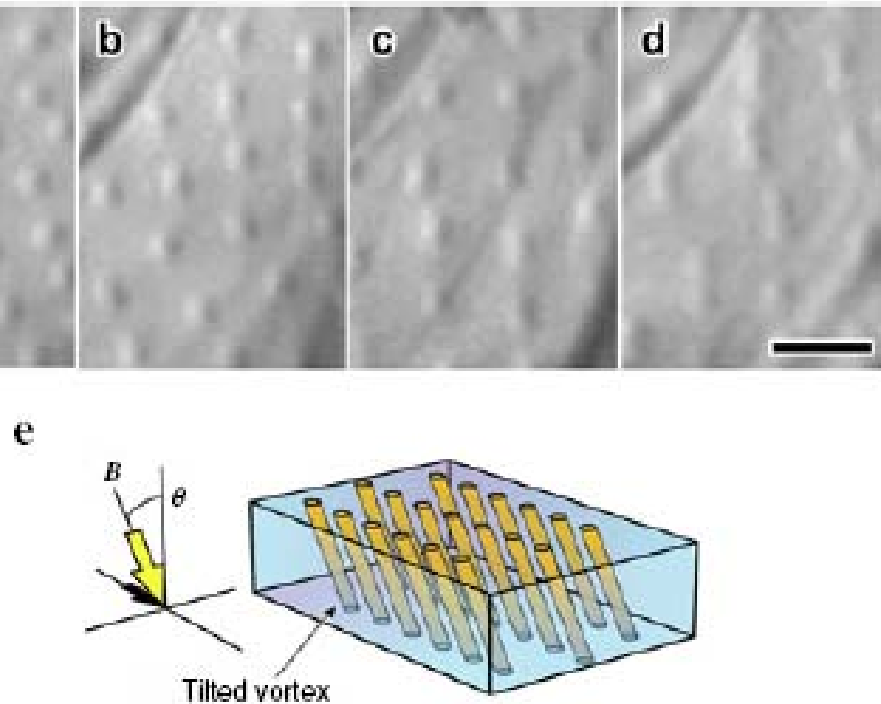
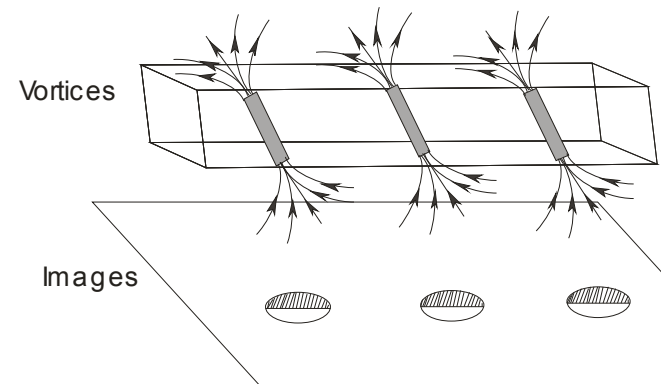
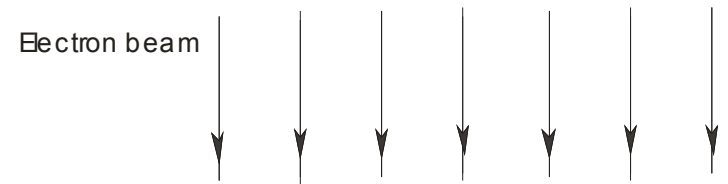
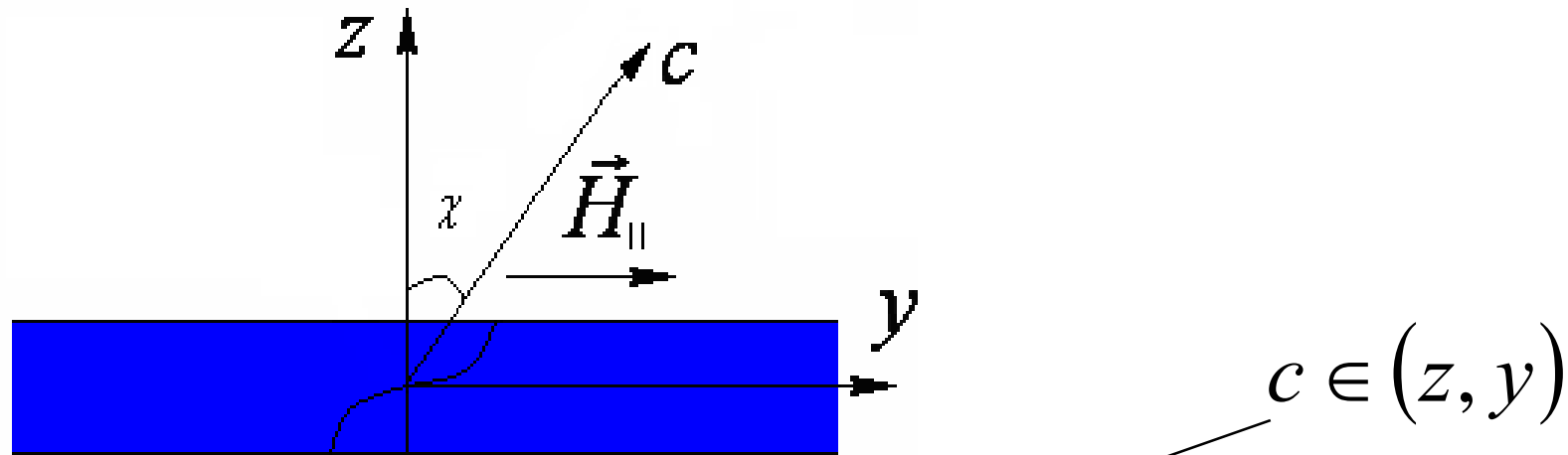


Figure 3.2.4. Lorentz micrographs of vortices in a very thin YBCO crystal at 30 K and $B_z = 3$ G as a function of tilt angle. (a) $\theta = 75^\circ$, (b) $\theta = 82^\circ$, (c) $\theta = 83^\circ$ and (d) $\theta = 84^\circ$. (e) Schematic diagram of the tilted vortex lines. (Reproduced with permission from [20]. Copyright 2002 American Physical Society.)

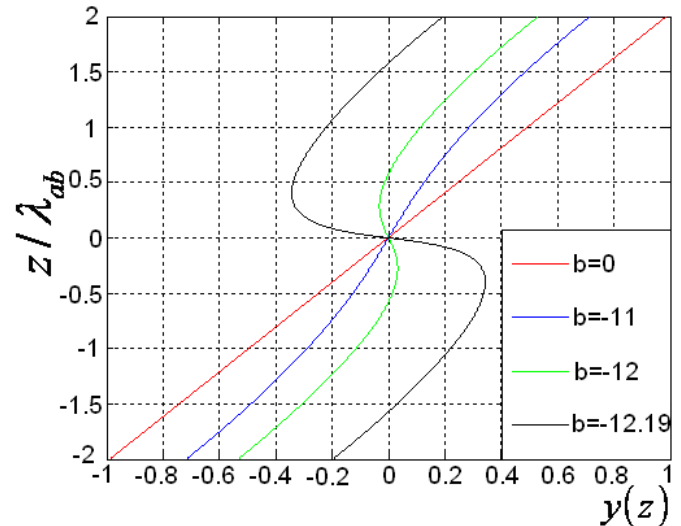
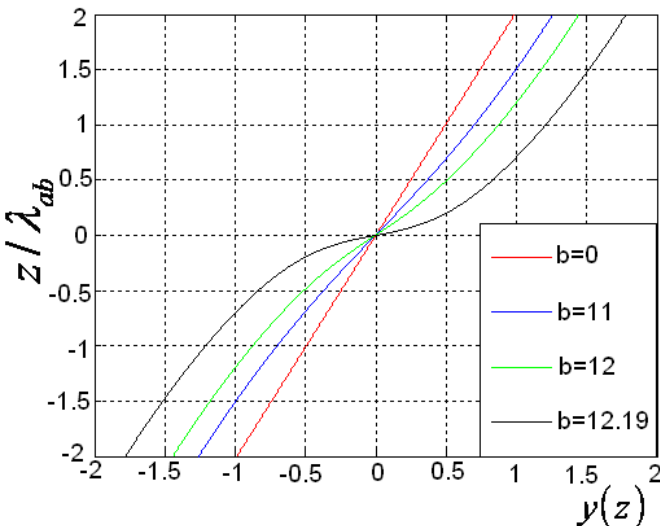
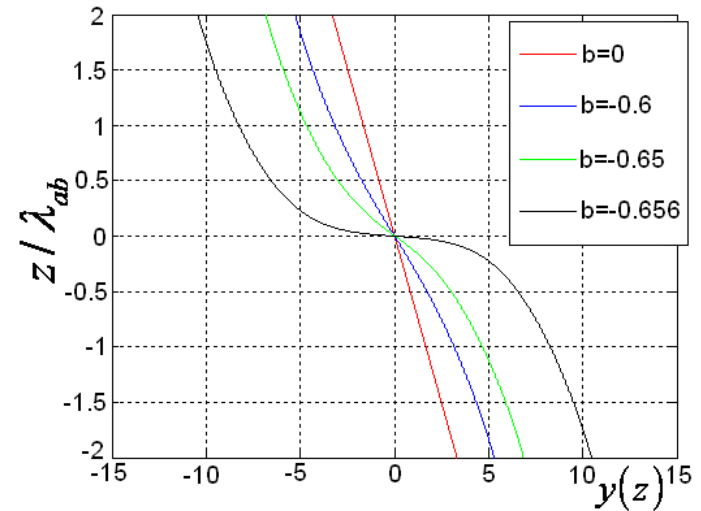
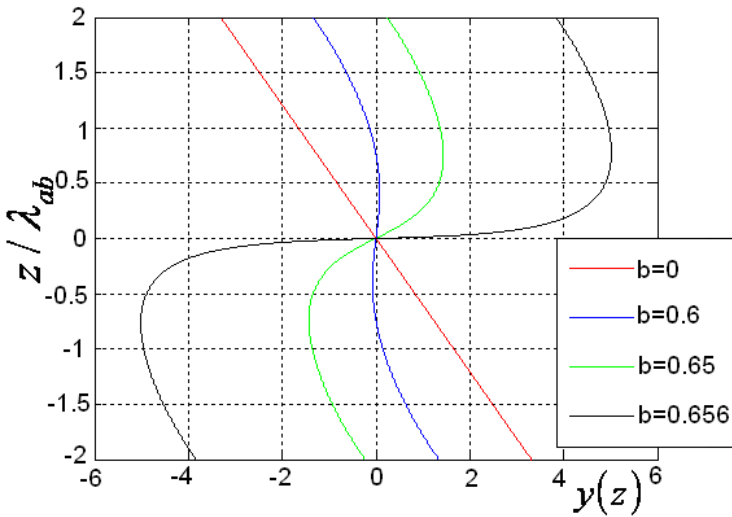
Задача о нахождении оптимальной формы изолированной вихревой линии в пленке анизотропного сверхпроводника.



$$\left\{ \begin{array}{l} G = F - \frac{H_y \Phi_0}{4\pi} \int_{-d/2}^{d/2} y \left(1 - \frac{\cosh(z / \lambda_{ab})}{\cosh(d / 2\lambda_{ab})} \right) dz \\ F \cong \frac{\lambda_{ab}^2}{8\pi} \int dV \vec{B} \text{rot}(\vec{B}) = \\ \frac{\Phi_0^2}{(4\pi\lambda_{ab})^2 \Gamma} \int \sqrt{\sin^2(\varphi(z)) + \Gamma^2 \cos^2(\varphi(z))} dl \ln \left(\frac{\min(d, \lambda_{ab})}{\xi_{ab}} \right) \end{array} \right.$$

$$\boxed{\kappa = \lambda_{ab} / \xi_{ab} \gg 1}$$

Графики формы вихревой линии в пленке анизотропного сверхпроводника.

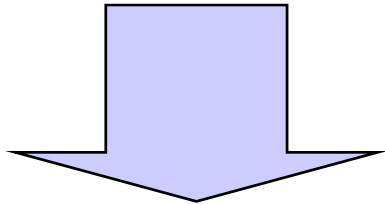


Особенности вихревых линий в пленках анизотропных сверхпроводников.

E. H. Brandt, Phys. Rev. B, **48**, 6699 (1993)

$$1). \quad \dot{y}(\pm d/2) = \frac{t(1 - \Gamma^2)}{1 + \Gamma^2 t^2}$$

$$2). \quad d \gg \lambda_{ab}; \quad H_y \rightarrow H_{c1}^{(m)}(\vec{v}, \vec{H}_y) = H_{c1}^{(m)0} \frac{1}{\sqrt{\sin^2(\vec{v}, \vec{H}_y) + \Gamma^2 \cos^2(\vec{v}, \vec{H}_y)}}$$

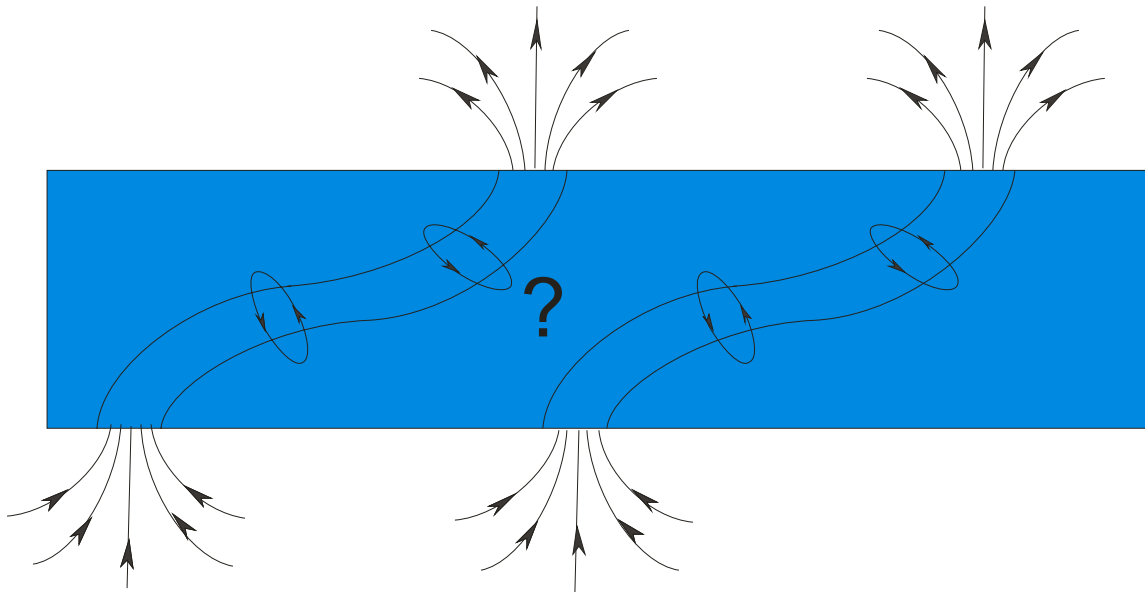


$$\tan(\vec{v}, \vec{l}) = \Gamma^2 / \tan(\vec{v}, \vec{H}_y)$$

$$3). \quad H_y \rightarrow H_y^c(\Gamma, t, d / \lambda_{ab}) \quad \longrightarrow \quad \vec{l} \uparrow \vec{H}_y$$

$$\dot{y}(z) \ll 1 \quad c \parallel z \quad \dot{y}(z) = \Gamma^2 \frac{H_y}{H_{c1}} \left(1 - \frac{\cosh(z / \lambda_{ab})}{\cosh(d / 2\lambda_{ab})} \right)$$

Потенциал взаимодействия вихревых линий в пленке анизотропного сверхпроводника.



$$U(r) = ???$$

Выводы:

- Рассмотрена структура вихревой решетки изотропных сверхпроводников.
- Характер взаимодействия двух параллельных вихрей в изотропном сверхпроводнике – отталкивание.
- Рассмотрена структура вихревой решетки в анизотропных сверхпроводниках в зависимости от внешнего поля.
- Показано, что в некоторых случаях в анизотропных сверхпроводниках возможно притяжение параллельных вихрей.
- Рассмотрены 2 метода регистрации вихревых цепочек в анизотропных сверхпроводниках.
- Представлены результаты расчета оптимальной формы вихревой линии в пленке анизотропного сверхпроводника, выполненных на основе теории Лондонов.

Список использованной литературы.

- S.J. Bending and M.J.W. Dodgson, J.Phys.: Condens Matter 17 (2005) R955-R993.
- V.G. Kogan, N. Nakagawa, S.L. Thiemann, Phys. Rev. B 42, 2631 (1990)
- A.I. Buzdin and A.Yu. Simonov, JETP Lett. 51, 168 (1990)
- A.M. Grishin, A.Yu. Martynovich and S.V. Yampol'skii, JETP 97, 1930(1990)
- Gammel PL, Bishop DJ, Rice JP and Ginsberg DM 1992 Phys. Rev. Lett. 68 3343
- Tonomura A, Kasai H, Kamimura O, Matsuda T, Harada K, Yoshida T, Akashi T, Shimoyama J, Kishio K, Hanaguri T, Kitazawa K, Masui T, Tajima S, Koshizuka N, Gammel P L, Bishop D, Sasase M and Okaayasu S 2002 Phys. Rev. Lett. 88 237001
- E. H. Brandt, Phys. Rev. B, **48**, 6699 (1993)
- А.В. Балацкий, Л. И. Бурлачков, Л. П. Горьков, ЖЭТФ, 90, 1478 (1986)
- В.В. Шмидт., Введение в физику сверхпроводников», Москва, МЦНМО, 2000, 398с.
- Абрикосов А.А., «Основы теории металлов», Москва, «Наука», 1987, 520с.
- M.J.W. Dodgson and Koshelev A.E. 2005 Reh. Prog. Phys. in preparation