

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ПИРЛОВСКИХ ВИХРЕЙ И НАМАГНИЧИВАНИЕ ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ

А.Н.Артемов¹⁾

Донецкий физико-технический институт НАН Украины

340114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 31 июля 1998 г.

Рассчитаны кривые намагничивания тонкого сверхпроводящего монослоя. Обнаружено, что в области достаточно высоких полей и температур его намагниченность обладает теми же особенностями, что и обратимое намагничивание слоистых сверхпроводников в больших полях. Показано, что эти особенности обусловлены неустойчивостью относительно диссоциации пар пирловских вихрей в газ свободных вихрей и коллективными эффектами в системе свободных вихрей.

PACS: 74.25.Na, 74.76.Db

Экспериментальное исследование намагничивания высокотемпературных сверхпроводников в магнитном поле, направленном вдоль оси c , показало существование широкой области полей и температур, в которой намагничивание носит обратимый характер. Температурная и полевая зависимости магнитного образца в этой области имеют ряд характерных особенностей, которые наблюдались как у сверхпроводников на основе висмута с отчетливо выраженной слоистой структурой [1–4], так и менее анизотропных сверхпроводников на основе иттрия и ртути [5]. Обратимые кривые намагничивания этих сверхпроводников пересекаются в одной точке при некоторой температуре T^* , а ниже T^* имеют линейную температурную зависимость.

Теоретические интерпретации поведения намагниченности основываются на представлении о слоистой структуре сверхпроводников. В работе [6] получена свободная энергия системы абрикосовских вихрей, образованных из двумерных (2D) вихрей, включающая вклад гармонических колебаний 2D вихрей около равновесных положений. Другой подход развит в работе [7], где методом ренормгруппы проанализировано влияние критических флуктуаций параметра порядка слоистого сверхпроводника в окрестности второго критического поля H_{c2} на его термодинамические свойства. В работе [8] построена термодинамика сверхпроводника в модели, представляющей сверхпроводящие слои как резервуары, содержащие равновесное число 2D вихрей и антивихрей. Во всех этих работах получено, по крайней мере качественное, соответствие с экспериментальными результатами.

В настоящей работе рассмотрены термодинамические свойства системы пирловских вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке и показано, что ее равновесная намагниченность может обладать теми же особенностями, что и намагниченность слоистых сверхпроводников.

При описании термодинамики системы мы будем следовать работе [9]. Плотность свободной энергии F системы пирловских вихрей во внешнем магнитном поле является функцией температуры T и индукции $B = S^{-1} \int dx h(\mathbf{x}) = \varphi_0(\rho_+ - \rho_-)$, где

¹⁾ e-mail: art@gam.dipt.donetsk.ua

$h(\mathbf{x})$ есть z -компонента микроскопического магнитного поля в пленке, $\rho_{\pm} = N_{\pm}/S$ – концентрация вихрей, направленных вдоль и против поля, ϕ_0 – квант магнитного потока, S – площадь пленки. Термодинамическое или внутреннее поле H_i в сверхпроводнике определяется выражением [10]

$$\frac{\partial F}{\partial B} = \frac{H_i}{4\pi}. \quad (1)$$

Для длинного цилиндра в продольном поле H_i совпадает с внешним полем H_e . Рассматривая намагниченность тонкой пленки, мы не можем использовать ни это приближение, ни приближение бесконечной пленки, в которой $B = H_e$, а магнитный момент равен нулю. Будем считать, что образец имеет форму сплюснутого эллипсоида вращения с малой осью d и диаметром $D \gg d$ и что внешнее поле направлено вдоль малой оси. В этом случае поле H_i и индукция B связаны с внешним полем H_e соотношением [11]

$$(1 - n)H_i = H_e - nB, \quad (2)$$

где $n = 1 - d/\pi D$ – размагничивающий фактор в направлении поля.

Плотность потенциала Гиббса определим как [9]

$$G(H_e, T) = F - \frac{BH_i}{4\pi} - \frac{1}{8\pi} \frac{nB^2}{1-n}. \quad (3)$$

В пределе длинного цилиндра $n \rightarrow 0$ это выражение приобретает обычный вид. Большая статсумма системы вихрей в образце запишется в виде

$$\Xi = e^{-\beta G} = \sum_{N_+, N_-} \frac{\epsilon^{\mu_+ N_+ + \mu_- N_-}}{N_+! N_-!} \left(\int \frac{d^2 x}{\pi \xi^2} \right)^{N_+ + N_-} \times \\ \times \exp \left\{ -(N_+ + N_-) \beta E_0 - \frac{\beta}{2} \sum_{ij} U(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) - \beta V \delta G \right\}, \quad (4)$$

где $\beta = 1/T$, E_0 – энергия кора вихря, $U(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)$ – энергия взаимодействия пирловских вихрей, δG – последний член в выражении (3). Энергию взаимодействия пирловских вихрей можно вычислить в кольцевом приближении [12]. Это приближение учитывает вклад коллективных эффектов в свободную энергию системы. Соответствующие вычисления выполнены в работе [9].

Во внешнем магнитном поле числа вихрей, ориентированных вдоль (N_+) и против (N_-) поля, не равны. Эта несбалансированность приводит к тому, что в разложении свободных энергий появляются диаграммы, зависящие от разности $N_+ - N_-$, которые исчезают в отсутствие поля. Такие диаграммы также должны быть учтены в расчете. Их вклад в энергию пропорционален средней энергии взаимодействия $U(q=0) = S^{-2} \int d\mathbf{x}_i d\mathbf{x}_j U(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)$. В бесконечной пленке это выражение расходится и интегрирование должно быть ограничено размерами образца. Эта часто свободной энергии может быть получена усреднением выражения для энергии взаимодействия по объему образца непосредственно в показателе экспоненты (4). Она дает энергию магнитного потока в образце

$$\frac{1}{2} \sum_{ij} \int \frac{d\mathbf{x}_i}{V} \frac{d\mathbf{x}_j}{V} U(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) = V \frac{\phi^2 (\rho_+ - \rho_-)^2}{8\pi} \frac{1}{1-n} = V \frac{B^2}{8\pi} \frac{1}{1-n}. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{r} = (x, z)$, а интегрирование ведется по объему образца. Тем самым выделяется вклад в свободную энергию слагаемых с минимальным волновым вектором $q_{min} \sim 1/D$, связанный с ненулевым топологическим зарядом системы вихрей в магнитном поле. Это не влияет на результат суммирования кольцевых диаграмм, поскольку q_{min} не дает вклада в их сумму.

Вводя безразмерные переменные $\pi\xi^2\rho_{\pm} = n_{\pm}$, $\pi\xi^2 H_{i(e)}/\phi_0 = h_{i(e)}$, получим для безразмерного потенциала $g = \beta G \pi \xi^2 d$ выражение

$$g = n_+(\ln n_+ - 1) + n_-(\ln n_- - 1) + p(n_+ + n_-)[1 - \ln 4p(n_+ + n_-)] + p(n_+ + n_-)e_0 + \frac{1}{4\Lambda^2} W[16p\Lambda^2(N_+ + n_-)] + 4pk^2 \frac{(n_+ - n_-)^2}{1 - n} - 8pk^2 h_i(n_+ - n_-). \quad (6)$$

Все длины приведены в единицах длины когерентности ξ , $p = \phi_0^2/16\pi^2\Lambda T$, $\Lambda = \lambda^2/2d$ - эффективная пирловская длина, $k = \lambda/\xi$, $pe_0 = \beta E_0$,

$$W[x] = \frac{1}{2} \ln \frac{x}{4} + \sqrt{|1-x|} \begin{cases} \left(\arctg \frac{1}{\sqrt{x-1}} - \frac{\pi}{2} \right), & x \geq 1 \\ \frac{1}{2} \ln \frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}, & x \leq 1. \end{cases}$$

Дифференцируя (6) по n_{\pm} , получим уравнения равновесия

$$\ln n_{\pm} - p \ln(n_+ + n_-) + 4pW'[16p\Lambda(n_+ + n_-)] \pm 8pk^2 \frac{(n_+ - n_- - h_e)}{1 - n} = p(\ln 4p - e_0). \quad (7)$$

Вычитая уравнения (7) одно из другого, получим связь равновесных концентраций вихрей с магнитным моментом образца:

$$\ln \frac{n_+}{n_-} = -16pk^2 \frac{n_+ - n_- - h_e}{1 - n} = -16pk^2 m. \quad (8)$$

В обычных единицах выражение для момента $4\pi M = (B - H_e)/(1 - n)$ запишется в виде

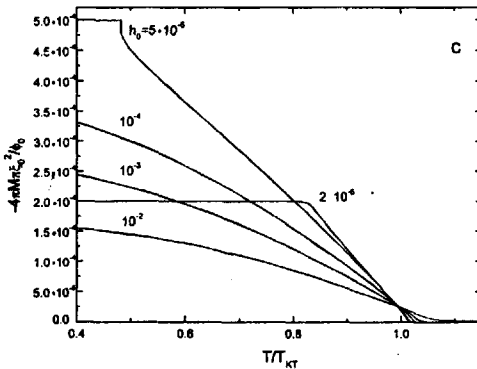
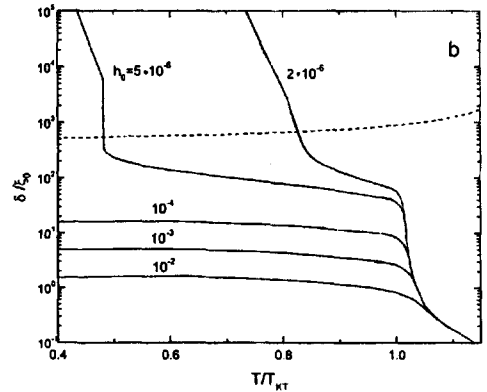
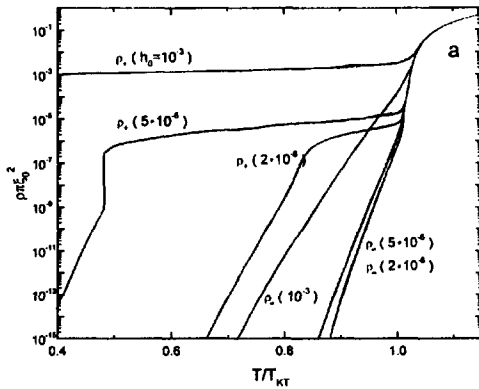
$$4\pi M = m \frac{\phi_0}{\pi \xi^2}.$$

Равновесные характеристики системы пирловских вихрей в образце как функции температуры при различных значениях внешнего поля показаны на рисунке. Эти зависимости получены в результате численного решения уравнений (7) со следующими численными значениями параметров: $\Lambda(0)/\xi(0) = 500$, $k = 50$, $n = 0.99$, $e_0 = 3$, $T_{c0}/T_{KT} = 1.2$. При этом также предполагалось, что лондоновская и корреляционная длины сверхпроводника имеют модельную зависимость от температуры:

$$\lambda(T) = \lambda_0/\sqrt{1 - T^2/T_{c0}^2}, \quad \xi(T) = \xi_0/\sqrt{1 - T^2/T_{c0}^2},$$

где T_{c0} - температура перехода в сверхпроводящее состояние. Значения магнитного поля $h_0 = H_e \pi \xi_0^2 / \phi_0$, приведенные на рисунке, примерно соответствуют отношению $H_e/H_{c2}(T=0)$. Равновесные концентрации вихрей показаны на рисунке как функции температуры. Здесь представлены все возможные типы решений уравнений равновесия (7) в магнитном поле. Все решения демонстрируют резкий рост концентрации вихрей при температуре $T > T_{KT}$, который сменяется почти горизонтальным участком для n_+ в области низких температур. В достаточно высоких

полях ($h_0 > 10^{-5}$) такое решение продолжается практически до нулевой температуры. В более низких полях ($h_0 < 10^{-5}$) при дальнейшем уменьшении температуры полочка в зависимости $n_+(T)$ сменяется резким снижением концентрации вихрей. В зависимости от величины внешнего поля смена типа решения может происходить непрерывно ($h_0 = 2 \cdot 10^{-6}$) или скачком ($h_0 = 5 \cdot 10^{-6}$), как это отмечалось в работе [9]. Такое поведение решений обусловлено двумя причинами – неустойчивостью термически возбужденных вихревых диполей относительно диссоциации их в газ свободных вихрей, приводящей к переходу Костерлица – Таулесса, и коллективными эффектами в системе свободных вихрей, проявляющимися в экранировании их взаимодействия.



а) Зависимость концентрации пировских вихрей от температуры при различных значениях внешнего магнитного поля. б) Зависимость длины экранирования от температуры. Штриховая линия показывает температурную зависимость эффективной длины Λ . в) Зависимость магнитного образца от температуры при различных значениях внешнего магнитного поля

Неустойчивость появляется при температуре T_{KT} . Чтобы убедиться в этом, рассмотрим асимптотику предельно высоких концентраций вихрей $n_+ \approx n_- \gg n_+ - n_-$ для потенциала g . В том случае можно пренебречь тремя последними слагаемыми в (6) и различием между n_+ и n_- , обозначив их n_0 :

$$g \approx 2(1-p)n_0(\ln n_0 - 1) - 2pn_0(\ln 8p - e_0).$$

Видно, что при $p = 1$ коэффициент перед логарифмом концентрации меняет знак, что и означает появление неустойчивости при $p < 1$. Условие $p = 1$ определяет температуру, при которой появляется неустойчивость,

$$T_{KT} = \frac{\phi^2}{16\pi^2 \Lambda(T_{KT})}. \quad (9)$$

Появление неустойчивости при этой температуре в тонких сверхпроводящих пленках обсуждалось в работе [13].

Пологий участок зависимости $\rho_+(T)$ обусловлен коллективными эффектами в системе взаимодействующих пирловских вихрей. Энергия пирловского вихря конечна [14]. Она зависит от величины эффективной длины Λ , которая является характерным размером магнитного кора вихря. Если в системе есть конечная концентрация вихрей, то появляется еще одна характерная длина – длина дебаевского экранирования

$$\delta = \sqrt{\frac{2\pi\Lambda T}{\phi_0^2(\rho_+ + \rho_-)}}.$$

При $\delta \gg \Lambda$ коллективные эффекты не играют существенной роли в поведении системы вихрей. В противоположном пределе их роль является определяющей. Зависимость длины экранирования от температуры показана на рисунке. Штриховой линией показана зависимость $\Lambda(T)$. Видно, что температуры, при которых длины δ и Λ сравниваются, коррелируют с температурами, при которых полочка в зависимости $\rho_+(T)$ сменяется резким падением концентрации. Это значит, что низкотемпературные хвосты зависимостей $\rho_{\pm}(T)$ связаны с поведением индивидуальных пирловских вихрей, а в высокотемпературной области мы имеем экранированные вихри, являющиеся коллективными образованиями. Выгодность коллективного состояния системы вихрей обусловлена тем, что энергия экранированного пирловского вихря определяется не длиной Λ , а значительно меньшей при этой температуре длиной δ .

Эти же две причины ответственны за особенности намагничивания сверхпроводящей пленки. В области высоких полей и температур, в которой определяющую роль играют коллективные эффекты в системе пирловских вихрей, кривые намагничивания (рисунок) ведут себя так же, как кривые обратимого намагничивания высокотемпературных сверхпроводников [1–3,5]. Это естественно, поскольку коллективные состояния экранированных 2D и пирловских вихрей (при $\delta < \Lambda$) качественно не различаются. Температура T^* , при которой пересекаются кривые намагничивания в этой модели, зависит от величины внешнего поля. При возрастании поля $h_0 \rightarrow$ она асимптотически приближается к значению $T_{КТ}$.

В той области полей и температур, где коллективные эффекты не существенны, намагниченность образца определяется краевым барьером, который в нашей модели не рассматривается. В результате появляются низкотемпературные полочки у кривых намагничивания в слабых полях.

Таким образом, коллективные эффекты в системе магнитных вихрей и неустойчивость Костерлица–Таулесса определяют особенности обратимого намагничивания как массивных слоистых сверхпроводников, так и пирловских пленок.

-
1. P.H.Kes, C.J. Van der Beek, M.P.Maley et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 2383 (1991).
 2. K.Kadowaki, Physika **C185–189**, 2249 (1991).
 3. Q.Li, M.Suenaga, D.K.Finnemore et al., Phys. Rev. **46**, 3195 (1992).
 4. F.Zuo, D.Vacaru, H.M.Duan, A.M.Herman, Phys. Rev. **B7**, 8327 (1993).
 5. Sung-Ik Lee, Mun-Seog Kim, Jim-Nam Park et al., Czech. J. Phys. **46**, 1781 (1996).
 6. L.N.Bulaevskii, M.Ledvij, and V.G.Kogan, Phys. Rev. Lett. **68**, 3773 (1992).
 7. Z.Tezanović, L.Xing, L.N.Bulaevskii et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 3563 (1992).

8. A.Yu.Martynovich and A.N.Artemov, Phys. Rev. **B56**, 14827 (1997).
9. V.N.Ryzhov and E.E.Tareyeva, Phys. Rev. **B49**, 6162 (1994).
10. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, М.: Мир, 1968. (P.G. de Gennes, *Superconductivity of metals and alloys*. W.A.Bejamin, Inc., New York-Amsterdam, 1966).
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.
12. Р.Балеску, *Равновесная и неравновесная статистическая механика*, М.: Мир, 1978. (R.Balescu, *Equilibrium and nonequilibrium statistical mechanics*, John Wiley and Sons, 1975).
13. M.R.Beasley, J.E.Mooij, and T.P.Orlando, Phys. Rev. Lett. **42**, 1165 (1979).
14. J.Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).