

Структурный фазовый переход в смешанном состоянии сверхпроводящих пленок в параллельном магнитном поле

Д. А. Лужбин¹⁾

Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины, 03142 Киев, Украина

Поступила в редакцию 4 марта 2011 г.

В лондоновском приближении рассматривается тонкая пленка сверхпроводника второго рода в параллельном поверхности магнитном поле. Показано, что в отсутствие объемного пиннинга и в пренебрежении подавлением сверхпроводимости магнитным полем, в зависимости от величины отношения толщины пленки d к глубине проникновения магнитного поля λ расслоение вихревой цепочки в пленке происходит либо как структурный фазовый переход первого рода, либо как структурный фазовый переход второго рода. Изменяя температуру, можно изменять отношение d/λ , соответственно изменяя характер перехода в вихревой решетке. Рассчитаны соответствующие критические толщины пленок и диапазоны полей, в которых возможно экспериментальное наблюдение данного эффекта.

1. Введение. В сверхпроводниках второго рода, характерные размеры которых в каком-либо измерении сравнимы с глубиной проникновения магнитного поля λ , в полях $B > B_{c1}$ вихревая решетка существенно отличается от треугольной решетки в объемном сверхпроводнике. Как известно [1], в сверхпроводящих пленках с толщиной $d \leq \lambda$, помещенных в параллельное поверхности пленки магнитное поле, вихри образуют линейную цепочку в центре пленки, которая с увеличением внешнего поля в характерных полях $B^{(N)}(d)$ ($N = 2, 3, \dots$) расщепляется на структуру с двумя, тремя, ..., N и т. д. вихревыми рядами [2–12]. В пределе больших полей (для которых $N \gg 1$) влияние границ пленки нивелируется и структура вихревого ансамбля становится практически такой же, как и в объемном сверхпроводнике [13]. Эффекты, отождествляемые с подобными структурными переходами, экспериментально наблюдались на полевых зависимостях динамической магнитной восприимчивости [14], магнитного момента [4, 5, 15, 16], высокочастотного отклика [17], низкочастотной диссипации [15, 16, 18], критического тока [15, 16, 19, 20] и пр. как в изотропных низкотемпературных, так и в высокотемпературных анизотропных сверхпроводящих пленках и многослойных гетероструктурах. Также расслоение вихревых рядов было непосредственно визуализировано с использованием различных экспериментальных методик [14, 21–23].

В [2] отмечалось, что расслоение вихревых рядов в полях $B^{(N)}(d)$ в пленках без пиннинга сопровождается гистерезисом, однако ни характер самих переходов, ни условия возникновения гистерезиса не изучались. В [11] было показано, что для более толстых

пленок с толщиной несколько λ расслоение вихревых рядов в полях $B^{(N)}(d)$ в случайном потенциале пиннинга также сопровождается гистерезисом. Напротив, в [12] было показано, что расщепление одного вихревого ряда, происходящее в поле $B^{(2)}(d)$ в отсутствие пиннинга, является безгистерезисным и носит характер структурного фазового перехода (СФП) второго рода, где эффективным параметром порядка является расстояние между вихревыми рядами. В данной работе показывается, что характер указанного перехода определяется величиной $t = d/\lambda$: существует некоторое критическое значение t_{cr} , и только для $t > t_{cr}$ данный переход является СФП второго рода, тогда как для $t < t_{cr}$ переход является СФП первого рода. Также обсуждается вопрос экспериментальной наблюдаемости изменения характера перехода с изменением t .

2. Теоретическое описание. Рассматривается пленка изотропного сверхпроводника с толщиной d и параметром Гинзбурга–Ландау $\kappa \gg 1$, помещенная во внешнее параллельное ее поверхности постоянное магнитное поле $B_{c1}(d) < B < B^{(3)}(d)$. Толщина пленки ограничивается снизу условием применимости лондоновского приближения, то есть несколькими длинами когерентности ξ , а сверху – несколькими λ (в более толстых пленках структура вихревой решетки с одним вихревым рядом нестабильна). В приведенных в статье расчетах использовалось условие $10\xi \leq d \leq \lambda$. Пренебрегаем пиннингом вихрей в объеме пленки и возможным подавлением сверхпроводимости магнитным полем. В этом случае плотность функционала энергии, определяющего равновесную структуру вихревой решетки (координаты вихрей $\mathbf{r}_i = [a/2 + ai, (-1)^i u]$, $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), удобно записать в следующем виде [12]:

¹⁾ e-mail: luzhbin@imp.kiev.ua

$$G = \frac{\Phi_0}{2\mu_0 a} \left(H_V(0) - 2B \left[1 - \frac{\text{ch}(u/\lambda)}{\text{ch}(d/2\lambda)} \right] \right), \quad (1)$$

где Φ_0 – квант потока, а величина $H_V(0)$ определяется рядом

$$H_V(0) = \frac{\Phi_0}{2d\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - (-1)^n \cos\left(\frac{2\pi n u}{d}\right)}{\nu_n} \times \frac{\text{ch}\left(\nu_n \frac{a-\xi}{\lambda}\right) - (-1)^n \text{ch}\left(\nu_n \frac{\xi}{\lambda}\right)}{\text{sh}\left(\nu_n \frac{a}{\lambda}\right)}, \quad (2)$$

где $\nu_n = (1 + (n\pi\lambda/d)^2)^{1/2}$. Равновесная вихревая структура определяется из условия минимума (1) в заданном внешнем поле B :

$$\left(\frac{\partial G}{\partial u}\right)_a = 0, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial a}\right)_u = 0. \quad (3)$$

Первое критическое поле пленки $B_{c1}(d)$ определяется из условия $G = 0$ при $a \rightarrow \infty$, а поле расслоения $B^{(2)}(d)$ – как решение системы уравнений [12]

$$\left(\frac{\partial^2 G}{\partial u^2}\right)_{a,u=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial a}\right)_{u=0} = 0. \quad (4)$$

СФП второго рода соответствуют решения, при которых непрерывному увеличению поля в диапазоне $B \geq B^{(2)}(d)$ соответствует непрерывное увеличение u , причем $u(B = B^{(2)}) = 0$.

Чтобы численно найти все решения (3) с ненулевым u , удобнее варьировать не поле B , а межвихревое расстояние a , то есть задавая произвольное начальное значение a , рассчитываются u и соответствующее B так, что для полученного B начальное a и рассчитанное u являются решениями (3). Варьируя в широком диапазоне величину a , можно охватить весь интервал полей $B_{c1}(d) < B < B^{(3)}(d)$.

3. Результаты. Типичные зависимости $u(B)$ для различных значений величины $t = d/\lambda$ представлены на рис. 1. В зависимости от величины t кривые разделяются на два типа: для $t > t_{cr}$ величина u монотонно увеличивается с ростом B , тогда как для $t < t_{cr}$ непрерывное увеличение u от 0 возможно только с понижением поля в область $B < B^{(2)}(d)$. Таким образом, для толщин $t < t_{cr}$ расслоение вихревого ряда в монотонно увеличивающемся поле происходит скачкообразно, то есть носит характер СФП первого рода. Критическая величина t_{cr} хорошо аппроксимируется зависимостью $t_{cr} \simeq 15.5/\kappa$, рис. 2.

Для $t < t_{cr}$ в возрастающем поле система с одним вихревым рядом в центре пленки становится метастабильной и скачком переходит в систему с дву-

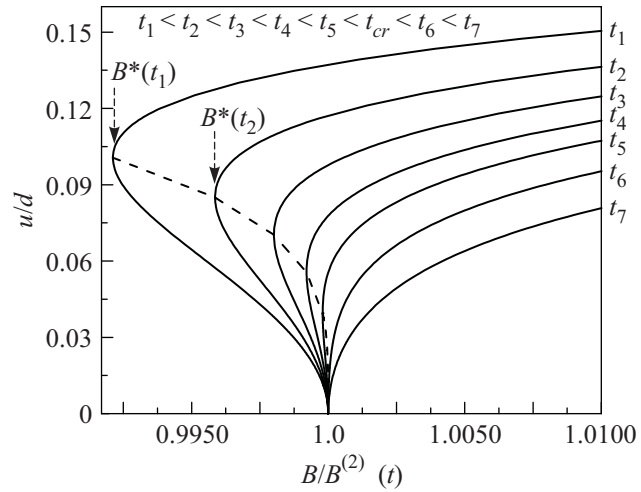


Рис. 1. Зависимость расстояния между вихревыми рядами от приведенного магнитного поля для разных значений $t = d/\lambda$. Штриховой линией показана зависимость $u^*(t)$, где u^* – расстояние, соответствующее полю B^*

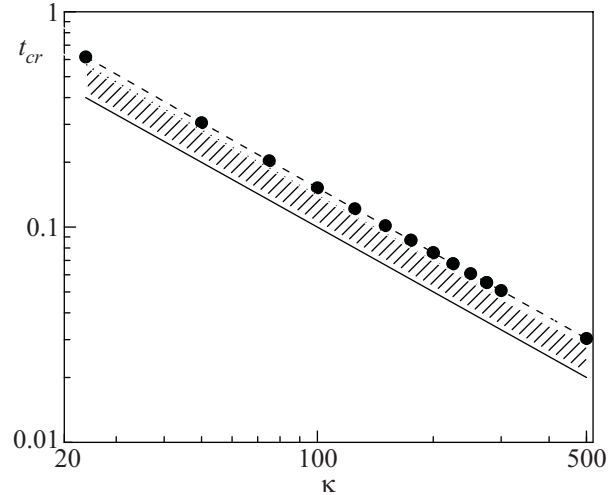


Рис. 2. Зависимость t_{cr} от величины параметра Гинзбурга-Ландау κ . Точки – расчет, штриховой линией изображена аппроксимация $15.5/\kappa$, сплошная линия – нижний предел применимости лондоновского приближения ($d = 10\xi$). Заштрихованный участок определяет область толщин, в которой расслоение вихревой цепочки происходит скачкообразно путем СФП первого рода

мя вихревыми рядами при каком-то значении магнитного поля $B \geq B_{21}$, которое фактически определяется внешними факторами (например, методикой эксперимента), где B_{21} – поле, в котором энергия стабильной структуры с двумя вихревыми рядами равна энергии стабильной структуры с одним вихревым рядом. В понижающихся полях структура с

двумя вихревыми рядами остается стабильной до полей $B^* < B_{21}$, рис. 1; в полях $B < B^*$ система (3) не имеет решений, так что геометрия с двумя вихревыми рядами становится абсолютно неустойчивой, и система скачкообразно переходит в структуру с одним рядом в центре пленки. Подобное поведение в эксперименте должно проявляться в виде гистерезиса на полевых зависимостях различных измеримых характеристик пленки, таких как намагниченность, поверхностное сопротивление и т. п. Для $t > t_{cr}$ (где $B^* = B_{21} = B^{(2)}$) структура вихревого ансамбля изменяется непрерывно с монотонным изменением B , и гистерезис отсутствует.

Изменение характера перехода с изменением отношения d/λ объясняется следующим образом. С уменьшением a энергия вихревой системы уменьшается (напомним, что $G < 0$), тогда как с увеличением u энергия увеличивается. С изменением t изменяется вклад этих конкурирующих факторов, и при $t < t_{cr}$ малому увеличению u (и соответствующему уменьшению a) соответствовало бы увеличение энергии, и поэтому переход с непрерывным изменением u становится невозможным. При $t = t_{cr}$ происходит компенсация этих факторов, и величины a , u в некотором малом диапазоне δa , $\delta u \ll \xi$ изменяются таким образом, что энергия G не изменяется, а обе величины da/dB , du/dB имеют бесконечные производные в точке расслоения. Однако с точки зрения наблюдаемости этих эффектов в эксперименте имеет смысл рассматривать только смещения, соизмеримые с длиной когерентности, $u^* > \alpha\xi$, $\alpha \leq 1$, где u^* – смещение, соответствующее полю B^* , что определяет верхнюю границу величины t , при которой еще возможно экспериментальное наблюдение СФП первого рода. Типичная зависимость $u^*(t)$ также показана на рис. 1.

Поле B^* определяется как поле, при котором гауссова кривизна поверхности $G(a, u)$ в равновесных относительно данного B точках a , u становится равной нулю, то есть определяется решением системы уравнений (3) плюс дополнительного уравнения $\frac{\partial^2 G}{\partial a^2} \frac{\partial^2 G}{\partial u^2} - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial a \partial u} \right)^2 = 0$ относительно переменных a , u , B . Интервал полей $\Delta B(d)$, в котором возможно экспериментальное наблюдение СФП первого рода, по порядку величины равен $B^{(2)}(d) - B^*(d)$; в нормированных единицах зависимости $\Delta B(t)/B_{c1}(t)$ ложатся на серию однотипных кривых, показанных на рис. 3. Кривые для $\kappa \geq 75$ фактически сливаются в одну, а для меньших κ соответствующие кривые незначительно сдвинуты относительно друг друга. Для верхней границы максимальной толщины, при кото-

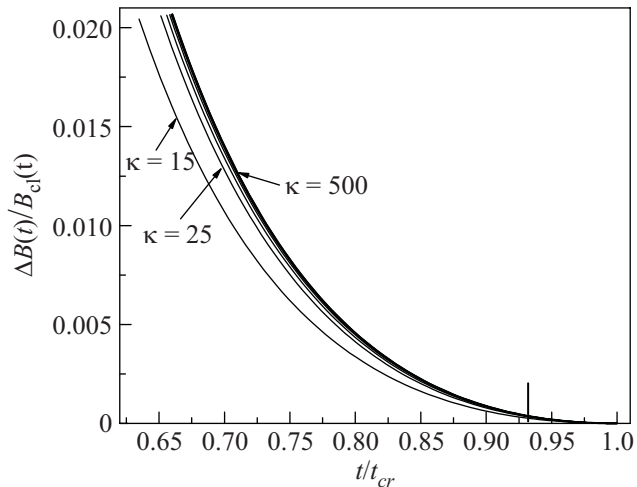


Рис. 3. Диапазон полей, в котором возможно экспериментальное наблюдение СФП первого рода. Чертой на оси абсцисс показана верхняя граница толщин, определяемая условием $u^* \geq 0.5\xi$

рой еще возможно экспериментальное обнаружение СФП первого рода, положим $\alpha = 0.5$ [14, 21–23]; соответствующая толщина также $\propto 1/\kappa$, рис. 3.

Совместно с рассчитанными зависимостями $B^{(2)}(t)$ для различных значений t и κ , показанными на рис. 4, рис. 2–4 позволяют оценить величины

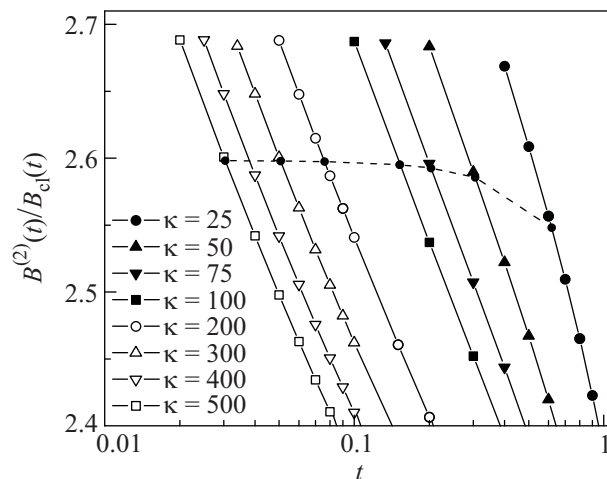


Рис. 4. Зависимость поля расслоения вихревой цепочки $B^{(2)}$ от величин t и κ . Пунктир – $t = t_{cr}$

характерных полей и толщин пленок, в которых возможно экспериментальное наблюдение расслоения вихревой цепочки путем СФП первого рода.

В нормированных единицах, использованных на рис. 1–4, кривые не зависят от значений величин λ , ξ по отдельности. Это естественно: если переписать функционал (1) в безразмерных величинах t , κ , u/d ,

a/d , то единственный член, куда явно входит λ , это коэффициент при $H_V(0)$ в (2), который сокращается при нормировке. Таким образом, просто изменением температуры можно перевести достаточно тонкую пленку в область, где наблюдается СФП первого рода (заштрихованный на рис. 2 участок). Однако с увеличением λ разность $\Delta B = B^{(2)} - B^*$ быстро уменьшается; можно показать, используя (1) и определение $B_{c1}(d)$, что $\Delta B \propto 1/\lambda^2$. Величина ΔB составляет единицы процентов от $B_{c1}(d)$ (рис. 1, 3), но поскольку для пленок с $d \ll \lambda$ и $\kappa \gg 1$ величина $B_{c1}(d)$ порядка единиц Тл, то разность ΔB может составлять сотни мТл, что вполне поддается экспериментальному измерению. Однако для экспериментального наблюдения необходимо соблюдение некоего баланса между рабочей температурой и толщиной пленки, чтобы, с одной стороны, выполнялось условие $d/\lambda < t_{cr}$ для пленки с заданным κ , а с другой, чтобы реализуемый в эксперименте шаг по полю был много меньше величины ΔB .

4. Выводы. В работе показано, что для сверхпроводящих пленок с пренебрежимым объемным пиннингом с отношением d/λ , меньшим критического значения t_{cr} , помещенных в параллельное поверхностное магнитное поле, расслоение вихревой цепочки при увеличении поля носит характер структурного фазового перехода первого рода, в отличие от более толстых пленок, в которых расслоение носит характер структурного фазового перехода второго рода. Нормированная критическая толщина зависит только от величины параметра Гинзбурга-Ландау и хорошо аппроксимируется зависимостью $t_{cr} \simeq 15.5/\kappa$. Диапазон полей ΔB , в которых возможно экспериментальное наблюдение скачкообразного перехода, составляет несколько процентов от величины $B_{c1}(d)$ и уменьшается с увеличением глубины проникновения как $1/\lambda^2$.

Автору неизвестны экспериментальные работы, которые однозначно указывали бы на описанный в работе переход от скачкообразного расслоения вихревой цепочки к ее непрерывному расщеплению с изменением отношения d/λ . Наблюдавшийся в ряде работ гистерезис в характерных полях $B^{(2)}(d)$ [15, 19, 24] может только косвенно свидетельствовать в поддержку описанного эффекта, поскольку может быть вызван другими факторами, такими как пиннинг [11], неизбежно присутствующий в типич-

ных сверхпроводящих пленках [15, 16]. Для надежной экспериментальной проверки сделанных в работе утверждений необходимы эксперименты с более чистыми образцами, объемный пиннинг в которых минимален.

1. A. A. Абрикосов, ЖЭТФ **46**, 1464 (1964).
2. C. Carter, Canad. J. Phys. **47**, 1447 (1969).
3. S. Takács, Czech. J. Phys. B **33**, 1248 (1983).
4. J. Guimpel, L. Civale, F. de la Cruz et al., Phys. Rev. B **38**, 2342 (1988).
5. S. H. Brongersma, E. Verweij, N. J. Koeman et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2319 (1993).
6. C. Bolech, G. C. Buscaglia, and A. Lopez, Phys. Rev. B **52**, R15719 (1995).
7. G. Carneiro, Phys. Rev. B **57**, 6077 (1998).
8. A. M. Thompson and M. A. Moore, Phys. Rev. B **57**, 13854 (1998).
9. J. J. Palacios, Phys. Rev. B **57**, 10873 (1998).
10. E. Sardella, M. M. Doria, and P. R. S. Netto, Phys. Rev. B **60**, 13158 (1999).
11. C. C. S. Silva, L. R. E. Cabral, and J. A. Aguiar, Phys. Rev. B **63**, 134526 (2001).
12. Д. А. Лужбин, ФТТ **43**, 1751 (2001).
13. В. В. Шмидт, ЖЭТФ **61**, 398 (1971).
14. R. B. G. Kramer, G. W. Ataklti, V. V. Moshchalkov, and A. V. Silhanek, Phys. Rev. B **81**, 144508 (2010).
15. A. Pan, M. Ziese, R. Hühne et al., Physica C **301**, 72 (1998).
16. M. Ziese, P. Esquinazi, P. Wagner et al., Phys. Rev. B **53**, 8658 (1996).
17. M. S. Grbić, D. Janjušević, M. Požek et al., Physica C **460–462**, 1293 (2007).
18. C. Hünnekes, H. G. Bohn, W. Schilling, and H. Schulz, Phys. Rev. Lett. **72**, 2271 (1994).
19. Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, О. И. Юзефович и др., ФНТ **27**, 1019 (2001).
20. U. Patel, S. Avci, Z. L. Xiao et al., Appl. Phys. Lett. **91**, 162508 (2007).
21. G. Stan, S. B. Field, and J. M. Martinis, Phys. Rev. Lett. **92**, 097003 (2004).
22. G. Karapetrov, J. Fedor, M. Iavarone et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 167002 (2005).
23. B. L. T. Plourde, D. J. Van Harlingen, R. Besseling et al., Physica C **341–348**, 1023 (2000).
24. J. Sutton, Proc. Phys. Soc. **87**, 791 (1966).