

Разрушение транспортным током сверхпроводимости неоднородной пленки в смешанном состоянии

А. И. Безуглый

ННЦ «Харьковский физико-технический институт», Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

Статья поступила в редакцию 6 апреля 2000 г.

Рассмотрено разрушение транспортным током сверхпроводимости широкой пленки в перпендикулярном магнитном поле, происходящее при конкуренции двух механизмов — роста нормального домена (ND) и неустойчивости вязкого течения магнитного потока. В условиях доминирования первого механизма анализ стационарных доменных состояний позволяет систематизировать все типы вольт-амперных характеристик (VAX) пленки с локальной неоднородностью и найти зависимость тока SN -перехода от величины магнитного поля B и температуры среды T_0 . Показано, что дополнительный разогрев пленки с ND , возникающий вследствие диссипативного движения вихрей в S -области, может приводить к исчезновению гистерезиса VAX при увеличении B или T_0 . С использованием известных результатов для тока неустойчивости течения магнитного потока получена полевая зависимость температуры кроссовера между рассмотренными механизмами разрушения сверхпроводимости. Основные теоретические результаты сравниваются с экспериментом.

Розглянуто руйнування транспортним струмом надпровідності широкої плівки в перпендикулярному магнітному полі, яке відбувається при конкуренції двох механізмів — росту нормального домену (ND) і нестійкості в'язкого стікання магнітного потоку. За умов домінування першого механізму аналіз стаціонарних доменних станів дозволяє систематизувати усі типи вольт-амперних характеристик (VAX) плівки з локальною неоднорідністю і знайти залежність струму SN -переходу від величини магнітного поля B та температури середовища T_0 . Показано, що додатковий розігрів плівки з ND , що виникає внаслідок дисипативного руху вихорів в S -області, може приводити до зникнення гистерезису VAX при збільшенні B або T_0 . З використанням відомих результатів для струму нестійкості течії магнітного потоку одержано польову залежність температури кроссовера між розглянутими механізмами руйнування надпровідності. Основні теоретичні результати порівнюються з експериментом.

PACS: 74.25.Fy, 74.40.+k

1. Введение

Механизм разрушения резистивного состояния широкой сверхпроводящей пленки большим транспортным током зависит от того, имеются ли в пленке участки с ослабленными сверхпроводящими свойствами, т.е. макроскопические неоднородности. Если таких участков нет, то, согласно теории Ларкина и Овчинникова (ЛО) [1], разрушение режима течения магнитного потока для температур близких к T_c связано с убывающей зависимостью коэффициента вязкости η от скорости вихрей v . В области достаточно больших токов зависимость $\eta(v)$ приводит к положительной кривизне нижней ветви вольт-амперной ха-

рактеристики (VAX), которая заканчивается скачком напряжения при характерной плотности тока J^* (см., например, экспериментальные работы [2,3]). Проведенный в [4] учет разогрева квазичастиц, возникающего в сверхпроводнике вследствие диссипативного движения вихрей, позволил объяснить наблюдавшуюся в [2,3] зависимость J^* от приложенного магнитного поля B . Тем самым было достигнуто согласие теории ЛО с довольно большим числом экспериментов [2,3,5–9] при обычных для измерений не очень хороших условиях отвода тепла из пленки в подложку.

В макроскопически неоднородной пленке возможен также другой механизм токового разруше-

ния сверхпроводимости, связанный с возникновением нормальной фазы, т.е. нормального домена (ND), на участке пленки с относительно малым критическим током. В этом случае причиной разрушения сверхпроводимости является рост ND вследствие джоулевого тепловыделения в нормальной фазе. Поскольку при $J < J_{eq}$ ND локализован вблизи неоднородности, полное разрушение сверхпроводимости пленки происходит при плотностях тока $J > J_{eq}$, когда состояние сверхпроводника неустойчиво относительно неограниченного роста зародыша нормальной фазы. Значение J_{eq} представляет собой плотность тока, при которой устанавливается безразличное равновесие уединенной неизотермической NS -границы в однородной пленке. Ссылки на работы по ND можно найти в обзоре [10]; подробный анализ статистики и динамики ND в пленках с различными типами неоднородностей при $B = 0$ содержится в [11].

В настоящей работе рассмотрена конкуренция описанных выше механизмов разрушения сверхпроводимости в неоднородной токонесящей пленке при $B \neq 0$. С этой целью в разд. 2 теория ND [11] распространена на случай конечных магнитных полей. В результате установлена зависимость J_{eq} от B , проанализированы все типы ВАХ пленки с локальной неоднородностью и выяснены условия гистерезиса критических токов разрушения и восстановления сверхпроводимости. В разд. 3 найдена полевая зависимость температуры кроссовера от одного вышеописанного механизма разрушения сверхпроводимости к другому. Кроме того, в разд. 3 обсуждаются полученные результаты и установлено их согласие с недавними экспериментами с пленками $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [7]. Тем самым настоящая работа подтверждает выводы авторов [7] о том, что в их экспериментах наблюдалась смена механизмов разрушения сверхпроводимости от роста ND к неустойчивости течения магнитного потока при увеличении температуры среды. В разд. 4 сформулированы основные результаты работы.

2. Стационарные состояния нормального домена в резистивной пленке с локальной неоднородностью

Сверхпроводящую пленку с макроскопической неоднородностью будем моделировать одномерной SNS -системой, в которой нормальный участок (N) длиной $2l$ с обеих сторон контактирует со сверхпроводником (S). Джоулево тепло, выделяющееся в N -области при протекании тока, может нагреть NS -границу до критической температуры T_c и перевести часть сверхпроводника в

нормальное состояние. Именно такая область N -фазы будет далее называться нормальным доменом (ND).

Распределение температуры вдоль пленки при заданной плотности тока J может быть получено из решения уравнения стационарной теплопроводности

$$-\kappa(x)\frac{d^2T}{dx^2} + \alpha(x)(T - T_0) = \rho(x)J^2. \quad (1)$$

Вид уравнения (1) предполагает, что вдоль системы (по оси x) тепло распространяется только вследствие теплопроводности пленки, тогда как температура диэлектрической подложки из-за ее высокой теплопроводности равна температуре окружающей среды T_0 . Второе слагаемое в левой части уравнения (1) описывает теплоотвод при малой разности температур пленки и подложки, когда поток тепла линеен по их разности.

Как и в работе [11], в уравнении (1) коэффициент теплопроводности κ и коэффициент теплоотвода α предполагаются не зависящими от температуры кусочно-постоянными функциями:

$$\kappa(x) = \begin{cases} \kappa_1, & |x| > l, \\ \kappa_2, & |x| < l, \end{cases} \quad (2)$$

$$\alpha(x) = \begin{cases} \alpha_1, & |x| > l, \\ \alpha_2, & |x| < l. \end{cases} \quad (2a)$$

Будем далее считать, что удельное сопротивление пленки имеет следующий вид:

$$\rho(x) = \begin{cases} \rho_2, & |x| < l, \\ \rho_1, & l < |x| < x_B, \\ b\rho_1, & |x| > x_B, \end{cases} \quad (3)$$

где $b = B/H_{c2}(T_0)$ — приведенное магнитное поле. Последняя строка в (3) учитывает нагрев S -области, обусловленный диссипативным течением вихрей под действием транспортного тока.

Уравнение для координаты границы ND x_B определяется условием

$$T(x_B) = T_c, \quad (4)$$

где T_c удовлетворяет равенству $H_{c2}(T_c) = B$. С учетом формулы $H_{c2}(T) = |dH_{c2}/dT|_{T_{c0}}(T_{c0} - T)$ для критической температуры получаем выражение

$$T_c = T_{c0} - B/|dH_{c2}/dT|_{T_{c0}}, \quad (5)$$

в котором T_{c0} — критическая температура сверхпроводника в нулевом магнитном поле.

Заметим, что возможность аналитического рассмотрения статики ND в резистивной пленке во многом связана с принятым выше модельным характером температурной зависимости удельного сопротивления. Так, в (3) пренебрегается самосогласованным изменением верхнего критического поля H_{c2} , возникающим из-за нагрева резистивной области $|x| > x_B$. При этом реальное непрерывное изменение удельного сопротивления с температурой, описываемое формулой Бардина–Стефена $\rho = \rho_1 B/H_{c2}(T)$ [12], заменяется скачком ρ на границе ND . Вместе с тем проведенное в разд. 4 сравнение с экспериментом показывает, что используемая модель адекватно описывает экспериментальные данные.

Решение уравнения теплопроводности (1) при условиях непрерывности температуры и теплового потока на границах $x = \pm l$ и $x = \pm x_B$ не вызывает затруднений. Подстановка полученного решения в (4) дает следующее уравнение для x_B :

$$\frac{f_1}{2} \left[1 + b + (1 - b) \frac{1 - \tilde{\mu}}{1 + \tilde{\mu}} y^2 \right] + \frac{f_2 - f_1}{1 + \tilde{\mu}} y = 1, \quad (6)$$

в котором введено обозначение $y = \exp[-(x_B - l)/\eta_1]$. В уравнении (6) использованы безразмерные параметры $f_i = \rho_i J^2 / \alpha_i (T_c - T_0)$ ($i = 1, 2$)

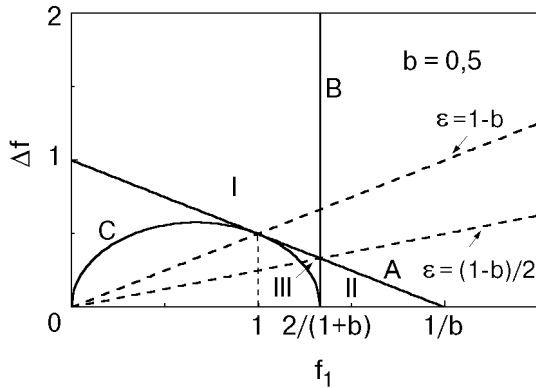


Рис. 1. Области существования стационарных состояний нормального домена в сверхпроводящей пленке с локальной неоднородностью в приведенном магнитном поле $b = 0,5$. А — линия зарождения нормального домена; В — линия равновесия неизотермической NS -границы в однородной пленке; С — линия совпадения устойчивых и неустойчивых доменных состояний. Область I между линиями А и В соответствует устойчивым доменным решениям, область II — неустойчивым. В области III реализуются как устойчивые, так и неустойчивые решения. Штриховые прямые имеют угловые коэффициенты $\varepsilon = 1 - b$ и $\varepsilon = (1 - b)/2$, разделяющие различные типы ВАХ (см. основной текст).

и $\tilde{\mu} = \mu \operatorname{cth}(l/\eta_2)$, где $\mu = \sqrt{\kappa_1 \alpha_1 / \kappa_2 \alpha_2}$. Тепловые длины $\eta_i = \sqrt{\kappa_i / \alpha_i}$ представляют собой характерный пространственный масштаб изменения температуры в однородной части пленки ($i = 1$) и в области неоднородности ($i = 2$).

Далее будут рассматриваться неоднородности малой длины $l \ll \eta_2$ (соответствующие эксперименту [7]), которые в работе [11] были названы локальными. (Случай протяженной неоднородности, $l \gg \eta_2$, может быть рассмотрен аналогичным образом.) Для локальной неоднородности уравнение (6) упрощается и принимает вид

$$(f_1/2)[1 + b - (1 - b)y^2] + \Delta f y = 1, \quad (7)$$

где $\Delta f = (f_2 - f_1)l/(\mu\eta_2)$. Параметр Δf характеризует различие в нагреве неоднородности и однородной части пленки. Далее предполагается, что Δf — положительная величина и, несмотря на малость l/η_2 , может быть порядка единицы, например, вследствие больших значений ρ_2 . Условие $\Delta f > 0$ означает, что в N -состоянии неоднородность нагревается током сильнее, чем однородная часть пленки.

Из уравнения (7) следуют два важных соотношения. Если в (7) положить $y = 0$ (т.е. $x_B = \infty$), то мы приходим к условию равновесия неизотермической NS -границы в однородной резистивной пленке:

$$f_1 = 2/(1 + b). \quad (8)$$

При $y = 1$ из (7) следует условие зарождения ND :

$$bf_1 + \Delta f = 1. \quad (9)$$

Уравнение (7) имеет два решения:

$$y_{1,2} = \frac{1}{1 - b} \left\{ \frac{\Delta f}{f_1} \pm \left[\left(\frac{\Delta f}{f_1} \right)^2 - \left(\frac{2}{f_1} - 1 - b \right) (1 - b) \right]^{1/2} \right\}. \quad (10)$$

Из этих решений y_1 соответствует неустойчивым состояниям ND , а y_2 — устойчивым. (Устойчивый ND растет при увеличении нагрева неоднородности, т.е. $dy_2/d(\Delta f) < 0$.)

Для анализа квазистатической динамики ND при изменениях тока удобно использовать изображенную на рис. 1 плоскость параметров $(f_1 - \Delta f)$, где проведены прямые А и В, соответственно представляющие собой линию зарождения ND и

линию равновесия уединенной неизотермической NS -границы. Третьей линией является полуэллипс C , определяемый уравнением

$$(\Delta f)^2 + [(1+b)f_1^2 - 2f_1](1-b) = 0 \quad (11)$$

и представляющий собой кривую, на которой совпадают устойчивые и неустойчивые доменные решения. Прямые A и B касаются полуэллипса C в точках с координатами $(1; 1-b)$ и $(2/(1+b); 0)$. Двойное неравенство $0 \leq y \leq 1$ совместно с условием неотрицательности левой части уравнения (11) определяет в плоскости $(f_1 - \Delta f)$ область существования доменных состояний (см. рис. 1). При $1 \leq f_1 \leq 2/(1+b)$ область устойчивых решений расположена выше полуэллипса, а при $0 \leq f_1 \leq 1$ — выше линии зарождения ND . Точки плоскости $(f_1 - \Delta f)$, отвечающие неустойчивым решениям, принадлежат области, ограниченной полуэллипсом, линией зарождения ND и осью абсцисс.

Для систематизации ВАХ удобно использовать характеризующий неоднородность параметр

$$\varepsilon = \frac{\Delta f}{f_1} = \left(\frac{\rho_2 \alpha_1}{\rho_1 \alpha_2} - 1 \right) \frac{l}{\mu \eta_2} \quad (12)$$

Заметим, что при варьировании тока I параметры f_1 и Δf изменяются так, что их отношение остается постоянным. Иными словами, точка $(f_1(I); \Delta f(I))$ движется вдоль прямой $\Delta f = \varepsilon f_1$. При токах I_{c1} , I_{eq} и I_{c2} эта точка соответственно пересекает линии A , B и C . Последовательность этих пересечений, происходящих с увеличением (уменьшением) тока, определяет вид ВАХ. Как нетрудно заметить, прямые $\Delta f = (1-b)f_1$ и $\Delta f = 1/2(1-b)f_1$ (см. рис. 1) разделяют различные типы ВАХ. Если $\varepsilon > 1-b$, то ND зарождается при токе I_{c1} и с возрастанием тока монотонно увеличивается, чему соответствует нелинейный участок характеристики. При токе I_{eq} вся пленка переходит в нормальное состояние. ВАХ при $\varepsilon > 1-b$ представлена на рис. 2, *a*.

Случай $(1-b)/2 < \varepsilon < 1-b$ отличается от рассмотренного выше гистерезисом ВАХ (см. рис. 2, *б*). При этом зародившемуся при токе I_{c1} домену соответствует неустойчивое решение. Поскольку для тока I_{c1} имеется и устойчивое решение, система переходит к нему путем роста ND , и на ВАХ возникает скачок напряжения. (Динамика перехода от неустойчивого к устойчивому доменному состоянию рассмотрена в [11] при $B=0$.) Длина ND в устойчивом состоянии $x_B - l = \eta_1 \ln [(1-b)/(2\varepsilon - 1 + b)]$. С увеличени-

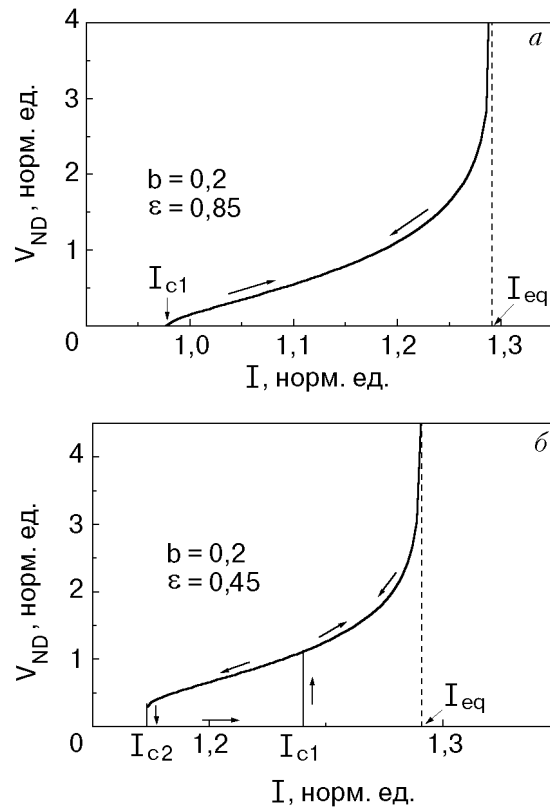


Рис. 2. ВАХ в режиме заданного тока при $b = 0,2$, $\varepsilon = 0,85$ (*a*) и $\varepsilon = 0,45$ (*б*); V_{ND} — напряжение на нормальном домене; ВАХ рассчитаны по формуле (10). Направление прохождения участков ВАХ при изменении тока показано стрелками.

ем тока ND квазистатически разрастается аналогично случаю $\varepsilon > 1-b$. Квазистатическое уменьшение длины ND происходит вплоть до тока I_{c2} , при котором длина домена равна $\eta_1 \ln [(1-b)/\varepsilon]$. Дальнейшее уменьшение тока приводит к исчезновению ND и обратному скачку напряжения. Токи I_{c1} и I_{c2} иногда называют критическими токами разрушения и восстановления сверхпроводимости. Их отношение, т.е. величина гистерезиса, дается равенством

$$\frac{I_{c1}}{I_{c2}} = \frac{2(1-b)(\varepsilon + b)}{\varepsilon^2 + 1 - b^2} \quad (13)$$

Из формулы (13), в частности, следует важный вывод, что вид ВАХ зависит как от параметров пленки, так и от величины приведенного магнитного поля. Для неоднородностей с $\varepsilon < 1$ переход между гистерезисными и безгистерезисными характеристиками происходит при $b = 1 - \varepsilon$.

ВАХ для $\varepsilon < (1-b)/2$ (на рисунке не представлена) отличается тем, что $I_{c1} > I_{eq}$, поэтому возникший ND сразу распространяется на всю пленку. Аналогично случаю $(1-b)/2 < \varepsilon < 1-b$ процесс уменьшения ND начинается при токе I_{eq} и заканчивается при I_{c2} скачком напряжения на

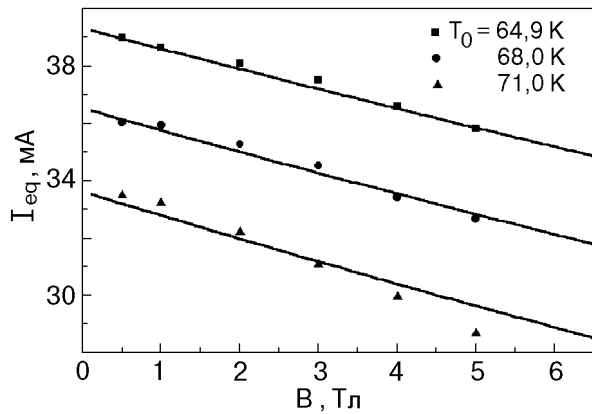


Рис. 3. Зависимость тока равновесия NS -границы от приложенного магнитного поля при различных температурах среды T_0 . Линии — расчет по формуле (14) с подгоночным параметром $|dH_{c2}/dT|_{T_0} = 2,4 \text{ Тл} \cdot \text{К}^{-1}$. Экспериментальные данные взяты из работы [7].

ND до нуля. ВАХ имеет гистерезис с отношением I_{c1}/I_{c2} , даваемым формулой (13).

3. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом

Согласно работе [11], вид ВАХ неоднородных пленок в нулевом магнитном поле определяется только параметрами пленки и не зависит от температуры среды T_0 . Ситуация существенно меняется, если $B \neq 0$. Действительно, из рассмотрения в разд. 2 следует, что тип ВАХ связан с тем, в каком из трех смежных интервалов $[0; (1-b)/2]$, $[(1-b)/2; 1-b]$ или $[1-b; \infty]$ находится значение параметра ϵ . С увеличением B или T_0 общие границы этих интервалов смещаются в область меньших величин. При этом опре-

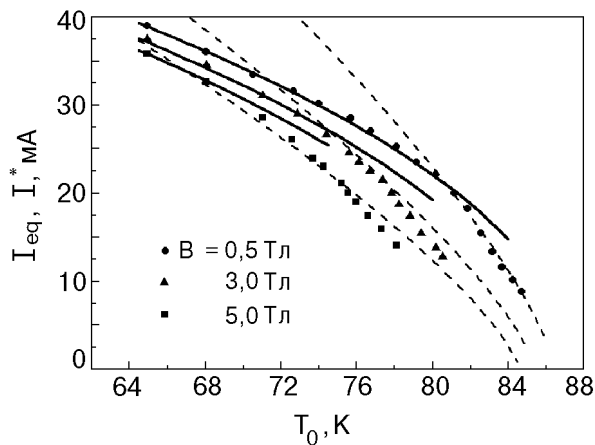


Рис. 4. Зависимость тока равновесия NS -границы от температуры среды при различных значениях приложенного магнитного поля. Экспериментальные данные взяты из работы [7]. Сплошные кривые рассчитаны по формуле (14), а штриховые — по формуле (15).

деляемое только характеристиками пленки значение ϵ может, в частности, перейти из второго интервала в третий, что приведет к изменению типа ВАХ от характеристики с гистерезисом (рис. 2,б) к однозначной кривой (рис. 2,а). Подобная трансформация ВАХ при увеличении T_0 обнаружена в эксперименте [7].

С полученными в разд. 2 результатами для тока I_{eq} интересно сравнить наблюдавшиеся в [7] полевую и температурную зависимости тока перехода в нормальное состояние пленки $YBa_2Cu_3O_{7-8}$. (Заметим, что авторы [7] сравнивали свои результаты с теорией ND для $B = 0$.) Из формулы (8) с учетом (5) следует явная зависимость тока I_{eq} от магнитного поля и температуры среды:

$$I_{eq}(B, T_0) = I_0 \left(1 - \frac{T_0}{T_{c0}}\right)^{1/2} \times \left[\frac{1 - B/|dH_{c2}/dT|_{T_{c0}} (T_{c0} - T_0)}{1 + B/|dH_{c2}/dT|_{T_{c0}} (T_{c0} - T_0)} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

где постоянная величина $I_0 = (2\alpha_1 T_{c0}/\rho_1)^{1/2} d w$ (w — ширина пленки; d — ее толщина). Кривые, рассчитанные по формуле (14), представлены на рис. 3 и 4. При этом параметр $I_0 = 77,3 \text{ мА}$ получен из сравнения с экспериментом кривой $I_{eq}(0, T_0)$ (критическая температура $T_{c0} = 87,6 \text{ К}$ [7]). Линии $I_{eq}(B)$, соответствующие трем температурам T_0 (см. рис. 3), согласуются с экспериментальными данными при одном подгоночном параметре $|dH_{c2}/dT|_{T_{c0}} = 2,4 \text{ Тл} \cdot \text{К}^{-1}$. Это значение довольно близко к величине $1,9 \text{ Тл} \cdot \text{К}^{-1}$, полученной из измерений температурной зависимости намагниченности монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-8}$ [13], и хорошо согласуется со значением $(2,2 \pm \pm 0,3) \text{ Тл} \cdot \text{К}^{-1}$, установленным в работе [14] по измерениям сопротивления течения потока в эпитаксиальной пленке $YBa_2Cu_3O_{7-8}$.

На рис. 4 видно, что формула (14) описывает экспериментальные данные при сравнительно низких температурах T_0 . Для более высоких температур основным механизмом разрушения сверхпроводимости становится неустойчивость течения магнитного потока. Подтверждением этого может служить согласие эксперимента с зависимостью

$$I^*(T_0, B) = I_0^* (1 - T_0/T_c)^{3/4} / (1 + B/B_T)^{3/4}. \quad (15)$$

Здесь для $I^*(T_0, B)$ мы используем довольно простую приближенную формулу из работы [15], а

не точное, но весьма громоздкое выражение, полученное в [4]. Прерывистые линии на рис. 4 рассчитаны на основании (15) с подгоночными параметрами $I_0^* = 170$ мА и $B_T = 6,3$ Тл. Заметим, что ухудшение согласия эксперимента с формулой (15) при увеличении интервала T_0 , по-видимому, связано с не учтенной в [4,15] температурной зависимостью (входящего в теорию ЛО) времени неупругой релаксации квазичастиц τ_ϵ . В работах [4,15] рассматривалась характерная для обычных (низкотемпературных) сверхпроводников ситуация, когда неустойчивость течения магнитного потока возникает вблизи критической температуры ($T_c - T_0 \ll T_c$) и температурной зависимостью τ_ϵ можно пренебречь.

В случае «сильной» неоднородности, для которой $I_{c1} < I_{eq}$, температура кроссовера между рассматриваемыми механизмами разрушения сверхпроводимости следует из равенства $I_{eq}(B, T_0) = I^*(B, T_0)$ и имеет вид

$$T_{cr} = T_c \left[1 - \left(\frac{I_0}{I_0^*} \right)^4 \frac{(1 + b/b_T)^3}{(1 + b)^2} \right], \quad (16)$$

где $b_T = B_T/H_{c2}(T_0)$. Из (16) следует (в согласии с экспериментом [7]), что при $b_T \ll 1$ температура кроссовера уменьшается с увеличением магнитного поля. Отметим также, что формула (16) содержит только характеристики однородной части пленки, т.е. она справедлива для всех неоднородностей, инициирующих зарождение ND при токах меньших I_{eq} . В случае «слабой» неоднородности с $I_{c1} > I_{eq}$ температура кроссовера определяется равенством $I_{c1}(B, T_0) = I^*(B, T_0)$, что дает выражение

$$T_{cr} = T_c \left[1 - \left(\frac{I_0}{I_0^*} \right)^4 \frac{(1 + b/b_T)^3}{4(\epsilon + b)^2} \right], \quad (17)$$

в которое входит характеризующий неоднородность параметр ϵ . Если уравнения для T_{cr} не имеют решения, то основным механизмом NS -перехода является неустойчивость течения магнитного потока. Такой вывод можно сделать, заметив, что вблизи T_c всегда существует область температур, где ток $I^*(B, T_0)$ меньше по величине, чем $I_{eq}(B, T_0)$ (или $I_{c1}(B, T_0)$).

4. Заключение

Рассмотрено разрушение сверхпроводимости пленки с локальной неоднородностью в перпендикулярном магнитном поле B , происходящее при увеличении транспортного тока. Показано, что в области относительно низких температур $T_0 < T_{cr}$ (зависимость $T_{cr}(B)$ для «сильных» и «слабых» неоднородностей соответственно дается формулами (16) и (17)) сверхпроводимость пленки разрушается вследствие зарождения на неоднородности и дальнейшего роста домена нормальной фазы. Для температур $T_0 > T_{cr}$ причиной разрушения сверхпроводимости является рассмотренная Ларкинским и Овчинниковым [1] неустойчивость однородного течения магнитного потока. (В этом контексте требует специального исследования вопрос о роли такого механизма резистивности широких пленок, как возникновение линий проскальзывания фазы параметра порядка [16].)

При $T_0 < T_{cr}$ нагрев резистивного (однородного) участка пленки, связанный с диссипативным движением вихрей, приводит к ряду качественно новых особенностей NS -перехода по сравнению со случаем $B = 0$ [11]. В частности, увеличение магнитного поля B или температуры среды T_0 может вызывать переход от S -образной ВАХ, т.е. с гистерезисом критических токов разрушения и восстановления сверхпроводимости (см. формулу (13)), к безгистерезисной характеристике. Сравнение с экспериментами на пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [7] приводит к согласию наблюдаемой зависимости тока разрушения сверхпроводимости от B и T_0 с формулой (14) при $|dH_{c2}/dT|_{T_{c0}} = 2,4$ Тл·К⁻¹.

1. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **68**, 1915 (1975).
2. Л. Е. Мусиенко, И. М. Дмитренко, В. Г. Волоцкая, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 603 (1980).
3. W. Klein, R. P. Huebener, S. Gauss, and J. Parisi, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 413, (1985).
4. А. И. Bezuglyj and V. A. Shklovskij, *Physica* **C202**, 234 (1992).
5. В. Г. Волоцкая, И. М. Дмитренко, О. А. Корецкая, Л. Е. Мусиенко, *ФНТ* **18**, 973 (1992).
6. Z. L. Xiao and P. Ziemann, *Phys. Rev.* **B53**, 15265 (1996).
7. Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, and P. Ziemann, *Phys. Rev.* **B58**, 11185 (1998).
8. Z. L. Xiao, P. Voss-de Haan, G. Jakob, and H. Adrian, *Phys. Rev.* **B57**, R736 (1998).
9. Z. L. Xiao, P. Voss-de Haan, G. Jakob, Th. Kluge, P. Haibach, H. Adrian, and E. Y. Andrei, *Phys. Rev.* **B59**, 1481 (1999).
10. А. В. Гуревич и Р. Г. Минтс, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 941 (1987).
11. А. И. Bezuglyj and V. A. Shklovskij, *J. Low Temp. Phys.* **57**, 227 (1984).

12. J. Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965).
13. U. Welp, W. K. Kwok, G. W. Grabtree, K. G. Vandervoort, and J. Z. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1908 (1989).
14. M. N. Kunchur, D. K. Cristen, and J. M. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 998 (1993).
15. А. И. Безуглый, В. А. Шкловский, *Препринт ХФТИ* 91–31, Харьков (1991).
16. И. М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996).

Transport current-induced destruction of superconductivity in an inhomogeneous film at the mixed state

A. I. Bezuglyi

Transport current-induced destruction of superconductivity in a wide film in a perpendicular magnetic field is considered for the case of competition of two mechanisms such as the growth of a normal domain (ND) and the viscous flux flow instability. If the first mechanism dominates, the analysis of the stationary domain states allows us to systematize all kinds of current-voltage characteristics (IVC) of a locally inhomogeneous film and to find the dependence of the SN transition current both on the magnetic field B and on the bath temperature T_0 . It is shown that additional heating of the film with ND due to the dissipative flux flow in the S region causes disappearance of the IVC hysteresis as B or T_0 grows. Using the known results for the current of the flux flow instability, we have obtained the field dependence of the temperature of crossover between the above mechanisms of superconductivity destruction. The main theoretical results are compared with experiments.