Физика низких температур, 1996, т. 22, № 8, с. 849–869

Резистивное состояние широких сверхпроводящих пленок и линии проскальзывания фазы

(Обзор)

И. М. Дмитренко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: dmitrenko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 13 февраля 1996 г.

Рассматриваются процессы, определяющие в изотермических условиях структуру резистивного состояния пленок, широких по сравнению с глубиной проникновения $\lambda_\perp$, вид вольт-амперной характеристики, критические токи, гистерезисы различного происхождения, нелинейности динамического смешанного состояния и образование линий проскальзывания фазы. Рассмотрено также распределение потенциалов пар и квазичастиц в линиях проскальзывания фазы, взаимодействие линий и особенности динамики вихрей в области разбаланса зарядов. Центры проскальзывания фазы в узких сверхпроводящих каналах и взаимодействие пленок с СВЧ полями кратко упоминаются. Приведены известные результаты по ВТСП материалам, а также визуальная информация, получаемая с помощью низкотемпературной лазерной сканирующей микроскопии.

Розглядаються процеси, які у ізотермічних умовах визначають структуру резистивного стану плівок, широких у порівнянні з глибиною проникнення $\lambda_\perp$, вигляд вольт-амперних характеристик, критичні струми, гістерезиси різного походження, нелінійності динамічного змішаного стану та утворення ліній просковзування фази. Розглянуто також розподілення потенціалів пар та квазічастинок в лініях просковзування фази, взаємодія ліній та особливості динаміки вихорів в області розбалансів зарядів. Центри просковзування фази у вузьких надпровідних каналах та взаємодія з НВЧ полями коротко згадуються. Наведено відомі результати по ВТНП матеріалам, а також візуальна інформація, одержана за допомогою низькотемпературної лазерної скануючої мікроскопії.

Содержание

Введение 849
1. Критический ток тонких пленок 850
2. Узкий сверхпроводящий канал 852
3. Изотермичность и перегрев электронов 853
4. Изотермичность и второй критический ток 854
5. Нелинейность динамического смешанного состояния 855
6. Ступенчатая структура вольт-амперных характеристик 859
7. Линии проскальзывания фазы 860
8. Динамика вихрей в области разбаланса зарядов 862
9. Образование и взаимодействие линий проскальзывания фазы 863
Заключение 867
Список литературы 868

Введение

Исследования критических параметров тонких сверхпроводящих пленок и вольт-амперных характеристик (ВАХ) всегда представляло научный интерес, связанный с исследованиями поведения сверхпроводников малых размеров, и интерес прикладной, особенно в связи с созданием сверхпроводящих болометров и изобретением пленочного криотрона. Уже в ранних экспериментах выявились многочисленные трудности, обусловившие разнообразие и невоспроизводимость результатов измерения ВАХ. Главные трудности — неизотермичность пленки с током $I > I_c$, влияние краев пленки, неравномерность плотности тока по ширине пленки и влияние магнитных полей. Использование импульсных измерений, дисковых и цилиндрических геометрий [1,2] принципиального улучшения сложившейся ситуации не давало.

Предложенная Бремером и Ньюхаузом [3] трактовка срывных ВАХ с гистерезисами в терминах образования в слабых местах нормальных доменов и лавинного теплового перехода в нормаль-

© И. М. Дмитренко, 1996

ное состояние казалось вполне реальной. Слабые места в пленках удавалось выявлять различными методами. Однако авторы [3] отмечали, что вблизи T_c ВАХ имеет непрерывный характер.

После работ Гинзбурга [4] и Бардина [5] критический ток считали током распаривания, но согласие эксперимента с теорией как по величине тока, так и по его зависимости от температуры было достигнуто не сразу. Вихри Абрикосова, успешно объяснившие основные черты резистивного динамического смешанного состояния (ДСС) в массивных сверхпроводниках II рода, не сразу были использованы для интерпретации ВАХ тонких пленок. В 1963 г. Тинкхам [6] впервые использовал представление о вихрях для расчетов критических полей тонких пленок. Он показал, что в достаточно тонких пленках сверхпроводников I рода перпендикулярное к пленке магнитное поле образует смешанное состояние. В 1966 г. в сообщении на LT-10 [7] было указано на принципиальную роль движения вихрей, возникающих в пленке от магнитного поля Земли или поля транспортного тока, в формировании начальных участков ВАХ тонких пленок. В том же году Хант [8] на узкой плоской пленке вблизи T_c впервые убедительно наблюдал ток распаривания.

Резистивное состояние является сложным, информативным в физическом отношении состоянием сверхпроводника и поэтому представляет большой физический интерес. При отличном от нуля параметре порядка возникает электрическое поле, переводя сверхпроводник в нестационарное состояние с зависящим от времени параметром порядка и его фазой.

На ВАХ пленок резистивное состояние существует в очень широком диапазоне токов (от критического тока I_c до второго критического тока $I_{c2} >> I_c$) и напряжений. За истекшее время выполнено огромное число экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению природы резистивного состояния тонких сверхпроводящих пленок. Фундаментальные результаты, полученные на этом пути, представляют принципиальный интерес для физики сверхпроводников. В связи с этим кажется полезным рассмотреть имеющиеся результаты в определенной части этой большой проблемы, касающейся, главным образом, природы резистивного состояния широких ($w > \lambda_\perp$) пленок (здесь w — ширина пленки; $\lambda_\perp = (2\lambda^2(T))/d$ — эффективная глубина проникновения в пленку толщиной d).

Резистивному состоянию узких сверхпроводящих каналов с $w < \xi(T)$ или $\xi(T) < w < \lambda_\perp$, где ξ — длина когерентности, посвящен обзор Ивлева и Копнина [9], хотя с тех пор получено много новых результатов. По исследованию резистивности широких ($w >> \lambda_\perp$) пленок обзоры нам неизвестны, что и оправдывает написание данного обзора.

В разделе 1 рассматриваются критические токи пленок, удовлетворяющих условию $wd < \lambda^2$ (λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля), и пленок с $w > \lambda_\perp$, а также первоначальные трудности с интерпретацией следовавшей из теории Гинзбурга—Ландау (ГЛ) зависимости $j_s(v_s)$ — плотности сверхтока от сверхтекучей скорости v_s.

В разделе 2 кратко упоминаются основные этапы в обнаружении и исследовании состояния фазового расслоения — центров проскальзывания фазы (ЦПФ) в узких сверхпроводящих каналах.

В разделах 3 и 4 подчеркивается важность изотермичности при исследованиях ВАХ. Рассматриваются обнаружение гистерезиса, связанного с перегревом электронов относительно решетки, и эксперименты по определению второго критического тока.

Раздел 5 посвящен экспериментальному обнаружению и исследованию предсказанных теорией Ларкина—Овчинникова нелинейных свойств динамического смешанного состояния при больших скоростях движения вихрей и получаемой из этого эффекта информации. В разделе 6 описаны эксперименты, в которых впервые обнаруживаются ступенчатая структура ВАХ широких пленок и роль внешнего магнитного поля.

Раздел 7 включает в себя описание обнаружения и исследований структуры линий проскальзывания фазы (ЛПФ) в широких пленках, распределения в них потенциалов, а раздел 8 — рассмотрение особенностей движения вихрей Абрикосова в области разбаланса этих потенциалов.

В разделе 9 приведены экспериментальные данные по образованию и взаимодействию ЛПФ, а также краткий обзор имеющихся по ЛПФ теоретических работ. Изложена качественная модель резистивного состояния в общем случае широкой пленки во внешнем магнитном поле.

1. Критический ток тонких пленок

Среди важных следствий теории Гинзбурга—Ландау выделим представление о кинетическом распаривании сверхтекучего конденсата электронов. Ток распаривания I_c^{GL} является максимально возможным для сверхпроводника, и изучение его

зависимости от T, H и длины свободного пробега l имело и принципиальное, и прикладное значение.

В работе Гинзбурга [4] при $T \lesssim T_c$ была получена зависимость $j_c^{GL} \sim (\Delta T)^{3/2}$. Бардиным [5] приведено аналитическое выражение для $j_c^{GL}(T)$ при произвольных температурах. Распаривание в чистом и грязном пределах, случай произвольных длин пробега и температур и сравнение с некоторыми экспериментами содержатся в работе Куприянова и Лукачева [10], а также ряда других авторов.

Измерения тока распаривания связаны с определенными трудностями, прежде всего с условием равномерного распределения плотности тока в пленке, для которого необходимо выполнение условий $w \ll \lambda_\perp$ или $wd \ll \lambda^2$. На узких плоских пленках наиболее ранние данные были получены Хантом [8] и позднее Скокполом [11] и другими исследователями.

Специфический случай критического тока распаривания наблюдался на широких, но тонких ($d \ll \lambda$) пленках индия и свинца [12] вблизи H_{c2}. Из-за высокой плотности вихрей плотность сверхпроводящих электронов и плотность сверхтекучей компоненты j_S (входящей в выражение для силы Лоренца, действующей на вихрь) малы, и ток распаривания становится меньше тока пиннинга.

Строго говоря, отсутствие вихрей в пленке требует выполнения условия $w < \xi(T)$, что практически трудно реализуемо. Однако и в случае $w < \lambda_\perp(T)$ может существовать безвихревое (мейсснеровское) состояние, которое можно реализовать в широкой пленке, поместив ее вблизи сверхпроводящего экрана (см. разд. 9). Вхождение вихрей внешнего магнитного поля H_e и поля транспортного тока, нормальных к пленке, было рассмотрено в работах [13,14]. Как внешнее поле $H_{e\perp}$, так и ток подавляют краевой потенциальный барьер, обусловленный мейсснеровским током. Во внешнем поле $H_e' = \pi\Phi_0/4w^2$ метастабильные вихри могут входить в пленку. По сути, поле H_e' — это поле, достаточное для формирования на площади w^2 кванта потока. В достаточно широких пленках это может быть и поле Земли [7].

В отсутствие внешнего поля и при неравномерном распределении тока краевой барьер подавляется при плотности тока на краю порядка тока распаривания, и антипараллельные вихри поля тока входят в пленку, двигаясь от краев к центру [13, 14]. Если смешанное состояние уже существует в пленке при $H_e > H_e'$, то критический ток определяется при этом не краевым барьером, а пиннингом вихрей в пленке [15].

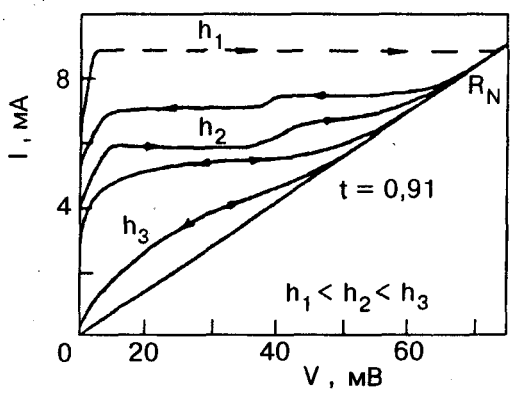

Рис. 1. Характерные ВАХ тонких пленок олова с тепловым гистерезисом в зависимости от внешнего магнитного поля, $h = H/H_{c2}$; $t = T/T_c$ [18].

На широких пленках Гловер и Коффи [16] впервые учли неравномерность плотности тока и получили вблизи T_c линейную зависимость $I_c \sim \Delta T$ в соответствии с теоретическим расчетом [17].

Неясным оставался вопрос о механизме резистивного состояния при $I > I_c$ как в случае $I_c = I_c^{GL}$, так и в случае ДСС во внешнем поле $H_e > H_e'$. В последнем случае всю резистивную область между критическим током и выходом в нормальное состояние (см. рис. 1) нельзя было объяснить ДСС, поскольку при больших напряжениях V скорость вихрей $v = V/LB$ (здесь L — длина образца; B — индукция в образце, равная $B = n\Phi_0$, где n — плотность вихрей) становилась порядка фермиевской скорости, что явно нефизично.

На рис. 2 приведены зависимости плотности сверхпроводящих электронов n_S и плотности сверхпроводящего тока j_S от скорости движения конденсата v_S. Кривые рис. 2, следуя Бардину,

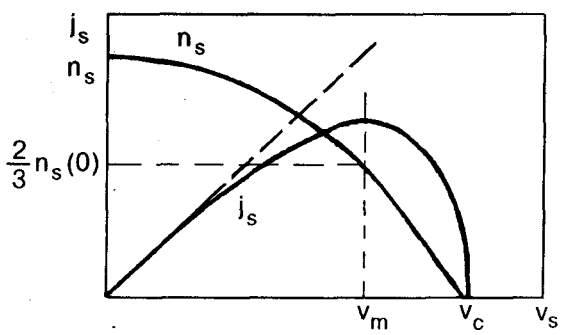

Рис. 2. Зависимость плотности сверхтекучих электронов n_S и плотности тока пар j_S от скорости движения конденсата пар. В пленочных двухсвязных геометриях роль v_S играет магнитный поток, а при наличии контакта Джозефсона — разность фаз на контакте.

объясняются следующим образом. При неизменной величине n_S зависимость плотности тока $j_S = en_S v_S$ представляется прямой линией. Однако с ростом v_S возникают процессы распаривания, и n_S уменьшается, обращаясь в нуль при критической скорости v_c. Зависимость $j_S(v_S)$ проходит через максимум, отвечающий j_c^{GL}. При токах $j > j_c^{GL}$ сверхпроводящих электронов не хватает для переноса транспортного тока, и теперь полный ток содержит и нормальную компоненту $j = j_S + j_N$. Это достигается тем, что в сверхпроводнике должно возникнуть электрическое поле, обуславливающее какой-то нестационарный процесс. Ускорение конденсата в этом поле приводит к его «самоуничтожению» при $v_S = v_c$. Но при этом сверхпроводимость остается термодинамически выгодной, так как при скорости v_m плотность $n_S(v_m) = 2/3\, n_S(0)$. Для объяснения этого парадокса возникали идеи релаксационных колебаний плотности n_S и токов j_S и j_N. Действительность, однако, оказалась иной.

2. Узкий сверхпроводящий канал

В 1968 г. Вебб и Варбуртон [19] на ВАХ оловянных вискеров обнаружили весьма регулярную структуру так называемых вольтовых ступеней, что позволило предположить образование с ростом тока отдельных резистивных центров. В последующее десятилетие многие авторы наблюдали такие структуры, схематически изображенные на рис. 3, и на вискерах, и на узких пленках различных металлов вблизи T_c.

В 1971 г. Мерсеро и др. [20] впервые ввели представление о потенциале пар μ_p и потенциале квазичастиц μ_n. Измерение разности этих потенциалов осуществил в изящном эксперименте Кларк [21]. На этой основе Тинкхам [22] предложил феноменологическую модель резистивного центра, получившего название центра проскальзывания фазы (ЦПФ), отметив основные особенности ЦПФ — величину и постоянство дифференциальных сопротивлений центров (из которых длина области падения потенциала l_E была оценена величиной порядка 10 мкм, т.е. $l_E >> \xi(T)$), осцилляции j_S, происходящие с определяемой разностью потенциалов на длине $2l_E$ джозефсоновской частотой. Образование первого ЦПФ в узком сверхпроводящем канале происходит при достижении плотности тока распаривания.

Наиболее полные экспериментальные и теоретические исследования состояния узкого сверхпроводящего канала с системой ЦПФ (названного авторами состоянием динамического фазового расслоения) были проведены Дмитриевым и Галайко и завершились созданием микроскопической теории этого состояния (см., например, работы [23]).

Долан и Джекел [24] измерили пространственное распределение μ_p и μ_n в области ЦПФ с помощью близкорасположенных нормальных и сверхпроводящих зондов, показав, что μ_n меняется на большой длине $l_E >> \xi(T)$ по экспоненциальному закону, тогда как μ_p скачком меняется на длине $\xi(T)$. Этим было доказано существование неравновесной области, обусловленной разбалансом зарядов в окрестности ЦПФ (рис. 4). Дальнейшее развитие динамической теории ЦПФ принадлежит Ивлеву и Копнину, и я отсылаю читателя к детальному обзору этих авторов [9]. Большой

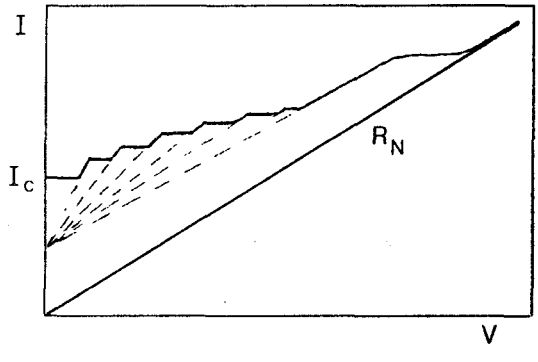

Рис. 3. Схематический вид ВАХ тонкого сверхпроводящего канала с характерными вольтовыми ступенями, связанными с образованием ЛПФ. R_N — сопротивление в нормальном состоянии.

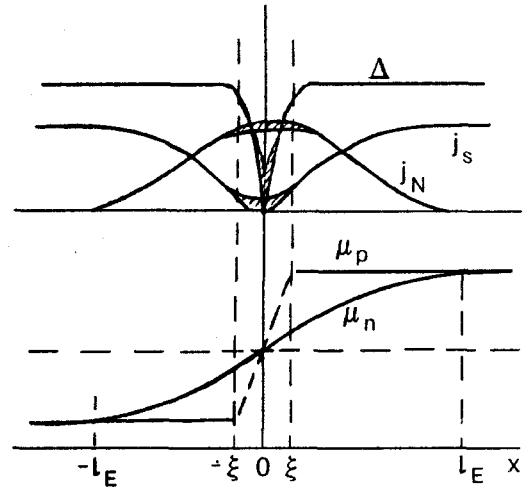

Рис. 4. Схематическое изображение распределения параметра порядка Δ, токов j_S и j_N, а также потенциалов пар μ_p и квазичастиц μ_n в окрестности ЦПФ. Заштрихованы области нестационарного поведения параметров.

цикл работ был выполнен Дмитриевым с сотрудниками по изучению влияния на ЦПФ полей СВЧ [25] вплоть до полного подавления СВЧ полем критического тока. Ими же было обнаружено по шумовым характеристикам образование кратных токовым ЦПФ дискретных образований в СВЧ поле в отсутствие транспортного тока [26].

В заключение этого небольшого раздела следует отметить обнаружение в резистивном состоянии узких сверхпроводящих пленок неджозефсоновской низкочастотной (~ 10 Гц) генерации электромагнитного излучения [27]. Явление это происходит, по-видимому, на ЦПФ, но однозначной интерпретации до сих пор не имеет [28], хотя модель, предложенная в работах [29], во многих деталях согласуется с экспериментом.

3. Изотермичность и перегрев электронов

Неизотермичность пленки, связанная с плохим теплоотводом от решетки, искажает и маскирует физически интересные явления и приводит уже при незначительном понижении температуры и росте критического тока к бо́льшим или меньшим тепловым гистерезисам на ВАХ.

Теоретически (модель «hot spot») перегревы пленок и гистерезисы на ВАХ были рассмотрены как вблизи T_c [30], так и в широком интервале температур [31]. Плохой теплоотвод связан в основном с низкой теплопроводностью подложки, плохой тепловой связью пленки с подложкой. Существенными являются также тепловой поток в жидкий гелий и размеры пленки. Петлю гистерезиса можно характеризовать отношением $\alpha = j_{c2}/j_{c1}$, где $j_{c1} = j_c$ обычно близок к соответствующему току распаривания ($H_e = 0$) и не зависит от перечисленных выше условий. Различия в условиях теплоотвода сказываются только на j_{c2}, испытывающем скачок в λ-точке жидкого гелия, причем тем больший, чем хуже теплопроводность подложки. Ниже λ-точки подложка перестает играть определяющую роль в теплоотводе.

Наихудшими подложками являются подложки из стекла или ситалла, теплопроводность которых низка и одного порядка с теплопроводностью гелия при $T > T_\lambda$ (10^{-3}–10^{-4} Вт/(см·град)). Монокристаллический кварц или сапфир (1–5 Вт/(см·град)) обеспечивают лучший теплоотвод, причем при $T > T_\lambda$ основной отвод тепла происходит в подложку (коэффициент теплопередачи для Sn на кварце 6 Вт/(см^2·град)), а ниже λ-точки тепловые потоки в гелий и подложку соизмеримы [18]. В специальном исследовании прозрачности границы металл—диэлектрик (МД) при тепловом излучении фононов из тонких пленок [32] обнаружено при малых тепловых мощностях ($Q << 100$ Вт/см) аномальное увеличение прозрачности МД границы. Ряд экспериментов [33–35] указывал на существование гистерезисов нетеплового происхождения. Поскольку теплоотвод зависит еще и от размеров (ширины) пленки, в He-II исследовался критический тепловой поток напыленных на ситалл пленок олова шириной от 4 до 50 мкм [36]. Известные в литературе данные по этому вопросу касались размеров пленки, больших 15 мкм. Выяснилось, что с уменьшением ширины пленки критическая плотность теплового потока быстро возрастает, достигая 60 Вт/см^2 для пленок шириной 4 мкм, что согласуется с данными других авторов при размерах более 15 мкм (2–12 Вт/см^2). Детальное понимание особенностей теплоотвода в гелии позволило экспериментально обнаружить гистерезис, обусловленный перегревом электронов.

В работе [37] было показано, что в условиях эффективного теплоотвода от решетки гистерезис может возникнуть из-за перегрева электронной подсистемы. В сверхпроводниках этот эффект существенно легче наблюдать, чем в нормальных металлах, по гистерезису критического тока.

В работе [35] исследовались пленки олова на кристаллических кварце и сапфире в диапазоне температур 1,6–4,2 К. Ширина пленок менялась от 0,5 до 7 мкм. Для самых узких пленок, для которых повышается, кроме того, роль «растекания» тепла в подложку, во всем интервале температур было получено полное согласие с теорией [37]. Сравнение, приведенное Шкловским по результатам работ [33], также показывает согласие с теорией, но лишь в области температур ниже λ-точки и вблизи T_c. На рис.5 приведены ВАХ с «электрон-

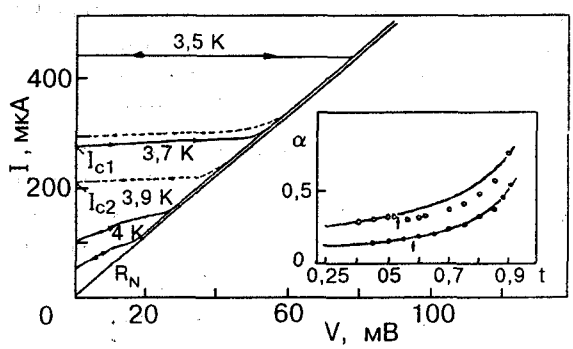

Рис. 5. Изотермические ВАХ узких пленок олова при различных температурах. Гистерезис ВАХ обусловлен перегревом электронной подсистемы. На вставке — зависимость от температуры величины гистерезиса $\alpha = I_{c2}/I_{c1}$. Сплошные кривые — теоретические [37] для $\beta = 6$ и 35; ● — образец Sn-1, ○ — образец Sn-2. Стрелками указана λ-точка гелия.

ными» гистерезисами, а на вставке — сопоставление $\alpha(t)$ с теоретической кривой, где $t = T/T_c$. Следует подчеркнуть, что эти гистерезисы — «быстрые». Они управляются временами электрон-электронного взаимодействия при разогреве и электрон-фононными процессами при охлаждении (для Sn при гелии $\tau_{ep} = 3 \cdot 10^{-10}$ с), в результате чего вся петля гистерезиса может быть получена в течение короткого импульса тока. Таким образом, в изотермических условиях обнаруживается гистерезис, обусловленный перегревом электронов относительно решетки.

4. Изотермичность и второй критический ток

Сверхпроводящее состояние становится неустойчивым при токе $I \sim I_c^{GL}$. Однако, как показывает опыт, до выхода в нормальное состояние существует в широком интервале токов и напряжений резистивное состояние, заполняемое по мере роста тока дискретными ЦПФ. Представляет интерес верхняя граница этого резистивного состояния, ток I_{c2}, отвечающий переходу пленки в нормальное состояние.

Впервые Галайко [38] предпринял попытку определить границу по току неустойчивости нормального состояния канала, получив величину I_{c2}, линейно зависящую от ΔT. В работе [39] было найдено выражение для I_{c2} вида

$$I_{c2} \sim I_c \left(l_E/\xi\right)^2,$$

откуда видно, что, поскольку $l_E >> \xi$, то $I_{c2} >> I_{c1}$ и пропорционально $(\Delta T)^2$. Наконец, в работе [9] установлен количественно и функционально аналогичный результат для температур, близких к T_c. В работе [38] указывается, что, кроме обычной решеточной неизотермичности, результат может быть чувствителен к электронному перегреву и менять зависимость $I_{c2}(\Delta T)$. Переход при I_{c2} будет переходом I рода, т.е. может иметь гистерезис. Резистивное состояние исчезает, когда расстояние между центрами ЦПФ становится порядка $\xi(T)$.

Экспериментальная зависимость $I_{c2}(\Delta T)$ была измерена в работе Галайко, Дмитриева и Чурилова [23] на пленках олова, нанесенных на стеклянные и сапфировые подложки. Во избежание перегревов измерения проводились вблизи T_c. Зависимость $I_{c2}(\Delta T)$ оказалась линейной. Позднее в работе [40] проведены измерения I_{c2} в трехслойных пленочных структурах с активной стабилизацией температуры образца с погрешностью

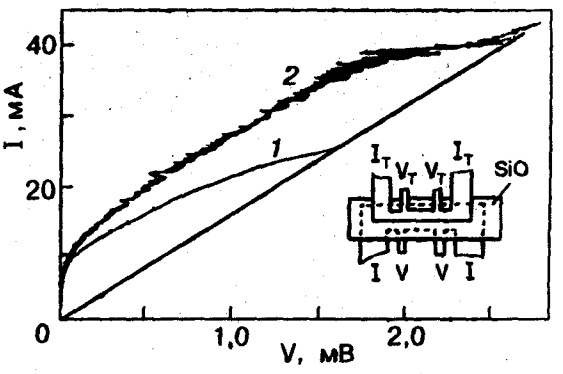

Рис. 6. ВАХ пленки Sn при постоянной температуре, стабилизированной с помощью обратной связи (кривая *2*). Кривая *1* — ВАХ того же образца с отключенной обратной связью [40].

10^{-4} К. Измерения также проведены вблизи T_c, и зависимость $I_{c2}(\Delta T)$ опять оказалась линейной. Как видно из рис. 6, переход при I_{c2} в нормальное состояние происходит без гистерезиса в узком интервале токов не асимптотически, а скачком. Размытие скачка может быть связано с неоднородностями образца. Труднее объяснить расхождение с теорией величины отношения I_{c2}/I_c, оказавшегося на два порядка меньше расчетного. Это можно отнести за счет электронного перегрева и наличия магнитного поля в двумерных образцах ($w >> \lambda_\perp$). О функциональной зависимости пока говорить рано, так как температурный интервал очень близок к T_c. Обращает внимание характерный для состояния фазового расслоения большой ($\simeq I_{c1}/2$) и не зависящий от напряжения в широком интервале избыточный ток I_0 в соответствии с видом ВАХ $V = R_n (I - I_0)$, присущих узким пленкам.

Интересный эксперимент, имеющий, вероятно, отношение к образованию зародышей в тонкой (30 мкм) оловянной проволоке при очень медленном ($5 \cdot 10^{-4}$ К/мин) дрейфе температуры, опубликован Лазаревым с сотрудниками еще в 1950 г. [41]. При ширине *N-S* перехода 10^{-3} К в сильно растянутом по температуре масштабе при неизменном токе были зарегистрированы статистически распределенные и затухающие с понижением T скачки сопротивления, интерпретированные авторами как появление и преобразование зародышей сверхпроводящей фазы.

Диссипация велика не только в «макро»-проявлениях (гистерезисы на ВАХ, hot spot и пр.), но, как будет видно из дальнейшего, и в более физически содержательных эффектах, таких как неустойчивость ДСС и образование ЛПФ.

Вообще, диссипация есть всегда, и, следовательно, есть перегрев электронов относительно решетки либо фононов относительно термостата, что регулируется соответствующими временами релаксации и теплоотводом.

5. Нелинейность динамического смешанного состояния

Как уже упоминалось выше, объяснить ВАХ пленки, находящейся в состоянии ДСС, во всей области резистивности только диссипативным движением вихрей не удается, так как скорости v оказываются нереально большими. Ясно, что ДСС где-то должно терять устойчивость.

На массивных сверхпроводниках II рода было показано, что дифференциальное сопротивление ДСС ρ_f имеет вид $\rho_f = \Phi_0 B/\eta c^2$, где η — коэффициент вязкости, зависящий только от T и H и при постоянстве этих параметров определяющий линейный участок ВАХ. В тонких пленках линейный участок ВАХ существует в узкой области малых надкритичностей тока. Далее, как правило, идет нелинейная область, ВАХ содержит скачки и срывы напряжения. Эти особенности пленок наблюдали и пытались объяснить многие авторы (см. след. разд.).

В тонких пленках ($d < \lambda$), находящихся во внешнем перпендикулярном пленке магнитном поле $H_{c\perp} \simeq B = n\Phi_0$, напряженности электрического поля E и скорости вихрей v значительно выше, чем в массивных сверхпроводниках. Объяснение нелинейностям и срывам в ДСС пленок оказалось возможным найти в рамках теории Ларкина—Овчинникова (ЛО) [42]. Эта теория не учитывает ни эффектов теплового перегрева, ни процессов распаривания. Нелинейность связана с конечным временем энергетической релаксации электронов τ_ε, что приводит к изменению распределения по энергиям квазичастиц в ядрах вихрей, их разогреву и выходу из ядра. Размер вихря и коэффициент вязкости уменьшаются с ростом скорости v. Зависимость $\eta(v)$ проходит через максимум при некоторой критической скорости v^*, непосредственно связанной с τ_ε.

Поскольку сила Лоренца $F_L = \Phi_0 j$, действующая на вихрь, уравновешивается силой вязкого трения $F_\eta = \eta(v)v$, то $j \sim \eta(v)V$ и ВАХ при $v = v^*$ также будет иметь максимум. В схеме с заданным током произойдет скачок напряжения. Теория справедлива только до точки максимума и не объясняет, что произойдет после скачка V.

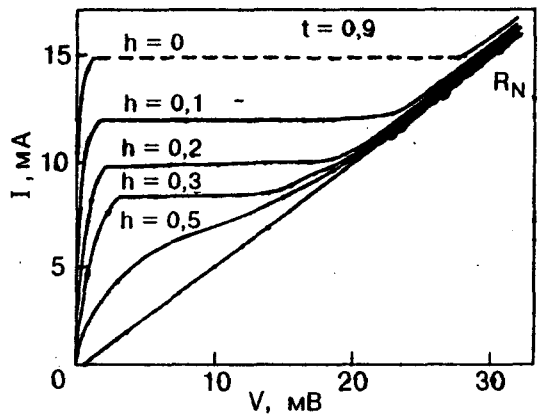

Рис. 7. ВАХ пленки Al при различных значениях магнитного поля. Недостаточная изотермичность пленки маскирует ступенчатую структуру при $I > I^*$ [43].

Теория ЛО получила экспериментальное подтверждение в работах [18,34,43,44]. Впервые в 1975 г. в [34] сообщено о получении согласия теории с экспериментом. Более подробные данные изложены в [18,43].

На рис. 7 приведены характерные ВАХ для пленок Al [43]. Ток I^* и напряжение V^* срыва четко фиксируются на ВАХ. Скорость вихрей v^* оказывается порядка скорости звука 10^5 см/с (в Sn и его сплаве с In), в алюминии ~ 10^4 см/с.

Теория ЛО дает следующие основные выражения:

$$v^* = \frac{D^{1/2}[14\zeta(3)]^{1/4}}{(\pi\tau_\varepsilon)^{1/2}}\left(1 - t\right)^{1/4}, \qquad D = \frac{1}{3}v_F l\,,\ t = T/T_c\,, \tag{1}$$

$$E^* = Bv^*\,,\quad \eta(v) = \eta(0)\frac{1}{1 + (v/v^*)^2}\,, \tag{2}$$

справедливые вблизи T_c, для слабых полей $h = H/H_{c2} < 0{,}4$ и для $\kappa > 1$. Здесь D — коэффициент диффузии; v_F — фермиевская скорость; l — длина свободного пробега электронов; $\zeta(3)$ — римановская дзета-функция для 3.

В [18], где проведено более полное сравнение с теорией, получено выражение для тока срыва

$$I^* = \sigma_N S\frac{1{,}1}{(1 - t)^{1/2}}H_{c2}(t)v^*\left[0{,}5 + c(1 - t)^{1/2}\right], \tag{3}$$

где σ_N — проводимость в нормальном состоянии; $S = wd$ — сечение пленки; c — число порядка единицы. С учетом зависимостей $H_{c2}(t)$ и $v^*(t)$ получаем

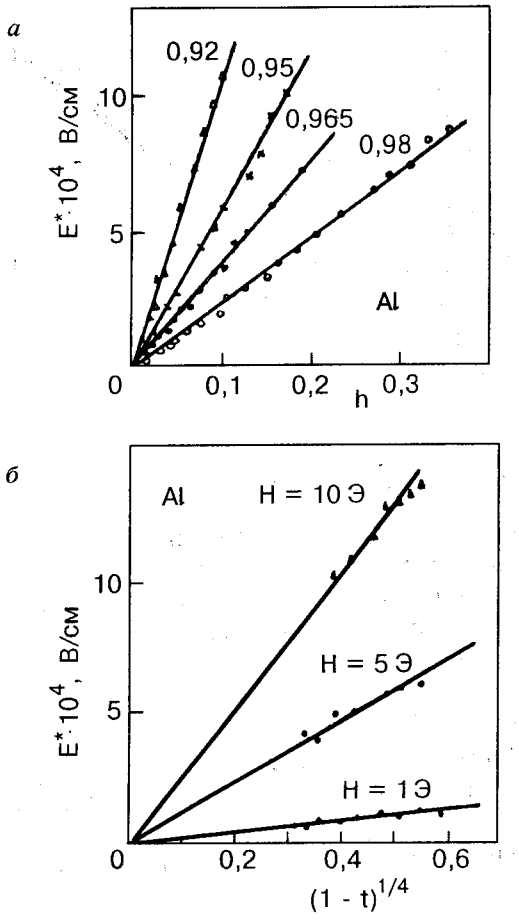

Рис. 8. Зависимости $E^*(h)$ при разных значениях температуры (*а*) и $E^*(t)$ (*б*) для образца Al, ВАХ которого показаны на рис. 7. w = 1,1 мм; d = 400 Å; l = 40 Å; κ = 5,9; $\tau_\varepsilon = 4\cdot10^{-8}$ с [18].

$$I^* \sim (1-t)^{3/4}\left[0{,}5 + (1-)^{1/2}\right]. \qquad (4)$$

Функциональное соответствие эксперимента и теории видно из рис. 8–10, ВАХ практически точно совпала с теоретической в нелинейной области.

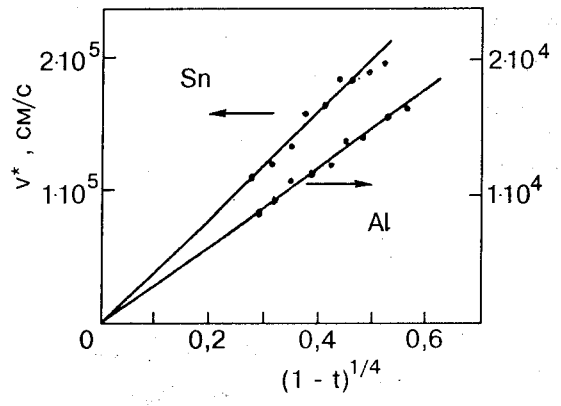

Рис. 9. Зависимость критической скорости вихрей v^* от температуры для пленок Sn и Al [18].

Существенное расхождение с теорией — в зависимости тока I^* от магнитного поля (рис. 10), хотя средняя величина тока для каждой температуры оказывается правильной (горизонтальные линии на рис. 10). Времена неупругой релаксации τ_ε, полученные из v^*, оказались следующими: для Sn $\tau_\varepsilon = (2\text{–}7)\cdot10^{-10}$ с; для сплава Sn + 6%In $\tau_\varepsilon = (6\text{–}8)\cdot10^{-10}$ с; для Al $\tau_\varepsilon \triangleq (4\text{–}7)\cdot10^{-8}$ с.

В 1985 г. группа Хьюбенера опубликовала аналогичные исследования на In, Al и Sn [44]. Первые результаты авторы докладывали на конференции LT-17 (1984 г.).

Измерения были выполнены в более широком интервале температур, что позволило зарегистрировать появление максимума в зависимости $v^*(t)$ при $(1-t)^{1/4} \simeq 0{,}6$. Ток срыва I^* также зависел от

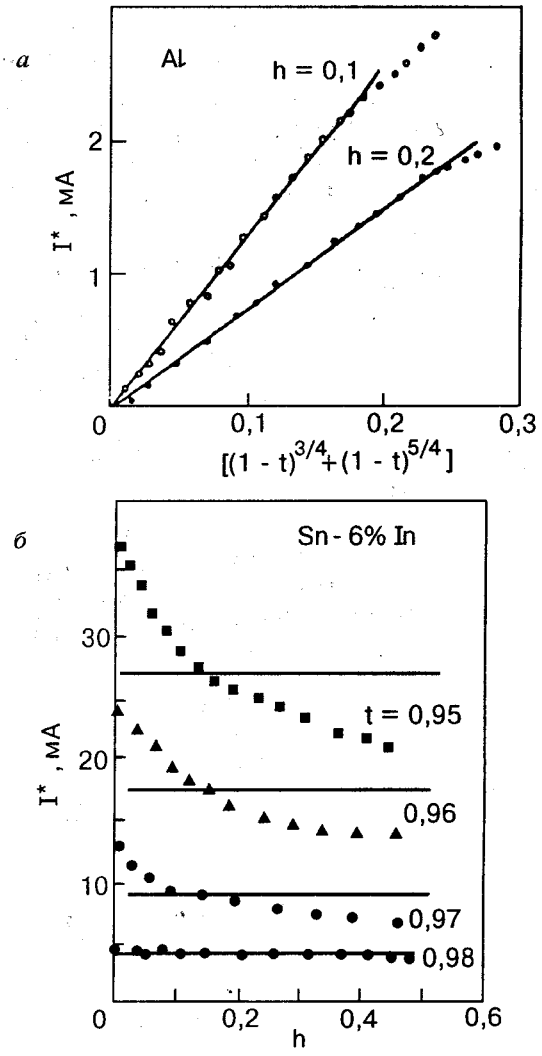

Рис. 10. Зависимость тока I^*_c в точке срыва ВАХ от температуры (*а*) и магнитного поля (*б*). Сплошные линии — расчет [18].

магнитного поля, но кроме этого авторы [44] обнаружили на пленках In (как на некоторых образцах Sn в работе [43]) отклонения от линейной зависимости $E^*(h)$, а следовательно, зависимости τ_ε от магнитного поля. Авторы качественно объяснили свои результаты уменьшением параметра порядка между вихрями с ростом их скорости и уменьшением критической скорости v^*.

Считая главным результатом своих исследований определение величины τ_ε, авторы [44] уделили этому вопросу специальное внимание. На пленках Al они обнаружили увеличение τ_ε с увеличением длины свободного пробега электронов l. Используя результаты других работ, авторы проанализировали свои данные по формуле

$$\tau_\varepsilon^{-1} = \tau_{ee}^{-1} + \tau_{ep}^{-1} = A_1 T + A_3 T^3 ,$$

где τ_{ee} и τ_{ep} соответственно электрон-электронные и электрон-фононные времена релаксации; $A_1 = 13{,}4 \cdot 10^7 R_\square$; $A_3 = 0{,}91 \cdot 10^7$ с$^{-1}$K^{-3}. Считая $T = T_c$, они пришли к выводу, что в пленках Al доминирует $\tau_{ee} = (3{,}5\text{–}0{,}8) \cdot 10^{-9}$ с. В пленках In τ_ε ($H = 0$) является электрон-фононным временем ($\tau_{ep} = (0{,}05\text{–}0{,}16) \cdot 10^{-9}$ с). Для Sn была найдена при $H = 0$ величина $\tau_\varepsilon = 5 \cdot 10^{-10}$ с. По порядку величины все значения, найденные из различных экспериментов, согласуются между собой, хотя в случае Al τ_ε меняется от 10^{-8} с до 10^{-10} с с уменьшением сопротивления $R_\square$, т.е. с увеличением l.

Влияние тепловых эффектов оказывается незаметным для Sn пленок до $t = 0{,}85$, для Al (ниже λ-точки) — до $t = 0{,}6$. Для Sn-пленок τ_ε, найденные при экстраполяции кривых к $H = 0$, несколько выше полученных из других экспериментов.

Перегревные эффекты, которые не учитывали авторы теории ЛО, рассмотрены в работе Безуглого и Шкловского [45] и сопоставлены с предыдущими экспериментами в [46]. В работе [45] для I^* и V^* были получены формулы

$$I^* = I_0 \left[\frac{1-t}{1+B/B_t}\right]^{3/4}, \qquad (5)$$

$$V^* = V_0 \frac{B}{B_t}\left[\frac{1-t}{1+B/B_t}\right]^{1/4} \qquad (6)$$

с учетом выражения для T_{eff}

$$T_{\text{eff}} = T_c - \frac{T_c - T}{1 - B/B_t}, \qquad (7)$$

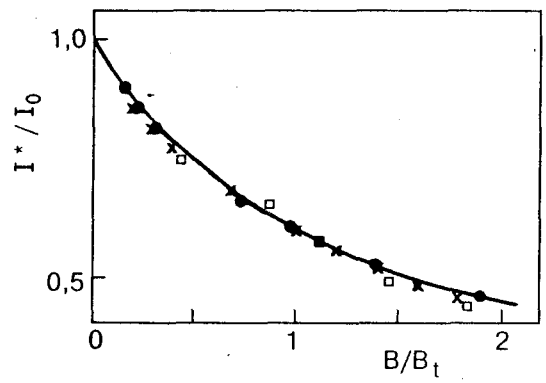

Рис. 11. Зависимость тока срыва I^*/I_0 от магнитного поля для двух пленок олова (● и ×), [18] и пленки In-10 (□) [44]. Сплошная линия — теоретическая кривая с учетом перегревных эффектов [45]. Величина I_0 определялась из кривых $I^*(H)$, а поле B_t — как поле, при котором ток $I^* = 0{,}6I_0$.

где I_0 и V_0 — ток и напряжение срыва в теории ЛО. Поле $B_t = 0{,}374 k_B^{-1} ceR_\square h\tau_\varepsilon$ — характерное поле, отделяющее области значительного перегрева $B/B_t > 1$ от области $B/B_t < 1$, где влияние перегрева незначительно. Экспериментальные данные [46] подтвердили правильность формул (5) и (6). В терминах работы [45] находит свое объяснение и зависимость тока срыва $I^*(h)$, и нелинейная зависимость $E^*(h)$. Иллюстрацией служит рис. 11, где учтены результаты [44] и более ранних работ.

Таким образом, с учетом конечной скорости теплоотвода экспериментальные данные качественно и количественно соответствуют теории ЛО. Формулы (5)–(7) можно использовать для определения τ_ε, B_t и α из значений $I^*(H)$, $v^*(H)$ (α — коэффициент теплоотвода в формуле $Q = \alpha(T^* - T_0)$, где T_0 — температура ванны гелия, а T^* — температура пленки, $T^* = T_c - \dfrac{(T_c - T_0)}{(1 - B/B_t)}$).

Максимум на зависимости $v^*(t)$ при более низких температурах, как отмечено в [44], можно получить с учетом $\tau_\varepsilon \sim T^{-n}$, где n находится в интервале 3–5.

В 1994 г. Хьюбенер с соавторами [47] провел первые исследования нелинейности ДСС в рамках теории ЛО в c-ориентированных эпитаксиальных пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Центральным вопросом опять оставался вопрос определения τ_ε в ВТСП, особенно важный для проблемы ВТСП.

Образцами являлись пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на кристаллах MgO, полученные лазерным напылением ($w = 20$ мкм; $L = 100$ мкм; $d = 0{,}06$–$0{,}1$ мкм;

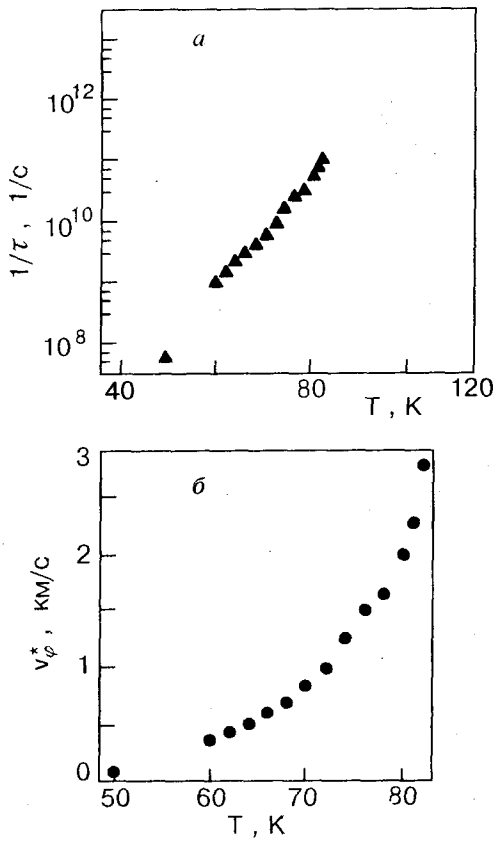

Рис. 12. Частота неупругого рассеяния (▲) в зависимости от температуры (*а*) [47]; (*б*) — критические скорости вихрей в пленке $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в функции температуры из той же работы.

ширина перехода пленок $\Delta T \simeq 2$ K и $T_{c0} = 89$K). Магнитное поле, перпендикулярное пленке, устанавливалось параллельно *c*-оси 1-2-3 соединения. Коэффициент теплопередачи пленки на MgO был в 10 раз выше, чем на кристаллах $SrTiO_3$ [48], поэтому перегревы не превышали 0,5 K. Кроме этого измерения проводились импульсным методом ($\tau_{imp} \simeq 20$ мс). Эффектов перегрева, отмеченных в [46], авторы на MgO не наблюдали, в то время как на $SrTiO_3$ эти эффекты были отчетливо видны. При токах $I > I^*$ ступенчатой структуры ВАХ не наблюдалось, а большой скачок V приводил к тепловым гистерезисам. В этих изотермических условиях авторы получили зависимость $\tau_\varepsilon(T)$, представленную на рис. 12.

Основной результат работы — наблюдение резкого уменьшения τ_ε^{-1} с понижением температуры ниже T_c, что отмечалось ранее (см. ссылки в [47]). Выше 82 K $\tau_{ep}^{-1} \sim 10^{12}$–$10^{13}$ с, что выходит за пределы справедливости теории ЛО. Авторы приходят к заключению, что в их экспериментах $\tau_\varepsilon \sim \tau_{ee}$, так как $\tau_\varepsilon^{-1} \sim \exp[(-950\text{ K})/T]$ при $T_c = 89$ K. Для $\tau_{ep}(T)$ это слишком быстрое уменьшение, поскольку при интерпретации степенной зависимостью мы получаем $\tau_\varepsilon \sim T^n$, где $n \simeq 14$. Столь быстрое возрастание τ_ε с понижением температуры приводило к аномальной зависимости $v^*(T)$ (рис. 12,*б*).

Расстояние $v^*\tau_\varepsilon$, рассчитанное в этой работе, возрастает с понижением температуры от 300 Å при 80 K до 1,5 мкм при 50 K. В поле 1Тл расстояние между вихрями составляет 200 Å, т.е. во всем интервале исследованных параметров неравновесное распределение квазичастиц охватывает весь объем образца.

Следующая работа [49], также проведенная на соединении 1-2-3, выполнена в более широком диапазоне магнитных полей; в ней обнаружен кроссовер от v^*, не зависящей от поля, к зависимости $v^*(B^{-1/2})$ в малых полях. На рис. 13 приведены зависимости $v^*(B^{-1/2})$. Авторы дают следующее качественное объяснение этому любопытному факту, ранее не наблюдавшемуся на низкотемпературных сверхпроводящих пленках. Поскольку, по словам авторов, теория ЛО предполагает равномерное распределение в пространстве образца неравновесных возбуждений, то для существования

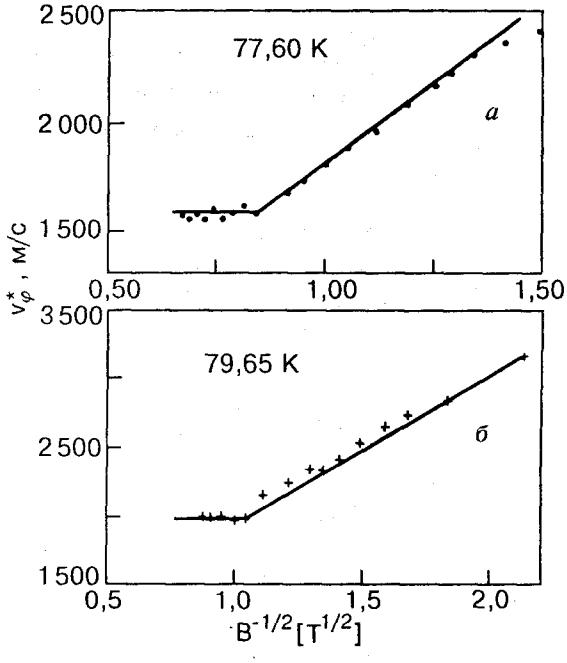

Рис. 13. Зависимость критической скорости v_φ^* от $B^{-1/2}$ для двух температур пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [49].

эффекта необходимо условие $v^*\tau_\varepsilon \geq a$ (a — период вихревой решетки). Поскольку $a = \dfrac{2\Phi_0}{B\sqrt{3}}$, то зависимость v^* от B приобретает вид

$$v^* \simeq \left(\frac{2}{\sqrt{3}}\right)^{1/2}\left(\frac{\Phi_0}{B}\right)^{1/2}\frac{1}{\tau_\varepsilon}, \quad v^*\tau_\varepsilon \geq a, \qquad (8)$$

что и наблюдается экспериментально в малых полях. Остается непонятным, почему кроссовер не наблюдался на НТСП пленках. (Наблюдавшийся «кроссовер», связанный с полем B_t [45,46], имеет, естественно, иную природу, обусловленную процессами теплоотвода.) Авторы далее предлагают заменить условие (8) условием

$$l_E = \left(D\tau_\varepsilon\right)^{1/2} = a,$$

где l_E — глубина проникновения электрического поля, известная из теории и структуры ЦПФ. Время τ_ε в этой, [49], работе меняется от 10^{-11} с при 80 K до 10^{-10} с при 74 K, что согласуется с результатами предыдущей работы [47] этих авторов.

6. Ступенчатая структура ВАХ

Многие эксперименты указывали на то, что на ВАХ широких пленок обнаруживаются вольтовые ступени как во внешнем магнитном поле, так и без него. Причины, которыми авторы объясняли этот эффект, всякий раз оказывались различными. Из экспериментов Хьюбенера [50,51] следовало, что на толстых ($d \simeq \simeq 10$ мкм) пленках In, Pb, Sn ступени связаны с образованием в слабых местах пленки резистивных каналов с движущимися связками магнитного потока. Аналогичным движением строчек вихрей объяснялись вольтовые ступени на ВАХ тонких пленок. Ряд экспериментов был проведен в ДонФТИ АН УССР группами Иванченко [52,53] и Дьяченко [54]. В большинстве случаев авторы использовали стеклянные подложки, и их эксперименты нельзя считать изотермическими. В этих работах появление резистивных доменов рассматривается как следствие неоднородного вхождения строчек вихрей на дефектах пленки, а тепловыми эффектами объясняют и многозначность метастабильных токовых состояний ВАХ. В [53] вводится понятие «элементарного резистивного домена» шириной $2l_E$, возникающего в конце обратного хода петли гистерезиса при малых напряжениях.

Впервые в работах [18,55] на гладких, обратимых ВАХ широких пленок вблизи T_c были обнаружены осцилляции первой производной ВАХ; они трактовались как результат возникновения аналогов ЦПФ [55]. Осцилляции производной ВАХ в состоянии ДСС отчетливее наблюдались вблизи T_c, сохранялись при изменении неравенства $w \gtrsim \lambda_\perp$ с изменением T и подавлялись в полях $h = H/H_{c2} > 0{,}2$.

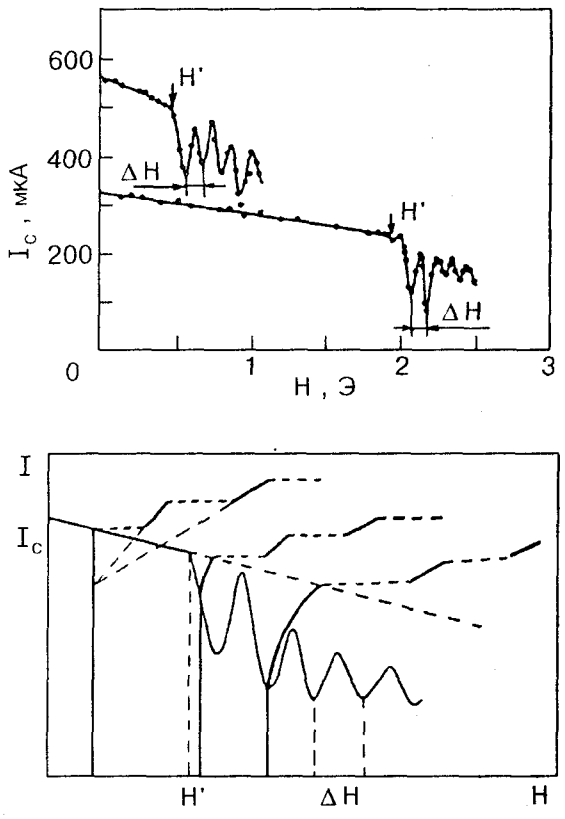

Рис. 14. Зависимость $I_c(H_\perp)$ для двух образцов пленок олова: w = 3 мкм (●) и 5,4 мкм (○) (*а*); схематическое совмещение начальных участков ВАХ при $H < H'$ и $H > H'$ с зависимостью $I_c(H_\perp)$ для пленок шириной $w \gtrsim \lambda_\perp$ (*б*) [18,56].

Для выяснения роли вихрей внешнего магнитного поля $H_{e\perp}$ в образовании (или препятствии образованию) структуры ЦПФ была измерена зависимость $I_c(H_{e\perp})$ в пленках шириной 2–12 мкм [18, 56] (рис. 14,*а*). При $H_e = 0$ критический ток близок к току распаривания и с увеличением H линейно [13] уменьшается до некоторого поля H', начиная с которого осциллирует с периодом ΔH, а амплитуда осцилляций растет с понижением температуры. Величина H' практически не зависит от температуры и равна

$$H' = \frac{\pi\Phi_0}{4w^2}.$$

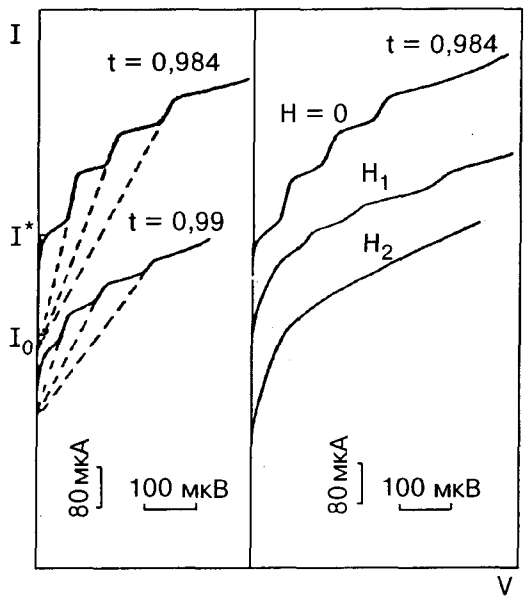

Рис. 15. Ступенчатая структура начального участка ВАХ пленки олова с $w > \lambda_\perp$ при двух температурах (*а*) и в различных магнитных полях (*б*); $H_2 > H_1$ [59].

Фактически, это — поле, образующее на площади w^2 один квант потока. Период осцилляций определяется полной площадью мостика между широкими сверхпроводящими берегами. Природа этих осцилляций связана с периодической модуляцией экранирующего тока краевого потенциального барьера, препятствующего движению вихря.

Ступенчатая структура начальных участков ВАХ широких пленок была зарегистрирована и интерпретирована как возникновение линий проскальзывания фазы в работах [57,58]. Результаты различных экспериментов схематически представлены на рис. 14,*б*. Видно, что в безвихревом состоянии пленки с $w \geq \lambda_\perp$ при $H < H'$ ВАХ подобна ВАХ узкого сверхпроводящего канала с ЦПФ, как и в случае $H_{e\perp} = 0$. В то же время наличие и движение вихрей в пленке при $H > H'$ качественно не меняет ступенчатого характера ВАХ. Скачку напряжения предшествует нелинейный участок ДСС.

Движение вихрей также представляет собой проскальзывание фазы, так как пересечение пленки единичным вихрем соответствует изменению разности фаз на концах пленки на 2π. Но механизм ЦПФ или их двумерных аналогов, линий проскальзывания фазы, в широких пленках принципиально отличается от вихревого.

Из рис.14,б видно, что жесткое условие «узкого» сверхпроводящего канала d, $w << \lambda_\perp(T)$ не является обязательным для появления ЦПФ. С другой стороны, возникают вопросы — как в общем случае широкой пленки во внешнем магнитном поле, создающем в пленке смешанное состояние, появляются ЛПФ на фоне ДСС, как ДСС становится неустойчивым к образованию в пленке состояния фазового расслоения, какую роль при этом играет критическая скорость v^*.

Ступенчатая структура ВАХ широких пленок наблюдается и в отсутствие внешнего магнитного поля. Остаточное поле в экране — 10^{-3} Э. Пленки Sn, Sn + 6%In, Al с шириной от 6 мкм до 1 мм ($w \sim \lambda_\perp$ и $w >> \lambda_\perp$) были исследованы от T_c до $t = 0{,}8$ [57,58]. При малых напряжениях на ВАХ обнаруживаются участки с постоянным и кратным дифференциальным сопротивлением R_{dif}, разделенные вольтовыми ступенями. Характерные длины участков с постоянным R_{dif} для Sn составляли 5–10 мкм, для Al — 30–40 мкм. Экстраполяция наклонов этих участков к $V = 0$ приводит к их пересечению в одной точке при токе I_0. На рис. 15 представлены начальные участки ВАХ со ступенчатой структурой [59].

7. Линии проскальзывания фазы

Точка ВАХ, соответствующая в теории ЛО максимуму силы вязкого трения, экспериментально соответствует при хорошем теплоотводе возникновению первой вольтовой ступени и образованию ЛПФ. По аналогии с ЦПФ требовалось найти распределение потенциалов в окрестности ЛПФ и определить избыточный ток при больших напряжениях.

Распределение напряжения вдоль пленки, включая область ЛПФ (фиксированную легким надрезом края пленки), вначале было измерено с помощью точечного перемещаемого (шагающего) контакта с радиусом острия 2 мкм и с таким же шагом перемещения. Результат измерений на пленке Sn представлен на рис. 16 [60]. Длины областей изменения потенциала квазичастиц получены для Sn 8–12 мкм, для Al — 40 мкм. Эти величины хорошо согласуются с величиной $2l_E$ при $\tau_\varepsilon(\mathrm{Sn}) = 2 \cdot 10^{-10}$ с и для $\tau_\varepsilon(\mathrm{Al}) = 4 \cdot 10^{-8}$ с. Длина $l_E^2 = (D\tau_Q)$, где $\tau_Q = \tau_\varepsilon 4kT/\pi\Delta$ — время релаксации разбаланса ветвей энергетического спектра.

Затем распределение потенциалов пар и квазичастиц исследовалось [61], по примеру Долана и Джекела [24], с помощью близкорасположенных N и S потенциальных зондов (рис. 17,*б*). Результат измерений приведен на том же рисунке. Как известно, вблизи ЦПФ электрохимические потенци-

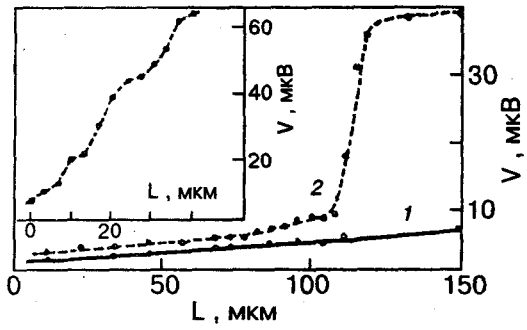

Рис. 16. Зависимость напряжения от расстояния L между стационарным и перемещаемым контактами в пленке олова: ток $I_1 < I^*$ (*1*), однородное ДСС; ток $I_2 > I^*$ (*2*). На вставке — зависимость $V(L)$ для $I >> I^*$ при $L \simeq 3l_E$ [60].

алы μ_p и μ_n изменяются на различных расстояниях. Усредненный по времени потенциал $\bar{\mu}_p$ меняется в пределах ядра ЦПФ, размер которого порядка $\xi << l_E$. Потенциал $\bar{\mu}_n$ экспоненциально затухает с характерной длиной l_E, что и определяет величину R_{dif}, вносимого одним ЦПФ.

Расщепление потенциалов μ_p и μ_n, как и в случае ЦПФ, объясняется тем, что при задании тока от внешнего источника электрическое поле в сверхпроводнике $eE = -\nabla \mu_S$, где μ_S — инвариантный потенциал сверхпроводника, равный $\mu_S = \mu_n - \mu_p$. В равновесном сверхпроводнике $\mu_S = 0$. Появление электрического поля в области ЛПФ ведет к разбалансу зарядов и расщеплению потенциалов μ_p и μ_n. В широких пленках эти явления наблюдаются на фоне электрического поля, индуцируемого движущимися вихрями. Неравновесная область длиной $2l_E$ образуется по всей ширине пленки шириной $w >> \lambda_\perp$, что позволяет назвать ее линией проскальзывания фазы, двумерным аналогом ЦПФ.

Исследования избыточного тока I_0 изложены в работе [62]. Наличие на ВАХ узких пленок в области больших напряжений избыточного тока $I_0 = 0{,}5I_c$, не зависящего от напряжения, является существенной особенностью состояния фазового расслоения в пленке. На ВАХ широких пленок также имеются участки с большим избыточным током. Его существование связано с тем, что текущий ток j_S в ЦПФ или ЛПФ является пульсирующим, и усредненный по времени он составляет примерно половину тока I_c (в узких пленках) и 1/2 тока I^* в ДСС широких пленок.

Линейный участок с $R_{\text{dif}} \simeq R_n$ наблюдается уже в области флуктуационного размытия критического тока, когда ток при $V = 0$ в пленках еще отсутствует. С понижением температуры ток I_0 линейно возрастает, в частности, и в области указанного размытия критического тока. При этом отношение I_0/I^* остается постоянным для данного образца, но оказывается различным для разных образцов. Для пленок с ровным краем при $H_e = 0$ отношение $I_o/I^* = 0{,}7$–$0{,}9$. Различие в величине I_0/I^* связано, возможно, с тем, что ток I^* чувствителен к неоднородностям края пленки, тогда как I_0 этих неоднородностей не чувствует. Пороговый ток I^* образования ЛПФ оказывается ниже тока распаривания I_c^{GL}, но выше тока развития вихревой неустойчивости. При $H_{e\perp} > H_{c1}$ это — критический ток пиннинга, а при $H_e = 0$ — ток подавления краевого барьера. То, что $I^* < I_c^{GL}$, связано, очевидно, с тем, что ЛПФ возникают на фоне ДСС.

Магнитное поле качественно не меняет вид ВАХ. Но избыточный ток зависит как от $H_\perp$, так и от $H_\parallel$ (относительно пленки). Интервал токов, в котором избыточный ток сохраняется неизменным, при $H_\perp$ существенно больше, чем в $H_\parallel$. В параллельном поле $I_0 \sim (1 - h^2)$, что соответствует зависимости от магнитного поля параметра по-

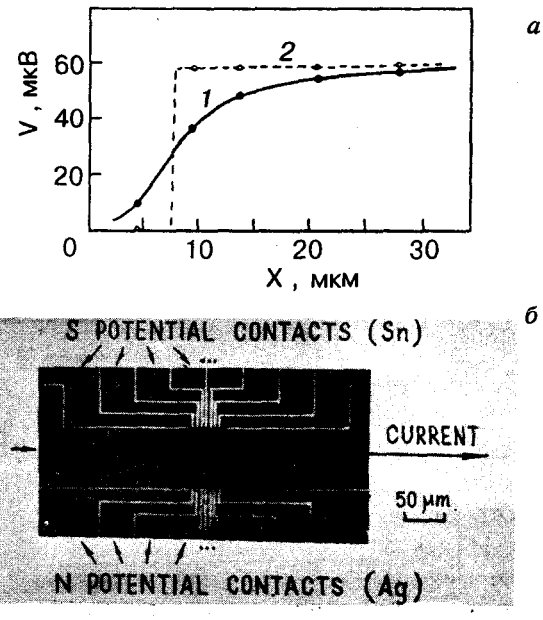

Рис. 17. Распределение падения потенциалов: пар и квазичастиц в окрестности ЛПФ (*а*), V_N — кривая (*1*), V_S — (*2*); полученное в схеме близкорасположенных нормальных и сверхпроводящих потенциальных зондов (*б*) [61].

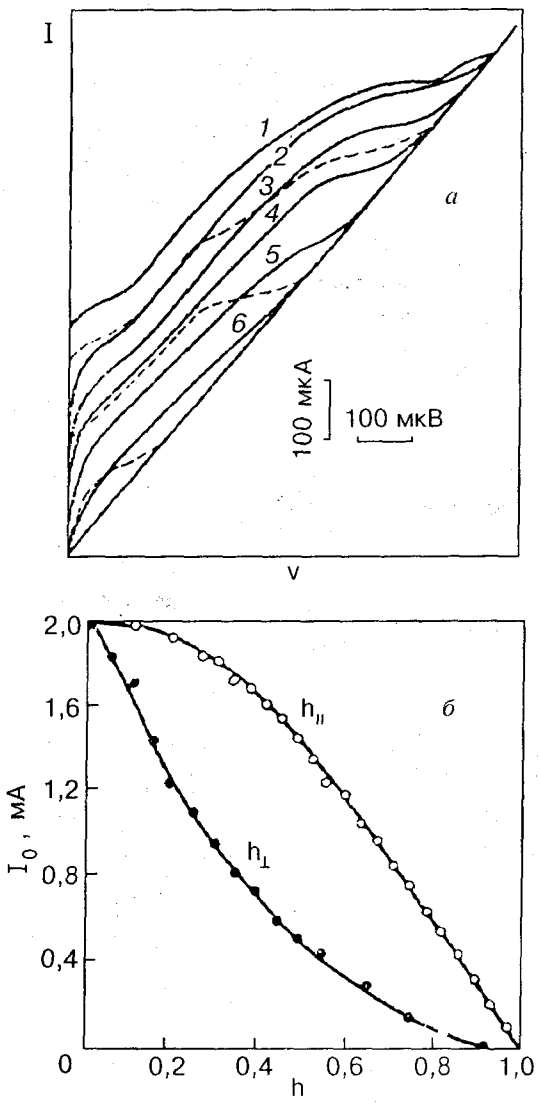

Рис. 18. ВАХ пленки олова в перпендикулярном (сплошные кривые) и параллельном (пунктир) магнитных полях (*а*). Зависимость избыточного тока I_0 от приведенного магнитного поля $h = H/H_{c2}$ для перпендикулярной (●) и параллельной (○) ориентации поля (*б*) [62].

рядка. В перпендикулярном поле $I_0 \sim (1 - h)^2$. На рис. 18 приведены ВАХ в различных полях при $T = \text{const}$ и зависимости $I_0(h)$ для двух ориентаций магнитного поля.

Таким образом, постоянство и кратность сопротивлений, вносимых ЛПФ, распределение потенциалов и наличие большого и не зависящего от V избыточного тока убеждают в том, что ЛПФ есть двумерный аналог ЦПФ. Независимое исследование [63] подтверждает такой вывод.

Что касается ВТСП материалов, то нам известна работа [64], в которой в керамическом ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) мостике с размерами $w = 0{,}4$ мм, $d = 0{,}3$ мм и $l = 1$ мм на ВАХ наблюдали вольтовые ступени с характерными признаками ЦПФ (точнее, в этом случае, вероятно — плоскости проскальзывания фазы). В диапазоне температур от 5 до 65 К динамическое сопротивление этих образований линейно уменьшается с ростом температуры. Возможно, это связано с очень резким уменьшением времени неупругой релаксации, обнаруженным в работе [44]. Авторы [64] наблюдали также появление кратных скачков сопротивления ВАХ в поле СВЧ.

8. Динамика вихрей в области разбаланса зарядов

Исследования ДСС массивных сверхпроводников II рода ввели в свое время в обиход выражение для силы Лоренца, действующей на вихрь со стороны транспортного тока $f_L = \Phi_0 j$. Подразумевалось, что $j = j_S$, поскольку ток был больше тока пиннинга, но много меньше тока распаривания.

Насколько известно, вопрос о динамике абрикосовских вихрей в неравновесных областях разбаланса зарядов был впервые поставлен в работах [59,65].

Косвенные свидетельства об изменении движения вихрей в области срывов на ВАХ первичной пленки можно видеть в экспериментах с трансформатором Гьевера в работе [66], а также в [67]. В работе [67] Мейсснер измерял скорость движения вихрей с помощью магнитных катушек, создающих импульс потока на одном краю пленки и регистрирующих его появление на другом краю. При токах, близких к «току нестабильности», скорость вихрей была порядка 10^5 см/с, а в области нестабильности ВАХ она резко падала либо вихри вообще не регистрировались приемной катушкой.

На широких пленках, исследованных нами, изменение движения вихрей проявлялось в линейной области ВАХ с избыточным током. Магнитное поле не изменяло дифференциальное сопротивление этого участка ВАХ, в то время как сопротивление, связанное с движением вихрей, должно увеличиваться с ростом магнитного поля.

Одновременное наличие в пленке ДСС и ЛПФ давало возможность изучить движение вихрей в областях, где и j_S и j_N зависят от координаты. Большая величина l_E позволяет в относительно слабых полях между соседними ЛПФ двигаться нескольким строчкам вихрей, расстояние между которыми $a \sim (\Phi_0/H)^{1/2}$.

Если вдоль пленки расположить сверхпроводящие потенциальные зонды на расстояниях мень-

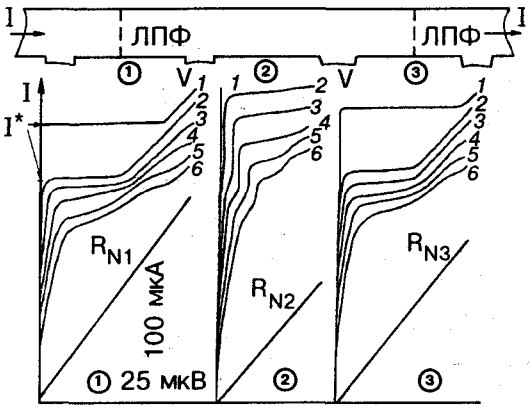

Рис. 19. ВАХ трех участков пленки Sn при $T/T_c = 0{,}974$ в различных магнитных полях H, Э: 0 (*1*); 1,4 (2); 1,9 (*3*); 2,4 (*4*); 2,9 (*5*); 3,3 (*6*). В верхней части рисунка приведен схематический вид образца; пунктиром обозначены места образования ЛПФ; длина каждого участка L 4,5–5,5 мкм [65].

ших l_E, то в ДСС каждая пара таких зондов будет измерять напряжение $V_\varphi \sim d\varphi/dt$, обусловленное скольжением фазы φ при движении вихрей между зондами. Скачок напряжения, связанный с образованием ЛПФ, будет измерен только той парой S-зондов, между которыми возникла ЛПФ. Зонды между ЛПФ этого скачка не почувствуют, так как в этой области $\nabla \mu_p/e = 0$. Эти зонды будут измерять только напряжение, связанное с движением вихрей V_φ. Из рис. 19 видно, что при $H = 0$ скачок V регистрируется только на участках 1 и 3, а на участке 2 при этих токах $V = 0$. В магнитном поле на всех трех участках регистрируется ДСС, т.е. V_φ. Когда на участках 1 и 3 образуются при несколько отличающихся токах I^* ЛПФ, напряжение на участке 2 перестает зависеть от тока (V = const). Вихри здесь движутся с постоянной скоростью, так как транспортный ток возрастает здесь за счет j_N, тогда как j_S остается неизменным.

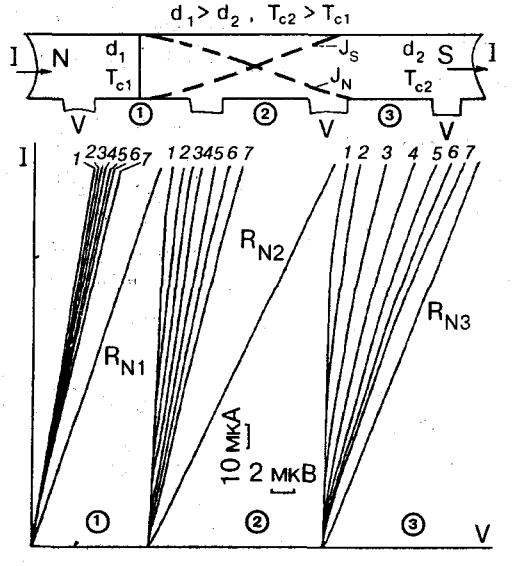

Рис. 20. ВАХ в магнитных полях, полученные на различных участках пленки вблизи S-N границы при $T_{c2} > T > T_{c1}$ в магнитных полях H, Э: 0 (*1*); 0,2 (*2*); 0,4 (*3*); 0,6 (*4*); 0,8 (*5*); 1,0 (*6*); 1,2 (*7*). В верхней части рисунка приведен схематический вид образца: S и N — сверхпроводящая и нормальная части соответственно; толщина пленки $d_1 > d_2$; $T_{c2} > T_{c1}$. Пунктиром обозначена область пространственной зависимости I_N и I_S вблизи S-N границы [65].

Аналогичные результаты получены при исследовании ДСС вблизи N-S границы, где также на расстоянии порядка l_E токи j_S и j_N зависят от координаты. На рис. 20 видно, что при одном и том же значении I и H величина $V = V_\varphi$ тем больше, чем дальше от N-S границы регистрируется ВАХ.

Однако, как будет показано ниже, вопрос о вихревом окружении ЛПФ сложнее и требует исследований.

Взаимодействие вихрей с нормальной и сверхпроводящей компонентами тока экспериментально рассматривалось также при изучении термоэлектрических явлений в системах с джозефсоновскими переходами [68,69], когда имеются противотоки нормальной и сверхтекучей компонент. Было показано, что джозефсоновские вихри также взаимодействуют только со сверхтекучей компонентой.

9. Образование и взаимодействие линий проскальзывания фазы

Экспериментальные исследования резистивного состояния широких пленок были выполнены и в ряде других работ [70,71]. Как справедливо отмечают их авторы, целый ряд факторов, присущих экспериментам, приводит к разбросу результатов и затрудняет построение единой модели образования ЛПФ. Теоретические трудности анализа связаны с необходимостью решения двумерных нестационарных уравнений Гинзбурга—Ландау для щелевых сверхпроводников при том, что существуют два механизма резистивности — ЛПФ и динамическое смешанное состояние.

Наряду с исследованием ВАХ значительные возможности изучения и визуализации образования и взаимодействия ЛПФ дает метод низкотемпературной лазерной сканирующей микроскопии (НЛСМ), разработанный впервые в ФТИНТ НАН Украины [59,72–74]. На рис. 21 для однородной пленки олова приведены изображения вольтового отклика от первой ЛПФ в центре пленки и после-

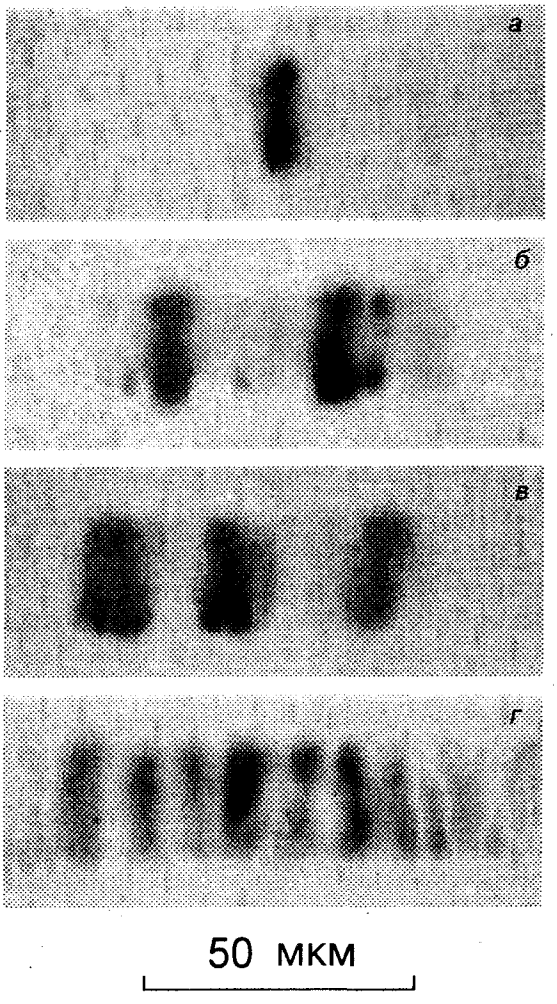

Рис. 21. Изображения вольтового отклика однородной пленки олова при возрастании транспортного тока через пленку ($w > \lambda_\perp$). Темные участки — локализация линий проскальзывания фазы по длине пленки. Ток возрастает от (*а*) к (*г*).

дующее увеличение числа ЛПФ по мере возрастания тока (будет опубликовано). Обнаружен также дрейф ЛПФ в очень малых градиентах температуры вдоль пленки.

Интересные результаты получены Сиваковым [59] при исследовании ВАХ пленок олова ($w >> \lambda_\perp$), покрытых через слой SiO толщиной 400–600 Å массивной пленкой свинца (d = 1 мкм), служащей сверхпроводящим экраном. В экране была образована узкая щель, через которую могло проникать перпендикулярное магнитное поле. Критический ток образования ступенек возрастал по сравнению с неэкранированной пленкой олова, что связано с равномерным распределением тока по ширине пленки и отсутствием нормальной к пленке компоненты магнитного поля тока. На рис. 22 приведены ВАХ экранированных участков пленки и наблюдавшийся гистерезис. Вихревая ре-

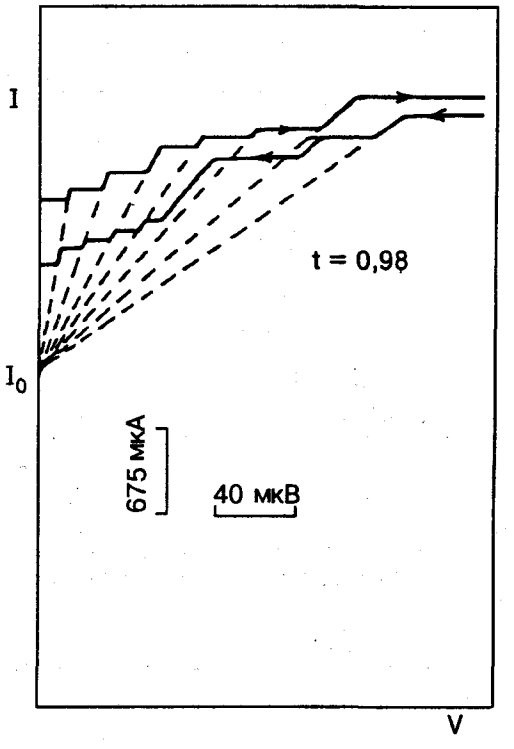

Рис. 22. Ступенчатая структура ВАХ пленок олова, экранированных сверхпроводящим экраном (свинец). Ширина пленок $w >> \lambda_\perp$ [59].

зистивность отсутствует, и образование ЛПФ полностью аналогично образованию ЦПФ в узких каналах.

ВАХ участка пленки под щелью в экране приведены на рис. 23. В нулевом внешнем поле ВАХ содержат ряд ступеней, отвечающих ЛПФ. При включении поля вихри образуются в пленке вдоль щели (эффективная ширина которой 3–4 мкм), и на ВАХ появляется нелинейная область вихревой резистивности. При достижении характерного то-

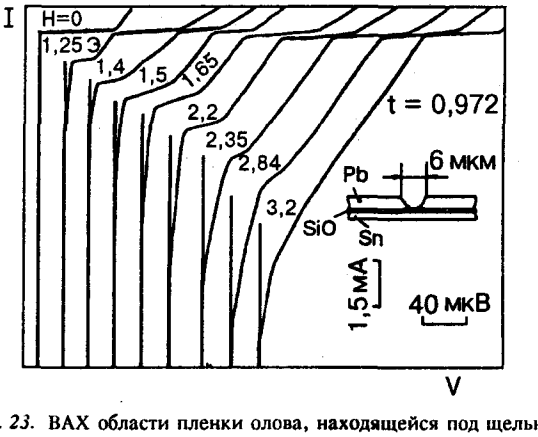

Рис. 23. ВАХ области пленки олова, находящейся под щелью сверхпроводящего экрана в возрастающих магнитных полях. Вставка — схема трехслойной структуры со щелью в сверхпроводящем экране [59].

ка I^* на ВАХ наблюдается излом, плавно переходящий на первую ступень. Как ток I^*, так и избыточный ток I_0 уменьшаются с увеличением магнитного поля, в то время как ток образования второй ЛПФ, находящейся под экраном в нулевом магнитном поле, остается неизменным. Напряжение в точке излома ВАХ пропорционально магнитному полю, что говорит о постоянстве скорости вихрей в точках излома.

Существенные данные о взаимодействии близко расположенных ЛПФ получены в работе [74].

В работе Глазмана [75] рассмотрен теоретически вопрос о притяжении и аннигиляции одиночных вихрей и антивихрей, зарождающихся в «узких» ($w < \lambda_\perp$) и «широких» ($w > \lambda_\perp$) пленках на противоположных краях пленок в магнитном поле тока. При достаточно малом расстоянии между строчками вихрей (В) и антивихрей (А) может возникнуть притяжение, траектория движения будет содержать компоненту, параллельную току, и возникнет поперечная разность потенциалов между противоположными точками на краях пленки, т.е. точками, лежащими между строчками движения В и А. Этот вывод был не очень отчетливо (из-за сложной геометрии эксперимента) экспериментально подтвержден в [76].

Следующий результат работы [75], имеющий значение для целей данного обзора, заключается в том, что движение вихрей с малыми и большими скоростями v приводит к различным результатам. При малых скоростях $v << (D/\tau_\Delta)^{1/2}$, где $D = \xi^2(T)(1-t)^{1/2}(6\tau_\varepsilon)^{-1}$, а $\tau_\Delta = \dfrac{\pi\Delta(T)\,\tau_\varepsilon T_c}{8T(T_c-T)}$, время восстановления параметра порядка за прошедшим вихрем $t \sim \sim \xi(t)/v$. При быстром движении, когда $v >> v_\tau \equiv (D/\tau_\Delta)^{1/2}$, время релаксации параметра порядка в «следе» близко к τ_Δ. С увеличением скорости вихрей все более заметным становится влияние «следа» на движение последующего вихря. Ядру вихря энергетически выгодно находиться в следе. Это приводит к возникновению гистерезиса на поперечной ВАХ. Таким образом, обнаружение гистерезиса поперечной ВАХ свидетельствует в пользу модели следа, оставляемого вихрем.

В приведенных рассуждениях фигурирует только релаксационный механизм в следе. Известно, что релаксационные потери при диссипативном движении вихрей составляют около половины полных потерь на вязкое движение вихрей. Следует учесть также и эффекты локального перегрева, возникающие при движении отдельных вихрей или связок потока (Шкловский, частное сообщение). В работе [75] понижение параметра порядка в следе вихря оценивается как $\Delta_1 \sim \Delta_0 \exp(-t_0/\tau_\Delta)$, где t_0 — время прохождения вихрем ширины пленки. При $T \simeq T_c$ это отклонение может быть не мало.

В работе [75] отмечается также,что в случае ЛПФ поперечные ВАХ свидетельствовали бы о существовании циркулирующих токов вокруг ЛПФ и о возможности существования линий и «антилиний» проскальзывания фазы.

В эксперименте [74] положение вдоль пленки одной ЛПФ задавалось малой неоднородностью края пленки, а положение «антилинии» — перемещением сфокусированного пучка дополнительного лазера вдоль противоположного края пленки. В технике сканирующей лазерной микроскопии было обнаружено, что вольтовые следы двух ЛПФ, инициированных на противоположных краях пленки ($w > \lambda_\perp$), существуют независимо при значительном удалении друг от друга, и поперечное напряжение отсутствует. Однако при уменьшении расстояния между ними наступает момент, когда вольтовые следы искривляются, смыкаются друг с другом и возникает поперечная разность потенциалов. При этом поперечная ВАХ обнаруживает отчетливый гистерезис.

В рамках полученных результатов в работе [74] предлагается следующая интерпретация. ЛПФ представляют собой движущиеся ЦПФ, которые зарождаются в местах достижения током плотности распаривания. Вокруг ЦПФ в широких пленках существуют циркулирующие токи, направление циркуляции которых определяется направлением магнитного поля. В этом смысле для широкой пленки можно говорить (при внешнем поле, равном нулю) о ЦПФ и «анти-ЦПФ», а линии проскальзывания фазы представляют собой траекторию их движения.

Рассмотрим теперь состояние дел в области согласия эксперимента и теории. Теоретическое описание сосуществования двух механизмов резистивности — фазового расслоения и вихревого — отсутствует. Возможно, что для широких пленок и для пленок со слабым отклонением от одномерности ($\xi << w << \lambda_\perp$) возникнет общее описание, но сегодняшнее состояние теории нельзя признать удовлетворительным.

Существует ряд теоретических работ, исследующих критические токи, динамику вихрей и ВАХ широких пленок [77,78]. Однако они не приводят к появлению ЛПФ в широких пленках, а только к срывам ВАХ в нормальное состояние, когда плотность тока везде становится критической. В отличие от работ [77,78], выполненных в гидродина-

мическом приближении, в [79] вопрос о динамике вихрей в квазидвумерной геометрии решался аналитически и численно на основе нестационарных уравнений ГЛ, с учетом фактора распаривания $\gamma^{-1} = \hbar/(2\tau_\varepsilon \Delta_0(T))$. Здесь упоминаются решения, отвечающие ЛПФ в двумерных пленках. Численное решение уравнений ГЛ со временем выполнены также в работе [80] для двумерной геометрии и внешнего магнитного поля. В работе [81] продолжены и развиты расчеты [79], аналитические и численные, динамики вихрей на основе нестационарных уравнений ГЛ для случая $w < \lambda_\perp$, когда взаимодействие между вихрями намного слабее, чем взаимодействие вихря с краевым барьером. Учтено взаимодействие вихрей и внешнее магнитное поле. В пренебрежении магнитным полем тока формализм теории приводит к рождению вихрей и антивихрей на противопо- ложных краях пленки.

Одномерная ситуация с образованием ЦПФ в большей мере разработана теоретически. Мы рассмотрим последние работы, касающиеся попыток перехода от одномерной ситуации в узких каналах к двумерной в случаях $w >> \lambda_\perp$ и $\xi << w << \lambda_\perp$. Заметим сразу, что последнее неравенство особенно легко реализовать в ВТСП пленках субмикронных размеров, что сегодня является актуальным.

В работе [82] была предпринята попытка феноменологического обобщения одномерных решений на случай широкой пленки, содержащей ЛПФ. Полученная ВАХ, естественно, качественно совпадает с экспериментальными, но в остальном есть важные расхождения (период ЛПФ структуры, отсутствие избыточного тока, влияние магнитного поля), не говоря уже о том, что механизм образования ЦПФ целиком перенесен на ЛПФ. Автор связывает появление ЛПФ с ситуациями, когда вихревой механизм не может сохранить устойчивость сверхпроводящего состояния. Это имеет место, когда плотность тока становится критической и на краях, и в центре пленки [77] или в точке неустойчивости Ларкина—Овчинникова [42].

С точки зрения возникновения ЛПФ наиболее продуктивными являются работы [83,84]. В первой из них, со ссылкой на эксперименты ФТИНТ [57,62], рассматриваются области существования вихревой резистивности и обусловленной появлением ЛПФ. Нестационарные уравнения ГЛ численно решаются для случая «грязного» сверхпроводника с параметром распаривания γ^{-1} (см. выше) для пленок с $w << \lambda_\perp$ в пренебрежении полем тока и внешним магнитным полем. Найдены два типа решений, описывающих диссипативное состояние пленки: первое — вихревая резистивность, второе — ЛПФ, являющиеся двумерным аналогом ЦПФ в одномерном случае. Решения зависят от параметра γ, ширины пленки и плотности тока. Вихревое решение получено для малых γ и больших ширин пленки. С уменьшением ширины $w < w_c$ (w_c быстро растет с увеличением γ) возникают решения, отвечающие ЛПФ. Состояния вихревые описывают движения «вихря» и «антивихря» от краев пленки и их прохождение в центре пленки друг через друга. ЛПФ решения отвечают линии поперек пленки, на которой параметр порядка обращается в нуль. ВАХ обнаруживает в этом состоянии ступенчатую структуру.

Наиболее соответствующей эксперименту является теоретическая работа [84], вводящая понятие о «кинематических вихрях». В этой работе также решаются нестационарные уравнения ГЛ в предположении (позволяющем использовать их в случае щелевых сверхпроводников) о малости l_E и τ_ε. Рассматриваются пленки, ширина которых w удовлетворяет неравенствам $\xi << w << \lambda_\perp$ (особенно легко реализуемым в случае ВТСП пленок), что опять позволяет пренебречь магнитным полем тока. Внешнее поле полагается равным нулю. В отличие от прежних работ (например, [83]) краевые условия *NSN*-структуры не были периодическими.

Решения зависят от величины эффективной проводимости

$$\Sigma = \frac{4\pi\sigma\lambda^2}{c^2\tau_{\text{eff}}},$$

σ — проводимость в нормальном состоянии; λ — глубина проникновения магнитного поля; $\tau_{\text{eff}} = \tau_{GL}/(1 + \Gamma^2|\Psi|)$, где τ_{GL} связано соотношением $D = \xi^2/\tau_{GL} = lv_F/3$, $\Gamma = 2\tau_\varepsilon\Delta_0$, а $\Psi = \Delta/\Delta_0$ (при $T \sim T_c$ в ВТСП $\tau_\varepsilon \le 10^{-13}$ с); Δ_0 — равновесная шель.

Авторы различают случаи однородного мостика (пленки) и неоднородного по параметру порядка. В первом случае резистивное состояние обусловлено ЛПФ в узких пленках и движением «анизотропных вихрей» в более широких. Критическая ширина w_c зависит от σ и j. В случае неоднородных мостиков движение вихрей оставляет «след» в распределении параметра порядка. Вдоль этого «следа» текут анизотропные вихри, динамика которых отличается от динамики абрикосовских вихрей. Эти «кинематические» вихри являются ЦПФ, движущимися поперек пленки. «Эти кинематические

вихри с неограниченной скоростью есть ЛПФ, возникающие в однородных мостиках при высоких значениях Σ » [84].

Рассмотренные теоретические работы, особенно выводы работы [84], созвучны качественным соображениям, высказанным в ранних экспериментальных работах [74]. Тем не менее ограничения, наложенные в этих работах на магнитные поля, не позволяют провести адекватное сопоставление с экспериментом. И сам эксперимент, в котором не обращалось внимание на зависимости от σ и w, затрудняет сопоставление с первыми теоретическими результатами.

Остается возможность обрисовать качественную, пока гипотетическую, модель развития резистивного состояния в широких пленках при наличии внешнего магнитного поля. Как можно видеть из рис. 22, структура ЛПФ возникает в отсутствие нормального к пленке магнитного поля в пленках произвольной ширины (пока без учета σ). Если есть неоднородность края, то ЛПФ возникнет в этом месте. Если пленка однородна, то ЛПФ возникает по центру пленки (рис. 21) и дальнейшее умножение числа ЛПФ происходит в соответствии с этим рисунком. В однородной пленке число ЛПФ растет в очень узком диапазоне токов, образуя плато на ВАХ с выходом на область избыточного тока, когда ВАХ идет параллельно R_n. Образование системы ЛПФ и обусловливает существование большого избыточного тока, не зависящего от напряжения. Во внешнем магнитном поле $H > H'$ фазовому расслоению предшествует ДСС, сохраняющееся и при образовании системы ЛПФ. В этом случае сосуществуют два механизма — фазовое расслоение и ДСС. Динамика вихрей при этом изменяется. Между ЛПФ транспортный ток растет за счет нормальной компоненты, а скорость вихрей остается докритической.

При $H > H'$ срыв в точке (V^*, I^*) сменяется изломом, и при $V > V^*$ скорость вихрей продолжает расти. При этом, возможно, происходит следующее. В отличие от теории ЛО, предусматривающей однородное распределение неравновесных возбуждений по объему сверхпроводника, в строчке вихрей, выделенной флуктуационно или благодаря неоднородности, возникает «след» дефицита параметра порядка [75] (и следовательно, критического тока), и параметр порядка обращается в нуль на всей ширине пленки. Естественно, что это происходит при токах, меньших тока распаривания (особенно, при учете тепловых эффектов, связанных с диссипативным движением строчки вихрей). Таким образом, неустойчивость ДСС типа ЛО непосредственно не ведет к образованию ЛПФ. Но образование ЛПФ приводит к снятию надкритичности скорости v, хотя и при напряжениях $V > V^*$ (рис. 23).

Теоретический анализ сосуществования ДСС и ЛПФ достаточно сложен и в настоящее время отсутствует. Описание, экспериментальное и теоретическое, этого комбинированного общего случая резистивности широких пленок — дело дальнейших исследований.

Заключение

За 30 лет, прошедших с тех пор, как была осознана роль вихревой резистивности в формировании ВАХ тонких сверхпроводящих пленок, понимание механизмов резистивности пленок ушло далеко вперед. Достаточно хорошо изучены критические токи как узких, так и широких пленок. Помимо резистивности, связанной с динамическим смешанным состоянием, обнаружен механизм резистивности, обусловленный образованием в так называемых узких сверхпроводящих каналах состояния фазового расслоения канала на центры проскальзывания фазы. В одномерном случае ($w < \xi$) этот процесс изучен теоретически и экспериментальные результаты достаточно хорошо описаны. Однако теперь становится ясно, что между ЦПФ и ЛПФ широких пленок ($\xi < w < \lambda_\perp$ и $w >> \lambda_\perp$) принципиальной разницы нет.

Наиболее общим представляется случай широкой пленки во внешнем магнитном поле, превышающем магнитное поле тока. Неустойчивость ДСС Ларкина-Овчинникова подтверждена многими экспериментами, и главным следствием ее существования, по-видимому, является возможность определения времени неупругой релаксации. Сосуществование двух механизмов резистивности при токах $I >> I^*$, когда наряду с системой ЛПФ существуют вихри (абрикосовские и «кинематические» или джозефсоновские), приводит к весьма сложной ситуации. Это состояние недостаточно изучено экспериментально, а теоретическое его понимание только начинается. Ясно, что общая картина резистивности в этом случае является пока во многом гипотетической.

В заключение я хотел бы отметить, что написание этого обзора стимулировано 90-летним юбилеем моего учителя Бориса Георгиевича Лазарева и ему посвящено.

Хотелось бы также поблагодарить Л. Е. Мусиенко за большую помощь при подготовке обзора, В. Г. Волоцкую и А. Г. Сивакова за обсуждения.

1. Н. И. Гинзбург, А. И. Шальников, *ЖЭТФ* **37**, 399 (1959).
2. Н. Е. Алексеевский, *ЖЭТФ* **38**, 292 (1960)
3. J. W. Bremer and V. L. Newhouse, *Phys. Rev.* **116**, 309 (1959).
4. В. Л. Гинзбург, *ДАН СССР* **118**, 464 (1958).
5. J. Bardeen, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 667 (1962).
6. M. H. Tinkham, *Phys. Rev.* **129**, 2413 (1963); *Phys. Rev. Lett.* **13**, 804 (1964).
7. И. М. Дмитренко, А. А. Шабло, Л. Е. Колинько, *Тр. 10-й Междунар. конф. по физике низких температур*, Москва (1966), т. 2, с. 355.
8. T. K. Hunt, *Phys. Rev.* **151**, 325 (1966).
9. В. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, *УФН* **142**, 435 (1984).
10. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ФНТ* **6**, 445 (1980).
11. W. J. Skocpol, *Phys. Rev.* **B14**, 1045 (1976).
12. Н. Я, Фогель, А. А. Мошенский, А. М. Глухов, И. М. Дмитренко, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 450 (1975).
13. В. В. Шмидт, *ЖЭТФ* **57**, 2095 (1969).
14. К. К. Лихарев, *Изв. ВУЗов, серия: Радиофизика* **14**, 919 (1971).
15. В. П. Андрацкий, Л. М. Грундель,В. М. Губанков, Н. Б. Павлов, *ЖЭТФ* **65**, 1591 (1973).
16. R. Glover and H. Coffey, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 299 (1964).
17. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **61**, 1221 (1971).
18. Л. Е. Мусиенко, Дис.... канд. физ.-мат. наук, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1981).
19. W. W. Webb and R. J. Warburton, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 461 (1968).
20. T. J. Rieger, D. J. Scalapino, and J. E. Mersereau, *Phys. Rev. Lett.* 27, 1787 (1971).
21. J. Clark, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1363 (1972).
22. W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* 16, 145 (1974).
23. В. П. Галайко, ЖЭТФ 68, 223 (1975); В. П. Галайко, В. М. Дмитриев, Г. Е. Чурилов, *ФНТ* **2**, 299 (1976); Е. В. Безуглый, Е. Н. Братусь, В. П. Галайко, *ФНТ* **3**, 1010 (1977).
24. G. J. Dolan and L. D. Jackel, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1628 (1977).
25. В. М. Дмитриев, Е. В. Христенко, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 758 (1979).
26. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, В. П. Скляров, Е. В. Христенко, *ФНТ* **14**, 547 (1988).
27. Г. Е. Чурилов, В. М. Дмитриев, А. П. Бескорсый, *Письма в ЖЭТФ* **10**, 231 (1969).
28. Г. Е. Чурилов, Д. А. Дикин, А. Б. Агафонов, В. М. Дмитриев, У. Циммерман, К. Кек, *ФНТ* **20**, 879 (1994).
29. Г. А. Гогадзе, *ФНТ* **12**, 1102 (1986); *ФНТ* **16**, 790 (1990).
30. W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Appl. Phys.* **45**, 4054 (1974).
31. S. Yamasaki and T. Aomine, *Jpn. J. Appl. Phys.* **18**, 667 (1979).
32. В. Г. Волоцкая, В. А. Шкловский, Л. Е. Мусиенко, *ФНТ* **6**, 1033 (1980).
33. С. А. Песковацкий, И. И. Еру, А. В. Поладич, В. А. Кащей, *Препринт ИРЭ АН УССР*, № 35 (1974); *УФЖ* **20**, 903 (1975).
34. Л. Е. Мусиенко, В. Г. Волоцкая, И. М. Дмитренко, Ю. В. Калекин, в кн: *Вопросы атомной науки и техники, серия: Фундаментальная и прикладная сверхпроводимость*, ФТИ АН УССР, Харьков, вып. 1(3), с. 5 (1975).
35. В. Г. Волоцкая, Л. Е. Мусиенко, И. М. Дмитренко, Ю. В. Калекин, *ФНТ* **2**, 500 (1976).
36. V. G. Volotskaya, A. Bogdzevich, and L. E. Musienko, *Cryogenics*, p. 557 (Sept. 1978).
37. В. А. Шкловский, *ФТТ* **17**, 3076 (1975).
38. V. P. Galaiko, *J. Low Temp. Phys.* **26**, 483 (1977).
39. R. J. Watts-Tobin, Y. Krahenbuhl, and L. Kramer, *J. Low Temp. Phys.* 42 459 (1981).
40. А. Г. Сиваков, О. Г.Туртанов, И. М. Дмитренко, В. Г. Волоцкая, *ФНТ* **15**, 587 (1989).
41. А. А. Галкин, Ф. С. Кан, Б. Г. Лазарев, *ЖЭТФ* **20**,865 (1950).
42. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **68**, 1915 (1975).
43. Л. Е. Мусиенко, И. М. Дмитренко, В. Г. Волоцкая, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 603 (1980).
44. W. Klein, R. P. Huebener, S. Gauss, and J. Parisi, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 413 (1985).
45. A. I. Bezuglyi and V. A. Shklovskyi, *Physica C* **202**, 234 (1992).
46. В. Г. Волоцкая, И. М. Дмитренко, О. Г. Корецкая, Л. Е. Мусиенко, *ФНТ* **18**, 973 (1992).
47. S. G. Doettinger, R. P. Huebener, R. Gerdemann, A. Kuhle, S. Anders, T. G. Trauble, and J. C. Villegier, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1691 (1994).
8. C. D. Marshall, I. M. Fishman, and M. D. Fayer, *Phys. Rev.* **B43**, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1691 (1994).
48. C. B. Narshall, I. M. Fishman, and M. D. Fayer, *Phys. Rev.* **B43**, 2696 (1991).
49. S. G. Doettinger, R. P. Huebener, and A. Kuhle, *Physica* **C251**, 285 (1995).
50. R. P. Huebener and D. E. Gallus, *Phys. Lett.* **44A**, 443 (1973).
51. R. P. Huebener and H. L. Watson, *Phys. Rev.* **B9**, 3725 (1974).
52. Ю. М. Иванченко, П. Н. Михненко, *ЖЭТФ* **82**, 488 (1982).
53. Ю. М. Иванченко, П. Н. Михненко, *ЖЭТФ* **83**, 684 (1982).
54. А. Н. Дьяченко, В. Ю. Тараненко, В. В. Ступаков, *ЖЭТФ* **82**, 1262 (1982).
55. Л. Е. Мусиенко,В. И. Шнырков, В. Г. Волоцкая, И. М. Дмитренко, *ФНТ* **1**, 413 (1975).
56. Л. Е. Мусиенко, В. Г. Волоцкая, *ФНТ* **4**, 124 (1978).
57. В. Г. Волоцкая, И. М. Дмитренко, Л. Е. Мусиенко, А. Г. Сиваков, *ФНТ* **7**, 383 (1981).
58. I. M. Dmitrenko, V. G. Volotskaya, L. E. Musienko, and A. G. Sivakov, *Physica* **108B**, 783 (1981).
59. А. Г. Сиваков, Дис.... канд. физ.-мат. наук, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1986).
60. И. М. Дмитренко, В. Г. Волоцкая, А. Г. Сиваков, *ФНТ* **9**, 151 (1983).
61. И. М. Дмитренко, А. Г. Сиваков, В. Г. Волоцкая, *ФНТ* **9**, 994 (1983).
62. В. Г. Волоцкая, И. М. Дмитренко, А. Г. Сиваков, *ФНТ* **10**,347 (1984).
63. А. И. Дьяченко, В. Ю. Тараненко, *ЖЭТФ* **91**, 891 (1986).
64. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **19**, 249 (1993).
65. А. Г. Сиваков, В. Г. Волоцкая, *ФНТ* **11**, 547 (1985).
66. P. E. Cladis, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1238 (1968).
67. H. Meissner, *J. Low Temp. Phys.* **2**, 267 (1969).
68. G. I. Panaitov, V. V. Ryazanov, A. V. Uatinov, and V. V. Shmidt, *Proc. of LT-17*, Part 2, 823 (1984).
69. М. В. Карцовник, В. В. Рязанов, В. В. Шмидт, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 373 (1981).
70. В. А. Мальцев, А. В. Куликовский, Х. Х. Ерганоков, *СФХТ* **3**, 937 (1990).
71. Х. Х. Ерганоков, В. А. Мальцев, А. В. Куликовский, *СФХТ* **5**, 1754 (1992).
72. V. A. Konovodchenko, A. G. Sivakov, F. P. Zhuravel, V. G. Efremenko, and B. B. Banduryan, *Cryogenics* **26**, 531 (1986); *ФНТ* **12**, 548 (1986).
73. В. Г. Волоцкая, А. Г. Сиваков, О. Г. Туртанов, *ФНТ* **12**, 934 (1986).
74. А. Г. Сиваков, А. П. Журавель, И. М. Дмитренко, В. Г. Волоцкая. О. А. Корецкая, *СФХТ* **5**, 1746 (1992).
75. Л. И. Глазман, *ФНТ* **12**, 688 (1986).
76. Г. Е. Чурилов, В. Н. Светлов, *ФНТ* **15**, 1146 (1989).
77. Л. Г. Асламазов, С. В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
78. Б. Ю. Блок, С. В. Лемпицкий, *ФТТ* **26**, 457 (1984).
79. I. S. Aranson, L. Kramer, and A. Weber, *J. Low Temp. Phys.* **89**, 859 (1992).

80. M. Mashida and H. Kaburaki, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3206 (1993).
81. I. Aranson, M. Gitterman, and B. Ya. Shapiro, *J. Low Temp. Phys.* 97, 215 (1994).
82. С. В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **90**, 793 (1986).
83. A. Veber and L. Kramer, *J. Low Temp. Phys.* **84**, 289 (1991).
84. A. Andropov, I. Gordion, V. Kurin, I. Nefedov, and I. Shereshevsky, *Physica* **C213**, 193 (1993).

Resistive state of wide superconducting films and phase slip lines

(Review Article)

I. M. Dmitrenko

The processes are considered which define, under isothermal conditions, the structure of resistive state of the films with the width greater than the penetration depth $\lambda_\perp$, the shape of voltage-current characteristic, critical currents, hysteresises of different origin, nonlinearities of dynamical mixed state and formation of the phase slip lines (PSL). A distribution of the pair and quasiparticle potentials in PSLs, interaction of the lines and peculiarities of vortices dynamics in the charge disbalance region are also discussed. The centers of phase slip in narrow superconducting channels and effect of microwave fields on the films also have received some attention. The known results for HTS materials are given as well as the visual information obtained by a low-temperature laser scanning microscopy.