

## Влияние микроволнового облучения на токовое резистивное состояние широкой сверхпроводящей пленки

В.М. Дмитриев<sup>1,2</sup>, И.В. Золочевский<sup>1</sup>, Т.В. Саленкова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

E-mail: dmitriev@ilt.kharkov.ua

<sup>2</sup> International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures  
95 Gajowicka Str., Wroclaw, 53-421, Poland

Статья поступила в редакцию 23 июня 2009 г.

Экспериментально исследовано влияние высокочастотного электромагнитного поля на резистивное состояние широкой пленки, обусловленное протеканием постоянного тока. В этой ситуации резистивность возникает как следствие развития двух процессов: движения пирл-абрикосовских вихрей собственного магнитного поля тока и проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка. Показано, что под действием микроволнового облучения резистивность пленки, обусловленная вихревым механизмом, уменьшается и при больших уровнях мощности ( $P > 0,4P_c$ ) исчезает, при этом dc резистивность пленки обусловлена только процессами проскальзывания фазы, как в узких безвихревых каналах. Экспериментально установлено, что начиная с некоторого уровня мощности  $P^* < P_c$  электромагнитное поле играет определяющую роль в процессах возникновения линий проскальзывания фазы. Аналогичный вывод сделан и при исследовании влияния микроволнового поля на дифференциальное сопротивление центра проскальзывания фазы в узких безвихревых каналах, что говорит о единой природе процессов проскальзывания фазы в широких и узких пленках.

Експериментально досліджено вплив високочастотного електромагнітного поля на резистивний стан широкої плівки, який обумовлений протіканням постійного струму. У цій ситуації резистивність виникає як наслідок розвитку двох процесів: руху пірл-абрикосівських вихорів власного магнітного поля струму та проковзування фази надпровідного параметра порядку. Показано, що під дією мікрохвильового опромінення резистивність плівки, яка обумовлена вихоревим механізмом, зменшується та при великих рівнях потужності ( $P > 0,4P_c$ ) зникає, при цьому dc резистивність плівки обумовлена тільки процесами проковзування фази, як у вузьких безвихрових каналах. Експериментально встановлено, що починаючи з деякого рівня потужності  $P^* < P_c$  електромагнітне поле відіграє визначальну роль у процесах виникнення ліній проковзування фази. Аналогічний висновок зроблено і при дослідженні впливу мікрохвильового поля на диференціальний опір центра проковзування фази у вузьких безвихрових каналах, що говорить про єдину природу процесів проковзування фази в широких та вузьких плівках.

PACS: 74.25.Fy Транспортные свойства (электро- и теплопроводность, термоэлектрические эффекты и т.д.);

74.25.Nf Отклик на воздействие электромагнитных полей (ядерный магнитный резонанс, поверхностный импеданс и т.д.);

74.40.+k Флуктуации (шумы, хаос, неравновесная сверхпроводимость, локализация и т.д.).

Ключевые слова: широкая сверхпроводящая пленка, линия проскальзывания фазы, микроволновое облучение.

## 1. Введение

В настоящей работе исследовано влияние микроволнового облучения на резистивное состояние, вызванное протеканием в широкой сверхпроводящей пленке постоянного тока больше критического в отсутствие внешнего магнитного поля. В этой ситуации резистивность возникает как следствие развития двух процессов: проникновения в пленку и движения поперек нее вихрей собственного магнитного поля тока и проскальзывания фазы сверхпроводящего параметра порядка. Необходимо подчеркнуть, что технологически очень трудно создать широкую пленку, однородную по толщине и структуре. Кроме того, при исследовании электрических и магнитных свойств образцов важную роль играют края пленок, поскольку для проникновения вихрей в сверхпроводник им необходимо преодолеть краевой барьер [1] той же физической природы, что и барьер Бина–Ливингстона [2] в объемных сверхпроводниках II рода. При этом надо отметить, что фактически краевой барьер будет соответствовать теоретическому значению, если поверхность образца будет идеально гладкой [3], так как даже микроскопические шероховатости локально его понижают. Известно, что наличие различных неоднородностей в пленках приводит к зацеплению (пиннингу) вихрей. Пиннинг вихрей может происходить как на неоднородностях краев образца [4,5], так и на объемных дефектах структуры или локальных уменьшениях толщины пленок [6]. Поэтому вихревое движение в таких системах начинается лишь тогда, когда действующая на них сила Лоренца, обусловленная протекающими через пленку постоянным или переменным током, превосходит силу взаимодействия с неоднородностями. Еще в 1966 г. Гиттлеманом и Розенблюмом (ГР) [7] было изучено поглощение мощности электромагнитного поля вихрями в толстых пленках PbIn и NbTa с большим числом центров пиннинга, а также был сделан анализ полученных результатов. Было показано, что при низких частотах облучения доминируют силы пиннинга и диссипации нет, а при высоких частотах облучения вихри срываются с центров пиннинга, что приводит к вихревой резистивности в пленке. Дипиннинг вихрей, а следовательно, и увеличение дифференциального сопротивления в вышеупомянутых пленках происходит при частотах облучения больше некоторой частоты  $f_0 \sim 4\text{--}15$  МГц.

Иначе происходит переход в резистивное состояние в однородных пленках, в которых ролью центров пиннинга можно пренебречь. В таких пленках краевой барьер с двух сторон практически одинаков, а неоднородностей так мало, что они практически не влияют на него. В однородных образцах в отсутствие внешнего магнитного поля только лишь протекающий по сверхпроводнику ток уменьшает барьер для вхож-

дения вихрей на обоих краях пленки, причем на одинаковую величину. Согласно теории распаривания [8], при плотности тока на краях пленки, равной критической, краевой энергетический барьер уменьшается до нуля, и в пленку начинают одновременно с разных краев (т.е. парами) проникать вихри противоположного знака. Высота барьера вдоль края образца примерно одинакова, поэтому проникновение вихрей будет происходить равномерно по всей длине образца, т.е. вся пленка перейдет в резистивное вихревое состояние. Именно такие образцы были предметом исследования в настоящей работе. Для этого мы использовали широкие оловянные пленки высокого качества с хорошим тепловым согласованием с подложкой [9], сделанные по оригинальной технологии [10]. Значения критических токов этих пленок [10] равны токам распаривания, что соответствует предсказаниям теории [11]. Параметры исследуемых образцов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры пленочных образцов

Образец	$L$ , мкм	$w$ , мкм	$d$ , нм	$R_{4,2}$ , Ом	$R^{\square}$ , Ом	$T_c$ , К	$l_i$ , нм	$R_{300}$ , Ом
SnW10	88	7	181	0,487	0,040	3,809	169	9,156
SnW13	90	18	332	0,038	0,008	3,836	466	1,88
SnW14	90	18	292	0,098	0,020	3,815	215	2,33

Примечание:  $L$  — длина;  $w$  — ширина;  $d$  — толщина образца;  $l_i$  — длина свободного пробега электрона.

Итак, как же влияет микроволновое поле на токовое резистивное состояние широкой однородной пленки?

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

### 2.1. Механизмы токового резистивного состояния широкой пленки

2.1.1. Движение вихрей магнитного потока. Как уже отмечалось выше, резистивное токовое состояние (dc резистивность) однородной широкой сверхпроводящей пленки в отсутствие внешнего магнитного поля обусловлено двумя альтернативными механизмами: вязким движением решетки пирл-абрикосовских вихрей (flux-flow режим) и процессами проскальзывания фазы, причем эти два механизма включаются последовательно один за другим по мере возрастания тока и не сосуществуют вместе [10].

Рассмотрим сначала влияние переменного электромагнитного поля на вихревой механизм dc резистивности. На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов SnW14 (а) и SnW10 (б), измеренные нами при различных уровнях мощности

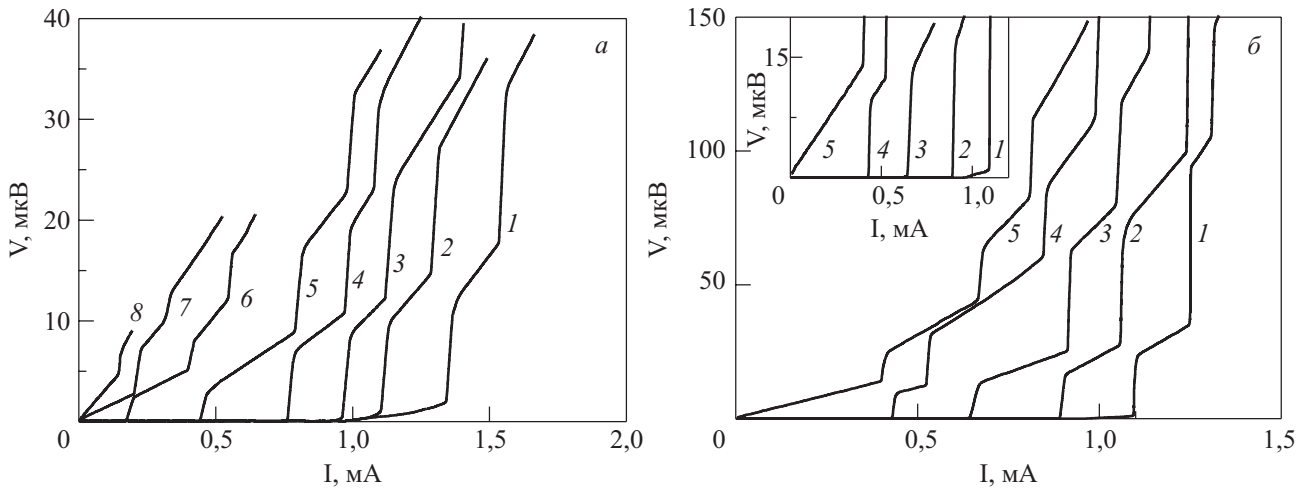


Рис. 1. Семейства экспериментальных ВАХ сверхпроводящих широких пленок при различных уровнях мощности облучения. Образец SnW14:  $f = 2473$  МГц,  $T = 3,7845$  К,  $R_{d1} = 0,031$  Ом,  $R_1 = 0,015$  Ом (а). Образец SnW10:  $f = 1000$  МГц,  $T = 3,758$  К,  $R_{d1} = 0,079$  Ом,  $R_1 = 0,035$  Ом (б). Для ВАХ 1 мощность облучения  $P = 0$ , а для остальных она возрастает с увеличением порядкового номера.

облучения на частоте  $f = 2473$  МГц (а) и  $f = 1000$  МГц (б). Для первой ВАХ мощность облучения равна нулю, а для остальных она возрастала с увеличением порядкового номера ВАХ. Чтобы продемонстрировать наличие вихревого участка ВАХ 1, на вставке рис. 1,б приведены эти же ВАХ в более крупном масштабе. Как видно на рис.1, под действием высокочастотного облучения резистивность пленки, обусловленная движением пирл-абрикосовских вихрей, уменьшается. На рис. 2 приведены зависимости дифференциального сопротивления  $R_{dvor}$  и максимального напряжения  $V_m$  [11] вихревого участка ВАХ, обусловленного протеканием постоянного тока, от микроволновой мощности для образца SnW10 при частоте облучения  $f = 15230$  МГц,  $T = 3,758$  К (■) и

пленки SnW13 при  $f = 9200$  МГц,  $T = 3,777$  К (●). Необходимо отметить, что для образца SnW10 вихревой участок ВАХ имеет линейный вид, в то время как аналогичный участок образца SnW13, кроме начального линейного участка ВАХ, имеет и нелинейный. На рисунке видно, что с увеличением мощности облучения уменьшаются  $R_{dvor}$  и  $V_m$ . При достаточно большой мощности микроволнового облучения ( $P > 0,4P_c$ ) вихревой участок на ВАХ вообще отсутствует (см. рис. 1,а, ВАХ 4–6, рис. 1,б, ВАХ 2–4 и рис. 2).

Длины исследуемых пленок малы по сравнению с длиной волны микроволнового поля (длина пленки составляет всего 1% от минимальной длины волны). Поэтому следствием микроволнового облучения является тот факт, что в каждый момент времени через

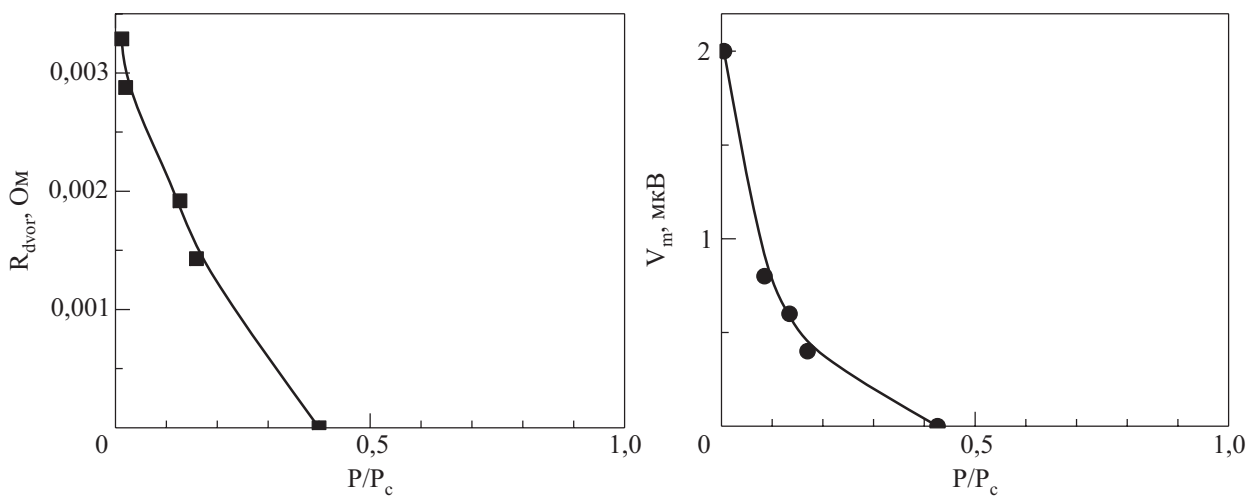


Рис. 2. Экспериментальные зависимости дифференциального сопротивления  $R_{dvor}$  и максимального напряжения  $V_m$  вихревого участка ВАХ, обусловленного протеканием постоянного тока, от микроволновой мощности для образца SnW10 при частоте облучения  $f = 15230$  МГц,  $T = 3,758$  К (■) и образца SnW13 при  $f = 9200$  МГц,  $T = 3,777$  К (●).

образец протекает практически одинаковый по всей длине пленки ток  $I_f \sim \sqrt{P}$ , хотя его величина все время изменяется. Известно, что максимальная скорость движения пирл-абрикосовских вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке равна  $v_A \approx 10^3$  м/с [12]. Время движения вихря от края нашей пленки до ее середины, где происходит аннигиляция,  $\tau = w / 2v_A \sim 10^{-7} - 10^{-8}$  с велико по сравнению с периодом электромагнитной волны ( $\sim 10^{-9} - 10^{-10}$  с). Поэтому сила Лоренца, действующая на вихри, является переменной. Суперпозиция постоянного и переменного токов в пленке приводит к тому, что в определенный промежуток времени (когда  $I + I_f > I_c(P)$ ) вихри возникают и движутся, а в иной промежуток времени (когда  $I + I_f < I_c(P)$ ) новые вихри не рождаются, а возникшие прежде замедляют скорость движения вплоть до их остановки.

Согласно оценкам [11], время развития неустойчивости мейсснеровского состояния, приводящей к образованию вихрей у края пленки, по порядку величины равно времени релаксации  $\tau_\Delta$  параметра порядка. В окрестности критической температуры  $T_c \gg T_c - T$  эволюция квазичастичной подсистемы пленки характеризуется единым временем  $\tau_\epsilon$  энергетической релаксации электронов за счет электрон-фононного взаимодействия, которое определяет процесс релаксации  $\Delta(t)$ , протекающий за время

$$\tau_\Delta = \frac{\pi^3 k T_c \tau_\epsilon}{7 \zeta(3) \Delta_0} \simeq \frac{1,2 \tau_\epsilon}{(1 - T / T_c)^{1/2}} \gg \tau_\epsilon \quad (1)$$

(см., например, [13], где

$$\Delta_0 = (8\pi^2 / 7 \zeta(3))^{1/2} k T_c (1 - T / T_c)^{1/2}$$

— равновесное значение параметра порядка,  $\tau_\epsilon = 4 \cdot 10^{-10}$  с). В низкочастотном ( $\omega \tau_\Delta \ll 1$ ) поле параметр порядка  $\Delta(t)$  почти адиабатически следует за изменениями поля. Для наших образцов время  $\tau_\Delta \simeq (3 - 5) \cdot 10^{-9}$  с велико по сравнению с периодом электромагнитной волны ( $\sim 10^{-9} - 10^{-10}$  с), т.е. ( $\omega \tau_\Delta \gg 1$ ), и в этом случае в отсутствие постоянного тока в пленке параметр порядка испытывает слабые осцилляции около среднего значения  $\Delta$ , которое определяется средней интенсивностью переменного поля [14].

В нашем случае влияние микроволнового поля на пирл-абрикосовский вихрь в пленке происходит на фоне критического постоянного тока  $I_c(P)$ , который явился причиной появления этого вихря. С увеличением мощности облучения ее влияние на вихрь увеличивается (см. рис. 2), и при достаточно большой микроволновой мощности пирл-абрикосовские вихри вследствие инерционности перестают двигаться (отсутствует вихревой участок на ВАХ), т.е. происходит своеобразная высокочастотная «локализация» вихрей.

До настоящего времени не поставлена окончательно точка в споре, возникшем еще в 1965 г., об эффективной вихревой инерционности: доводы в пользу наличия массы вихря, совпадающей с электронной массой ядра, были высказаны в работе [15], в то время как другие предлагали безмассовую динамику вихрей [16,17]. Мы полагаем, что вихрь все же обладает массой и высокочастотные методы исследования позволят получить конкретные результаты.

На рис. 3 представлены экспериментальные температурные зависимости критического тока для образца SnW10 в отсутствие внешнего электромагнитного поля (квадраты) и в микроволновом поле с частотой  $f = 12,9$  ГГц (перевернутые треугольники) [18]. Ширина пленки SnW10 сравнительно мала ( $w = 7,3$  мкм), поэтому вблизи  $T_c$  образец ведет себя как узкий канал, и критический ток равен току распаривания Гинзбурга–Ландау  $I_c^{GL}(T) \propto (1 - T / T_c)^{3/2}$ . При температуре кроссовера  $T_{\text{cros1}} = 3,769$  К образец начинает вести себя как широкая пленка: при  $T < T_{\text{cros1}}$  на ВАХ наблюдается вихревой участок. Температурная зависимость  $I_c(T)$  при  $T < T_{\text{cros1}}$  вначале сохраняет вид  $(1 - T / T_c)^{3/2}$ , хотя значение  $I_c(T)$  оказывается меньше тока распаривания  $I_c^{GL}(T)$  вследствие мейсснеровского экранирования индуцированного током магнитного поля, что приводит к увеличению плотности тока вблизи краев пленки. Наконец, при  $T < T_{\text{cros2}} = 3,717$  К температурная зависимость критического тока стано-

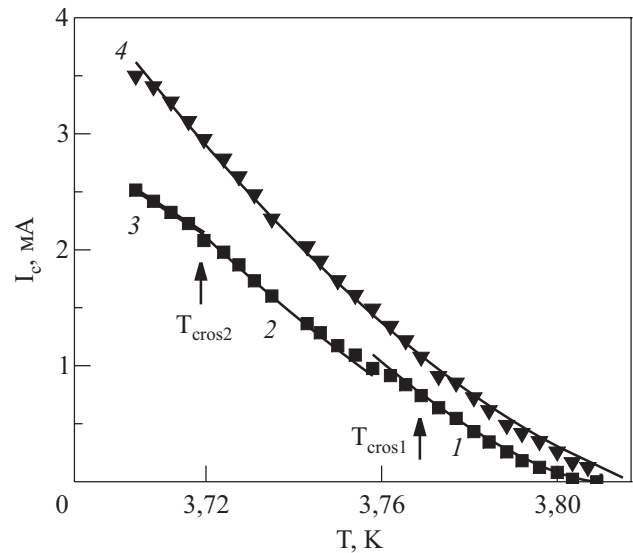


Рис. 3. Температурные зависимости критических токов: Экспериментальные зависимости  $I_c(T, f = 0)$  (■) и  $I_c(T, f = 12,9$  ГГц) (▼) образца SnW10; теоретическая зависимость  $I_c^{GL}(T) = 7,07 \cdot 10^2 (1 - T / T_c)^{3/2}$  мА (1); расчетная зависимость  $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 (1 - T / T_c)^{3/2}$  мА (2); теоретическая зависимость  $I_c^{AL}(T) = 9,12 \cdot 10^1 (1 - T / T_c)$  мА [11] (3); теоретическая зависимость  $I_c(T, f = 12,9$  ГГц), рассчитанная из теории Элиашберга [19] для узкого канала (4).

в и т с я л и н е й н о й ,  $I_c(T) = I_c^{AL}(T) = 9,12 \cdot 10^1 \times (1 - T/T_c)$  мА, что соответствует теории Асламазова–Лемпицкого [11].

При проведении измерений в микроволновом поле мощность излучения подбиралась из условия достижения максимального критического тока  $I_c^P(T)$ .

На рис. 3 представлена температурная зависимость наибольшего критического тока  $I_c^P(T)$  образца SnW10 при частоте облучения  $f = 12,9$  ГГц. Отметим, что при данной частоте электромагнитного облучения и оптимальной мощности вихревой участок на ВАХ отсутствует (т.е. образец ведет себя как узкий канал) во всем исследованном нами температурном интервале (до температур  $T = 3,700$  К и даже несколько ниже). Другими словами, в диапазоне температур  $T_{\text{cros1}}^P(12,9 \text{ ГГц}) < T < T_c^P(12,9 \text{ ГГц})$  ( $T_{\text{cros1}}^P(12,9 \text{ ГГц}) < 3,700$  К и на рис. 2 не показана,  $T_c^P(12,9 \text{ ГГц}) = 3,822$  К) образец ведет себя как узкий канал. Отметим, что  $T_{\text{cros1}}^P(12,9 \text{ ГГц}) \ll T_{\text{cros1}}(P = 0)$ , в то время как  $T_c < T_c^P(12,9 \text{ ГГц})$ . Таким образом, в условиях оптимальной стимуляции критического тока внешним облучением температурный интервал режима узкого канала увеличивается.

Важно также отметить, что экспериментальная зависимость  $I_c^P(T)$  при  $f = 12,9$  ГГц хорошо совпадает с теоретическим расчетом критического тока из теории Элиашберга [19] для узкого канала (рис. 2, кривая 4) во всем исследованном нами температурном диапазоне.

Из вышеизложенного можно сделать следующее заключение. Если в отсутствие внешнего микроволнового облучения образец SnW10 является узким безвихревым каналом при  $T_{\text{cros1}} < T < T_c$ , а при  $T < T_{\text{cros1}} = 3,769$  К он становится широкой пленкой с вихревой резистивностью при малых токах, то при микроволновом облучении данный образец остается узким безвихревым каналом и при  $T < 3,769$  К и даже при  $T < 3,700$  К. Это проявляется не только в отсутствие вихревого участка на ВАХ, но и в атрибутике проявления эффекта стимуляции сверхпроводимости микроволновым полем в узких каналах. Таким образом, обнаружено, что сверхпроводящая широкая пленка SnW10 (для  $T < 3,769$  К) при оптимальной стимуляции сверхпроводимости микроволновым полем становится узким безвихревым каналом с равномерным распределением плотности тока по поперечному сечению. В такой пленке возможно протекание наибольшей допустимой плотности сверхпроводящего тока — плотности тока распаривания. Это означает, что в определенных условиях воздействие внешнего электромагнитного облучения может использоваться как альтернативный метод освобождения токонесущих сверхпроводящих структур от вихревой резистивности. Традиционно этого достигают за счет ис-

кусственного увеличения пиннинга вихрей. В этом случае плотность тока распаривания недостижима в силу занятости части поперечного сечения образца запиннингованными вихрями.

Картина отсутствия вихревой резистивности при больших уровнях мощности облучения подтверждается и видом ВАХ при мощности облучения  $P \geq P_c$  (см. рис. 1, а, ВАХ 7, рис. 1, б, ВАХ 5) широкой пленки. Следовательно, резистивное токовое состояние широкой пленки в присутствии микроволнового облучения определенной мощности ( $P > 0,4P_c$ ) обусловлено исключительно процессами проскальзывания фазы (как в безвихревом узком канале).

*2.1.2. Проскальзывание фазы параметра порядка.* Кроме вихревого механизма dc резистивности в широкой сверхпроводниковой пленке, существует и механизм резистивности, связанный с процессами проскальзывания фазы. Что касается исследований влияния микроволнового облучения на этот механизм резистивности, то здесь стоит упомянуть работу [20]. В этой работе исследованы оловянные пленки шириной  $w = 70$  мкм, толщиной  $d = 100$  нм и длиной  $L = 2$  мм, напыленные на кремниевые подложки. Необходимо сразу отметить, что кремниевые подложки не обеспечивают хороший теплоотвод от оловянных пленок [9]. Далее, с этими пленками были произведены следующие манипуляции [21]: формирование канала шириной  $\approx 1$  мкм и глубиной  $\approx 20$  нм поперек пленки с помощью электронно-лучевой литографии и ионно-лучевого травления, боковые границы пленки были промодулированы с амплитудой и периодом в несколько микрон. Это, по утверждению авторов, было сделано «для облегчения вхождения вихрей потока», хотя «без канала ЛПФ тоже наблюдались, но были хуже выражены» [21]. Авторы работы [20], проанализировав вид семейства ВАХ, полученных при различных уровнях мощности микроволнового облучения, делают вывод о неизменности динамического сопротивления линий проскальзывания фазы (ЛПФ) с увеличением мощности электромагнитного поля. Мы утверждаем, что вышеперечисленные манипуляции авторов с пленкой совместно с плохим теплоотводом приводят к возникновению в пленке не ЛПФ, а так называемых «горячих пятен», физика которых совершенно отлична от физики ЛПФ [22].

Как известно, динамическое сопротивление линии проскальзывания фазы пропорционально глубине проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник и равно:

$$R_{d1} = 2l_E R_n / L = 4[(D/\pi)(kT/\Delta)\tau_\epsilon]^{1/2} R_n / L, \quad (2)$$

где  $R_n$  — нормальное сопротивление пленки вблизи критической температуры,  $D$  — коэффициент диффузии для электронов,  $L$  — длина образца.



Учитывая это, можно ожидать, что при подавлении параметра порядка  $\Delta$  электромагнитным полем динамическое сопротивление ЛПФ, вызванной протеканием постоянного тока, увеличится, а при стимуляции сверхпроводимости [23] — уменьшится. Однако проведенные нами экспериментальные исследования воздействия микроволнового поля на токовое резистивное состояние широких сверхпроводящих пленок показали, что это не так.

Рассмотрим влияние микроволнового поля на динамическое сопротивление  $R_{d1}(P)$  ЛПФ, созданной протеканием постоянного тока (dc ЛПФ). На рис. 1,б представлено семейство вольт-амперных характеристик для образца SnW10 при различных уровнях мощности микроволнового облучения на частоте  $f = 1000$  МГц. Частота облучения довольно низкая, поэтому увеличение мощности облучения приводит к уменьшению критического тока, т.е. к подавлению сверхпроводимости. Однако увеличения динамического сопротивления dc ЛПФ, как ожидалось, мы не наблюдаем. Более того,  $R_{d1}(P)$  при  $P < P_c$  с увеличением мощности уменьшается:  $R_{d1}(P = 0) = 0,079$  Ом, а  $R_{d1}(P \rightarrow P_c) = 0,035$  Ом. Аналогичная картина наблюдается и для образца SnW14 (см. рис. 1,а). На рис. 1 видно, что сначала с ростом мощности облучения динамическое сопротивление dc ЛПФ не меняется. Далее, начиная с некоторого уровня мощности  $P^* \ll P_c$ , наблюдается плавное уменьшение  $R_{d1}(P)$  линии проскальзывания фазы, вызванной протеканием постоянного тока. Необходимо отметить при этом, что с увеличением мощности облучения состояние сверхпроводящей пленки при возникновении в ней dc ЛПФ становится более устойчивым к возрастанию постоянного тока (увеличение линейных участков ВАХ, сопротивление которых кратно  $R_{d1}(P)$ ). Такой же эффект ранее наблюдался для центра проскальзывания фазы (ЦПФ) в узких сверхпроводящих каналах [24,25].

На рис. 4 представлены зависимости величины относительного динамического сопротивления  $R_{d1}(P)/R_{d1}(P = 0)$  dc ЛПФ от мощности облучения для образца SnW10. Видно, что при увеличении мощности электромагнитного поля от нуля до критического значения  $P_c$  динамическое сопротивление токовой ЛПФ при частоте облучения 695 МГц уменьшается почти в три раза, а при частоте микроволнового поля 3136 МГц — почти в два раза. Кроме того, экспериментально установлено, что существует тенденция уменьшения значения относительной пороговой мощности  $P^*/P_c$  с увеличением частоты облучения  $f$ , где  $P^*$  — уровень мощности, превышение которого приводит к ее влиянию на разбаланс заселенностей ветвей квазичастичного спектра сверхпроводящей пленки.

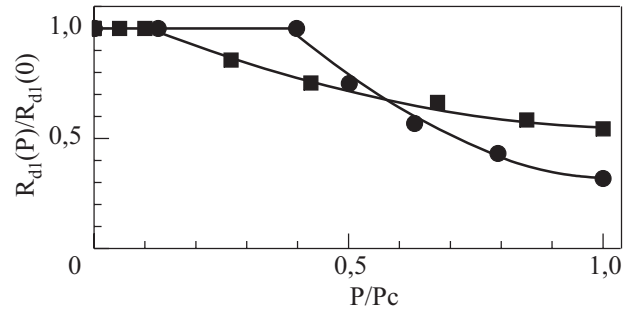


Рис. 4. Зависимость дифференциального сопротивления ЛПФ, обусловленной протеканием постоянного тока,  $R_{d1}(P)/R_{d1}(P = 0)$  от мощности облучения для образца SnW10 при частотах облучения  $f = 695$  МГц,  $T = 3,777$  К (●) и  $f = 3136$  МГц,  $T = 3,750$  К (■).

При мощности облучения  $P = P_c$  в образце возникает ac ЛПФ, т.е. ЛПФ, которая формируется исключительно внешним электромагнитным полем. Величина сопротивления ac ЛПФ  $R_1(f)$  равна дифференциальному сопротивлению  $R_{d1}(P \geq P_c)$  dc ЛПФ (см.рис. 1,а, ВАХ 7, 8; рис. 1,б, ВАХ 5):

$$R_1(f) = R_{d1}(P \geq P_c) \neq R_{d1}(P_c = 0).$$

Следовательно, под действием внешнего электромагнитного поля величина дифференциального сопротивления  $R_{d1}(P < P_c)$  dc ЛПФ стремится к величине сопротивления  $R_1$  ac ЛПФ.

### 3. Заключение

Приведенные в настоящей работе результаты исследований говорят о том, что под действием микроволнового облучения резистивность однородной пленки, обусловленная вихревым механизмом, уменьшается и при больших уровнях мощности ( $P > 0,4P_c$ ) даже исчезает, при этом dc резистивность пленки будет обусловлена только процессами проскальзывания фазы, как в узком безвихревом канале. При мощности облучения  $P > P_c$  вихревой механизм резистивности отсутствует и резистивное состояние пленки обусловлено возникновением ac ЛПФ.

Показано, что начиная с некоторого уровня мощности  $P^* < P_c$  электромагнитное поле играет определяющую роль в процессах возникновения dc ЛПФ и, следовательно, разбаланса заселенностей ветвей энергетического спектра квазичастиц. Важно заметить, что аналогичный вывод был сделан и при исследовании влияния микроволнового поля на дифференциальное сопротивление ЦПФ в узких безвихревых сверхпроводящих каналах [24]. При мощности облучения больше критической сопротивление сверхпроводящей широкой пленки изменяется дискретно и кратно величине сопротивления  $R_1(f)$  ac ЛПФ. С увеличением мощности облучения или постоянного

тока сопротивление  $R_1(f)$  остается постоянным. Эти факты подтверждают предположение об отсутствии вихрей в данном случае. При этом мы обращаем внимание на то обстоятельство, что в определенных условиях внешнее электромагнитное облучение может быть использовано как метод освобождения токонесящих сверхпроводящих структур (пленок, проволок, в том числе, многожильных) от вихревой резистивности, альтернативный искусственному внедрению центров пиннинга вихрей.

Авторы выражают благодарность Е.В. Безуглому за постоянный интерес и полезные дискуссии в ходе выполнения настоящей работы.

1. T. Ogushi and Y. Shibuaya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **32**, 400 (1972).
2. C.P. Bean and J.D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
3. R.V. De Blois and W. De Sorbo, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 499 (1964).
4. C.P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36** 31 (1964).
5. S.L. Wipf, *Phys. Rev.* **161** 404 (1967).
6. К.К. Лихарев, *Изв. Вузов, Радиофизика* **14**, 909 (1971).
7. J.I. Gittleman and B. Rosenblum, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 734 (1966).
8. В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, *Собрание трудов Л.Д. Ландау*, Наука, Москва (1969), т. 2.
9. S.V. Kaplan, *J. Low Temp. Phys.* **37**, 343 (1979).
10. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 127 (2005)].
11. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
12. H. Meissner, *J. Low Temp. Phys.* **2**, 267 (1970).
13. J.A. Pals, K. Weiss, P.M.T.M. van Attekum, R.E. Horstman, and J. Wolter, *Phys. Rep.* **89**, 323 (1982).
14. Е.В. Безуглый, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов, Г.Е. Чурилов, А.Ю. Азовский, *ФНТ* **13**, 906 (1987) [*Sov. Low Temp. Phys.* **13**, 517 (1987)].
15. J. Bardeen and M.J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965).
16. H. Suhl, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 226 (1965).
17. B. Parks, S. Spielman, J. Orenstein, D.T. Nemeth, F. Ludwig, J. Clarke, P. Merchant, and D.J. Lew, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3265 (1995).
18. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Безуглый, *ФНТ* **33**, 406 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 300 (2007)].
19. Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).
20. В.И. Кузнецов, В.А. Тулин, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 992 (1995).
21. Е.В. Ильичев, В.И. Кузнецов, В.А. Тулин, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 297 (1992).
22. В.П. Семиноженко, В.Ф. Хирный, *Диссипативные состояния и нелинейные эффекты в неоднородных*

*сверхпроводниках*, Институт монокристаллов, Харьков (2006).

23. А.Б. Агафонов, В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **27**, 928 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 686 (2001)].
24. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **12**, 643 (1986) [*Sov. Low Temp. Phys.* **12**, 365 (1986)].
25. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **14**, 134 (1988) [*Sov. Low Temp. Phys.* **14**, 73 (1988)].
26. Г.А. Овсянников, С.В. Проклов, И.Л. Серпученко, *ФТТ* **30**, 867 (1988).

### The influence of microwave irradiation on the direct current resistive state of a wide superconducting film

V.M. Dmitriev, I.V. Zolochevskii, and T.V. Salenkova

The influence of microwave field on direct current resistive state of a wide film is measured. In this situation the resistivity results from the development of two processes: the motion of Pearl–Abrikosov vortices of the current self-magnetic field and the phase-slip of the superconducting order parameter. It is shown that under the action of microwave irradiation the film resistivity caused by the vortex mechanism decreases and then at high power levels ( $P > 0.4P_c$ ) it vanishes, the dc resistivity of the film being due to only the phase-slip processes as in a narrow superconducting vortex-free channel. It is found that beginning with a certain level of power ( $P^* < P_c$ ), the microwave field is the determining factor in the processes of initiation of phase-slip lines. The same conclusion has been made in the study of the effect of microwave field on differential resistance of phase-slip centers in narrow vortex-free channels, suggesting that the processes of phase-slip in wide and narrow films are of the same nature.

PACS: 74.25.Fy Transport properties (electric and thermal conductivity, thermoelectric effects, etc.);  
 74.25.Nf Response to electromagnetic fields (nuclear magnetic resonance, surface impedance, etc.);  
 74.40.+k Fluctuations (noise, chaos, non-equilibrium superconductivity, localization, etc.).

Keywords: wide superconducting film, phase-slip line, microwave irradiation.