

# Влияние микроволнового излучения на ток возникновения процессов проскальзывания фазы в широких пленках олова

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

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

<sup>2</sup>International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures  
95 Gajowicka Str., 53-421, Wroclaw, Poland  
E-mail: dmitriev@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 5 октября 2006 г.

Экспериментально исследованы и проанализированы температурные зависимости стимулированного микроволновым полем максимального тока существования вихревого резистивного состояния широких и тонких оловянных пленок  $I_m^P(T)$ . Показано, что экспериментально полученные температурные зависимости тока  $I_m^P(T)$  хорошо аппроксимируются формулами, аналогичными формуле для равновесного случая теории Асламазова–Лемпицкого, в которой критическая температура  $T_c$  заменена стимулированной критической температурой  $T_c^P$ , причем это справедливо для всей температурной области существования режима широкой пленки. Обнаружено, что с увеличением частоты облучения абсолютная величина  $I_m^P(T)$  растет, а температурная область стимуляции  $I_m^P(T)$  расширяется в направлении более низких температур.

Експериментально досліджено та проаналізовано температурні залежності стимульованого мікрохвильовим полем максимального струму існування вихорового резистивного стану широких і тонких олов'яних плівок  $I_m^P(T)$ . Показано, що експериментально одержані температурні залежності струму  $I_m^P(T)$  добре апроксимуються формулами, аналогічними формулі для рівноважного випадку теорії Асламазова–Лемпицького, де критичну температуру  $T_c$  замінено стимульованою критичною температурою  $T_c^P$ , до речі це справедливо для всієї температурної області існування режиму широкої плівки. Виявлено, що зі збільшенням частоти опромінення абсолютна величина  $I_m^P(T)$  зростає, а температурна область стимуляції  $I_m^P(T)$  розширюється в напрямку більш низьких температур.

PACS: 74.40.+k Флуктуации (шумы, хаос, неравновесная сверхпроводимость, локализация и т.д.);  
74.25.Nf Отклик на воздействие электромагнитных полей;

Ключевые слова: линии проскальзывания фазы, широкие сверхпроводящие пленки, стимуляция сверхпроводимости.

## Введение

Явление стимуляции сверхпроводимости микроволновым излучением в квазиодномерных пленках (узких каналах) уже относится к числу классических эффектов в физике твердого тела. Экспериментальным проявлением этого эффекта в узком канале является увеличение его критической температуры  $T_c$  и критического тока или тока распаривания Гинзбурга–Ландау  $I_c^{GL}(T)$ . При протекании через канал тока больше, чем  $I_c^{GL}(T)$ , узкий канал переходит в резистивное токовое состоя-

ние, обусловленное исключительно возникновением центров проскальзывания фазы (ЦПФ). Поэтому в узком канале критический ток и ток возникновения первого ЦПФ являются тождественными понятиями [1]. В отличие от этого, в качественных [2] сверхпроводящих широких пленках ( $w \gg \xi(T)$ ,  $\lambda_{\perp}(T)$ , где  $w$  — ширина пленки;  $\xi(T)$  — длина когерентности;  $\lambda_{\perp}(T)$  — глубина проникновения перпендикулярного магнитного поля в пленку) при превышении критического тока  $I_c(T)$  возникает вихревое состояние, т.е. наблюдается однородное течение вихрей, так называ-

емый flux flow режим. Широкая пленка находится в этом режиме до достижения транспортным током значения  $I_m$  — максимального тока, при котором в широкой пленке исчезает вихревая структура резистивного состояния [3] и возникает первая линия проскальзывания фазы (ЛПФ) [2]. В работе [4] впервые сообщено об обнаружении явления стимуляции сверхпроводимости внешним электромагнитным полем в широких оловянных пленках с неоднородным распределением транспортного тока по ширине образца. Экспериментально было обнаружено, что под действием микроволнового поля возрастает не только критический ток  $I_c(T)$ , но и максимальный ток  $I_m(T)$ . В этой связи проблема стимуляции сверхпроводимости в широких пленках становится особенно интересной, так как она требует рассмотрения поведения в микроволновом поле и критического тока, и максимального тока существования вихревого резистивного состояния. Поведение критического тока в микроволновом поле рассмотрено в работе [5]. Цель настоящей работы — экспериментальное исследование эффекта стимуляции тока образования первой ЛПФ  $I_m(T)$  в широком температурном интервале при воздействии внешнего микроволнового излучения различных частот.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

В качестве объектов исследования использованы тонкие ( $d \ll \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$ , где  $d$  — толщина пленки) оловянные пленки, методика получения которых описана в работе [2]. При измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) четырехзондовым методом образцы помещали в двойной экран из отожженного пермаллоя. Электрическая компонента микроволнового поля была направлена параллельно транспортному току в образце. Параметры некоторых исследованных пленок приведены в табл. 1.

На рис. 1 представлена ВАХ одного из исследованных образцов, типичная для качественных широких пленок. Токовое (dc) резистивное состояние пленки, обусловленное движением решетки собственных абрикосовских вихрей, существует в интервале токов  $I_c < I < I_m$  (вихревой участок ВАХ). Теория такого токового резистивного состояния, вызванного движением вихрей, предложена в работе [3]. Согласно этой

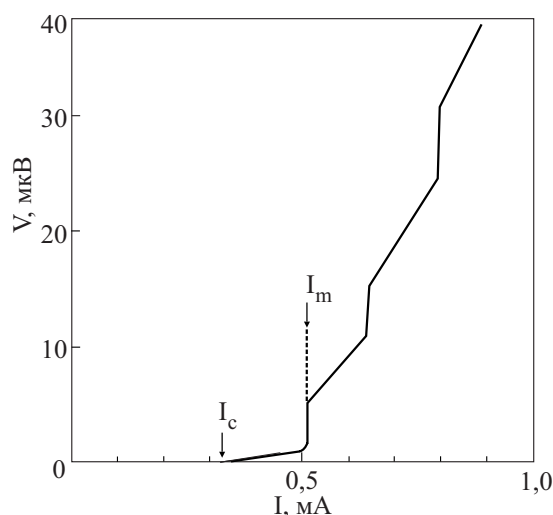


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика широкой сверхпроводящей пленки SnW13 при температуре  $T = 3,798$  К.

теории, при достижении плотности тока на краях пленки величины порядка плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау исчезает краевой барьер для вхождения вихрей в пленку. С увеличением транспортного тока ( $I > I_c$ ) в пленке растет плотность вихрей и распределение тока становится все более равномерным. При  $I = I_m$  плотность тока становится равной критической не только у краев, где зарождаются вихри, но и в середине пленки. При этом токе вихревое резистивное состояние становится неустойчивым [3] и пленка скачком переходит в резистивное состояние, обусловленное возникновением ЛПФ. Такая картина резистивного токового (dc) состояния широкой пленки нашла свое экспериментальное подтверждение в работах [2,6].

Как уже отмечалось, в случае равномерного распределения тока по сечению пленки ее критический ток является током распаривания Гинзбурга–Ландау  $I_c^{GL}(T)$ , величина и температурная зависимость которого для пленки шириной  $w$  и толщиной  $d$  в окрестности критической температуры определяются выражением [7]

$$I_c^{GL}(T) = \frac{c\Phi_0 w}{6\sqrt{3}\pi^2 \xi(0)\lambda_{\perp}(0)} (1 - T/T_c)^{3/2} = I_c^{GL}(0)(1 - T/T_c)^{3/2}. \quad (1)$$

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
SnW5	92	42	120	0,14	0,064	3,789	145	2,27
SnW13	90	18	332	0,038	0,008	3,836	466	1,88

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

Здесь  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $\lambda_{\perp}(0) = 2\lambda^2(0)/d$ ,  $\xi(0)$  — длина когерентности и  $\lambda_{\perp}(0)$  — глубина проникновения магнитного поля в пленку при температуре  $T = 0$ .

Выражение для максимального тока существования вихревого резистивного состояния имеет вид [3]

$$I_m(T) = I_c^{GL}(T)C \ln^{(-1/2)}(2w/\lambda_{\perp}(T)). \quad (2)$$

Здесь  $C$  — численный (подгоночный) коэффициент порядка единицы.

Видно, что ток  $I_m(T)$  близок к  $I_c^{GL}(T)$  и отличается от него подгоночным параметром  $C$  и зависящим от температуры логарифмическим множителем, который положителен лишь при  $2w > \lambda_{\perp}(T)$ . Следует также учитывать следующее обстоятельство. Поскольку параметры  $\xi(T)$  и  $\lambda_{\perp}(T)$  неограниченно возрастают при приближении к температуре сверхпроводящего перехода, то пленка любой ширины в непосредственной близости от  $T_c$  находится в режиме узкого канала, а ее критический ток обнаруживает температурную зависимость, типичную для тока распаривания Гинзбурга–Ландау  $I_c^{GL}(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ . В работе [2] был найден количественный критерий перехода между режимами широкой и узкой пленки. Было показано, что при выполнении условия  $w > 4\lambda_{\perp}(T)$  пленка становится широкой: при переходе в токовое (dc) резистивное состояние ( $I > I_c(T)$ ) в ней возникают не ЦПФ, а появляются собственные вихри тока, а при  $I > I_m(T)$  в пленке наблюдаются только ЛПФ. Однако, как отмечено в работе [2], при переходе в режим широкой пленки зависимость критического тока  $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$  еще сохраняется в определенном интервале температур, хотя его абсолютное значение меньше  $I_c^{GL}(T)$ . Переход к линейной температурной зависимости критического тока [3] происходит лишь при достаточно низких температурах  $T < T_{\text{cros}2}$ , когда ширина пленки в 10–20 раз превышает  $\lambda_{\perp}(T)$  [2].

При исследовании стимуляции критического тока в сверхпроводящих пленках различной ширины были установлены следующие экспериментальные факты. В узких каналах  $I_c^{GL}(T)$  пропорционален  $(1 - T/T_c)^{3/2}$ . В то же время стимулированный критический ток  $I_c^P(T)$ , прекрасно описываемый теорией Элиашберга [8–10], может быть хорошо аппроксимирован зависимостью  $I_c^P(T) \propto (1 - T/T_c^P)^{3/2}$  [11]. Здесь  $T_c^P$  — стимулированная критическая температура. В широкой (вихревой) пленке вблизи  $T_c$  температурная зависимость равновесного критического тока имеет вид  $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$  [2]. Оказывается, что и стимулированный микроволновым полем критический ток в этом случае может быть хорошо аппроксимирован аналогичной зависимостью:  $I_c^P(T) \propto (1 - T/T_c^P)^{3/2}$  [5]. При  $T < T_{\text{cros}2}$  в широкой пленке наблюдается линейная температурная зависимость равновесного крити-

ческого тока [2]. Практически при этих же температурах стимулированный критический ток также может быть аппроксимирован линейной зависимостью:  $I_c^P(T) \propto (1 - T/T_c^P)$  [5]. Исходя из приведенных выше экспериментальных фактов в настоящей работе мы попытались температурные зависимости стимулированного микроволновым полем тока  $I_m^P(T)$  аппроксимировать зависимостью, аналогичной формуле (2) для равновесного случая.

На рис. 2 для образца SnW5 представлены экспериментальные температурные зависимости токов  $I_m^P(T)$  в микроволновом поле и токов  $I_m(T)$  в отсутствие поля. Для наглядности на рис. 2, б представлены результаты исследований в более узком температурном интервале вблизи  $T_c$ , чем на рис. 2, а. Ширина пленки SnW5 достаточно большая ( $w = 42$  мкм), поэтому уже для температур  $T < T_{\text{cros}2} = 3,740$  К наблюдается линейная температурная зависимость критического тока [2], что достаточно близко от  $T_c$ .

Вначале рассмотрим поведение тока возникновения первой ЛПФ  $I_m(T)$  в отсутствие внешнего электромагнитного поля (см. рис. 2 (●)). Сплошные кривые  $I$  на рисунках представляют собой расчеты  $I_m(T)$  по формуле (2) с учетом параметров пленки (см. таблицу):

$$I_m(T) = 2,867 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2} \times \\ \times 1,35 [\ln(2 \cdot 42(1 - T/T_c)/0,02532)]^{-1/2} \text{ [мА]}. \quad (3)$$

Как видно на рис. 2, экспериментальная зависимость  $I_m(T)$  хорошо согласуется с расчетной (см. кривая 1).

Экспериментальная зависимость тока  $I_m^P(T)$  при частоте облучения  $f = 9,2$  ГГц (см. рис. 2, а (▼)) хорошо аппроксимируется зависимостью

$$I_m^P(T) = 2,869 \cdot 10^3 (1 - T/T_{c1}^P)^{3/2} \times \\ \times 1,44 [\ln(2 \cdot 42(1 - T/T_{c1}^P)/0,02531)]^{-1/2} \text{ [мА]}, \quad (4)$$

аналогичной формуле (2) (рис. 2, кривая 2). Здесь использовано значение стимулированной критической температуры  $T_{c1}^P = 3,791$  К, в том числе и при расчете тока распаривания Гинзбурга–Ландау.

Экспериментальная зависимость тока  $I_m^P(T)$  при частоте внешнего электромагнитного поля 12,9 ГГц (на рисунках не показана из-за ограниченности места) хорошо аппроксимируется зависимостью

$$I_m(T) = 2,875 \cdot 10^3 (1 - T/T_{c3}^P)^{3/2} \times \\ \times 1,28 [\ln(2 \cdot 42(1 - T/T_{c3}^P)/0,02529)]^{(-1/2)} \text{ [мА]}. \quad (5)$$

Здесь использовано значение стимулированной критической температуры  $T_{c3}^P = 3,797$  К.

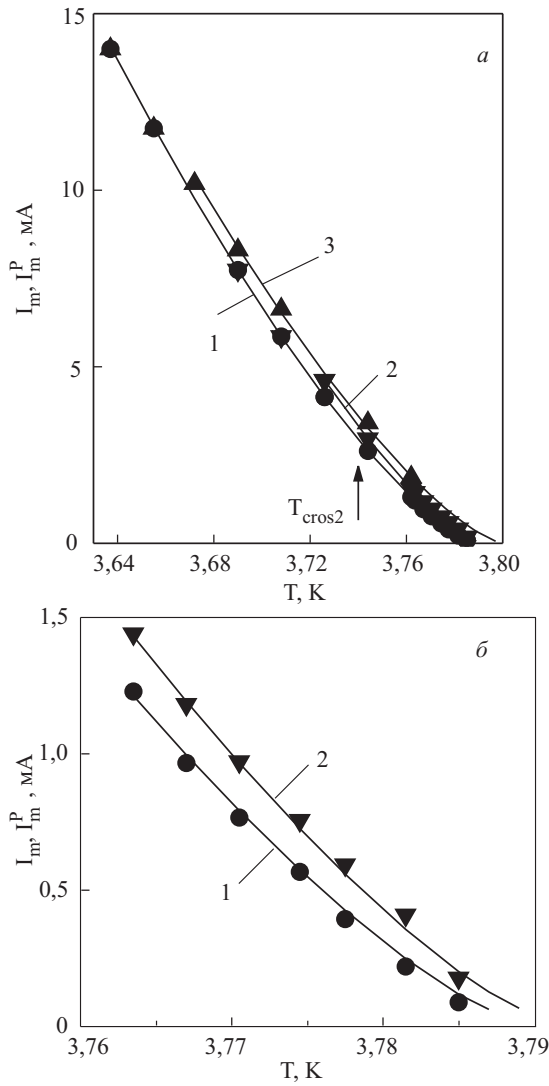


Рис. 2. Экспериментальные температурные зависимости максимального тока  $I_m$  существования стационарного одно-родного течения собственных вихрей транспортного тока поперек пленки SnW5:  $I_m(T, P = 0)$  (●),  $I_m^P(T, f = 9,2$  ГГц) (▼),  $I_m^P(T, f = 15,2$  ГГц) (▲). Кривая 1 — теоретическая зависимость  $I_m^{AL}(T, P = 0) = (2,867 \cdot 10^3 (1 - T/3,789)^{3/2} \times 1,35 (\ln(42 \cdot 2(1 - T/3,789)/0,02532))^{-1/2})$  мА (см. формулу (3)); кривая 2 — расчетная зависимость  $I_m^P(T, f = 9,2$  ГГц)  $= (2,869 \cdot 10^3 (1 - T/3,791)^{3/2} / 21,44 \ln(42 \cdot 2(1 - T/3,791)/0,02531))^{-1/2}$  мА (см. формулу (4)); кривая 3 — расчетная зависимость  $I_m^P(T, f = 15,2$  ГГц)  $= (2,877 \cdot 10^3 (1 - T/3,799)^{3/2} / 1,28 \ln(42 \cdot 2(1 - T/3,799)/0,02528))^{-1/2}$  мА (см. формулу (6)).

Экспериментальная зависимость тока  $I_m^P(T)$  при частоте микроволнового поля  $f = 15,2$  ГГц (см. рис. 2 (▲)) хорошо аппроксимируется зависимостью

$$I_m^P(T) = 2,877 \cdot 10^3 (1 - T/T_{c2}^P)^{3/2} \times 1,28 [\ln(2 \cdot 42(1 - T/T_{c2}^P)/0,02528)]^{-1/2} \text{ [мА]}, \quad (6)$$

аналогичной формуле (2) (рис. 2, а, кривая 3). Здесь использовано значение стимулированной критической температуры  $T_{c2}^P = 3,799$  К.

При проведении измерений тока  $I_m^P(T)$  пленок в микроволновом поле мощность излучения подбиралась из условия достижения максимального значения критического тока  $I_c^P(T)$ , при этом значение тока  $I_m^P(T)$  так же было наибольшим вследствие определенной корреляции этих величин [12].

Поскольку теория [3], в которой вводится определение  $I_m(T)$ , предполагает линейную зависимость критического тока  $I_c(T)$ , то, строго говоря, формула (2) должна быть применима лишь в области температур  $T < T_{cros2}$ , где наблюдается такая зависимость критического тока. Однако, как легко видеть на рис. 2, формула (2) для равновесной зависимости  $I_m(T)$  и формулы (4)–(6) для случая стимуляции  $I_m^P(T)$  электромагнитным полем достаточно хорошо описывают экспериментальные зависимости и в случае  $T > T_{cros2}$ . Это, очевидно, связано с тем, что и при  $T < T_{cros2}$ , и при  $T > T_{cros2}$  резистивные токовые состояния при  $I \approx I_m$  принципиально мало отличаются: оба эти состояния характеризуются достаточно равномерным распределением тока по ширине образца вследствие достаточно плотного заполнения пленки решеткой вихрей.

Таким образом, экспериментальные температурные зависимости стимулированного тока  $I_m^P(T)$  хорошо аппроксимируются формулами (4)–(6), аналогичными формуле (2) для равновесного случая теории Асламазова–Лемпицкого [3], где  $T_c$  заменена стимулированной критической температурой  $T_c^P$ .

Рассмотрим поведение  $I_m^P(T)$  образца SnW5 в микроволновом поле частотой  $f = 9,2$  ГГц (рис. 2 (▼)). Видно, что при облучении пленки микроволновой мощностью наблюдается эффект стимуляции  $I_m^P(T, f = 9,2$  ГГц) вплоть до  $T = 3,708$  К. При температурах меньше 3,708 К стимуляция  $I_m^P(T)$  не наблюдалась.

При облучении образца SnW5 микроволновым полем частотой, равной 12,9 ГГц, наблюдается эффект стимуляции  $I_m^P(T, f = 12,9$  ГГц) вплоть до  $T = 3,690$  К. При более низких температурах стимуляция  $I_m^P(T)$  не наблюдалась.

При облучении образца SnW5 микроволновым полем частотой 15,2 ГГц (рис. 2 (▲)) эффект стимуляции  $I_m^P(T, f = 15,2$  ГГц) наблюдается вплоть до 3,655 К. При  $T < 3,655$  К стимуляция  $I_m^P(T)$  не наблюдалась. Видно, что  $I_m^P(T, f = 15,2$  ГГц)  $> I_m^P(T, f = 12,9$  ГГц)  $> I_m^P(T, f = 9,2$  ГГц).

Таким образом, с увеличением частоты облучения абсолютная величина  $I_m^P(T)$  растет, а температурная область стимуляции  $I_m^P(T)$  расширяется в направлении более низких температур. Кстати, таким же образом ведет себя и критический ток  $I_c^P(T)$  [5]. Попытаемся найти этому объяснение.

Учтем два обстоятельства. Во-первых, как уже отмечалось, в широких пленках при  $I \approx I_m$  распределение тока по ширине пленки близко к равномерному. При этом разумно воспользоваться теми знаниями, которые накоплены для узких каналов. Во-вторых, источником стимулированных критических параметров сверхпроводника является неравновесная функция распределения квазичастиц по энергиям. При этом прежде всего возрастает значение энергетической щели [8–10].

С учетом названных выше аргументов, на рис. 3 кривой 1 представлена температурная зависимость равновесной щели  $\Delta_0(T)$  (в единицах частоты), а кривыми 2 и 3 показаны температурные зависимости стимулированной щели  $\Delta_m^P(T)$  для образца SnW5 при частотах облучения 9,2 и 15,2 ГГц соответственно в предположении однородного распределения плотности транспортного тока по сечению. На рисунке видно, что верхняя ветвь температурной зависимости стимулированной энергетической щели сверхпроводника  $\Delta_m^P(T)$  пересекается с аналогичной зависимостью равновесной щели  $\Delta_0(T)$ . При этом чем выше частота облучения, тем ниже по температуре лежит точка пересечения зависимостей  $\Delta_m^P(T)$  и  $\Delta_0(T)$  ( $T_{02} = 3,762 \text{ К} < T_{01} = 3,782 \text{ К}$ ), в которой стимуляция энергетической щели прекращается.

Температурные интервалы превышения неравновесными значениями равновесных значений энергетической щели и токов не совпадают. Причина этого кроется в существенном различии между кривыми распаривания  $I_s(\Delta)$  в равновесном и неравновесном случаях [5,13].

Важно отметить, что оптимально стимулированные температуры  $T_{c1}^P = 3,791 \text{ К}$  при частоте облучения 9,2 ГГц и  $T_{c2}^P = 3,799 \text{ К}$  при  $f = 15,2 \text{ ГГц}$ , полученные из теоретических кривых 2 и 3 на рис. 3, хорошо со-

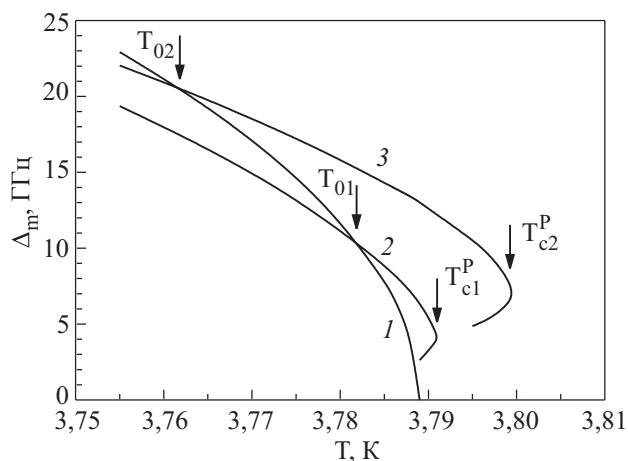


Рис. 3. Расчетные зависимости равновесной (кривая 1) и стимулированной микроволновым полем щели образца SnW5 (кривая 2,  $f = 9,2 \text{ ГГц}$ , кривая 3,  $f = 15,2 \text{ ГГц}$ ).

впадают с величинами  $T_c^P$ , полученными при аппроксимации экспериментальных кривых (см. рис. 2).

### Заключение

Таким образом, полученные экспериментальные результаты исследования максимального тока  $I_m^P(T)$  существования вихревого токового резистивного состояния показывают, что механизм стимуляции сверхпроводимости микроволновым полем в широких пленках такой же, как в узких каналах — это механизм Элиашберга. Однако в широкой пленке распределение сверхпроводящего тока по сечению образца отличается от однородного распределения в узком канале, что, естественно, требует обобщения теории в целом и конечных формул, в частности. Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. Экспериментальные температурные зависимости стимулированного тока  $I_m^P(T)$  хорошо аппроксимируются формулами, аналогичными формуле для равновесного случая теории Асламазова–Лемпицкого [3], где критическая температура  $T_c$  заменена стимулированной критической температурой  $T_c^P$ , причем это справедливо для всей температурной области существования режима широкой пленки.

2. С увеличением частоты облучения абсолютная величина  $I_m^P(T)$  растет, а температурная область стимуляции  $I_m^P(T)$  расширяется в направлении более низких температур.

Авторы выражают благодарность Т.В. Саленковой за изготовление образцов, Е.В. Безуглому и Е.В. Христенко за полезные обсуждения материалов работы.

1. R. Tidecks, *Current-Induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors*, Springer, Berlin (1990).
2. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005); V.M. Dmitriev and I.V. Zolochevskii, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 342 (2006).
3. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
4. А.Б. Агафонов, В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **27**, 928 (2001).
5. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Безуглый, *ФНТ* **33**, 406 (2007).
6. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Proc. 21 Intern. Conf. Low Temp. Phys.*, Prague, August 8–14, (1996), *Czech. J. Phys.* **46**, 877 (1996).
7. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
8. Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).
9. Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **61**, 1254 (1971).
10. B.I. Ivlev, S.G. Lisitsyn, and G.M. Eliashberg, *J. Low Temp. Phys.* **10**, 449 (1973).
11. T.M. Klapwijk, J.N. van den Bergh, and J.E. Moij, *J. Low Temp. Phys.* **26**, 385 (1977).

12. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 1258 (2005).
13. В.М. Дмитриев, Е.В. Христенко, *ФНТ* **4**, 821 (1978).

### Microwave radiation effect on current inducing phase-slip processes in wide tin films

V.M. Dmitriev and I.V. Zolochevskii

The temperature dependences of the microwave field-enhanced highest current  $I_m^P(T)$  at which the resistive vortex state exists in wide and thin tin films have been investigated experimentally and analyzed. It is shown that the experimental temperature dependences of the current  $I_m^P(T)$  are fairly well approximated by formulas similar to those de-

scribing the equilibrium case in the Aslamazov–Lempitskiy theory in which the critical temperature  $T_c$  is replaced by the enhanced critical temperature  $T_c^P$ , which is valid for the whole temperature region of the existence of the wide film regime. It has been found that the magnitude of  $I_m^P(T)$  increases with the irradiation frequency, while the temperature region of  $I_m^P(T)$  enhancement extends towards lower temperatures.

PACS: **74.40.+k** Fluctuations (noise, chaos, nonequilibrium superconductivity, localization, etc.);  
**74.25.Nf** Response to electromagnetic fields.

Keywords: phase-slip lines, wide superconducting films, enhancement of superconductivity.