

# Стимуляция сверхпроводимости микроволновым облучением в широких пленках олова

(Обзор)

И.В. Золочевский

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: zolochevskii@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 31 января 2013 г., после переработки 11 марта 2013 г.

Обзор посвящен экспериментальному исследованию в сверхпроводящих пленках явления стимуляции сверхпроводимости микроволновым облучением. Проанализировано влияние мощности, частоты микроволнового облучения, а также температуры и ширины сверхпроводящих пленок на поведение экспериментальных зависимостей стимулированных критического тока и тока, при котором исчезает вихревая структура резистивного состояния и возникает первая линия проскальзывания фазы. Экспериментальные исследования пленок различной ширины показали, что эффект стимуляции сверхпроводимости микроволновым полем является общим и наблюдается как в случае однородного (узкие пленки), так и неоднородного (широкие пленки) распределения сверхпроводящего тока по ширине пленки. Показано, что при стимуляции сверхпроводимости в широкой пленке возрастает не только критический ток и критическая температура, но и максимальный ток существования вихревого состояния пленки. Установлено, что эффект стимуляции сверхпроводимости микроволновым облучением в широких пленках можно описать теорией Элиашберга, которая применялась для объяснения аналогичного явления в узких каналах. Впервые экспериментально установлено, что с увеличением ширины пленки резко сужается интервал значений мощности облучения, при которых наблюдается эффект стимуляции сверхпроводимости, а следовательно, и вероятность его обнаружения.

Огляд присвячено експериментальному дослідженню в надпровідних плівках явища стимуляції надпровідності мікрохвильовим опроміненням. Проаналізовано вплив потужності, частоти, а також температури і ширини надпровідних плівок на поведінку експериментальних залежностей стимульованих критичного струму та струму, при якому зникає вихорова структура резистивного стану і виникає перша лінія проковзування фази. Експериментальні дослідження плівок різної ширини показали, що ефект стимуляції надпровідності мікрохвильовим полем є загальним і спостерігається як у разі однорідного (вузькі плівки), так і неоднорідного (широкі плівки) розподілу надпровідного струму по ширині плівки. Показано, що при стимуляції надпровідності в широкій плівці зростає не лише критичний струм і критична температура, але і максимальний струм існування вихорового стану плівки. Встановлено, що ефект стимуляції надпровідності мікрохвильовим опроміненням в широких плівках можна описати теорією Еліашберга, яка застосовувалася для пояснення аналогічного явища у вузьких каналах. Уперше експериментально встановлено, що зі збільшенням ширини плівки різко звужується інтервал значень потужностей опромінення, при яких спостерігається ефект стимуляції надпровідності, а отже, і можливість його виявлення.

PACS: 74.40.Gh Неравновесная сверхпроводимость;  
74.25.N– Отклик на электромагнитные поля.

Ключевые слова: широкие сверхпроводящие пленки, критический ток, микроволновое облучение, стимуляция сверхпроводимости, вихревая резистивность, линии проскальзывания фазы.

## Содержание

1. Введение .....	740
2. Микроскопическая теория сверхпроводимости пленок, стимулированной микроволновым облучением.....	741
3. Неравновесный критический ток сверхпроводящих пленок в микроволновом поле .....	742
4. Стимуляция сверхпроводимости внешним электромагнитным облучением в пленках олова различной ширины .....	744
4.1. Критический ток.....	746
4.2. Максимальный ток существования вихревой резистивности .....	749
5. Температурные зависимости токов, стимулированных микроволновым излучением, в широких пленках олова.....	750
5.1. Критический ток.....	750
5.2. Ток возникновения процессов проскальзывания фазы.....	754
6. Заключение .....	756
Литература.....	757

*Этот обзор посвящен академику НАН Украины В.В. Еременко, выдающемуся ученому в области магнетизма и сверхпроводимости, щедро передающему свои глубокие знания и богатый научный опыт молодым ученым, в числе которых когда-то был и благодарный автор этих строк*

## 1. Введение

Долгое время существовало общепринятое мнение, что воздействие электромагнитного поля на сверхпроводник должно всегда приводить к уменьшению энергетической щели  $\Delta$ , критического тока  $I_c$ , критического магнитного поля  $H_c$  и критической температуры  $T_c$ . Однако в 1966 г. в работе [1] было сообщено об обнаружении явления увеличения критического тока тонкого узкого сверхпроводящего мостика вблизи его критической температуры под воздействием высокочастотного электромагнитного поля. Позже это явление было обнаружено практически во всех типах сверхпроводящих слабых связей. Этот эффект нашел свое объяснение в теории Асламазова–Ларкина лишь в 1978 г. [2]. Явление стимуляции сверхпроводимости было обнаружено также в узких сверхпроводящих каналах (монокристаллических нитях и тонких (толщина  $d \ll \xi(T)$ ,  $\lambda_{\perp}(T)$ ), узких (ширина  $w \sim \xi(T)$ ,  $\lambda_{\perp}(T)$ ) пленках). Здесь  $\xi(T)$  и  $\lambda_{\perp}(T) = 2\lambda^2(T)/d$  — длина когерентности и глубина проникновения слабого перпендикулярного магнитного поля в пленку соответственно,  $\lambda(T)$  — лондоновская глубина проникновения. В 1970 г. Г.М. Элиашберггом была предложена микроскопическая теория [3], рассматривающая влияние электромагнитного излучения на величину энергетической щели  $\Delta$  сверхпроводника. Теория Элиашберга объяснила явление стимуляции в сверхпроводящем канале, причем эта теория не исключала возможность его существования в широких пленках. Однако проходили десятилетия, но обнаружить это явление в широких пленках не удавалось. После открытия высокотемпературных (ВТСП) купратных сверхпроводников, которое вызвало повышенную исследовательскую активность, появилось ряд ра-

бот, посвященных экспериментальному изучению воздействия микроволнового облучения на сверхпроводящие свойства ВТСП пленок. Работа [4] была среди первых, в которых упоминалось об обнаружении эффекта стимуляции сверхпроводимости в ВТСП пленках. В этой работе представлено семейство вольт-амперных характеристик (ВАХ) широкого ( $w \sim 10$  мкм) и длинного ( $L \sim 15$  мкм) мостика из эпитаксиальной пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . На ВАХ видно, что при малых ( $\sim 10^{-8}$  Вт) мощностях наблюдается увеличение критического  $I_c$ , а также сверхпроводящего  $I_s$  токов по сравнению с этими величинами в отсутствие внешнего СВЧ излучения, что свидетельствует о стимуляции сверхпроводимости электромагнитным полем. При дальнейшем увеличении мощности микроволнового облучения наблюдается уменьшение критического и сверхпроводящего токов и на ВАХ появляются гармонические и субгармонические ступени тока при напряжениях на мостике  $V_{m,n}$ , связанных с частотой внешнего электромагнитного поля  $f$  джозефсоновским соотношением:  $V_{m,n} = (n/m)hf/2e$ , где  $m, n$  — целые числа,  $h$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона. Авторы [4] полагают, что механизмом, ответственным за увеличение  $I_c$  и  $I_s$  исследуемых мостиков из ВТСП, является энергетическая диффузия квазичастиц в области контакта, обусловленная «дрожанием» потенциальной ямы под действием СВЧ излучения [2]. Именно этот механизм стимуляции сверхпроводимости был установлен в купратных ВТСП и другими экспериментаторами. Так, например, при исследовании зависимости сверхпроводящего тока от мощности облучения в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  образцах [5] было установлено, что именно механизм стимуляции Асламазова–Ларкина [2], характерный для сверхпроводящих слабых связей, ответственен за уве-

личение сверхпроводящего тока под действием микроволнового облучения. К сожалению, предварительные исследования эффекта стимуляции сверхпроводимости в купратных ВТСП, обусловленного механизмом Асламова–Ларкина [2], не имели продолжения.

Явление стимуляции сверхпроводимости микроволновым излучением в квазиодномерных пленках (узких каналах) уже относится к числу классических эффектов в физике сверхпроводимости. Экспериментальным проявлением этого эффекта в узком канале является увеличение его критической температуры  $T_c$  и критического тока Гинзбурга–Ландау  $I_c^{GL}(T)$ . При протекании через канал тока больше, чем ток  $I_c^{GL}(T)$ , узкий канал переходит в резистивное токовое состояние, обусловленное исключительно возникновением центров проскальзывания фазы. В отличие от этого, в качественных сверхпроводящих широких пленках ( $w \gg \xi(T)$ ,  $\lambda_{\perp}(T)$ ) при превышении критического тока  $I_c(T)$  возникает вихревое состояние, так называемый flux flow режим. Широкая пленка находится в этом режиме до достижения транспортным током значения  $I_m(T)$  — максимального тока, при котором в широкой пленке исчезает вихревая структура резистивного состояния [6,7] и возникает первая линия проскальзывания фазы (ЛПФ). В 2001 году экспериментально было обнаружено [8], что под действием микроволнового поля возрастает не только критический ток  $I_c(T)$ , но и максимальный ток существования вихревой резистивности  $I_m(T)$ . В связи с этим проблема стимуляции сверхпроводимости в широких пленках становится особенно интересной, так как она требует рассмотрения поведения в микроволновом поле и критического тока  $I_c(T)$ , и максимального тока существования вихревого резистивного состояния  $I_m(T)$ .

## 2. Микроскопическая теория сверхпроводимости пленок, стимулированной микроволновым облучением

Микроскопическая теория стимуляции сверхпроводимости однородных по параметру порядка пленок микроволновым полем была построена Элиашбергом [3] и развита в работах [9–12].

Эта теория применима для достаточно узких [13] и тонких ( $w, d \ll \xi(T)$ ,  $\lambda_{\perp}(T)$ ) пленок, в которых пространственное распределение микроволновой мощности и, соответственно, стимулированной щели по сечению пленки однородно; в то же время длина рассеяния электрона на примесях  $l_i$  должна быть мала по сравнению с длиной когерентности.

Для правильного понимания поведения сверхпроводников с энергетической щелью в переменном электромагнитном поле было необходимо учесть как процессы поглощения квазичастицами (электронами) электромагнитной энергии, так и неупругие процессы рассеяния поглощенной энергии.

Чтобы проиллюстрировать физическую природу эффекта стимуляции сверхпроводимости, обратимся к основному уравнению теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [14], связывающему энергетическую щель  $\Delta$  с равновесной функцией распределения электронов  $n(\varepsilon) = (e^{\varepsilon/kT} + 1)^{-1}$ :

$$\Delta = g \int_{\Delta}^{\hbar\omega_D} d\varepsilon \frac{\Delta}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} [1 - 2n(\varepsilon)]. \quad (1)$$

В теории [3] было показано, что если сверхпроводник с однородным пространственным распределением  $\Delta$  находится в электромагнитном поле, частота которого ниже частоты, связанной с энергетической щелью соотношением  $\hbar\omega = 2\Delta$ , и выше обратного времени энергетической релаксации  $\tau_{\varepsilon}$  электронов (времени релаксации неупругих соударений), то равновесная функция распределения  $n(\varepsilon)$  электронов смещается в сторону более высоких энергий, что приводит к стационарному неравновесному состоянию и увеличению энергетической щели сверхпроводника, а следовательно, и его сверхпроводящих характеристик. При этом, полное число возбуждений не изменяется. Такой сдвиг в функции распределения электронов, как видно из (1), приводит к росту щели и, таким образом, к усилению сверхпроводящих свойств. Изменение  $n(\varepsilon)$  будет пропорционально интенсивности поля  $E^2$  (для не слишком больших  $E$ ) и времени релаксации возбуждений по энергиям  $\tau_{\varepsilon}$ .

Следует заметить, что при наличии микроволнового поля  $\Delta$  является величиной, переменной по пространству и времени. Зависимость от координат отсутствует для достаточно тонких образцов. А при  $\omega\tau_{\varepsilon} \gg 1$  оказывается, можно не учитывать и временных осцилляций  $\Delta$ . Предполагалось также, что длина свободного пробега электронов меньше толщины пленки. В противном случае необходимо было бы учитывать особенности отражения от стенок.

Если ограничиться не слишком большими интенсивностями электромагнитного облучения, то уравнение для среднего по времени  $\Delta$  имеет следующий вид:

$$\left\{ \frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta^2}{8(\pi k_B T_c)^2} - \frac{\pi l_i v_F e^2}{6T_c \hbar c^2} \left[ A_0^2 + \frac{A_{\omega}^2}{2} - \frac{3\Delta \hbar c^2}{2\pi l_i v_F e^2} G \right] \right\} \Delta = 0, \quad (2)$$

где  $A_0$  — потенциал, представляющий постоянное магнитное поле или постоянный ток,  $A_{\omega}$  — амплитуда электромагнитного поля,  $v_F$  — фермиевская скорость,  $l_i$  — длина свободного пробега электронов при рассеянии,  $n_1(\varepsilon)$  — неравновесная часть  $n(\varepsilon)$ ,  $\zeta(3) = 1,202$  — частное значение дзета-функции Римана

$$G = -\frac{2T}{\Delta} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}} n_1(\varepsilon). \quad (3)$$

При малых мощностях внешнего электромагнитного поля

$$n_1(\varepsilon) = \frac{\alpha}{\gamma} \frac{\omega}{4T} \left( \frac{\varepsilon(\varepsilon - \omega) + \Delta^2}{\varepsilon\sqrt{(\varepsilon - \omega)^2 - \Delta^2}} \theta(\varepsilon - \Delta - \omega) - \frac{\varepsilon(\varepsilon + \omega) + \Delta^2}{\varepsilon\sqrt{(\varepsilon + \omega)^2 - \Delta^2}} \theta(\varepsilon - \Delta) - \frac{2}{\omega} \frac{\varepsilon(\varepsilon - \omega) + \Delta^2}{\sqrt{(\varepsilon - \omega)^2 - \Delta^2}} \theta(\varepsilon - \Delta) \theta(\omega - \Delta - \varepsilon) \right), \quad (4)$$

где  $\alpha = (1/3)v_F l_i e^2 A_\omega^2 / \hbar c^2$  — величина, пропорциональная мощности внешнего электромагнитного поля,  $\gamma = \hbar / \tau_\varepsilon$ .

Учитывая (4), выражение (3) можно записать в виде

$$G = \frac{\omega^2}{2\Delta} \frac{\alpha}{\gamma} \int_{\Delta}^{\infty} d\varepsilon \frac{\varepsilon(\varepsilon + \omega) + \Delta^2}{\varepsilon(\varepsilon + \omega)\sqrt{(\varepsilon^2 - \Delta^2)[(\varepsilon + \omega)^2 - \Delta^2]} + \frac{1}{\Delta} \frac{\alpha}{\gamma} \int_{\Delta}^{\omega - \Delta} d\varepsilon \frac{\varepsilon(\varepsilon - \omega) + \Delta^2}{\sqrt{(\varepsilon^2 - \Delta^2)[(\varepsilon - \omega)^2 - \Delta^2]} \theta(\omega - 2\Delta), \quad (5)$$

или

$$G = \frac{\alpha \hbar \omega}{2\gamma \Delta} f\left(\frac{\hbar \omega}{\Delta}\right). \quad (6)$$

В предельных случаях функция

$$f\left(\frac{\hbar \omega}{\Delta}\right) = \frac{\hbar \omega}{\Delta} \left[ \ln\left(\frac{8\Delta}{\hbar \omega}\right) - 1 \right] \text{ при } \frac{\hbar \omega}{\Delta} \ll 1, \quad (7)$$

$$f\left(\frac{\hbar \omega}{\Delta}\right) = \frac{\pi \Delta}{\hbar \omega} \text{ при } \frac{\hbar \omega}{\Delta} \gg 1.$$

С учетом (7) уравнение (2) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta^2}{8(\pi k_B T_c)^2} - \frac{\pi v_F l_i e^2 A_\omega^2}{6k_B T_c \hbar c^2} \left[ A_0^2 + A_\omega^2 \left( 1 - \frac{\hbar \omega}{2\pi\gamma} f\left(\frac{\hbar \omega}{\Delta}\right) \right) \right] = 0. \quad (8)$$

В уравнении (8) отсутствует слагаемое, учитывающее взаимодействие электромагнитного поля с возбуждениями, расположенными существенно выше края щели, которое имеет вид [9]

$$-0,11 \frac{\pi}{2} \left( \frac{\hbar \omega}{k_B T_c} \right)^2 \frac{\alpha}{\gamma}.$$

Теперь можем записать полное уравнение микроскопической теории сверхпроводимости, учитывающее основные механизмы взаимодействия сверхпроводника с внешним электромагнитным излучением:

$$\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta^2}{8(\pi k_B T_c)^2} - \frac{\pi \alpha}{2k_B T_c} \left\{ \frac{A_0^2}{A_\omega^2} + 1 + 0,11 \frac{(\hbar \omega)^2}{\gamma k_B T_c} - \frac{(\hbar \omega)^2}{2\pi\gamma\Delta} \left[ \ln\left(\frac{8\Delta}{\hbar \omega}\right) - 1 \right] \right\} = 0. \quad (9)$$

В этом уравнении первые два слагаемых описывают температурную зависимость равновесной ( $\alpha = 0$ ) сверхпроводящей щели, а третье слагаемое — вклад постоянного магнитного поля или постоянного тока. Четвертый член уравнения описывает обычный эффект распаривания во внешнем микроволновом поле, пятый — вклад высокоэнергетических возбуждений, и шестой член — вклад от взаимодействия с внешним электромагнитным полем квазичастиц, расположенных у поверхности Ферми. Именно это взаимодействие и является ответственным за эффект стимуляции сверхпроводимости [3]. Эффекты нагрева сверхпроводника электромагнитным полем в уравнении (9) не учтены.

Важно отметить еще одно обстоятельство. Из уравнения (9) видно, что с увеличением частоты облучения вклад последних двух слагаемых увеличивается, причем влияние второго из них приводит к увеличению  $\Delta(T, \alpha)$  при данной мощности электромагнитного поля  $\alpha$ . Значение  $\Delta(T, \alpha)$  превышает значение  $\Delta(T, \alpha = 0)$  (стимуляция сверхпроводимости), когда

$$\left[ 1 + 0,11 \frac{(\hbar \omega)^2}{\gamma k_B T_c} - \frac{(\hbar \omega)^2}{2\pi\gamma\Delta} \left( \ln\left(\frac{8\Delta}{\hbar \omega}\right) - 1 \right) \right] \leq 0. \quad (10)$$

При не очень высоких частотах внешнего облучения членом  $0,11(\hbar \omega)^2 / (\gamma k_B T_c)$ , описывающим вклад высокоэнергетических возбуждений, можно пренебречь, и при  $\ln(8\Delta / \hbar \omega) > 1$  из (10) получаем выражение для нижней частотной границы эффекта стимуляции сверхпроводимости:

$$\omega_L^2 = \frac{2\pi\gamma\Delta}{\hbar^2 \ln\left(\frac{8\Delta}{\hbar \omega}\right)} = \frac{2\pi\Delta}{\hbar\tau_\varepsilon \ln\left(\frac{8\Delta}{\hbar \omega}\right)}. \quad (11)$$

### 3. Неравновесный критический ток сверхпроводящих пленок в микроволновом поле

В теоретических работах [3,9–12] рассматривалась стимуляция сверхпроводимости для узких каналов, в которых равновесная энергетическая щель  $\Delta$  и плотность сверхпроводящего тока  $j_s$  распределены равномерно по сечению образца.

Согласно этой теории, влияние микроволнового излучения на энергетическую щель  $\Delta$  сверхпроводника, через который протекает постоянный транспортный ток с плотностью  $j_s$ , описывается уравнением (9), которое можно переписать в следующем виде:

$$\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta^2}{8(\pi k_B T_c)^2} - \frac{2k_B T_c \hbar}{\pi e^2 D \Delta^4 N^2(0)} j_s^2 + M(\Delta) = 0, \quad (12)$$

где  $T_c$  — критическая температура,  $N(0)$  — плотность состояний на уровне Ферми,  $D = v_F l_i / 3$  — коэффициент диффузии,  $v_F$  — фермиевская скорость, а  $M(\Delta)$  — неравновесная добавка, обусловленная «неравновесностью» функции распределения электронов [15–17]:

$$M(\Delta) = -\frac{\pi\alpha}{2k_B T_c} \left[ 1 + 0,11 \frac{(\hbar\omega)^2}{\gamma k_B T_c} - \frac{(\hbar\omega)^2}{2\pi\gamma\Delta} \left( \ln \frac{8\Delta}{\hbar\omega} - 1 \right) \right], \quad \hbar\omega \ll \Delta. \quad (13)$$

Зачастую методика экспериментального исследования эффекта стимуляции предполагает измерение критического тока, а не энергетической щели. Используя (12) и (13), можно получить выражение для плотности сверхпроводящего тока  $j_s$  как функции энергетической щели, температуры и микроволновой мощности:

$$j_s = \upsilon \Delta^2 \left\{ \frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta^2}{8(\pi k_B T_c)^2} - \frac{\pi\alpha}{2k_B T_c} \left[ 1 + 0,11 \frac{(\hbar\omega)^2}{\gamma k_B T_c} - \frac{(\hbar\omega)^2}{2\pi\gamma\Delta} \left( \ln \frac{8\Delta}{\hbar\omega} - 1 \right) \right] \right\}^{1/2}, \quad (14a)$$

$$\upsilon = eN(0) \sqrt{\frac{\pi D}{2\hbar k T_c}}. \quad (14б)$$

Условие экстремума сверхпроводящего тока  $\partial j_s / \partial \Delta = 0$  при заданной температуре и мощности дает трансцендентное уравнение для щели  $\Delta_m$ , при которой достигается максимальное значение  $j_s$ , т.е. плотность критического тока:

$$\frac{T_c - T}{T_c} - \frac{21\zeta(3)\Delta_m^2}{(4\pi k_B T_c)^2} - \frac{\pi\alpha}{2k_B T_c} \left[ 1 + 0,11 \frac{(\hbar\omega)^2}{\gamma k_B T_c} - \frac{(\hbar\omega)^2}{4\pi\gamma\Delta_m} \left( \frac{3}{2} \ln \frac{8\Delta_m}{\hbar\omega} - 1 \right) \right] = 0. \quad (15)$$

Таким образом, подставляя решение  $\Delta_m$  уравнения (15) в формулу (14), находим выражение для критического тока в микроволновом поле [18]:

$$I_c^P(T) = \upsilon d w \Delta_m^2 \left\{ \frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta_m^2}{8(\pi k_B T_c)^2} - \frac{\pi\alpha}{2k_B T_c} \left[ 1 + 0,11 \frac{(\hbar\omega)^2}{\gamma k_B T_c} - \frac{(\hbar\omega)^2}{2\pi\gamma\Delta_m} \left( \ln \frac{8\Delta_m}{\hbar\omega} - 1 \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (16)$$

В отсутствие внешнего микроволнового поля ( $\alpha = 0$ ) формула (16) превращается в выражение для равновесного тока распаривания:

$$I_c(T) = \upsilon d w \Delta_m^2 \left\{ \frac{T_c - T}{T_c} - \frac{7\zeta(3)\Delta_m^2}{8(\pi k_B T_c)^2} \right\}^{1/2}. \quad (17)$$

В этом случае  $\Delta_m = \sqrt{2/3}\Delta_0$ , где

$$\Delta_0(T) = \pi k_B T_c \sqrt{\frac{8(T_c - T)}{7\zeta(3)T_c}} = 3,062 k_B T_c \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \quad (18)$$

— равновесное значение щели в отсутствие транспортного тока.

Отметим, что использование в формуле (17) выражения (14б) с плотностью состояний  $N(0) = m^2 v_F / \pi^2 \hbar^3$ , вычисленной в модели свободных электронов, приводит к существенному различию теоретических и экспериментальных значений равновесного критического тока, что свидетельствует о сравнительной грубости такой оценки для используемого при изготовлении образцов металла (например, олова). В то же время, выражая плотность состояний через экспериментально измеряемую величину — сопротивление пленки на квадрат  $R^\square = R_{4,2} w / L$ , где  $R_{4,2}$  — полное сопротивление пленки при  $T = 4,2$  К, получаем выражение для величины  $\upsilon = (e d R^\square)^{-1} \sqrt{3\pi / 2 k_B T_c v_F l_i \hbar}$ , которое при подстановке в формулу (17) приводит к ее хорошему согласию как с экспериментальными значениями равновесного тока распаривания, так и с рассчитанными из теории Гинзбурга–Ландау  $I_c^{GL}(T)$  (см. формулу (19)) [19]. Это выражение для параметра  $\upsilon$  и будет в дальнейшем использоваться в формуле (16) для стимулированного критического тока при ее сравнении с экспериментальными результатами.

Любопытно отметить, что до работы [19], насколько нам известно, температурные зависимости стимулированного критического тока, вытекающие из формулы (16), никто непосредственно не сравнивал с экспериментальными данными для  $I_c^P(T)$ . Укажем, однако, что попытки хотя бы качественного сравнения экспериментальных зависимостей  $I_c^P(T)$  с теорией Элиашберга все же предпринимались. Так, в работе [14] авторы, используя формулу (18) для равновесной щели, представили ток распаривания Гинзбурга–Ландау в виде

$$I_c^{GL}(T) = \frac{c\Phi_0 w}{6\sqrt{3}\pi^2 \xi(0)\lambda_\perp(0)} (1 - T/T_c)^{3/2} = K_1 \Delta_0^3(T), \quad (19)$$

где  $\Phi_0 = hc / 2e$  — квант магнитного потока. Поскольку температурная зависимость стимулированного критического тока в узком канале по своей форме оказалась близкой к равновесной,  $I_c^P(T) \propto (1 - T/T_c^P)^{3/2}$ , где  $T_c^P$  — температура сверхпроводящего перехода в микроволновом поле, величина  $I_c^P(T)$  была аппроксимирована выражением, аналогичным (19):

$$I_c^P(T) = K_2 \Delta_P^3(T), \quad (20)$$

где стимулированная энергетическая щель  $\Delta_P(T)$  рассчитывалась по теории Элиашберга при нулевом сверхпроводящем токе (формула (12) при  $j_s = 0$ ). После этого, предполагая, что  $K_1 = K_2$ , и используя величину микроволновой мощности как подгоночный параметр, авторы [14] добивались с определенной степенью точности совпадения расчетных значений  $I_c^P(T)$  с экспериментальными.

Ясно, что такое сравнение экспериментальных результатов с теорией Элиашберга является лишь качественной аппроксимацией и не может быть использовано для получения количественных результатов [19]. Во-первых, в формулах (19) и (20) фигурирует величина щели в бестоковом режиме ( $j_s = 0$ ), которая отличается от таковой при протекании тока. Во-вторых, кривые распаривания  $j_s(\Delta)$  в равновесном состоянии ( $P = 0$ ) и в присутствии микроволнового поля сильно отличаются [18]. Наконец, как показано в [11,14,18], при  $T \rightarrow T_c^P - 0$  стимулированный параметр порядка  $\Delta_P(T)$  стремится к конечному (хотя и малому) значению  $\Delta_P(T_c^P) = (1/2)\hbar\omega$  и скачком обращается в нуль при  $T > T_c^P$ , в то время как критический ток непрерывно (без скачка) обращается в нуль при  $T \rightarrow T_c^P$  и, таким образом, вообще не может быть удовлетворительно описан формулой типа (20). Об этом свидетельствует и заметное отклонение зависимости (20) от экспериментальных точек в непосредственной близости от  $T_c$ . В настоящем обзоре анализ экспериментальных данных будет производиться на основе точной формулы (16) с использованием численного решения уравнения (15).

#### 4. Стимуляция сверхпроводимости внешним микроволновым облучением в пленках олова различной ширины

При стимуляции сверхпроводимости электромагнитным полем сверхпроводящая щель  $\Delta$ , строго говоря, является величиной, переменной в пространстве и во времени. Однако для достаточно тонких и узких сверхпроводящих образцов зависимостью  $\Delta$  от координат можно пренебречь. Кроме того, вблизи  $T_c$  величина времени релаксации параметра порядка  $\tau_\Delta \approx 1,2\tau_\xi / (1 - T/T_c)^{1/2}$  велика по сравнению с обратной частотой стимулирующего микроволнового излучения ( $\omega\tau_\Delta \gg 1$ ) и можно не учитывать и временных осцилляций  $\Delta$ . Поэтому микроскопическая теория Элиашберга [3] не учитывала ни временных, ни пространственных изменений параметра порядка в образце.

Для экспериментальной реализации рассмотренного в этой теории случая пространственно однородного неравновесного состояния сверхпроводника в высокочастотном поле необходимо было обеспечить постоянство величины энергетической щели по объему образца ( $w, d \sim \xi(T), \lambda_\perp(T)$ ). Это чисто технологическая задача. Важно было также обеспечить однородное рас-

пределение транспортного тока по объему образца. Несоблюдение этого условия приводило к неоднородному распределению  $\Delta$  уже не по технологическим причинам, а в силу зависимости энергетической щели от величины транспортного тока  $\Delta(I)$ . Наконец, важно было обеспечить эффективный теплоотвод от образца. Было показано, что лучше всего этим требованиям отвечали пленочные сверхпроводящие узкие каналы, напыленные на соответствующие подложки. Теория, предложенная в работе [3], нашла свое полное подтверждение в экспериментальных работах по исследованию таких образцов (см., например, [15,17]).

Для широких пленок пренебрегать электродинамическим изменением  $\Delta$  по ширине пленки с неоднородно распределенным током и наличием собственных вихрей уже нельзя. Поэтому теория [3], строго говоря, неприменима для случая широких пленок. И, тем не менее, хотя построение теории в случае неоднородного распределения  $\Delta$  в сверхпроводнике является сложной задачей, принципиально эффект стимуляции и в этом случае должен иметь место.

В 2001 году была обнаружена стимуляция сверхпроводимости внешним электромагнитным полем и в широких  $w \gg \xi(T), \lambda_\perp(T)$  сверхпроводящих высококачественных пленках олова [8] с неоднородным пространственным распределением  $\Delta(I)$  по ширине образца. Экспериментально было показано, что под воздействием внешнего электромагнитного поля возрастает не только критический ток  $I_c$ , но и ток образования первой линии проскальзывания фазы (см. рис. 1). Этот ток обозначен в работе [8] как  $I_c^{dp}$ . В работе [20] проанализированы температурные зависимости тока  $I_c^{dp}$  с учетом нетривиального распределения транспортного тока и плотности вихрей поперек широкой пленки. В результате было показано, что ток  $I_c^{dp}$  является критическим током распаривания Гинзбурга–Ландау  $I_c^{GL}$ , если пленка отвечает параметрам безвихревого узкого канала в температурной области вблизи  $T_c$ . Вдали от  $T_c$  этот ток является максимальным током существования вихревого резистивного состояния  $I_m$  в теории Асламазова–Лемпицкого [6]. Физический смысл тока  $I_m$  состоит в том, что это есть максимальный ток, при котором еще возможно стационарное однородное течение собственных вихрей транспортного тока поперек широкой пленки. При его превышении  $I > I_m$  вихревая структура коллапсирует и на ее месте возникает структура линий проскальзывания фазы [7]. Именно она при дальнейшем росте транспортного тока определяет резистивность образца.

В этой связи проблема стимуляции сверхпроводимости в широких пленках становится особенно интересной, так как требует рассмотрения поведения в микроволновом поле не только критического тока и критической температуры. Важным объектом исследования становится ток  $I_m$ , а также его соотношение с

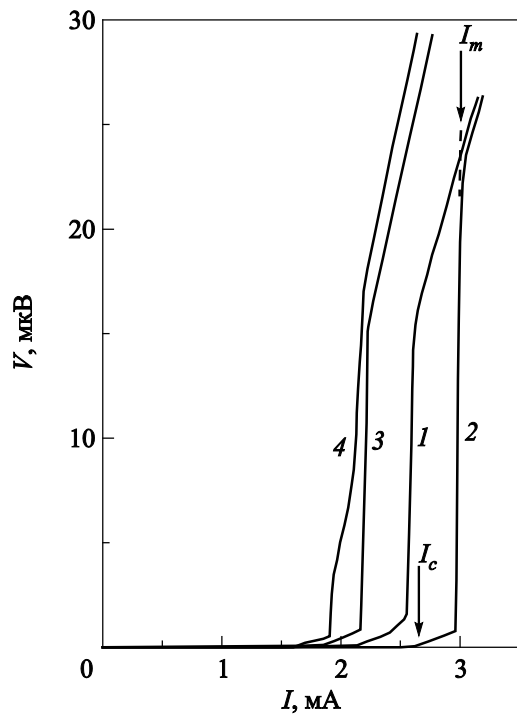


Рис. 1. Семейство вольт-амперных характеристик пленочного образца SnW5 при  $T = 3,745$  К и  $f = 12,89$  ГГц для различных уровней мощности облучения: мощность облучения равна нулю (1), с увеличением порядкового номера ВАХ мощность облучения возрастает (2)–(4).

$I_c$  при воздействии внешнего электромагнитного излучения различных частот  $f$  и мощностей  $P$ .

В данном разделе представлены результаты исследования зависимости эффекта стимуляции критического тока  $I_c$  и тока образования первой ЛПФ  $I_m$  от мощности и частоты электромагнитного поля в тонких (толщина  $d \ll \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$ ) сверхпроводящих пленках в зависимости от их ширины  $w$  [21]. Чтобы понять, как проявляется себя эффект стимуляции сверхпроводимости в широкой пленке, авторы этой работы постепенно увеличивали ширину образца, начиная с узкого канала, и наблюдали, как при этом изменялось исследуемое явление стимуляции сверхпроводимости. В качестве образцов использовали тонкие ( $d \ll \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$ ) пленки олова, методика получения которых описана в работе [20]. Эта оригинальная технология обеспечила ми-

нимизацию дефектов как на краю пленки, так и в ее объеме. Критический ток таких образцов определяется подавлением барьера для вхождения вихрей при достижении плотностью тока на краю пленки величины порядка  $j_c^{GL}$  и достигает максимально возможного теоретического значения [6], что свидетельствует об отсутствии краевых дефектов, которые создают локальные понижения барьера и, тем самым, уменьшают величину  $I_c$ . ВАХ измеряли четырехзондовым методом. При измерении ВАХ образцы помещали в двойной экран из отожженного пермаллоя. В районе образца значение магнитного поля было:  $H_{\perp} = 7 \cdot 10^{-4}$  Э,  $H_{\parallel} = 6,5 \cdot 10^{-3}$  Э. Для подвода электромагнитного излучения к пленочному образцу его помещали в прямоугольный волновод параллельно электрической составляющей поля в волноводе, либо облучали из закороченного конца коаксиальной линии, либо подключали образец к 50-омной коаксиальной линии через разделительную емкость (контактный способ). Параметры исследуемых образцов приведены в табл. 1. Измерение температуры проводили по давлению паров с помощью ртутного и масляного манометров, при этом исключали влияние микроволнового поля, вводимого в криостат в процессе эксперимента, на измерение температуры в случае применения электронных термометров. Стабилизация температуры (давления паров гелия) обеспечивалась при помощи мембранного маностата с точностью не хуже  $10^{-4}$  К.

В работе [8] было показано, что длинные ( $L \gg \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$ ) и широкие ( $w \gg \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$ ) сверхпроводящие пленки обнаруживают эффект увеличения критического тока и тока  $I_m$  под воздействием внешнего микроволнового излучения. На рис. 1 представлено семейство вольт-амперных характеристик одной из таких пленок (SnW5) шириной 42 мкм при различных уровнях мощности микроволнового облучения с частотой  $f = 12,89$  ГГц.

Здесь, как и в работе [20], введены обозначения:  $I_c(T)$  — ток появления напряжения на образце в результате вхождения вихрей собственного магнитного потока тока,  $I_m(T)$  — максимальный ток существования устойчивого однородного течения собственных вихрей или ток образования первой линии проскальзывания фазы. На рис. 1 видно, что ток  $I_c(P)$  (см. рис. 1, ВАХ 2)

Таблица 1. Параметры оловянных 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
Sn1	64	1,5	90	3,05	0,071	3,834	174	59
SnW5	92	42	120	0,14	0,064	3,789	145	2,27
SnW6	81	17	209	0,185	0,039	3,712	152	3,147
SnW8	84	25	136	0,206	0,061	3,816	148	3,425
SnW10	88	7	181	0,487	0,040	3,809	169	9,156

П р и м е ч а н и е:  $L$  — длина;  $w$  — ширина;  $d$  — толщина образца;  $l_i$  — длина свободного пробега электрона,  $R^{\square} = R_{4,2}w/L$  — сопротивление пленки на квадрат.

существенно превосходит  $I_c(P=0)$  (см. рис. 1, ВАХ 1), а ток  $I_m(P) > I_m(P=0)$ . Таким образом, под воздействием внешнего облучения возрастает как  $I_c$ , так и  $I_m$  [8].

4.1. Критический ток

Для узкого канала Sn1 шириной  $w = 1,5$  мкм при  $T/T_c = 0,994$  и  $w/\lambda_{\perp}(T = 3,812 \text{ К}) = 0,28$  в зависимости от приведенной мощности  $P/P_c$  микроволнового облучения на рис. 2 представлена относительная величина эффекта стимуляции критического сверхпроводящего тока  $I_c(P)/I_c(0)$  для различных частот внешнего облучения. Здесь  $P_c$  — минимальная мощность, при которой  $I_c(P = P_c) = 0$ . Кривая 3 относится к достаточно низкой частоте облучения — 3,7 ГГц, кривая 2 построена для частоты облучения 8,1 ГГц, кривая 1 соответствует частоте 15,4 ГГц. Стрелками отмечены значения мощностей, при которых наблюдаются максимальные величины эффекта стимуляции  $I_c$  для каждой из частот облучения. Для частоты облучения  $f = 3,7$  ГГц приведенная мощность микроволнового облучения, при которой наблюдается максимум эффекта, равна  $P/P_c = 0,25$ . Для частоты  $f = 8,1$  ГГц  $P/P_c = 0,51$ , а для  $f = 15,4$  ГГц  $P/P_c = 0,61$ . Видно, что с увеличением частоты облучения приведенная мощность, при которой

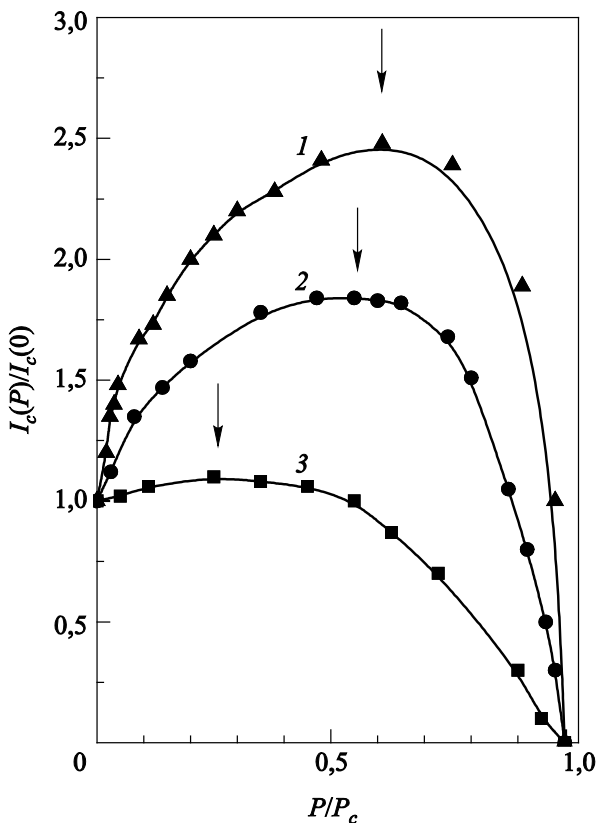


Рис. 2. Зависимость относительного критического тока  $I_c(P)/I_c(0)$  образца Sn1 от приведенной микроволновой мощности облучения  $P/P_c$  при  $T = 3,812 \text{ К}$  для различных частот облучения  $f$ , ГГц: 15,4 (▲), 8,1 (●), 3,7 (■) ( $I_c(0)$  — критический ток пленки при  $P = 0$ ;  $P_c$  — минимальная мощность электромагнитного облучения, при которой  $I_c(P) = 0$ ).

наблюдается максимум эффекта стимуляции, возрастает [21]. К сожалению, в теории стимуляции [3] не рассматривается следующее за максимумом уменьшение эффекта с увеличением мощности облучения. Поэтому сдвиг максимального проявления стимуляции сверхпроводимости под действием электромагнитного облучения в сторону больших мощностей при росте частоты теория [3] объяснить не может.

Зависимости приведенного превышения критического тока от частоты облучения для пленок различной ширины представлены на рис. 3. Видно, что с увеличением частоты эффект превышения критического тока  $I_{c\max}(P)$  над  $I_c(P=0)$  увеличивается как для узких (кривые 1 и 2), так и для широких (кривая 3) пленок. При дальнейшем увеличении частоты эта зависимость проходит через максимум и далее начинается ее уменьшение (здесь это не показано). Следует заметить, что частота, при которой наблюдается максимум эффекта стимуляции критического тока, уменьшается с ростом ширины пленки (для Sn1 частота максимума около 30 ГГц, а для SnW5 около 15 ГГц).

Интересно отметить, что для пленки Sn1 (см. рис. 3, кривая 1) расчет нижней граничной частоты стимуляции  $f_L$  из уравнения (11) дает значение 3 ГГц (отме-

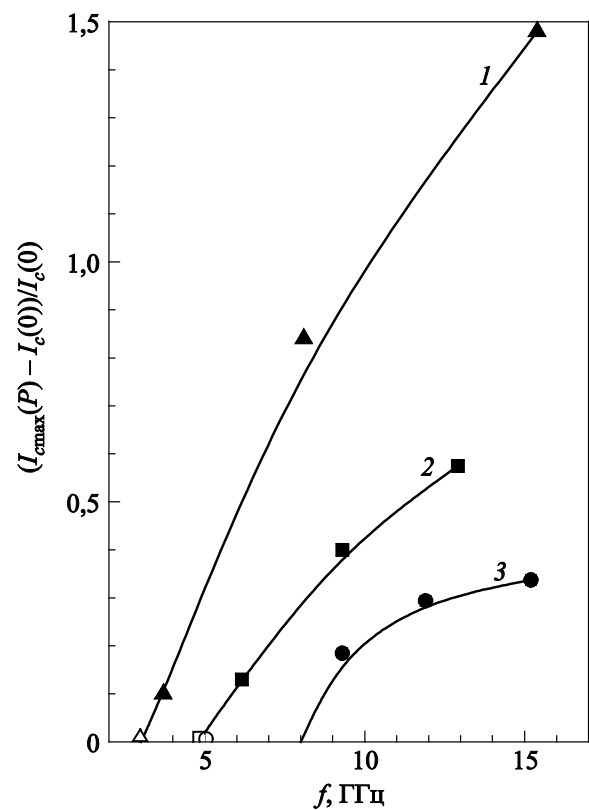


Рис. 3. Зависимость приведенной величины превышения максимального критического тока  $I_{c\max}(P)$  над  $I_c(0)$  от частоты облучения для образцов Sn1 (▲), SnW10 (■) и SnW5 (●) при  $t = T/T_c \approx 0,99$ ; расчетные значения нижних граничных частот стимуляции сверхпроводимости из уравнения (11) для образцов Sn1 (Δ), SnW10 (□) и SnW5 (○).



чено на рис. 3 значком  $\Delta$ ), которое хорошо соответствует эксперименту, как это и было показано ранее на примере узких каналов [15]. Важно подчеркнуть, что для расчета нижней граничной частоты стимуляции образца Sn1 использовалось значение  $\tau_\varepsilon = 8,3 \cdot 10^{-10}$  с, характерное для этой серии образцов.

Зависимости приведенного критического тока  $I_c(P)/I_c(0)$  от приведенной мощности  $P/P_c$  микроволнового поля для различных частот облучения для более широкого образца SnW10 шириной 7 мкм при температуре  $T = 3,777$  К ( $T/T_c = 0,992$ ) представлены на рис. 4. При этой температуре отношение  $w/\lambda_\perp = 3,56$ , т.е. меньше 4. Как показано в работах [13,20], при этой температуре образец SnW10 является все еще узким каналом и на его вольт-амперных характеристиках отсутствует резистивный участок, обусловленный движением пирловских вихрей (Pearl vortex). Действительно, зависимости 1 и 2 на рис. 4 качественно не отличаются от аналогичных зависимостей на рис. 2. Стрелки на рис. 4 имеют тот же смысл, что и на рис. 2. На рис. 4 видно, что с увеличением частоты облучения приведенная мощность, при которой наблюдается максимум эффекта стимуляции сверхпроводимости, возрастает, как это было для узкого канала. Более того, расчет нижней граничной частоты из уравнения (11) дает значение 4,8 ГГц (обозначено значком  $\square$ ), которое также достаточно хорошо соответствует экспериментальному значению  $f_L$ , как это видно на рис. 3 (кривая 2). Важно отметить, что для расчета нижней граничной частоты стимуляции образца SnW10 использовалось значение  $\tau_\varepsilon = 4,3 \cdot 10^{-10}$  с, характерное для этой серии образцов.

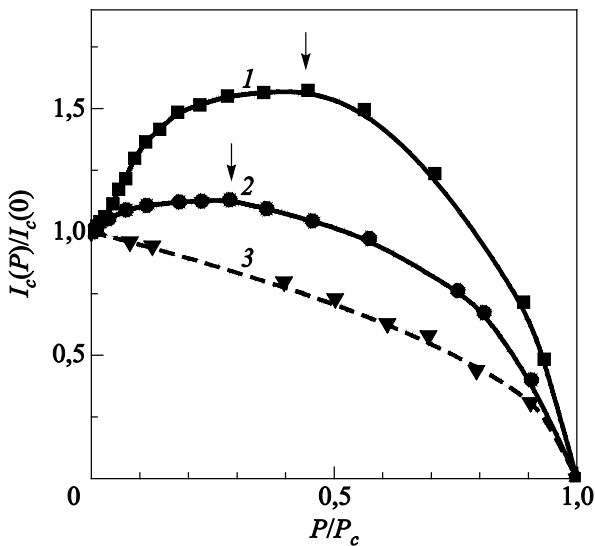


Рис. 4. Зависимость относительного критического тока  $I_c(P)/I_c(0)$  образца SnW10 от приведенной микроволновой мощности облучения  $P/P_c$  при  $T = 3,777$  К для различных частот облучения  $f$ , ГГц: 12,91 ( $\blacksquare$ ), 6,15 ( $\bullet$ ), 0,63 ( $\blacktriangledown$ ); пунктирная кривая 3 — расчетная зависимость  $I_c(P)/I_c(0)$  ( $P/P_c$ ) по формуле (21).

На рис. 4 экспериментальная зависимость ( $\blacktriangledown$ ) получена для относительно низкой частоты облучения ( $f = 0,63$  ГГц). Эта частота ниже граничной частоты эффекта стимуляции сверхпроводимости  $f_L$ , поэтому наблюдается лишь подавление  $I_c$  с ростом  $P$ . Так как в данных условиях эксперимента образец SnW10 является узким каналом, то интересно сравнить экспериментальную зависимость ( $\blacktriangledown$ ) с теоретической кривой 3. В работе [22] показано, что для сверхпроводящих пленок, критический ток которых равен току распаривания Гинзбурга–Ландау, справедлива следующая зависимость критического тока от мощности облучения электромагнитным полем:

$$I_c(P, \omega) / I_c(T) = [1 - (P/P_c(\omega))]^{1/2} \times [1 - (2P / ((\omega\tau_\Delta)^2 P_c(\omega)))]^{1/2} \quad (21)$$

при  $\omega\tau_\Delta \gg 1$ . Для нашего случая  $\omega\tau_\Delta \approx 24$  и расчетная зависимость (21) представлена на рис. 4 пунктирной кривой 3. Видно, что она достаточно хорошо совпадает с экспериментальной зависимостью ( $\blacktriangledown$ ) и подтверждает сделанный в работе [20] вывод о том, что при  $w/\lambda_\perp < 4$  пленки являются узкими каналами. При понижении температуры образца SnW10 ниже температуры кроссовера  $T_{\text{cross1}}$  [20] отношение  $w/\lambda_\perp$  возрастает и становится ненамного больше 4. Это связано с плавным уменьшением  $\lambda_\perp(T)$  при изменении температуры вдали от  $T_c$ . В результате распределение транспортного тока по ширине пленки становится неоднородным, но не настолько, чтобы существенно повлиять на поведение пленки в электромагнитном поле, а следовательно, и на вид  $I_c(P)$ . Для наблюдения существенных отличий необходимо значительно понижать температуру, но при этом эффект стимуляции сверхпроводимости заметно падает. Связано это с уменьшением числа возбужденных квазичастиц над щелью [3,15,17].

Поэтому для дальнейшего исследования эффекта стимуляции сверхпроводимости необходимо выбрать изначально более широкую пленку — образец SnW5 шириной 42 мкм. На рис. 5 для этого образца при  $T/T_c = 0,988$  и  $w/\lambda_\perp (T = 3,744 \text{ К}) = 20$  показаны зависимости приведенного критического тока  $I_c(P)/I_c(0)$  от приведенной мощности  $P/P_c$  микроволнового поля при различных частотах облучения. Смысл стрелок такой же, как и на рис. 2 и 4. На рис. 5 видно, что с увеличением частоты облучения приведенная мощность, при которой наблюдается максимум эффекта стимуляции сверхпроводимости, возрастает [21]. Кроме того, видно, что ниспадающие участки зависимостей 1, 3–5 на рис. 5 отличаются от таковых на рис. 2 и 4 знаком кривизны: на рис. 2 и 4 ниспадающие участки кривых выпуклые, а на рис. 5 они вогнутые. Кривая 5 получена при частоте облучения  $f = 5,6$  ГГц и при этом эффект стимуляции не наблюдался. Пунктирной кривой 2 по-

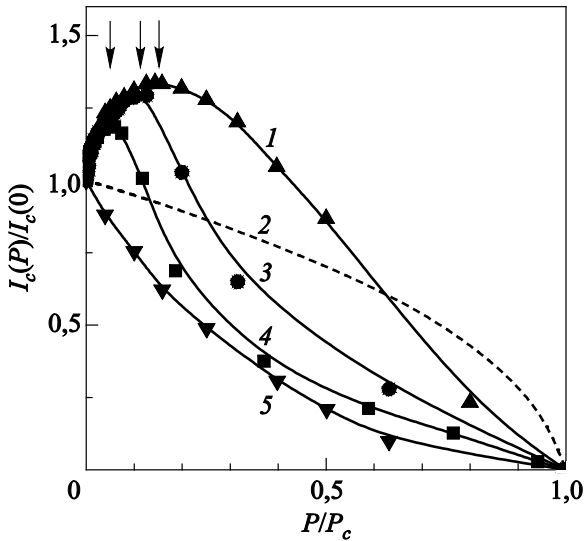


Рис. 5. Зависимость относительного критического тока  $I_c(P)/I_c(0)$  образца SnW5 от приведенной микроволновой мощности облучения  $P/P_c$  при  $T = 3,744$  К для различных частот облучения  $f$ , ГГц: 15,2 (▲), 11,9 (●), 9,2 (■), 5,6 (▼). Пунктирная кривая 2 — расчетная зависимость  $I_c(P)/I_c(0)$  ( $P/P_c$ ) по формуле (21).

казан расчет зависимости  $I_c(P)$  по формуле (21) для пленки SnW5 в случае, если бы транспортный ток в ней был распределен однородно по ее ширине. Видно, что кривые 2 и 5 существенно отличаются друг от друга. Следовательно, вогнутость ниспадающего участка экспериментальной зависимости 5 вполне можно отнести за счет неоднородного распределения тока по ширине пленки.

На рис. 5 зависимости 1, 3 и 4 получены при частотах облучения 15,2, 11,9 и 9,2 ГГц соответственно. Вогнутость их ниспадающих участков можно связать, как и для кривой 5, с неоднородным распределением тока по ширине образца.

Интересно, что в узкой пленке Sn1 эффект стимуляции уже хорошо заметен при частоте облучения  $f = 3,7$  ГГц (см. рис. 2, кривая 3), в то время, как для пленки SnW5 он не наблюдался и при  $f = 5,6$  ГГц (см. рис. 5, кривая 5). Расчет  $f_L$  для пленки SnW5 по формуле (11) дает значение 5,1 ГГц, которое уже не соответствует экспериментальному значению 8,0 ГГц. Важно подчеркнуть, что для расчета нижней граничной частоты стимуляции образца SnW5 использовалось значение  $\tau_e = 4 \cdot 10^{-10}$  с, характерное для этой серии образцов.

Зависимости  $I_c(P)$  в относительных единицах для пленок различной ширины для одних и тех же условий эксперимента представлены на рис. 6. Стрелки на рис. 6 имеют тот же смысл, что и на рис. 2, 4. На рис. 6 видно, что с ростом ширины пленки отношение  $P/P_c$ , при котором наблюдается максимум эффекта стимуля-

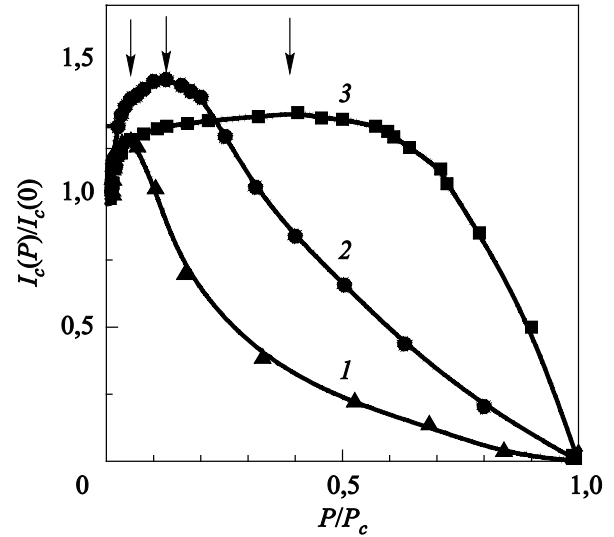


Рис. 6. Зависимость относительного критического тока  $I_c(P)/I_c(0)$  от приведенной микроволновой мощности облучения  $P/P_c$  на частоте  $f = 9,2$  ГГц при  $t = T/T_c \approx 0,99$  для различных образцов: SnW5 (▲), SnW6 (●) и SnW10 (■).

ции, уменьшается, и явление стимуляции критического тока в более широких пленках наблюдается при меньших мощностях облучения, так как в микроволновом диапазоне значение  $P_c$  практически не зависит от частоты [16,22]. На рис. 7 приведена зависимость области мощностей внешнего облучения  $\Delta P/P_c$ , в которой наблюдается эффект стимуляции критического тока, от ширины пленки  $w$  при фиксированных частоте облучения и температуре. Из данных на рисунке следует, что с увеличением ширины пленки уменьшается диапазон мощностей  $\Delta P$ , в котором наблюдается эффект стимуляции сверхпроводимости. Поэтому можно предположить, что для довольно широких пленок ( $w > 100$  мкм)

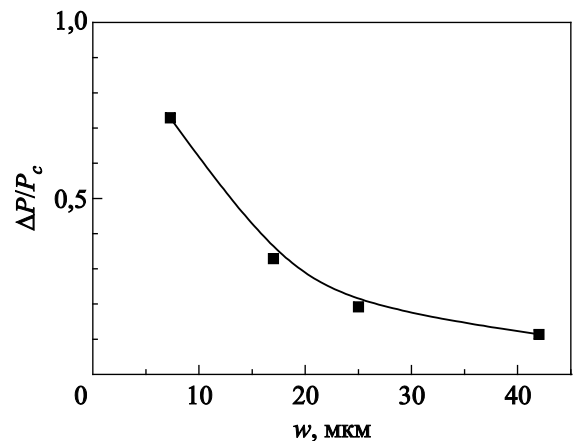


Рис. 7. Зависимость области мощностей внешнего облучения  $\Delta P/P_c$ , в которой наблюдается эффект стимуляции критического тока от ширины пленки  $w$  на частоте 9,2 ГГц при  $T/T_c \approx 0,99$ .

эффект стимуляции сверхпроводимости может быть практически нереализуем экспериментально как в силу очень узкой по мощности области существования этого эффекта, так и в силу его малой величины.

4.2. Максимальный ток существования вихревой резистивности

В предыдущем разделе мы выяснили, каким образом электромагнитное излучение влияет на критический ток  $I_c$  пленок различной ширины. Другим важным характерным током широкой пленки является так называемый максимальный ток существования вихревой резистивности  $I_m$ . Экспериментально ток  $I_m$  исследован в работе [20] и имеет вид [6]

$$I_m(T) = CI_c^{GL}(T) \ln^{(-1/2)}(2w/\lambda_{\perp}(T)). \quad (22)$$

Теория стимуляции сверхпроводимости в широких пленках к настоящему моменту отсутствует, и, следовательно, результаты экспериментального исследования стимуляции  $I_m(T)$  сравнить с теоретическими предсказаниями в настоящее время невозможно. Однако из формулы (22), полученной для равновесного (в отсутствие внешнего облучения) тока  $I_m(T)$ , можно предположить, что поведение  $I_m(P, f)$  в электромагнитном поле определяется влиянием данного облучения на  $I_c^{GL}(T)$  и  $\lambda_{\perp}(T)$ .

При стимуляции сверхпроводимости  $I_c^{GL}(T)$  возрастает, а  $\lambda_{\perp}(T)$ , исходя из общих соображений (стимуляция  $T_c$ ), должна убывать. Степень уменьшения  $\lambda_{\perp}(T)$ , при прочих равных условиях, зависит еще и от близости рабочей температуры  $T$  к  $T_c$ . Таким образом, качественно понятно, что степень роста  $I_m(P)$  должна быть ниже, чем степень роста  $I_c(P)$ .

На рис. 8 представлена экспериментальная зависимость  $I_c(P)$  и  $I_m(P)$  для пленки SnW5 [23]. На вставке показаны начальные участки кривых для более наглядного представления о степени роста  $I_c(P)$  и  $I_m(P)$ . На рисунке видно, что действительно с повышением мощности облучения пленки ее критический ток  $I_c(P)$  возрастает быстрее, чем ток  $I_m(P)$ . Возникает вопрос, достаточно ли изменения  $\lambda_{\perp}$  под воздействием электромагнитного излучения, чтобы настолько подавить рост  $I_m(P)$  по сравнению с ростом  $I_c(P)$ . Оценка изменений  $\lambda_{\perp}(P)$  при той относительной температуре, при которой измерена зависимость на рис. 8, говорит о том, что они достаточно малы, и в соответствии с формулой (22) не могут так заметно затормозить нарастание  $I_m(P)$ . Следовательно, должна быть другая причина. Анализ экспериментальных данных показывает, что такой причиной может быть неравномерность распределения токов по ширине пленки и наличие вихревого резистивного фона, который влияет на величину  $I_m$ . Этот фон также зависит от внешнего облучения, чего формула (22) для равновесного тока

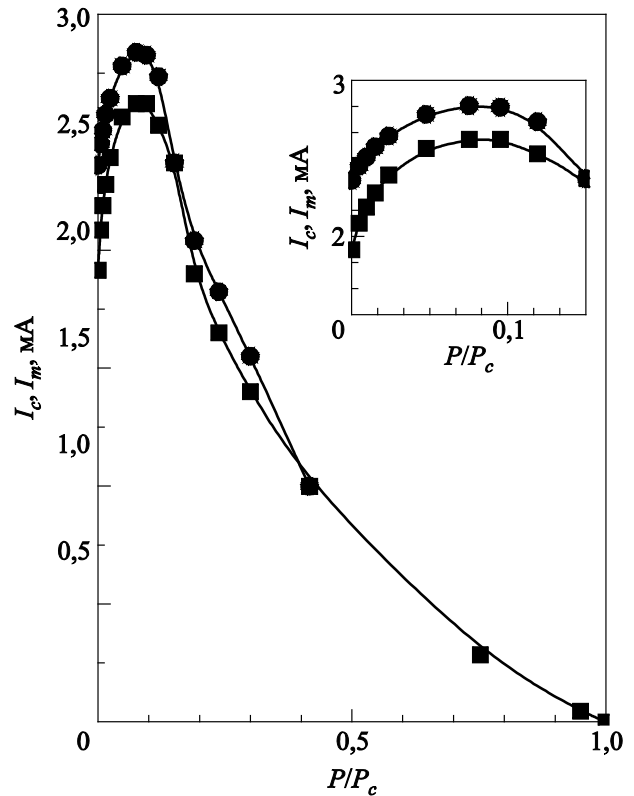


Рис. 8. Зависимость критического тока  $I_c$  (■) и максимального тока существования вихревой резистивности  $I_m$  (●) образца SnW5 от приведенной микроволновой мощности  $P/P_c$  на частоте облучения  $f = 12,89$  ГГц при  $T = 3,748$  К. На вставке показан увеличенный фрагмент вышеуказанных зависимостей.

$I_m$  не учитывает. В этом аспекте следует обратить внимание на принципиальное различие между  $I_c$  и  $I_m$ .  $I_c$  всегда возникает на фоне чисто сверхпроводящего состояния. Поэтому он всегда, благодаря поперечному эффекту Мейсснера, сначала достигается на края пленки. И чем больше ее ширина относительно  $\lambda_{\perp}$ , тем более неравномерно распределен в ней транспортный ток. В отличие от этого, током  $I_m$  является максимальный ток, при котором еще сохраняется возможность однородного течения вихрей поперек пленки. Наличие движущейся решетки вихрей делает распределение сверхпроводящего тока поперек пленки более однородным, хотя и специфическим [6]. Таким образом, в широкой пленке, находящейся в безвихревом состоянии при  $I \leq I_c$ , ток всегда более неравномерно распределен по ширине, чем в той же пленке при наличии собственных вихрей при токах  $I_c < I \leq I_m$ . В силу названных выше причин требуется новая теория неравновесного состояния широкой пленки, которая учитывала бы неоднородное распределение транспортного тока и параметра порядка по ширине пленки при расчете  $I_c(P, f)$  и наличие вихревой резистивности  $R(P, f)$  при расчете  $I_m(P, f)$ .

## 5. Температурные зависимости токов, стимулированных микроволновым излучением, в широких пленках олова

### 5.1. Критический ток

В настоящем разделе представлены результаты систематического исследования стимуляции критического тока в широких сверхпроводящих пленках. Установлено, что основные свойства эффекта стимуляции сверхпроводимости в широких пленках с неоднородным распределением тока по сечению образца и в узких каналах очень похожи [19,24]. Относительная умеренность неоднородности тока в широких пленках вблизи  $T_c$  позволила использовать с небольшими изменениями теорию стимуляции сверхпроводимости в пространственно однородных системах для интерпретации полученных экспериментальных результатов в широких пленках.

На рис. 9 приведены экспериментальные температурные зависимости критического тока для образ-

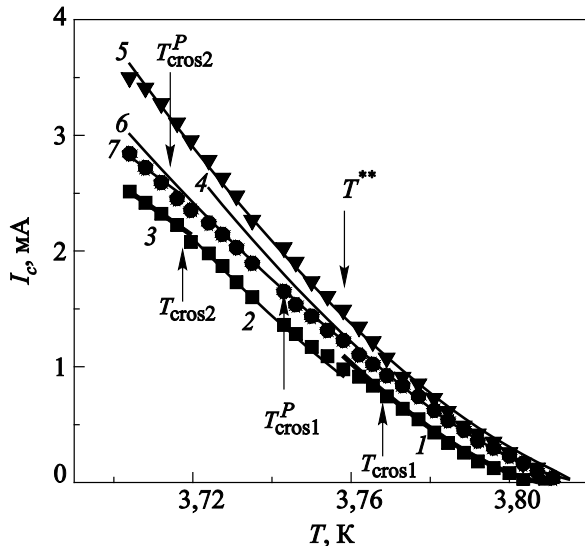


Рис. 9. Экспериментальные температурные зависимости критических токов  $I_c(P=0)$  (■),  $I_c(f=9,2 \text{ ГГц})$  (●) и  $I_c(f=12,9 \text{ ГГц})$  (▼) образца SnW10. Теоретическая зависимость  $I_c^{GL}(T) = 7,07 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2}$  мА, рассчитанная по формуле (19) [25,26], (кривая 1); расчетная зависимость  $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2}$  мА (кривая 2); теоретическая зависимость  $I_c^{AL}(T) = 9,12 \cdot 10^1 (1 - T/T_c)$  мА, рассчитанная по формуле (27) [6], (прямая 3); теоретическая зависимость  $I_c(f=9,2 \text{ ГГц})$ , рассчитанная по формуле (16), и аппроксимирующая зависимость  $I_c(T) = 6,5 \cdot 10^2 (1 - T/3,818)^{3/2}$  мА (кривая 4); теоретическая зависимость  $I_c(f=12,9 \text{ ГГц})$ , рассчитанная по формуле (16), и аппроксимирующая зависимость  $I_c(T) = 6,7 \cdot 10^2 (1 - T/3,822)^{3/2}$  мА (кривая 5); теоретическая зависимость  $I_c(f=9,2 \text{ ГГц})$ , рассчитанная по формуле (16), нормированной по кривой 2, и аппроксимирующая зависимость  $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 (1 - T/3,818)^{3/2}$  мА (кривая 6); расчетная зависимость  $I_c(T) = 9,4 \cdot 10^1 (1 - T/3,818)$  мА (прямая 7).

ца SnW10 [24]. Вначале рассматривается поведение  $I_c(T)$  в отсутствие внешнего электромагнитного поля (см. рис. 9, (■)). Ширина пленки SnW10 сравнительно мала ( $w = 7 \text{ мкм}$ ), поэтому в диапазоне температур  $T_{\text{cros1}} < T < T_c = 3,809 \text{ К}$ , достаточно близких к  $T_c$ , образец ведет себя как узкий канал, и критический ток равен току распаривания Гинзбурга–Ландау  $I_c^{GL}(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ , что говорит о высоком качестве образца. Температура кроссовера  $T_{\text{cros1}} = 3,769 \text{ К}$  отвечает переходу образца в режим широкой пленки: 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 возникновения неоднородного распределения плотности тока и ее уменьшения вдали от краев пленки. Наконец, при  $T < T_{\text{cros2}} = 3,717 \text{ К}$  температурная зависимость критического тока становится линейной,  $I_c(T) = I_c^{AL}(T) = 9,12 \cdot 10^1 (1 - T/T_c)$  мА, что соответствует теории Асламазова–Лемпицкого [6]. Последний факт подтверждает сделанный ранее вывод о высоком качестве пленочного образца SnW10.

При проведении измерений в микроволновом поле [24] мощность облучения подбиралась из условия достижения максимального критического тока  $I_c^P(T)$ . Рассмотрим поведение  $I_c^P(T)$  образца SnW10 в микроволновом поле с частотой  $f = 9,2 \text{ ГГц}$  (рис. 9, (●)). В диапазоне температур ( $T_{\text{cros1}}^P(9,2 \text{ ГГц}) < T < T_c^P(9,2 \text{ ГГц})$ ) ( $T_{\text{cros1}}^P(9,2 \text{ ГГц}) = 3,744 \text{ К}$ ,  $T_c^P(9,2 \text{ ГГц}) = 3,818 \text{ К}$ ) на ВАХ отсутствует вихревой участок, т.е. образец ведет себя как узкий канал. Отметим, что  $T_{\text{cros1}}^P(9,2 \text{ ГГц}) < T_{\text{cros1}}^P(P=0)$ , в то время как  $T_c < T_c^P$ , т.е. в условиях оптимальной стимуляции режим узкого канала сохраняется в более широком температурном интервале, чем в равновесном состоянии. В диапазоне температур  $T^{**} = 3,760 \text{ К} < T < T_c^P$  экспериментальные значения  $I_c^P(T)$  (см. рис. 9, (●)) достаточно хорошо совпадают с рассчитанными по формуле (16) (рис. 9, кривая 4), в которой микроволновая мощность (величина  $\alpha$ ) являлась подгоночным параметром [19].

Однако при  $T < T^{**}$  экспериментальные значения  $I_c^P(T)$  оказываются ниже теоретической кривой 4. Следует заметить, что такое отклонение от теории наблюдалось и при исследовании алюминиевых пленочных узких каналов в работе [14]. Тем не менее экспериментальные точки хорошо ложатся на кривую 6 (рис. 9). Эта кривая рассчитана по формуле (16), нормированной с помощью дополнительного численного фактора, который обеспечил согласие этой формулы при нулевом микроволновом поле с равновесным критическим током  $I_c(T)$ . Авторы [19] рассматривают этот коэффициент как форм-фактор, который воспринимается как оценка неоднородности распределения тока по ширине пленки. Наконец, при температуре  $T < T_{\text{cros2}}^P(9,2 \text{ ГГц}) = 3,717 \text{ К}$  температурная зависимость

стимулированного критического тока становится линейной (рис. 9, прямая 7).

На рис. 9 также представлена температурная зависимость наибольшего стимулированного критического тока образца SnW10 при более высокой частоте облучения  $f = 12,9$  ГГц (рис. 9, (▼)) [24]. Видно, что, как и в узком канале, с увеличением частоты облучения наблюдается рост наибольшего стимулированного критического тока. Отметим, что при данной частоте облучения вихревой участок на ВАХ отсутствует во всем исследованном 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. 9 не показана,  $T_c^P(12,9 \text{ ГГц}) = 3,822$  К) образец ведет себя как узкий канал. Отметим, что  $T_{\text{cros1}}^P(12,9 \text{ ГГц}) < T_{\text{cros1}}^P(9,2 \text{ ГГц}) < T_{\text{cros1}}^P(P=0)$ , в то время как  $T_c < T_c^P(9,2 \text{ ГГц}) < T_c^P(12,9 \text{ ГГц})$ . Таким образом, в условиях оптимальной стимуляции сверхпроводимости температурный интервал, где образец ведет себя как узкий канал, увеличивается с ростом частоты облучения [24].

Важно также отметить, что экспериментальная зависимость  $I_c^P(T)$  (▼) при  $f = 12,9$  ГГц хорошо совпадает с теоретической зависимостью, полученной при расчете стимулированного критического тока по формуле (16) для узкого канала (рис. 9, кривая 5) во всем исследованном температурном диапазоне, и хорошо аппроксимируется зависимостью  $I_c(T) = 6,7 \cdot 10^2 \times (1 - T/3,822)^{3/2}$  мА. Отсюда следует, что температура  $T_{\text{cros1}}^P$  перехода в режим широкой пленки, где на ВАХ появляется вихревой участок, а также температура отклонения  $T^{**}$  экспериментальной зависимости  $I_c^P(T)$  от зависимости, рассчитанной по формуле (16), уменьшаются с увеличением частоты облучения [24].

На рис. 10 представлены температурные зависимости критического тока  $I_c$  для образца SnW8 [24]. Вначале рассмотрим поведение  $I_c(T)$  в отсутствие внешнего электромагнитного поля. Ширина этой пленки достаточно велика ( $w = 25$  мкм), поэтому такой образец является узким каналом только в непосредственной близости от  $T_c = 3,816$  К, а при  $T < T_{\text{cros1}} = 3,808$  К ведет себя как широкая пленка. При  $T_{\text{cros2}} = 3,740$  К  $< T < T_{\text{cros1}}$  температурная зависимость критического тока имеет вид  $(1 - T/T_c)^{3/2}$ , хотя значение  $I_c$  меньше, чем  $I_c^{GL}$ . При  $T < T_{\text{cros2}}$  температурная зависимость критического тока становится линейной и соответствует теории Асламазова–Лемпицкого [6]:  $I_c(T) = I_c^{AL}(T) = 1,47 \cdot 10^2(1 - T/T_c)$  мА.

В микроволновом поле с частотой  $f = 15,2$  ГГц, как и для более узкого образца SnW10, наблюдается увеличение критической температуры  $T_c^P(15,2 \text{ ГГц}) = 3,835$  К и заметное уменьшение температур кроссоверов:  $T_{\text{cros1}}^P = 3,738$  К и  $T_{\text{cros2}}^P = 3,720$  К. В то же время, для того чтобы достичь хорошего согласия между экспе-

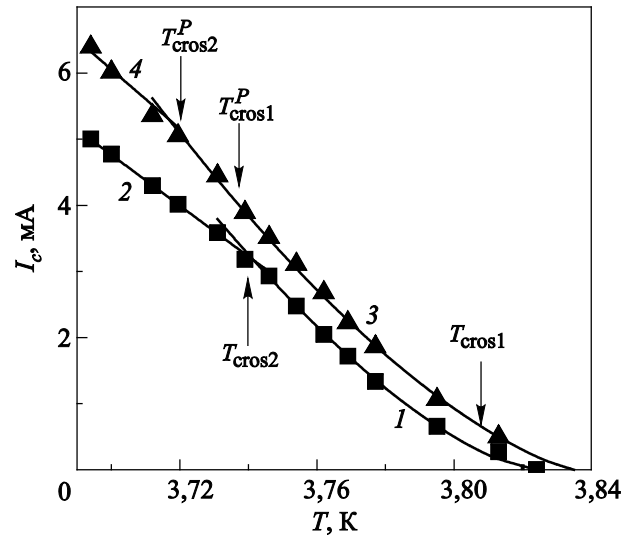


Рис. 10. Экспериментальные температурные зависимости критических токов  $I_c(P=0)$  (■),  $I_c(f=15,2 \text{ ГГц})$  (▲) образца SnW8: рассчитанная зависимость  $I_c(T) = 1,0 \cdot 10^3 \times (1 - T/T_c)^{3/2}$  мА (кривая 1); теоретическая зависимость  $I_c^{AL}(T) = 1,47 \cdot 10^2(1 - T/T_c)$  мА, рассчитанная по формуле (27) [6], (прямая 2); теоретическая зависимость  $I_c(f=15,2 \text{ ГГц})$ , рассчитанная по формуле (16), нормированной по кривой 1, и аппроксимирующая зависимость  $I_c(T) = 1,0 \cdot 10^3 \times (1 - T/3,835)^{3/2}$  мА (кривая 3); расчетная зависимость  $I_c(T) = 1,72 \cdot 10^2(1 - T/3,835)$  мА (прямая 4).

риментальной зависимостью наибольшего стимулированного критического тока  $I_c^P(T)$  и формулой (16), необходимо применить нормировку этой формулы на измеряемый равновесный ( $P = 0$ ) критический ток  $I_c(T) = 1,0 \cdot 10^3(1 - T/T_c)^{3/2}$  мА во всем измеренном температурном диапазоне (рис. 10, кривая 3). В этом интервале температур критический ток можно аппроксимировать также зависимостью:  $I_c(T) = 1,0 \cdot 10^3 \times (1 - T/3,835)^{3/2}$  мА. При  $T < T_{\text{cros2}}^P$  температурная зависимость  $I_c^P(T)$  становится линейной (рис. 10, прямая 4). Из данных на рис. 10 следует, что при стимуляции сверхпроводимости микроволновым полем даже довольно широкая пленка ведет себя как узкий канал до более низких температур, чем в отсутствие облучения ( $T_{\text{cros1}}^P < T_{\text{cros1}}$ ); вихревой участок на ВАХ в этом диапазоне температур также отсутствует [24].

Качественное сходство полученных в [19,24] результатов исследований широких пленок с экспериментальными результатами изучения узких каналов в [15] и возможность количественного описания температурной зависимости  $I_c^P$  широких пленок с помощью уравнений теории Элиашберга говорит о том, что механизм эффекта стимуляции является общим и для широких пленок, и узких каналов [19,24]. Он заключается в увеличении энергетической щели, обусловленном перераспределением под действием микроволнового поля неравновесных квазичастиц в сторону высоких энергий [3]. Этот вывод не вполне очевиден для широ-

ких пленок с неоднородным распределением тока по ширине образца.

В пользу аналогии механизмов стимуляции в узких каналах и широких пленках можно высказать следующие соображения. Несмотря на увеличение плотности тока, вблизи краев широкой пленки основной ток, как транспортный, так и индуцированный микроволновым полем, распределен по всей ширине пленки. Таким образом, неравновесность квазичастиц в широкой пленке, как и в узком канале, возбуждается микроволновым полем во всем объеме сверхпроводника, и, следовательно, эффект стимуляции в широких пленках претерпевает лишь некоторую количественную модификацию, обусловленную неоднородностью распределения тока. В связи с этим подчеркнем существенное различие условий формирования неравновесности под воздействием микроволнового поля в широких пленках и массивных сверхпроводниках, в которых до настоящего времени эффект стимуляции не наблюдался. В последнем случае полный ток сосредоточен в тонком мейснеровском слое толщиной  $\lambda$  вблизи поверхности металла, что приводит к появлению дополнительного механизма релаксации — пространственной диффузии неравновесных квазичастиц, возбуждаемых микроволновым полем, от поверхности в равновесный объем. Интенсивность этого механизма определяется временем ухода квазичастиц  $\tau_D(T) = \lambda^2(T)/D$  из мейснеровского слоя, которое при типичных значениях температуры оказывается на три–четыре порядка меньше времени неупругой релаксации. Такая высокая эффективность диффузионного механизма релаксации, по видимому, и приводит к подавлению эффекта стимуляции в массивных сверхпроводящих образцах [19].

Токовое состояние широкой пленки, несмотря на внешнее сходство с мейснеровским состоянием массивного токонесущего сверхпроводника, качественно отличается от последнего. В то время как в массивном сверхпроводнике транспортный ток сосредоточен в тонком поверхностном слое и затухает экспоненциально на расстоянии лондоновской глубины проникновения  $\lambda(T)$  от поверхности, в широкой пленке ток распределен по всей ее ширине  $w$  в соответствии с аппроксимирующим степенным законом  $[x(w-x)]^{-1/2}$ , где  $x$  — поперечная координата [6]. Таким образом, характерная длина  $\lambda_{\perp}(T) = 2\lambda^2(T)/d$  ( $d$  — толщина пленки), называемая обычно в теории токового состояния широких пленок глубиной проникновения перпендикулярного магнитного поля, в действительности определяет не пространственный масштаб затухания тока при удалении от краев, а величину краевой плотности тока, выступая в роли «обрезающего» фактора в указанном выше законе распределения плотности тока на расстояниях  $x$ ,  $w-x \sim \lambda_{\perp}$  от краев пленки [19].

Опираясь на качественное различие между токовыми состояниями в объемных и тонкопленочных сверх-

проводниках, можно утверждать, что умеренная неравномерность распределения тока в широких пленках не вызывает фатальных последствий для эффекта стимуляции, и что диффузия неравновесных квазичастиц, возбужденных во всем массиве пленки, вносит лишь незначительные количественные отклонения от теории Элиашберга [19].

Авторы работы [19] использовали модельное приближение, чтобы учесть эти отклонения путем введения численного форм-фактора распределения тока в формуле (16) для стимулированного критического тока Элиашберга. Они оценивали этот форм-фактор путем подгонки предельного случая уравнения (16) при нулевой мощности микроволнового облучения, т.е. уравнения (17) для измеренных значений равновесного критического тока. Затем они применили полученные значения форм-фактора к уравнению (16) при  $P \neq 0$ , в результате чего получили хорошее согласие с экспериментальными данными (см. рис. 9).

Заслуживает внимания следующий вопрос: как механизм Элиашберга «работает» в широкой пленке? В узких каналах сверхпроводимость разрушается за счет механизма однородного распаривания Гинзбурга–Ландау, в то время как в широкой пленке сверхпроводимость разрушается благодаря зарождению вихрей. Мы считаем, что в этом случае стимуляция энергетической щели приводит к соответствующему росту краевого барьера для вхождения вихрей, и это стимулирует критический ток в широкой пленке [19]. Интересно отметить, что нет существенных особенностей в кривых  $I_c(T)$ , когда с понижением температуры пленки переходят от режима узкого канала к режиму широкой вихревой пленки. Поэтому можно сделать вывод, что переход между режимами равномерного распаривания и вихревой резистивности не оказывает влияния ни на величину, ни на температурные зависимости критического тока.

Чтобы завершить обсуждение эффекта стимуляции сверхпроводимости, мы обращаем внимание на эмпирический факт, что все теоретические кривые для  $I_c^P(T)$ , полученные из уравнений теории Элиашберга, прекрасно аппроксимируются степенным законом  $(1-T/T_c^P)^{3/2}$ . Этот закон очень похож на температурную зависимость тока распаривания Гинзбурга–Ландау, в которой критическая температура  $T_c$  заменена ее стимулированной величиной  $T_c^P$ . Явные выражения для таких аппроксимирующих зависимостей с числовыми коэффициентами приведены в подписях к рис. 9 и 10.

Следующим важным результатом этих исследований является существенное расширение диапазона температур вблизи температуры сверхпроводящего перехода, где пленка ведет себя как узкий канал при стимуляции сверхпроводимости: в микроволновом поле температура кроссовера в режиме широкой пленки  $T_{\text{cross}}^P$  значительно уменьшается по сравнению с ее

равновесным значением  $T_{\text{cros1}}$ , в то время как  $T_c^P > T_c$ . На первый взгляд, этот результат несколько противоречит критерию перехода между различными режимами сверхпроводящей пленки:  $w = 4\lambda_{\perp}(T_{\text{cros1}})$  [13], так как увеличение энергетической щели при облучении подразумевает уменьшение величины  $\lambda_{\perp}$  и, соответственно, уменьшение характерного размера вихрей. Это, очевидно, облегчает условия вхождения вихрей в пленку. Следовательно, температура кроссовера должна увеличиться в микроволновом поле. Однако оказывается, что механизм влияния микроволнового облучения на вихри несколько другой. Итак, было установлено, что широкая пленка с вихревым участком на ВАХ под действием микроволнового поля ведет себя подобно узкому каналу: вихревой участок на ВАХ исчезает (см., например, рис. 9, (▼)). Следует заметить, что такой вид ВАХ может быть в двух случаях. В первом случае под действием микроволнового поля происходит задержка в движении вихрей вплоть до их остановки, т.е. вихри возникают, но под действием микроволнового облучения они не движутся. Во втором случае вихри вообще не возникают. Обратимся снова к рис. 9. В интервале температур  $T_{\text{cros1}} = 3,769 \text{ К} < T < T_c = 3,809 \text{ К}$  в отсутствие микроволнового облучения образец SnW10 является узким каналом. Под действием микроволнового поля с частотой  $f = 12,9 \text{ ГГц}$  в этом образце наблюдается увеличение критического тока (стимуляция сверхпроводимости) (см. рис. 9 (▼)). При этом, важно подчеркнуть, что температурная зависимость стимулированного критического тока хорошо согласуется с теоретической зависимостью  $I_c^P(T)$  (см. рис. 9, кривая 5), построенной по теории Элиашберга для узкого сверхпроводящего канала с однородным распределением тока по сечению образца. Интересно отметить, что эта теоретическая зависимость прекрасно совпадает с экспериментальными точками (см. рис. 9 (▼)) не только в интервале температур  $T_{\text{cros1}} = 3,769 \text{ К} < T < T_c = 3,809 \text{ К}$ , в котором образец SnW10 является узким каналом в отсутствие внешнего микроволнового облучения, но и при гораздо меньших температурах (вплоть до  $T < 3,700 \text{ К}$ ). Такое поведение  $I_c^P(T)$  позволяет утверждать, что под влиянием микроволнового поля  $f = 12,9 \text{ ГГц}$  в диапазоне температур  $3,700 \text{ К} < T < T_c^P$  в образце SnW10 вихри не возникают. В противном случае в интервале температур  $3,700 \text{ К} < T < 3,769 \text{ К}$  на рис. 9 наблюдались бы меньшие значения  $I_c^P(T)$  по сравнению с теоретической кривой 5, рассчитанной по теории Элиашберга. Кроме того, при вхождении вихрей наблюдался бы кроссовер на зависимости  $I_c^P(T)$ . Более подробно тема подавления вихревой резистивности в широкой пленке микроволновым полем обсуждается в работе [25].

Таким образом, обращаясь к рис. 9, можно утверждать следующее. При частоте облучения  $f = 12,9 \text{ ГГц}$  наибольшее значение  $I_c^P(T)$  образца SnW10 реализу-

ется при большой ( $P/P_c = 0,45$ ) мощности внешнего микроволнового поля, которая препятствует возникновению вихрей, поэтому данный образец ведет себя как узкий канал в интервале температур от  $T_c^P$  и до  $T < 3,700 \text{ К}$ . При этом кривая 5 на рис. 9, построенная по формуле (16) теории Элиашберга для узкого канала и дающая плотность тока распаривания Гинзбурга–Ландау при  $P = 0$ , хорошо совпадает с экспериментальной кривой  $I_c^P(T)$  (рис. 9, (▼)). Исходя из этого, можно утверждать, что в данном случае в результате воздействия микроволнового поля образец становится узким каналом (отсутствует вихревой участок на ВАХ и  $I_c^P(T)$  полностью соответствует формуле (16) теории Элиашберга, предполагающей равномерное распределение сверхпроводящего тока по сечению образца).

При понижении частоты облучения ( $f = 9,2 \text{ ГГц}$ ) уменьшается мощность, при которой реализуется максимальное значение  $I_c^P(T)$ , а следовательно, и ее влияние. Это приводит к меньшему понижению  $T_{\text{cros1}}^P$  относительно  $T_{\text{cros1}}$ . Важно отметить, что и в этом случае экспериментальная зависимость  $I_c^P(T)$  (см. рис. 9, (●)) довольно хорошо согласуется с кривой 4 на рис. 9, построенной по формуле (16) для узкого канала, вплоть до температуры  $T^{**} = 3,760 \text{ К} < T_{\text{cros1}} = 3,769 \text{ К}$ . При температурах  $T_{\text{cros1}}^P < T < T^{**}$  для образца SnW10 отсутствует вихревой участок на ВАХ, однако  $I_c^P(T)$  отклоняется вниз от теоретической кривой 4 на рис. 9, построенной для узкого канала и пронормированной таким образом, что она дает ток распаривания Гинзбурга–Ландау при  $P = 0$ .

Как видно из формул (17) и (18), в теории Элиашберга выражение для стимулированного микроволновым полем критического тока при  $P = 0$  превращается в формулу для тока распаривания Гинзбурга–Ландау. Как и вся теория, это справедливо только в случае узкого канала. В то же время при температурах  $T < T_{\text{cros1}}$  пленка SnW10 проявляет себя как широкая (появляется вихревой участок на ВАХ), распределение сверхпроводящего тока по ее сечению становится неоднородным, и критический ток  $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2} \text{ мА}$  такой пленки при  $P = 0$  меньше, чем ток распаривания  $I_c^{GL}(T) = 7,07 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2} \text{ мА}$ , хотя температурная зависимость сохраняется. Интересно отметить, что соотношение  $I_c(T) / I_c^{GL}(T) \approx 0,83$  для образца SnW10. При этом оказывается, что если в формулу (16) ввести нормировочный множитель таким образом, что при  $P = 0$  она будет давать не  $I_c^{GL}(T)$ , а  $I_c(T)$ , то по такой формуле можно построить кривую (см. рис. 9, кривая б), которая хорошо совпадает с экспериментальной зависимостью  $I_c^P(T)$ . Следует заметить, что в этом случае нормировочный множитель равен 0,83 [19]. Возможность введения такого универсального нормировочного множителя во всем температурном интервале  $T_{\text{cros2}} < T < T_{\text{cros1}}$  обусловлено тем, что температурная зависимость  $I_c^P(T)$ , описываемая формулой (16),

хотя и достаточно сложная, тем не менее оказывается численно весьма близкой к закону  $\propto (1 - T/T_c^P)^{3/2}$ , который при  $P=0$  переходит в зависимость  $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$  для широкой пленки.

Аналогичная ситуация наблюдается и для более широкой пленки SnW8. Этот образец является узким каналом лишь в непосредственной близости от  $T_c$ . Поэтому для температур  $T < T_{\text{cros1}} = 3,808$  К формула (16) дает значения стимулированного критического тока, не совпадающие с экспериментальными величинами  $I_c^P(T)$ . Однако при нормировке формулы (16) на равновесный критический ток  $I_c(T) = 1 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2}$  мА при  $P = 0$  также наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента (рис. 10, кривая 3). Следует заметить, что и в этом случае нормировочный множитель формулы (16) теории Элиашберга такой же, как соотношение  $I_c(T)/I_c^{GL}(T)$ .

Таким образом, мы приходим к выводу о том, что если равновесный критический ток ( $P = 0$ ) широкой пленки имеет температурную зависимость  $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ , характерную для узкого канала, то с помощью формулы теории Элиашберга, нормированной на  $I_c(T)$ , можно хорошо описывать экспериментально измеренные зависимости стимулированного критического тока  $I_c^P(T)$ , численно весьма близкие к  $(1 - T/T_c^P)^{3/2}$ . В области температур  $T < T_{\text{cros2}}$ , где температурная зависимость критического тока широкой пленки линейна,  $I_c(T) \propto 1 - T/T_c$ , зависимость стимулированного критического тока от температуры также линейна:  $I_c^P(T) \propto 1 - T/T_c^P$ . Эти факты, хотя и косвенно, подтверждают предположение о том, что механизм стимуляции сверхпроводимости в широких пленках такой же, как в узких каналах.

### 5.2. Ток возникновения процессов проскальзывания фазы

В этом разделе представлены результаты экспериментального исследования эффекта стимуляции тока образования первой ЛПФ  $I_m(T)$  в широком температурном интервале при воздействии внешнего микроволнового излучения различных частот [23].

Учитывая тот факт, что теории стимуляции сверхпроводимости в широких пленках нет, можно попытаться хотя бы качественно описать влияние микроволнового облучения на ток  $I_m(T)$ , используя следующие соображения. При исследовании стимуляции критического тока в сверхпроводящих пленках различной ширины были установлены следующие экспериментальные факты [24]. В узких каналах равновесный критический ток имеет температурную зависимость  $I_c^{GL}(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ . В то же время стимулированный критический ток  $I_c^P(T)$  такого канала, прекрасно описываемый теорией Элиашберга [3,9–12], может быть хорошо аппроксимирован зави-

симостью  $I_c^P(T) \propto (1 - T/T_c^P)^{3/2}$  [14]. Здесь  $T_c^P$  — стимулированная критическая температура. В широкой (вихревой) пленке вблизи  $T_c$  температурная зависимость равновесного критического тока имеет вид  $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$  [20]. Оказывается, что и стимулированный микроволновым полем критический ток в этом случае может быть хорошо аппроксимирован аналогичной зависимостью:  $I_c^P(T) \propto (1 - T/T_c^P)^{3/2}$  [24]. При  $T < T_{\text{cros2}}$  в широкой пленке наблюдается линейная температурная зависимость равновесного критического тока [20]. Практически при этих же температурах стимулированный критический ток также может быть аппроксимирован линейной зависимостью  $I_c^P(T) \propto (1 - T/T_c^P)$  [24]. Исходя из приведенных выше экспериментальных фактов, можно попытаться температурные зависимости тока  $I_m^P(T)$ , стимулированного микроволновым полем, также аппроксимировать зависимостью, аналогичной формуле (22) для равновесного случая.

На рис. 11 для образца SnW5 представлены экспериментальные температурные зависимости токов  $I_m^P(T)$  в микроволновом поле и токов  $I_m(T)$  в отсутствие поля [23]. Для наглядности на рис. 11(б) представлены результаты исследований в более узком температурном интервале вблизи  $T_c$ , чем на рис. 11(а). Ширина пленки SnW5 достаточно большая ( $w = 42$  мкм), поэтому уже для температур  $T < T_{\text{cros2}} = 3,740$  К наблюдается линейная температурная зависимость критического тока [20], что достаточно близко от  $T_c$ .

Вначале рассмотрим поведение тока возникновения первой ЛПФ  $I_m(T)$  в отсутствие внешнего электромагнитного поля (см. рис. 11, (●)). Сплошные кривые  $I$  на этих рисунках представляют собой расчеты  $I_m(T)$  по формуле (22) с учетом параметров пленки (см. табл. 1):

$$I_m(T) = 2,867 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2} \times \\ \times 1,35 [\ln(2 \cdot 42 \cdot (1 - T/T_c) / 0,02532)]^{-1/2} [\text{мА}]. \quad (23)$$

Как видно на рис. 11, экспериментальная зависимость  $I_m(T)$  хорошо согласуется с расчетной (см. кривая  $I$ ) [23]. Экспериментальная зависимость тока  $I_m^P(T)$  при частоте облучения  $f = 9,2$  ГГц (см. рис. 11, (▼)) хорошо аппроксимируется зависимостью

$$I_m^P(T) = 2,869 \cdot 10^3 (1 - T/T_{c1}^P)^{3/2} \times \\ \times 1,44 \cdot [\ln(2 \cdot 42 \cdot (1 - T/T_{c1}^P) / 0,02531)]^{-1/2} [\text{мА}], \quad (24)$$

аналогичной формуле (22) (рис. 11, 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



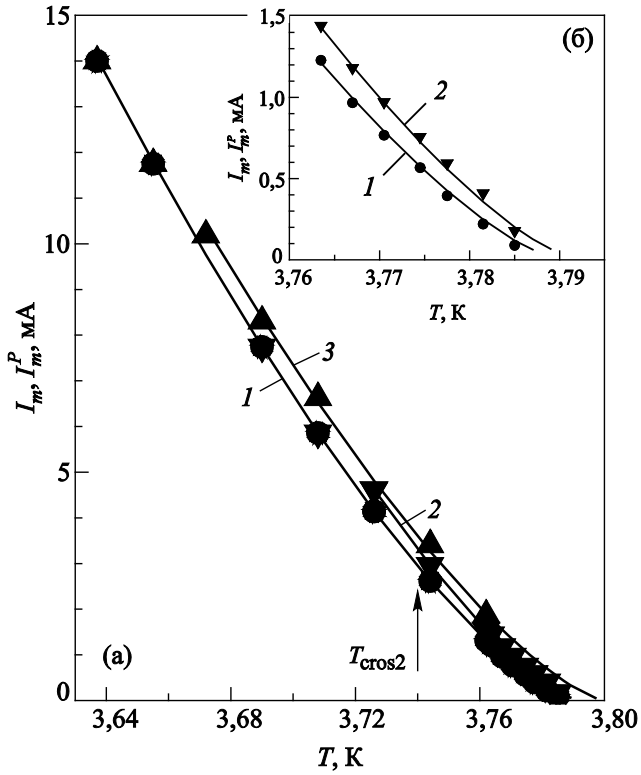


Рис. 11. Экспериментальные температурные зависимости максимального тока  $I_m$  существования стационарного одномерного течения собственных вихрей транспортного тока поперек пленки SnW5:  $I_m(T, P=0)$  (●),  $I_m^P(T, f=9,2 \text{ ГГц})$  (▼) и  $I_m^P(T, f=15,2 \text{ ГГц})$  (▲). Кривая 1 — теоретическая зависимость (см. формулу (23)); кривая 2 — расчетная зависимость  $I_m^P(T, f=9,2 \text{ ГГц})$  (см. формулу (24)); кривая 3 — расчетная зависимость  $I_m^P(T, f=15,2 \text{ ГГц})$  (см. формулу (26)).

электромагнитного поля  $f = 12,9 \text{ ГГц}$  (на рисунках не показана из-за ограниченности места) хорошо аппроксимируется зависимостью

$$I_m(T) = (2,875 \cdot 10^3 \cdot (1 - T/T_{c3}^P)^{3/2}) \times \\ \times 1,28 \cdot [\ln(2 \cdot 42 \cdot (1 - T/T_{c3}^P) / 0,02529)]^{(-1/2)} \text{ [мА]}. \quad (25)$$

Здесь также использовано значение стимулированной критической температуры  $T_{c3}^P = 3,797 \text{ К}$ . Экспериментальная зависимость тока  $I_m^P(T)$  при частоте микроволнового поля  $f = 15,2 \text{ ГГц}$  (см. рис. 11, (▲)) хорошо аппроксимируется зависимостью

$$I_m^P(T) = 2,877 \cdot 10^3 (1 - T/T_{c2}^P)^{3/2} \times \\ \times 1,28 \cdot [\ln(2 \cdot 42 \cdot (1 - T/T_{c2}^P) / 0,02528)]^{-1/2} \text{ [мА]}, \quad (26)$$

аналогичной формуле (22) (рис. 11(a), кривая 3). Здесь использовано значение стимулированной критической температуры  $T_{c2}^P = 3,799 \text{ К}$ .

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  $I_m^P(T)$  также было наибольшим вследствие определенной корреляции этих величин [21].

Так как теория [6], в которой вводится определение  $I_m(T)$ , предполагает линейную температурную зависимость критического тока:

$$I_c^{AL}(T) = 1,5 I_c^{GL}(0) (\pi \lambda_{\perp}(0) / w)^{1/2} (1 - T/T_c), \quad (27)$$

то, строго говоря, формула (22) должна быть применима лишь в области температур  $T < T_{\text{cros}2}$ , где наблюдается такая зависимость критического тока. Однако, как видно на рис. 11, формула (22) для равновесной зависимости  $I_m(T)$  и формулы (24)–(26) для случая стимуляции  $I_m^P(T)$  электромагнитным полем достаточно хорошо описывают экспериментальные зависимости и в случае  $T > T_{\text{cros}2}$ . Это, очевидно, связано с тем, что и при  $T < T_{\text{cros}2}$ , и при  $T > T_{\text{cros}2}$  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 [23].

Таким образом, экспериментальные температурные зависимости стимулированного тока  $I_m^P(T)$  хорошо аппроксимируются формулами (24)–(26), аналогичными формуле (22) для равновесного случая теории Асламова–Лемпицкого [6], где критическая температура  $T_c$  заменена стимулированной критической температурой  $T_c^P$  [23].

Рассмотрим поведение  $I_m^P(T)$  образца SnW5 в микроволновом поле с частотой  $f = 9,2 \text{ ГГц}$  (рис. 11 (▼)). Видно, что при облучении пленки микроволновой мощностью наблюдается эффект стимуляции  $I_m^P(T, f=9,2 \text{ ГГц})$  вплоть до  $T = 3,708 \text{ К}$ . При температурах  $T < 3,708 \text{ К}$  стимуляция  $I_m^P(T)$  не наблюдалась. При облучении образца SnW5 микроволновым полем с частотой  $f = 12,9 \text{ ГГц}$  наблюдается эффект стимуляции  $I_m^P(T, f=12,9 \text{ ГГц})$  вплоть до  $T = 3,690 \text{ К}$ . При более низких температурах стимуляции  $I_m^P(T)$  не наблюдалось. При облучении образца SnW5 микроволновым полем с частотой  $f = 15,2 \text{ ГГц}$  (рис. 11, (▲)) эффект стимуляции  $I_m^P(T, f=15,2 \text{ ГГц})$  наблюдается вплоть до  $T = 3,655 \text{ К}$ . При температурах  $T < 3,655 \text{ К}$  стимуляция  $I_m^P(T)$  не наблюдалась. Следует заметить, что на рис. 11 видно, что  $I_m^P(T, f=15,2 \text{ ГГц}) > I_m^P(T, f=12,9 \text{ ГГц}) > I_m^P(T, f=9,2 \text{ ГГц})$ .

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 [23]. Кстати, таким же образом ведет себя и критический ток  $I_c^P(T)$  [24]. Попробуем найти этому объяснение.

Учтем два обстоятельства. Во-первых, как уже отмечалось, в широких пленках при  $I \approx I_m$  распределе-

ние тока по ширине пленки близко к равномерному. При этом разумно воспользоваться теми знаниями, которые накоплены для узких каналов. Во-вторых, источником стимулированных критических параметров  $I_m^P(T)$  и  $I_c^P(T)$  сверхпроводника является неравномерная функция распределения квазичастиц по энергиям. При этом, прежде всего возрастает значение энергетической щели [3,9–12].

С учетом названных выше аргументов на рис. 12 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 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.

Следует заметить, что 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 [15].

Важно отметить, что максимально стимулированные критические температуры  $T_{c1}^P = 3,791 \text{ К}$  при частоте облучения 9,2 ГГц и  $T_{c2}^P = 3,799 \text{ К}$  при частоте микроволнового поля 15,2 ГГц, полученные из теоретических кривых 2 и 3 на рис. 12, хорошо совпадают с величинами  $T_c^P$ , полученными при аппроксимации экспериментальных кривых  $I_m^P(T)$  (см. рис. 11).

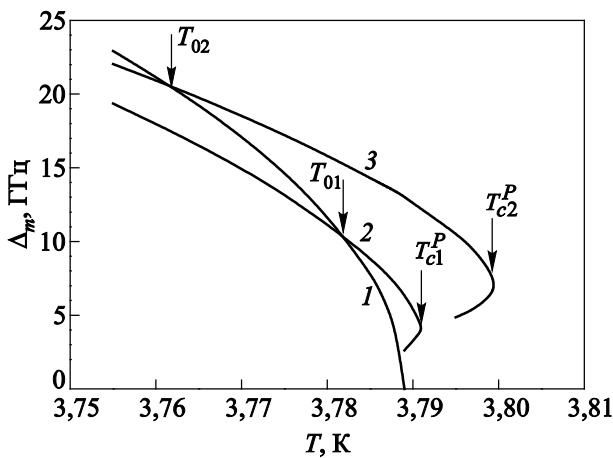


Рис. 12. Расчетные зависимости равновесной (кривая 1) и стимулированной микроволновым полем щели образца SnW5 (кривая 2,  $f = 9,2 \text{ ГГц}$ , кривая 3,  $f = 15,2 \text{ ГГц}$ ).

## 6. Заключение

В настоящем обзоре проанализировано поведение критического тока  $I_c$  и максимального тока  $I_m$ , при котором в широкой пленке исчезает вихревая структура резистивного состояния и возникает первая линия проскальзывания фазы в тонких сверхпроводящих пленках различной ширины, находящихся в микроволновом поле. Обнаружена стимуляция сверхпроводимости внешним электромагнитным полем в широких  $w \gg \xi(T)$ ,  $\lambda_{\perp}(T)$  сверхпроводящих пленках [8] с неоднородным пространственным распределением тока по ширине образца. При стимуляции сверхпроводимости в широкой пленке возрастает не только критический ток  $I_c$ , но и максимальный ток существования вихревого резистивного состояния  $I_m$  [8]. В рамках теории Элиашберга получено уравнение для стимулированного критического тока, выраженное через экспериментально измеряемые величины [19,24]. Сравнение экспериментальных температурных зависимостей стимулированного критического тока с рассчитанными в рамках теории Элиашберга показало их хорошее совпадение [19,24]. Показано [24], что вблизи температуры сверхпроводящего перехода температурная зависимость стимулированного критического тока не очень широких пленок ( $w < 10 \lambda_{\perp}(T)$ ) оказывается численно весьма близкой к закону  $(1 - T/T_c^P)^{3/2}$  для равновесного критического тока распаривания с заменой  $T_c$  на стимулированную критическую температуру  $T_c^P$ . Обнаружено [24], что для достаточно широких пленок ( $w > 10 \lambda_{\perp}(T)$ ) стимулированный критический ток имеет линейную температурную зависимость  $I_c^P(T) \propto 1 - T/T_c^P$ , аналогичную представленной в равновесной теории Асламазова–Лемпицкого с заменой  $T_c$  на  $T_c^P$ . Получены экспериментальные зависимости стимулированных критического тока  $I_c^P$  и тока образования первой ЛПФ  $I_m^P$  от мощности и частоты микроволнового облучения в тонких (толщина  $d \ll \xi(T)$ ,  $\lambda_{\perp}(T)$ ) сверхпроводящих пленках различной ширины  $w$  [21,23,24]. Впервые экспериментально установлено, что с увеличением ширины пленки, резко сужается интервал значений мощностей облучения, при которых наблюдается эффект стимуляции сверхпроводимости, а значит, и вероятность его обнаружения [21]. Это утверждение является ответом на вопрос о слишком запоздалом обнаружении эффекта стимуляции в широких пленках. Установлено, что с ростом ширины пленки отношение  $P/P_c$ , при котором наблюдается максимум эффекта стимуляции, уменьшается, и явление стимуляции критического тока в более широких пленках наблюдается при меньших мощностях облучения, так как в микроволновом диапазоне значение  $P_c$  практически не зависит от частоты [16,22]. С увеличением частоты микроволнового облучения мощность, при которой наблюдается максимум эффекта стимуляции, растет. Обнаружено, что с увеличением

ширины пленки изменяется знак кривизны ниспадающего участка зависимости  $I_c^P(P)$  [21].

Исследования стимулированного микроволновым облучением критического тока подтвердили сделанный ранее вывод на основе исследований равновесного критического тока (в отсутствие внешнего облучения) [20] о том, что узкими каналами являются пленки, удовлетворяющие соотношению  $w/\lambda_{\perp} \leq 4$ . Для них расчетные значения нижних граничных частот стимуляции сверхпроводимости по теории [3] соответствуют экспериментальным значениям. В более широких пленках появляется зависимость характерных параметров эффекта стимуляции от ширины пленок. В связи с этим для описания неравновесного состояния широких пленок ( $w/\lambda_{\perp} > 4$ ) в электромагнитных полях необходимо построение теории, которая, в отличие от теории Элиашберга [3], изначально учитывает неоднородное распределение тока и наличие вихрей его собственного магнитного потока.

Обнаружено неожиданное влияние электромагнитного поля на ток  $I_m$ , которое не сводится к тривиальному воздействию излучения на  $I_c^{GL}(T)$  и  $\lambda_{\perp}(T)$  [23]. Экспериментальные температурные зависимости стимулированного тока  $I_m^P(T)$  хорошо аппроксимируются формулами, аналогичными формуле для равновесного случая теории Асламазова–Лемпицкого [6], где критическая температура  $T_c$  заменена стимулированной критической температурой  $T_c^P$ . Установлено, 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 [23].

Хотелось бы отметить еще один важный момент. В работах [8,19,21,23–25] представлены основные результаты исследования явления стимуляции сверхпроводимости микроволновым облучением в широких пленках. В этих работах равновесный критический ток в широких пленках достигал максимально возможной величины — значения тока распаривания и соответствовал критическому току теории Асламазова–Лемпицкого. Под действием микроволнового облучения наблюдалось существенное превышение этого критического тока распаривания, полученного в теории Асламазова–Лемпицкого в отсутствие внешних полей. Это указывает на достоверность существования явления стимуляции сверхпроводимости в широких пленках и пренебрежимо малое влияние перегрева, если оно имеет место, в том числе и перегрева электронной системы сверхпроводника.

Таким образом, экспериментальные исследования пленок различной ширины показали, что эффект стимуляции сверхпроводимости микроволновым облучением является общим и наблюдается как в случае однородного (узкие пленки), так и неоднородного (широкие пленки) распределения сверхпроводящего тока по ширине пленки.

1. A.F.G. Wyatt, V.M. Dmitriev, W.S. Moore, and F.W. Sheard, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1166 (1966).
2. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин, *ЖЭТФ* **74**, 2184 (1978).
3. Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).
4. Е.М. Rudenko, I.V. Korotash, I.P. Nevirkovets, Yu.M. Bogusl'vskii, P.A. Zhukov, and A.G. Sivakov, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, 1 (1991).
5. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **19**, 355 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 249 (1993)].
6. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
7. V.M. Dmitriev and I.V. Zolochevskii, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 342 (2006).
8. А.Б. Агафонов, В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **27**, 928 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 686 (2001)].
9. Б.И. Ивлев, Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **13**, 464 (1971).
10. Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **61**, 1254 (1971).
11. B.I. Ivlev, S.G. Lisitsyn, and G.M. Eliashberg, *J. Low Temp. Phys.* **10**, 449 (1973).
12. A. Schmid, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 922 (1977).
13. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Безуглый, *ФНТ* **34**, 1245 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 982 (2008)].
14. T.M. Klapwijk, J.N. van der Bergh, and J.E. Mooij, *J. Low Temp. Phys.* **26**, 385 (1977).
15. В.М. Дмитриев, Е.В. Христенко, *ФНТ* **4**, 821 (1978) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **4**, 387 (1978)].
16. J.A. Pals and J.J. Ramekers, *Phys. Lett. A* **87**, 186 (1982).
17. V.M. Dmitriev, V.N. Gubankov, and F.Ya Nad', *Modern Probl. Condens. Matter Sci.* **12**, 163 (1986).
18. V.M. Dmitriev and E.V. Khristenko, *Le Journal de Physique-Lettres* **40**, L85 (1979).
19. V.M. Dmitriev, I.V. Zolochevskii, and E.V. Bezuglyi, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 883 (2006).
20. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 127 (2005)].
21. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 1258 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 957 (2005)].
22. Е.В. Безуглый, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов, Г.Е. Чурилов, А.Ю. Азовский, *ФНТ* **13**, 906 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 517 (1987)].
23. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, *ФНТ* **33**, 849 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 647 (2007)].
24. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Безуглый, *ФНТ* **33**, 406 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 300 (2007)].
25. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, *ФНТ* **35**, 1089 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 849 (2009)].

Enhancement of superconductivity by microwave irradiation in wide Sn films  
(Review Article)

I.V. Zolochevskii

The review concerns the experimental investigation of microwave enhancement of superconductivity by microwave irradiation in superconducting films. The

measured dependences of the enhanced critical current and the current at which the resistive-state vortex structure disappears and the first phase-slip line appears have been analyzed as a function of microwave radiation power and frequency, temperature and superconducting film width. It is found that the microwave enhancement of superconductivity is common to films of various widths and occurs in both cases of homogeneous (narrow films) and inhomogeneous (wide films) distributions of the superconducting current over the film width. It is shown that the superconductivity enhancement in a wide film increases the critical current, the critical temperature and the maximum current at which the vortex state can exist in the film. The phenomenon of superconductivity enhance-

ment by microwave irradiation in wide films can be described in terms of the Eliashberg theory, which was used earlier to explain a similar phenomenon in narrow channels. It was experimentally found for the first time that the interval of irradiation power in which the superconductivity enhancement was observed, became narrower with increasing film width, what impairs the probability of its detection.

PACS: 74.40.Gh Nonequilibrium superconductivity;  
74.25.N- Response to electromagnetic fields.

Keywords: wide superconducting films, the critical current, microwave irradiation, enhancement of superconductivity, the vortex resistivity, phase-slip lines.