

Стимулирование сверхпроводимости внешним электромагнитным полем в пленках олова различной ширины

В.М. Дмитриев^{1,2}, И.В. Золочевский¹, Т.В. Саленкова¹, Е.В. Христенко¹

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: dmitriev@ilt.kharkov.ua

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

Статья поступила в редакцию 26 апреля 2005 г.

Исследованы вольт-амперные характеристики высококачественных тонких оловянных пленок шириной от 7 до 50 мкм при облучении их микроволновым полем. Проанализировано поведение критического тока I_c и максимального тока существования стационарного течения собственных вихрей транспортного тока (тока образования первой линии проскальзывания фазы) I_m . Изучены и проанализированы режимы как стимуляции токов I_c и I_m , так и их подавления микроволновым полем. Установлены критерии, разделяющие пленки на узкие и широкие. Показано, что эффект стимуляции сверхпроводимости является общим и наблюдается как в случае однородного (узкие пленки), так и неоднородного (широкие пленки) распределения сверхпроводящего тока по ширине пленки.

Досліджено вольт-амперні характеристики високоякісних тонких олов'яних плівок шириною від 7 до 50 мкм при опроміненні їх мікрохвильовим полем. Проаналізовано поведінку критичного струму I_c та максимального струму існування стаціонарної течії власних вихорів транспортно-го струму (струму виникнення першої лінії проковзування фази) I_m . Вивчено та проаналізовано режими як стимулювання струмів I_c та I_m , так і їх подавлення мікрохвильовим полем. Встановлено критерії, що поділяють плівки на вузькі та широкі. Показано, що ефект стимулювання надпровідності є загальним та спостерігається як у випадку однорідного (вузькі плівки), так і неоднорідного (широкі плівки) розподілу надпровідного струму по ширині плівки.

PACS: 74.40.+k

1. Введение

Долгое время существовало общепринятое представление о том, что воздействие электромагнитного поля на сверхпроводник должно всегда приводить к подавлению энергетической щели Δ и других его сверхпроводящих характеристик: критического тока I_c , температуры сверхпроводящего перехода T_c и критического магнитного поля H_c , т.е. к ослаблению сверхпроводимости. Однако в 1966 г. в работе [1] было сообщено об обнаружении эффекта увеличения критического тока тонких узких сверхпроводящих мостиков под воздействием микроволнового облучения. Позже этот эффект был обнаружен практиче-

ски во всех типах сверхпроводящих слабых связей, а также в сверхпроводящих каналах (монокристаллических нитях и тонких (толщиной $d \ll \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) узких (шириной $w \ll \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) 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. была предложена микроскопическая теория [2], рассматривающая влияние электромагнитного излучения на величину энергетической щели Δ сверхпроводника при отсутствии вихрей. 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. В теории [2] было показано, что если сверхпроводник с однородным пространственным распределением Δ находится в электромагнитном поле, частота которого выше обратного времени энергетической релаксации τ_e электронов, то равновесная функция распределения 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 нижняя граничная частота f_1 , начиная с которой имеет место эффект стимуляции сверхпроводимости, определяется из трансцендентного уравнения [2]:

$$f_1^2 = \Delta / [\tau_e h \ln(8\Delta / hf_1)]. \quad (1)$$

Следует заметить, что в общем случае, при наличии электромагнитного поля, Δ является величиной, переменной в пространстве и во времени. Однако для достаточно тонких и узких сверхпроводящих образцов зависимостью Δ от координат можно пренебречь. Кроме того, вблизи T_c величина времени релаксации параметра порядка $\tau_\Delta \approx 1,2\tau_e / (1 - T/T_c)^{1/2}$ велика по сравнению с обратной частотой стимулирующего микроволнового излучения ($\omega\tau_\Delta \gg 1$), поэтому можно пренебречь и временными осцилляциями Δ . Поэтому микроскопическая теория [2] не учитывала ни временных, ни пространственных изменений параметра порядка в образце.

Для экспериментальной реализации рассмотренного в теории [2] случая пространственно однородного неравновесного состояния сверхпроводника в высокочастотном поле необходимо было обеспечить постоянство величины энергетической щели по объему образца ($\omega, d \ll \xi(T), \lambda_\perp(T)$). Это чисто технологическая задача. Важно было также обеспечить однородное распределение транспортного тока по объему образца. Несоблюдение этого условия приводило к неоднородному распределению Δ уже не из-за технологических причин, а в силу зависимости энергетической щели от величины транспортного тока $\Delta(I)$. Наконец, важно было обеспечить эффективный теплоотвод. Было показано, что лучше всего этим требованиям отвечали пленочные сверхпроводящие узкие каналы, напыленные на соответствующие подложки. Теория, предложенная в работе [2], нашла свое полное подтверждение в экспериментальных работах по исследованию таких образцов (см., например, [3,4]).

К настоящему времени явление стимулирования сверхпроводимости электромагнитным полем в

сверхпроводниках, свободных от собственных вихрей магнитного потока транспортного тока, относится уже к числу классических эффектов в физике твердого тела.

Для широких пленок пренебрегать электродинамическим изменением Δ по ширине пленки с неоднородно распределенным током и наличием собственных вихрей уже нельзя. Поэтому теория [2], строго говоря, неприменима для случая широких пленок. И тем не менее, хотя построение теории в случае неоднородного распределения Δ в сверхпроводнике является сложной задачей, принципиально эффект стимуляции и в этом случае должен иметь место.

В 2001 г. была обнаружена стимуляция сверхпроводимости внешним электромагнитным полем и в широких $\omega \gg \xi(T), \lambda_\perp(T)$ сверхпроводящих пленках [5] 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 (ЛПФ). Этот ток обозначен в [5] как I_c^{dp} . В работе [6] 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 Асламазова–Лемпицкого I_m [7]. 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 ЛПФ [6]. Именно она, при дальнейшем росте транспортного тока, определяет резистивность образца.

В этой связи проблема стимуляции сверхпроводимости в широких пленках становится особенно интересной, так как она требует рассмотрения поведения в электромагнитном поле не только критического тока и критической температуры. Важным объектом исследования становится ток I_m , а также его соотношение с I_c при воздействии внешнего электромагнитного излучения различных частот f и мощностей P .

Целью настоящей работы является исследование зависимости эффекта стимуляции критического тока I_c и тока образования первой ЛПФ I_m от мощности и частоты электромагнитного поля в тонких (толщиной $d \ll \xi(T), \lambda_\perp(T)$) сверхпроводящих пленках в зависимости от их ширины ω .

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Чтобы понять, как проявляет себя эффект стимуляции сверхпроводимости в широкой пленке, мы постепенно увеличивали ширину образца, начиная с узкого канала, и наблюдали, как при этом изменялся исследуемый эффект.

В качестве объектов исследования использовали тонкие ($d \ll \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$) пленки олова, методика получения которых описана в работе [6]. Параметры некоторых из них приведены в табл. 1.

Ранее в [5] 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 под воздействием внешнего микроволнового излучения. На рис. 1 представлено семейство вольт-амперных характеристик (ВАХ) 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 [6], 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 $I_c(P)$ (2) существенно превосходит $I_c(0)$ (1), а ток $I_m(P) > I_m(0)$. Таким образом, под воздействием внешнего излучения возрастает как I_c , так и I_m .

Кроме того, заслуживает внимания тот факт, что при стимулировании сверхпроводимости дифференциальное сопротивление, обусловленное стационарным течением вихрей в области токов $I_c < I < I_m$, уменьшается (см. рис. 1). Это может быть связано как с уменьшением плотности вихрей, так и с уменьшением эффективной скорости их движения.

2.1. Критический ток I_c

Для узкого канала Sn1 шириной $w = 1,5$ мкм при $T/T_c = 0,994$ и $w/\lambda_{\perp}(T = 3,812 \text{ K}) = 0,28$ в зависимости от приведенной мощности P/P_c микроволно-

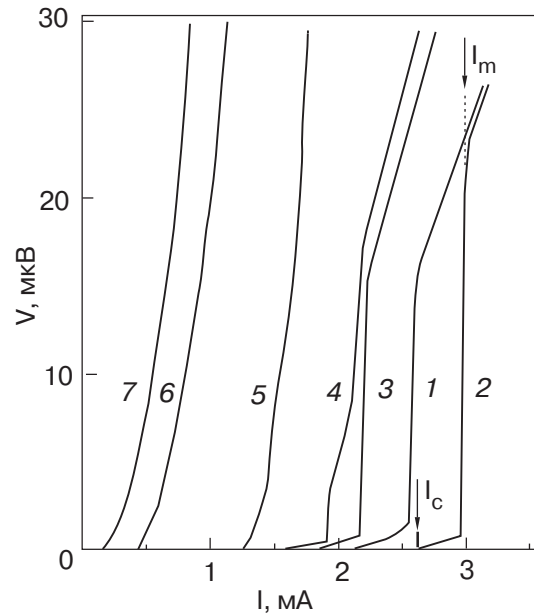


Рис. 1. Семейство вольт-амперных характеристик пленочного образца SnW5 при $T = 3,745$ К и $f = 12,89$ ГГц для различных уровней мощности облучения: мощность облучения равна нулю (1), с увеличением порядкового номера ВАХ мощность облучения возрастает (2–7).

вого 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 наблюдается максимум эффекта стимуляции, возрастает. К сожалению, в теории стимуляции [2] не рассматривается

Таблица 1. Параметры пленочных образцов

Образец	L , мкм	w , мкм	d , нм	$R_{4,2}$, Ом	R^{\square} , Ом	T_c , К	l_i , нм	R_{300} , Ом
Sn1	64	1.5	90	3,05	0,071	3,834	1743	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
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.

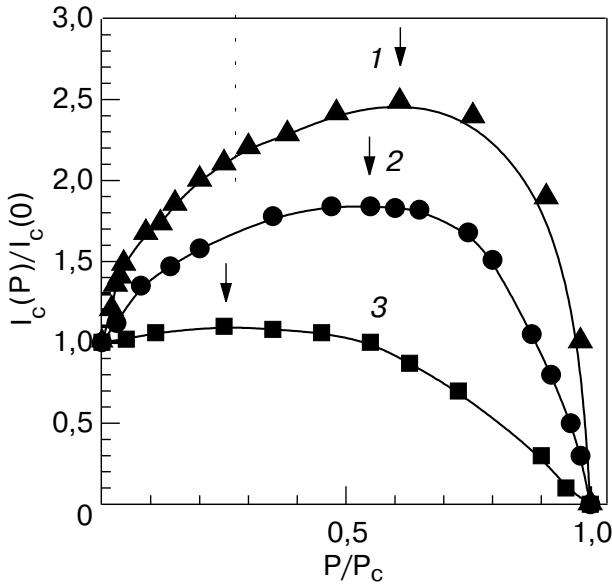


Рис. 2. Зависимость относительного критического тока $I_c(P)/I_c(0)$ образца Sn1 от приведенной микроволновой мощности облучения P/P_c при $T = 3,812$ К для различных частот облучения f , ГГц : 15,4(▲), 8,1(●), 3,7(■) ($I_c(0)$ – критический ток пленки при $P = 0$; P_c – минимальная мощность электромагнитного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

следующее за максимумом спадание эффекта с увеличением мощности облучения. Поэтому сдвиг максимального проявления стимуляции сверхпроводимости под действием электромагнитного облучения в сторону больших мощностей при росте частоты теория [2] 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 $I_{cmax}(P)$ над $I_c(0)$ 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_1 из уравнения (1) дает значение 3 ГГц (отмечено на рис. 3 значком Δ), которое хорошо соответствует эксперименту, как это и было показано ранее на примере узких каналов [3]. Важно подчеркнуть, что для расчета нижней граничной частоты стимуляции образца Sn1 мы использовали значение $\tau_s = 8,3 \cdot 10^{-10}$ с, характерное для этой серии напыления.

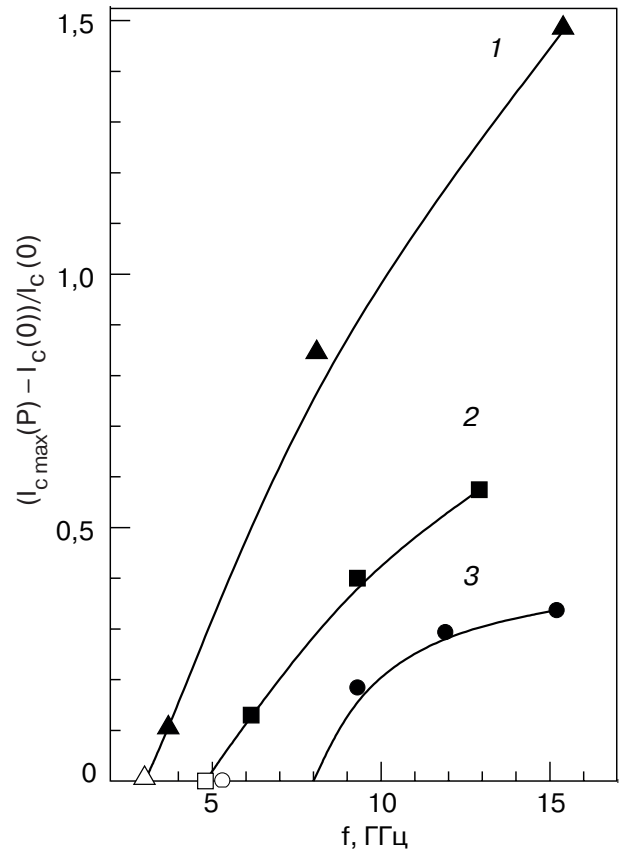


Рис. 3. Зависимость приведенной величины превышения максимального критического тока $I_{cmax}(P)$ над $I_c(0)$ от частоты облучения для образцов Sn1(▲), SnW10(■) и SnW5(●) при $t = T/T_c \approx 0,99$; значения нижних граничных частот стимуляции сверхпроводимости из уравнения (1) для образцов Sn1 (Δ), SnW10(\square) и SnW5 (\circ).

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 7,3 мкм при температуре $T = 3,777$ К ($T/T_c = 0,992$) представлены на рис. 4. При этой температуре отношение $\omega/\lambda_{\perp} = 3,56$, т.е. меньше 4. Как показано в работе [6], при этой температуре образец SnW10 является все еще узким каналом и на его вольт-амперных характеристиках отсутствует резистивный участок, обусловленный движением вихрей. Действительно, зависимости 1 и 2 на рис. 4 качественно не отличаются от 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 (1) дает значение 4,8 ГГц (обозначено значком \square), которое также достаточно хорошо соответствует

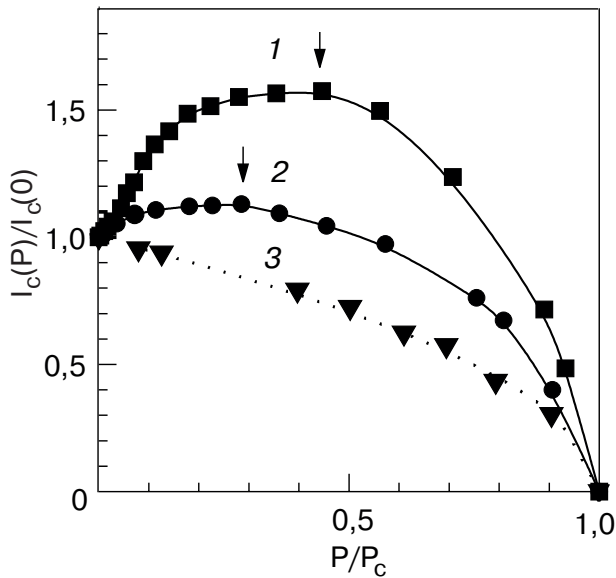


Рис. 4. Зависимость относительного критического тока $I_c(P)/I_c(0)$ образца SnW10 от приведенной микроволновой мощности облучения P/P_c при $T = 3,777$ К для различных частот облучения f , ГГц: 12,91(■), 6,15(●), 0,63(▼); пунктирная кривая 3 – расчетная зависимость $I_c(P)/I_c(0)$ (P/P_c) по формуле (2).

экспериментальному значению f_1 , как это видно на рис. 3 (кривая 2). Важно отметить, что для расчета нижней граничной частоты стимуляции образца SnW10 мы использовали значение $\tau_g = 4,3 \cdot 10^{-10}$ с, характерное для данной серии напыления.

На рис. 4 экспериментальная зависимость 3 (▼) получена для относительно низкой частоты облучения ($f = 0,63$ ГГц). Эта частота ниже граничной частоты начала эффекта стимуляции сверхпроводимости f_1 , поэтому мы наблюдаем лишь подавление I_c с ростом P . Так как в данных условиях эксперимента мы считаем образец SnW10 узким каналом, то интересно сравнить экспериментальную зависимость 3 (▼) с теоретической. В работе [8] показано, что для сверхпроводящих пленок, критический ток которых равен току распаривания Гинзбурга–Ландау, справедлива следующая зависимость критического тока от мощности облучения электромагнитным полем:

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

при $\omega\tau_\Delta \gg 1$. Для нашего случая $\omega\tau_\Delta \approx 24$ и расчетная зависимость (2) представлена на рис. 4 пунктирной кривой. Видно, что она достаточно хорошо совпадает с экспериментальной зависимостью 3 и подтверждает сделанный нами ранее в работе [6] вывод о том, что пленки с отношением $\omega/\lambda_\perp \leq 4$ являются узкими каналами. При понижении температуры образца SnW10 ниже температуры кроссовера

T_{cross1} [6] отношение ω/λ_\perp возрастает и становится больше 4, но незначительно. Это связано с достаточно 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 [2–4].

Поэтому для дальнейшего исследования эффекта стимуляции сверхпроводимости мы выбрали изначально более широкую пленку – образец SnW5 шириной 42 мкм. На рис. 5 для этого образца при $T/T_c = 0,988$ и $\omega/\lambda_\perp(T = 3,744 \text{ К}) = 20$ 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. Кроме того, видно, что ниспадающие участки зависимостей 1, 3–5 на рис. 5 качественно 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 наблю-

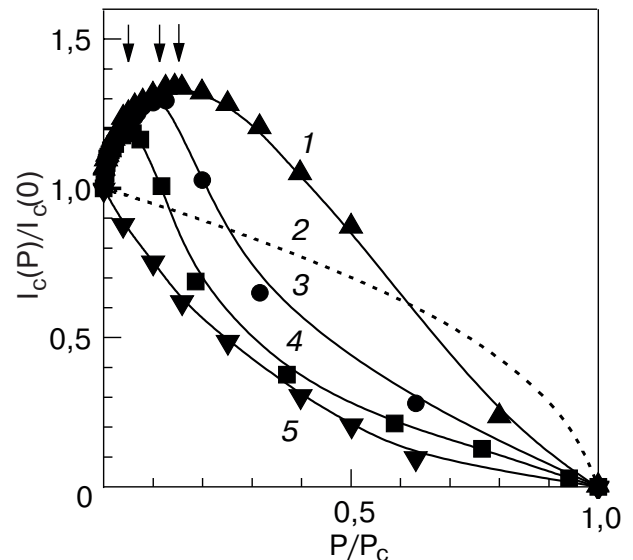


Рис. 5. Зависимость относительного критического тока $I_c(P)/I_c(0)$ образца SnW5 от приведенной микроволновой мощности облучения P/P_c при $T = 3,744$ К для различных частот облучения f , ГГц: 15,2(▲), 11,9(●), 9,2(■), 5,6(▼); пунктирная кривая 2 – расчетная зависимость $I_c(P)/I_c(0)$ (P/P_c) по формуле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

дался. Пунктирной кривой 2 показан расчет зависимости $I_c(P)$ по формуле (2) для пленки SnW5 в случае, если бы транспортный ток в ней был бы распределен однородно по ее ширине. Видно, что кривые 2 и 5 существенно отличаются друг от друга. Следовательно, вогнутость ниспадающего участка экспериментальной зависимости 5 мы вполне можем отнести за счет неоднородного распределения тока по ширине пленки. На рис. 5 зависимости 1, 3 и 4 получены при частотах облучения 15,2 ГГц, 11,9 ГГц и 9,2 ГГц. Вогнутость их ниспадающих участков мы связываем, 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_1 для пленки SnW5 по формуле (1) 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 использовано значение $\tau_e = 4,3 \cdot 10^{-10}$ с, характерное для этой серии напыления.

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 стимуляции, уменьшается. Кроме того, из данных на рисунке следует, что с увеличением ширины пленки уменьшается диапазон мощностей ΔP , в котором наблюдается эффект стимуляции сверхпроводимости. Поэтому можно предположить, что для довольно широких пленок 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. С увеличением ширины пленки изменяется знак кривизны ниспадающих участков кривых (см. рис. 6). Для образца SnW6 шириной $w = 17$ мкм экспериментальное значение удвоенной глубины проникновения продольного электрического поля в сверхпроводник $2l_E = 13,7$ мкм, т.е. для этой пленки $w > 2l_E$, но ненамного. При этом вогнутость кривой 2 не так велика. Можно предположить, что если бы ширина образца была бы равна $2l_E$, то ниспадающий участок $I_c(P)$ был бы прямолинейным, разделяющим участки с положительной и отрицательной кривизной, характерные для узких и широких пленок. Мы обращаем внимание на это обстоятельство в связи с тем, что с подобным необычным масштабам ($2l_E$) разделения

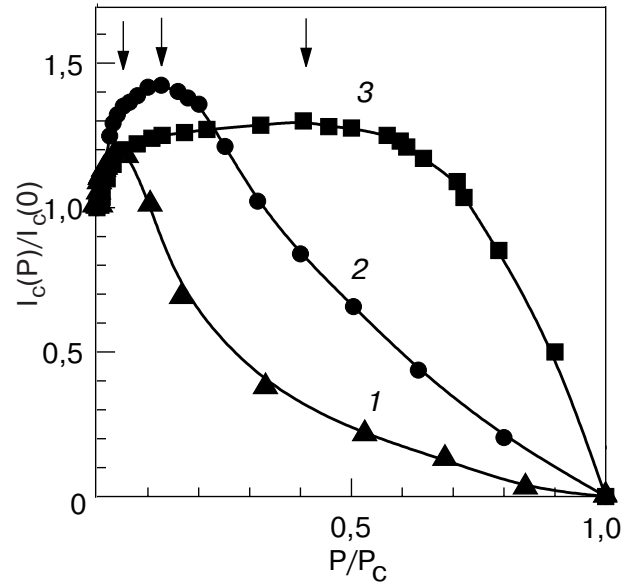


Рис. 6. Зависимость относительного критического тока $I_c(P)/I_c(0)$ от приведенной микроволновой мощности облучения P/P_c на частоте $f = 9,2$ ГГц при $t = T/T_c \approx 0,99$ для различных образцов: SnW5 (\blacktriangle), SnW6 (\bullet) и SnW10 (\blacksquare).

на узкие и широкие пленки уже сталкивались авторы работы [9] при исследовании плотности токов неджозефсоновской генерации. Нам представляется, что в этой проблеме существенная роль принадлежит распределению тока по ширине пленки.

2.2. Максимальный ток вихревой резистивности I_m

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 вихревой резистивности I_m , физический смысл которого определен в работах [6,7] и упомянут выше в настоящей работе. Экспериментально ток I_m исследован в работе [6] и имеет вид [7]

$$I_m(T) = CI_c^{GL}(T) \ln^{(-1/2)}(2w/\lambda_{\perp}(T)). \quad (3)$$

В этом выражении $I_c^{GL}(T)$ — критический ток распаривания Гинзбурга–Ландау, а C является численным коэффициентом порядка единицы. Из формулы (3), полученной для равновесного тока $I_m(T)$ (в отсутствие внешнего облучения), можно предположить, что поведение $I_m(P, f)$ в электромагнитном поле определяется влиянием данного излучения 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 темпера-

туры 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. 7 и 8 представлены экспериментальные зависимости $I_c(P)$ и $I_m(P)$ для пленок SnW10 и SnW5. На вставках показаны начальные участки кривых для более наглядного представления о степени роста $I_c(P)$ и $I_m(P)$. На рисунках видно, что действительно с повышением мощности облучения пленок их критические токи $I_c(P)$ нарастают быстрее, чем токи $I_m(P)$. Возникает вопрос о том, достаточно ли изменения λ_{\perp} под воздействием электромагнитного излучения, чтобы настолько подавить рост $I_m(P)$ по сравнению с ростом $I_c(P)$. Наши оценки изменений $\lambda_{\perp}(P)$ при тех относительных температурах, при которых измерены зависимости на рис. 7 и 8, говорят о том, что они достаточно малы и в соответствии с формулой (3) не могут так заметно затормозить нарастание $I_m(P)$. Следовательно, должна быть другая причина. Анализ экспериментальных данных указывает на то, что такой причиной может быть неравномерность распределения токов по ширине пленки и наличие вихревого резистивного фона, на котором развивается I_m . Этот фон также зависит (как об этом уже упоминалось выше, см. рис. 1) от внешнего излучения, формула (3) для равновесного тока I_m не учитывает. В этом аспекте еще раз обратит внимание на принципиальное различие между I_c и I_m . I_c всегда воз-

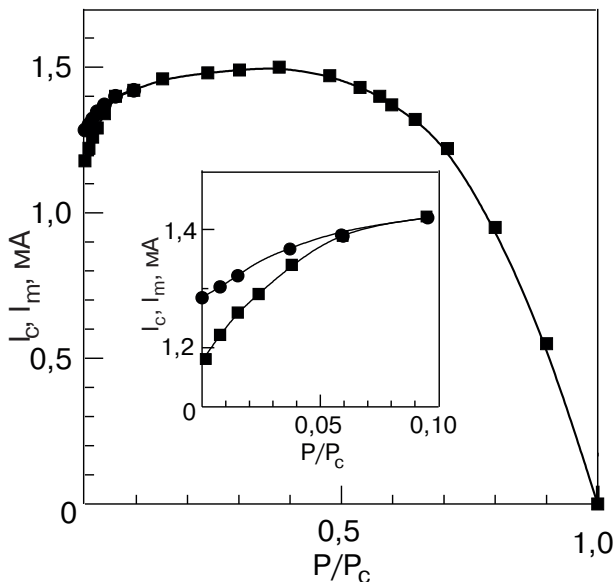


Рис. 7. Зависимость критического тока I_c (■) и максимального тока существования вихревой резистивности I_m (●) образца SnW10 от приведенной микроволновой мощности P/P_c на частоте облучения $f = 9,2$ ГГц при $T = 3,750$ К. На вставке показан увеличенный фрагмент вышеуказанных зависимостей.

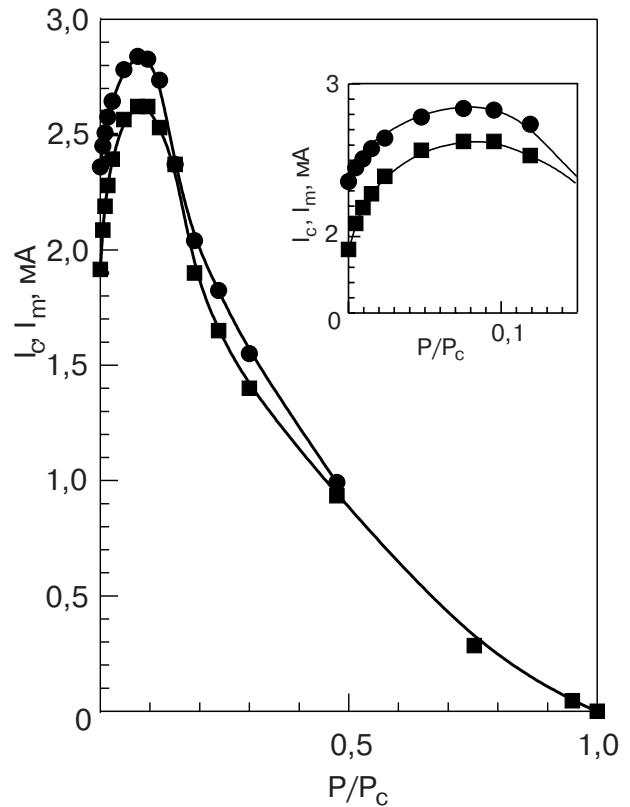


Рис. 8. Зависимость критического тока I_c (■) и максимального тока существования вихревой резистивности I_m (●) образца SnW5 от приведенной микроволновой мощности P/P_c на частоте облучения $f = 12,89$ ГГц при $T = 3,748$ К. На вставке показан увеличенный фрагмент вышеуказанных зависимостей.

никает на фоне чисто сверхпроводящего состояния. Поэтому он всегда, благодаря поперечному эффекту Мейсснера, сначала достигается на краях пленки. И чем больше ее ширина относительно λ_{\perp} , тем более неравномерно распределен в ней транспортный ток. В отличие от этого, ток I_m является максимальным 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 [7]. 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 выражение (3) непригодно для оценочного расчета тока I_m в широкой пленке, подверженной внешнему электромагнитному облучению. 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 $I_m(P, f)$.

3. Заключение

Экспериментальными исследованиями пленок различной ширины показано, что эффект стимуляции сверхпроводимости является общим и наблюдается как в случае однородного (узкие пленки), так и неоднородного (широкие пленки) распределения сверхпроводящего тока по ширине пленки.

Исследования в переменных полях подтвердили сделанный нами ранее вывод на основе исследований на постоянном токе о том, что узкими каналами являются пленки с отношением $w/\lambda_{\perp} \leq 4$. Для них расчетные значения нижних граничных частот стимуляции сверхпроводимости по теории [2] 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 [2], изначально учитывает неоднородное распределение тока и наличие вихрей его собственного магнитного потока.

В настоящей работе проанализировано поведение токов I_c и I_m в тонких сверхпроводящих пленках различной ширины, находящихся в микроволновом поле.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. При стимуляции сверхпроводимости возрастает не только критический ток I_c , но и ток I_m — ток образования первой линии проскальзывания фазы.

2. При стимулировании сверхпроводимости дифференциальное сопротивление вихревого состояния пленки в области токов $I_c < I < I_m$ уменьшается, что может быть связано как с уменьшением плотности вихрей, так и с уменьшением эффективной скорости их движения.

3. С увеличением ширины пленки сужается область мощностей облучения, при которых наблюдается эффект стимуляции сверхпроводимости. Кривизна ниспадающей части зависимости $I_c(P)$ также зависит от ширины пленки.

4. С увеличением частоты микроволнового облучения мощность, при которой наблюдается максимум эффекта стимуляции, растет.

5. Влияние электромагнитного поля на ток I_m не сводится к его тривиальному влиянию на $I_c^{GL}(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$.

1. A.F.G. Wyatt, V.M. Dmitriev, W.S. Moore, and F.W. Sheard, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1166 (1966).
2. Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).
3. В.М. Дмитриев, Е.В. Христенко, *ФНТ* **4**, 821 (1978).
4. *Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Nonequilibrium Superconductivity*, D.N. Langenberg and A.I. Larkin (eds.), Elsevier Science Publishers B.V. (North-Holland Physics Publishing), Amsterdam–Oxford–New York–Tokyo (1986), vol.12, ch. 5,6.
5. А.Б. Агафонов, В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **27**, 928 (2001).
6. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005).
7. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
8. Е.В. Безуглый, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов, Г.Е. Чурилов, А.Ю. Азовский, *ФНТ* **13**, 906 (1987).
9. Г.Е. Чурилов, В.Н. Светлов, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **12**, 425 (1986).

Enhancement of superconductivity by external electromagnetic field in Sn films of different widths

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

The current-voltage characteristics of high-quality thin Sn films of width 7–50 μm exposed to a microwave field are studied. The behaviors of critical current I_c and maximum current of the existence of steady flow of vortex due to the self-field of the transport current (the current of the formation of the first phase slip line) I_m are analysed. The regimes of I_c and I_m enhancement and their suppression by the microwave field are studied and analysed. Criteria for separation of the films into narrow and wide are established. The effect of microwave enhancement of superconductivity is a universal one and observed in the cases of homogeneous (narrow films) and inhomogeneous (wide films) distribution of superconducting current over the film width.