

Критические токи, центры и линии проскальзывания фазы параметра порядка в сверхпроводящих пленках в отсутствие внешнего магнитного поля

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

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

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

Статья поступила в редакцию 4 июня 2004 г.

Исследованы температурные зависимости вольт-амперных характеристик высококачественных тонких оловянных пленок шириной от 7 до 50 мкм в отсутствие внешнего магнитного поля. Впервые на одних и тех же образцах наблюдаются центры проскальзывания фазы (ЦПФ) вблизи T_c , где они являются узкими каналами, а с понижением температуры, когда эти же пленки становятся широкими, наблюдаются линии проскальзывания фазы (ЛПФ). Критический ток при этом испытывает температурный кроссовер, влияющий на его абсолютное значение, но в некотором температурном интервале сохраняющий температурную зависимость вида $(1 - T/T_c)^{3/2}$. При дальнейшем понижении температуры критический ток вхождения собственных вихрей в образец линейно зависит от температуры и соответствует теории Асламазова–Лемпицкого. Температура начала кроссовера при понижении температуры совпадает с температурой, при которой ширина пленки равна учетверенному значению глубины проникновения слабого магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки. По обе стороны этого равенства пленки являются либо узкими, либо широкими. Ток образования первого ЦПФ является равномерно распределенным по ширине пленки критическим током распаривания Гинзбурга–Ландау. Ток образования первой ЛПФ является специфически распределенным по ширине образца током неустойчивости вихревого состояния, предсказанным Асламазовым и Лемпицким.

Досліджено температурні залежності вольт-амперних характеристик високоякісних тонких олов'яних плівок шириною від 7 до 50 мкм при відсутності зовнішнього магнітного поля. Вперше на одних і тих же зразках спостерігаються центри проковзування фази (ЦПФ) поблизу T_c , де вони є вузькими каналами, а зі зниженням температури, коли ці ж плівки стають широкими, спостерігаються лінії проковзування фази (ЛПФ). Критичний струм при цьому зазнає температурний кросовер, що впливає на його абсолютне значення, але в деякому температурному інтервалі зберігає температурну залежність у вигляді $(1 - T/T_c)^{3/2}$. При подальшому зниженні температури критичний струм входження власних вихорів у зразок лінійно залежить від температури і відповідає теорії Асламазова–Лемпицького. Температура початку кросовера при зниженні температури відповідає температурі, при якій ширина плівки зрівнюється з чотирикратним значенням глибини проникнення слабого магнітного поля, перпендикулярного до площини плівки. По обидва боки цієї рівності плівки є або вузькими, або широкими. Струм утворення першого ЦПФ є рівномірно розподілений по ширині плівки струмом розпарювання Гінзбурга–Ландау. Струм утворення першої ЛПФ є специфічно розподілений по ширині зразка струм нестійкості вихорового стану, який був передбачений Асламазовим та Лемпицьким.

PACS: 74.40+k

1. Введение

Способность сверхпроводников нести сверхпроводящий бездиссипативный ток — важнейшее физическое свойство, определяющее многие аспекты их практического использования. В зависимости от типа сверхпроводника, его структуры и условий эксперимента наблюдаются различные значения и температурные зависимости максимально возможного в данных условиях сверхпроводящего тока — критического тока I_c . Как известно, при отсутствии магнитного поля максимально возможным является так называемый ток распаривания. При равномерном распределении тока по сечению образца такой ток называется током распаривания Гинзбурга–Ландау I_c^{GL} , величина и температурная зависимость которого для пленки шириной w и толщиной d в окрестности критической температуры T_c определяются выражением [1]:

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

Здесь Φ_0 — квант магнитного потока; $\lambda_{\perp}(0) = 2\lambda^2(0)/d$; $\xi(0)$ и $\lambda_{\perp}(0)$ — длина когерентности и глубина проникновения магнитного поля в пленку при температуре $T = 0$ ($\lambda(0)$ — лондоновская глубина проникновения).

Удобным объектом для проверки выражения (1) оказались тонкие ($d \ll \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) и узкие ($w \ll \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) сверхпроводящие пленки, в которых вблизи температуры T_c достоверно реализуется равномерное распределение плотности критического тока по сечению образца. На таких не содержащих абрикосовских вихрей (безвихревых) объектах были достигнуты расчетные значения I_c^{GL} с температурной зависимостью $I_c^{GL} \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ (см., например, [2]). Оказалось, что превышение током значения I_c^{GL} не приводит к переходу пленки в нормальное состояние, а вызывает особое переходное токовое состояние, реализуемое при $I_c^{GL} < I < I_{c2}$ [3–5]. Это состояние характеризуется возникновением и развитием структуры центров проскальзывания фазы (ЦПФ). При этом I_{c2} может существенно превышать I_c^{GL} , и только при $I \geq I_{c2}$ сверхпроводящая пленка переходит в нормальное состояние. В интервале токов между I_c^{GL} и I_{c2} на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) пленок наблюдаются специфические ступеньки напряжения [3,5,6]. И хотя строгая и полная теория резистивного состояния, обусловленного ЦПФ, отсутствует, общие и главные его черты к настоящему времени достаточно изучены [5,7–9].

Совершенно иная ситуация сложилась при исследованиях широких ($w \gg \lambda_{\perp}$) пленок. В этом случае важную роль играют абрикосовские вихри магнитного потока (внешние или собственные) и картина становится более сложной. Во-первых, в широких пленках сверхпроводящий ток и его плотность распределены неравномерно по ширине [10–13]. Во-вторых, пиннингирующие свойства пленок сильно зависят от совершенства краев пленок, их внутреннего строения и качества, условий теплоотвода, что существенно влияет на величину и температурную зависимость критического тока. Именно поэтому результаты исследований критических токов широких пленок так противоречивы. Нет и достаточного понимания того, каким образом широкая сверхпроводящая пленка под действием транспортного тока в отсутствие внешнего магнитного поля переходит в нормальное состояние. До обнаружения центров и линий проскальзывания фазы (ЛПФ) считалось, что переходная фаза обеспечивается движением абрикосовских вихрей поперек тока под действием силы Лоренца. Возникающая при этом резистивность отражается в виде линейных и нелинейных участков вихревой области ВАХ образцов [14–17]. Еще в 1972 году на ВАХ широких пленок, кроме типично вихревой области при малых токах, при больших транспортных токах наблюдалась ступенчатая по напряжению структура [16], не получившая тогда физического объяснения. Авторы работ [14,15] предположили, что в широких пленках при токах, больших некоторого тока неустойчивости I^* , развивается система поперечных чередующихся нормальных и сверхпроводящих доменов, и в этом режиме механизмы течения вихрей уже не оказывают такого важного влияния на вид ВАХ, как в режиме малых токов. К сожалению, в то время эти соображения не получили должного развития. По мере появления новых знаний о процессах проскальзывания фазы ступени напряжения на ВАХ широких пленок связывали с возникновением линий проскальзывания фазы [18,19]. Тем не менее до настоящего времени нет ясности в понимании того, что же представляют собой ЛПФ, сосуществуют ли они с движущимися абрикосовскими вихрями, и какие механизмы приводят к возникновению переходной резистивной области в широких пленках при возрастании транспортного тока.

Кроме двух предельных случаев узких и широких пленок, значительный интерес представляет промежуточный случай, когда $\xi(T) \ll w \ll \lambda_{\perp}(T)$. Динамические процессы в таких пленках теоретически рассмотрены в работах [20,21]. В них существенная роль отводится так называемым кинематическим вихрям, и именно с их движением поперек

пленки связывается образование ЛПФ как двумерного аналога ЦПФ. Экспериментальная попытка наблюдения ЛПФ, вызванных движением кинематических вихрей, предпринята в работе [22].

Таким образом, к настоящему времени нет единой теории, описывающей переход сверхпроводящих тонких пленок из сверхпроводящего в нормальное состояние под воздействием транспортного тока в отсутствие внешнего магнитного поля. Многочисленные экспериментальные исследования выполнены на образцах различного качества и зачастую демонстрируют противоречивые результаты.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы на образцах различной ширины, приготовленных по единой технологии, исследовать температурные зависимости критических токов и вольт-амперных характеристик; изменяя температуру вблизи критической температуры T_c , изменять значения $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$ и при этом пронаблюдать токовые режимы динамических явлений проскальзывания фазы, свойственных различным соотношениям между ω , $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$; сопоставить экспериментальные результаты существующим теориям и выяснить области их применимости.

2. Образцы и техника эксперимента

Критические токи в сверхпроводящих пленках исследуются на протяжении нескольких десятилетий. Но только в настоящее время, после анализа всего накопленного опыта, становится ясно, как можно достигнуть наибольшего сверхпроводящего тока — тока распаривания.

Прежде всего, необходимо выбрать такую технологию приготовления образцов, которая обеспечила бы минимизацию дефектов как на краю, так и в объеме пленки. Эти условия было весьма трудно выполнить как в ранних работах, где пленку вырезали с помощью алмазной иглы (пирамиды) и на краях пленки возникали существенные дефекты, так и в современных работах, где, как правило, пленки получают с помощью фотолитографической техники, для которой характерна относительная неровность края из-за травления. При обычном напылении пленок вследствие неплотного прилегания стандартной накладной маски (шаблона) к подложке края пленки и при этой методике также не бывают резкими, а постепенно утончаются.

Очень важно также обеспечить эффективное тепловое согласование пленки с подложкой [23] (например, для пленок олова подходящей подложкой является оптически полированный монокристаллический кварц, а не сапфир или стекло, которые часто использовали ранее).

Наиболее удачной для получения краев пленки с малыми дефектами оказалась методика, предложенная в работе [12]. На подложку из кристаллического кварца напылялся слой олова толщиной 1,5–2 мкм (фольга). Из полученной фольги вырезали длинные полоски шириной несколько сотен микрон. Эти полоски олова прорезали один раз лезвием бритвы на всю ширину. Затем на подложку напыляли пленку желаемой толщины. После напыления полоски оловянной фольги, выполнявшие роль маски, удаляли. В результате получалась пленка шириной до 2 мкм и длиной до 500 мкм. Эта методика исключала возможность уменьшения толщины пленок у краев, хотя краевые дефекты в работе [12] все же достигали 0,3 мкм, что не могло нас удовлетворить.

В качестве объектов исследования мы также использовали тонкие пленки олова. Однако методика изготовления таких пленок была несколько иная. На подложку из оптически полированного монокристаллического кварца напыляли толстый (~1 мкм) слой олова. Из полученной оловянной фольги вырезали длинные полоски шириной ~100 мкм. Эти полоски прорезали дважды лезвием бритвы на всю ширину (расстояние между резами ~7–50 мкм определяло ширину будущего образца) и фольгу между резами убирала микропинцетом. Затем на подложку напыляли пленку желаемой толщины (~100 нм). После напыления полоски фольги, выполнявшие роль маски, удаляли. В результате получали пленку с заданной шириной и длиной. Данная методика обеспечивала ровные края образца, краевые дефекты, по данным электронной микроскопии, не превышали 0,1 мкм. Это было достигнуто за счет оптимального подбора давления лезвия при прорезании маски и использования лезвий фирмы «POLLSILVER» со специальным покрытием, что предотвращало образование рваных краев.

Напыление производили в безмасляном вакууме при давлении $\sim 10^{-7}$ Торр на охлажденные до 77 К подложки, при этом использовано олово марки ОВЧ-000. Такая техника напыления позволила нам получить достаточно чистые пленки с малым количеством дефектов в объеме (отношение сопротивления пленки при комнатной температуре к сопротивлению при гелиевой температуре $R_{300}/R_{4,2} > 15$).

Для реализации четырехзондового метода получения ВАХ до напыления тонкой пленки на подложку специальным паяльником наносили индиевые контактные площадки. Индий в расплавленном состоянии достаточно хорошо смачивает кварцевую подложку и обеспечивает надежный электрический контакт с пленкой олова после ее напыления, сохраняющийся при многократном термоциклировании. При измерении ВАХ образцы помещали в двойной

Таблица. Параметры пленочных образцов

Образец	L , мкм	w , мкм	d , нм	$R_{4,2}$, Ом	R^{\square} , Ом	T_c , К	l_i , нм	R_{300} , Ом
SnW5	92	42	120	0,14	0,064	3,789	145	2,270
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
SnW9	95	17	159	0,319	0,057	3,825	138	4,900
SnW10	88	7	181	0,487	0,040	3,809	169	9,156
SnW13	90	18	332	0,038	0,008	3,836	466	1,880

Примечание: L – длина; w – ширина; d – толщина образца; l_i – длина свободного пробега электрона

экран из отожженного пермаллоя. В районе образца значение магнитного поля составляло: $H_{ver} = 7 \cdot 10^{-4}$ Э, $H_{hor} = 6,5 \cdot 10^{-3}$ Э. Стандартная криогенная установка с откачкой паров гелия механическим насосом позволяла работать в интервале температур 2,5–4,2 К. Измерение температуры проводили по давлению паров с помощью ртутного и масляного манометров. Стабилизацию температуры (давления паров гелия) обеспечивали при помощи мембранного маностата с точностью не хуже 10^{-4} К.

Критический ток определяли из ВАХ пленок, измеряемых в режиме заданного тока, по появлению напряжения $\sim 0,1$ мкВ. Дальнейшее повышение чувствительности вольтметра на величину измеряемого критического тока практически не влияло.

Параметры некоторых исследованных пленок приведены в таблице.

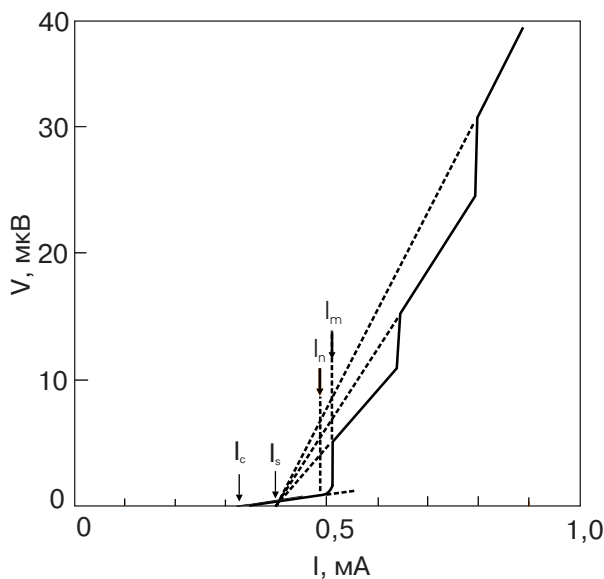


Рис. 1. Типичная ВАХ широкой ($w \gg \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$) сверхпроводящей пленки (образец SnW13) при температуре $T/T_c = 0,99$.

3. Экспериментальные результаты

Исследованы более десяти образцов пленок олова шириной от 7 до 42 мкм. На всех образцах получены воспроизводимые результаты.

На рис. 1 для образца SnW13 шириной $w = 18$ мкм представлен общий вид ВАХ, измеренной при температуре $t = T/T_c = 0,99$, на примере которой введем необходимые в дальнейшем параметры.

Характерными параметрами ВАХ широкой ($w \gg \xi(T), \lambda_{\perp}(T)$) пленки являются следующие токи: I_c – критический ток, т.е. наименьший ток, при котором в образце возникает напряжение и связанная с этим резистивность; I_m – максимальный ток существования абрикосовского вихревого состояния, при превышении которого на ВАХ возникают характерные ступеньки напряжения; I_s – так называемый ток отсечки, т.е. значение тока на оси токов, при котором пересекаются продолжения линейных участков ступенчатой структуры ВАХ при $I > I_m$; I_n – ток, при превышении которого ВАХ приобретает нелинейный характер. Если нелинейность ВАХ имеет место, то она существует в интервале токов $I_n \leq I \leq I_m$. Нелинейный участок ВАХ в интервале токов $I_c \leq I \leq I_n$, обычно связываемый с крипом абрикосовских вихрей [24], на наших образцах не наблюдался.

На рис. 2 для образца SnW10 шириной 7,3 мкм представлены начальные участки ВАХ, полученные при различных температурах вблизи T_c . Масштаб выбран таким, чтобы лучше проанализировать вихревую область ВАХ в интервале токов между I_c и I_m ; ВАХ сдвинуты по оси напряжения относительно друг друга для наглядности. Следует обратить внимание на тот факт, что на первых двух ВАХ наблюдается только критический ток. Это означает, что $I_c = I_m$ и вихревой участок ВАХ отсутствует. На остальных ВАХ, полученных при более низких

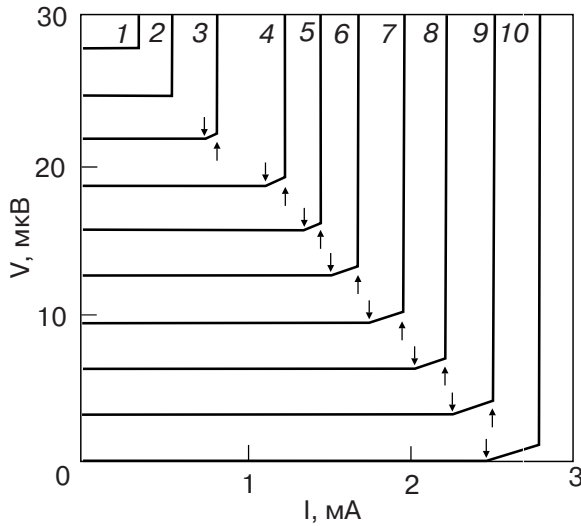


Рис. 2. Семейство экспериментальных ВАХ образца SnW10 при различных температурах T , К: 3,785 (1); 3,777 (2); 3,766 (3); 3,750 (4); 3,743 (5), 3,735 (6), 3,728 (7), 3,720 (8), 3,712 (9), 3,704 (10). Стрелками отмечены: $\downarrow - I_c$; $\uparrow - I_m$. Сдвиг ВАХ друг относительно друга составляет 3,1 мкВ.

температурах токи I_c и I_m уже не равны друг другу. Их разделяет линейная вихревая область ВАХ, длина которой возрастает с понижением температуры (см. ВАХ 3–10).

На рис. 3 представлено семейство ВАХ для образца SnW6, шириной 17 мкм. Эта пленка шире предыдущей, но все же вблизи T_c ВАХ 1 на рис. 3 не имеет вихревого участка, и, следовательно, $I_c = I_m$. На остальных ВАХ наблюдается вихревая область и $I_c < I_m$. Начиная с ВАХ 5, в вихревой области при

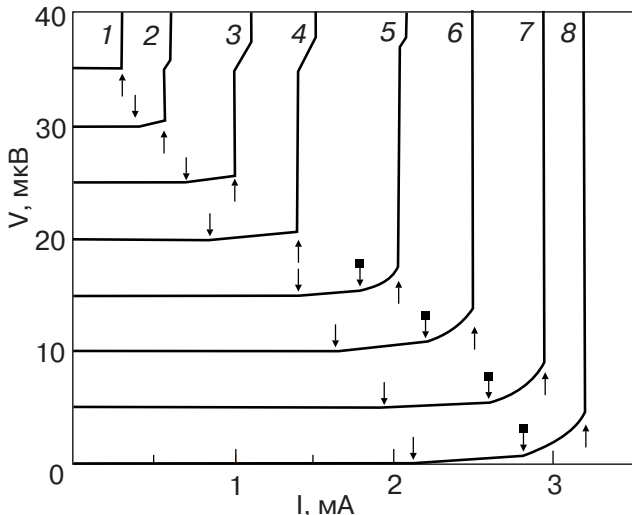


Рис. 3. Семейство экспериментальных ВАХ образца SnW6 при различных температурах T , К: 3,701 (1), 3,694 (2), 3,688 (3), 3,680 (4), 3,672 (5), 3,667 (6), 3,659 (7), 3,655 (8). Стрелками отмечены: $\downarrow - I_c$; $\uparrow - I_m$; $\blacksquare - I_n$. Сдвиг ВАХ друг относительно друга составляет 5 мкВ.

$I > I_n$ заметен нелинейный участок ВАХ, который ярче выражен при более низких температурах.

На рис. 4, 5 и 6 представлены экспериментальные температурные зависимости токов I_c и I_m для образцов SnW10, SnW6 и SnW5, шириной 7,3, 17 и 42 мкм соответственно. Сплошные кривые 1 на этих рисунках рассчитаны по формуле (1) с учетом параметров пленок (см. таблицу). Сплошные кривые 4 рассчитаны по формуле $I_c(T) = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$, где $I_c(0)$ – подгоночный экспериментальный параметр. На рис. 4 и 5 видно, что критический ток $I_c = I_m$ вблизи T_c . Температурные зависимости обоих токов пропорциональны $(1 - T/T_c)^{3/2}$. При этом на ВАХ отсутствует вихревая область и образцы SnW10 и SnW6 ведут себя как узкий сверхпроводящий канал вплоть до $T_{cros1} = 3,769$ К для образца SnW10 и $T_{cros1} = 3,698$ К для образца SnW6. Аналогичное поведение $I_c(T)$ для образца SnW5 наблюдается только в весьма узком интервале температур вблизи T_c при $T > 3,780$ К. При дальнейшем понижении температуры наблюдается кроссовер тока I_c (на рисунках отмечен стрелкой с T_{cros1}). Он состоит в том, что начиная с T_{cros1} при понижении температуры на ВАХ появляется область, обусловленная входением и движением абрикосовских вихрей, и, следовательно, становится меньше I_m . При $T = 3,758$ К для образца

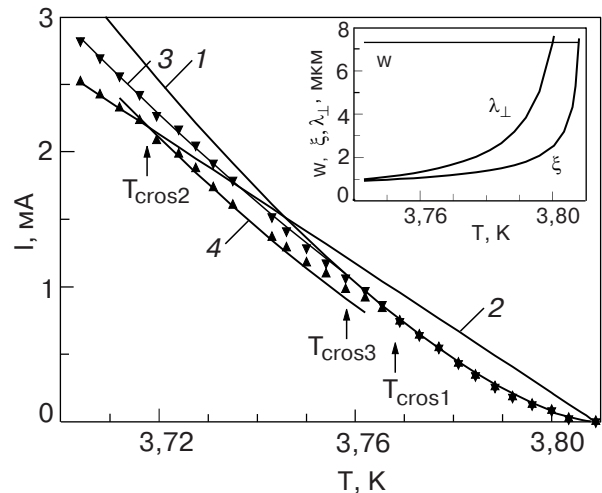


Рис. 4. Экспериментальные температурные зависимости максимального тока существования вихревой резистивности I_m (\blacktriangledown) и критического тока I_c (\blacktriangle) образца SnW10. Теоретические зависимости I , мА: $I_c^{GL}(T) = 7,072 \cdot 10^3 \times (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 1); $I_c^{AL}(T) = 9,118 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$ (прямая 2); $I_m^{AL} = 1,56 I_c^{GL} [\ln(2 \times 7,3(1 - T/T_c)/0,01717)]^{(-1/2)}$ (кривая 3); расчетная зависимость $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 \times (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 4). На вставке показаны расчетные температурные зависимости длины когерентности $\xi(T)$ и глубины проникновения поперечного магнитного поля $\lambda_{\perp}(T)$ для сверхпроводящей пленки SnW10. Прямая показывает ширину w пленки SnW10.

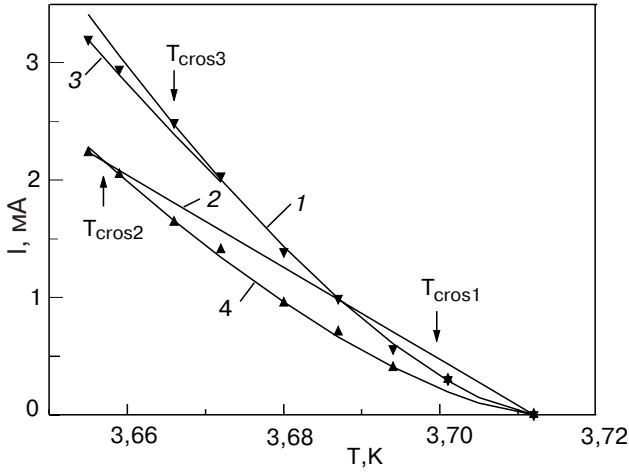


Рис. 5. Экспериментальные температурные зависимости максимального тока существования вихревой резистивности I_m (\blacktriangledown) и критического тока I_c (\blacktriangle) образца SnW6. Теоретические зависимости I , мА: $I_c^{GL}(T) = (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 1); $I_c^{AL}(T) = 1,459 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$ (прямая 2); $I_m^{AL} = 1,75 I_c^{GL} [\ln(2 \times 17 (1 - T/T_c) / 0,01591)]^{(1/2)}$ (кривая 3); расчетная зависимость $I_c(T) = 1,2 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 4).

SnW10 и $T = 3,696$ К для образца SnW6 температурная зависимость I_c снова пропорциональна $(1 - T/T_c)^{3/2}$. (Когда настоящая работа была уже написана и подготовлена к печати, появилась работа [25], в которой наблюдался такой же кроссовер для ВТСП образцов, но без четкой привязки к их геометрии.) При дальнейшем понижении температуры при $T_{cros2} = 3,717$ К для образца SnW10, $T_{cros2} = 3,657$ К для образца SnW6 и $T_{cros2} = 3,740$ К для образца SnW5 наблюдается второй кроссовер критического тока I_c , после чего температурная зависимость критического тока становится линейной, т.е. $I_c(T) = I_c(0)(1 - T/T_c)$.

Максимальный ток I_m , при котором еще существует вихревой участок на ВАХ, также имеет кроссовер при температуре T_{cros3} . При $T > T_{cros3}$ значение тока I_m совпадает с расчетным значением тока распаривания $I_c^{GL}(T)$ (см. формулу (1)). При $T < T_{cros3}$ ток I_m меньше и его температурная зависимость несколько отличается.

На рис. 7 представлено семейство экспериментальных ВАХ образца SnW10 при различных температурах. Видно, что при температурах, достаточно близких к T_c , резистивная область ВАХ ведет себя характерным для узкого канала образом, т.е. видны скачки напряжения и участки постоянного динамического сопротивления, свойственные узким каналам. При этом на ВАХ отсутствует вихревая область. Важно отметить, что такое поведение пленки сохраняется только до температуры T_{cros1} . При дальнейшем понижении температуры образец SnW10 начинает вести себя как широкая пленка, т.е. на ВАХ появляется

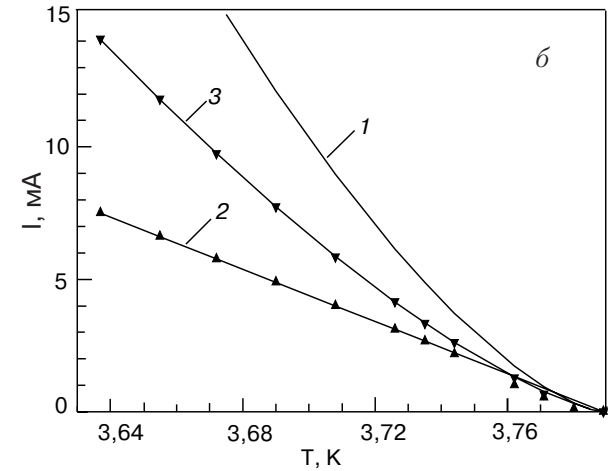
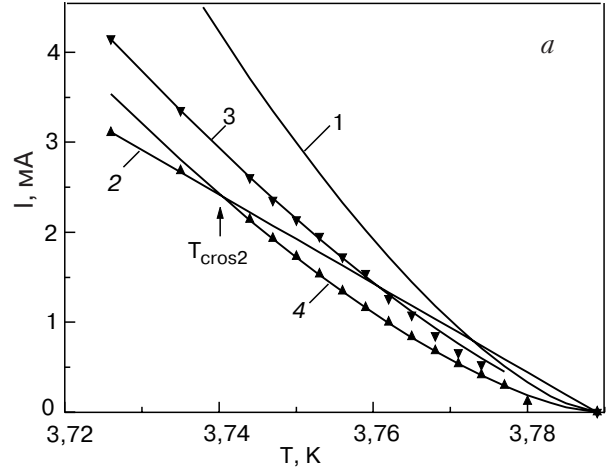


Рис. 6. Экспериментальные температурные зависимости максимального тока существования вихревой резистивности I_m (\blacktriangledown) и критического тока I_c (\blacktriangle) образца SnW5. Теоретические зависимости I , мА: $I_c^{GL}(T) = 2,897 \cdot 10^3 \times (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 1); $I_c^{AL}(T) = 1,871 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$ (прямая 2); $I_m^{AL} = 1,35 I_c^{GL} [\ln(2 \times 42 (1 - T/T_c) / 0,02532)]^{(1/2)}$ (кривая 3); расчетная зависимость $I_c(T) = 1,65 \cdot 10^3 \times (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 4).

вихревая область (см. рис. 7, ВАХ 7–10). Кроме того, при $I > I_m > I_c$ на ВАХ наблюдаются скачки напряжения и участки постоянного динамического сопротивления, характерные для ЛПФ.

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим поведение токов I_c и I_m на примере наиболее узкого образца SnW10. Его ширина составляет 7,3 мкм, это дает возможность проследить свойства как узкой, так и широкой пленки на одном образце, манипулируя температурой. Увеличивая ширину образцов, проследим за поведением величин и температурных зависимостей токов I_c и I_m . Затем рассмотрим ступенчатую структуру ВАХ для пленок различной ширины.

Критический ток

Критическим током $I_c(T)$ является наименьший ток, при котором в образце впервые появляется напряжение при возрастании транспортного тока. Величина и температурная зависимости тока I_c представлены на рис. 4. Экспериментальные значения получены в результате обработки начальных участков ВАХ, представленных на рис. 2.

На рис. 4 видно, что вблизи T_c в образце SnW10 токи I_c и I_m совпадают в некотором температурном интервале. Это означает, что в этом интервале температур образец ведет себя как узкий канал, не содержащий вихрей. При понижении температуры I_c начинает отклоняться от I_m , и при температуре T_{cros1} возникает его кроссовер. Это означает, что при $T < T_{\text{cros1}} = 3,769$ К критический ток I_c распределен по ширине пленки неравномерно и на его значение влияет его собственное магнитное поле, начинающее проникать в образец в виде собственных абрикосовских вихрей, т.е. пленка становится широкой. На ВАХ появляется резистивный линейный участок, вызванный течением абрикосовских вихрей (см. рис. 2, ВАХ 3).

На вставке к рис. 4 представлены расчетные температурные зависимости $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$ для образца SnW10 с учетом параметров образца из таблицы.

Видно, что для данного образца шириной 7,3 мкм температурная область, в которой выполняется неравенство $w < \xi(T)$, практически ненаблюдаема. Область, в которой $\xi(T) < w < \lambda_{\perp}(T)$, занимает около 8 мК вблизи T_c . Согласно [20,21], именно в этой области должны реализовываться кинематические вихри, движение которых, по мнению авторов, и образует линии проскальзывания фазы. Далее следует температурная область, ограниченная температурой, при которой $w \geq \lambda_{\perp}(T)$ и T_{cros1} . В этой области температур на ВАХ все еще нет вихревых резистивных участков, токи I_c и I_m совпадают и являются токами распаривания $I_c^{GL}(T)$, т.е. образец проявляет все признаки узкого канала. Характерно, что $w \approx 4\lambda_{\perp}(T)$ при T_{cros1} , т.е. по ширине пленки укладывается два абрикосовских вихря размером $2\lambda_{\perp}(T)$ — по одному в каждой половине пленки. При дальнейшем понижении температуры, когда $\lambda_{\perp}(T)$ становится еще меньше, эти вихри могут уже двигаться и проявлять себя на ВАХ и температурной зависимости $I_c(T)$. Только после этого пленку можно считать широкой.

Интересно отметить, что поскольку образцы SnW10, SnW6 и SnW5 имеют различную ширину, то широкими они становятся при различных относительных температурах T_{cros1}/T_c равных 0,988, 0,996 и 0,998 соответственно, и при этих температурах их ширины оказываются равными соответствующим учетве-

ренным значениям $4\lambda_{\perp}(T)$. При $T < T_{\text{cros1}}$ температурная зависимость I_c сохраняет вид $(1 - T/T_c)^{3/2}$, но значение I_c меньше, чем I_c^{GL} . Теперь легко понять, что на рис. 2 первая и вторая ВАХ ($T > T_{\text{cros1}} = 3,768$ К), а на рис. 3 первая ВАХ ($T > T_{\text{cros1}} = 3,698$ К) представляют ВАХ соответствующих образцов в режиме безвихревого узкого канала. Именно поэтому они не имеют признаков вхождения и движения вихрей в виде линейных и нелинейных участков, как это имеет место для ВАХ с большими номерами, полученных при более низких температурах.

Мы уже видели, что значения токов I_c и I_m совпадают в интервале температур вблизи T_c , когда образец является узким каналом и не может находиться в резистивном вихревом состоянии. Следовательно, при этих температурах это есть максимально возможные токи распаривания Гинзбурга–Ландау: $I_c = I_m = I_c^{GL}$, что подтверждает расчет по формуле (1), (см. рис. 4, кривая 1). При этом состояние образцов при $I < I_c = I_m$ является чисто сверхпроводящим, т.е. наиболее энергетически выгодным.

Что же происходит при температурах ниже температуры первого кроссовера T_{cros1} ? Температурная зависимость тока I_c не изменяется, но теперь значения $I_c(T)$ становятся меньше $I_c^{GL}(T)$. Это можно легко понять, если согласиться с тем, что это критический ток, величина которого подавлена собственным магнитным полем транспортного тока, и который теперь распределен по ширине пленки неравномерно. Сверхпроводнику оказывается энергетически более выгодным повысить свою энергию под действием тока за счет вхождения и движения вихрей, чем перейти в нормальное состояние. Так возникает резистивная вихревая область ВАХ.

Неравномерность распределения тока по ширине пленки учтена в работе [10]. Используя выражение для определения величины тока на краю пленки и рассчитывая критический ток по формуле Бардина, авторы [10] получили вблизи T_c линейную зависимость критического тока от температуры: $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)$.

Аналогичное рассмотрение при условии $d \ll \xi$, λ_{\perp} и $\lambda_{\perp} \ll w$ было проведено Асламазовым и Лемпицким [13], что позволило получить выражение для величины критического тока в виде:

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

Следует сказать, что $I_c(T)$ при тех же условиях были рассчитаны в работах [12,26,27]. Заметим, что значения $I_c(T)$, полученные в [12], в 1,5, а в [27] в 1,095 раза меньше, чем значения, рассчитанные по формуле (2). Таким образом, величина $I_c^{AL}(T)$ является наибольшей из теоретически предсказанных

критических токов вхождения абрикосовских вихрей в пленку, известных нам.

Расчетные значения $I_c^{AL}(T)$, полученные по формуле (2) с учетом параметров образца SnW10 из таблицы, представлены на рис. 4 прямой 2 без каких-либо подгоночных параметров. Видно, что рассчитанные и экспериментально полученные значения $I_c(T)$ совпадают при температурах ниже T_{cros2} . Таким образом, теория, представленная в [13], пригодна для описания широких пленок с $w \gg \lambda_{\perp}(T)$. В интервале температур $T_{cros1}-T_{cros2}$ зависимость $I_c(T)$ сохраняет вид $\propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ (кривая 4) и существующими теориями не описывается, хотя экспериментально наблюдалась и ранее в широких пленках олова [14,15]. Важно подчеркнуть, что в довольно большом температурном интервале вблизи T_c рассчитанная линейная зависимость $I_c^{AL}(T)$ (см. рис. 4, 5, 6, прямые 2) проходит выше кривой тока распаривания Гинзбурга–Ландау $I_c^{GL}(T)$ (см. рис.4, 5, 6, кривые 1), что лишено физического смысла. Поэтому в диапазоне температур от T_c до, по крайней мере, T^* формула (2) неприменима (здесь T^* находится из равенства $I_c^{GL}(T^*) = I_c^{AL}(T^*)$). Однако следует заметить, что при $T_{cros2} < T < T_{cros1}$ из-за неравномерности распределения плотности тока, обусловленной поперечным эффектом Мейснера, $I_c(T)$ становится меньше $I_c^{GL}(T)$, хотя вид его температурной зависимости сохраняется. Поэтому линейная зависимость критического тока, предсказанная в [13], может реализоваться лишь при температурах более низких, чем T^* , т.е. при $T < T_{cros2}$.

Как следует из рис. 5 и 6, при последовательном увеличении ширины пленок w область узкого канала, соответствующая температурному интервалу $T_{cros1}-T_c$, уходит все ближе к T_c , и для образца SnW5 шириной 42 мкм экспериментально практически неразличима (см. рис. 6,а). Температурная область ниже T_c , где применим механизм, описанный в работе [13], для $I_c(T)$ и $I_m(T)$ становится все более широкой. Особенно хорошо это видно на рис.6,б, на котором представлены результаты исследований в более широком по сравнению с рис.6,а температурном интервале.

Максимальный ток вихревой резистивности

Максимальным током $I_m(T)$ является ток, при достижении которого в широкой пленке в конце вихревой резистивности происходит скачок напряжения и возникает ступенчатая структура ВАХ. Понять физическую природу тока $I_m(T)$ труднее, чем природу $I_c(T)$. Как уже отмечалось во Введении, в 70-е годы проведено большое число важных исследований транспортных резистивных свойств тонких широких сверхпроводящих пленок. Особое

место среди них занимают исследования, в которых движение абрикосовских вихрей исследовано с помощью dc трансформатора Гьевера [28] и с применением импульсной методики (см., например, [14–17,29]). Трансформатор Гьевера представляет собой две сверхпроводящие пленки, напыленные одна на другую через тонкий слой диэлектрика. При этом вихревые нити в обеих пленках связаны между собой. По одной из пленок (первичной) пропускают транспортный ток и изучают движение вихрей, созданных собственным полем тока или внешним магнитным полем. Вихревые нити в нижней (первичной) пленке движутся под действием транспортного тока и увлекают за собой связанные с ними вихри в верхней (вторичной) сверхпроводящей пленке, в которой при этом возникает напряжение в отсутствие в ней собственного транспортного тока. Удивительным результатом этих исследований явилось то, что при некотором значении транспортного тока в первичной пленке во вторичной пленке напряжение резко падало. В первичной же пленке, наоборот, напряжение резко возрастало. Этот ток в первичной пленке был назван током неустойчивости и обозначался I^* [14,15]. Авторы теоретически в догадках, и основные объяснения сводились к трем: по какой-то причине (например, из-за большой скорости вихрей) магнитная связь пленок обрывалась, хотя до достижения тока I^* она была идеальной [16,17]; по какой-то причине вихри останавливались [14]; по неизвестной причине вихри переставали играть важную роль в процессе создания резистивности, и эту роль начинали выполнять другие процессы [16], физический смысл которых в то время не был понят. В работе [29] ток неустойчивости I^* был назван критическим без пояснения смысла этого определения.

В работе [13] также рассмотрено резистивное вихревое состояние широких пленок в отсутствие внешнего магнитного поля. В таких пленках магнитное поле тока порождает на краях пленки цепочки абрикосовских вихрей, движение которых поперек пленки приводит к появлению сопротивления. С увеличением тока растет плотность вихрей и распределение тока становится все более равномерным. При некотором значении тока $I_m(T)$ его плотность становится равной критической плотности тока распаривания не только у краев, где зарождаются вихри, а и посередине пленки. Таким образом, по ширине пленки устанавливается неравномерное распределение тока с тремя максимумами: два по краям и один посередине. Такая картина распределения тока качественно подтверждена экспериментально в работе [30]. И хотя расстояние между вихрями при этом еще велико по сравнению с длиной когерентно-

сти (остовы вихрей не перекрываются), такое распределение тока по ширине пленки оказывается неустойчивым, что и приводит к нарушению стационарного вязкого течения жидкости абрикосовских вихрей от краев пленки (где они зарождаются) к ее середине (где происходит аннигиляция вихрей). В результате этого, как утверждают авторы [13], при токе $I_m(T)$ образец скачком должен перейти в нормальное состояние.

Выражение для максимального тока существования вихревой резистивности $I_m(T)$ получено в виде [13]:

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

Здесь C — численный (подгоночный) коэффициент.

Видно, что ток $I_m(T)$ отличается от $I_c^{GL}(T)$ лишь подгоночным параметром C и температурно-зависимым логарифмическим множителем, который положителен только при $2w > \lambda_{\perp}(T)$. Это означает, что выражение (3) применимо только для широких пленок, и параметр C нужно выбирать с учетом этого обстоятельства. Рассчитанная по формуле (3) зависимость $I_m(T)$ при $C = 1,56$ для образца SnW10 представлена на рис. 4 сплошной кривой 3. Наблюдается хорошее согласие с экспериментом при $T \leq 3,74$ К. Температурный интервал между $T_{\text{cros}3}$ и $T = 3,74$ К является переходным, при дальнейшем понижении температуры пленка становится достаточно широкой.

Вблизи T_c , когда образец обладает свойствами узкого канала, экспериментально полученные значения тока $I_m(T)$ совпадают со значениями тока $I_c(T)$, и оба они являются током распаривания $I_c^{GL}(T)$. Вместе с тем имеется температурный интервал, в котором поведение $I_m(T)$, как и $I_c(T)$, не описывается теорией, предложенной в [13]. На рис. 5 видно, что при $T < T_{\text{cros}1}$ зависимость $I_c(T)$ отклоняется от значений $I_c^{GL}(T)$ в результате вхождения вихрей. Однако в интервале температур $T_{\text{cros}1} - T_{\text{cros}3}$ ток $I_m(T)$ остается все еще равным току распаривания $I_c^{GL}(T)$. На рис. 5,6 хорошо видно, что чем шире пленка, тем лучше теория, предложенная в [13], описывает поведение тока $I_m(T)$ в широком температурном интервале.

Здесь уместно упомянуть интересный и важный эксперимент [19,31] по наблюдению ступенчатой структуры ВАХ широких пленок олова, экранированных сверхпроводящим свинцовым экраном (см. [19], рис. 22). Экран препятствовал возникновению нормальной к плоскости пленки компоненты магнитного поля тока. В результате ток был равномерно распределен по ширине пленки, на ВАХ вихревая резистивность отсутствовала и образование ЛПФ полностью соответствовало образованию ЦПФ в узких каналах. При этом ток образования ЛПФ в

пленке при наличии экрана был гораздо больше, чем в его отсутствие. К сожалению, описанный эксперимент не получил дальнейшего развития. С нашей точки зрения, этот эксперимент также говорит о правильности теории [13] и выражения (3), так как в отсутствие экрана логарифмический множитель в (3) подавляет ток по сравнению с $I_c^{GL}(T)$, причем тем сильнее, чем шире пленка, что и демонстрируют результаты рис. 4–6, если сравнить отношение $I_c^{GL}(T)/I_m$ при одной и той же приведенной температуре для пленок различной ширины.

Таким образом, анализируя полученные нами экспериментальные результаты и результаты, полученные ранее другими авторами, мы пришли к выводу, что введенный в [13] максимальный ток $I_m(T)$ и ток неустойчивости I^* в работах [14–17,29] имеют один и тот же физический смысл. Напомним, что ток $I_m(T)$ — это ток срыва (скачка напряжения) на ВАХ, но не в нормальное состояние, как предполагали авторы [13], а в резистивное состояние, обусловленное возникновением ЛПФ. Превышение тока I_m приводит к образованию ЛПФ в широкой пленке, по-видимому, уже при отсутствии вихревой структуры.

Центры и линии проскальзывания фазы.

Обсудим резистивные участки ВАХ, разделенные скачками напряжения, которые возникают при $I > I_c$ в пленках, проявляющих свойства узкого канала, и при $I > I_m$ в широких пленках.

Интересны ВАХ образца SnW10, представленные на рис. 7. В силу сказанного ранее, в температурной области вблизи T_c при $T > T_{\text{cros}1}$ должны наблюдаться ступени напряжения, вызванные образованием ЦПФ, а при $T < T_{\text{cros}1}$ — ступени напряжения, вызванные образованием ЛПФ. Именно это и демонстрирует рис. 7. ВАХ 1–4 отражают свойства узкого канала с ЦПФ, а ВАХ 8–10 — свойства широкой пленки с вихрями и ЛПФ. Насколько нам известно, это первое наблюдение ЦПФ и ЛПФ на одном и том же образце. Никаких особенностей при температурах, при которых справедливо неравенство $\xi(T) < w < \lambda_{\perp}(T)$, нами не отмечено.

Из рис. 1–3 следует, что на ВАХ исследованных нами образцов при токах $I_c < I < I_m$ перед линейной областью отсутствует нелинейный участок, часто наблюдаемый в экспериментах и связываемый с крипом вихрей магнитного потока. Отсутствие крипа в исследуемых пленках косвенно говорит о высоком их качестве. Напряжение, которое возникает в образце SnW10 при $I_c < I < I_m$, линейно возрастает с увеличением тока, что демонстрирует однородное течение вихрей, так называемый flux flow режим. В относительно узких пленках, например SnW10 (см. рис. 2),

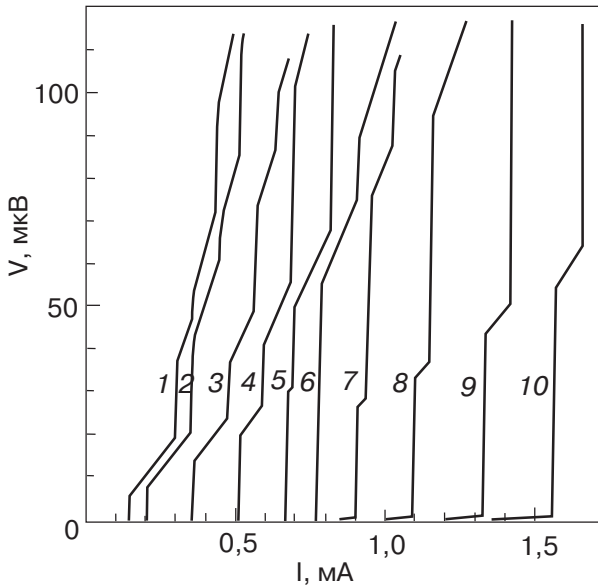


Рис. 7. Семейство экспериментальных ВАХ образца SnW10 при различных температурах T , К: 3,796 (1); 3,792 (2); 3,785 (3); 3,777 (4); 3,773 (5); 3,769 (6); 3,766 (7); 3,758 (8); 3,750 (9); 3,743 (10). ВАХ 1–4 отражают свойства узкого канала, причем ВАХ 1–2 при $w \leq \lambda_{\perp}$, ВАХ 3–4 при $w < 4\lambda_{\perp}$, ВАХ 8–10 при $w \gg \lambda_{\perp}$ (после кроссовера) и отражают свойства широкой пленки, ВАХ 5–7 отражают переходный этап от узкой к широкой пленке.

этот линейный участок ВАХ заканчивается, когда транспортный ток достигает значения I_m — тока, при котором на ВАХ появляется первая ступень напряжения. В более широких пленках, например SnW6, за линейным участком ВАХ следует нелинейный, который заканчивается возникновением ступеньки на ВАХ при I_m (см. рис. 3, ВАХ 5–8). Первые и последующие ступени на ВАХ мы связываем с возникновением и развитием в образцах системы ЛПФ при $I \geq I_m$. Линейные участки ВАХ с динамическими сопротивлениями R_{di} ($i = 1, 2, 3, \dots$ — номер ЛПФ) между вольтовыми ступенями при своем продолжении пересекаются в одной точке на оси токов, определяя ток отсечки I_s и демонстрируя дискретность возрастания сопротивления пленки с ростом номера ступеньки i (см. рис. 1, 8).

Снова обратимся к ВАХ на рис. 7. Видно, что в отсутствие абрикосовских вихрей при $T \approx T_c$ (см. ВАХ 1–4) пленка SnW10 ведет себя как узкий канал вплоть до температуры, при которой $w \approx 4\lambda_{\perp}(T)$. В этом интервале температур не видно принципиальной разницы в ВАХ как при $w < \lambda_{\perp}(T)$, так и при $\lambda_{\perp}(T) < w < 4\lambda_{\perp}(T)$. В этой области температур не обнаружены какие-либо особенности в температурной зависимости $I_c(T) = I_c^{GL}(T)$. Таким образом, сделать вывод о существовании кинематических вихрей, как в [22], у нас нет оснований. ВАХ 8–10 получены при

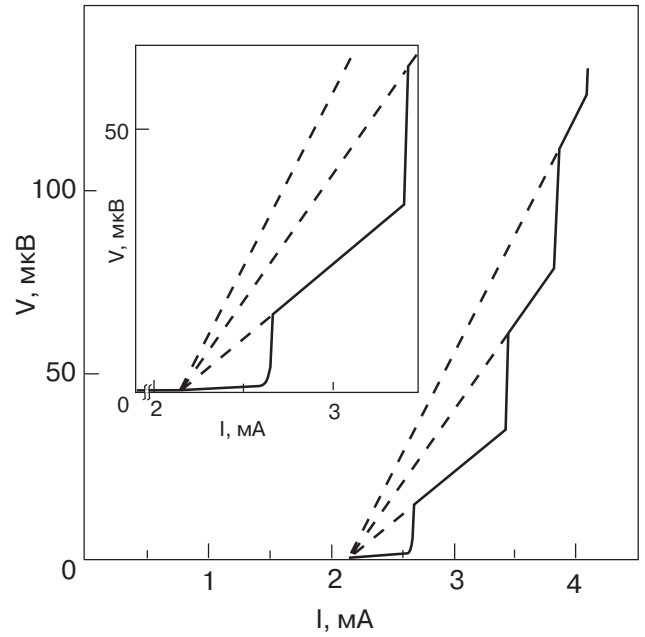


Рис. 8. ВАХ широкой сверхпроводящей пленки SnW5 при температуре 3,744 К. На вставке — начальный участок ВАХ в увеличенном масштабе. Видны четкие линейные участки дифференциальных сопротивлений ЛПФ.

более низких температурах, уже при наличии абрикосовских вихрей в пленке. За исключением начального линейного вихревого участка, ВАХ 8–10 качественно не отличаются от ВАХ 1–4. Поэтому мы считаем, что физическая природа скачков напряжения и последующих линейных участков ВАХ при $I(T) \geq I_m(T)$ одна и та же — процессы проскальзывания фазы параметра порядка. Более того, детальное изучение ВАХ 8–10 дает основание предполагать, что при транспортном токе $I(T) \geq I_m(T)$ в образце не могут существовать собственные абрикосовские вихри вследствие возникновения неустойчивости стационарной картины их вязкого движения.

Такое предположение сделано нами на основании того, что чувствительности наших измерений достаточно для обнаружения напряжения, вызванного движением абрикосовских вихрей (см. рис. 2, 3, 7). Если бы это движение вихрей вносило свой вклад в напряжение и при $I(T) > I_m(T)$, когда наблюдается ступенчатая структура ВАХ, то дифференциальные сопротивления ЛПФ были бы нелинейными. Однако на всех ВАХ эти динамические сопротивления строго линейны (см. рис. 1, 3, 7, 8). Особенно хорошо это демонстрирует ВАХ, представленная на рис. 8 и, в увеличенном виде, на вставке к этому рисунку, для пленки SnW5 шириной 42 мкм.

Поэтому, по нашему мнению, в области токов $I(T) > I_m(T)$ резистивность связана исключительно с процессами проскальзывания фазы параметра порядка и системой ЛПФ. В этой связи интересен переходный этап от узкой к широкой пленке, кото-

рый отражен на рис. 7, ВАХ 5–7. Видно, что они отличаются от остальных ВАХ на этом рисунке: ВАХ 5 еще содержит короткий участок динамического сопротивления первого ЦПФ и соответствует температуре, близкой, но более высокой, чем $T_{\text{cross}1}$ на рис. 4. ВАХ 5 отражает окончание температурного интервала существования ЦПФ, и линейный участок динамического сопротивления первого ЦПФ с понижением температуры все укорачивается (см. ВАХ 1–5). На ВАХ 6, полученной при $T = T_{\text{cross}1}$, уже не видно участка динамического сопротивления первого ЦПФ, но нет еще и вихревого участка (см. рис. 4). ВАХ 7 получена при $T < T_{\text{cross}1}$, и на ней уже видны короткие линейные участки как от движения абрикосовских вихрей при $I_c < I < I_m$, так и динамического сопротивления первой ЛПФ при $I > I_m$.

По-видимому, наличие переходной области связано с добавлением энергетически более выгодного (по сравнению с механизмом проскальзывания фазы параметра порядка в узком канале) механизма резистивности — механизма вхождения и движения вихрей. Эта переходная область, как и область возможного существования кинематических вихрей, заслуживают отдельного исследования. При более низких температурах на начальном этапе возрастания тока при $I_c(T) < I(T) < I_m(T)$ вихревой механизм резистивности является доминирующим. Развиваясь, он обеспечивает все более равномерное распределение тока по ширине пленки, тем самым создавая условия для возникновения более сильного механизма резистивности — механизма ЛПФ. При достижении транспортным током величины $I_m(T)$ механизм образования ЛПФ оказывается более сильным, т.е. энергетически более выгодным по сравнению с вихревым.

В этой связи необходимо отметить результаты, полученные в работе [16] при исследовании широких оловянных пленок. На рис. 21 этой работы показано влияние внешнего магнитного поля на ВАХ одного из образцов. Видно, что в зависимости от величины приложенного поля ВАХ могут быть разбиты на три группы: ВАХ со ступеньками напряжения, характерными для ЛПФ, в полях до 121 Э; переходные ВАХ в полях от 123 до 139 Э; гладкие нелинейные ВАХ, характерные для вихревой резистивности, в полях от 141 до 218 Э (при больших полях образец переходит в нормальное состояние). Первая группа ВАХ имеет четкую ступенчатую структуру, обусловленную ЛПФ, и не содержит каких-либо видимых следов влияния на эти области ВАХ вихревой структуры. Участки динамических сопротивлений ЛПФ строго линейны, и их наклон не зависит от величины магнитного поля. Третья группа ВАХ при малых токах не содержит ступен-

чатой структуры, характерной для ЛПФ, и ВАХ сугубо нелинейны, что вызвано вхождением и движением абрикосовских вихрей. На ВАХ второй, переходной, группы видны вклады как от вихревой структуры, так и от зарождающейся системы ЛПФ.

Таким образом, из работы [16] следует, что слабое магнитное поле не оказывает влияния на динамические сопротивления ЛПФ, что, по нашему мнению, говорит об отсутствии абрикосовских вихрей при наличии развитой системы ЛПФ. Сильное магнитное поле разрушает структуру ЛПФ и создает вихревую резистивность.

Что касается кинематических вихрей, то следует заметить, что зависимости $\xi(T)$ и $\lambda_{\perp}(T)$, приведенные на вставке на рис. 4, дают следующие значения интервалов температур, в которых могут существовать кинематические вихри [21]: для SnW10 $\Delta T = 7,8$ мК, для SnW6 $\Delta T = 3,3$ мК, для SnW5 $\Delta T = 2,3$ мК. Таким образом, чем шире пленка, тем менее вероятно экспериментальное обнаружение в ней кинематических вихрей. В то же время ступенчатая структура ВАХ, обусловленная процессами проскальзывания фазы параметра порядка, существует.

Возникает естественный вопрос, существует ли принципиальная разница между ЦПФ и ЛПФ. На этот вопрос нельзя ответить однозначно. Нет, потому, что и те, и другие являются продуктом механизма проскальзывания фазы параметра порядка, и в то же время — да, потому что исходная ситуация для ЦПФ и ЛПФ принципиально различна. Для ЦПФ исходным состоянием является чисто сверхпроводящее состояние с критическим током $I_c^{GL}(T)$. При $I_c^{GL} < I < I_{c2}$ в узких пленках возникает система ЦПФ как переходная область (фаза) между чисто сверхпроводящим S и нормальным N состояниями. Последнее достигается при $I \geq I_{c2}$. Для ЛПФ исходным состоянием является вихревое неустойчивое состояние с почти равномерным, но все же специфически распределенным по ширине пленки током $I_m < I_c^{GL}$ [13]. В связи с этим состояния или фазы $S-N$ перехода широкой пленки с ростом транспортного тока в порядке возрастания их свободной энергии выглядят следующим образом: *сверхпроводящее состояние* при $I < I_c$; *резистивное вихревое состояние* при $I_c < I < I_m$; *критическое состояние*, обусловленное возникновением неустойчивости стационарной картины вязкого движения вихрей при $I = I_m$; *безвихревое резистивное состояние с линиями проскальзывания фазы* при $I_m < I < I_{c2}$; *нормальное состояние* при токе, большем верхнего критического тока I_{c2} ($I > I_{c2} \gg I_m$).

ЛПФ при этом представляют собой линию попе-рек пленки, в каждой точке которой параметр по-

рядка синфазно осциллирует во времени с джозефсоновской частотой, обращаясь в нуль в некоторые моменты времени одновременно по всей линии поперек пленки. Эти осцилляции являются источником неравновесных квазичастиц, диффузия которых на глубину проникновения продольного электрического поля в сверхпроводящие области определяет продольный размер ЛПФ. Это состояние аналогично состоянию узкого безвихревого сверхпроводящего канала с ЦПФ и отвечает одному из решений, полученных в [20].

Учитывая общность влияния процессов проскальзывания фазы на переход сверхпроводника из сверхпроводящего в нормальное состояние под воздействием транспортного тока в узких и широких пленках, нельзя не упомянуть о круглых проволочках. Понимание $S-N$ перехода в таких объектах, с нашей точки зрения, остановилось на идеях, высказанных еще Лондоном [32]. И хотя с тех пор прошло много времени и появились новые знания, устаревшая, с нашей точки зрения, модель $S-N$ перехода проволочки используется в монографиях (см., например, [1,24]).

Нам представляется, что в процессе $S-N$ перехода проволочки под воздействием тока важную роль обязательно должны играть процессы проскальзывания фазы. В результате, на некотором этапе в проволочке должны образоваться плоскости проскальзывания фазы с таким же физическим смыслом, как ЦПФ и ЛПФ в узких и широких пленках соответственно.

Заключение

Впервые экспериментально достигнуты значения и наблюдаются температурные зависимости критического тока $I_c(T)$ и максимального тока существования вихревой резистивности (тока неустойчивости) $I_m(T)$, предсказанные теорией Асламазова и Лемпицкого [13] для широких сверхпроводящих пленок. Показано, что при $I(T) \geq I_m(T)$ развивается система линий проскальзывания фазы параметра порядка, определяющая резистивность пленки на заключительном этапе ее перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние под воздействием транспортного тока.

На температурных зависимостях $I_c(T)$ сверхпроводящих пленок наблюдается кроссовер, разделяющий области, где образцы ведут себя или как узкие безвихревые каналы, или как широкие пленки с вихрями. Оказалось, что такое разделение возникает, когда ширина образца сравнивается с учетверенной величиной глубины проникновения перпендикулярного к плоскости пленки магнитного поля

($w \approx 4\lambda_{\perp}(T)$). Иначе говоря, когда по ширине образца могут разместиться два вихря размером $2\lambda_{\perp}(T)$.

Впервые на одних и тех же образцах сверхпроводящих тонких пленок с известными параметрами экспериментально наблюдались ЦПФ и ЛПФ в интервалах температур, соответствующих механизмам их возникновения и существования. ЦПФ возникают в узких пленках при достижении транспортным током значения тока распаривания Гинзбурга–Ландау $I_c^{GL}(T)$. ЛПФ возникают в широких пленках при достижении транспортным током значения тока неустойчивости Асламазова и Лемпицкого $I_m(T)$. Физический смысл ЦПФ и ЛПФ оказывается одинаковым. Разница состоит лишь в том, что с ростом транспортного тока ЦПФ возникают при разрушении сверхпроводящего однородного состояния, а ЛПФ — при разрушении стационарного вязкого течения абрикосовских вихрей, после чего само существование вихревой системы становится энергетически невыгодным.

Сделаем замечание относительно тепловых эффектов. В отличие от многочисленных предыдущих работ, нам удалось избежать влияния тепловых эффектов, и свидетельством тому являются токи $I_c(T)$, $I_m(T)$ и $I_c^{GL}(T)$, значения которых совпадают с соответствующими теоретическими расчетами. В особенности это касается токов $I_m(T)$, которые наблюдаются на ВАХ образцов в конце вихревой области резистивности при достаточно больших транспортных токах. Иногда эта область ВАХ широкой пленки является нелинейной (см. рис. 3, ВАХ 5–8). Следовательно, нелинейность вихревой области ВАХ при токах, близких к $I_m(T)$, возникает в результате более сложных процессов, чем простой перегрев пленки. Эти процессы могут быть связаны с большими скоростями вихрей, изменением их плотности, нелинейными явлениями в их ядрах, длиной пути, который проходят вихри от места своего зарождения до центра пленки и т.д. Физическую природу нелинейности ВАХ перед образованием ЛПФ еще предстоит выяснить, но это выходит за рамки настоящей работы. Пока можно только сказать, что по предварительным данным, как это уже отмечалось выше, нелинейный участок в вихревой области ВАХ легко наблюдается в заведомо широких (по отношению к λ_{\perp}) пленках, а на ВАХ более узких пленок, хотя их ширина $w > \lambda_{\perp}$, область нелинейности если и наблюдается, то при более низких температурах. Так например, для образца SnW6 шириной 17 мкм (см. рис. 3) нелинейный участок уже хорошо виден на ВАХ 5 при $T = 3,672$ К ($t = 0,990$). В то же время для более узкого образца SnW10 шириной 7,3 мкм (см. рис. 2) на ВАХ 10 при

$T = 3,704$ К ($t = 0,972$) такой участок еще отсутствует. Возможно, что существует некоторое отношение $w > \lambda_{\perp}$, при котором происходит разделение на два вида ВАХ: содержащих и не содержащих нелинейный участок перед образованием ЛПФ.

Авторы признательны А.В. Терехову за помощь в проведении экспериментов и оформлении рукописи, Е.В. Безуглому и А.Г. Сивакову за полезные дискуссии.

1. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
2. В.П. Галайко, В.М. Дмитриев, Г.Е. Чурилов, *ФНТ* **2**, 299 (1976).
3. J.D. Meyer, *Appl. Phys.* **2**, 303 (1973).
4. В.П. Галайко, *ЖЭТФ* **68**, 223 (1975).
5. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **27**, 227 (2001).
6. W.W. Web, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **13**, 379 (1968).
7. Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин, *УФН* **142**, 435 (1984).
8. Е.В. Безуглый, Е.И. Братусь, В.П. Галайко, *ФНТ* **3**, 1010 (1977).
9. W.J. Skospol, M.R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 145 (1974).
10. R. Glover and H. Coffey, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 299 (1964).
11. К.К. Лихарев, *Изв. вузов, Радиофизика* **14**, 909 (1971).
12. В.П. Андрацкий, Л.М. Грундель, В.Н. Губанков, Н.Б. Павлов, *ЖЭТФ* **65**, 1591 (1973).
13. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
14. P. Tholfsen and H. Meissner, *Phys. Rev.* **185**, 653, (1969).
15. H. Meissner, *J. Low Temp. Phys.* **2**, 267, (1970).
16. T. Ogushi and Y. Shibuya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **32**, 400 (1972).
17. J.W. Ekin, B. Serin, and J.R. Clem, *Phys. Rev.* **B9**, 912 (1974).
18. В.Г. Волоцкая, И.М. Дмитренко, Л.Е. Мусиенко, А.Г. Сиваков, *ФНТ* **7**, 383 (1981).
19. И.М. Дмитренко, *ФНТ* **22**, 849 (1996).
20. A. Weber and L. Kramer, *J. Low Temp. Phys.* **84**, 289 (1991).
21. A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin, I. Nefedov, and I. Shereshevsky, *Physica C* **213**, 193 (1993).
22. A.G. Sivakov, A.M. Glukhov, A.N. Omelyanchouk, Y. Koval, P. Muller, and A.V. Ustinov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 267001 (2003).
23. S.V. Kaplan, *J. Low Temp. Phys.* **37**, 343 (1979).
24. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
25. Z.G. Ivanov, N.Ya. Fogel, O.I. Yuzepovich, E.A. Stepanov, and A.Ya. Tzalenchuk, *ФНТ* **30**, 276 (2004).
26. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **61**, 1221 (1971).
27. С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **90**, 793 (1986).
28. I. Giaver, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 825, (1965).
29. P.E. Cladis, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1238 (1968).
30. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Czech. J. Phys.* **46**, 877 (1996).
31. А.Г. Сиваков, *Дисс...канд. физ.- мат.- наук*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1986).
32. F. London, *Superfluids*, vol. **I**, John Wiley and Sons, Inc. New York (1950).

Critical current, phase slip centers and phase slip lines in superconducting films in zero external magnetic field

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

The temperature dependences of current-voltage characteristics have been measured on high-grade thin Sn films (7–50 micron wide) in zero external magnetic field. For the first time we could observe on the same samples phase slip centers (PSC) near T_c , where the samples were narrow channels, and phase slip lines (PSL) at lower temperatures when the films become wide. In this case the critical current experiences a temperature crossover which affects absolute value of the critical current while the temperature dependence of the $(1 - T/T_c)^{3/2}$ type persists in a certain temperature interval. On further the temperature lowering, the critical current at which vortices due to the self-field of the current enter the sample has a linear temperature dependence and correlates with the Aslamazov-Lempitsky theory. With lowering temperature the onset of the crossover occurs at a temperature at which the film width becomes equal to the fourfold penetration depth of the weak magnetic field perpendicular to the film plane. On each side of this equality the films are either narrow or wide. The current of the formation of the first PSC is the Ginzburg–Landau critical current of pair breaking which is distributed uniformly over the film width. The current of the formation of the first PSL is the current of the vortex – state instability predicted by Aslamazov and Lempitsky. It is distributed specifically over the sample width.