

Резистивное токовое состояние широкой сверхпроводящей пленки

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 21 апреля 2011 г.

В широком температурном диапазоне экспериментально исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) вихревых сверхпроводящих пленок. Впервые показано, что экспериментальные ВАХ и их параметры достаточно хорошо описываются асимптотическими формулами теории вихревого резистивного состояния Асламазова–Лемпицкого (АЛ). Установлено, что для широких пленок, критический ток которых соответствует теории АЛ, дифференциальное сопротивление линейного вихревого участка ВАХ не зависит от температуры, что согласуется с моделью вихревого резистивного состояния АЛ. В области более высоких температур, где критический ток $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$, наблюдается уменьшение дифференциального сопротивления с повышением температуры, что соответствует ожиданиям теории АЛ. Однако в непосредственной близости от T_c обнаружено увеличение дифференциального сопротивления линейного вихревого участка ВАХ при $T \rightarrow T_c$, которое не отражено в современных теориях вихревого состояния.

В широкому температурному діапазоні експериментально досліджено вольт-амперні характеристики (ВАХ) вихрових надпровідних плівок. Уперше показано, що експериментальні ВАХ і їх параметри добре описуються асимптотичними формулами теорії вихрового резистивного стану Асламазова–Лемпицького (АЛ). Встановлено, що для широких плівок, критичний струм яких відповідає теорії АЛ, диференціальний опір лінійної вихрової ділянки ВАХ не залежить від температури, що узгоджується з моделлю вихрового резистивного стану АЛ. В області більш високих температур, де критичний струм $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$, спостерігається зменшення диференціального опору з підвищенням температури, що відповідає очікуванням теорії АЛ. Однак у безпосередній близькості від T_c виявлено збільшення диференціального опору лінійної вихрової ділянки ВАХ при $T \rightarrow T_c$, яке не знайшло свого відображення в сучасних теоріях вихрового стану.

PACS: 74.25.F– Транспортные свойства;

74.25.Uv Вихревые фазы (включая вихревые решетки, вихревые жидкости и вихревые стекла).

Ключевые слова: широкая сверхпроводящая пленка, вольт-амперная характеристика, теория Асламазова–Лемпицкого.

1. Введение

Роль вихревой резистивности в формировании вольт-амперных характеристик (ВАХ) тонких сверхпроводящих пленок изучается уже более 40 лет. Однако до настоящего времени остаются неоднозначности в понимании механизма этого явления. К сожалению, экспериментальные работы, выполненные несколько десятков лет тому назад, зачастую дают не совсем верные представления о резистивности в широких пленках, обусловленной протеканием постоянного тока. При экспериментальном исследовании тонких сверх-

проводящих пленок прежде всего необходимо обеспечить эффективное тепловое согласование пленки с подложкой [1] (например, для пленок олова подходящей подложкой является оптически полированный монокристаллический кварц, а не сапфир или стекло, которые часто использовали в ранних экспериментальных работах). Поэтому вплоть до 80-х годов прошлого столетия экспериментальные ВАХ широких сверхпроводящих пленок в отсутствие тепловых эффектов появлялись в научных трудах лишь случайным образом (например, см. рис. 21 в работе [2]). Кроме того, технология приготовления образцов должна была обеспе-

чить минимизацию центров пиннинга как на краю, так и в объеме пленки. Экспериментальные исследования тонких широких пленок с учетом указанных выше условий позволяют определить истинную картину резистивного состояния в таких пленках. Визуализация вихревой резистивности, обусловленной протеканием постоянного тока [3], с помощью лазерного сканирующего микроскопа, а также экспериментальное исследование критического тока $I_c(T)$ и максимального тока существования вихревой резистивности $I_m(T)$ [4] показали, что теория вихревого резистивного состояния Асламазова–Лемпицкого (АЛ) [5] может претендовать на адекватное отражение механизмов вихревой резистивности в широких пленках. В этой связи необходимо упомянуть о теоретической работе [6], которую мы уже обсуждали ранее [7]. Здесь важно отметить, что вихревая картина резистивности в [6] находится в согласии с аналитическими расчетами [5].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования участка ВАХ широких сверхпроводящих пленок, который обусловлен движением перловских вихрей, а также проведен анализ этих результатов на основе теории АЛ [5].

2. Образцы и техника эксперимента

В данной работе приведены результаты исследования сверхпроводящих тонких пленок олова, приготовленных по оригинальной методике [4], которая обеспечила минимизацию дефектов как на краю пленки, так и в ее объеме (для исследуемых нами образцов отношение сопротивления пленки при комнатной температуре к сопротивлению при температуре жидкого гелия $R_{300}/R_{4,2} > 15$). Экспериментальные значения критического тока I_c^{AL} образцов соответствовали теории АЛ [5]. Оловянные пленки наносились на подложки из полированного монокристаллического кварца методом термического испарения, что позволило создать эффективное тепловое согласование пленки с подложкой [1].

Для реализации четырехзондового метода получения ВАХ до напыления тонкой пленки на подложку специальным паяльником наносились индиевые контактные площадки. Индий в расплавленном состоянии достаточно хорошо смачивает кварцевую подложку и обеспечивает надежный электрический контакт с плен-

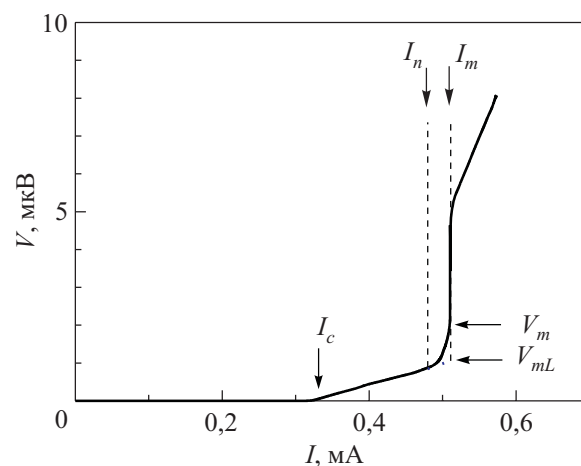


Рис. 1. Типичная ВАХ широкой ($w \gg \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$) сверхпроводящей пленки (SnW13) при температуре $T/T_c = 0,99$.

кой олова после ее напыления, сохраняющийся при многократном термоциклировании. При измерении ВАХ образцы помещали в двойной экран из отожженного пермаллоя. В районе образца значение магнитного поля было: $H_{\text{vert}} = 7 \cdot 10^{-4}$ Э, $H_{\text{гор}} = 6,5 \cdot 10^{-3}$ Э. Стандартная криогенная установка с откачкой паров гелия механическим насосом позволяла работать в интервале температур 2,5–4,2 К. Измерение температуры проводилось по давлению паров гелия с помощью ртутного и масляного манометров. Стабилизация температуры (давления паров гелия) обеспечивалась при помощи мембранного маностата с точностью не хуже 10^{-4} К.

Параметры некоторых из исследованных пленок приведены в таблице. В исследуемом температурном диапазоне (40–70 мК ниже T_c) оценка λ_{\perp} дает величину между 1 и 3 мкм.

3. Вольт-амперная характеристика широкой сверхпроводящей пленки в отсутствие внешнего магнитного поля при температурах, близких к критической

На рис. 1 представлена реальная ВАХ одного из исследованных нами образцов, на примере которой можно ввести необходимые в дальнейшем параметры. Такими параметрами ВАХ широкой пленки ($w \gg \xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T)$, где $\lambda_{\perp} = 2\lambda^2/d$ — глубина проникновения перпендикулярного пленке магнитного поля, $\xi(T)$ — длина когерентности) являются: I_c — критический

Таблица 1. Параметры пленочных образцов

Образец	L , мкм	w , мкм	d , нм	$R_{4,2}$, Ом	R^{\square} , Ом	T_c , К	l_i , нм	R_{300} , Ом
SnW5	92	42	120	0,140	0,064	3,789	145	2,270
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
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, $R^{\square} = R_{4,2}w/L$ — сопротивление пленки на квадрат.

ток; I_n — ток, при превышении которого вихревой участок ВАХ приобретает нелинейный характер; I_m — максимальный ток существования перловского вихревого состояния [4,5], при превышении которого на ВАХ возникают характерные для линий проскальзывания фазы (ЛПФ) ступеньки напряжения; V_m — напряжение, возникающее на концах широкой пленки при токе I_m , обусловленное движением вихрей (перед скачком напряжения, связанным с возникновением ЛПФ); V_{mL} — значение напряжения в точке пересечения продолжения линейного вихревого участка ВАХ и прямой $I = I_m$, т.е. вероятное напряжение продленного линейного вихревого участка ВАХ при $I = I_m$. Нелинейный участок ВАХ в интервале токов $I_c \leq I \leq I_n$, обычно связываемый с крипом перловских вихрей [8], на наших образцах не наблюдался.

В тонких широких пленках магнитное поле тока порождает на краях пленки цепочки перловских вихрей, движение которых поперек пленки приводит к появлению сопротивления. В работе [5] на основе такой картины получена ВАХ широкой сверхпроводящей пленки в отсутствие внешнего магнитного поля при температурах, близких к критической.

Для нахождения ВАХ исследовалось вязкое движение вихрей в пленке. Известно [5], что при $I = I_c$ безвихревое сверхпроводящее состояние становится неустойчивым и у краев пленки зарождаются цепочки вихрей. Под действием транспортного тока вихри движутся к центру пленки, где аннигилируют с вихрями противоположного направления, образовавшимися у другого края пленки. При малой степени надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) силы отталкивания вихрей одного направления не позволяют зародиться у края следующей цепочке, пока не исчезнет в середине пленки первая [5]. С ростом тока в пленке может возникнуть вторая цепочка вихрей, третья и т.д. Надо иметь в виду, что плотность вихрей достаточно большая уже при малой степени надкритичности, и оказывается справедливым гидродинамическое приближение [5].

В теории вихревого резистивного состояния АЛ квазистационарная картина вязкого течения «жидкости» вихрей описывается с помощью гидродинамических уравнений. Предполагается, что число вихрей, проходящих через единицу длины пленки за единицу времени, постоянно. Скорость вязкого движения вихрей v определяется плотностью тока j [9,10]:

$$v = -\eta^{-1} j d \Phi_0 \text{sign}(x). \quad (1)$$

где η — коэффициент вязкости, d — толщина пленки, Φ_0 — квант магнитного потока, а выражение $\text{sign}(x)$ показывает, что в разных половинах пленки разнополярные вихри движутся навстречу друг другу. Предполагается, что ширина пленки $w \gg \lambda_{\perp}$.

Результаты теории вихревого резистивного состояния АЛ основаны на асимптотическом анализе обоб-

щенного уравнения Лондонов [11], описывающего распределение плотности тока $j(x)$ в пленке:

$$4\pi \frac{\lambda_{\perp}}{w} \frac{dj}{dx} + 2 \int_{-1}^1 \frac{j(x') dx'}{x' - x} = -\frac{\eta E}{\Phi_0 j(x)} \text{sign} x, \quad (2)$$

где интеграл понимается в смысле главного значения, E — средняя напряженность электрического поля, а координата измеряется в единицах полуширины пленки $w/2$. Слагаемое в правой части (2) обусловлено движением вихрей, и при $I < I_c$ оно отсутствует. В работе [5] для некоторых параметров ВАХ приведены асимптотические формулы. Так, например, для начального участка ВАХ пленки при малой надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) имеем линейную асимптотическую формулу:

$$V = V_0 (I - I_c) / I_c, \quad (3)$$

где $V_0 = 8\Phi_0 I_c^2(T) L / \eta(T) w^2 c^3$, L — длина пленки.

С ростом тока его плотность почти во всей области пленки может уже заметно отличаться от мейсснеровского распределения. При $I > I_c$ плотность тока имеет максимум посередине пленки, так как к мейсснеровскому распределению добавляется плотность тока, создаваемая вихрями. Асимптотическая формула при большой степени надкритичности ($I \gg I_c$) с точностью до численного коэффициента C выглядит следующим образом:

$$V = C V_0 (I / I_c)^2. \quad (4)$$

Формула (4) для ВАХ пленки остается справедливой до тех пор, пока плотность тока внутри пленки везде (в том числе и посередине пленки) меньше плотности тока распаривания.

Выражение для максимального тока существования вихревой резистивности $I_m(T)$ получено в виде [5]:

$$I_m(T) = C_1 I_c^{GL}(T) \ln^{(-1/2)}(2w / \lambda_{\perp}(T)). \quad (5)$$

Здесь C_1 — численный (подгоночный) коэффициент, $I_c^{GL}(T)$ — ток распаривания Гинзбурга–Ландау.

Когда величина полного тока в пленке достигает значения $I_m(T)$, нарушается картина стационарного вязкого течения жидкости вихрей от краев пленки (где они зарождаются) к ее середине (где происходит аннигиляция вихрей). Хотя расстояние между вихрями еще велико ($r^{1/2} \geq (\lambda_{\perp} \xi)^{1/2} \ln^{1/4}(w / \lambda_{\perp})$), создаваемая ими посередине пленки плотность тока становится равной плотности тока распаривания. При этом посередине пленки возникает неустойчивость, аналогичная той, которая возникла на краю пленки при критическом токе. Однако в результате развития неустойчивости посередине пленки не могут образоваться цепочки вихрей, как это имело место вблизи края пленки при

токе I_c . На ВАХ пленки при $I = I_m$ наблюдается скачок напряжения и возникает ЛПФ [4].

В работе [5] предполагается, что величина $I_m(T)$ значительно превосходит значение $I_c(T)$. В то же время сопротивление пленки R_m при токе I_m до образования в ней ЛПФ еще мало по сравнению с нормальным сопротивлением пленки R_n . Используя известные выражения для коэффициента вязкости тока [9,10], имеем оценку:

$$\eta = C_2 \Phi_0^2 d / \rho_n \xi^2 c^2, \quad (6)$$

где ρ_n — удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии, C_2 — численный коэффициент. Необходимо отметить, что в данной модели АЛ [5] не учитывались нелинейные эффекты при движении вихрей [11], т.е. коэффициент вязкости η предполагался не зависящим от скорости вихря.

С учетом выражения (6) для коэффициента вязкости асимптотическая формула для начального участка ВАХ широкой пленки при малой надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) будет иметь следующий вид:

$$V = \frac{8\Phi_0 L}{\eta w^2 c^3} I_c (I - I_c) = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_c (I - I_c)}{1 - T/T_c}. \quad (7)$$

Здесь $R_n = \rho_n L / wd$ — сопротивление пленки в нормальном состоянии.

Асимптотическая формула для ВАХ широкой пленки при большой степени надкритичности ($I \gg I_c$) с учетом (6) выглядит следующим образом:

$$V = C \frac{8\Phi_0 L}{\eta w^2 c^3} I^2 = \frac{C}{C_2} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I^2}{1 - T/T_c}. \quad (8)$$

Если продлить линейную асимптотику вихревого участка ВАХ при малой надкритичности (см. рис. 1), то напряжение при токе I_m с учетом формулы (7) равно

$$V_{mL} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_c (I_m - I_c)}{1 - T/T_c}. \quad (9)$$

Выражение для дифференциального сопротивления линейной асимптотики вихревого участка ВАХ будет иметь следующий вид:

$$R_{dL} = \frac{V_{mL}}{I_m - I_c} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_c}{1 - T/T_c}. \quad (10)$$

Согласно теории АЛ, при максимальном токе существования вихревой резистивности $I_m(T)$ ВАХ в общем случае описывается квадратичной асимптотической формулой (8), и напряжение, которое возникнет в широкой пленке, с учетом этой формулы выглядит следующим образом:

$$V_m = \frac{C}{C_2} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_m^2}{1 - T/T_c}. \quad (11)$$

А сопротивление в этой точке ВАХ равно

$$R_m = \frac{V_m}{I_m} = \frac{C}{C_2} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_m}{1 - T/T_c}. \quad (12)$$

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Построенная из численных решений уравнения (2) ВАХ, а также асимптотики (3) и (4) в рамках теории вихревого резистивного состояния АЛ не дают резкого кроссовера ВАХ от линейной зависимости к нелинейной (параболической). Причем, чем уже пленка, тем хуже линейная асимптотика описывает начальный участок ВАХ (линейная асимптотика ВАХ в теории АЛ будет всегда завышенной по сравнению с результатами численного счета). Однако, в отличие от теории АЛ, экспериментальные вихревые области ВАХ широких пленок обнаруживают как линейный, так и нелинейный участок. Особенно наглядно это проявляется в не очень широких пленках ($w / 2\lambda_{\perp} \sim 5$).

На рис. 2 представлено семейство ВАХ образца SnW10, ширина которого $w = 7$ мкм. На рисунке видно, что вблизи T_c участки вольт-амперных характеристик, обусловленные движением вихрей, являются исключительно линейными, при этом величина $I_m - I_c$ довольно мала. И это неудивительно. Ведь чем уже пленка, тем более однородно распределение в ней то-

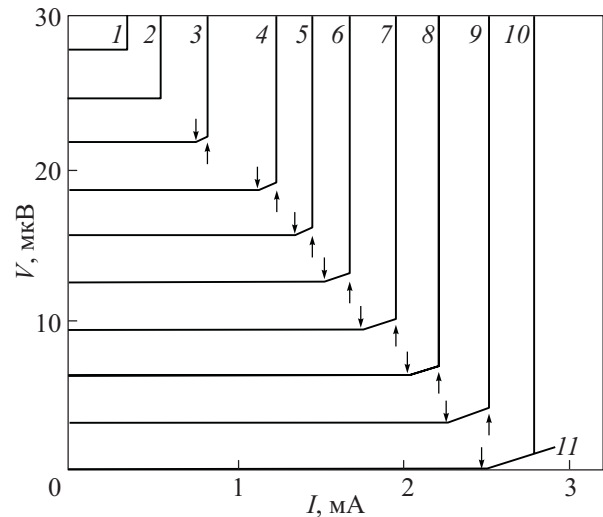


Рис. 2. Семейство экспериментальных ВАХ образца SnW10 для различных температур T , К: 3,785 (1), 3,777 К (2), 3,766 (3), 3,750 (4), 3,743 (5), 3,735 (6), 3,728 (7), 3,720 (8), 3,712 (9), 3,704 (10), (11) — теоретическая ВАХ при $T = 3,704$ К для малой надкритичности, рассчитанная по формуле (7): $V = 3,62(I - 2,51)$ мкВ (I в мА). Стрелками отмечены: \downarrow — I_c ; \uparrow — I_m . Сдвиг ВАХ друг относительно друга 3,1 мкВ.

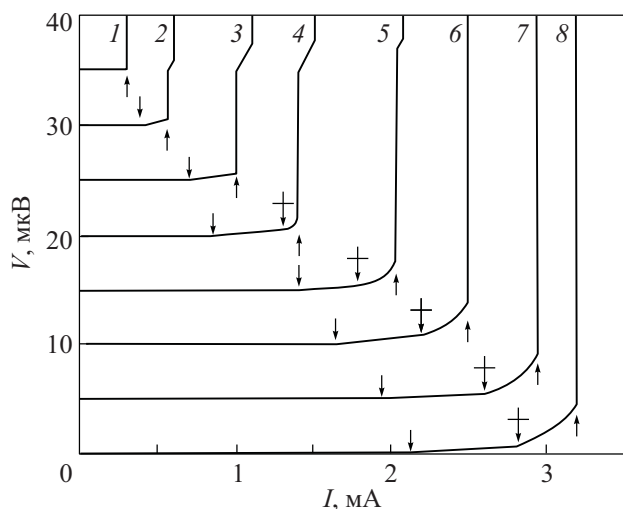


Рис. 3. Семейство экспериментальных ВАХ образца SnW6 для различных температур T , К: 3,701 (1), 3,694 (2), 3,688 (3), 3,680 (4), 3,672 (5), 3,667 (6), 3,659 (7), 3,655 (8). Стрелками отмечены: \downarrow — I_c ; \uparrow — I_m ; \uparrow — I_n . Сдвиг ВАХ друг относительно друга 5 мкВ.

ка. И тогда даже небольшого возрастания тока при $I > I_c$ достаточно, чтобы она заполнилась вихрями, и плотность тока в центре пленки достигла критической величины.

На рис. 2 на одну из экспериментальных ВАХ (ВАХ 10) наложена теоретическая ВАХ (прямая 11), рассчитанная по формуле (7) для малой надкритичности, $V = 3,62(I - 2,51)$ мкВ. Здесь $I_c(T = 3,704 \text{ К}) = 2,51$ мА. Видно достаточно хорошее совпадение. Важно заметить, что асимптотическая формула (7) теории АЛ: $V = 0,399 \cdot 10^{-1} (1 - T/T_c)^{-1} I_c (I - I_c)$ мкВ (ток в мА) хорошо описывает вихревой участок ВАХ образца SnW10 до температуры $T = 3,737 \text{ К}$ включительно (см. рис. 2, ВАХ 6–10). Для более высоких температур (в непосредственной близости от T_c) асимптотическая формула теории АЛ количественно не описывает поведение реальной ВАХ, и об этом мы поговорим позже.

На рис. 3 показано семейство ВАХ более широкой пленки SnW6, ширина которой 17 мкм. В области температур $3,685 \text{ К} < T < 3,698 \text{ К}$ вихревой участок ВАХ имеет линейный вид. При $T \leq 3,685 \text{ К}$ часть вихревого участка ВАХ линейна, а часть (при $I > I_n$) приобретает нелинейный характер.

На рис. 4 показаны экспериментальные ВАХ для образца SnW6 (кривая 1) и для образца SnW5 (кривая 2). Линейная часть экспериментальной вихревой ВАХ образца SnW6 довольно хорошо совпадает с теоретической прямой, построенной по асимптотической формуле (7): $V = 1,03(I - 1,3)$ мкВ. Здесь $I_c(T = 3,672 \text{ К}) = 1,3$ мА.

Отметим, что линейная асимптотическая формула теории АЛ: $V = 0,85 \cdot 10^{-2} (1 - T/T_c)^{-1} I_c (I - I_c)$ мкВ (ток

в мА) хорошо описывает вихревой линейный участок ВАХ образца SnW6 до температуры 3,680 К включительно (см. рис. 3, ВАХ 4–8). Для температур в непосредственной близости от T_c в образце SnW6, так же, как в образце SnW10, асимптотическая формула теории вихревого резистивного состояния АЛ количественно не описывает поведение реальной ВАХ.

Нелинейная часть экспериментальной ВАХ образца SnW6 прекрасно согласуется с теоретической ВАХ, построенной по формуле (8) теории АЛ (см. рис. 4, кривая 4), если сдвинуть в ней начало параболы и положить:

$$V = 1,82 \cdot 10^{-1} \frac{(I - 0,81 I_m)^2}{1 - T/T_c}. \quad (13)$$

Важно подчеркнуть, что асимптотическая формула (13) хорошо описывает нелинейный вихревой участок для всех экспериментальных ВАХ образца SnW6.

Линейная часть экспериментальной вихревой ВАХ 2 на рис. 4 образца SnW5 довольно хорошо совпадает с теоретической прямой 5, построенной по асимптотической формуле (7): $V = 1,41(I - 3,1)$ мкВ. Здесь $I_c(T = 3,726 \text{ К}) = 3,1$ мА. Отметим, что линейная асимптотическая формула теории АЛ: $V = 0,757 \cdot 10^{-2} \times (1 - T/T_c)^{-1} I_c (I - I_c)$ мкВ (ток в мА) хорошо описывает вихревой линейный участок ВАХ образца SnW5 во всем измеряемом нами температурном диапазоне.

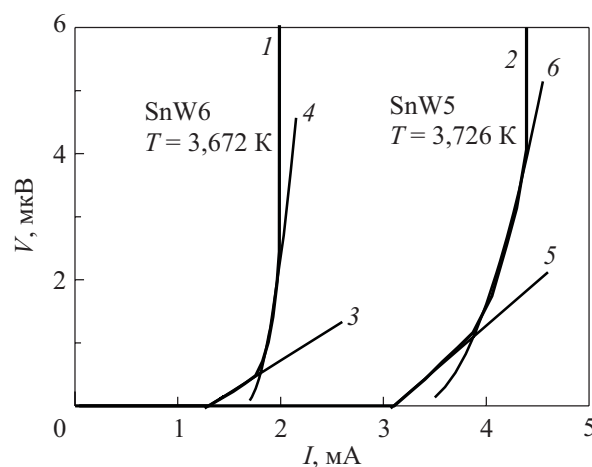


Рис. 4. Экспериментальные ВАХ образца SnW6 при $T = 3,672 \text{ К}$ — кривая 1 и образца SnW5 при $T = 3,726 \text{ К}$ — кривая 2. Линейная часть вихревой ВАХ, построенная по асимптотической формуле (7) для образца SnW6: $V = 1,03(I - 1,3)$ мкВ (I в мА) — прямая 3. Нелинейная часть ВАХ образца SnW6, построенная по асимптотической формуле (13) $V = 1,69 \cdot 10^1 (I - 0,81 I_m)^2$ мкВ — кривая 4. Здесь $I_m(T = 3,672 \text{ К}) = 2$ мА. Линейная часть вихревой ВАХ, построенная по асимптотической формуле (7) для образца SnW5: $V = 1,41(I - 3,1)$ мкВ — прямая 5. Нелинейный участок ВАХ образца SnW5, построенный по асимптотической формуле (14): $V = 0,42 \cdot 10^1 (I - 0,76 I_m)^2$ — кривая 6. Здесь $I_m(T = 3,726 \text{ К}) = 4,4$ мА.

Экспериментальная ВАХ 2 на рис. 4 для достаточно широкого образца SnW5 также хорошо описывается линейной асимптотикой по формуле (7): $V = 1,413(I - 3,1) \text{ мкВ}$ ($I_c(T = 3,726 \text{ К}) = 3,1 \text{ мА}$) и параболической асимптотикой, аналогичной формуле (13):

$$V = \frac{C}{C_2} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{(I - 0,76I_m)^2}{1 - T/T_c}. \quad (14)$$

Таким образом, можно утверждать, что для широких пленок начальный участок вихревой ВАХ можно описать линейной асимптотической формулой (7) теории вихревого резистивного состояния АЛ, а нелинейный участок — параболической асимптотической формулой

$$V = \frac{C}{C_2} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{(I - 0,8I_m)^2}{1 - T/T_c}.$$

На рис. 5 представлены экспериментальные температурные зависимости максимального напряжения $V_m(T)$ при токе $I_m(T)$, обусловленного движением вихрей в образцах SnW5 и SnW6. Заметим, что критические токи $I_c(T)$ и максимальные токи существования вихревой резистивности $I_m(T)$ этих образцов были подробно исследованы в работе [4]. На рис. 5 видно, что с уменьшением температуры $V_m(T)$ увеличивается. Поведение $V_m(T)$ образца SnW5 довольно хорошо

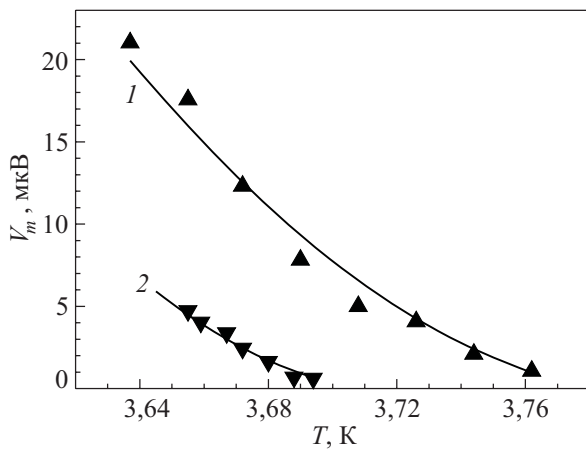


Рис. 5. Температурные зависимости максимального напряжения V_m , возникающего на концах широкой пленки при токе I_m и обусловленного движением вихрей в образцах SnW5 (\blacktriangle) и SnW6 (\blacktriangledown). Теоретические зависимости:

$$V_m = 0,406 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,789)^{-1} I_m^2, \text{ мкВ (кривая 1);}$$

$$V_m = 0,657 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,712)^{-1} I_m^2, \text{ мкВ (кривая 2).}$$

$$\text{Здесь } I_m(T) = 0,314 \cdot 10^4 (1 - T/3,712)^{3/2} \left[\ln \left(\frac{17,2(1 - T/3,712)}{0,01591} \right) \right]^{-1/2}, \text{ мА}$$

для образца SnW6 и $I_m(T) = 0,387 \cdot 10^4 (1 - T/3,789)^{3/2} \times$

$$\times \left[\ln \left(\frac{42,2(1 - T/3,789)}{0,02532} \right) \right]^{-1/2}, \text{ мА для образца SnW5.}$$

описывается асимптотической формулой для большой надкритичности теории АЛ (см. (14)):

$$V_m = 0,704 \cdot 10^{-1} \frac{(I_m - 0,76I_m)^2}{1 - T/3,789}, \text{ мкВ.} \quad (15)$$

Для образца SnW6 экспериментальная зависимость $V_m(T)$ также неплохо совпадает с кривой 2, построенной из теории вихревого резистивного состояния АЛ (см. формулу (13)):

$$V_m = 1,82 \cdot 10^{-1} \frac{(I_m - 0,81I_m)^2}{1 - T/3,712}, \text{ мкВ.} \quad (16)$$

Определенный интерес вызывает температурная зависимость абсолютного максимального сопротивления $R_m = V_m / I_m$, обусловленного вихревым механизмом резистивности в широкой пленке. На рис. 6 показаны экспериментальные температурные зависимости $R_m(T)$ образцов SnW5 и SnW6. $R_m(T)$ образцов SnW5 и SnW6 хорошо совпадают с теоретическими кривыми, построенными из асимптотических формул (15) и (16) для большой степени надкритичности.

Как было показано в разделе 3 (см. (10)), согласно теории АЛ [5], выражение для дифференциального сопротивления линейной асимптотики вихревого участка ВАХ широкой пленки при малой надкритичности

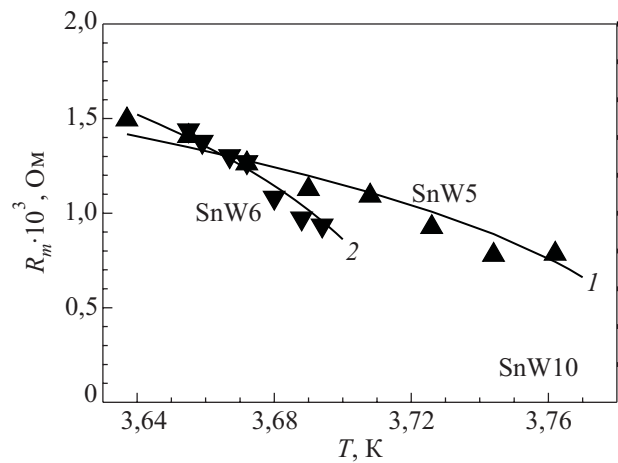


Рис. 6. Экспериментальные температурные зависимости сопротивления пленки $R_m = V_m / I_m$, обусловленного движением вихрей, при максимальном токе существования вихревого состояния I_m для образцов SnW5 (\blacktriangle), SnW6 (\blacktriangledown). Теоретические зависимости R_m , Ом:

$$R_m = 0,406 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,789)^{-1} I_m \text{ мОм (кривая 1);}$$

$$\text{Здесь } I_m(T) = 0,387 \cdot 10^4 (1 - T/3,789)^{3/2} \left[\ln \left(\frac{42,2(1 - T/3,789)}{0,02532} \right) \right]^{-1/2}, \text{ мА}$$

$$R_m = 0,657 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,712)^{-1} I_m \text{ мОм (кривая 2);}$$

$$\text{Здесь } I_m(T) = 0,314 \cdot 10^4 (1 - T/3,712)^{3/2} \left[\ln \left(\frac{17,2(1 - T/3,712)}{0,01591} \right) \right]^{-1/2}, \text{ мА}$$

$(I - I_c \ll I_c)$ будет иметь следующий вид:

$$R_{dL} = \frac{V_{mL}}{I_m - I_c} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_c}{1 - T/T_c} =$$

$$= C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{\lambda_{\perp}(T)}{\lambda_{\perp}(0)} I_c. \quad (17)$$

Для достаточно широких пленок ($w/2\lambda_{\perp} > 5$) критический ток в теории АЛ можно представить следующим образом [5]:

$$I_c = I_c^{AL} = 1,5 I_c^{GL}(0) \sqrt{\frac{\pi\lambda_{\perp}(0)}{w}} (1 - T/T_c). \quad (18)$$

С учетом (17) и (18), дифференциальное сопротивление линейной асимптотики для довольно широких пленок можно представить в следующем виде:

$$R_{dL} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} \frac{I_c^{AL}}{1 - T/T_c} =$$

$$= C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} 1,5 I_c^{GL}(0) \sqrt{\frac{\pi\lambda_{\perp}(0)}{w}}. \quad (19)$$

Из (19) видно, что дифференциальное сопротивление R_{dL} линейного вихревого участка ВАХ для достаточно широких пленок ($w > 10\lambda_{\perp}(T)$), критический ток которых $I_c^{AL}(T)$ соответствует теории АЛ, не должно зависеть ни от температуры, ни от глубины проникновения магнитного поля $\lambda_{\perp}(T)$. В непосредственной близости от T_c критический ток широкой пленки имеет следующий вид [4]:

$$I_c = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2} = I_c(0)(\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{3/2}. \quad (20)$$

Дифференциальное сопротивление линейной асимптотики в этом случае будет выглядеть следующим образом:

$$R_{dL} = C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} I_c(0) \sqrt{1 - T/T_c} =$$

$$= C_2^{-1} \frac{8R_n \xi^2(0)}{c\Phi_0 w} I_c(0) \sqrt{\frac{\lambda_{\perp}(0)}{\lambda_{\perp}(T)}}. \quad (21)$$

Согласно формуле (21), при приближении к T_c дифференциальное сопротивление R_{dL} линейного вихревого участка ВАХ должно уменьшаться.

На рис. 7 приведены зависимости дифференциального сопротивления $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$, где $2\lambda_{\perp}(T)$ — эффективный размер вихря. На рисунке видно, что при достаточно больших ширинах пленки, когда $I_c(T) = I_c^{AL}(T)$ и $w/2\lambda_{\perp}(T) > 5$, экспериментальные значения дифференциального сопротивления линейного участка ВАХ не зависят от $\lambda_{\perp}(T)$ и T . При этом прямые 1, 3 и 5, рассчитанные по формуле (19) из теории вихревого резистивного состояния АЛ, достаточно хорошо совпадают с экспериментальными значениями $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$.

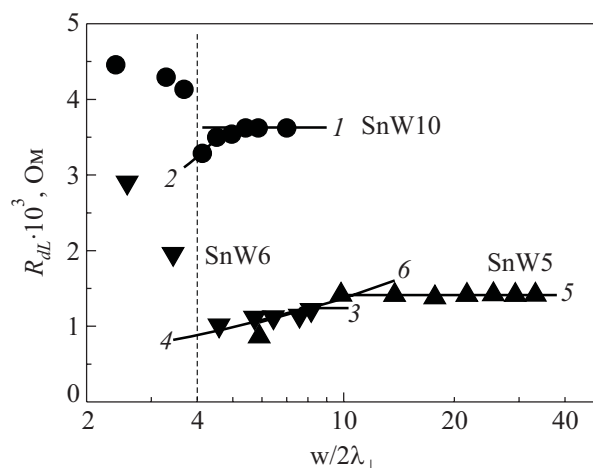


Рис. 7. Экспериментальные зависимости дифференциального сопротивления $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$ линейного вихревого участка ВАХ для образцов SnW10 (●), SnW6 (▼) и SnW5 (▲).

Теоретические зависимости R_{dL} , Ом:

$$R_{dL}(T) = 0,398 \cdot 10^{-1} (1 - T/3,809)^{-1} I_c^{AL}(T) \cdot 10^{-3} = 0,597 \cdot 10^{-1} I_c^{GL}(0) \times$$

$$\times (\pi\lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2} \cdot 10^{-3} = 3,62 \cdot 10^{-3} \text{ Ом — (прямая 1);}$$

Здесь $I_c^{AL}(T) = 9,118 \cdot 10^1 (1 - T/T_c)$, мА.

$$R_{dL}(T) = 0,398 \cdot 10^{-1} (1 - T/3,809)^{-1} I_c(T) \cdot 10^{-3} =$$

$$= 0,235 \cdot 10^2 (\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{1/2} \cdot 10^{-3} \text{ Ом — (кривая 2);}$$

Здесь $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)^{3/2}$, мА.

$$R_{dL}(T) = 0,85 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,712)^{-1} I_c^{AL}(T) \cdot 10^{-3} = 1,275 \cdot 10^{-2} I_c^{GL}(0) \times$$

$$\times (\pi\lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2} \cdot 10^{-3} = 1,24 \cdot 10^{-3} \text{ Ом — (прямая 3);}$$

Здесь $I_c^{AL}(T) = 1,459 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$, мА.

$$R_{dL}(T) = 0,85 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,712)^{-1} I_c(T) \cdot 10^{-3} =$$

$$= 0,102 \cdot 10^2 (\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{1/2} \cdot 10^{-3} \text{ Ом — (кривая 4);}$$

Здесь $I_c(T) = 1,2 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2}$, мА.

$$R_{dL}(T) = 0,757 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,789)^{-1} I_c^{AL}(T) \cdot 10^{-3} = 1,135 \cdot 10^{-2} I_c^{GL}(0) \times$$

$$\times (\pi\lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2} \cdot 10^{-3} = 1,41 \cdot 10^{-3} \text{ Ом — (прямая 5);}$$

Здесь $I_c^{AL}(T) = 1,87 \cdot 10^2 (1 - T/T_c)$, мА.

$$R_{dL}(T) = 0,757 \cdot 10^{-2} (1 - T/3,789)^{-1} I_c(T) \cdot 10^{-3} =$$

$$= 1,249 \cdot 10^1 (\lambda_{\perp}(0)/\lambda_{\perp}(T))^{1/2} \cdot 10^{-3} \text{ Ом — (кривая 6);}$$

Здесь $I_c(T) = 1,65 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2}$, мА.

При повышении температуры $T \rightarrow T_c$ (при этом $w/2\lambda_{\perp}(T)$ уменьшается) наблюдается уменьшение $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$, что согласуется качественно и количественно с теоретическими кривыми (см. рис. 7, кривые 2, 4, 6), рассчитанными по формуле (21). Интересно отметить, что хотя теория АЛ не предполагает наличие зависимости для критического тока широкой пленки, представленной формулой (20), тем не менее ее использование в теории АЛ дает хорошее совпадение с экспериментом.

В непосредственной близости от T_c с повышением температуры ($w/2\lambda_{\perp}(T)$ при этом уменьшается) наблюдается достаточно резкое увеличение экспериментальных значений дифференциального сопротивления. Интересно отметить, что резкое увеличение $R_{dL}(w/2\lambda_{\perp}(T))$ происходит при $(w/2\lambda_{\perp}(T)) < 4$ (см. рис. 7), а вихревое состояние в пленке возникает лишь при $(w/2\lambda_{\perp}(T)) > 2$ [13].

Исследуемые нами пленки находятся под влиянием лишь магнитного поля транспортного тока, которое приводит к образованию цепочки вихрей у краев пленки. Под действием транспортного тока вихри движутся к центру пленки, где аннигилируют с вихрями противоположного направления, образовавшимися у другого края пленки. При малой степени надкритичности силы отталкивания вихрей одного направления не позволяют зародиться у края следующей цепочке, пока не исчезнет в середине первая [5]. Таким образом, вихрь (или антивихрь) в цепочке проходит путь до аннигиляции, равный $r = w/2$, и резистивность всей пленки при малой надкритичности обусловлена только одной цепочкой вихрей и одной цепочкой антивихрей. Условие $(w/2\lambda_{\perp}(T)) < 4$ означает, что вихрь (или антивихрь) до аннигиляции проходит путь меньше, чем два эффективных размера вихря, причем с увеличением температуры (размер вихря $2\lambda_{\perp}(T)$ при этом также увеличивается) этот путь будет сокращаться. В этом случае движущийся вихрь в цепочке занимает место больше половины пройденного им пути. Это приводит, по нашему мнению, к увеличению дифференциального сопротивления пленки.

4. Заключение

Впервые показано, что экспериментальные ВАХ и их параметры для широких сверхпроводящих пленок достаточно хорошо описываются асимптотическими формулами теории вихревого резистивного состояния Асламазова–Лемпицкого [5]. Необходимо заметить, что исследованные пленки являются достаточно хорошими с точки зрения структуры, качества и теплоотвода. При изучении этих образцов получены значения [4] критического тока $I_c^{AL}(T)$ и максимального тока существования вихревой резистивности $I_m(T)$, предсказанные теорией Асламазова и Лемпицкого [5] для широких сверхпроводящих пленок. Дифференциальное сопротивление R_{dL} линейного вихревого участка ВАХ для достаточно широких пленок, критический ток $I_c^{AL}(T)$ которых соответствует теории АЛ, не зависит от температуры, а следовательно, и от глубины проникновения магнитного поля $\lambda_{\perp}(T)$. Однако в непосредственной близости от T_c в области $2 < (w/2\lambda_{\perp}(T)) < 4$ наблюдается резкое увеличение дифференциального сопротивления линейного вихревого участка ВАХ при $T \rightarrow T_c$, не описанное современными теориями.

Автор выражает благодарность Е.В. Безуглому за полезную дискуссию и ценные замечания в ходе написания данной статьи.

1. S.B. Kaplan, *J. Low Temp. Phys.* **37**, 343 (1979).
2. T. Ogushi and Y. Shibuya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **32**, 400 (1972).
3. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Proc. 21st Intern. Conf. Low Temp. Phys.*, Prague, August 8–14, 1996. *Czech. J. Phys.* **46**, 877 (1996).
4. V.M. Dmitriev and I.V. Zolochevskii, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 342 (2006).
5. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
6. D.Y. Vodolazov and F.M. Peeters, *Phys. Rev.* **B76**, 014521-1 (2007).
7. E.V. Bezuglyi and I.V. Zolochevskii, *ФНТ* **36**, 1248 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 1008 (2010)].
8. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
9. Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин, *УФН* **116**, 413 (1975).
10. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **73**, 299 (1977).
11. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **61**, 1221 (1971).
12. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **68**, 1915 (1975).
13. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Безуглый, *ФНТ* **34**, 1245 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 902 (2008)].

The resistive dc state of a wide superconducting film

I.V. Zolochevskii

The current-voltage characteristics (IVC) of wide superconducting vortex films are investigated experimentally as function of temperature. It has been shown for the first time that the experimental I-V characteristics and their parameters are well described by the asymptotic equations of the Aslamazov–Lempitskyi (AL) theory of vortex-resistive state. It is found that for wide films with the critical currents corresponding to the AL theory, the differential resistance of a linear vortex portion in the IVCs is independent of temperature. At higher temperatures, where the critical current $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$, the differential resistance decreases with increasing temperature, in agreement with the AL theory predictions. However, in the immediate vicinity of T_c the differential resistance of the linear vortex portion in the IVC increases at $T \rightarrow T_c$. This phenomenon is not mentioned in current theories of vortex state.

PACS: 74.25.F– Transport properties;
74.25.Uv Vortex phases (includes vortex lattices, vortex liquids, and vortex glasses).

Keywords: wide superconducting film, current-voltage characteristics, Aslamazov–Lempitskyi theory.