

Вихревая резистивность широких сверхпроводящих пленок, обусловленная магнитным полем транспортного тока

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 7 мая 2010 г.

В широком температурном диапазоне экспериментально исследованы резистивные свойства вихревых сверхпроводящих пленок. Показано, что в сверхпроводящих пленках, ширина w которых на порядок больше глубины $\lambda_{\perp}(T)$ проникновения магнитного поля ($w/\lambda_{\perp}(T) > 10$), дифференциальное сопротивление линейного вихревого участка вольт-амперной характеристики (ВАХ) не зависит от температуры, что согласуется с моделью вихревого резистивного состояния Асламазова–Лемпицкого. Однако в непосредственной близости от T_c в области, где эффективный размер вихря и антивихря, создающих в составе цепочек токовую резистивность пленки, превышает половину ширины пленки $4 < w/\lambda_{\perp}(T) < 8$, наблюдается резкое увеличение дифференциального сопротивления вихревого участка ВАХ при $T \rightarrow T_c$, не описанное современными теориями.

В широкому температурному діапазоні експериментально досліджено резистивні властивості вихоревих надпровідних плівок. Показано, що в надпровідних плівках, ширина w яких на порядок більша за глибину $\lambda_{\perp}(T)$ проникнення магнітного поля ($w/\lambda_{\perp}(T) > 10$), диференціальний опір лінійної вихрової ділянки вольт-амперної характеристики (ВАХ) не залежить від температури, що узгоджується з моделлю вихрового резистивного стану Асламазова–Лемпицького. Однак у безпосередній близькості від T_c в області, де ефективний розмір вихору та антивихору, які в складі ланцюжків створюють струмову резистивність, перевищує половину ширини плівки $4 < w/\lambda_{\perp}(T) < 8$, спостерігається різке збільшення диференціального опору вихрової ділянки ВАХ при $T \rightarrow T_c$, не описане сучасними теоріями.

PACS: 74.40.-n Флуктуационные явления.

Ключевые слова: широкая сверхпроводящая пленка, вихревой участок вольт-амперной характеристики, асимптотические формулы теории вихревого резистивного состояния Асламазова–Лемпицкого.

Вихревая резистивность, обусловленная собственным магнитным полем транспортного тока, изучается уже более 40 лет. К сожалению, экспериментальные работы, выполненные несколько десятилетий тому назад, зачастую дают не совсем верные представления об этом явлении. Это связано, прежде всего, с качеством пленок и эффективностью их теплового согласования с подложкой [1]. До настоящего времени нет законченной и общепризнанной теории этого явления. Однако теоретическая модель вихревого резистивного состояния Асламазова–Лемпицкого (АЛ) [2], по нашему мнению, может претендовать на адекватное описание вихревого резистивного состояния, обусловленного движением вихрей собственного магнитного поля

тока в широкой пленке. Экспериментальные исследования резистивных переходов в широких пленках [3,4] подтвердили модельные представления АЛ [2] о неоднородном распределении тока как в докритическом, так и в вихревом состоянии. Однако эти же исследования привели к существенным уточнениям основных положений теории АЛ. Оказалось [4], что вихревая резистивность возникает только при достаточно большой ширине пленки $w > 4\lambda_{\perp}(T)$, а при максимальном токе существования пирл-абрикосовской вихревой резистивности [2,4] I_m широкая пленка переходит не в нормальное состояние, а в безвихревое состояние с линиями проскальзывания фазы (ЛПФ).

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования участка вольт-амперной характеристики (ВАХ) широких сверхпроводящих пленок, который обусловлен движением пирл-абрикосовских вихрей, а также проведен анализ этих результатов на основе теории АЛ [2].

Исследованы сверхпроводящие тонкие пленки олова, приготовленные по оригинальной технологии [4], которая обеспечила минимизацию дефектов как на краю пленки, так и в ее объеме. Это обеспечило соответствие экспериментального значения критического тока I_c^{AL} теории АЛ [2], так как теоретическое значение барьера Бина–Ливингстона, определяющего I_c^{AL} , достижимо лишь для «отполированного» края пленки [5]. Оловянные пленки напылялись на подложки из полированного монокристаллического кварца, что позволило создать эффективное тепловое согласование пленки с подложкой [1]. При измерении ВАХ образцы помещались в двойной экран из отожженного пермаллоя. В районе образца значение магнитного поля было: $H_{vert} = 7 \cdot 10^{-4}$ Э, $H_{hor.} = 6,5 \cdot 10^{-3}$ Э.

Теория вихревого резистивного состояния АЛ не дает резкого кроссовера ВАХ от линейной зависимости к нелинейной. Однако экспериментальные вихревые области ВАХ широких пленок обнаруживают как линейный, так и нелинейный участок. Особенно наглядно это проявляется в не очень широких пленках ($w/2\lambda_{\perp} \sim 5$).

Так, например, в образце SnW10 (ширина которого $w = 7,3$ мкм, длина $L = 88$ мкм, толщина $d = 181$ нм, $R_{4,2} = 0,487$ Ом и $T_c = 3,809$ К) вблизи T_c участки ВАХ, обусловленные движением вихрей, являются исключительно линейными [4], при этом величина $I_m - I_c$ довольно мала. И это неудивительно. Ведь чем уже пленка, тем более однородно распределен в ней ток. И тогда даже небольшого возрастания тока при $I > I_c$ достаточно, чтобы она заполнилась вихрями, и плотность тока в центре пленки достигла критического значения.

В тонких широких пленках магнитное поле тока порождает на ее краях цепочки пирл-абрикосовских вихрей, движение которых поперек пленки приводит к появлению сопротивления.

В работе [2] на основе асимптотического анализа обобщенного уравнения Лондонов получены формулы, которые описывают вихревой участок ВАХ широкой пленки. Так, например, для начального участка ВАХ пленки при малой надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) имеем линейную асимптотическую формулу:

$$V = V_0(I - I_c) / I_c, \quad (1)$$

где $V_0 = 8\Phi_0 I_c^2(T)L / \eta(T)w^2c^3$, L — длина пленки, Φ_0 — квант магнитного потока.

Выражение для максимального тока существования вихревой резистивности $I_m(T)$ получено в виде [2]:

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

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, создаваемая ими посередине пленки плотность тока становится равной плотности тока распаривания. В этом месте 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 [2] 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 [6,7], имеем оценку:

$$\eta = C_2 \Phi_0^2 d / \rho_n \xi^2 c^2, \quad (3)$$

где ρ_n — удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии, C_2 — численный коэффициент, $\xi(T)$ — длина когерентности.

С учетом выражения (3) для коэффициента вязкости асимптотическая формула для начального участка ВАХ широкой пленки при малой надкритичности ($I - I_c \ll I_c$) будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} V &= (8\Phi_0 L / \eta w^2 c^3) I_c (I - I_c) = \\ &= C_2^{-1} A (1 - T / T_c)^{-1} I_c (I - I_c). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $R_n = \rho_n L / wd$ — сопротивление пленки в нормальном состоянии, $A = 8R_n \xi^2(0) / c\Phi_0 w$.

Напряжение при токе I_m с учетом формулы (4) будет равно:

$$V_{mL} = C_2^{-1} A (1 - T / T_c)^{-1} I_c (I_m - I_c). \quad (5)$$

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

$$R_{dL} = V_{mL} / (I_m - I_c) = C_2^{-1} A (1 - T / T_c)^{-1} I_c. \quad (6)$$

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

$$I_c = I_c^{AL} = 1,5 I_c^{GL}(0) (\pi \lambda_{\perp}(0) / w)^{1/2} (1 - T / T_c). \quad (7)$$

С учетом (6) и (7), дифференциальное сопротивление линейной асимптотики для довольно широких пленок можно представить в следующем виде:

$$R_{dL} = C_2^{-1} A(1 - T/T_c)^{-1} I_c^{AL} = 1,5C_2^{-1} A I_c^{GL}(0)(\pi\lambda_{\perp}(0)/w)^{1/2}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что дифференциальное сопротивление R_{dL} линейного вихревого участка ВАХ для достаточно широких пленок, критический ток $I_c^{AL}(T)$ которых соответствует теории АЛ, не должно зависеть от температуры. В непосредственной близости от T_c выражение для критического тока широкой пленки имеет следующий вид [4]:

$$I_c = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}. \quad (9)$$

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

$$R_{dL} = C_2^{-1} A(1 - T/T_c)^{1/2} I_c(0). \quad (10)$$

Согласно формуле (10), при приближении к T_c дифференциальное сопротивление R_{dL} линейного вихревого участка ВАХ должно уменьшаться.

На рис. 1 приведены температурные зависимости дифференциального сопротивления $R_{dL}(T)$. Видно, что при достаточно низких температурах $T < T_{cros2}$, когда $w/\lambda_{\perp}(T)$ велико и $I_c(T) = I_c^{AL}(T)$, экспериментальные значения дифференциального сопротивления линейного участка ВАХ не зависят от T . При этом прямая 1, рассчитанная по формуле (8) из теории вих-

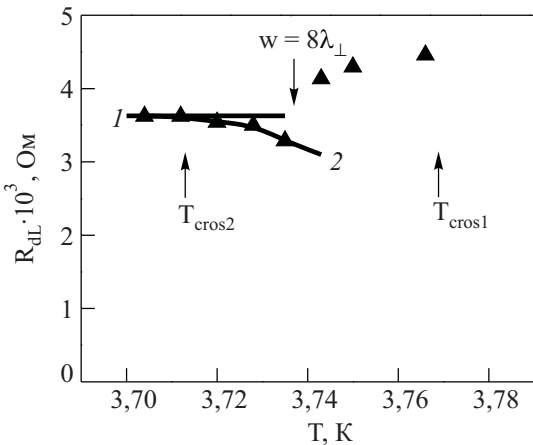


Рис. 1. Экспериментальная температурная зависимость дифференциального сопротивления $R_{dL}(T)$ (▲) линейного вихревого участка ВАХ образца SnW10. Теоретические зависимости $R_{dL}(T)$: $R_{dL}(T) = 0,105 \cdot 0,379(1 - T/3,809)^{-1} I_c^{AL}(T) \cdot 10^{-3} \text{ Ом} = 3,62 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}$ — (прямая 1); Здесь $I_c^{AL}(T) = 9,118 \cdot 10^1 (1 - T/3,809) \text{ мА}$. $R_{dL}(T) = 0,105 \cdot 0,379(1 - T/3,809)^{-1} I_c(T) \cdot 10^{-3}$ — (кривая 2); Здесь $I_c(T) = 5,9 \cdot 10^2 (1 - T/3,809)^{3/2}, \text{ мА}$.

ревого резистивного состояния АЛ, достаточно хорошо совпадает с экспериментальными значениями $R_{dL}(T)$.

При повышении температуры $T \rightarrow T_c$ происходит уменьшение $R_{dL}(T)$, при этом наблюдается хорошее совпадение с теоретической кривой (см. рис. 1, кривая 2), рассчитанной по формуле (10). Интересно отметить, что хотя теория АЛ не предполагает наличие зависимости для критического тока широкой пленки, представленной формулой (9), тем не менее ее использование в формуле (10) из теории АЛ дает хорошее совпадение с экспериментом.

В непосредственной близости от T_c при повышении температуры наблюдается достаточно резкое увеличение экспериментальных значений дифференциального сопротивления пленки. Интересно отметить, что такое возрастание $R_{dL}(T)$ происходит при $w/\lambda_{\perp}(T) < 8$ (см. рис. 1), а вихревое состояние в пленке возникает при $w/\lambda_{\perp}(T) > 4$ и $T < T_{cros1}$ [4]. Здесь T_{cros1} — температура перехода узкий канал–вихревая пленка.

Исследуемые нами образцы находились под влиянием лишь собственного магнитного поля 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 [2]. 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 $(w/\lambda_{\perp}(T)) < 8$ означает, что вихрь (или антивихрь) до аннигиляции проходит путь $r = w/2$, который меньше, чем два эффективных размера вихря. С увеличением температуры размер вихря $2\lambda_{\perp}(T)$ будет увеличиваться, и в конечном итоге движущийся вихрь в цепочке займет место, равное почти полуширине пленки. Это и приводит, по нашему мнению, к увеличению дифференциального сопротивления пленки. При более высоких температурах, когда $(w/\lambda_{\perp}(T)) < 4$, пленка проявляет свойства узкого канала [4].

Важно подчеркнуть, что асимптотическая формула (4) теории АЛ — $V = 0,105 \cdot 0,38(1 - T/3,809)^{-1} I_c(I - I_c) \text{ мкВ}$ (здесь ток в мА) хорошо описывает вихревой участок ВАХ образца SnW10 до температуры $T = 3,737 \text{ К}$ включительно. Заметим, что $w = 8\lambda_{\perp}(3,737 \text{ К})$. Для более высоких температур (в непосредственной близости от T_c) асимптотическая формула теории АЛ количественно не описывает поведение реальной ВАХ.

Таким образом, было показано, что 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. В области более высоких температур, где критический ток пленки $I_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$, наблюдается уменьшение дифференциального сопротивления при повышении температуры. В непосредственной близости от T_c в области $4 < w/\lambda_{\perp}(T) < 8$ наблюдается 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. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
3. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Proc. 21 st Intern. Conf. Low Temp. Phys.*, Prague, August 8–14, 1996. *Cz. J. Phys.* **46**, 877 (1996).
4. V.M. Dmitriev and I.V. Zolochevskii, *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 342 (2006).
5. R.W. De Blois and W. De Sorbo, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 499 (1964).
6. Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин, *УФН* **116**, 413 (1975).
7. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **73**, 299 (1977).

Vortex resistivity of wide superconducting films due to the magnetic field of the transport current

I.V. Zolochevskii

The resistive properties of vortex superconducting films are investigated experimentally in a wide temperature range. It is shown that in superconducting films, whose width w is an order of magnitude greater than the depth $\lambda_{\perp}(T)$ of magnetic field penetration ($w/\lambda_{\perp}(T) > 10$), the differential resistance of the linear vortex part of IVC is independent of temperature, which is consistent with the Aslamazov–Lempitskyi model of vortex-resistive state. In the immediate vicinity of T_c , however in the area where the effective sizes of vortex and antivortex, that induce a film dc-resistivity of in the chains are more than half width of the film with $4 < w/\lambda_{\perp}(T) < 8$, the differential resistance of the linear vortex portion in IVC increases sharply at $T \rightarrow T_c$. This phenomenon has not been described by current theories.

PACS: **74.40.-n** Fluctuation phenomena.

Keywords: wide superconducting film, the vortex portion in IVC, asymptotic equations of theory of Aslamazov–Lempitskyi vortex-resistive state.