

Влияние электромагнитного облучения метрового диапазона на вольт-амперные характеристики широких сверхпроводящих пленок

И.В. Золочевский, А.В. Терехов, Е.В. Безуглый, Л.А. Ищенко, Е.В. Христенко

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

Статья поступила в редакцию 1 апреля 2019 г., после переработки 23 мая 2019 г.,
опубликована онлайн 27 сентября 2019 г.

Экспериментально исследовано влияние электромагнитного поля метрового диапазона (десятки МГц) на вольт-амперную характеристику (ВАХ) широкой пленки. Показано, что под воздействием электромагнитного облучения метрового диапазона (МД) область вихревой резистивности значительно расширяется за счет быстрого подавления критического тока при более медленном изменении верхней границы устойчивости вихревого состояния. Найдено, что с увеличением мощности облучения МД структура ВАХ, связанная с линиями проскальзывания фазы, размывается и в конечном итоге исчезает. Предложена модель ВАХ пленки в адиабатическом режиме, объясняющая эффекты размывания ступеней напряжения и подавления критического тока.

Ключевые слова: сверхпроводящие пленки, резистивное вихревое состояние, высокочастотное электромагнитное облучение.

Механизмы воздействия электромагнитного облучения на сверхпроводящую пленку можно разделить на две группы: болометрические и неболометрические. Болометрические механизмы, обусловленные перегревом электронной системы, достаточно хорошо изучены [1,2]. Исследования же неболометрических (неравновесных) эффектов воздействия электромагнитного поля являются актуальными и в настоящее время, поскольку они выявляют микроскопические механизмы электромагнитного отклика и релаксации квазичастиц и параметра порядка, которые важны для эффективной работы сверхпроводящих датчиков электромагнитного излучения. Исторически традиционными объектами исследования этих эффектов являлись узкие пленки (сверхпроводящие каналы) в диапазоне частот $\gtrsim 1\text{--}10$ ГГц, что было в основном обусловлено интересом к явлениям стимуляции сверхпроводимости СВЧ полем. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию влияния высокочастотного поля на резистивное состояние широких сверхпроводящих оловянных пленок в сравнительно малоисследованном метровом диапазоне (десятки МГц) или по международной классификации диапазоне ОВЧ (очень высоких частот).

При изготовлении пленок использовалась оригинальная технология [3], обеспечивающая высокое качество их краев и однородность толщины, что подтверждалось хорошим совпадением экспериментально измеренных значений и температурных зависимостей их критических токов [3,4] с расчетными данными, полученными из теории Асламазова–Лемпицкого [5,6] для бездефектных пленок. Пленки напылялись на подложки из оптически полированного монокристаллического кварца, что обеспечивало эффективный теплоотвод [7] и отсутствие перегрева. Резистивное токовое состояние таких пленок реализуется благодаря вязкому движению решетки перловских вихрей [8–10] и возникновению линий проскальзывания фазы (ЛПФ), причем эти механизмы включаются последовательно по мере возрастания транспортного тока. Вначале, при достижении током критического значения I_c , когда плотность тока на краях пленки приближается к плотности тока распаривания j_c^{GL} теории Гинзбурга–Ландау, краевой энергетический барьер для проникновения вихрей исчезает, и в пленку с разных краев начинают проникать вихри с противоположными знаками [5,11], что приводит к возникновению вихревого резистивного участка на вольт-амперной характеристике (ВАХ). Аннигиляция

вихрей в центре пленки порождает пик плотности тока [5,12], что было продемонстрировано в экспериментах [13]. При достаточно большом значении транспортного тока I_m высота этого пика достигает j_c^{GL} , и вихревая решетка становится неустойчивой [5], что приводит к образованию ЛПФ и скачкам напряжения на ВАХ.

Получение однородных широких пленок с ровными краями является достаточно сложной задачей, поэтому вначале изучались пленки с большим количеством дефектов. Так, в работе [14] при исследовании поглощения ВЧ поля вихрями в пленках $Pb_{0,83}In_{0,17}$ и $Nb_{0,95}Ta_{0,05}$ с большим числом центров пиннинга было найдено, что воздействие переменного поля при частотах выше некоторой частоты $f_0 \sim 3,9\text{--}15$ МГц вызывает депиннинг вихрей, вследствие чего возникает вихревая резистивность, и поглощаемая мощность увеличивается. Однако при изучении влияния микроволнового поля СВЧ диапазона (1–15 ГГц) на вихревое резистивное состояние в наших пленках с малым числом дефектов [15] был обнаружен обратный по сравнению с [14] эффект: подавление вихревой резистивности электромагнитным полем. Было показано, что с увеличением мощности СВЧ облучения P резистивный вихревой участок ВАХ уменьшается, а при $P \geq 0,4P_c$ (P_c — мощность, при которой критический ток обращается в нуль) вихревой механизм резистивности исчезает. Вопрос о влиянии на вихревую резистивность электромагнитного поля более низкой частоты оставался открытым, что и вызвало наш интерес к исследованию резистивного состояния пленок при их облучении электромагнитным полем ОВЧ диапазона.

Мы исследовали оловянные пленки шириной 18–42 мкм, длиной около 90 мкм и толщиной 120–330 нм, при этом результаты имели хорошую воспроизводимость. На рис. 1 представлены семейства ВАХ образца Sn4w (ширина 42 мкм, длина 92 мкм, толщина 120 нм, температура сверхпроводящего перехода $T_c = 3,795$ К, нормальное сопротивление 0,14 Ом при $T = 4,2$ К), измеренные при различных уровнях мощности облучения на частотах 35,5 МГц (а) и 5,56 ГГц (б). Для первой ВАХ мощность облучения равна нулю, а для остальных она возрастает с увеличением порядкового номера ВАХ. При измерении ВАХ четырехзондовым методом образцы помещались в двойной экран из отожженного пермаллоя, который снижал магнитное поле в районе образца до значений $H_{\perp} = 7 \cdot 10^{-4}$ Э, $H_{\parallel} = 6,5 \cdot 10^{-3}$ Э. Электрическая компонента электромагнитного поля облучения была направлена параллельно транспортному току. Поскольку длина исследуемой пленки составляла менее 1% от минимальной длины волны, высокочастотный ток $I_f \sim \sqrt{P}$, протекающий через образец, в каждый момент времени был практически одинаков по всей длине пленки.

Как видно на рис. 1(б), под действием СВЧ облучения ($f = 5,56$ ГГц) резистивность пленки, обусловлен-

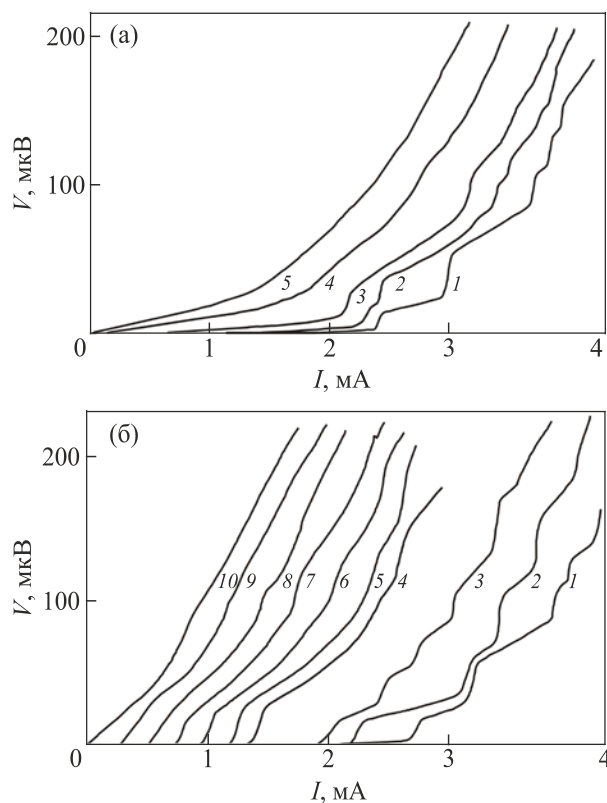


Рис. 1. Семейства экспериментальных вольт-амперных характеристик широкой (42 мкм) пленки Sn4w при различных уровнях мощности электромагнитного излучения ОВЧ диапазона $f = 35,5$ МГц, $T = 3,747$ К (а) и СВЧ диапазона $f = 5,56$ ГГц, $T = 3,744$ К (б). Для ВАХ №1 мощность облучения $P = 0$, а для остальных она возрастает с увеличением порядкового номера.

ная движением вихрей (начальный участок ВАХ №1), при включении мощности быстро исчезает, в соответствии с более ранними результатами [15], а дальнейшее увеличение мощности приводит лишь к уменьшению тока возникновения первой ЛПФ I_m . Воздействие на сверхпроводящую пленку переменного электромагнитного поля ОВЧ диапазона ($f = 35,5$ МГц, рис. 1(а)) радикально отличается: критический ток $I_c(P)$ с увеличением мощности уменьшается гораздо быстрее, чем I_m , вследствие чего начальный участок ВАХ существенно удлиняется, а его наклон возрастает, причем большая часть этого участка, начиная с $I_c(P)$, остается линейной. Кроме того, скачки напряжения, обусловленные последовательным возникновением ЛПФ, с увеличением мощности ОВЧ облучения размываются и в конечном итоге исчезают, в то время как при СВЧ облучении этот эффект выражен заметно слабее. Аналогичный эффект размывания скачков напряжения в области ОВЧ (75 МГц) был ранее обнаружен на узких каналах, где ВАХ формировалась центрами проскальзывания фазы, а вихревая резистивность отсутствовала [16].

Переходя к обсуждению полученных результатов, укажем, что фундаментальную роль при формировании

отклика сверхпроводника на переменное поле играет время релаксации параметра порядка τ_Δ [17,18], которое вблизи T_c связано со временем энергетической релаксации электронов τ_ϵ соотношением $\tau_\Delta \approx 1,2\tau_\epsilon(1-T/T_c)^{-1/2}$. Для наших образцов и температур $\tau_\epsilon = 4,3 \cdot 10^{-10}$ с [19], а время релаксации параметра порядка $\tau_\Delta \approx 4,2 \cdot 10^{-9}$ с. Таким образом, в СВЧ диапазоне время релаксации τ_Δ оказывается большим по сравнению с периодом электромагнитной волны ($\approx 2 \cdot 10^{-10}$ с), вследствие чего параметр порядка $\Delta(t)$ не успевает сильно изменяться за период колебаний СВЧ поля и испытывает лишь слабые осцилляции около среднего значения $\bar{\Delta}$, которое определяется средней интенсивностью переменного поля [18]. Поэтому влияние переменного поля на скачки напряжения, обусловленные возникновением ЛПФ, в высокочастотном пределе $\omega\tau_\Delta \gg 1$ сводится в основном к уменьшению тока I_m вследствие подавления $\bar{\Delta}$. Возможной причиной исчезновения вихревой резистивности может являться быстрое колебательное движение вихрей, вызванное СВЧ током с малым периодом. Это препятствует образованию новых вихрей на краях пленки, которое, согласно [5], требует гораздо более длительного времени порядка τ_Δ (см. подробное обсуждение в [15]).

В области ОВЧ диапазона, когда времена релаксации параметра порядка и формирования вихрей малы по сравнению с периодом электромагнитной волны ($\approx 3 \cdot 10^{-8}$ с), параметр порядка и вихревая структура почти адиабатически следуют за изменениями поля. В этом случае можно полагать, что в каждый момент времени t пленка находится в локально-установившемся квазистатическом режиме со значением полного тока $I_{tot}(t) = I + I_f \sin \omega t$. Таким образом, как только сумма транспортного тока I и амплитуды переменного тока I_f начинает превосходить критический ток образования вихрей $I_c(0)$ в отсутствие поля, в пленке возникает вихревая резистивность, а соответствующий критический ток

$$I_c(P) = I_c(0) - I_f \quad (1)$$

достаточно быстро уменьшается с ростом мощности, что и наблюдалось в эксперименте. Обратим внимание, что соотношение (1) позволяет оценить недоступную для непосредственного измерения величину возбуждаемого в пленке переменного тока I_f для каждой экспериментальной ВАХ (рис. 1(a)). В частности, критический ток пленки должен обращаться в нуль при значении $I_f^{(c)}$, равном критическому току $I_c(0)$ в отсутствие накачки, который в нашем эксперименте составляет приблизительно 2,1 мА. Аналогичные соображения можно применить и для описания формы ВАХ пленки, используя тот факт, что в адиабатическом пределе мгновенная величина напряжения $V_t(I, P)$ близка к его значению $V(I_{tot}(t), 0)$ на ВАХ в отсутствие облучения, соответствующему мгновенному значению полного тока

I_{tot} . Поскольку измеряемая в эксперименте постоянная компонента напряжения является результатом усреднения $V_t(I, P)$ по периоду колебаний поля $T = 2\pi/\omega$,

$$V(I, P) = \int_0^T \frac{dt}{T} V(I + I_f \sin \omega t, 0), \quad (2)$$

каждая точка $V(I, P)$ на ВАХ пленки фактически представляет собой результат определенного усреднения ВАХ $V(I, 0)$ в отсутствие накачки по окрестности транспортного тока I шириной $2I_f$. В частности, это объясняет наблюдаемое в эксперименте размытие скачков напряжения, усиливающееся с ростом мощности.

Результаты численного расчета $V(I, P)$ по формуле (2) с использованием экспериментальной ВАХ при $P = 0$ (кривая 1) и различных значений I_f , представленные на рис. 2, обнаруживают качественное сходство с результатами эксперимента, за исключением того, что размытие скачков напряжения с увеличением мощности наступает гораздо быстрее, чем в эксперименте. Среди возможных причин такого отличия можно, прежде всего, назвать недостаточно низкую частоту облучения (в эксперименте величина релаксационного параметра $\omega\tau_\Delta \approx 0,9$, скорее, соответствует переходному режиму к адиабатическому пределу $\omega\tau_\Delta \ll 1$), а также существование других характерных времен, например, времени пролета вихря τ через пленку, которое по оценкам в [15] может на порядок превышать τ_Δ . Поскольку для этого времени в нашем эксперименте условие адиабатичности $\omega\tau \ll 1$ не выполняется, то предположение о локально-установившемся режиме может нарушаться, и для проверки количественной применимости модели необходимо использование более низкочастотного излучения.

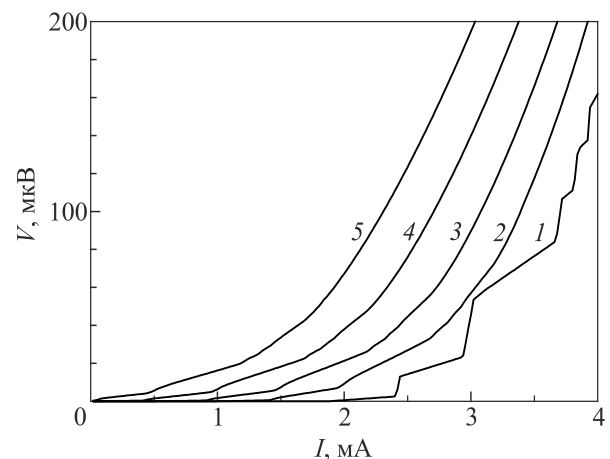


Рис. 2. Расчетные ВАХ (кривые 2–5), полученные из формулы (2) с использованием экспериментальной ВАХ, измеренной при $P = 0$ (кривая 1). Нумерация расчетных ВАХ соответствует различным значениям переменного тока; мА: 1 (2), 1,5 (3), 2 (4), 2,5 (5).

В заключение сформулируем основные результаты и выводы настоящей работы. В то время как облучение широкой пленки электромагнитной волной СВЧ диапазона приводит к подавлению вихревой резистивности на ВАХ пленки, в ОВЧ диапазоне впервые наблюдался противоположный эффект: значительное расширение линейного участка ВАХ, которое может интерпретироваться как более быстрое подавление критического тока проникновения вихрей в пленку $I_c(P)$ по сравнению с верхней границей неустойчивости вихревого состояния I_m , выше которой возникают линии проскальзывания фазы. Показано, что с увеличением мощности ОВЧ облучения ступенчатая структура ВАХ, обусловленная возникновением ЛПФ, размывается и в конечном итоге исчезает. Предложена модель ВАХ пленки в низкочастотном (адиабатическом) режиме как результат усреднения статической ВАХ по колебаниям переменной составляющей тока, качественно объясняющая эффекты размывания ступеней напряжения и быстрого уменьшения критического тока, а также позволяющая оценить амплитуду переменного тока, возбуждаемого в пленке.

1. J. Clarke, G.I. Hoffer, P.L. Richards, and N.H. Yeh, *J. Appl. Phys.* **48**, 4865 (1977).
2. P.L. Richards, J. Clarke, R. Leoni, Ph. Lerch, and S. Verghese, *J. Appl. Phys.* **54**, 283 (1989).
3. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 169 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 127 (2005)].
4. Е.В. Безуглый, И.В. Золочевский, *ФНТ* **36**, 1248 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 1008 (2010)].
5. Л.Г. Асламазов, С.В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
6. Б.Ю. Блок, С.В. Лемпицкий, *ФТТ* **26**, 457 (1984) [*Sov. Phys. Solid State* **26**, 272 (1984)].
7. S.B. Kaplan, *J. Low Temp. Phys.* **37**, 343 (1979).
8. J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
9. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Безуглый, *ФНТ* **34**, 1245 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 982 (2008)].
10. V.G. Kogan, *Phys. Rev. B* **49**, 15874 (1994).
11. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **61**, 1221 (1971) [*Sov. Phys. JETP* **34**, 651 (1973)].
12. E.V. Bezuglyi, *ФНТ* **41**, 777 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 717 (2015)].
13. A.G. Sivakov, A.P. Zhuravel, O.G. Turutanov, and I.M. Dmitrenko, *Czech. J. Phys.* **46**, 877 (1996); А.Г. Сиваков, О.Г. Турутанов, А.Е. Коляно, А.С. Похила, *ФНТ* **44**, 298 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 226 (2018)].
14. J.I. Gittleman and B. Rosenblum, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 734 (1966).
15. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, *ФНТ* **35**, 1089 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 849 (2009)].
16. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Е.В. Христенко, *ФНТ* **12**, 540 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 305 (1986)].
17. J.A. Pals, K. Weiss, P.M.T.M. van Attekum, R.E. Horsman, and J. Wolter, *Phys. Rep.* **89**, 323 (1982).

18. Е.В. Безуглый, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов, Г.Е. Чурилов, А.Ю. Азовский, *ФНТ* **13**, 906 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 517 (1987)].
19. В.М. Дмитриев, И.В. Золочевский, Т.В. Саленкова, Е.В. Христенко, *ФНТ* **31**, 1258 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 957 (2005)].

Вплив електромагнітного опромінення метрового діапазону на вольт-амперні характеристики широких надпровідних плівок

І.В. Золочевський, А.В.Терехов, Є.В. Безуглий,
Л.О. Іщенко, Є.В. Христенко

Експериментально досліджено вплив електромагнітного поля метрового діапазону (десятки МГц) на вольт-амперну характеристику (ВАХ) широкої надпровідної плівки. Показано, що під впливом електромагнітного поля метрового діапазону (МД) область вихревої резистивності значно розширюється внаслідок швидкого пригнічення критичного струму при більш повільній зміні верхньої межі стійкості вихревого стану. Виявлено, що зі збільшенням потужності опромінення МД структура ВАХ, яка пов'язана з лініями проковзання фази, розмивається й зрештою зникає. Запропоновано модель ВАХ плівки в адиабатичному режимі, що пояснює ефекти розмиття сходинки напруги та пригнічення критичного струму.

Ключові слова: надпровідні плівки, резистивний вихровий стан, високочастотне електромагнітне опромінення.

The influence of electromagnetic radiation of the meter range on the current-voltage characteristics of wide superconducting films

I.V. Zolochevskii, A.V. Terekhov, E.V. Bezuglyi,
L.O. Ischenko, and E.V. Khristenko

The effect of the rf electromagnetic field (tens of MHz) on the current-voltage characteristic (IVC) of a wide superconducting film is experimentally investigated. It is shown that under the action of the rf electromagnetic field, the range of vortex resistivity is significantly expanded due to rapid suppression of the critical current with a slower change in the upper stability limit of the vortex state. It was found that with an increase in the rf irradiation power, the structure of the IVC associated with the phase-slip lines is being smoothed and eventually disappears. A model of the IVC of the film in the adiabatic regime is proposed, which explains the effects of smoothing of the current steps and suppression of the critical current.

Keywords: superconducting films, resistive vortex state, high-frequency electromagnetic irradiation.