

## ОСОБЕННОСТИ РЕЗИСТИВНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДВУМЕРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ II РОДА В МАЛЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*А.В.Никулов, Д.Ю.Ремизов, В.А.Обознов\**

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

*\*Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 31 января 1995 г.

После переработки 23 февраля 1995 г.

В аморфных тонких пленках  $\text{NbO}_x$  с малым количеством центров пиннинга в области малых магнитных полей, где вольт-амперные характеристики становятся неомическими, наблюдаются пики сопротивления. Ширина пиков зависит от ширины пленки, а максимальная высота более чем на порядок превышает величину сопротивления течения потока. Высказывается предположение, что наблюдаемое повышение сопротивления связано с переходом двумерных сверхпроводников второго рода в ранее неизвестную фазу.

В данной работе представлены результаты резистивных исследований тонких аморфных пленок  $\text{NbO}_x$  с малым количеством центров пиннинга в магнитных полях, много меньших второго критического поля,  $H_{c2}$ .

Наш интерес к тонким (с толщиной, меньшей или близкой к величине корреляционной длины,  $d \leq \xi$ ) пленкам с малым количеством центров пиннинга связан с выводами флуктуационной теории [1-3] о том, что в двумерных сверхпроводниках II рода флуктуации могут разрушать состояние Абрикосова не только вблизи  $H_{c2}$ , как это имеет место в трехмерных сверхпроводниках, а в широкой области смешанного состояния.

Проведенные ранее исследования [4] показали, что в аморфных пленках  $\text{NbO}_x$  пиннинг появляется не вблизи  $H_{c2}$ , как это наблюдается в объемных сверхпроводниках II рода [5,6], а много ниже  $H_{c2}$ . Как и в работе [5], мы фиксировали пиннинг по появлению неомичности вольт-амперных характеристик в перпендикулярном магнитном поле. В отдельных пленках, которые, как мы предполагаем, имеют наименьшее количество неоднородностей, пиннинг не появляется вплоть до полей, в тысячу раз меньших  $H_{c2}$ . Результаты исследования, в основном этих пленок, представлены в данной работе.

Пленки  $\text{NbO}_x$  получались методом магнетронного распыления Nb в смеси аргона с кислородом. Изменением содержания кислорода в смеси можно изменять его содержание в напыляемой пленке. В данной работе использовались пленки с составом, приблизительно определяемым формулой  $\text{Nb}_{80}\text{O}_{20}$ . Состав был определен методом оже-анализа. Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии, эти пленки имеют аморфную структуру. Критическая температура,  $T_c$ , использованных пленок 1,8–2,8 К,  $dH_{c2}/dT \approx 22$  кЭ/К. Величина второго критического поля определялась из измерений парапроводимости. Толщина пленок 20 нм. Сопротивление в нормальном состоянии 100 Ом/□. Зависимость нормального сопротивления от температуры очень слабая. Его относительное изменение в интервале температур 20–40 К, где сверхпроводящие флуктуации малы, не превышает 0,0002. Сопротивление увеличивается с уменьшением температуры, что может быть связано со слабой локализацией. Для измерения использовались пленочные структуры, полученные методом

литографии (см. рис.1). Проводились резистивные измерения полос шириной  $w = 10$  и  $50$  мкм. Расстояние между потенциальными контактами  $l = 2250$  мкм. Перпендикулярное магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом.

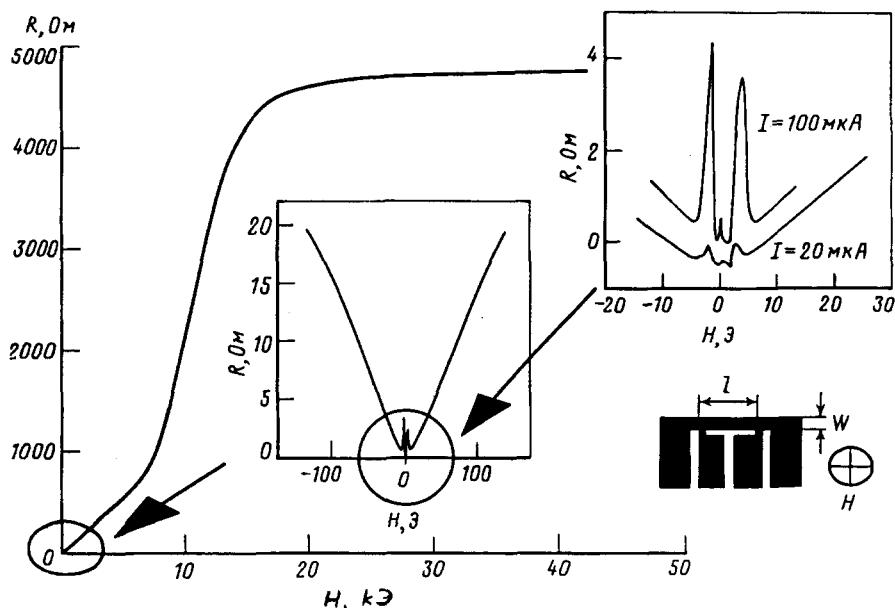


Рис.1. Зависимость сопротивления,  $R = V/I$ , от величины перпендикулярного магнитного поля аморфной пленки  $NbO_x$  с толщиной  $d = 20$  нм и шириной  $w = 50$  мкм при температуре  $T = 1,68$  К;  $T_c = 2,23$  К;  $H_{c2} = 12700$  Э. Расстояние между потенциальными контактами  $l = 2250$  мкм. Зависимость для  $I = 20$  мкА на второй вставке сдвинута по оси  $y$  на  $0,6$  Ом вниз

Проведенные ранее исследования [4] показали, что выше  $H_{c2}$ , в области применимости линейного приближения, зависимость избыточной проводимости от температуры и величины перпендикулярного магнитного поля описывается теорией парапроводимости Ами-Маки [7]. Это подтверждает то, что пленки являются однородными двумерными сверхпроводниками II рода. В критической области, как выше так и ниже  $H_{c2}$ , зависимость избыточной проводимости от температуры и магнитного поля описывается теоретической зависимостью для парапроводимости, полученной при учете взаимодействия флуктуаций в приближении Хартри. Ниже  $H_{c2}$  сопротивление монотонно уменьшается с уменьшением магнитного поля (рис.1). Вдали от  $H_{c2}$  его величина близка к величине сопротивления течения потока (рис.1).

В малых магнитных полях,  $H_w$ , вольт-амперные характеристики становятся неомическими. При этом сопротивление,  $R = V/I$ , измеренное при плотности тока, большей  $10^3$  А/см<sup>2</sup>, не уменьшается, как это наблюдалось в объемных сверхпроводниках [5,8], а увеличивается (см. рис.1,2). Величина  $H_w$  зависит от ширины измеряемой полосы (рис.1,2). Для полосы шириной  $w = 50$  мкм при  $T = 1,68$  К  $H_w = 6$  Э ( $H_{c2} = 12700$  Э,  $T_c = 2,23$  К) (рис.1). В полосе шириной  $w = 10$  мкм при  $T = 1,73$  К  $H_w = 40$  Э ( $H_{c2} = 18000$  Э,  $T_c = 2,65$  К) (рис.2). С увеличением температуры до  $T = 2,18$  К величина этого поля возрастает (рис.2).

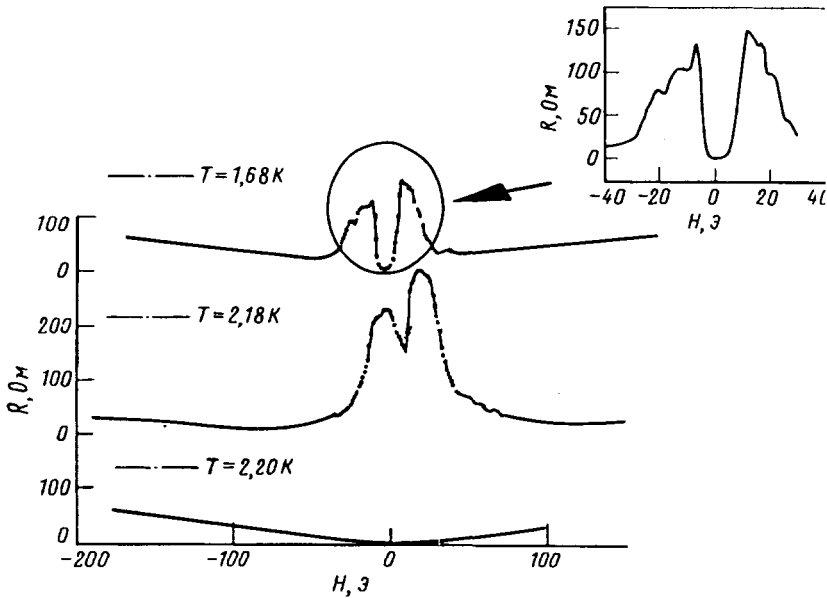


Рис.2. Зависимость сопротивления,  $R = V/I$ , от величины перпендикулярного магнитного поля аморфной пленки  $\text{NbO}_x$  с толщиной  $d = 20$  нм и шириной  $w = 10$  мкм при различных температурах.  $T_c = 2,65$  К;  $(dH_{c2}/dT)_{T=T_c} = -22$  кЭ/К;  $R_n = 23000$  Ом. Расстояние между потенциальными контактами  $l = 2250$  мкм. Величина тока  $I = 12$  мкА

При дальнейшем уменьшении магнитного поля сопротивление,  $R = V/I$ , возрастает, достигает максимума при  $H = H_p$ , а затем резко уменьшается (см. рисунки). В пленке шириной 50 мкм наблюдается один большой максимум в поле, примерно равном  $H_p = 2$  Э при  $T = 1,68$  К (рис.1). Положение этого пика не зависит от величины тока  $I$ , при котором измеряется сопротивление (рис.1). В пленке шириной 10 мкм при  $T = 1,7$  К и  $I = 12$  мкА мы наблюдали три максимума в полях, равных 20 Э, 15 Э и 10 Э. Высота наибольшего максимума достигала, при  $H = H_p = 10$  Э, 150 Ом (рис.2) (сопротивление в нормальном состоянии  $R_n = 23000$  Ом; перед пиками, при  $H = 40$  Э,  $R = 13$  Ом). С уменьшением магнитного поля ниже  $H_p$  сопротивление быстро уменьшается до нуля. Измерения, проведенные на полоске шириной 10 мкм, показали, что в нулевом магнитном поле (без экранирования) величина критического тока может превышать 10 мА ( $5 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>).

С увеличением температуры высота пиков сопротивления возрастает, а затем они резко исчезают (рис.2). В пленке с  $T_c = 2,65$  К пики сопротивления наблюдаются ниже 2,2 К, в пленке с  $T_c = 1,95$  К – ниже 1,45 К.

Пики сопротивления наблюдаются не на всех образцах и имеют различную высоту. Высокие пики наблюдались только в образцах с омическими вольт-амперными характеристиками при  $H > H_w$ .

Плотность измерительного тока не превышает  $10^4$  А/см<sup>2</sup>, что на три порядка меньше тока распаривания и много меньше измеренной величины критического тока  $5 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> в нулевом магнитном поле. Величина магнитного поля, создаваемого этим током на краю пленки, 0,03 Э много меньше масштаба полей, при которых наблюдается описанное выше явление. Поэтому оно не может

быть вызвано известными механизмами диссипации, связанными с индуцированием нормальных областей различного типа (тепловые нормальные домены, краевая инжекция вихрей и антивихрей, линия проскальзывания фазы, диссоциация пар вихрей – антивихрей Костерлица – Таулесса [9]) транспортным током.

Выше  $H_w$  зависимость сопротивления от магнитного поля может быть описана обобщенной формулой Бардина – Стефана:  $R/R_n = k \cdot 2\pi\xi^2 B/\Phi_0 = kn$ , где  $n$  – доля объема пленки, занимаемого нормальной фазой;  $B$  – магнитная индукция;  $\Phi_0$  – квант потока;  $k$  – коэффициент, определяемый различными механизмами диссипации [10], его значение при  $T = 1,7\text{ К}$  равно 0,25. Это близко к величине, измеряемой в аморфных сверхпроводниках [11].

Таким образом, повышение сопротивления ниже  $H_w$  может быть связано с увеличением коэффициента  $k$ , вызванного изменением механизма диссипации, или с увеличением доли объема пленки, занимаемого нормальной фазой. Последнее нам представляется маловероятным, так как согласно термодинамике величина  $n$  должна уменьшаться с уменьшением магнитного поля. Поэтому мы предполагаем, что возрастание сопротивления ниже  $H_w$  связано с изменением механизма диссипации, которое может быть вызвано изменением распределения нормальной фазы в пространстве. Как было показано [3], распределение параметра порядка в пространстве – характеристика менее устойчивая, чем его средняя плотность.

Повышение сопротивления сопровождается качественным изменением – вольт-амперные характеристики становятся неомическими. Это, а также то, что данное явление наблюдается в определенных границах температуры и магнитного поля, позволяет предположить, что оно связано с переходом сверхпроводника в новое состояние.

Отметим, что величина  $H_p$  обратно пропорциональна  $w$ . Такая зависимость положения максимума сопротивления от ширины характерна для перехода Джозефсона. Если предположить, что  $H_p$  соответствует кванту потока,  $\Phi_0$ , то можно оценить эффективную "магнитную" длину  $d_m = \Phi_0/wH_p = 20\text{ Э}\cdot\text{мкм}^2/100\text{ Э}\cdot\text{мкм} = 0,2\text{ мкм}$ .

Мы благодарим М.Т.Гончарова и В.В.Рязанова за проведение измерений образца с  $T_c = 1,95\text{ К}$  А.В.Н. благодарит В.Ф.Гантмахера и В.Н.Зверева за обсуждение результатов работы. Данная работа выполнена в рамках проекта 93195 Российской научно-технической программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

- 
1. K.Maki and H.Takayama, *Progr. Theor. Phys.* **46**, 1651 (1971).
  2. M.A.Moore, *Phys. Rev.* **B39**, 136 (1989); M.A.Moore, *Phys. Rev.* **B45**, 7336 (1992); N.K.Wilkin and M.A.Moore, *Phys. Rev.* **B47**, 957 (1993); J.A.O'Neill and M.A.Moore, *Phys. Rev.* **B48**, 374 (1993).
  3. А.В.Никулов, Тезисы докладов НТ-30, Дубна, 1994, ч.1, с.199.
  4. А.В.Никулов, Д.Ю.Ремизов, В.А.Обознов, Тезисы докладов НТ-30, Дубна, 1994, ч.1, с.197; A.V.Nikulov, D.Yu.Remisov and V.A.Oboznov, *Physica C* **235-240**, 1945 (1994):
  5. В.А.Марченко, А.В.Никулов, Письма в ЖЭТФ **34**, 19 (1981).
  6. В.А.Марченко, А.В.Никулов, ЖЭТФ **86**, 1395 (1984).
  7. S.Ami and K.Maki, *Phys. Rev.* **B18**, 4714 (1978).
  8. В.А.Марченко, А.В.Никулов, ЖЭТФ **80**, 745 (1981).
  9. J.C.Garland and Hu Jong Lee, *Phys. Rev.* **B36**, 3638 (1987).
  10. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин, УФН **116**, 413 (1975).
  11. S.J.Poon and K.M.Wong, *Phys. Rev.* **B27**, 6985 (1993).