

УДК 537.312.62

ПОВЕРХНОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК NbN

*М. Бельски, О. Г. Вендик, М. М. Гайдук, А. Б. Козырев,
С. Г. Колесов, Т. Б. Самойлова, В. А. Сузов*

Исследованы ВЧ—СВЧ свойства гранулированных сверхпроводниковых пленок NbN, полученных методом полно-плазменной технологии на подложках из Si и SiO₂, T_c пленок 7.5—14.3 К, ρ=10⁻⁵÷10⁻⁴ Ом·м, j_c=10⁸÷10⁹ А/м². Проведены измерения активной части поверхностного импеданса пленок в сверхпроводящем состоянии (T=4.2 К) на частотах 0.03—0.3, 5—8, ~60 ГГц и в нормальнопроводящем состоянии (T=300 К) в диапазоне частот 0—1 ГГц. Частотная зависимость ВЧ—СВЧ поверхностного сопротивления в сверхпроводящем состоянии не соответствует частотной зависимости, следующей из известных теорий поверхностного импеданса сверхпроводников. Результаты измерений на постоянном токе свидетельствуют о существовании межгранулярной структуры пленок, обладающих джозефсоновскими свойствами. ВЧ—СВЧ потери в сверхпроводящем состоянии обусловлены джозефсоновскими явлениями в межгранулярных контактах.

Сверхпроводниковые пленки NbN представляются интересным модельным объектом исследования для гранулированных сверхпроводников. Одной из основных характеристик сверхпроводников, определяющих их поведение в ВЧ—СВЧ диапазоне, является поверхностный импеданс $Z=R+iX$. Потери в межгранулярных контактах пленок могут вносить основной вклад в их поверхностное сопротивление как в сверхпроводящем, так и нормальнопроводящем состоянии, определяя ВЧ—СВЧ свойства таких структур [1]. Для пленок NbN в сверхпроводниковом состоянии в литературе практически отсутствуют сведения о ВЧ—СВЧ поверхностном сопротивлении и механизмах, его определяющих. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований статических электрофизических характеристик пленок NbN, свидетельствующих о возможности джозефсоновской связи между гранулами, и результаты измерений их поверхностного сопротивления в ВЧ—СВЧ диапазонах.

1. Общая характеристика пленок. Исследования на постоянном токе

Исследованные пленки NbN получены методом геттерного реактивного распыления ниобиевой мишени в тлеющем разряде на постоянном токе в атмосфере аргона и азота в установке с предельным вакуумом 1.3·10⁻⁴ Па (рабочее давление при распылении 6.7 Па) [2]. В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния марки КЭФ-1.0 толщиной 350 мкм. Перед напылением часть площади пластин кремния подвергалась окислению, что позволило в едином технологическом процессе напылять одновременно пленки NbN на Si и SiO₂ и в дальнейшем проводить исследования пленок на двух типах подложек. Основными варьируемыми параметрами технологического процесса, определяющими свойства пленок, были время напыления (толщина пленок) и температура подложки T_н=400 и 750 °С. Статистически достоверного различия

между параметрами пленок, нанесенных на SiO_2 или Si , замечено не было. Ниже приводятся результаты исследований пленок NbN на SiO_2 .

Пленки имели гранулированную столбчатую структуру со средним размером гранул ~ 50 ($T_{\text{п}}=400^\circ\text{C}$) и ~ 100 нм ($T_{\text{п}}=750^\circ$), разделенных прослойками толщиной $\sim 1\div 2$ нм [2].

На постоянном токе четырехзондовым методом исследовались пленки шириной 70 мкм, длиной 2 мм и толщиной $d=10\div 200$ нм. Критическая температура исследованных пленок лежала в интервале 7.5—14.3 К. На рис. 1 приведены зависимость $T_c(d)$ и данные о ширине сверхпроводящего перехода, определяемого по уровню 0.1 и 0.9 от сопротивления пленки в нормально проводящем состоянии $r_{\text{н}}$. Пунктир со стрелкой на рис. 1 иллюстрирует отсутствие перехода в сверхпроводниковое состояние выше $T=4.2$ К у пленок толщиной ≤ 30 нм, полученных при $T_{\text{п}}=400^\circ\text{C}$.

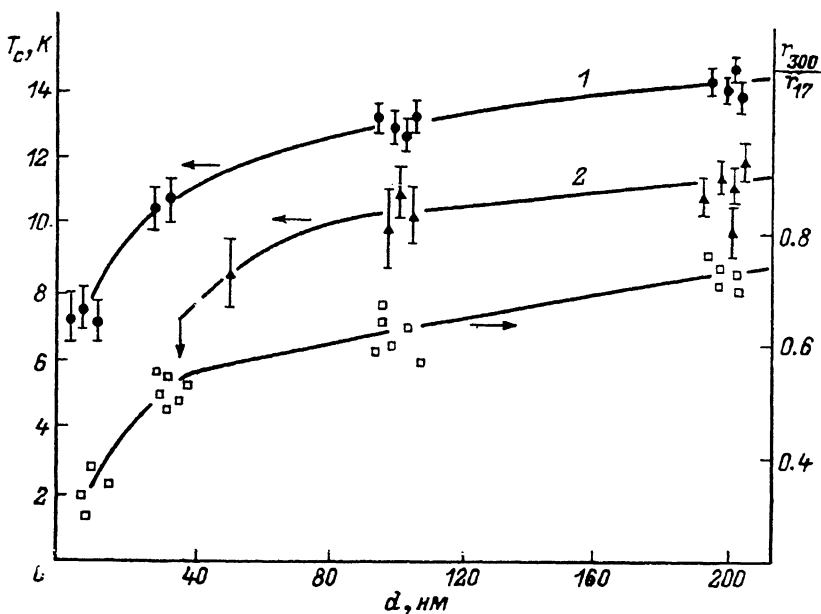


Рис. 1. Зависимость T_c и r_{300}/r_{17} от толщины пленок NbN .

1 — $T_{\text{п}}=750$, 2 — 400°C , линии у точек — ширина сверхпроводящего перехода ΔT_c .

Все исследованные пленки в отличие от чистого массивного NbN имели отрицательный температурный коэффициент сопротивления (ТКС), характеризуемый отношением сопротивления при комнатной температуре r_{300} и при температуре вблизи сверхпроводящего перехода ($T=17$ К) r_{17} . Для исследованных пленок $r_{300}/r_{17}=0.2\div 0.72$. Зависимость $r_{300}/r_{17}(d)$ приведена на рис. 1.

Важной особенностью исследованных пленок является большая величина удельного сопротивления $\rho=10^{-5}\div 10^{-4}$ Ом·м. Такие значения ρ значительно превышают максимально возможную величину $\rho=2.5 \times 10^{-6}$ Ом·м в NbN , рассчитанную в предположении длины свободного пробега, сравнимой с постоянной решетки [3].

На рис. 2 представлена характерная для исследованных пленок вольт-амперная характеристика (ВАХ) при $T=4.2$ К. Особенностью ВАХ является наличие при токах $I > I_{c1}$ ($j_{c1} \sim 10^8\div 10^9$ А/м²) слабой резистивности $r \approx 10^{-3} r_{\text{н}}$. При дальнейшем увеличении тока при $I=I_{c2}$ сопротивление резко увеличивается и пленка переходит в нормальнопроводящее состояние с сопротивлением $r_{\text{н}}$.

На рис. 3 приведена экспериментальная зависимость плотности критического тока j_{c1} (4.2 К) различных пленок от их удельного сопротивления в нормальнопроводящем состоянии при температуре 17 К. Полу-

ченна зависимость близка к характерной для SIS, SNINS, SNIS структур зависимости $j_c \sim r_k^{-1}$ (пунктир), где r_k — сопротивление туннельного контакта в нормальнопроводящем состоянии [4, 5]. Отклонение экспериментальной зависимости $j_c(\rho)$ от гиперболической связано с различием в T_c пленок и погрешностью определения их толщины.

Температурные зависимости плотности критического тока j_{c1} показывают, что для пленок, полученных при $T_n = 750^\circ\text{C}$, зависимость $j_{c1}(T)$ близка к зависимости Амбегаокара—Баратова (А—Б) для SIS структур [4]. Для более дефектных пленок ($T_n = 400^\circ\text{C}$) зависимость $j_{c1}(T)$ вблизи

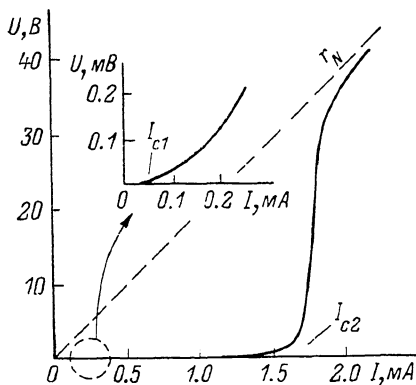


Рис. 2. Характерный вид ВАХ пленок NbN.

T_c близка к зависимости, характерной для SNINS структуры при степени подавления параметра порядка в сверхпроводнике $\gamma \leq 0.1$ [5].

Приведенные выше параметры и характеристики пленок хорошо объясняются с точки зрения свойств гранулированной пленочной структуры, о которой свидетельствуют и электронно-микроскопические исследования. Наличие термоактивационного механизма проводимости в прослойках между гранулами объясняет отрицательный ТКС. Большие значения

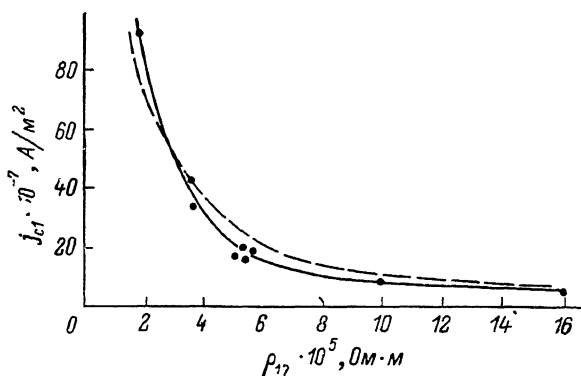


Рис. 3. Зависимость плотности критического тока от удельного сопротивления пленки.

ρ пленки, на 1—2 порядка превосходящие предельно возможное удельное сопротивление в структуре NbN, также обусловлены наличием межгранульных прослоек, превышающих сопротивление гранул. Характер зависимости сопротивления на участке ВАХ $r \ll r_N$ можно связать с разрушением сверхпроводимости межгранульных прослоек, образующих область резистивности поперек пленки. Совпадение обсуждаемых выше зависимостей j_c от ρ и T с соотношениями теории [4, 5] для туннельных структур различного типа свидетельствует о гранулированности пленок, а также о возможности джозефсоновской связи между гранулами.

2. ВЧ—СВЧ исследования

В ВЧ—СВЧ диапазоне было проведено исследование 18 образцов пленок NbN толщиной 10—200 нм с характерными свойствами, рассмотренными выше. В связи со сложностью представления всего объема результатов в настоящей работе приведены результаты ВЧ—СВЧ исследований шести характерных образцов (см. таблицу).

Параметры пленок

№ образца	$T_{\text{д}}, ^\circ\text{C}$	$d, \text{нм}$	$r_{\text{г}}, \text{КОМ}$	$\frac{r_{300}}{r_{17}}$	$T_c, \text{К}$	$\Delta T_c, \text{К}$	$I_{c1}, \text{МА}$	$I_{c2}, \text{МА}$	$H_{c1}, \text{Э}$
							$T = 4.2 \text{ К}$		
1	750	10	33.5	0.2	7.5	1.6	0.15	1.18	—
2	750	30	24.0	0.54	10.5	1.7	0.2	1.8	—
3	750	100	16.4	0.6	12.85	1.4	1.35	3.0	60
4	750	200	5.9	0.71	14.1	0.2	12.9	42.8	80
5	400	100	46.5	—	11.05	2.0	0.27	2.5	—
6	400	200	24.1	—	11.2	1.3	0.46	2.6	30

ВЧ—СВЧ измерения поверхностного сопротивления в сверхпроводящем состоянии R_s пленок NbN проводились при 4.2 К на частотах $f = 30 \div 300$ МГц, 5—8 и ~ 60 ГГц. Величина R_s рассчитывалась по измерению собственной добротности резонаторов со сверхпроводниковой пленкой. Сильное различие частот, на которых проводилось измерение, потребовало реализации измерительных резонаторов различных типов. Корректность методики измерений в каждом диапазоне проверялась эталонными измерениями образцов с известным поверхностным сопротивлением (медь, латунь и др.). В диапазоне 30—300 МГц величина R_s определялась с помощью резонатора в виде разомкнутого на концах отрезка экранированной спиральной линии, изготовленного из сверхпроводящего ниобия. Пленки, нанесенные на сапфировые диски, размещались внутри спирали резонатора перпендикулярно ее оси в области максимума осевой компоненты

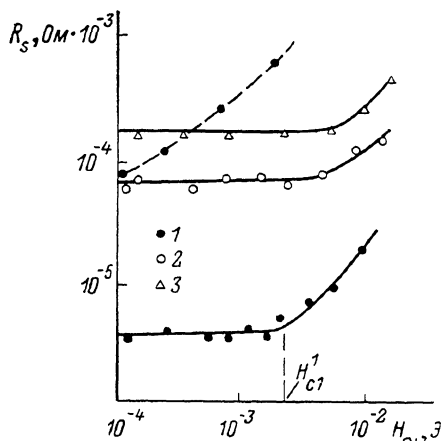


Рис. 4. Зависимость поверхностного сопротивления R_s от амплитуды магнитной составляющей ВЧ поля, перпендикулярной плоскости пленки в резонаторе при 4.2 К.

$f, \text{МГц}: 1 - 37, 2 - 109, 3 - 174$. Сплошные линии — образец № 4, штриховые — № 5.

магнитной составляющей ВЧ поля H_{\perp} . На частоте ~ 60 ГГц R_s определялось по результатам измерения добротности объемного ниобиевого цилиндрического резонатора с типом колебаний H_{011} , одна из торцевых стенок которого заменялась исследуемым образцом.

Измерение поверхностного сопротивления пленок в нормальнопроводящем состоянии R_N проводилось при 300 К на частотах до 1 ГГц. R_N определялось по затуханию сигнала в микрополосковой линии, включенной в коаксиальный тракт.

Характерный вид зависимости R_s от амплитуды магнитной составляющей ВЧ поля в резонаторе для различных частот диапазона 30—300 МГц приведен на рис. 4. При малых уровнях H_{\perp} R_s не зависит от напряженности поля. При значениях $H_{\perp} \geq 2 \cdot 10^{-3}$ Э отчетливо проявляется зависимость R_s от H_{\perp} , связанная с переходом пленки из мейснеровского в смешанное (резистивное) состояние. Значение H_{\perp} , при котором происходит переход из мейснеровского в резистивное состояние H_{c1}^1 , с учетом коэффициента размагничивания образца G связано с величиной первого критического поля на краю пленки $H_{c1} = H_{c1}^1 (1 - G)^{-1}$. Используя оценочное соотношение для $G = 1 - \pi d/D$ [6], где D — диаметр пленочного образца, получим значения H_{c1} для исследованных пленок в интервале $H_{c1} = 50 \div 80$ Э. Для определения H_{c1} использовались результаты измерений на 37 МГц как наиболее точные. Отметим, что не все пленки имели

плоский участок на зависимости $R_s(H_{\sim})$ (пунктир на рис. 4). Его отсутствие наблюдалось на тонких пленках 10—30 нм (образцы № 1, 2) и практически на всех пленках с $d < 100$ нм, полученных при технологических режимах «холодных» подложек ($T_{\pi}=400$ °С). Для тонких пленок возможны два объяснения снижения H_{c1}^I до значений, меньших чувствительности аппаратуры ($\sim 10^{-4}$ Э): 1) большие значения коэффициента размагничивания, 2) большое количество дефектов. Для достаточно толстых ($d=50 \div 100$ нм) пленок на «холодных» подложках, вероятно, справедливо только второе объяснение.

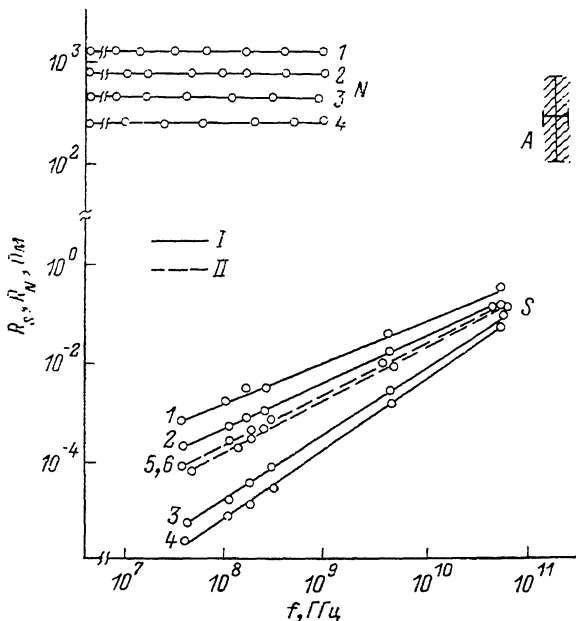


Рис. 5. Частотная зависимость поверхностного сопротивления пленок NbN в сверхпроводящем (4.2 К) и нормальнопроводящем (300 К) состояниях.

1—6 соответствуют номерам образцов в таблице. I — $T_{\pi}=750$, II — 400 °С.

На рис. 5 приведены характерные зависимости поверхностного сопротивления от частоты для пленок, полученных при $T_{\pi}=750$ (№ 1—4) и 400 °С (№ 5, 6). Результаты измерений для пленок 3, 4 и 6 приведены для напряженности переменных полей, при которых пленки находятся в мейснеровском состоянии, т. е. R_s не зависит от H_{\sim} (аналогично зависимости $R_s(H_{\sim})$ при $H_{\sim} < 2 \cdot 10^{-3}$ Э на рис. 4). Для пленок 1, 2 в области частот 30—300 МГц приведены данные, полученные при минимальном (для имеющихся у нас приборов) уровне сигнала.

Из рис. 5 видно, что поверхностное сопротивление уменьшается с ростом толщины пленок. При одинаковых толщинах режиму $T_{\pi}=750$ °С соответствуют на $\sim(1-1.5)$ порядка меньшие значения R_s , чем для пленок, полученных при $T_{\pi}=400$ °С. Необходимо подчеркнуть, что полученная частотная зависимость $R_s \sim f^{0.75+1.33}$ не соответствует квадратичной частотной зависимости, следующей из различных теорий поверхностного импеданса.

На рис. 5 приведены также частотные зависимости поверхностного сопротивления тех же пленок в нормальнопроводящем состоянии $R_N(f)$. Заштрихованная область А соответствует результатам работы [7] по измерению R_N гранулированных пленок NbN в диапазоне 160—240 ГГц. Если учесть, что в [7] исследовались пленки с $\rho \approx 5 \cdot 10^{-6} \div 4.3 \cdot 10^{-5}$ Ом·м, то большие значения R_N наших пленок с $\rho = 10^{-5} \div 10^{-4}$ Ом·м вполне объяснимы. Заметим, что вплоть до частот 10^9 Гц экспериментальные значения R_N соответствовали соотношению $R_N = \rho/d$, справедливому при условии

$\delta \gg d$, где δ — скин-глубина. Учитывая, что ρ , как показано выше, определяется сопротивлением межгранульных контактов, можно сделать вывод, что и ВЧ—СВЧ поверхностное сопротивление в N -состоянии для исследованных пленок определяется межгранульными контактами.

Результаты измерений на постоянном токе гранулированных пленок NbN с $\rho = 10^{-5} \div 10^{-4}$ Ом·м и $T_c = 7.5 \div 14.3$ К свидетельствуют о существовании SIS (SNINS) межгранульной структуры таких пленок, обладающих джозефсоновскими свойствами. Измерения в ВЧ—СВЧ диапазоне пленок в нормальнопроводящем состоянии (300 К) также показывают, что их поверхностное сопротивление определяется потерями в межгранульных контактах. Частотная зависимость ВЧ—СВЧ поверхностного сопротивления в сверхпроводящем состоянии (4.2 К) не соответствует частотной зависимости, следующей из известных теорий поверхностного импеданса. Все это позволяет предположить, что ВЧ—СВЧ потери в сверхпроводящем состоянии обусловлены джозефсоновскими явлениями в межгранульных контактах исследованных пленок.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бельски М., Вендик О. Г., Гайдуков М. М. и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 10, с. 2953—2958.
- [2] Антонова Е. А., Сузов В. А. ФНТ, 1981, т. 7, № 3, с. 1002—1009.
- [3] Ashkin M., Gavalier J. R., Graggi J., Descoux M. J. Appl. Phys., 1984, vol. 55, N 4, p. 1044—1048.
- [4] Ambegaokar V., Baratoff A. Phys. Rev. Lett., 1963, vol. 11, p. 104 (Erratum of Phys. Rev. Lett., 1963, vol. 10, p. 486—491).
- [5] Голубов А. А., Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф. ФНТ, 1984, т. 10, № 8, с. 799—811.
- [6] Ван Дузер Т., Тернер Ч. У. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. М., 1984, с. 340.
- [7] Лыков А. Н., Мотулевич Г. П., Тиханский М. В. и др. Препринт 331. М., ФИАН, 1986.

Ленинградский электротехнический
институт им. В. И. Ульянова (Ленина)
Ленинград

Поступило в Редакцию
7 июня 1988 г.