

05; 09; 12

© 1990 г.

ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПЛЕНКИ НИТРИДА НИОБИЯ

*О. Г. Вендик, А. Карпюк, Л. Ковалевич, А. Б. Козырев,
С. Г. Колесов, Т. Б. Самойлова*

Для пленок NbN гранулированной структуры ($\rho=1-5 \cdot 10^{-5}$ Ом·м, $T_c=11-13$ К) по температурной зависимости резонансной частоты СВЧ микрополосковых резонаторов из нитрида ниобия получены значения глубины проникновения электромагнитного поля. Экспериментальные результаты анализировались на основе теории Амбегаокара—Баратова (АБ). Полученные данные о $\lambda(0)$, дополненные результатами других работ, позволили определить зависимость глубины проникновения поля в тонкие пленки NbN от их параметров ρ и T_c , лежащих в интервале значений $5 \cdot 10^{-7}-5 \cdot 10^{-5}$ Ом·м и $11-17$ К.

Гранулированные пленки NbN, обладая высоким значением СВЧ поверхностного сопротивления в нормальнопроводящем состоянии и сравнительно низким его значением в сверхпроводящем [1], являются перспективным материалом для малошумящих СВЧ устройств управления и ограничения СВЧ микроэлектроники [2]. Важным параметром для определения возможности применения сверхпроводниковых пленок на СВЧ является глубина проникновения в них электромагнитного поля λ . Для гранулированных пленок NbN с высокими значениями удельного сопротивления в нормальнопроводящем состоянии, превышающими максимально возможную величину $\rho=2.5 \cdot 10^{-6}$ Ом·м в негранулированном NbN [3], значение ρ обусловлено не объемными свойствами гранул, а наличием межгранульных контактов, обладающих джозефсоновскими свойствами. Измерению λ в нитриде ниобия ($\rho=1.2-7 \cdot 10^{-6}$ Ом·м) посвящены работы [4, 5], в которых при обработке экспериментальных результатов авторы использовали температурные зависимости λ , следующие из теории БКШ для чистых однородных сверхпроводников в локальном пределе [4] либо из теории ГЛАГ [5], что является некорректным для гранулированных структур, свойства которых определяются межгранульными границами. В настоящей работе результаты измерения температурной зависимости резонансной частоты СВЧ микрополосковых резонаторов из пленок NbN гранулированной структуры с $\rho=1-5 \cdot 10^{-5}$ Ом·м анализировались на основе теории Амбегаокара—Баратова (АБ) для SIS-структур [6]. По экспериментальным данным [5] и настоящей работы получена зависимость $\lambda(\rho/T_c)$, позволяющая оценивать глубину проникновения поля в пленки нитрида ниобия, параметры которых лежат в интервале $T_c \approx 11-17$ К и $\rho=5 \cdot 10^{-7}-5 \cdot 10^{-5}$ Ом·м.

Общая характеристика пленок

Пленки NbN были получены методом геттерного катодного распыления ниобиевой мишени в тлеющем разряде постоянного тока в атмосфере смеси аргона и азота [7]. Пленки осаждались на подложки из сапфира и поликора. В таблице приведены основные параметры (критическая температура T_c , ширина сверхпроводящего перехода ΔT_c , удельное сопротивление при $T=20$ К ρ_{20} и отношение ρ_{300}/ρ_{20}), полученные при измерениях на постоянном токе четырехзондовым методом для трех характерных пленок. Электронно-микроскопические исследова-

Номер образца	d , нм	T_C , К	ΔT_C , К	$\frac{\rho_{20} \cdot 10^3}{\Omega \cdot \text{м}}$	$\frac{\rho_{20}}{\rho_0}$	$\frac{df}{d[\theta^2(T)]}$	$\lambda(0)$, нм
1	130	12.75	0.55	1.9	0.66	$1.15 \cdot 10^8$	810.0
2	100	11.30	0.60	3.7	0.68	$3.5 \cdot 10^8$	1250.0
3	70	10.95	1.50	4.6	0.44	$8.8 \cdot 10^8$	1660.0

дования показали, что пленки NbN имеют гранулированную структуру с гранулами размером 100—400 нм, разделенными непроводящими прослойками толщиной 1—2 нм из атомов примесей внедрения.

Для исследованных нами гранулированных пленок NbN характерны низкие значения критического тока I_C (средняя по сечению пленки плотность критического тока $j_C = 1 - 20 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$), а также близкая к гиперболической зависимость $I_C(\rho)$ [1]. На рис. 1 показаны характерная температурная зависимость I_C для

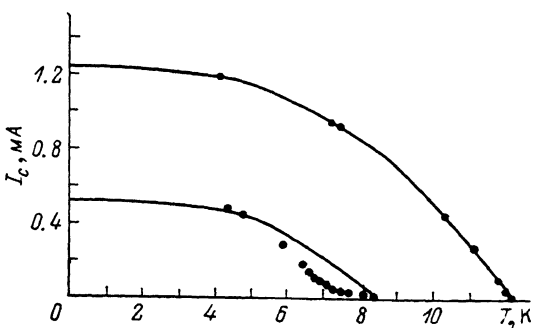


Рис. 1. Температурная зависимость критического тока пленок NbN.

Точки — эксперимент, сплошные кривые — зависимость Абмегакара—Баратова [4], восстановленные по экспериментальным значениям T_C и I_C (4.2 К).

двух пленок NbN толщиной $d = 100$ нм, шириной $W = 70$ мкм с $T_C \sim 12$ и 8 К, а также температурная зависимость критического тока для джозефсоновских переходов типа SIS, соответствующая теории АБ [6] и восстановленная по экспериментальным значениям T_C и I_C (4.2 К) для тех же пленок. Видно, что для пленки с $T_C \sim 12$ К зависимость $I_C(T)$ близка к зависимости АБ. Эти экспериментальные данные позволяют заключить, что исследуемые пленки NbN в S -состоянии представляют собой среду, состоящую из сверхпроводящих гранул с джозефсоновской связью между ними.

Методика и результаты измерений

Для измерения глубины проникновения электромагнитного поля в тонкие пленки NbN использована модифицированная для микрополоскового резонатора методика, предложенная в [4, 8], где λ определялась из температурной зависимости резонансной частоты f_0 контура с сосредоточенными параметрами, индуктивности которого выполнялась из пленки сверхпроводника.

Методом фотолитографии из исследуемых пленок формировались полуволновые микроволновые резонаторы шириной $W = 1$ мм и длиной $l = 7.1$ мм с двумя элементами связи. Основание и экран микрополосковых резонаторов были изготовлены из бескислородной меди и имели электрохимически полированные поверхности. Исследования резонансных характеристик осуществлялись на «проход»; погрешность определения резонансной частоты не превышала 10 %, абсолютная погрешность определения температуры 0.05 К.

На рис. 2 приведены температурные зависимости резонансной частоты f_0 микрополосковых резонаторов, нормированной к резонансной частоте при $T = 4.2$ К. Изменение резонансной частоты микрополоскового резонатора на основе сверхпроводниковой пленки при $T \leq T_C$ определяется изменением глубины проникновения электромагнитного поля в сверхпроводник. По измеренной зависимости $f_0(T)$ и известной зависимости $\lambda(T)$ можно оценить величину $\lambda(0)$ при $T = 0$. В пренебрежении потерями в микрополосковой линии резонансная частота полуволнового резонатора определяется выражением

$$f_0 = \frac{1}{2l} (L_0 C_0)^{-1/2}, \quad (1)$$

где L_0 и C_0 — погонные параметры микрополосковой линии; $L_0 = L_K + L_M + L_r$, L_r — погонная геометрическая индуктивность, определяемая энергией магнитного поля, запасенной в микрополосковой линии вне сверхпроводника; L_M — погонная индуктивность, определяемая энергией магнитного поля, запасенной в сверхпроводнике на глубине λ ; L_K — погонная кинетическая индуктивность, обусловленная инерцией носителей заряда в сверхпроводнике.

Выражение для расчета погонной геометрической индуктивности нашей микрополосковой линии имеет вид [9]

$$L_r = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\ln \frac{8h}{W_1} + \frac{1}{32} \left(\frac{W_1}{h} \right)^2 + \dots \right], \quad (2)$$

где $W_1 = W + (d/\pi) \ln(4\pi W/d + 1)$; h — толщина диэлектрика микрополосковой линии. Значения L_r , вычисленные по (2), для исследованных микрополосковых резонаторов составляли $4.22 \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

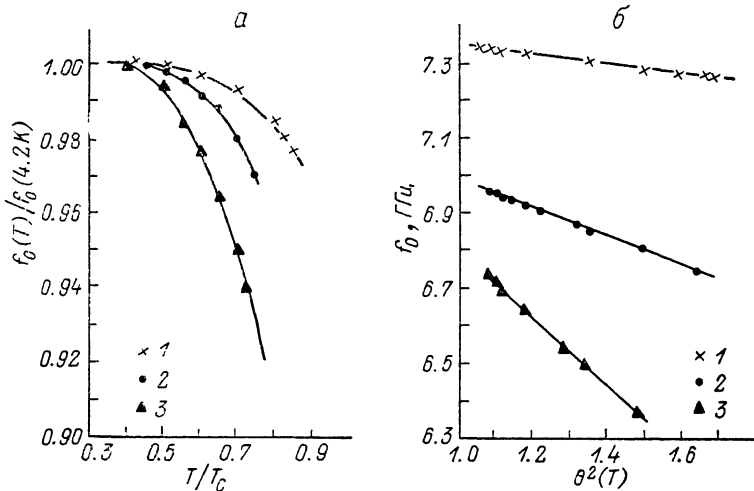


Рис. 2. Температурная зависимость резонансной частоты микрополоскового резонатора из NbN, представленная через относительную температуру T/T_c (а) и функцию $\Theta^2(T)$ (б).

1, 2, 3 — номера исследованных образцов.

Для $d \ll \lambda(T)$ выражение для зависящей от температуры составляющей погонной индуктивности $L_K + L_M = L_r$ сверхпроводниковой микрополосковой линии имеет вид [4]

$$L_r(T) = \frac{\mu_0 \lambda^2(T)}{W \cdot d} \left[\left(\frac{2}{\pi^2} \ln \frac{4W}{d} \right) \right]. \quad (3)$$

Полную индуктивность на единицу длины микрополосковой линии можно представить в виде

$$L_0 = L_r + L_T(0) \cdot \Theta^2(T), \quad (4)$$

где $\Theta(T)$ — функция, определяющая температурную зависимость глубины проникновения электромагнитного поля в сверхпроводник $\lambda(T) = \lambda(0) \cdot \Theta(T)$.

Для исследуемых структур справедливо неравенство $L_r \gg L_T(0) \cdot \Theta^2(T)$, позволяющее записать

$$\frac{df_0}{dL} := - \frac{f_0}{2L_r}. \quad (5)$$

Записав левую часть (5) с учетом (3) и (4), получим выражение для определения $\lambda(0)$

$$\lambda^2(0) = - \left(\frac{df_0}{d[\Theta^2(T)]} \right) \left(\frac{2L_T}{f_0} \right) \left(\frac{Wd\pi^2}{\mu_0 2 \ln \frac{d}{a}} \right). \quad (6)$$

Для однородных БКШ сверхпроводников в локальном пределе $\Theta(T)$ — универсальная функция, табулированная в [10]. В двумерной ($d \leq a$, где a — размер гранулы) гранулированной джозефсоновской среде, характерной для исследованных нами пленок NbN, глубина проникновения определяется выражением [11]

$$\lambda(T) = \left(\frac{d\hbar}{2e\mu_0 I_C} \right)^{1/2} = \lambda(0) \cdot \Theta(T), \quad (7)$$

где I_C — среднее по ансамблю слабых связей значение критического тока. В частности, для одинаковых связей SIS-типа [6]

$$I_C(T) = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta(T)}{eR_N} \operatorname{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}, \quad (8)$$

где k — постоянная Больцмана, $\Delta(T)$ — параметр порядка, R_N — сопротивление слабой связи в нормальном состоянии (в предположении, что пленка представляет собой систему идентичных кубических гранул $R_N = \rho_N/d$).

Подставив (8) в (7), получим функцию, описывающую температурную зависимость λ для гранулированных джозефсоновских структур,

$$\Theta(T) = \left[\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \operatorname{th} \frac{\Delta(T)}{2kT} \right]^{-1/2}. \quad (9)$$

На рис. 2, б показана экспериментальная температурная зависимость резонансной частоты f_0 микрополоскового резонатора, представленная через функцию $\Theta(T)$. Из наклона этой зависимости может быть определен первый множитель в выражении (6). Рассчитанные по формуле (6) с учетом (9) значения $\lambda(0)$ даны в таблице.

Обсуждение результатов

Полученные данные о $\lambda(0)$ для гранулированных пленок NbN, дополненные результатами работы [5], позволяют определить общий вид зависимости глубины проникновения электромагнитного поля для тонких пленок NbN от их парамет-

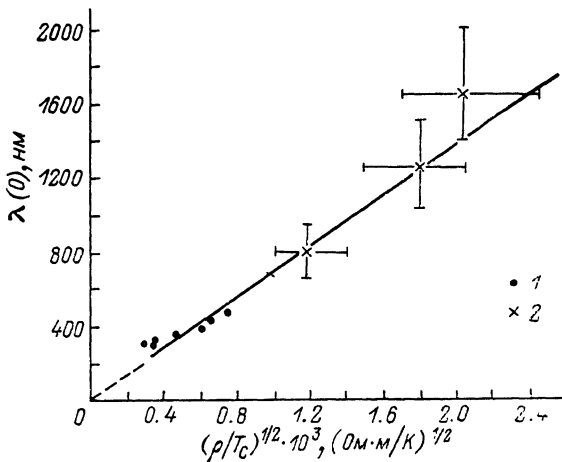


Рис. 3. Зависимость глубины проникновения $\lambda(0)$ от $(\rho/T_C)^{1/2}$.

1 — данные работы [5], 2 — результаты настоящей работы.

ров (ρ , T_C). Из выражения (7) для $\lambda(T)$ гранулированной джозефсоновской среды следует, что

$$\lambda(0) = \left(\frac{d\hbar}{2e\mu_0 I_C(0)} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{\rho}{T_C} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

На рис. 3 показана зависимость $\lambda(0)$ от параметра $(\rho/T_c)^{1/2}$, построенная по результатам работы [5] и нашим данным. Параметры пленок NbN, полученных в [5] реактивным магнетронным распылением, лежат в пределах $\rho=1.2-7 \cdot 10^{-6}$ Ом·м, $T_c=16-13$ К. Из рис. 3 видно, что экспериментальные значения $\lambda(0)$, соответствующие $(\rho/T_c)^{1/2}=0.5-1.9 \cdot 10^{-3}$ Ом·м/К хорошо ложатся на прямую. Указанный на рис. 3 разброс экспериментальных значений $\lambda(0)$ связан с неточностью определения толщины пленок. В области больших значений $(\rho/T_c)^{1/2}$, т. е. для пленок с «ухудшенными» свойствами ($T_c \leq 11$ К, $\rho \approx 10^{-4}$ Ом·м), использование температурной зависимости АБ становится менее корректным из-за образования межгранульных контактов SNIS- или SNINS-типов и влияния эффекта близости на критический ток контактов [12]. В этом случае использование выражения (9) при расчетах дает завышенные значения $\lambda(0)$, о чем свидетельствуют данные по $\lambda(0)$, полученные для пленки 3.

Заключение

Измерены температурные зависимости резонансной частоты СВЧ микрополосковых резонаторов из нитрида ниобия. Анализ экспериментальных данных с использованием теории Амбегаокара—Баратова позволил определить глубину проникновения электромагнитного поля для тонких гранулированных пленок NbN с $\rho=1-5 \cdot 10^{-5}$ Ом·м и $T_c \approx 11-13$ К. Полученные результаты, дополненные экспериментальными данными по пленкам NbN работы [5], позволили получить зависимость $\lambda(0)$ от $(\rho/T_c)^{1/2}$ для значений $\rho=5 \cdot 10^{-7}-5 \cdot 10^{-5}$ Ом·м и $T_c=11-17$ К. Полученная зависимость позволяет оценивать $\lambda(0)$ для пленок NbN на основании непредставляющих сложности резистивных измерений ρ и T_c на постоянном токе.

Список литературы

- [1] Бельски М., Вендик О. Г., Гайдуков М. М. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 11. С. 3286—3295.
- [2] Вендик О. Г., Козырев А. Б. // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1983. Т. 26. № 10. С. 18—28.
- [3] Ashkin M., Gavaler J. R., Graggi J., Descoux M. J. // Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 4. P. 1044—1048.
- [4] Modera J. R., Meservey R., Tedrow P. M. // IEEE Trans. Magn. 1985. Vol. 21. N 2. P. 551—554.
- [5] Shugo Kubo, Masayoshi Asahi, Makoto Nikita, Masaru Igarashi. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 44, N 2. P. 258—260.
- [6] Ambegaokar V., Baratoff A. // Phys. Rev. Lett. 1963. Vol. 11. N 7. P. 104—106.
- [7] Антонова Е. А., Сухов В. А. // Физика низких температур. 1981. Т. 7. № 8. С. 1002—1003.
- [8] Meservey R., Tedrow P. M. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 5. P. 2028—2034.
- [9] Wheeler H. D. // IEEE Trans. Magn. 1965. Vol. 13. N 2. P. 172—175.
- [10] Bardeen J., Schriffer J. R. // Progress in Low Temp. Phys. 1961. Vol. 3. P. 232—238.
- [11] Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. 320 с.
- [12] Голубов А. А., Куприянов М. Ю., Лукачев В. Ф. // Физика низких температур. 1984. Т. 10. № 8. С. 799—811.

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

Поступило в Редакцию
27 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
8 декабря 1989 г.