

УДК 538.945

Ю.П. БАРЫШЕВ, А.Г. ВАСИЛЬЕВ, А.А. ДМИТРИЕВ, М.Ю. КУПРИАНОВ,
В.Ф. ЛУКИЧЕВ, И.Ю. ЛУКЬЯНОВА, А.А. ОРЛИКОВСКИЙ, И.С. СОКОЛОВА

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ЭФФЕКТА ДЖОЗЕФСОНА
В СУБМИКРОННЫХ СТРУКТУРАХ ТИПА $SN-N-NS$

Введение

Долгое время считалось, что мостики переменной толщины (МПТ) типа SN являются наиболее перспективными структурами для различных приложений эффекта Джозефсона. Действительно, первые теоретические оценки [1–3] возможных значений параметров этих структур показали, что МПТ должны обладать высокими значениями характерного напряжения $V_c = I_c R_N$ (I_c – критический ток перехода; R_N – сопротивление перехода в нормальном состоянии) и значительно более низкими, чем в туннельных переходах, значениями емкости. Однако попытки реализации МПТ с удовлетворительными характеристиками наталкивались на трудности, с одной стороны, технологического, а с другой – теоретического характера. Первые были связаны с необходимостью контролируемого воспроизведения малых зазоров (порядка 0,1 мкм) между сверхпроводящими электродами, вторые – с отсутствием обоснованных критериев выбора оптимальной пары S - и N -материалов, образующих переход. Такое положение обусловило преимущественное развитие туннельной технологии.

Последние достижения в области микроэлектроники, позволяющие воспроизводить линии шириной порядка 10 нм, дают возможность изготовления МПТ. Поэтому необходимо достижение более полного понимания процессов, происходящих в этих структурах. В последнее время появились работы [4–6], в которых описаны экспериментальные джозефсоновские МПТ с размерами области слабой связи менее 0,1 мкм. Однако результаты этих работ явились в основном демонстрацией возможностей субмикронной технологии, а вопрос о критериях выбора материалов для электродов и переключки мостика, позволяющих реализовать высокие значения параметра V_c , оставался открытым.

Результаты первых экспериментов с МПТ имели значительные расхождения с теоретическими оценками [1–3], что, на наш взгляд, можно объяснить следующими причинами: несправедливостью "жестких" граничных условий¹, использование которых приводило к завышению в оценках V_c для реальных структур, и отсутствием учета возможного влияния эффективного отталкивания электронов в материале переключки

¹ Имеются в виду условия на гриновские функции F_ω на SN -границе, заключающиеся в равенстве F_ω их равновесному значению в сверхпроводнике, что справедливо, если сверхпроводящие электроды остаются в невозмущенном состоянии.

мостика. Ниже будет показано, что вопрос о граничных условиях непосредственно связан с проблемой выбора материалов электродов и перемычки мостика. Здесь не рассматриваются МПТ из одного материала из-за неприемлемо высоких требований к минимальным размерам слабой связи, а также мостики вертикального типа, технология которых редко является групповой интегральной технологией.

Ниже теоретически обоснованы критерии выбора материалов для $SN-N-NS$ -структур, описана технология их изготовления на примере мостиков переменной толщины $Nb-Al-Nb$, приведены их характеристики и дано экспериментальное подтверждение справедливости найденных критериев выбора материалов, определены направления дальнейших исследований.

1. Модель мостика $SN-N-NS$ и ее описание

На рис. 1 изображена геометрия мостика $SN-N-NS$, где сверхпроводниковый S -слой контактирует по всей поверхности с пленкой N -металла, так что электродом мостика является SN -сэндвич. Предполагается, что в образующих переход S - и N -металлах выполнены условия "грязного" предела, на их границах отсутствуют потенциальные барьеры, а критическая температура N -металла T_{cN} равна нулю. При проведении конкретных расчетов мы пренебрегали подавлением сверхпроводимости электродов как протекающим по ним током, так и за счет обратного влияния перемычки мостика на состояние составных SN -электродов. Сверхпроводящие электроды считаются массивными, т.е. имеющими толщину d_S , превышающую длину когерентности сверхпроводника $\xi(T)$:

$$d_S > \xi(T) = (\pi/2) \xi_S^* (1 - T/T_c)^{-1/2}, \quad \xi_S^* = (D_S/2 \pi T_c)^{1/2}, \quad (1)$$

а толщина нормальной пленки достаточно малой:

$$d_N < \min \{ \xi_S^*, \xi_N^* \}, \quad \xi_N^* = (D_N/2 \pi T_c)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь D_S и D_N — коэффициенты диффузии электронов в S - и N -металлах. Пусть, кроме того, будут выполнены условия квазиодномерности в пленке мостика, т.е. ее ширина w ограничена неравенством

$$w < \lambda_J, \quad (3)$$

где λ_J — джозефсоновская глубина проникновения. При выполнении всех перечисленных условий задача об исследовании стационарных свойств мостиков $SN-N-NS$ сводится к последовательному решению двух одномерных задач в рамках уравнений Узаделя.

Первая задача — исследование эффекта близости в составном SN -электроде и нахождение значений гриновских функций F_ω на SN -границе. Вторая задача — вычисление критического тока перехода по найденным из решения первой задачи значениям F_ω на SN -границе. Эти значения будут меньше, чем в однородном сверхпроводнике, так как за счет эффекта близости в SN -электроде сверхпроводимость S -слоя частично подавляется, что, в свою очередь, приводит к уменьшению значений V_c по сравнению со случаем отсутствия подавления.

Степень этого подавления, как было показано в нашей работе [7], зависит от свойств S - и N -металлов и определяется параметром

$$\gamma_m = \gamma d_N / \xi_N^*, \quad \gamma = \sigma_N \xi_S^* / \sigma_S \xi_N^*, \quad (4)$$

где $\sigma_{N,S}$ — проводимости в нормальном состоянии N - и S -металлов. В этой же работе была исследована зависимость характерного напряжения V_c от параметра γ_m .

В отсутствие подавления сверхпроводимости в электродах ($\gamma_m = 0$, жесткие граничные условия) в пределе больших длин перехода $L \gg \xi_N = (D_N/2 \pi T)^{1/2}$ критический

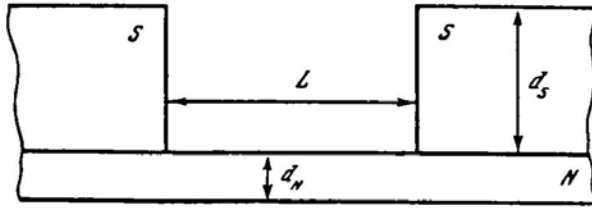


Рис. 1. Схематическое изображение структуры SN-N-NS мостика переменной толщины

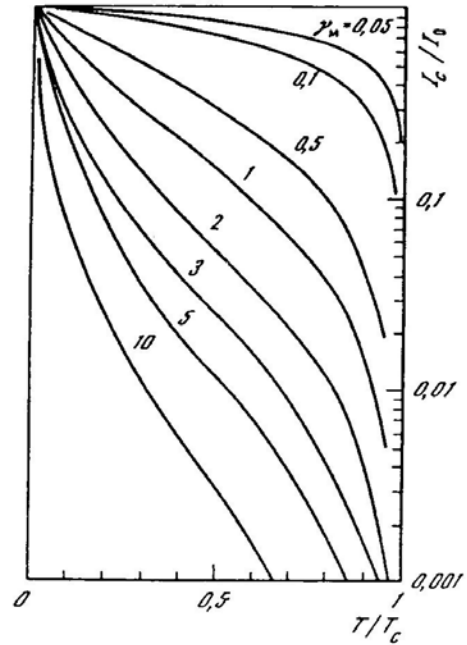


Рис. 2. Отношение критического тока I_c мостика SN-N-NS к его значению I_0 при $\gamma_M = 0$ (см. (5)) как функция температуры и параметра γ_M

ток определяется по формуле [8]

$$I_c = I_0 = \frac{64 \pi T}{e R_N} \frac{\Delta_\infty^2 L / \xi_N \exp(-L / \xi_N)}{\{\pi T + \Delta^* + \sqrt{2} [\Delta^* (\Delta^* + \pi T)]^{1/2}\}^2}, \quad (5)$$

$$\Delta^* = [(\pi T)^2 + \Delta_\infty^2]^{1/2},$$

дающей линейную зависимость $I_c \propto (1 - T/T_c)$ вблизи критической температуры, Δ_∞ — равновесное значение параметра порядка в S-слое.

С ростом параметра γ_M происходит подавление критического тока. На рис. 2 показана температурная зависимость отношения I_c/I_0 для различных значений γ_M [7]. Как видно из рисунка, это подавление тем более существенно, чем ближе T к T_c . Так, для $\gamma_M \approx 1$ в области средних температур ($T \approx T_c/2$) критический ток меньше предельного (см. (5)) на порядок, а при $T \approx 0,9 T_c$ — на два порядка.

В случае конечных длин перехода, как и в случае больших длин уменьшение I_c при фиксированном γ_M наиболее сильно проявляется в области $T \approx T_c$. Однако при относительно малых γ_M и $L \lesssim \xi_N^*$ подавление критического тока за счет эффекта близости в электродах происходит более равномерно во всем температурном интервале. В наиболее интересной области длин $L \lesssim 3 \xi_N^*$ и не слишком высоких температур $T \approx T_c/2$ критический ток уже при $\gamma_M \approx 0,3$ примерно в 2 раза меньше значения, рассчитанного в работе [3] для $\gamma_M = 0$.

Таким образом, развитая теория позволяет сделать важный вывод: жесткие граничные условия и, следовательно, максимальные значения I_c достигаются в мостиках SN-N-NS-типа при достаточно малых значениях параметра γ_M :

$$\gamma_M \lesssim 0,3. \quad (6)$$

Полученные результаты справедливы для случая $T_{cN} = 0$, т.е. эффективная константа электрон-фононного взаимодействия электронов λ_N в материале слабой связи также равна нулю. Ясно, что отличие λ_N от нуля может влиять на значение критического тока, причем в случае $\lambda_N < 0$ (эффективное отталкивание электронов) в сторону его уменьшения. В работе [9] в рамках жестких граничных условий (которые, как показано, справедливы при $\gamma_M < 0,3$) было установлено, что эффективное отталкивание электронов незначительно уменьшает критический ток перехода по сравнению со

случае $\lambda_N = 0$. Удобным параметром, описывающим силу отталкивания, является величина, имеющая размерность температуры

$$T^* = 1,14 \omega_D \exp\{-1/\lambda_N N_N(0)\} \gg \omega_D, \quad \lambda_N < 0, \quad k_B = \hbar = 1, \quad (7)$$

где ω_D — дебаевская частота; $N_N(0)$ — плотность состояний на поверхности Ферми N -металла.

Проведенные расчеты зависимостей $V_c(T)$ для различных значений T_c/T^* показали, что эффективное отталкивание электронов наиболее сильно проявляется в области низких температур $T \lesssim T_c/2$, при этом характерное напряжение V_c уменьшается по сравнению со случаем "истинно нормального" металла ($\lambda_N = 0$) лишь на 20% при достаточно сильном отталкивании $T_c/T^* = 10^{-3}$. Например, для реальных отношений $T_c/\omega_D \approx 0,03$ значение $T_c/T^* = 10^{-3}$ соответствует $|\lambda_N| \approx 0,3$, которое давало бы $T_{cN}/T_c = 0,9$, если бы электроны притягивались с такой силой.

Таким образом, влияние эффективного отталкивания электронов несущественно по сравнению с влиянием эффекта близости в электродах на стационарные свойства $SN-N-NS$ -переходов. Это означает, что для достижения максимальных значений V_c наиболее важно уменьшить влияние эффекта близости в электродах за счет выбора материалов для перемычки и электродов мостика, обеспечивая малость параметра γ_m .

2. Оптимизация параметров мостиков $SN-N-NS$ переменной толщины

Наиболее важными характеристиками джозефсоновских переходов являются характерное напряжение $V_c = I_c R_N$ и сопротивление в нормальном состоянии R_N . Определим, при каких значениях параметров материалов и геометрии мостиков V_c максимально, в то же время сопротивление R_N не очень мало. Отметим, что оптимальные значения параметров зависят от выбора критериев оптимизации.

Поскольку основным механизмом подавления V_c является эффект близости в электродах, в качестве первого критерия потребуем малости этого эффекта, например, будем считать эффект малым, если V_c уменьшается не более чем в 2 раза. Такой критерий является разумным, поскольку, как будет показано ниже, в результате оптимизации он приводит к значениям $V_c \gtrsim 1$ мВ, что является желательным для большинства приложений. Этот критерий, как было показано, выполняется при условии (6).

Все предыдущее теоретическое рассмотрение было проведено в предположении, что: 1) отсутствует подавление сверхпроводимости электродов протекающим током; 2) мало обратное влияние эффекта близости между перемычкой и составным SN -электродом; 3) переход является сосредоточенным. Как было показано в работе [10], эти три условия накладывают дополнительные ограничения на параметр γ_m . Первые два ограничения выглядят следующим образом:

$$\gamma_m \lesssim \begin{cases} L/\xi_N^* \max\{L/\xi_N^*, \xi_S^*/\xi_N^*\}, & \text{при } L \lesssim \xi_N^*, \\ \exp(L/\xi_N^*) \max\{\xi_S^*/\xi_N^*, \exp(L/\xi_N^*)\}, & \text{при } L \gtrsim \xi_N^*, \end{cases} \quad (8)$$

$$\gamma_m \lesssim 0,5 \max\{1, \xi_N^*/L\} \max\{1, \xi_S^*/\xi_N^*\}. \quad (9)$$

Последнее условие (сосредоточенность перехода) существенно зависит от того, находится ли переход над сверхпроводящим экраном или нет:

$$\text{над экраном } \gamma_m \lesssim \frac{\lambda_S}{w} \frac{\lambda_S}{t_e} \frac{\xi_S^*}{\xi_N^*} \begin{cases} L/\xi_N^*, & \text{при } L \lesssim \xi_N^*, \\ \exp(L/\xi_N^*), & \text{при } L \gtrsim \xi_N^*, \end{cases} \quad (10a)$$

Значение параметра $\gamma = \sigma_N \xi_S^* / \sigma_S \xi_N^*$ для различных S- и N-материалов

$\begin{array}{c} S \\ \backslash \\ N \end{array}$				
	Pb ($\rho_{300}/\rho_{10} \approx 10$) ($\lambda_S \approx 30$ нм, $\xi_S^* \approx 93$ нм, $\sigma_S^{-1} \approx 10^{-8}$ Ом·м)	Nb ($\rho_{300}/\rho_{10} \approx 3$) ($\lambda_S \approx 32$ нм, $\xi_S^* \approx 40$ нм, $\sigma_S^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ Ом·м)	Nb ₃ Sn ($\lambda_S \approx 170$ нм, $\xi_S^* \approx 4$ нм, $\sigma_S^{-1} \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$ Ом·м)	NbN ($\lambda_S \approx 600$ нм, $\xi_S^* \approx 4$ нм, $\sigma_S^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-6}$ Ом·м)
моно-Si*				
($n^* \approx 10^{20}$ см ⁻³ , $\xi_N^* \approx 15$ нм, $\sigma_N^{-1} \approx 2 \times$ $\times 10^{-5}$ Ом·м)	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$
поли-Si*				
($n^* \approx 10^{20}$ см ⁻³ , $\xi_N^* \approx 3$ нм, $\sigma_N^{-1} \approx 10^{-5}$ Ом·м)	$3 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	0,2	0,4
n-InAs				
($n^* \approx 2,6 \times$ $\times 10^{18}$ см ⁻³ , $\xi_N^* \approx 60$ нм, $\sigma_N^{-1} \approx 3 \times$ $\times 10^{-6}$ Ом·м [11])	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$

$$\text{без экрана } \gamma_M \leq \frac{\lambda_S^2}{w^2} \frac{\xi_S^*}{\xi_N^*} \begin{cases} L/\xi_N^*, & \text{при } L \leq \xi_N^*, \\ \exp \{L/\xi_N^*\}, & \text{при } L \gg \xi_N^*, \end{cases} \quad (106)$$

где λ_S — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник; t_e — эффективное расстояние до экрана.

Рассмотрим случай мостика над сверхпроводящим экраном и изобразим область, задаваемую неравенствами (6), (8)–(10) на плоскости (γ_M, L) (рис. 3, заштрихована). Поскольку с ростом L происходит экспоненциальное убывание V_c , необходимо выбирать $L \leq \xi_N^*$. Однако уменьшение L для сосредоточенных переходов приводит к сильным ограничениям на γ_M и, кроме того, к уменьшению сопротивления R_N ($R_N \propto L$). Оптимальной длиной с точки зрения этих противоречивых требований является длина $L \approx \xi_N^*$, при этом параметр γ_M должен быть очень малым:

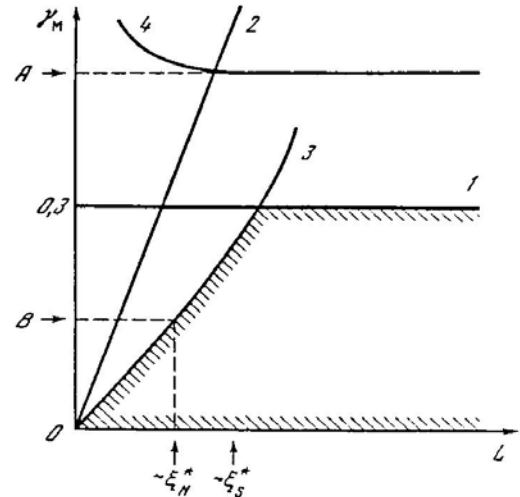
$$\gamma_M \leq \lambda_S^2 \xi_S^* / w t_e \xi_N^*. \quad (11)$$

Проведем оценки параметров для некоторых широко применяемых материалов. В таблице приведены оценочные значения параметра $\gamma = \sigma_N \xi_S^* / \sigma_S \xi_N^*$ для изучавшихся ранее материалов (см. ссылки в работе [10]). Оценим для одной из лучших приведенных пар материалов Nb–InAs [11] параметры мостиков над сверхпроводящим экраном.

Согласно условию (11) для типичных значений $w \approx 2$ мкм, $t_e \approx 0,3$ мкм для мостика Nb–InAs–Nb получим ограничение на γ

$$\gamma \leq \frac{\lambda_S^2 \xi_S^*}{w t_e \xi_N^*} \frac{\xi_N^*}{d_N} \approx 10^{-3} \frac{\xi_N^*}{d_N}, \quad (12)$$

Рис. 3. Диаграмма областей параметров МПТ на плоскости (γ_m, L) , в которых можно пренебречь эффектом близости в электродах (6) (линия 1); подавлением сверхпроводимости электродов током (8) (линия 2); набегом фазы по ширине мостика (10) (кривая 3); эффектом близости между перемычкой и составным SN -электродом (9) (кривая 4) ($A \sim 0,5 \xi_S^*/\xi_N^*$, $B \sim \lambda_S^2 \xi_S^*/w t_e \xi_N^*$). Заштрихованная область соответствует сосредоточенным переходам с максимально возможным значением $I_C R_N$.



из которого получаем ограничение на максимальную толщину N -слоя

$$d_N \leq (d_N)_{\max} \approx 0,3 \xi_N^* \approx 20 \text{ нм.} \quad (13)$$

Сопротивление в нормальном состоянии такого мостика имеет порядок $R_N \approx 10 \text{ Ом}$. Последнее ограничение может быть несколько ослаблено за счет уменьшения ширины мостика w .

Проведенные оценки показывают, что для получения МПТ из широко применяемых материалов с высоким характерным напряжением V_c ($\geq 1 \text{ мВ}$) необходимо создание очень тонких ($\sim 20\text{--}40 \text{ нм}$) нормально проводящих высокоомных слоев с высокой подвижностью носителей. Создание таких слоев нанесением или ионной имплантацией примесей в поверхность полупроводника лежит практически на грани возможностей этих методов. Таким образом, необходим поиск новых возможностей создания таких слоев, обеспечивающих малые значения γ_m . Перспективными материалами с этой точки зрения являются высококачественные монокристаллические слои n -типа с высокой подвижностью электронов на поверхности полупроводников, полученные, например, методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Однако для исследования пригодности какой-либо пары S -и N -материалов в качестве материалов джозефсоновских переходов желательно иметь прямой способ измерения параметра γ_m без измерения определяющих его величин еще до создания самого перехода. Способы измерения параметра γ_m описаны в приложении.

3. Экспериментальная часть

Разработанная технология изготовления мостиков типа $SN-N-NS$ может быть разделена на два самостоятельных этапа: формирование перемычки мостика типа N и формирование сверхпроводящих электродов. Формирование перемычки возможно несколькими способами, один из которых состоит в нанесении и структурировании пленки нормально проводящего металла. В качестве модельного материала перемычки был избран алюминий. Пленки Al толщиной $50\text{--}60 \text{ нм}$ наносились на подогретую до $t = 200 \div 230^\circ \text{C}$ Si -подложку с ориентацией (111) методом электронно-лучевого испарения в условиях "промышленного" вакуума ($7 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$) со скоростью $0,2 \text{ нм/с}$. Для формирования перемычек из Al шириной до 1 мкм использовалась взрывная электронная литография. Хотя мостики с перемычкой из Al являются неоптимальными с точки зрения высоких значений V_c , их исследование позволяет проверить основные выводы развитой выше теории.

Второй этап — создание сверхпроводящих электродов. В качестве материала для электродов использовался ниобий, обладающий высокой критической температурой и хорошими механическими свойствами.

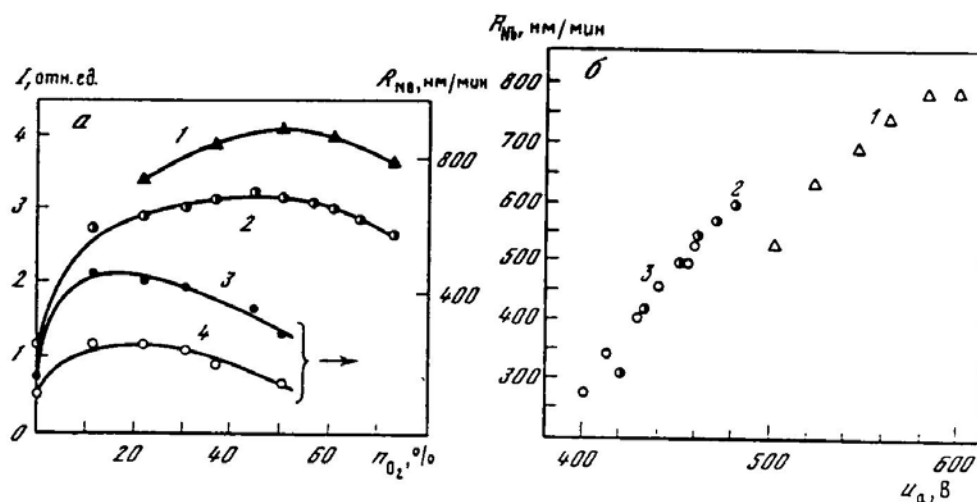


Рис. 4. Зависимости эмиссии CO_2^+ (288 нм) и F (703,7 нм) и скорости травления Nb от содержания O_2 (а), а также зависимость скорости травления Nb от амплитудного значения потенциала области пространственного заряда (б)

а: 1 — CO_2^+ ; 2 — F; 3 и 4 — расход CF_4-O_2 составляет 100 и 25 $\text{см}^3/\text{мин}$ соответственно; б: 1 — давление в камере 20 Па; 2 — 51 Па; 3 — 70 Па

Для получения высококачественных пленок Nb использовались метод конденсации в условиях автоионной бомбардировки и "промышленного" вакуума [12], а также метод электронно-лучевого испарения в условиях высокого вакуума ($10^{-7}-10^{-8}$ Па) с предварительной очисткой поверхности Si ионами Ar^+ с энергией 0,5–0,7 кэВ. Оба метода позволяют получать сверхтонкие (< 200 нм) пленки Nb с малым содержанием внедренных газовых примесей. В первом из методов при интенсивной ионной бомбардировке существенным источником примесей (O, C) является подложка. Поэтому предпочтение было отдано пленкам, полученным в условиях высокого вакуума. Пленки толщиной 200 нм обладали $T_c = 9,0$ К и $R_{300}/R_{10} = 6$.

Наиболее предпочтительным способом микроструктурирования пленок Nb является плазмохимическое травление (ПХТ), так как в отличие от ионного и ионно-химического этот процесс не приводит к заметному ухудшению сверхпроводящих свойств пленок Nb и структуры пленок Al.

С целью выявления влияния параметров плазмохимического процесса на скорость и анизотропию травления было предпринято исследование травления Nb в плазме CF_4-O_2 через маску электронорезиста [13]. Выбор газов определялся высокой селективностью травления Nb в CF_4 по отношению к Al.

Процесс ПХТ изучали в реакторе диодного типа с плоскопараллельными электродами. Образец размещался на нижнем заземленном электроде. Температура образца задавалась равной 20°C и поддерживалась с погрешностью $\pm 1^\circ\text{C}$. Давление в камере меняли в пределах 33–133 Па, мощность генератора — 75–200 Вт, содержание кислорода в смеси — 0–80%. Частота генератора задавалась равной 75 кГц. В процессе травления проводили измерения эмиссионных спектров плазмы в диапазоне длин волн 200–800 нм, контролировали пиковые значения напряжения на аноде (V_p), расход газов.

Момент окончания травления определялся по изменению интенсивностей эмиссии CO_2^+ и F. На рис. 4,а приведены зависимости скорости травления Nb и интенсивности эмиссии CO_2^+ и F от содержания кислорода в газовой смеси CF_4-O_2 . Оценка концентрации атомарного фтора n_F в плазме с калибровкой по Ag методом оптической спектроскопии указывает на почти линейную зависимость n_F от давления в диапазоне $10-10^2$ Па.

Характерна для ПХТ Nb зависимость скорости травления от давления в камере. При уменьшении давления до 20 Па обнаружено резкое увеличение скорости (до



Рис. 5. Микрофотография мостика Nb–Al–Nb переменной толщины

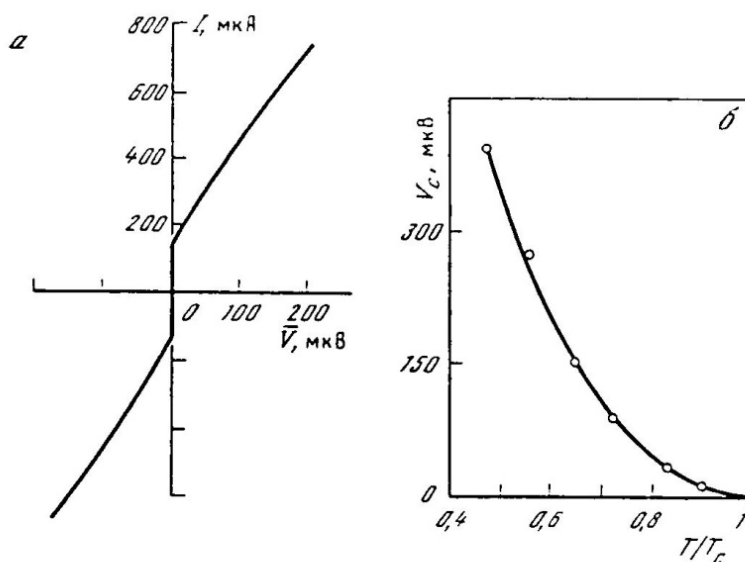


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика мостика Nb–Al–Nb переменной толщины (а) и температурная зависимость характерного напряжения V_c для мостика Nb–Al–Nb (б) ($T_c = 9$ К, $R_N \approx 0,4$ Ом). Сплошная кривая – теоретическая зависимость $V_c(T)$ при $\gamma_M = 1,0$ и $L \ll \xi_N^*$

800 нм/мин) и анизотропии травления, что, по нашему мнению, объясняется усилением роли ионной бомбардировки (например, CF_3^+ [13]) поверхности Nb. Это подтверждается увеличением максимальных напряжений на аноде (до 600 В – см. рис. 4,б) и, следовательно, энергии ионов, ускоряемых в прикатодной области пространственного заряда, а также резким снижением скорости травления Nb, закрытого перфорированным металлическим экраном, захватывающим заряженные частицы.

В результате описанных выше экспериментов найдены режимы, позволившие реализовать селективное анизотропное травление пленок Nb через маску электронорезиста и создать структуры в Nb с минимальным размером щели 0,25 мкм.

Микрофотография перехода Nb–Al–Nb, реализованного методами двукратной

электронной литографии и ПХТ, с $d_N \approx 0,05$ мкм, $d_S \approx 0,2$ мкм, $w = 1$ мкм, $L = 0,25$ мкм приведена на рис. 5.

Типичные значения R_N реализованных переходов составляли 0,1–0,8 Ом. На рис. 6,а представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) перехода при $T = 5,5$ К. Значение V_c составляет примерно 50 мкВ. Столь низкое значение V_c обусловлено сильным эффектом близости в электродах, поскольку алюминий является лучшим проводником по сравнению с ниобием ($\sigma_S \approx 0,1 \sigma_N$ в нашем случае). По этой причине следует ожидать относительно больших значений γ_m . Способы экспериментального измерения этого параметра подробно обсуждаются ниже и требуют дополнительных исследований, которые в данной работе не проводились. Однако даже по имеющимся зависимостям $V_c(T)$ (рис. 6,б) можно оценить γ_m по порядку величины. Считая $L \lesssim \xi_N^*$ и принимая $\Delta_0/e \approx 1$ мВ для Nb, из сравнения с теоретической кривой для $L \lesssim \xi_N^*$ получаем оценку для длины когерентности в Al $\xi_N^* \approx 0,1$ мкм, что по порядку величины согласуется со значением $\xi_N^* \approx (\xi_0 d_N)^{1/2} \approx 0,3$ мкм, где $\xi_0 = 1,6$ мкм – теоретическое значение длины когерентности в чистом массивном алюминии [14].

Заключение

Проведенные в настоящей работе исследования позволяют сделать важный вывод о том, что на современном этапе развития микроэлектроники джозефсоновские МПТ типа $SN-N-NS$ являются перспективными структурами для различных приложений эффекта Джозефсона. Для создания переходов с оптимальными параметрами необходимо выбирать пару S - и N -материалов, обеспечивающих малость параметра γ_m . Оценки, проведенные для широко используемых материалов, показали, что требуется поиск и исследование новых материалов для перемычки мостика. Такие исследования с использованием тестовых структур SN , $SNIN$ и $NSIN$ возможны без непосредственного изготовления самого перехода. Достоинством предложенных методов определения параметра γ_m является возможность учета влияния важнейших технологических факторов, которые было бы трудно учесть, раздельно измеряя определяющие его величины. В качестве перспективных материалов следует отметить узкозонные вырожденные полупроводники с высокой подвижностью носителей, а также силициды тугоплавких металлов.

Выбранные в настоящей работе критерии оптимизации параметров джозефсоновских переходов справедливы для большинства приложений, в частности для их использования в вычислительной технике. Однако существуют некоторые области использования переходов, например стандарты напряжения, для которых требуется определенное абсолютное значение характерного напряжения V_c . Так, для получения максимальной первой ступеньки тока на ВАХ при СВЧ-облучении перехода оптимальным является примерное равенство частоты облучения и характерной частоты джозефсоновского перехода $\omega_c = 2 e V_c / \hbar$. В 3-сантиметровом диапазоне длин волн это условие соответствует значениям $V_c \approx 20$ мкВ, что по порядку величины близко к полученным в настоящей работе для мостиков Nb–Al–Nb.

Мы рассмотрели квазиодномерные структуры планарного типа. Влияние квазидвумерности на основные свойства переходов, как показано в работе [15], не вносит существенных особенностей по сравнению с квазиодномерным случаем. В частности, несмотря на то, что критический ток I_c как функция d_N имеет максимум при $d_N \approx \xi_N^*$, параметр $V_c \approx I_c R_N$ монотонно падает с ростом d_N и не превышает значения для квазиодномерных переходов, как это ошибочно утверждалось в работе [16].

В заключение авторы выражают благодарность академику К.А. Валиеву за постоянное внимание к работе, А.Д. Кривоспицкому за помощь в изготовлении переходов, а также Л.С. Кузьмину за помощь в проведении измерений.

Приложение

Способы измерения параметра γ_M

Измерение критической температуры SN -сэндвича. Известно, что за счет эффекта близости критическая температура T_c^* SN -сэндвича зависит от толщины S -слоя. В пределе $d_S \rightarrow 0$ T_c^* стремится к нулю, а для достаточно толстого слоя сверхпроводника ($d_S \gg \xi_S^*$) значение T_c^* приближается к своему значению в массивном сверхпроводнике. В работе [17] была рассчитана зависимость $T_c^*(d_S)$ для различных значений γ_M , представленная на рис. 7,а. Сравнение экспериментальных зависимостей $T_c^*(d_S)$ для исследуемой пары S - и N -материалов с теоретической дает возможность оценки значения параметра γ_M . Для этого необходимо знать величину ξ_S^* , которая легко может быть найдена по измерениям критического магнитного поля H_{c2} вблизи критической температуры.

Измерение критического магнитного поля SN -сэндвича. Подавление параметра порядка в S -слое сэндвича приводит к изменению критического магнитного поля H_{c2} , которое является функцией толщины d_S и параметра γ_M . Как показано в работе [18], значение этого поля определяется следующими выражениями:

$$H_{c2}(T, d_S) = H_S \frac{4}{\pi^2} (1 - T/T_c) - H_p, \quad H_p = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_S^{*2}} = \frac{\pi^2}{4} T_c \left| \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T=T_c}, \quad (14)$$

$$\sqrt{\frac{H_p}{H_S}} \operatorname{tg} \left(\frac{d_S}{\xi_S^*} \sqrt{\frac{H_p}{H_S}} \right) = \gamma_M \left(1,17 + \frac{2}{\pi^2} \ln(1 + 0,98 \gamma_M^{-2}) \right), \quad (15)$$

где Φ_0 – квант магнитного потока. Полагая формально $T = 0$ в (14), получаем

$$H_p = \frac{1}{T_c} \left| \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T=T_c} - H_{c2}(0, d_S), \quad (16)$$

где $H_{c2}(0, d_S)$ – значение поля, полученного линейной экстраполяцией из области

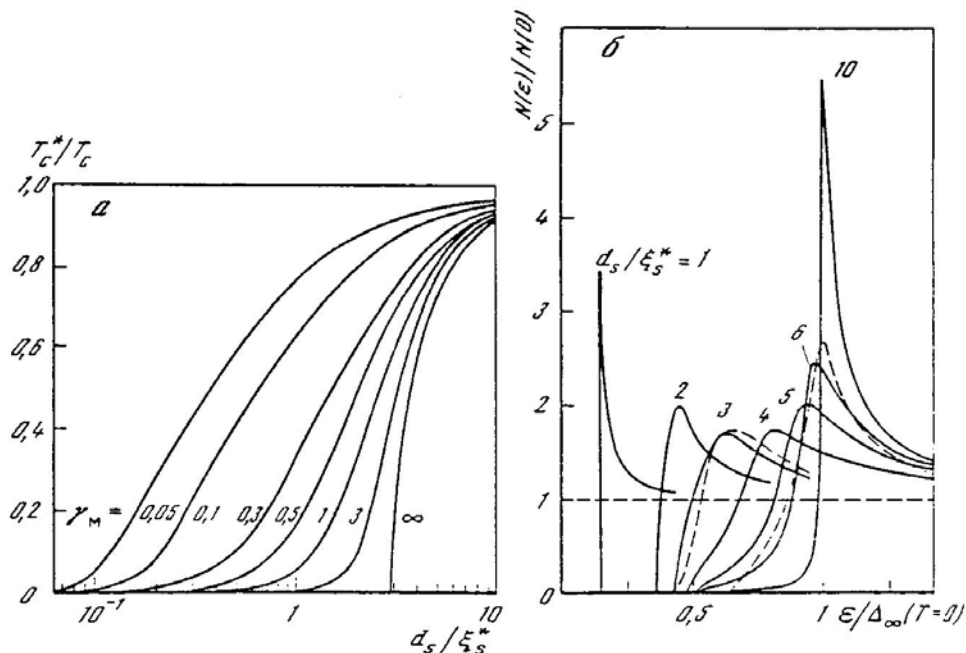


Рис. 7. Зависимости критической температуры SN -сэндвича от толщины S -слоя для различных значений параметра γ_M (а) и плотности состояний $N(\epsilon)$ на границе NS -электрода и изолятора I в $NSIN$ -структуре при $\gamma_M = 0,5$ для различных значений толщины S -слоя и $T \ll T_c$

Штриховые кривые – экспериментальные зависимости для структур $Al-Al_2O_3-PbCd$ [19]

$T \approx T_c$ в область $T = 0$. Параметр γ_m определяется из уравнения (15) после подстановки в него H_p .

Измерение ВАХ туннельных структур $SNIN$ и $NSIN$. Третий способ измерения параметра γ_m состоит в измерении ВАХ туннельных структур $SNIN$ и $NSIN$ (I — изолятор). В работах [20, 21] были рассчитаны плотности состояний $N(\epsilon)$ на границе составного электрода и изолятора для различных значений γ_m . При низких температурах $T \lesssim 0,1 T_c$ первая производная ВАХ $dI/dV(V)$ совпадает с зависимостью $N(\epsilon)$. На рис. 7,б приведены зависимости $N(\epsilon)$ на границе SN -электрода и изолятора I структуры $NSIN$ для различных значений d_S при $\gamma_m = 0,5$. Видно, что по приведенным зависимостям в структурах типа $NSIN$ возможно также и определение длины когерентности в S -слое.

Таким образом, предложенные три метода определения параметра γ_m позволяют изучать эффект близости на границе различных S - и N -металлов и на основе выбранных критериев проводить поиск оптимальных материалов для МПТ типа $NS-N-NS$ еще до изготовления самих переходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лихарев К.К., Якобсон Л.А. Стационарные свойства сверхпроводящих мостиков переменной толщины // ЖТФ. 1973. Т. 45, № 7. С. 1503–1509.
2. Кулик И.О., Омелянчук А.Н. К микроскопической теории эффекта Джозефсона в сверхпроводящих мостиках // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21, № 4. С. 216–219.
3. Лихарев К.К. Соотношение $J_S(\varphi)$ для SNS -мостиков переменной толщины // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, № 1. С. 29–34.
4. Kodama J., Hontsu S., Hirai H. Stable performance Nb variable thickness microbridges type Josephson junctions: a reproducible fabrication technique // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54, N 6. P. 3295–3301.
5. Ono R.H., Sauvageau J.E., Jain A.K. et al. Suspended metal mask techniques in Josephson junction fabrication // J. Vac. Sci. and Technol. B. 1985. Vol. 3, N 1. P. 282–285.
6. De Lozanne A.L., Anklam W.J., Beasley M.R. Series arrays of refractory SNS microbridges // Proc. Intern. Conf. Low Temp. Phys. LT-17. Karlsruhe, 1985. P. 19–20.
7. Голубов А.А., Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф. Влияние эффекта близости в электродах на стационарные свойства $SN-N-NS$ мостиков переменной толщины // Микроэлектроника. 1983. Т. 12, № 4. С. 342–354.
8. Заикин А.Д., Жарков Г.Ф. К теории широких "грязных" SNS контактов // Физика низких температур. 1981. Т. 7, № 3. С. 375–378.
9. Куприянов М.Ю., Лихарев К.К., Лукичев В.Ф. Влияние эффективного взаимодействия электронов на критический ток джозефсоновских слабых связей // ЖЭТФ. 1982. Т. 83, № 7. С. 431–441.
10. Лукичев В.Ф. Теоретическое изучение стационарных свойств джозефсоновских структур с непосредственной проводимостью: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. М., МГУ. 1982. 176 с.
11. Kawakami T., Takayanagi H. Single-crystal n -InAs coupled Josephson junction // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 46, N 1. P. 92–94.
12. Алтухов А.А., Белевский В.П., Валиев К.А. и др. Структура, состав и сверхпроводящие свойства сверхтонких пленок ниобия, конденсированных в условиях автоионной бомбардировки // Микроэлектроника. 1985. Т. 14, № 1. С. 45–49.
13. Барышев Ю.П., Валиев К.А., Мокроусов К.Я. и др. Исследование процесса сухого травления пленок Nb в плазме CF_4/O_2 // Там же. С. 87–90.
14. Ван Дузер Т., Тернер Ч.У. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. М.: Радио и связь. 1984. 344 с.
15. Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф., Орликовский А.А. Стационарные свойства квазидвумерных джозефсоновских слабых связей // Микроэлектроника. 1986. Т. 15, № 3. С. 1244–1248.
16. Интегральные схемы микроэлектроники и устройства на сверхпроводниках / Под ред. В.Н. Алфеева. М.: Радио и связь. 1985. 232 с.
17. Голубов А.А., Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф., Орликовский А.А. Критическая температура SN -сэндвича // Микроэлектроника. 1983. Т. 12, № 4. С. 355–362.
18. Куприянов М.Ю. Второе критическое поле двуслойных систем // Физика низких температур. 1985. Т. 11, № 12. С. 1244–1248.
19. Toplikar J.R., Finnemore D.K. Electron-tunneling study of the superconducting proximity effect in PbCd // Phys. Rev. B.—Solid State. 1977. Vol. 16. N 5. P. 2072–2080.
20. Голубов А.А., Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф. Теория эффекта Джозефсона в туннельных структурах $SNINS$ и $SNIS$ типа // Физика низких температур. 1984. Т. 10, № 8. С. 799–811.
21. Голубов А.А., Куприянов М.Ю. Определение параметров сверхпроводящих пленок в туннельных $NSIN$ структурах // Микроэлектроника. 1985. Т. 14, № 5. С. 428–430.