

СВЧ-импеданс тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник–нормальный металл с большим отношением проводимостей

© С.С. Уставщиков^{1,2}, А.Ю. Аладышкин^{1,2}, В.В. Курин^{1,2}, В.А. Маркелов¹, А.И. Елькина¹,
А.М. Клушин¹, П.А. Юнин^{1,2}, В.В. Рогов¹, Д.Ю. Водолазов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН — филиал Института прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

E-mail: sergey@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Теоретически и экспериментально исследована температурная зависимость линейного электродинамического отклика тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник (MoN) — нормальный металл (Al) с большой разностью проводимостей в нормальном состоянии. Низкочастотные измерения коэффициента взаимной индукции двух катушек с помещенным между ними образцом свидетельствуют об увеличении магнитной экранировки структур сверхпроводник–нормальный металл (SN) с ростом d_{Al} в области гелиевых температур, где d_{Al} — толщина Al слоя. Измерения сдвига частоты δf диэлектрического резонатора СВЧ, находящегося в контакте с образцом, как функции температуры и d_{Al} показали, что (i) характер зависимости $\delta f(T)$ существенно зависит от d_{Al} и (ii) сдвиг резонансной частоты SN структур при температурах близких к критической температуре T_c не описывается зависимостью вида $\text{const}/(1 - T/T_c)$, которая типична для тонких сверхпроводящих пленок. Численные расчеты, выполненные в рамках модели Узделя, хорошо описывают наблюдаемые эффекты. Таким образом, отмеченные аномалии электродинамических свойств SN структур можно объяснить наличием минищели в спектре квазичастиц, возникающей из-за эффекта близости в слое нормального металла, которая зависит от d_{Al} , а также большой проводимостью Al слоя.

Ключевые слова: сверхпроводимость, эффект близости, микроволновый отклик, минищель.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48117.14N

1. Введение

Измерение микроволнового импеданса Z_s тонких сверхпроводящих пленок позволяет определить такой важный параметр сверхпроводника как глубина проникновения магнитного поля λ , а также исследовать ее зависимость от температуры (см., например, [1,2]). Данное обстоятельство связано с тем фактом, что обычно реальная часть импеданса сверхпроводника R_s практически обращается в нуль уже при температуре немного ниже критической температуры сверхпроводящего перехода T_c , тогда как мнимая часть импеданса X_s остается конечной и пропорциональной λ^2/d (для пленок с толщиной $d \ll \lambda$). В настоящей работе мы теоретически и экспериментально исследуем микроволновой отклик гибридной структуры сверхпроводник (S) — нормальный металл (N), состоящей из грязного сверхпроводника (MoN) с низкой статической проводимостью и нормального металла (Al) с высокой статической проводимостью. Наш интерес к такой задаче вызван недавней работой [3], в которой было обнаружено, что низкочастотная экранировка „грязной“ сверхпроводящей пленки может вырасти в несколько

раз при нанесении на нее тонкого слоя низкоомного нормального металла. В этой работе было отмечено, что существенная зависимость экранировки от температуры для SN структур может возникать даже при низких температурах ($T \leq 0.5T_c$) в отличие от обычных сверхпроводящих пленок. Данный эффект был объяснен формированием наведенной сверхпроводимости в слое нормального металла за счет эффекта близости и большим отношением проводимостей $\sigma_N/\sigma_S \gg 1$. Отметим, что измерения эффективной глубины проникновения магнитного поля в работе [3] проводились с помощью индуктивного метода [4] с частотой переменного тока в передающей катушке 14 kHz.

Мы обнаружили, что электродинамический отклик подобной SN структуры на частоте 8 GHz качественно отличен от отклика такой структуры на низких частотах, а также от высокочастотного отклика одиночной сверхпроводящей пленки. Мы показали, что мнимая часть импеданса SN структуры зависит от температуры немонотонным образом, при этом положение максимума X_s зависит от толщины нормальной пленки d_N : с ростом d_N максимум сдвигается к меньшим температурам. Мы объясняем полученный результат нали-

чем минищели ε_g в спектре квазичастиц в пленке нормального металла, которая возникает из-за наличия эффекта близости. Хорошо известно, что величина минищели зависит от d_N [5]. Это обстоятельство, а также условие $\sigma_N/\sigma_S \geq 1$ приводит к значительному вкладу нормальной части проводимости SN слоя в X_s вплоть до температур $T < \varepsilon_g(d_N)/k_B$. Расчеты на основании микроскопической теории, выполненные в так называемом „грязном“ пределе, подтвердили данное объяснение, а также продемонстрировали, что в подобных структурах возможно выполнение неравенства $R_s(T) > X_s(T)$ в широком диапазоне температур ниже T_c , которое не может быть реализовано для объемных сверхпроводников с обычной сверхпроводимостью [6]. Полученный нами результат говорит о принципиальной возможности оценки величины минищели гибридной SN структуры из измерения микроволнового импеданса. Обнаруженная сильная температурная зависимость $X_s(T)$ позволяет предложить использовать такие структуры в детекторах на кинетической индуктивности, работа которых основана на изменении кинетической индуктивности $L \sim X_s$ и соответствующей резонансной частоты LC контура при поглощении электромагнитного излучения [7].

2. Экспериментальные результаты

2.1. Подготовка и характеристика образцов

В работе исследована серия двухслойных тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник (S) — нормальный металл (N), выращенные методом магнетронного напыления с базовым уровнем вакуума порядка $1.5 \cdot 10^{-7}$ mbar на стандартных кремниевых подложках размером 10×10 mm без удаления оксидного слоя. Сначала напылялся Mo в атмосфере смеси газов $Ar : N_2 = 10 : 1$ при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ mbar и комнатной температуре, что позволяло получить однородные сверхпроводящие MoN пленки с критической температурой порядка 8 K. Затем *in-situ* напылялся Al в атмосфере аргона при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ mbar. Толщины слоев были измерены методом рентгеновской дифрактометрии. Толщина сверхпроводящего слоя d_{MoN} для всех гибридных SN образцов в серии составила 22 nm, для образца сравнения (пленки MoN без покрытия нормальным металлом) 19 nm, толщина слоя нормального металла d_{Al} варьировалась от 16 до 100 nm.

Стандартные транспортные измерения на постоянном токе показали, что температурный коэффициент сопротивления $k \equiv R^{-1}dR/dT$ при 300 K изменяет знак и увеличивается по мере увеличения d_{Al} . Такое поведение может быть связано с тем, что основным механизмом рассеяния в неупорядоченном слое MoN является электрон-электронное рассеяние, что приводит к отрицательным значениям k . Покрытие Al с большой проводимостью шунтирует плохо проводящий слой MoN, в результате сопротивление SN структуры все более приближается к сопротивлению нормального металла

с положительным k из-за преобладающего электрон-фононного механизма рассеяния. Удельное сопротивление при комнатной температуре MoN составило $98 \mu\Omega \cdot \text{cm}$. Удельное сопротивление Al при комнатной температуре составило: $7.1 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ для пленки 16 nm, $4.3 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ для пленки 35 nm и $3.3 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ для пленки 60 nm.

Исследование особенностей экранирующих свойств тонкопленочных SN структур осуществлялось двумя методами:

- (i) путем измерения коэффициента взаимной индукции двух катушек с образцом между ними [4,8];
- (ii) путем измерения сдвига резонансной частоты диэлектрического резонатора, находящегося в контакте с образцом [9].

2.2. Измерение коэффициента взаимной индукции

Для исследования магнитной экранировки на низких частотах образец помещался между двумя аксиально-симметричными индуктивно связанными катушками. Переменный ток с частотой 14 kHz, проходящий через возбуждающую катушку, порождает переменное магнитное поле, которое возбуждает ток в приемной катушке. При переходе образца на сверхпроводящее состояние магнитное поле частично экранируется и потому коэффициент взаимной индукции, который определяется как отношение амплитуды переменного тока в приемной катушке к амплитуде возбуждающего тока, уменьшается. Как было показано в работах [4,10], для тонких пленок с толщиной d справедливо соотношение

$$M \simeq C \frac{\lambda}{\sinh(d/\lambda)} \propto \frac{\lambda^2}{d} = \Lambda \text{ при } d \ll \lambda, \quad (1)$$

где C — геометрический коэффициент, λ — лондоновская глубина проникновения, $\Lambda \equiv \lambda^2/d$ — так называемая эффективная (или пирловская) глубина магнитного поля. Отметим, что соотношение (1) справедливо, если, во-первых, выполнено соотношение $\Lambda \ll D \ll L$, где D — параметр, по порядку величины равный расстоянию между катушками или диаметру катушек, L — характерный латеральный размер пленки. Для SN структуры конечной толщины следует учитывать неоднородность токов по толщине структуры [из-за зависимости $1/\lambda^2(z)$], поэтому для описания степени эффективности экранировки можно ввести параметр

$$\frac{1}{\Lambda} = \int_0^{d_S+d_N} \frac{dz}{\lambda^2(z)}, \text{ тогда } M \propto \Lambda. \quad (2)$$

Здесь d_S и d_N — толщины сверхпроводящего и нормального слоев соответственно; $\lambda(z)$ — локальная лондоновская глубина проникновения магнитного поля, которую можно вычислить в рамках микроскопической теории [3].

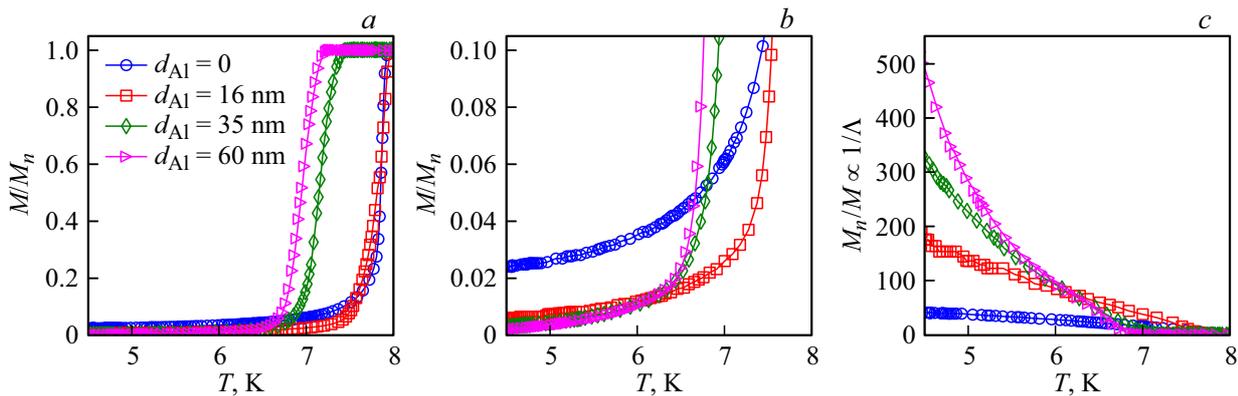


Рис. 1. (цветной онлайн) (a, b) Зависимость нормированного коэффициента взаимной индукции M/M_n от температуры для SN структур с различной толщиной Al слоя: $d_{MoN} = 16 \text{ nm}$ и $d_{Al} = 0$, $d_{MoN} = 20 \text{ nm}$ и $d_{Al} = 16 \text{ nm}$, $d_{MoN} = 20 \text{ nm}$ и $d_{Al} = 35 \text{ nm}$, $d_{MoN} = 20 \text{ nm}$ и $d_{Al} = 60 \text{ nm}$; M_n — величина коэффициента взаимной индукции при $T > T_c$. (c) Зависимость $M_n/M \propto 1/\Lambda$ от температуры тех же образцов. На (b) изображены в увеличенном масштабе зависимости M/M_n от T , показанные на рис. 1, a.

На рис. 1, a, b показаны типичные зависимости нормированного коэффициента взаимной индукции от температуры для SN структур с различной толщиной Al слоя. Легко видеть, что по мере увеличения d_{Al} происходит уменьшение критической температуры, что также подтверждается транспортными измерениями. На рис. 1, c показана температурная зависимость обратного коэффициента взаимной индукции для тех же образцов. Эти результаты свидетельствуют об увеличении плотности сверхпроводящей фракции в SN структурах и, соответственно, об уменьшении глубины проникновения магнитного поля при гелиевых температурах по мере увеличения d_{Al} по сравнению с пленкой MoN [3].

2.3. Резонаторная СВЧ-спектроскопия

Для исследования особенностей высокочастотных свойств тонкопленочных SN структур были проведены измерения частотной зависимости коэффициента отражения электромагнитной волны (спектр отражения) от антенны, которая индуктивно связана с диэлектрическим резонатором. Диэлектрический резонатор изготовлен из рутила (TiO_2), имеет форму цилиндра диаметром 4 mm и высотой 2 mm и обладает высокой диэлектрической проницаемостью при гелиевых температурах ($\epsilon > 100$), что приводит к тому, что электромагнитное поле в основном локализуется внутри резонатора [9]. При исследовании частотной зависимости коэффициента отражения одна из стенок резонатора приводилась в контакт с поверхностью исследуемого образца, поэтому реактивные свойства сверхпроводящего образца, обусловленные его кинетической индуктивностью, меняли эквивалентную индуктивность системы „резонатор–образец“.

Для измерений была выбрана мода TE_{011} , в которой электрическое поле содержит только азимутальные компоненты вдоль плоской границы „резонатор–образец“ (рис. 2, a). Размеры резонатора выбраны так, что рабочая частота находится в окрестности 8 GHz. Возбуждение

резонатора осуществлялось круглой петлевой антенной, диаметр которой совпадал с диаметром резонатора. Расстояние между антенной и резонатором выбиралось так, чтобы выполнялось условие слабой связи с резонатором. Мощность непрерывного источника СВЧ-излучения составляла 1 mW, что обеспечивало линейный режим отражения от образца во всем диапазоне частот и рабочих температур.

На рис. 2, b приведена эквивалентная схема резонатора, связанного с передающей линией. Диэлектрический резонатор вместе с окружением можно описать как резонансный $L_0 - C_0 - R_0$ контур. Антенну будем рассматривать как индуктивный элемент L' , индуктивно связанный с резонатором, с коэффициентом взаимной индукции M . Эффективный импеданс системы „антенна–резонатор“ можно записать как

$$\hat{Z}_{\text{eff}} = -i\omega L' + i \frac{\omega^2 M^2}{\omega L_0 + iR_0 - (\omega C_0)^{-1}}. \quad (3)$$

Диапазон частот, в котором проводятся измерения, мал по сравнению с собственной частотой колебательного контура: $\delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$. Для упрощения выражения (3) введем следующие параметры: собственную частоту ненагруженного резонатора $\omega_0^2 = 1/L_0 C_0$, коэффициент затухания $\alpha = R_0/2L_0$, коэффициент связи $\Gamma = \omega_0 M^2 / (2Z_\omega L_0)$; а также $\Gamma' = \omega_0 L' / Z_\omega$

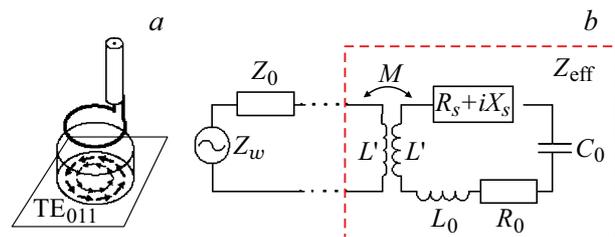


Рис. 2. Структурная схема резонатора и эквивалентная схема.

и $\gamma = \Gamma/(1 + \Gamma'^2)$, где $Z_\omega = 50 \Omega$ есть волновой импеданс линии передач. В этом случае эффективный импеданс системы „резонатор–образец“ (3) равен

$$Z_{\text{eff}} \simeq -iZ_\omega\Gamma' + i\frac{Z_\omega\Gamma}{\delta\omega + i\alpha}. \quad (4)$$

Если в линии передач отсутствуют неоднородности, обуславливающие формирование стоячих волн в передающем тракте, коэффициент отражения по амплитуде r связан с Z_{eff} выражением [11]

$$r = \frac{Z_\omega - Z_{\text{eff}}}{Z_\omega + Z_{\text{eff}}}. \quad (5)$$

После подстановки (4) в (5) получаем выражение для коэффициента отражения по мощности

$$r^2 = 1 - \frac{4\alpha\gamma}{(\delta\omega - \gamma\Gamma')^2 + (\alpha + \gamma)^2}. \quad (6)$$

Таким образом, коэффициент отражения $|r|^2$ как функция $\delta\omega$ описывается функцией Лоренца, при этом минимальное значение соответствует частоте $\omega^* = \omega_0 + \gamma\Gamma'$, которая отличается от собственной частоты ω_0 в меру малости коэффициента связи.

Будем считать, что влияние поверхностного импеданса $Z_s = R_s + iX_s$ на электродинамические свойства SN структур может быть учтено включением импеданса Z_s последовательно с $L_0 - C_0 - R_0$ контуром, описывающим резонатором. Это эквивалентно изменению полной индуктивности $\tilde{L} \simeq L_0 + X_s(\omega)/\omega$ и полного сопротивления $\tilde{R} = R_0 + R_s(\omega)$ резонатора. При условии $X_s/\omega \ll L_0$ коэффициент отражения попрежнему будет описываться функцией Лоренца, однако положение минимума коэффициента отражения будет соответствовать частоте

$$\begin{aligned} \omega_{\min} = 2\pi f_{\min} &\simeq \left(L_0 C_0 + \frac{X_s(\omega_0)}{\omega_0} C_0 \right)^{-1/2} + \gamma\Gamma' \\ &\simeq \omega^* - \frac{\omega_0}{2L_0} \frac{X_s(\omega_0)}{\omega_0}. \end{aligned}$$

Измерения выполнялись на частоте вблизи 8 GHz в окне шириной до 300 MHz. Для каждого образца были получены частотные зависимости коэффициента отражения $|r|^2$ для температур от 4.2 K до 8 K. Спектры отражения для всех температур были аппроксимированы функцией Лоренца, что позволило оценить положение минимума и получить зависимость его положения от температуры. Заметим, что диэлектрическая проницаемость резонатора и ω^* практически не зависят от температуры при измерениях в температурном интервале от 4 до 20 K, поэтому мы можем легко отделить температурно-зависящий вклад, пропорциональный X_s , от остальных слагаемых.

На рис. 3 приведены графики температурных зависимостей частоты, соответствующей минимуму коэффициента отражения для линий передач с резонатором,

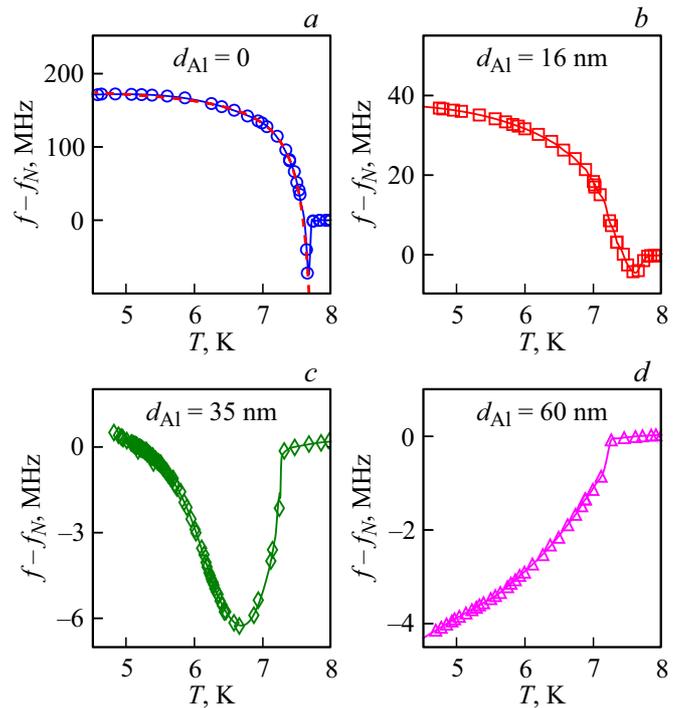


Рис. 3. (цветной онлайн) Температурные зависимости нормированного сдвига резонансной частоты диэлектрического резонатора, одна из стенок которого находится в контакте с исследуемой тонкопленочной гибридной SN структурой: (a) $d_{\text{MoN}} = 19 \text{ nm}$ и $d_{\text{Al}} = 0$; (b) $d_{\text{MoN}} = 22 \text{ nm}$ и $d_{\text{Al}} = 16 \text{ nm}$; (c) $d_{\text{MoN}} = 22 \text{ nm}$ и $d_{\text{Al}} = 35 \text{ nm}$, (d) $d_{\text{MoN}} = 22 \text{ nm}$ и $d_{\text{Al}} = 60 \text{ nm}$. На рис. (a) пунктирной линией показан график зависимости вида $f = A + B/(1 - T/T_c)$, где подгоночные параметры A , B и T_c были определены по методу наименьших квадратов.

находящегося в контакте с пленкой MoN (a) и планарными гибридными структурами MoN/Al с различной толщиной Al слоя (b–d).

Было обнаружено, что при нагреве образца сверхпроводящей MoN пленки от гелиевых температур резонансная частота монотонно смещается в область меньших значений (за исключением узкой области вблизи T_c) и затем выходит на постоянное значение (рис. 3, a). Такое поведение является типичным для одиночных сверхпроводящих пленок, при этом уменьшение f_{\min} с ростом T свидетельствует об увеличении кинетической индуктивности образца, обусловленной сверхпроводящими электронами [12]. Экспериментальные зависимости $f_{\min}(T)$ хорошо описываются модельной функцией вида $f_{\text{appr}}(T) = A + B/(1 - T/T_c)$, где постоянная A зависит от частоты выбранной моды и постоянная B зависит от абсолютного значения лондонской глубины проникновения, толщины образца и коэффициента связи. Заметим, что именно такая температурная зависимость соответствует зависимости $\Lambda(T) = \lambda^2/d_S$ (λ — лондонская глубина проникновения в сверхпроводник). Отклонение наблюдаемой зависимости $f_{\min}(T)$ от

аппроксимирующей зависимости $f_{\text{appr}}(T)$ наблюдается вблизи T_c , где, по всей видимости, нельзя пренебрегать активной частью проводимости по сравнению с реактивной частью.

Зависимости $f_{\text{min}}(T)$ для MoN/Al структур (рис. 3, b, c) существенно отличаются от типичных зависимостей для сверхпроводящих пленок: сдвиг частоты становится немонотонной функцией температуры и участок на зависимостях $f_{\text{min}}(T)$, где резонансная частота увеличивается, выражен тем сильнее, чем больше d_{Al} . Для MoN/Al структуры с $d_{\text{Al}} = 60$ nm (рис. 3, d) в доступном нам для измерений температурном диапазоне резонансная частота монотонно увеличивается. Обсуждение полученных результатов и их сравнение с теорией приводится в следующем разделе.

3. Поверхностный импеданс для тонкопленочных SN структур: теория и обсуждение эксперимента

Расчет импеданса тонкопленочной SN структуры был выполнен в рамках микроскопической модели в так называемом „грязном“ пределе с использованием уравнений Узаледа.

Введем импеданс Z_s нашей структуры как отношение амплитуды тангенциальной электрического поля $E_{\parallel}(0)$ к амплитуде полного тока I , пересекающего площадку единичной ширины, расположенную перпендикулярно току [13]:

$$Z_s \equiv \frac{E_{\parallel}(0)}{\int_{z_1}^{z_2} j_{\parallel}(z) dz}, \quad (7)$$

где j_{\parallel} есть плотность электрического тока, текущего параллельно поверхности, ось z выбрана перпендикулярно поверхности структуры, интегрирование выполняется по всем доступным значениям координаты $z_1 \leq z \leq z_2$ с ненулевой плотностью тока. Предполагая, что справедливо локальное соотношение $j_{\parallel}(z) = \sigma(z)E_{\parallel}(0)$, получаем

$$Z_s = \left(\int_0^d \sigma(z) dz \right)^{-1}, \quad (8)$$

где $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ — комплексная проводимость [12], $d = d_s + d_N$ — толщина SN бислоя. Для микроскопического расчета $\sigma(z)$ мы использовали численное решение уравнения Узаледа для аномальной $F(z)$ и нормальной $G(z)$ функций Грина в „грязном“ пределе, а также уравнения самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка (подробно базовые уравнения и граничные условия описаны в работе [3]).

Связь локальной проводимости $\sigma(z)$ и функций Грина $F(z)$ и $G(z)$ приведена в работе [14] (соотношения (B14) и (B16)), которую удобно использовать для численного анализа. При моделировании мы вычислили Z_s на нулевой частоте (см. рис. 4, 5), поскольку

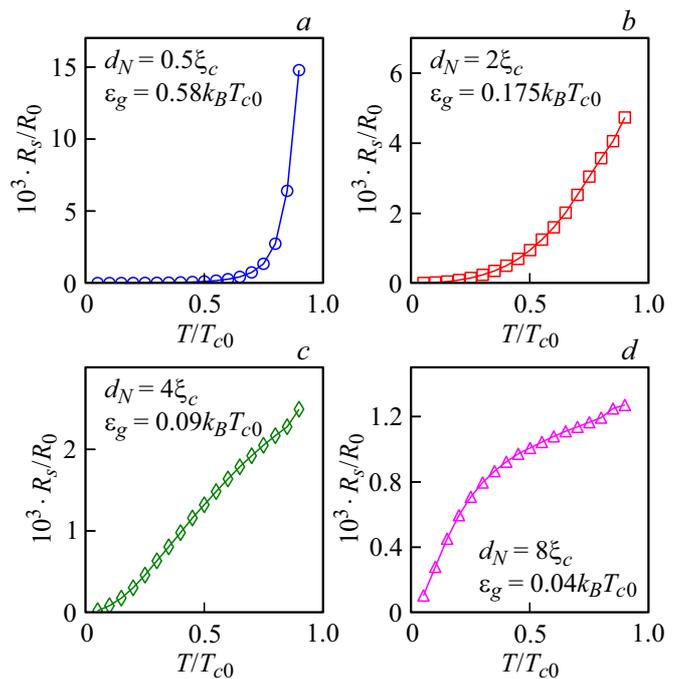


Рис. 4. Температурная зависимость действительной части импеданса SN структуры для частоты 8.5 GHz, фиксированной толщине сверхпроводящего слоя $d_s = 3\xi_c$ и разных толщинах нормального слоя: (a) $d_N = 0.5\xi_c$, (b) $d_N = 2\xi_c$, (c) $d_N = 6\xi_c$, (d) $d_N = 10\xi_c$; $\xi_c = (\hbar D_s / k_B T_{c0})^{1/2}$, $\sigma_N / \sigma_S = 10$, $R_0 = 1 / (\sigma_S \xi_c)$. Величина рассчитанной минищели ϵ_g при $T = 0.1T_{c0}$ для различных d_N приведена на рисунке.

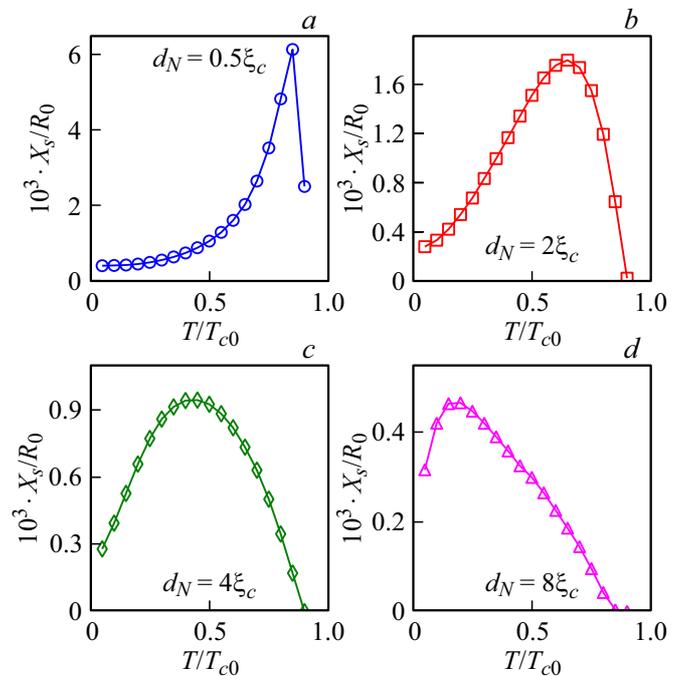


Рис. 5. Температурная зависимость мнимой части импеданса SN структуры для частоты 8.5 GHz, фиксированной толщине сверхпроводящего слоя $d_s = 3\xi_c$ и разных толщинах нормального слоя: (a) $d_N = 0.5\xi_c$, (b) $d_N = 2\xi_c$, (c) $d_N = 6\xi_c$, (d) $d_N = 10\xi_c$; $\xi_c = (\hbar D_s / k_B T_{c0})^{1/2}$, $\sigma_N / \sigma_S = 10$, $R_0 = 1 / (\sigma_S \xi_c)$.

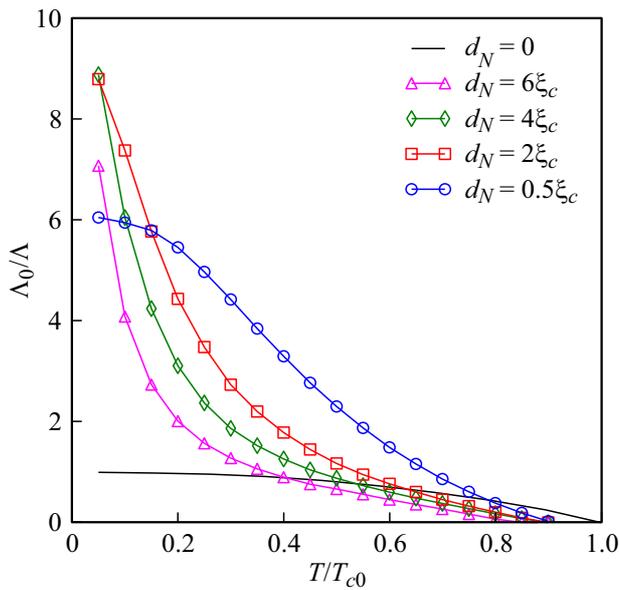


Рис. 6. Температурная зависимость обратной эффективной глубины проникновения магнитного поля Λ^{-1} ($\Lambda = \int \sigma_2(z) \omega \mu_0 dz = \int dz / \lambda(z)^2$, $\Lambda_0 = d_S / \lambda(0)^2$, $\lambda(0)$ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля одиночной сверхпроводящей пленки) рассчитанная в рамках модели Узаделя для SN бислоя с разными d_N . Толщина S слоя одинакова и равна $3\xi_c$.

используемая в эксперименте частота много меньше как $k_B T_c$, так и $k_B T$ (при использованных в эксперименте температурах).

Эволюция $X(s)$ с ростом d_N (см. рис. 5) качественно совпадает с результатами эксперимента. Полученные результаты можно объяснить как наличием минищели ε_g в слое нормального металла, которая зависит от d_N , так и большим отношением $\sigma_S / \sigma_N \gg 1$. Действительно, для SN структуры конечной толщины X_s можно записать следующим образом:

$$X_s = \frac{G_2}{G_1^2 + G_2^2}, \tag{9}$$

где $G_{1,2} = \int_0^{d_S+d_N} \sigma_{1,2}(z) dz$. Поскольку $\sigma_S \ll \sigma_N$, то основной вклад в G_1 дает нормальный слой и $G_1 \simeq \sigma_N d_N$ до температур больших $T_g = \varepsilon_g(d_N) / k_B$. Данный результат можно легко получить и без численного расчета. Действительно, согласно уравнению (11) из [15] σ_1 выражается через интеграл по энергии, где подинтегральное выражение представляет из себя произведение производной функции распределения по энергии $d \tanh(E/2k_B T) / dE$ (при низких частотах $\omega \ll T$) и спектральной функции, не равной нулю при $E > \varepsilon_g$. Так как $d \tanh(E/2k_B T) / dE \rightarrow 0$ при $E > k_B T$, то при низких температурах ($T < \varepsilon_g / k_B$) реальная часть проводимости экспоненциально падает с уменьшением температуры.

С другой стороны, в пренебрежении наведенной сверхпроводимостью в нормальном слое и со-

ответствующим увеличением экранирующего отклика можно записать, что $G_2 = d_S \sigma_S \pi \Delta(0) / (\hbar \omega f(T))$ где $\Delta(0) = 1.76 k_B T_{c0}$, а $f(T) = \lambda(T)^2 / \lambda(0)^2$. Подставив эти выражения в уравнение (9) нетрудно убедиться, что из-за $\sigma_N / \sigma_S \gg 1$ температура, при которой $G_1 \simeq G_2$ и $X_s(T)$ достигает максимального значения, находится не вблизи T_c , как в обычных сверхпроводниках, а при более низких температурах (при этом максимум сдвигается в меньшие температуры с ростом d_N). Данный эффект практически незаметен для низких частот из-за большого отношения $k_B T_c / \hbar \omega \gg 1$, что и приводит к качественно иному поведению $X_s \sim \Lambda$ в наших низкочастотных индуктивных измерениях (рассчитанная $\Lambda(T)$ для различных толщин N слоя представлена на рис. 6).

Отметим, что использованная модель дает качественное объяснение полученных экспериментальных результатов, однако количественного согласия добиться не получается. Так, согласно теоретическим расчетам резкий рост $1/\Lambda$ должен происходить при достаточно низких температурах, с последующим выходом на насыщение при температуре $T < \varepsilon_g / k_B$, и чем больше толщина нормального слоя, тем меньше должна быть эта температура (что связано с зависимостью минищели от d_N) — см. рис. 6. В эксперименте такой рост происходит при более высоких температурах (насыщения мы не видим, так как оно должно происходить при более низких температурах). Тем не менее, видно (см. рис. 1, c), что с увеличением толщины нормального слоя пересечение зависимостей $1/\Lambda(T)$, соответствующих разным d_N , происходит при все более низких температурах, что качественно согласуется с теорией. В работе [3] было предположено, что количественное рассогласование между теорией и экспериментом может быть связано с тем, что длина свободного пробега электронов в высокоомных сверхпроводниках (с малой σ) оказывается порядка фермиевской длины волны λ_F что ставит вопрос о количественной применимости уравнений Узаделя в таких материалах. Введение конечной прозрачности границы между S и N слоем не позволит решить этот вопрос, так как это будет приводить к уменьшению эффекта близости, тогда как экспериментальные результаты указывают на более сильный эффект близости (более сильное уменьшение Λ) чем предсказывает модель Узаделя с абсолютно прозрачной границей. По этой причине мы также не проводим количественное сравнение рассчитанного и экспериментального импедансов.

Результаты моделирования показывают, что наличие низкоомного нормального слоя приводит к выполнению условия $R_s > X_s$ в широком диапазоне температур, тогда как в обычной сверхпроводящей пленке это соотношение выполняется только в малой окрестности температур ниже T_c . Заметим, что в случае толстых сверхпроводящих пленок (с толщиной много большей скин-слоя) $R_s \simeq X_s$ при всех температурах, за исключением случая наличия необычной спин-триплетной нечетной по времени сверхпроводимости, где возможно обратное отношение $R_s > X_s$ [15].

Отметим, что наши результаты для зависимости $X_s(T)$ и ее изменение с ростом толщины Al качественно отличаются от результатов, обнаруженных для Nb/Al и Nb/Cu бислоев [16,17]. По-видимому отличие связано как с небольшим отношением проводимостей в этих парах металлов, так и с большой толщиной Nb слоя, значительно превышающей как $\lambda(0)$ ниобия, так и толщины слоев нормальных металлов.

Конечное значение R_s должно приводить к низкой добротности резонаторов на основе SN бислоев (за исключением области температур $T \ll T_g$), что было обнаружено в эксперименте на NbTiN/Au гибридной структуре [18]. Однако сильная температурная зависимость $X_s(T)$ вместе с достаточно низким R_s при низких температурах в случае малой толщины нормального слоя позволяет предложить такие структуры в качестве активного элемента в детекторах электромагнитного излучения на кинетической индуктивности. Действительно, работа таких детекторов основана на разогреве сверхпроводника в результате поглощения излучения и соответствующего изменения кинетической индуктивности $L \sim X_s$. Это изменение L можно установить по изменению резонансной частоты соответствующего резонансного контура [7]. Очевидно, что чем сильнее температурная зависимость $X_s(T)$, тем выше должна быть чувствительность такого детектора.

4. Заключение

Мы показали, что низкочастотные свойства гибридных сверхпроводящих систем с большим отношением проводимостей (таких как планарные SN структуры) могут существенно отличаться от высокочастотных свойств обычного низкотемпературного сверхпроводника в широком интервале температур. Нами была изготовлена серия тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник (MoN) — нормальный металл (Al), которые характеризуются, во-первых, эффектом близости между слоями и, во-вторых, большой разностью проводимостей слоев в нормальном состоянии. Низкочастотные измерения магнитной экранировки с помощью двух индуктивно-связанных катушек показали, что наличие Al покрытия приводит к уменьшению глубины проникновения магнитного поля при низких температурах по мере увеличения толщины Al слоя до толщин порядка 50–100 nm. СВЧ-измерения смещения резонансной частоты f_{\min} диэлектрического резонатора, одно из оснований которого находилось в контакте со сверхпроводящим образцом, как функции температуры показали, что характер зависимости $f_{\min}(T)$ существенно зависит от толщины Al слоя. Экспериментальные результаты по микроволновому отклику качественно хорошо объясняются наличием наведенной минищели в нормальном металле и большим отношением нормальных проводимостей MoN и Al подтверждаются расчетами, выполненными в рамках модели Узаделя.

Финансирование работы

В работе использовано оборудование Центра коллективного пользования „Физика и технология микро- и наноструктур“ ИФМ РАН.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-02-00528, численное моделирование) и РНФ (проект 15-12-10020, экспериментальная работа: изготовление образцов и проведение измерений).

Список литературы

- [1] S. Sridhar. J. Appl. Phys. **63**, 15 (1988).
- [2] М.Р. Трунин. УФН **168**, 931 (1998).
- [3] D.Yu. Vodolazov, A.Yu. Aladyshkin, E.E. Pestov, S.N. Vdovichev, S.S. Ustavshikov, M.Yu. Levichev, A.V. Putilov, P.A. Yunin, A.I. El'kina, N.N. Bukharov, A.M. Klushin. Supercond. Sci. Technol. **31**, 115004 (2018).
- [4] J.H. Claassen, M.L. Wilson, J.M. Byers, S. Adrian. J. Appl. Phys. **82**, 3028 (1997).
- [5] W. Belzig, C. Bruder, G. Schon. Phys. Rev. B **54** 9443 (1996).
- [6] M. Tinkham. Introduction to Superconductivity, McGraw-Hill, N. Y. (1996).
- [7] P.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, A. Vayonakis, J. Zmuidzinas. Nature **425**, 817 (2003).
- [8] A.T. Fiory, A.F. Hebard, P.M. Mankiewich, R.E. Howard. Appl. Phys. Lett. **52**, 2165 (1988).
- [9] K. Torokhtii, C. Attanasio, C. Cirillo, E.A. Ilyina, N. Pompeo, S. Sarti, E. Silva. Physica C **479**, 140 (2011).
- [10] J.R. Clem, M.W. Coffey. Phys. Rev. B **46**, 14662 (1992).
- [11] A.M. Portis, D.W. Cooke, E.R. Gray. J. Supercond. **3**, 297 (1990).
- [12] J.I. Gittleman, B. Rosenblum. Proc. IEEE **52**, 1138 (1964).
- [13] А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов*. Наука, М. (1987). 520 с.
- [14] Ya.V. Fominov, M. Houzet, L.I. Glazman. Phys. Rev. B **84**, 224517 (2011).
- [15] S.V. Bakurskiy, Ya.V. Fominov, A.F. Shevchun, Y. Asano, Y. Tanaka, M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, M.R. Trunin, H. Kashiwaya, S. Kashiwaya, Y. Maeno. Phys. Rev. B **98**, 134508 (2018).
- [16] M.S. Pambianchi, S.N. Mao, S.M. Anlage. Phys. Rev. B **52**, 4477 (1995).
- [17] M.S. Pambianchi, L. Chen, S.M. Anlage. Phys. Rev. B **54**, 3502 (1996).
- [18] R. Barends, W.K.-G. Daalman, A. Endo, S. Zhu, T. Zijlstra, T.M. Klapwijk. AIP Conf. Proc. **1185**, 152 (2009).

Редактор Ю.Э. Кутаев