

02

## Особенности нелинейного отклика структуры сверхпроводник—нормальный металл с большим отношением удельных сопротивлений

© Е.Е. Пестов<sup>1,2</sup>, Ю.Н. Ноздрин<sup>1</sup>, В.В. Рогов<sup>1</sup>, И.Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Д.Ю. Водолазов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия

E-mail: pestov@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 19 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

С помощью метода ближнепольной СВЧ микроскопии исследована температурная зависимость мощности третьей гармоники  $P_{3\omega}(T)$  структур сверхпроводник—нормальный металл MoN/Al с эффектом близости. Обнаружено наличие дополнительного (низкотемпературного) максимума и нулевых значений в зависимости  $P_{3\omega}(T)$  для структуры MoN/Al, которые исчезают при наложении слабого, перпендикулярного плоскости структуры, магнитного поля.

**Ключевые слова:** нелинейность, СВЧ, структура сверхпроводник—нормальный металл, ближнепольная СВЧ микроскопия.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48094.23N

### 1. Введение

Хорошо известно, что в случае частично или полностью прозрачной границы сверхпроводник—нормальный металл (SN) куперовские пары из сверхпроводника могут проникать в нормальный металл на конечное расстояние из-за наличия эффекта близости [1]. В этом случае в пленке нормального металла возникает индуцированная сверхпроводимость, которая принимает участие в экранировании приложенного постоянного или переменного магнитного поля [2–5]. В недавней работе [6] было показано, что низкочастотная (частоты порядка 10 kHz) экранировка „грязной“ сверхпроводящей пленки (с большим удельным сопротивлением в нормальном состоянии) может вырасти в несколько раз при нанесении на нее тонкого слоя низкоомного нормального металла и магнитный отклик в основном определяется наведенной сверхпроводимостью в нормальном металле, что отличает такие структуры от других SN систем с эффектом близости [4,5]. Кроме того, для такой SN структуры с большим отношением удельных сопротивлений была предсказана сильно нелинейная и немонотонная зависимость сверхпроводящей плотности тока от сверхскорости (см. рис. 3,а в [6]), что может приводить к особенностям нелинейного отклика такой гибридной структуры. Ранее для объяснения нелинейных эффектов в обычных сверхпроводниках были предложены различные механизмы нелинейности: нелинейность, связанная с подавлением модуля параметра порядка сверхтоком; с наличием джозефсоновских связей между

гранулами в исследуемых образцах; с движением вихрей и с тепловой нелинейностью [7–16].

В нашей работе с помощью метода ближнепольной СВЧ микроскопии была исследована температурная зависимость мощности третьей гармоники структур сверхпроводник—нормальный металл MoN/Al с большим отношением удельных сопротивлений в зависимости от мощности СВЧ сигнала и постоянного магнитного поля. Обнаружено, что зависимость  $P_{3\omega}(T)$  может демонстрировать дополнительный (низкотемпературный) максимум и иметь нули при  $T < T_c$ , что ранее не наблюдалась в отклике на третьей гармонике в других сверхпроводящих системах. Эксперимент с магнитным полем говорит в пользу того, что обнаруженный эффект связан с наведенной, в слое нормального металла, сверхпроводимостью.

### 2. Структуры сверхпроводник—нормальный металл

В работе исследована серия двухслойных тонкопленочных гибридных структур сверхпроводник (S)—нормальный металл (N), выращенных методом магнетронного напыления с базовым уровнем вакуума порядка  $1.5 \cdot 10^{-7}$  mbar на стандартных кремниевых подложках размером  $10 \times 10$  mm<sup>2</sup> без удаления оксидного слоя. Сначала напылялся Mo в атмосфере смеси газов Ar:N<sub>2</sub> = 10:1 при давлении  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar и комнатной температуре, что позволяло получить однородные сверх-

проводящие MoN пленки с критической температурой порядка 8 К. Затем *in-situ* напылялся Al в атмосфере аргона при давлении  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar. Толщины слоев были измерены методом рентгеновской дифрактометрии. Толщина слоя нитрида молибдена была фиксирована и составляла величину  $d_{\text{MoN}} \cong 20$  nm, а толщина слоя алюминия  $d_{\text{Al}}$  варьировалась в диапазоне от 16 до 100 nm. Значение величины удельного сопротивления сверхпроводящих структур при комнатной температуре составляло  $\rho \cong 1.5\text{--}3 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  для SN структур и  $\rho \cong 100 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  для MoN. Значение плотности критического тока при температуре  $T = 4.2$  К имеет величину  $j_c \cong 10^6$  A/cm<sup>2</sup>. Величина критической температуры для сверхпроводящих структур изменялась в диапазоне  $T_c = 7\text{--}8$  К.

### 3. Экспериментальная установка

В работе нелинейные СВЧ свойства SN структур были исследованы с помощью метода ближнепольной СВЧ микроскопии. Этот метод основан на регистрации нелинейного СВЧ отклика с помощью зонда индуктивного типа (рис. 1) [17,18]. Зонд представляет собой тонкую медную проволочку диаметром порядка  $50 \mu\text{m}$ , закорачивающую внутренний и внешний проводники коаксиального кабеля. Частота первой гармоники в эксперименте была равна 472 МГц. Максимальный уровень падающей мощности на частоте первой гармоники при измерениях был порядка 100 мВт. Для предотвращения контактной нелинейности между образцом и ближнепольным СВЧ зондом помещалась тефлоновая пленка. Этот метод позволяет создавать довольно сильное СВЧ поле, локализованное вблизи зонда на масштабах порядка его размеров  $50 \mu\text{m} \cdot 2$  mm. Мощность отраженного сигнала на частоте третьей гармоники  $P_{3\omega}$  излучаемая SN структурой измерялась тем же самым зондом по которому подавался сигнал СВЧ на первой гармонике в зависимости от температуры, мощности СВЧ сигнала и перпендикулярного магнитного поля. Следует отметить, что к результатам с применением мощности 100 мВт необходимо относиться с осторожностью, поскольку данная мощность, как будет экспериментально показано ниже, вызывает локальный разогрев СВЧ зондом на величину порядка 0.5 К. В то же время, такой нагрев отсутствует в случае малых мощностей порядка 1 мВт.

### 4. Экспериментальные результаты

На рис. 2 показана температурная зависимость мощности третьей гармоники структуры MoN/Al при различных СВЧ мощностях при толщине слоя алюминия 16 nm. Ранее было показано, что температурная зависимость нелинейного СВЧ отклика сверхпроводящих пленок MoN имеет резкий максимум вблизи критической температуры перехода [19]. Как видно из

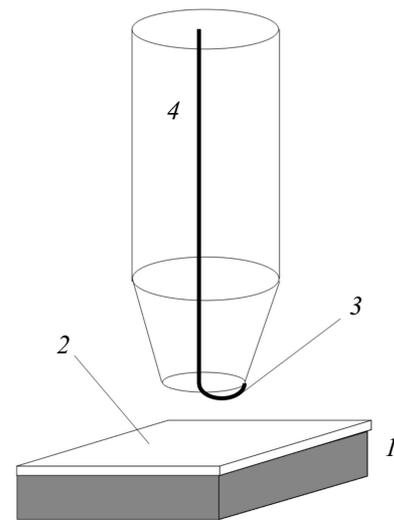


Рис. 1. Блок схема ближнепольного СВЧ зонда. 1 — сверхпроводящая SN структура, 2 — тефлоновая пленка, 3 — ближнепольный СВЧ зонд, 4 — коаксиальный кабель.

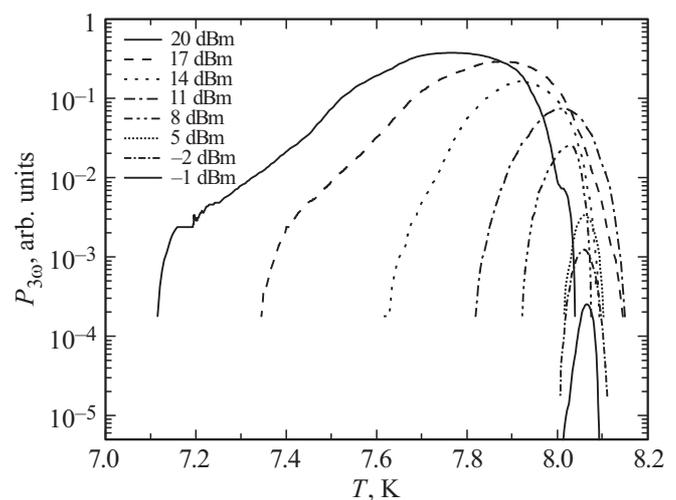
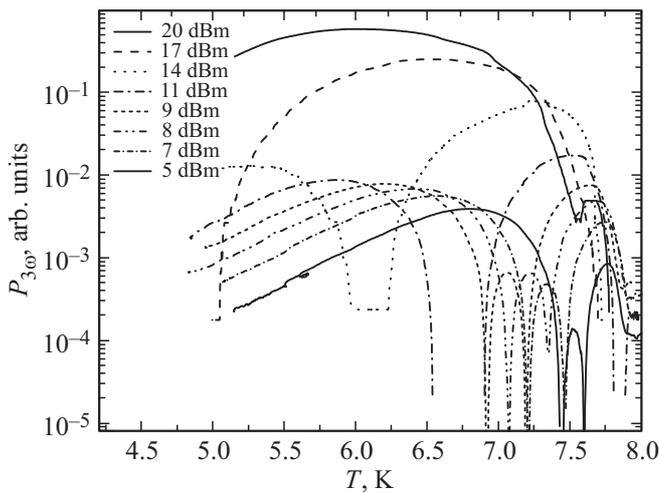


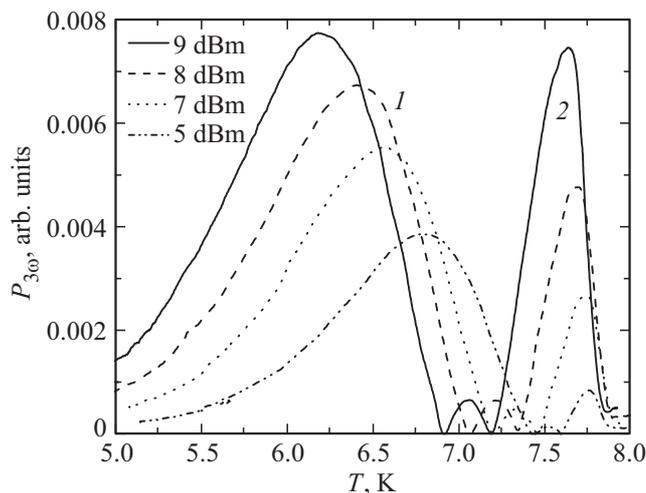
Рис. 2. Температурная зависимость мощности третьей гармоники при различных уровнях СВЧ мощности SN структур MoN/Al. Толщина слоя алюминия составляет 16 nm.

рис. 2, при малой толщине алюминия структуры наблюдается также один пик нелинейности вблизи  $T_c$  и происходит слабый сдвиг критической температуры  $\Delta T_c \cong 0.1$  К по сравнению с пленкой MoN, поскольку величина длины когерентности  $\xi_s = 6$  nm для пленок MoN [6] много меньше ее толщины. Заметим, что СВЧ мощности порядка 100 мВт приводят к локальному нагреву образца и сдвигу критической температуры на 0.5 К (это видно из сдвига зависимости  $P_{3\omega}(T)$  в низкие температуры).

На рис. 3 показана температурная зависимость  $P_{3\omega}(T)$  для структуры MoN/Al при толщине слоя алюминия 100 nm. При увеличении толщины алюминия до 100 nm для структуры MoN/Al на  $P_{3\omega}(T)$  наблюдается



**Рис. 3.** Температурная зависимость мощности третьей гармоники при различных уровнях СВЧ мощности SN структур MoN/Al. Толщина слоя алюминия составляет 100 nm.



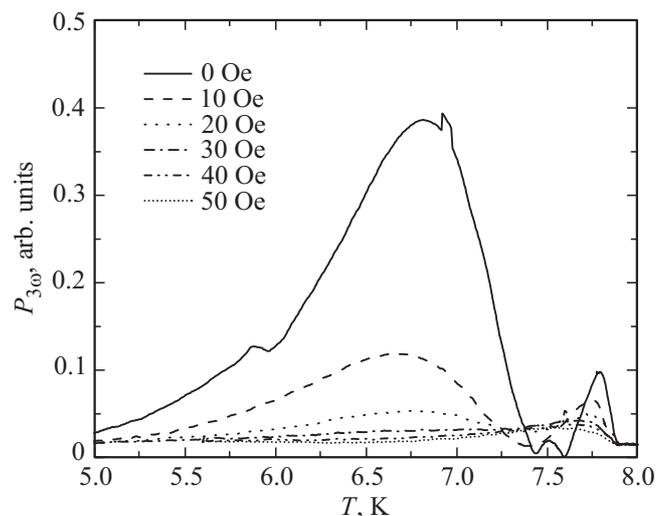
**Рис. 4.** Температурная зависимость мощности третьей гармоники при низких уровнях СВЧ мощности SN структур MoN/Al. Толщина слоя алюминия составляет 100 nm. Цифрами 1 и 2 показано положение дополнительного и основного максимума нелинейности, соответственно.

дополнительный низкотемпературный максимум нелинейности, который появляется при уменьшении мощности СВЧ сигнала. Наличие второго максимума на  $P_{3\omega}(T)$  в SN структурах связано, по нашему мнению, с наведенной сверхпроводимостью в слое алюминия. Ранее линейные свойства аналогичных гибридных структур MoN/Al были изучены нами с помощью индуктивной методики [6]. В этих структурах наблюдался эффект близости, однако температурная зависимость магнитной восприимчивости демонстрировала один сверхпроводящий переход вблизи критической температуры.

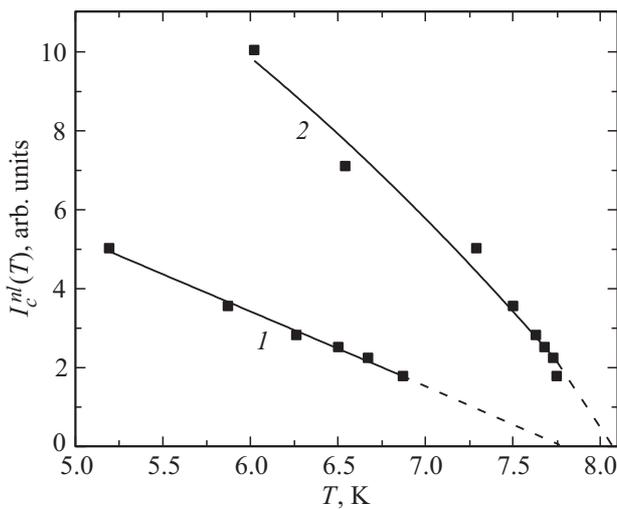
Кроме появления второго пика при низких уровнях мощности СВЧ сигнала на зависимости  $P_{3\omega}(T)$  наблю-

даются нули мощности третьей гармоники (см. рис. 4). Как известно, в сверхпроводниках нелинейный отклик возникает при переходе в сверхпроводящее состояние и отличен от нуля вплоть до низких температур [17–20]. В то же время, из наших наблюдений следует, что в случае SN структур, существуют такие температуры ниже  $T_c$  при которых нелинейный СВЧ отклик обращается в ноль. Это свойство SN структур может быть интересно, например, с прикладной точки зрения, поскольку нелинейные эффекты в них могут быть значительно уменьшены при определенных температурах. В то же время следует отметить, что природа нулей мощности третьей гармоники в SN структурах нам до конца не ясна и для ее объяснения необходимы детальные теоретические расчеты в рамках различных механизмов нелинейного СВЧ отклика.

Чтобы проверить, что второй пик на зависимости  $P_{3\omega}(T)$  связан с наведенной сверхпроводимостью в нормальном металле мы исследовали, как меняется  $P_{3\omega}(T)$  при наличии перпендикулярного магнитного поля. Действительно, эффективная длина когерентности в N слое  $\xi_N \sim (D_N/T)^{1/2} \sim 60$  nm примерно в десять раз больше чем в S слое ( $D_N$  — коэффициент диффузии в N слое), что должно приводить к значительно меньшему значению второго критического поля  $\sim \Phi_0/\xi_N^2$  ( $\Phi_0$  — квант магнитного потока). Мы обнаружили, что амплитуда низкотемпературного максимума довольно сильно подавляется уже в полях порядка 50 G (см. рис. 5), тогда как амплитуда максимума, расположенного вблизи  $T_c$ , уменьшается в этих полях незначительно. Кроме того, во внешнем магнитном поля амплитуда третьей гармоники изменяется более плавно от температуры и нули зависимости  $P_{3\omega}(T)$  исчезают (см. рис. 5). Таким образом можно сделать вывод, что нелинейный отклик вблизи  $T_c$ ,



**Рис. 5.** Температурная зависимость мощности третьей гармоники в различных магнитных полях SN структуры MoN/Al при толщине слоя алюминия 100 nm. Уровень СВЧ мощности  $P_{3\omega} = 5$  dBm.



**Рис. 6.** Температурные зависимости критических токов, соответствующие дополнительному (1) и основному (2) максимуму нелинейности для SN структуры MoN/Al толщиной 100 nm.

обусловлен нелинейными свойствами пленки MoN, а при более низких температурах связан с эффектом близости в слое нормального металла.

Из температурной зависимости  $P_{3\omega}(T)$  (см. рис. 3) структуры MoN/Al можно определить температурные зависимости критических токов нелинейности двух сверхпроводящих фаз [20]. Первая (низкотемпературная) фаза, как было отмечено выше, связана с наведенной сверхпроводимостью, а вторая (высокотемпературная) фаза обусловлена сверхпроводящими свойствами пленки MoN. Из теории известно, что максимум нелинейности достигается при условии, что СВЧ ток, текущий по сверхпроводнику, равен критическому току нелинейности  $I_{\omega} = I_c^{nl}(T)$  [20]. На рис. 6 показаны температурные зависимости критических токов этих фаз. Из этих зависимостей можно определить, что величина критического тока сверхпроводящей фазы, связанной с наведенной сверхпроводимостью меньше величины критического тока, обусловленного сверхпроводником MoN. Во-вторых, следует отметить, что первая и вторая фаза имеют близкие критические температуры.

В заключении следует отметить, что в качестве пробной гипотезы можно предположить, что на поверхности алюминия обычно присутствует слой  $Al_2O_3$ , который является барьером для сверхпроводящих пар. Поэтому, в принципе, может существовать два сверхпроводящих слоя, разделенным барьером. Эти слои могут иметь разные сверхпроводящие фазы, которые могут интерферировать в области между двумя максимумами. Кроме этого, подавление нелинейного СВЧ отклика слабым магнитным полем и малая величина критического тока дополнительного максимума нелинейности свидетельствует о наведенной сверхпроводимости в слое нормального металла.

## 5. Заключение

С помощью метода ближнепольной СВЧ микроскопии исследованы нелинейные СВЧ свойства структур сверхпроводник–нормальный металл MoN/Al при различных толщинах слоя нормального металла. В структурах MoN/Al обнаружен дополнительный (низкотемпературный) максимум в зависимости  $P_{3\omega}(T)$ , связанный с наведенной сверхпроводимостью в слое нормального металла. Обнаружено зануление сигнала мощности третьей гармоники при низких уровнях мощности СВЧ сигнала при температурах ниже  $T_c$  в структурах MoN/Al (с достаточно толстым слоем Al).

## Финансирование работы

Работа поддержана РФФ (грант № 15-12-10020, в области экспериментальных исследований нелинейных СВЧ свойств гибридных структур) и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН „Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости“. В работе использовано оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] P.G. de Gennes. Superconductivity of Metals and Alloys. Westview Press, Boulder, CO (1999).
- [2] S.V. Lempitskii. Physica C **167**, 168 (1990).
- [3] T. Bergmann, R.H. Kuhl, B. Schröder, M. Jutzler, F. Pobell. J. Low Temp. Phys. **66**, 209 (1987).
- [4] A.C. Mota, P. Visani, A. Pollini. Low Temp. Phys. **76**, 465 (1989).
- [5] A.D. Zaikin. Solid State Commun. **41**, 533 (1982).
- [6] 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).
- [7] Л.П. Горьков, Г.М. Элиашберг. ЖЭТФ **54**, 612 (1968).
- [8] O. Entin-Wohlman. Phys. Rev. B **18**, 4762 (1978).
- [9] T. Jujo. J. Phys. Soc. Jpn. **87**, 024704 (2018).
- [10] B.A. Willemsen, K.E. Kihlstrom, T. Dahm, D.J. Scalapino, B. Gowe, D.A. Bonn, W.N. Hardy. Phys. Rev. B **58**, 6650 (1998).
- [11] В.В. Курин, А.А. Уткин. ЖЭТФ **127**, 652 (2005).
- [12] T. Dahm, D.J. Scalapino. Appl. Phys. Lett. **85**, 4436 (2004).
- [13] J. Halbritter. J. Supercond. **8**, 691 (1995).
- [14] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. ЖЭТФ **68**, 1915 (1975).
- [15] M.A. Hein. High-Temperature Superconductor. Thin Films at Microwave Frequencies. Springer, Berlin (1999). 394 p.

- [16] T.M. Mishonov, N. Cheenne, D. Robbes, J.O. Indekeu. Eur. Phys. J. B **26**, 291 (2002).
- [17] E.E. Pestov, Yu.N. Nozdrin, V.V. Kurin. IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 131 (2001).
- [18] А.Ю. Аладышкин, А.А. Андронов, Е.Е. Пестов, Ю.Н. Ноздрин, В.В. Курин, А.М. Cucolo, R. Monaco, M. Voffa. Изв. вузов. Радиофизика **46**, 123 (2003).
- [19] Yu. Aladyshkin, A.Yu. Klimov, M.A. Kucherenko, E.E. Pestov, V.V. Kurin, Yu.N. Nozdrin, V.L. Mironov. Mod. Phys. Lett. B **17**, 627 (2003).
- [20] S.V. Baryshev, E.E. Pestov, A.V. Bobyl, Yu.N. Nozdrin, V.V. Kurin. Phys. Rev. B **76**, 054520 (2007).

*Редактор Д.В. Жуманов*