

05; 12

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ СП КОММУТАТОРА СО СВЕТОВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ В СИСТЕМЕ С ИНДУКТИВНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ

А. В. Жарков, Е. В. Калинин, В. А. Кашурников, В. Ю. Косяков

Экспериментально и теоретически исследованы вольт-амперные характеристики тонких сверхпроводящих пленок нитрида ниобия. Изучены режимы работы пленочного коммутатора с электромагнитным управлением на токи до 5 А в системе с индуктивным накопителем.

Фундаментальные исследования неравновесных процессов в сверхпроводниках [1, 2] создали условия для их технического применения. Например, возможность использования сверхпроводящих пленок в качестве СП коммутатора, управляемого воздействием света, исследовалась в [3]. Теоретические оценки [4] показывают, что коммутаторы на этом принципе могут обладать рядом преимуществ, в частности высоким быстродействием.

Основным требованием к материалу токонесущего элемента СПК являются большие значения нормального сопротивления  $\rho_N$  и плотности критического тока  $j_c$ , позволяющие иметь малый объем рабочего материала ключа и минимальное тепловыделение в холодной зоне [5]. Из известных материалов с высокими критическими параметрами этим требованиям в настоящее время удовлетворяет нитрид ниобия.

В данной работе исследуются свойства пленок нитрида ниобия и изучаются процессы переключения тока, осуществляемые СПК с электромагнитным управлением, включенным в электрическую цепь индуктивного накопителя.

### Исследование образцов

Пленки напылялись на поликоровые подложки  $5 \times 12 \times 0.5$  мм методом катодного распыления. Затем вытравливались образцы с размером исследуемой зоны  $2 \times 0.05$  мм. Характеристики образцов измерялись по стандартной четырехконтактной методике в гелиевом криостате. Образец устанавливался в вакууме на медном хладопроводе, контактирующем с жидким гелием.

Параметр	Толщина образцов, Å				
	500	1000	1500	1600	2900
$T_c$ , К	14.9	16.2	14.2	13.2	15.0
$\Delta T_c$ , К	1.4	0.8	1.35	0.5	0.5
$R_N$ , Ом	1030	310	270	440	150
$I_c$ , мА	130	265	175	80	205
$\rho_N$ , мОм·м	1.3	0.8	1.0	1.8	1.1
$j_c \times 10^{-10}$ , А/м <sup>2</sup>	5.2	5.3	2.3	1.0	1.4
$I_B$ , мА	5.8	11.0	11.9	9.1	15.2
$U_B$ , В	6.0	3.4	3.2	3.9	2.3

В работе было исследовано 5 образцов NbN различной толщины. Измеренные характеристики образцов и рассчитанные из них значения  $\rho_N$  и  $j_c$  представлены в таблице.

Измерение  $I_c$  и регистрация вольт-амперной характеристики (ВАХ) проводились при температуре  $T=10.4$  К и подключенном параллельно образцу шунтирующем сопротивлении (аналогично [6]). По ВАХ определялся ток восстановления сверхпроводящего состояния  $I_b$  [7] образца и соответствующее ему напряжение (см. таблицу).

### Измерение параметров СПК

В качестве рабочего элемента сверхпроводящего коммутатора была использована пленка NbN толщиной  $d=100$  нм ( $j_c$  максимальна), размером  $6 \times 3$  мм со следующими параметрами:  $R_N=10$  Ом,  $T_c=16.2$  К,  $\Delta T_c=0.8$  К,  $I_c$  ( $T=4.2$  К) = 6.2 А. Измеренная ВАХ рабочего элемента СПК представлена на рис. 1.

В качестве источника электромагнитного излучения (ЭМИ) использовался полупроводниковый лазер ЛПИ-103 на основе GaAs с длиной волны 0.9 мкм,

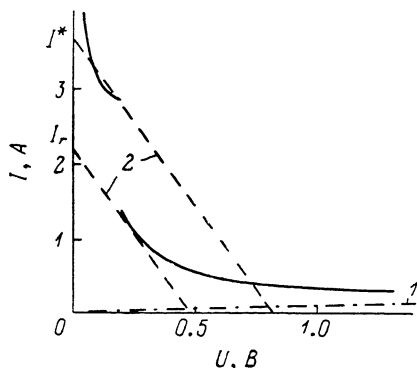


Рис. 1. ВАХ рабочего элемента СПК. 1 — омическая ВАХ, 2 — нагрузочные прямые для  $R_n=0.20$  Ом.

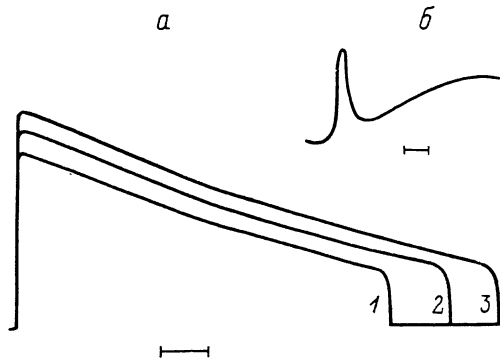


Рис. 2. Осциллограммы напряжений на нагрузке.

$I_0$ , А: 1 — 4, 2 — 4.5, 3 — 5. На вставке показан начальный участок для  $I_0=4$  А. Масштаб: а — 0.2 В, 50 мс; б — 0.2 В, 0.2 мс.

длительностью импульса 200 нс и мощностью до 500 Вт, работающий в однократном режиме. Исследование режимов работы СПК под действием ЭМИ проводилось с двумя сверхпроводящими магнитными накопителями (NbTi) индуктивностями  $L_1=95$  мГн,  $L_2=0.10$  мГн при сопротивлении нагрузки  $R_n=0.2$  Ом.

При импульсном воздействии ЭМИ на СПК наблюдались два типа процесса разряда соленоида. При начальных токах  $I_0 \leq 3.3$  А за времена, сравнимые с длительностью лазерного импульса, происходил частичный вывод энергии из накопителя независимо от его индуктивности. При превышении значения  $I_0 \approx 3.3$  А после однократного светового импульса происходил практически полный вывод запасенной энергии. Регистрируемый импульс с временным выделением начального участка показан на рис. 2. Форма первого импульса (см. вставку на рис. 2) подобна случаю малых токов ( $I_0 \leq 3.3$  А). Второй импульс появляется с некоторой задержкой, которая монотонно уменьшается с увеличением начального тока. Однако первый и второй импульсы всегда четко разделялись на осциллограммах, несмотря на некоторое увеличение остаточного сопротивления в период между импульсами. Амплитуда импульсов зависела только от начального тока. Временные и амплитудные параметры, характеризующие выключение тока в нагрузке (т. е. возвращение СПК в сверхпроводящее состояние), были всегда постоянны. Величина остаточного тока в накопителе, измеряемая калиброванным датчиком Холла, составляла 2.2 А, время переключения  $\sim 50$  мс.

Длительность импульса  $\tau$ , определяющая время протекания тока в нагрузке, увеличивалась с ростом начального тока (рис. 2) и индуктивности ис-

пользуемого магнитного накопителя. Например, при токе  $I_0=4$  А для  $L_1 \tau = =0.37$  с, для  $L_2 \tau =0.52$  мс. Нестабильность  $\tau$  также зависела от  $L$  и составляла соответственно для  $L_1$  около 10 мс, для  $L_2$  10 мс.

### Обсуждение экспериментальных результатов

Для интерпретации формы ВАХ пленочных образцов рассмотрим модель горячего пятна (*SBT*-теория [6]). Модифицируем ее с учетом теплопереноса в подложке, обладающей хорошей теплопроводностью,

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{d} (T - T_{\text{п}}) &= \rho_N j^2 \theta (x_0 - |x|), \\ -\lambda \frac{\partial^2 T_{\text{п}}}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{h} (T_{\text{п}} - T) + \frac{\alpha_{\text{п}}}{h} (T_{\text{п}} - T_{\text{He}}) &= 0, \\ T\left(\pm \frac{L}{2}\right) &= T_{\text{п}}, \quad j = I/\rho_N W, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $T$ ,  $T_{\text{п}}$ ,  $T_{\text{He}}$  — температура сверхпроводника, подложки и гелиевой ванны;  $\lambda$ ,  $\lambda_{\text{п}}$  — теплопроводность сверхпроводника и подложки;  $\alpha$ ,  $\alpha_{\text{п}}$  — коэффициенты теплопередачи через границы пленка—подложка и подложка—гелий;  $d$ ,  $h$  — толщина пленки и подложки;  $L$ ,  $W$  — длина и ширина пленки,  $x_0$  — полуширина участка пленки, разогретого до  $T > T_c$ .

Учитывая, что  $\lambda_{\text{п}} h \gg \lambda d$ , сводим систему (1) к одному уравнению

$$-\lambda_{\text{эфф}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\alpha_{\text{эфф}}}{d} (T - T_{\text{He}}) = \rho_N j^2 \theta (x_0 - |x|), \quad (2)$$

совпадающему с [6], но с эффективной теплопроводностью

$$\lambda_{\text{эфф}} = \frac{\lambda_{\text{п}} h \alpha}{(\alpha + \alpha_{\text{п}}) d} \quad (3)$$

и эффективным коэффициентом теплопередачи

$$\alpha_{\text{эфф}} = \frac{\alpha \alpha_{\text{п}}}{\alpha + \alpha_{\text{п}}}. \quad (4)$$

Таким образом, теплоперенос вдоль пленки полностью определяется подложкой. Этим можно объяснить большие значения  $\lambda_{\text{эфф}}$ , найденные в [8, 9].

Из (2) следует, что ВАХ описывается следующим выражением (ср. с [6]):

$$\begin{aligned} I &= I_1 \cdot f(x, z), \\ f(x, z) &= (1 + \text{cth}\{zx\} \text{cth}\{(1-z)x\})^{1/2}, \\ I_1 &= \left( W^2 \alpha_{\text{эфф}} \frac{d(T_c - T_{\text{He}})}{\rho_N} \right)^{1/2}, \quad z = U/IR_N, \end{aligned} \quad (5)$$

$$x = \frac{L}{2\eta_{\text{эфф}}}, \quad \eta_{\text{эфф}} = \left( \frac{d\lambda_{\text{эфф}}}{\alpha_{\text{эфф}}} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Подставив в (6) выражения (3), (4), получаем для тепловой длины

$$\eta_{\text{эфф}} = \left( \frac{\lambda_{\text{п}} h}{\alpha_{\text{п}}} \right)^{1/2} = \eta_{\text{п}},$$

т. е. эффективная тепловая длина равна тепловой длине подложки и не зависит от характеристик пленки. Если обезразмерить (5) на  $U_{\text{в}}$ ,  $I_{\text{в}}$ , соответствующие условию  $\partial I/\partial U=0$ , то

$$\begin{aligned} \bar{I} &= f(x, \bar{U}/2\bar{I}) (\text{ch } x/\text{sh}^2 x/2), \\ \bar{I} &= I/I_{\text{в}}, \quad \bar{U} = U/U_{\text{в}}. \end{aligned} \quad (7)$$

При такой нормировке выражение (7) зависит только от параметра  $x$ , включающего длину сверхпроводника  $L$  и тепловую длину  $\eta_{\text{эфф}}$ . Это означает, что

для образцов равной длины и с одинаковыми подложками ВАХ должны совпадать. На рис. 3 приведены нормированные на  $I_v$  и  $U_v$  экспериментальные ВАХ. Их совпадение подтверждает справедливость учета в наших расчетах теплопроводности подложки и ее определяющую роль в процессе теплопередачи.

Для образца, используемого в качестве рабочего элемента СПК, по наилучшему согласованию (5) с экспериментальными ВАХ мы определили параметры  $x=0.95$  и  $I_1=0.1$  А. Отсюда  $\alpha=0.08$  Вт/м<sup>2</sup>·К,  $\alpha_n=8$  Вт/м<sup>2</sup>·К, т. е. теплопередача в гелий полностью определяется границей подложка—гелий, а пленка и подложка находятся в хорошем акустическом контакте.

При расчете  $x$  и  $I_1$  мы не учитывали начальный участок ВАХ со скачком по току, так как этот участок достижим только при малых  $R_n$  ( $\leq 0.1$  Ом) и в работе СПК не реализуется. Этот скачок, как мы предполагаем, связан с кризисом кипения жидкого гелия. Плотность потока тепла в охлаждающую среду в этой области при учете высокой теплопроводности подложки изменяется с  $2.4 \times 10^3$  до  $5.2 \times 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>. Это соответствует экспериментальным данным по кипению жидкого гелия в большом объеме [10].

Перейдем к анализу работы СПК. На ВАХ (рис. 1, сплошные линии) дополнительно нанесены нагрузочные прямые, соответствующие току восстановления сверхпроводящего состояния шунтированного сверхпроводника  $I_r$  [11] и некоторому большему току  $I^*$ , и омическая ВАХ СПК  $I=U/R_n$ , где сверхпроводимость полностью подавлена внешним электромагнитным излучением ( $I_r$  совпадает с  $I_v$  при  $R_n=\infty$ ).

Если в исходном состоянии через СПК протекает ток  $I^*$ , то под действием ЭМИ он переходит в состояние, которому соответствует пересечение нагрузочной прямой  $U=(I^*-I)R_n$  с омической ВАХ. При прекращении ЭМИ за времена, характеризующие установление теплового равновесия, система переходит в состояние, определяемое стационарной ВАХ (вставка на рис. 2). Причем, как видно из рис. 1, имеется два пересечения. Однако реализуется состояние с большим дифференциальным сопротивлением как более устойчивое [11]. Затем происходит разряд магнитного накопителя, определяемый его индуктивностью, и амплитуда тока на нагрузочном сопротивлении  $R_n$  уменьшается. Когда значение тока станет равным  $I_r$ , СПК возвращается в сверхпроводящее состояние.

Необходимо отметить, что переход СПК в резистивное состояние, сохраняющееся после прекращения ЭМИ, происходит при токе  $\sim 3.3$  А, больше, чем  $I_r=2.2$  А (рис. 1). Это связано с тем, что за времена  $\sim 200$  нс не успевают сформироваться стационарные ВАХ.

Пренебрегая переходными процессами малой длительности при установлении теплового равновесия в соответствии с приведенными расчетами мы определили форму импульса на нагрузочном сопротивлении. Полученные результаты совпадают с наблюдаемыми осциллограммами.

### Выводы

Проведенные измерения показывают, что исследуемые пленки нитрида ниобия удовлетворяют требованиям к материалу токонесущего элемента. Величина удельной разрывной мощности для представленного СП коммутатора составляет  $p=\rho_n \times j_c^2 \approx 3 \times 10^{14}$  Вт/м<sup>3</sup>.

Исследование работы СПК в системе с магнитным накопителем показало два режима его работы, связанных с начальным током: при малых токах происходит частичный вывод энергии, при больших — практически полный.

Авторы выражают благодарность В. Ф. Елесину за полезные обсуждения.

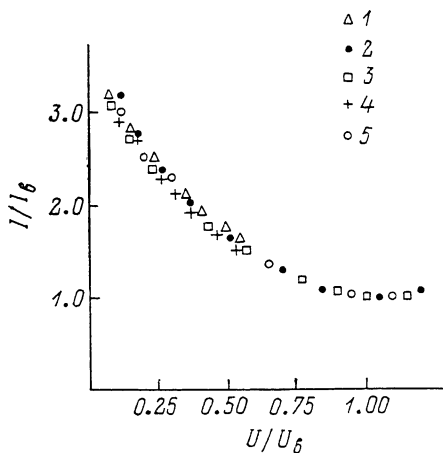


Рис. 3. Нормированные ВАХ образцов. 1 — 50, 2 — 100, 3 — 150, 4 — 160, 5 — 190 нм.

## Список литературы

- [1] Аронов А. Г., Спивак Б. З. // Физика низких температур. 1978. Т. 4. № 11. С. 1365—1403.
- [2] Елесин В. Ф., Конаев Ю. В. // УФН. 1981. Т. 133. № 2. С. 259—307.
- [3] Ваганов А. Б., Чалисов Ю. Н. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 1. С. 26—29.
- [4] Gray K. E., Kamprwirth R. T. // Cryogenics. 1984. Vol. 1. P. 21—26.
- [5] Куроедов Ю. Д. Препринт ИАЭ им. И. В. Курчатова. № Э-82-46431. М., 1982.
- [6] Skosrol W. J., Beasley M. R., Tinkham M. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. P. 4054—4066.
- [7] Вендик О. Г., Зайончковский А. Я., Терещенко Л. Л. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 167—172.
- [8] Вендик О. Г., Пахомов О. В., Терещенко Л. Л. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 4. С. 663—668.
- [9] Вендик О. Г., Зайончковский А. Я., Колесов С. Г. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 1930—1935.
- [10] Maddok B. I., James G. B., Norris W. T. // Cryogenics. 1969. Vol. 9. N 8. P. 261—263.
- [11] Гуревич А. Вл., Мицц Р. Г., Рахманов А. Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
1 июня 1988 г.  
В окончательной редакции  
12 декабря 1988 г.