

05; 09

© 1992

## ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ НА ПЛЕНКЕ СВЕРХПРОВОДНИКА, УПРАВЛЯЕМЫЙ ИЗМЕНЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ

О.Г. Вендик, Т.Б. Самойлова

1. В настоящее время применение сверхпроводниковых пленок в микроэлектронике СВЧ развивается по двум основным направлениям: создание высокодобротных резонансных систем и линий передачи с малыми потерями в микрополосковом исполнении, а также разработка элементов управления СВЧ сигналов, основанных на использовании специфических нелинейных эффектов, присущих сверхпроводникам. Идея создания управляемых линий задержки (ЛЗ) и фазовращателей (ФЗ) на основе микрополосковой линии (МПЛ) с тонким диэлектриком известна давно [1, 2]. Фазовая скорость волны в линии, образованной двумя плоскими сверхпроводящими поверхностями, разделенными тонким диэлектриком толщиной  $h$  (рис. 1), определяется выражением:

$$v = (\epsilon \mu_0)^{-0.5} [1 + (\lambda_1/h) \operatorname{cth}(d_1/\lambda_1) + (\lambda_2/h) \operatorname{cth}(d_2/\lambda_2)]^{-0.5}, \quad (1)$$

где  $\lambda_{1,2}$ ,  $d_{1,2}$  — глубина проникновения и толщина сверхпроводящих электродов линии. Из (1) следует, что заметное снижение фазовой скорости наблюдается для случая тонкого диэлектрика ( $h \leq \lambda$ ) и тонких сверхпроводящих пленок ( $d^2 < \lambda$ ). Возможность управления фазовой скоростью волны в такой линии определяется зависимостью глубины проникновения  $\lambda$  от внешних параметров, таких как температура, управляющий ток. В литературе обсуждаются эти два возможных способа управления фазовой скоростью. В частности, в недавней работе [3] рассматривается концепция управляемой транспортным током ЛЗ, в которой снижение фазовой скорости обеспечивается увеличением  $\lambda$  при пропускании по сверхпроводнику тока, близкого к критическому току распаривания Гинзбурга—Ландау (ГЛ). Такой режим управления требует обеспечения условий, исключающих, другие механизмы разрушения сверхпроводимости (в частности, проникновение в пленку вихрей), кроме механизма Гинзбурга—Ландау. Трудности, связанные с обеспечением однородного распаривания ГЛ, не дали возможности авторам [3] реализовать токовый способ управления задержкой и набегом фазы на практике. Основные надежды авторы [3] возлагают в дальнейшем на использование гранулированных пленок, представляющих собой решетку джозефсоновских переходов, дифференциальной индуктивностью которых также можно управлять транспортным током. Однако использование гранулированных пленок может привести к заметному увеличению потерь в МПЛ, что в частности наблюдалось в ЛЗ на гранулированных

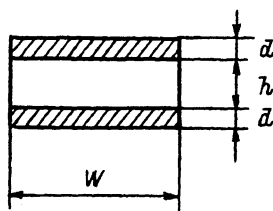


Рис. 1. Поперечное сечение микрополосковой линии.

пленках высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в [4] и может явиться принципиальным ограничением при реализации ФВ.

В [5] термическое управление состоянием сверхпроводника было использовано для реализации теплового СВЧ ключа на пленке  $Tl-Ca-Ba-Cu-O$  в виде мостика, включенного в 50-Омную копланарную линию передачи. Изменение температуры мостика обеспечивалось нагревателем из пленки нормального металла, изолированной от ВТСП фоторезистом. Время отклика ВТСП элемента на тепловое воздействие составило порядка 1 мкс, что вполне приемлемо для СВЧ фазовращателей. Эти данные дают основание для реализации в микрополосковом исполнении устройств управления фазой СВЧ волны за счет изменения температуры. Ниже приведены оценки основных параметров управляемого температурой ФВ, выполненного на основе сверхпроводящей МПЛ.

2. Рассмотрим полосковую линию, изображенную на рис. 1. Для исключения краевых эффектов будем считать  $w \gg h$ . Погонная индуктивность такой линии  $L_1 = L_1^g + L_1^k$ , где  $L_1^g = \text{const}$  (Т) – погонная геометрическая индуктивность,  $L_1^k$  (Т) =  $2\mu_0 \lambda^2$  (Т) /  $\omega d$  – погонная кинетическая индуктивность, зависящая от температуры и связанная с кинетической энергией сверхпроводящих носителей заряда. Глубина проникновения  $\lambda$  (Т) =  $\lambda_0 \theta$  (Т), где  $\theta$  (Т) – функция, описывающая температурную зависимость  $\lambda$ : для однородных БКШ сверхпроводников в локальном пределе  $\theta$  (Т) – универсальная функция, табулированная в [6], в двухжидкостной модели сверхпроводника  $\theta$  (Т) =  $(1 - t^2)^{-0.5}$ , где  $n = 4$  для традиционных БКШ сверхпроводников и  $n = 1.5$  в биполярной модели ВТСП; для гранулированных сверхпроводников вид функции  $\theta$  (Т) определяется типом межгранульных контактов и описывается температурной зависимостью их критического тока.

Набег фазы на единице длины линии при температуре Т:  $\varphi_1 = \omega [C_1 (L_1^g + L_1^k)]^{0.5}$ ,  $C_1$  – погонная емкость МПЛ. Будем рассматривать наиболее реальный случай  $L_1^g \gg L_1^k$ . Тогда:

$$\varphi_1 = \omega (L_1^g C_1)^{0.5} (1 + 0.5 L_1^k / L_1^g).$$

Изменение набег фазы при изменении температуры от  $T_a$  до  $T_b$ :

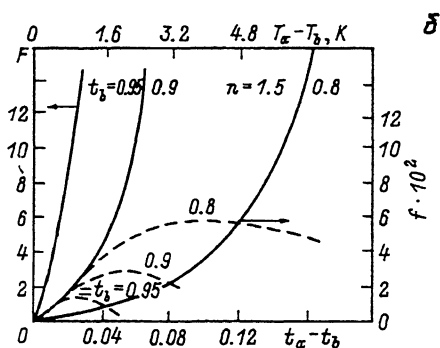
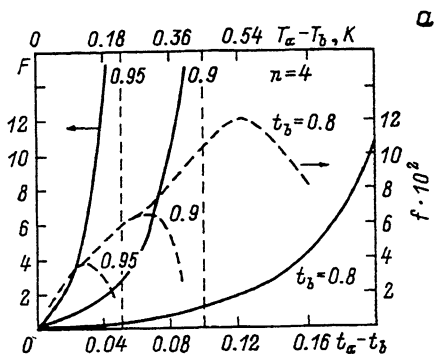


Рис. 2. Поведение функций  $F$  (сплошные кривые) и  $f$  (пунктир), характеризующих поведение фазового сдвига  $\Delta\varphi$  и качества  $\Delta\varphi/\alpha$  фазовращателя при изменении температуры, для низкотемпературных (а) и высокотемпературных (б) сверхпроводников.

$$\Delta\varphi = \varphi_{1a} - \varphi_{1b} = 0.5 (C_1/L_1^g)^{0.5} (L_{1a}^k - L_{1b}^k) = \varphi_0 F(t_a, t_b), \quad (2)$$

где  $t_{a,b} = T_{a,b}/T_c$ ,  $\varphi_0 = \omega (C_1/L_1^g)^{0.5} \mu_0 \chi_0^2 / d\omega$ , а функция  $F = (t_a^2 - t_b^2) / [(1-t_a^2)(1-t_b^2)]$  описывает фазовый сдвиг, обусловленный изменением управляющего параметра — температуры — на  $\Delta T = T_a - T_b$ . Поведение функции  $F$  в зависимости от разности температур  $t_a - t_b$  при различных значениях  $t_b$  показано на рис. 2, а, б сплошными кривыми для  $n=4$  и  $n=1.5$ . Там же на верхней шкале даны абсолютные значения разности температур  $T_a - T_b$  для

случаев низкотемпературного сверхпроводника (НТСП) с  $T_c = 9\text{ К}$  (рис. 2, а) и высокотемпературного (ВТСП) с  $T_c = 80\text{ К}$  (рис. 2, б).

3. Оценим потери в сверхпроводниковом ФВ и рассмотрим условие его оптимизации по потерям. Затухание СВЧ волны на единице длины МПЛ  $\alpha = 8,68 R_1 / Z_0$ , где  $R_1 = R_S / w$  - погонное сопротивление линии,  $R_S$  - поверхностное сопротивление пленочных сверхпроводников (считаем, что проводники линии выполнены из одного материала). Для тонких однородных (негранулированных) пленок в двухжидкостной модели  $R_S = 0,5 (\omega \mu_0)^2 \epsilon \lambda^4 / d$ ,  $\epsilon = \epsilon_N (T/T_c)^{\beta}$  - проводимость, связанная с нормальной компонентой жидкости. Для традиционных НТСП  $\beta = 4$ , для ВТСП зависимость  $\epsilon(T)$  значительно слабее: в [7] полагается  $\beta = 0,5$ , а в [8] из экспериментов следует, что  $\beta \approx 0$ . При работе вблизи  $T_c$  температурная зависимость  $R_S$  определяется в основном температурной зависимостью  $\lambda$ , поэтому в дальнейшем будем полагать  $\epsilon = \epsilon_N$ , где  $\epsilon_N$  - проводимость в нормальном состоянии. Качество ФВ характеризуется отношением фазового сдвига при изменении температуры к потерям в линии  $\Delta\varphi/\alpha$ , где под  $\alpha$  будем понимать среднее арифметическое значение между потерями при температурах  $T_a$  и  $T_b$ . Тогда, используя выражения для  $\Delta\varphi$  и  $\alpha$  и учитывая, что  $Z_0 = (L_1^2/C_1)^{0,5}$ , получим

$$\Delta\varphi/\alpha = 4(8,68 \omega \mu_0 \epsilon_N \lambda_0^2)^{-1} f(t_a, t_b), \quad (3)$$

где функция  $f(t_a, t_b) = \frac{t_a^2 - t_b^2}{(1-t_b^2)/(1-t_a^2) + (1-t_a^2)/(1-t_b^2)}$  характеризует

качество ФВ в зависимости от диапазона изменения температуры  $\Delta T = T_a - T_b$ . Проанализируем выражение для  $f(t_a, t_b)$ , представив его для простоты в виде  $f = \frac{y-x}{y/x + x/y}$ , где  $y = 1-t_b^2$ ,  $x = 1-t_a^2$ . Функция  $f(x, y)$  характеризуется линией максимума  $x = (\sqrt{2}-1)y$ . При этом  $f_{max} = 0,5(\sqrt{2}-1)(1-t_b^2)$  соответствует оптимальному значению  $\Delta\varphi/\alpha$ :

$$(\Delta\varphi/\alpha)_{opt} = 2(\sqrt{2}-1)(1-t_b^2) / 8,68 \omega \mu_0 \epsilon_N \lambda_0^2.$$

На рис. 2, а, б пунктиром показано поведение функции  $f$  в зависимости от диапазона изменения температуры  $t_a - t_b$ . На этих зависимостях отчетливо виден максимум этой функции, связанный с тем, что для заданной исходной температуры  $T$  при уменьшении диапазона регулирования температуры  $\Delta T$  от оптимального значения уменьшается фазовый сдвиг  $\Delta\varphi$ , а при увеличении  $\Delta T$  растут потери в сверхпроводниках.

4. Обсудим приведенные выше результаты по ФВ для конкретных ситуаций с разными сверхпроводниками на частоте 10 ПГц. Рассмотрим как традиционные сверхпроводники ( $Nb, NbN$ ), так и новые ВТСП материалы ( $Y-Ba-Cu-O$ ). В таблице приведены типичные

Материал	$T_c, K$	$\epsilon_n, ОмМ$	$\lambda_0, мкм$	$d, мкм$	$\Delta\varphi/F,$ рад/м	$(\Delta\varphi/d)_{ff}$ рад/дБ
<i>Nb</i>	9	10 <sup>7</sup>	0.1	0.05	6	60
<i>NbN</i>	15	10 <sup>6</sup>	0.3	0.1	28	60
<i>Y-Ba-Cu-O</i>	80	10 <sup>6</sup>	0.2	0.1	13	140

значения основных материалов, а также значения коэффициентов перед функциями  $F$  и  $f$  в выражениях (2) и (3) соответственно, позволяющие перейти к абсолютным значениям фазового сдвига  $\Delta\varphi$  и качества  $\Delta\varphi/d$  фазовращателя. Эти коэффициенты рассчитаны для МПЛ с  $Z_0 = 50$  Ом при  $\omega = 50$  мкм, реализуемой для НТСП, например, при использовании в качестве подложки пластин слюды. Для МПЛ из ВТСП в качестве диэлектрика может быть использована тонкая пленка металлизированного органического материала, к которой механически прижимается пленка ВТСП, осажденная на подложку из  $LaAlO_3$ ,  $MgO$  [4, 9], или трехслойная структура с тонким эпитаксиальным слоем диэлектрика между пленками ВТСП [10].

В оптимальном режиме качество для ФВ на пленках НТСП и эпитаксиальных пленках  $Y-Ba-Cu-O$  одинаково и, например, для  $t_z = 0.9$  составляет  $\Delta\varphi/d \approx 4$  рад/дБ. При этом погонный фазовый сдвиг составляет порядка 30 рад/м для *Nb* и 90 рад/м для  $Y-Ba-Cu-O$ . Отметим, что сдвиг фазы  $\Delta\varphi = 2\pi$  рад обеспечивается МПЛ длиной 20 см для *Nb* и 7 см для  $Y-Ba-Cu-O$ , реализация которых вполне возможна [11].

Приведенные здесь результаты анализа ФВ на сверхпроводящих МПЛ позволяют осуществлять выбор материалов и режимов работы управляемого температурой ФВ для обеспечения требуемых параметров.

## С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Swihart J.C. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 3. P. 461-469.
- [2] Алексеев Ф.Н., Козлова Н.Д., Козырева А.В. и др. // Радиоэлектроника за рубежом. 1981. В. 4(921). С. 1-28.
- [3] Anlagé S.M., Snortland H.J., Beasley M.R. et al. // Phys. Sci. Ins. 1991. V. 62. P. 1801-1804.
- [4] Bourne L.C., Hammond R.B., Robinson M.D. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N. 23. P. 2333-2335.
- [5] Martens J.S., Hietala V.M., Zipperian T.E. et. al. // IEEE Microwave and Guided Wave Lett. 1991. V. 1. P. 291-293.

- [6] B a r d e e n J. // Progress of Low Temp. Phys. 1961. V. 3. P. 232-238.
- [7] В е н д и к О.Г., К о в а л е в и ч Л., М и т р о ф а - н о в А.П. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. В. 10. С. 2133-2142.
- [8] M u l l e r J. // J. of Superconductivity. 1990. V. 3. N.1. P. 235-239.
- [9] T r a c k E.K., H o h e n w a t e r G.K.G., M a n d h a v r a o L. et al. // IEEE Trans. on Magnetics. 1990. V. 27. N2. P. 2936-2939. 458-461.
- [10] P o n d J.M., C a r r o l l K.R., H o r w i t z J.S. et. al. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N. 23. P. 3033-3035.
- [11] N a g a i Y., S u z u k i N., K i m a c h i Y. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1992. V. 31. Pt 2. N 3A. P. 242-245.

Поступило в Редакцию  
10 июля 1992 г.