

УДК 535.3

**А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов**

Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы  
Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

**УСИЛЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ  
ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА  
В СТРУКТУРЕ «ДИЭЛЕКТРИК – СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ  
ПЛЕНКА – ДИЭЛЕКТРИК»**

Исследуются особенности распространения поверхностных электромагнитных волн плазмон-поляритонного типа в планарных структурах, содержащих тонкие пленки высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Найдены значения частот распространяющихся плазмон-поляритонов, при которых их фазовые и групповые скорости меньше скорости света в вакууме практически на два порядка, т.е. наблюдается замедление поверхностных волн. Показано, что в области частот, отвечающих существенному замедлению поляритонной волны, возможно ее эффективное взаимодействие с потоком заряженных частиц в условиях фазового синхронизма. В процессе взаимодействия возможна реализация усиления волнового поля поверхностной волны за счет перекачки энергии от волны дрейфового тока. Показано также, что в случае подложки с периодическим изменением показателя преломления в структуре возможно осуществить генерацию поверхностных электромагнитных волн по принципу распределенной обратной связи.

**Ключевые слова:** поверхностный плазмон-поляритон, медленные электромагнитные волны, высокотемпературный сверхпроводник, компенсация омических потерь, отрицательная групповая скорость, распределенная обратная связь.

**A.S. Abramov, I.O. Zolotovskii, D.I. Sementsov**

S.P. Kapitsa Technological Research Institute  
of Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

**AMPLIFICATION AND GENERATION OF SURFACE  
PLASMON-POLARITONS OF THE TERAHERTZ RANGE  
IN THE STRUCTURE “DIELECTRIC – SUPERCONDUCTING  
FILM – DIELECTRIC”**

In the paper, the features of the propagation of surface electromagnetic waves of plasmon-polariton type in planar structures containing thin films of high-temperature superconductors (HTSCs) are studied. The values of the frequencies of propagating plasmon-polaritons are found at which their phase and group velocities are less than the speed of light in vacuum by almost two orders of

magnitude, i.e. slowing of surface waves is observed. It is shown that in the frequency range corresponding to a significant slowing down of the polariton wave, it is possible to effectively interact with the flow of charged particles under phase-matching conditions. In the process of interaction, it is possible to realize the amplification of the wave field of the surface wave due to the transfer of energy from the drift current wave. It is also shown that in the case of a substrate with a periodic change in the refractive index in the structure, it is possible to generate surface electromagnetic waves by the principle of distributed feedback.

**Keywords:** surface plasmon-polariton, slow electromagnetic waves, high-temperature superconductor, ohmic loss compensation, negative group velocity, distributed feedback.

## Введение

Поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела сред, одна из которых во всем рассматриваемом спектральном интервале имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость, в литературе получили название поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) [1]. Известно, что ППП обладают высокой локализацией поля на межслойной границе, при удалении от которой происходит экспоненциальный спад поля ППП. При этом глубина проникновения поля в обе среды сравнительно мала и составляет порядка длины волны излучения. Показано, что волновые характеристики ППП во многом определяются характером дисперсии материальных параметров граничащих сред [2].

Значительный интерес для решения многих прикладных задач современной радиофизики представляют волноведущие структуры, в которых фазовые и групповые скорости распространяющихся волн значительно меньше скорости света в вакууме. В частности, существенное замедление распространяющихся волн необходимо для создания усилителей и генераторов терагерцового и дальнего инфракрасного диапазона, работающих по принципу усиления электромагнитной волны при ее взаимодействии с потоком заряженных частиц [3]. На подобном взаимодействии основан принцип работы таких СВЧ-приборов, как клистрон, лампа бегущей и обратной волны, линейные ускорители заряженных частиц и др.

На данный момент существует достаточно много материалов и структур, в которых теоретически предсказано и экспериментально реализовано распространение медленных волн. Прежде всего это метаматериалы, фотонные и магнотонные кристаллы, а также планарные структуры на основе тонких проводящих пленок [4, 5]. К таким структурам могут быть отнесены и структуры, содержащие пленки высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Примечательно, что для

широкого спектрального диапазона поглощение в сверхпроводнике при температурах ниже критических практически отсутствует. К тому же обеспечение необходимого усиления волны при ее прохождении через активную среду требует пропускания больших критических токов, что при использовании нормальных металлов должно приводить к большому тепловыделению и плавке образца. В связи с этим именно тонкие пленки ВТСП являются наиболее технологичными и перспективными материалами для создания на их основе компактных усилителей и генераторов электромагнитного излучения.

В связи с этим в настоящей работе исследуются особенности распространения поверхностных электромагнитных волн в структуре «диэлектрик – ВТСП – диэлектрик», а также анализируются режимы усиления и генерации волны в такой структуре.

### 1. Материальные параметры сред и дисперсионное соотношение

Особенности распространения ППП, возможность их усиления и генерации при взаимодействии с потоком заряженных частиц будем исследовать в несимметричной планарной структуре (рис. 1), которая состоит из тонкого слоя ВТСП толщиной  $d$  и окружающих его немагнитных сред с диэлектрическими проницаемостями (ДП)  $\varepsilon_1 = 1$  и  $\varepsilon_3$ .

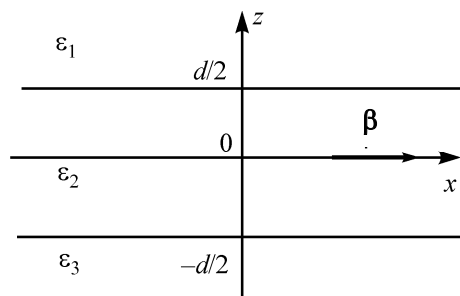


Рис. 1. Геометрия задачи

В качестве материала подложки выбран изотропный диэлектрик с одним дисперсионным осциллятором, ДП которого определяется выражением [1]

$$\varepsilon_3(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_\infty$  – статический и высокочастотный пределы функции  $\epsilon_d(\omega)$ ;  $\gamma$  – постоянная затухания. В отсутствие затухания  $\epsilon_3 \rightarrow \infty$  при частоте, равной частоте поперечного оптического фонона  $\omega_T$ . К материалам с такой ДП относятся, например, щелочно-галогидные кристаллы [6].

Материал пленки представляет собой купратный ВТСП, тензор ДП которого в главных осях имеет диагональный вид. В рамках двухжидкостной модели компоненты этого тензора описываются выражением [7]

$$\epsilon_{2\alpha} = \epsilon_{l\alpha} - \frac{4\pi e^2}{m_\alpha^* \omega} \left( \frac{n_s}{\omega} + \frac{n_n}{\omega - i\nu_\alpha} \right), \quad (2)$$

где  $\alpha = a, b, c$ ;  $\omega$  – частота волнового поля;  $e$  – заряд электрона;  $\nu_\alpha$  – частота столкновений. Выражения для концентрации нормальной и сверхтекучей компонент электронной системы определяются как  $n_n = n f(\theta)$ ,  $n_s = n [1 - f(\theta)]$ , где  $\theta$  – приведенная температура,  $\theta = T/T_c$ , а функция  $f(\theta) = \theta^4$ . В дальнейшем будем считать, что  $\epsilon_{2a} = \epsilon_{2b} = \epsilon_2$ ,  $\epsilon_{l\alpha} = \epsilon_l$ ,  $m_a^* = m_b^* = m^*$ ,  $\omega_{sa} = \omega_{sb} = \omega_s$  и  $\nu_a = \nu_b = \nu$ .

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП диэлектрика (кривые 1, 2) и ВТСП (кривая 1'). Приведенные зависимости построены для следующих значений параметров:  $\epsilon_0 = 5,9$ ;  $\epsilon_\infty = 2,25$ ;  $\omega_T = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ;  $\gamma = 0,003\omega_T \text{ с}^{-1}$ ;  $\epsilon_l = 10$ ;  $\omega_s = 5,7 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ;  $\nu = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ;  $T_c = 91 \text{ К}$ . Эти значения отвечают реальным полярным диэлектрикам (типа NaF и NaCl) [6] и ВТСП типа  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  [4]. Рабочий диапазон частот, где действительная часть ДП сверхпроводника  $\epsilon'_s < 0$  лежит ниже критической частоты, которая определялась численно в работах [8] и которая при выбранных значениях вышеуказанных параметров составляет  $\omega_{cr} \approx 1,8 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . В указанном диапазоне частот действительная часть ДП диэлектрика практически не меняется, и ее среднее значение составляет  $\langle \epsilon'_d \rangle = 5,3$ . Именно это значение  $\epsilon'_d$  мы будем использовать в дальнейшем. Поглощение в диэлектрике в указанном диапазоне практически отсутствует.

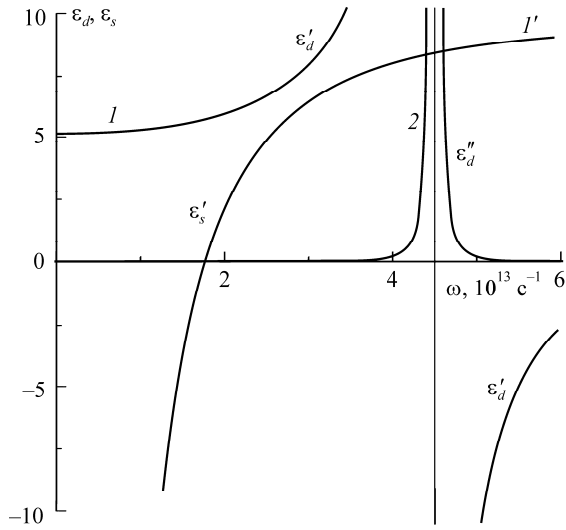


Рис. 2. Частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП диэлектрика  $\epsilon_d$  (кривые 1, 2) и ВТСП  $\epsilon_s$  (кривая 1')

В рассматриваемой структуре на границах сверхпроводящего слоя и диэлектрической подложки могут возбуждаться распространяющиеся вдоль оси  $X$  поверхностные ТМ-моды с компонентами волнового поля  $F_\alpha = (E_x, H_y, E_z)$ . Зависимость полей от координат и времени имеет вид

$$F_\alpha(x, z, t) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)], \quad (3)$$

где  $F_\alpha(z)$  – профильные функции соответствующих компонент волнового поля;  $\beta$  – константа распространения ППП. Из равенства тангенциальных компонент волнового поля на границах  $z = \pm d/2$  получаем дисперсионное соотношение для ППП в рассматриваемой структуре [9]:

$$\exp(-2q_s d) = \frac{q_s \epsilon_1 + q_1 \epsilon_s}{q_s \epsilon_1 - q_1 \epsilon_s} \cdot \frac{q_s \epsilon_2 + q_2 \epsilon_s}{q_s \epsilon_2 - q_2 \epsilon_s}. \quad (4)$$

Соотношение (4) распадается на два уравнения, которые отвечают двум ветвям поверхностных поляритонов – низкочастотной и высокочастотной:

$$\text{th } q_s d = -\frac{q_1 \epsilon_s}{q_s \epsilon_1} - \frac{q_d \epsilon_s}{q_s \epsilon_d}, \quad \text{cth } q_s d = -\frac{q_1 \epsilon_s}{q_s \epsilon_1} - \frac{q_d \epsilon_s}{q_s \epsilon_d}. \quad (5)$$

Эти ветви, в свою очередь, отвечают антисимметричному и симметричному распределению поперечных компонент волнового поля в волноводной структуре (низкочастотная и высокочастотная моды соответственно).

На рис. 3 для толщин ВТСП-пленок  $d = 1, 5, 10$  мм представлены дисперсионные зависимости  $\omega(\beta)$ , штрихом отмечены низкочастотные моды. На вставке приведена геометрия рассматриваемой структуры. На вертикальной оси отмечены характерные частоты  $\omega_{1\infty}$  и  $\omega_{2\infty}$ , к которым асимптотически стремятся нижние и верхние поляритонные ветви. Указанные частоты определяются параметрами сверхпроводника и диэлектрическими проницаемостями прилегающих сред:  $\omega_{1\infty} = \omega_p / \sqrt{\epsilon_l + \epsilon_1}$ ,  $\omega_{2\infty} = \omega_p / \sqrt{\epsilon_l + \epsilon_d}$  и принимают значения  $1,51 \cdot 10^{13}$  и  $1,63 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$  соответственно.

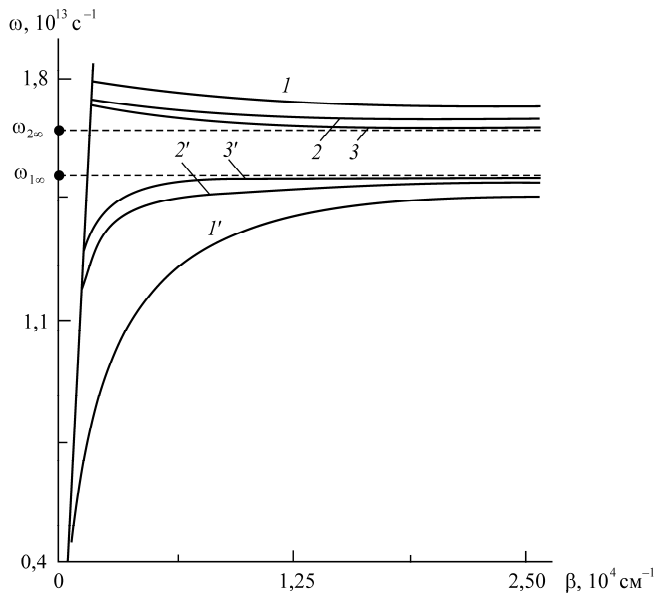


Рис. 3. Дисперсионные зависимости  $\omega(\beta)$  для толщин пленок ВТСП  $d = 1, 5, 10$  мм (кривые 1–3). Штрихом отмечены низкочастотные моды

Для поляритонов с приведенными частотами выполняется условие, при котором групповая скорость распространяющихся плазмон-поляритонов (ПП) стремится к нулю  $v_g = d\omega/d\beta \rightarrow 0$ , т.е. имеет место

существенное замедление поляритонных волн. Другой важной особенностью является возможность существования ПП с отрицательной групповой скоростью  $d\omega/d\beta < 0$ . Данное условие выполняется для высокочастотных поляритонных ветвей (кривые 1–3). В связи с этим исследуемую волноводную структуру можно рассматривать как эффективную «левую» среду, в которой может осуществляться эффективное взаимодействие «ток – поверхностная волна». С ростом константы распространения низкочастотная и высокочастотная ветви сближаются и находятся на расстоянии спектрального интервала  $\Delta\omega = \omega_{2\infty} - \omega_{1\infty}$ .

## 2. Уравнение связи «дрейфовый ток – электромагнитная волна»

Теперь рассмотрим возможность усиления замедленной поверхностной волны потоком заряженных частиц, которым является ток в ВТСП-пленке. Как показывает анализ, взаимодействие поверхностного плазмон-поляритона с потоком заряженных частиц может привести к его усилению. Подобное взаимодействие «электрический ток – волна» аналогично тому, что наблюдается в распределенных СВЧ-усилителях, например лампах бегущей волны [10]. Связь между полем волны и током в этих системах является результатом воздействия внешней распределенной силы  $F(x, t)$  на бегущую в одномерной среде волну. В случае гармонического волнового поля уравнение связи «ток – волна» принимает вид

$$\frac{dE_x}{dx} + i \frac{\omega}{v_{ph}} E_x = -F(x, t), \quad (6)$$

где  $E_x$  – продольная компонента электрического поля волны;  $v_{ph}$  – фазовая скорость волны. Внешняя распределенная сила связана с высокочастотным возмущением потока частиц в пленке, движущихся со скоростью  $v_0$ , т.е. с волной тока  $F = -\omega^2 KI / 2v_{ph}^2$ . Здесь параметр  $K = |E_x|^2 / 2\beta^2 P$  характеризует степень взаимодействия распространяющейся волны с потоком заряженных частиц и называется сопротивлением связи [3];  $P$  – мощность, переносимая в структуре поверхностной волной.

Рассмотрим случай сильного взаимодействия, при котором под влиянием волнового поля амплитуда тока становится модулированной по длине волновода. Для описания такого взаимодействия уравнение (6) необходимо дополнить уравнением, учитывающим влияние поля волноведущей системы на ток. В рамках гидродинамического описания электронной подсистемы линеаризованное по малым возмущениям  $J(x) = I(x) - I_0$  амплитуды тока уравнение связи «ток – поле» имеет вид [10]

$$\frac{d^2 J}{dx^2} + 2i \frac{\omega}{v_0} \frac{dJ}{dx} - \frac{1}{v_0^2} (\omega^2 - \omega_q^2) J = i \frac{\omega}{v_0} \frac{I_0}{2U} E_x, \quad (7)$$

где  $U$  – ускоряющая разность потенциалов,  $U = mv_0^2/2e$ . Предполагаем, что и возмущения тока  $J$ , и волновое поле  $E_x$  изменяются вдоль волновода пропорционально фактору  $\exp(-iGx)$ , где  $G$  – волновое число гармонического возмущения. В этом случае условие совместности уравнений (6) и (7) приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$(\omega - Gv_{ph}) \left[ (\omega - Gv_0)^2 - \omega_q^2 \right] = C^3 \omega^3, \quad (8)$$

где параметр  $C$  для волн плазмон-поляритонного типа определяется следующим образом:

$$C = \left[ \left( v_0/v_{ph} \right)^2 (I_0 K/4U) \right]^{1/3}. \quad (9)$$

При выполнении условия  $v_g \rightarrow 0$  величина  $v_{ph}/v_g$  будет значительно больше единицы, и, как следует из выражения (9), параметр Пирса в этом случае также принимает значения, большие единицы. Это делает рассматриваемую ситуацию принципиально отличной от стандартной ситуации в лампах бегущей и обратной волны, для которой характерно  $C \ll 1$ . В результате коэффициент интегрального усиления для ППП в терагерцовом и ближнем инфракрасном диапазонах может принимать огромные значения.

Из формулы (8) следует, что во взаимодействии «ток – волна» участвуют три волны возмущения: одна волна – электромагнитная с волновым числом  $G = \omega/v_{ph}$  и две волны зарядовой плотности – мед-



ленная и быстрая с  $G_{\pm} = (\omega \pm \omega_q) / v_0$ . Условием усиления волнового поля в рассматриваемой структуре является положительность мнимой части волнового числа волны возмущения (т.е. инкремента усиления)  $g = 2 \operatorname{Im} G > 0$ .

Отметим, что в теории лампы бегущей волны частота  $\omega_q$  связана с плазменной частотой  $\omega_s$  соотношением  $\omega_q = R\omega_s$ , где коэффициент  $R$  учитывает влияние на электронный пучок окружающих стенок и имеет величину в диапазоне  $0 < R < 1$  [11]. Для достаточно широкого электронного потока, на динамику которого влиянием боковой поверхности можно пренебречь, коэффициент  $R \rightarrow 0$ . Далее предполагаем, что именно этот предельный случай реализуется в рассматриваемой нами задаче, поэтому в уравнениях (7) и (8) будем считать  $\omega_q = 0$ . При этом максимальное усиление ППП может быть получено в условиях фазового синхронизма  $v_0 \approx v_{ph}$ . В этом случае уравнение (8) может быть представлено системой уравнений:

$$\begin{aligned} \omega - Gv_{ph} - C\omega &= 0, \\ (\omega - Gv_{ph})^2 + (\omega - Gv_{ph})C\omega + C^2\omega^2 &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Первое уравнение имеет один действительный корень для параметра  $G$  и не может привести к усилению. Корни второго уравнения даются выражением

$$G = \left( 1 + \frac{C}{2} \pm i \frac{\sqrt{3}}{2} C \right) \frac{\omega}{v_{ph}}. \quad (11)$$

При этом величина инкремента усиления равна

$$g(\omega) = 2 \operatorname{Im} G(\omega) = \left( \sqrt{3}/2 \right) C\omega / v_{ph}. \quad (12)$$

Далее рассмотрим частотные особенности для инкремента усиления  $g(\omega)$  и параметра Пирса  $C(\omega)$ . Как видно из рис. 4, величина усиления  $g$  для поверхностных высокочастотных мод вблизи частоты  $\omega_{2\infty}$  может достигать значений свыше  $g > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  (см. рис. 4, б).

Смещаясь в высокочастотную область, указанные значения плавно уменьшаются. Низкочастотным модам во всем рассматриваемом

интервале частот соответствуют меньшие значения величины  $g$ , возрастающие по мере увеличения частоты (см. рис. 4, *a*). На вставке приведена частотная зависимость параметра Пирса  $C$ , кривым 1 и 2 соответствуют низкочастотные и высокочастотные моды. Анализ показывает, что величина  $C(\omega)$  практически не зависит от толщины сверхпроводящего слоя. При выбранных параметрах для диэлектрика и ВТСП параметр Пирса для низкочастотных мод (кривая 1) равен единице в широком диапазоне частот. Кривая 2 для высокочастотных мод имеет ярко выраженный минимум, при удалении от которого как в низко-, так и в высокочастотную область наблюдается резкий рост величины  $C(\omega)$ .

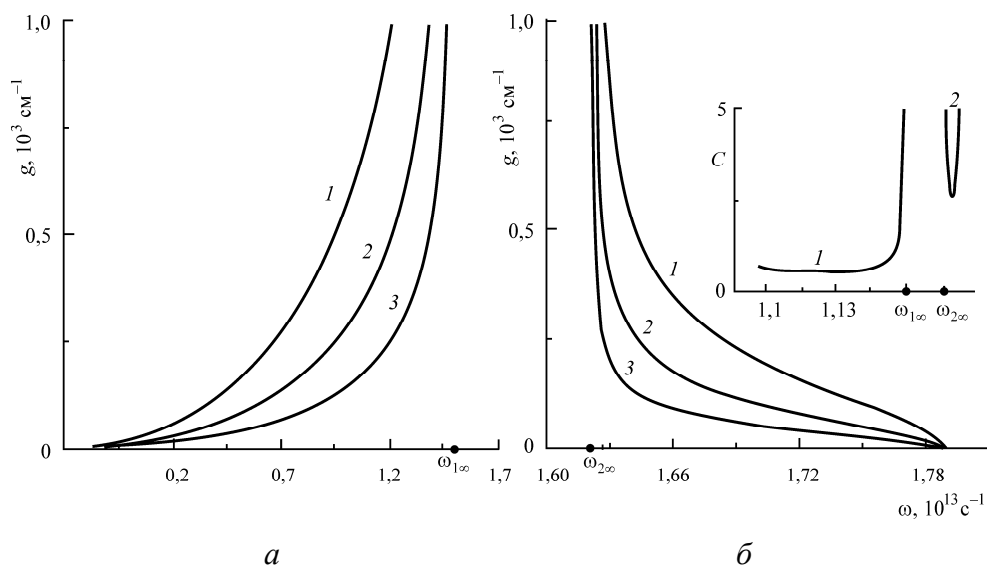


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления от частоты для симметричных (*a*) и антисимметричных (*б*) мод при толщинах ВТСП  $d = 1, 5, 10$  мм (кривые 1–3). На вставке – частотные зависимости параметра Пирса для соответствующих мод

### 3. Условия генерации электромагнитного излучения

Теперь исследуем возможность генерации поверхностных волн в рассматриваемой структуре. Будем полагать, что для распространяющегося в направлении оси  $X$  поляритона при его взаимодействии с дрейфовой волной тока в пленке ВТСП обеспечивается достаточный инкремент усиления  $g(\omega)$ . Если в качестве подложки использовать

среду с периодическим изменением ДП, то за счет распределенной обратной связи и перекачки энергии прямой поляритонной волны в обратную возможна генерация в такой структуре.

Для определенности будем считать, что подложка состоит из чередующихся параллельных друг другу слоев с ДП  $\epsilon_d^{(1)} \approx \epsilon_d^{(2)}$ . При этом глубина модуляции ДП  $m$  мала:

$$m = \left| \frac{\epsilon_d^{(1)} - \epsilon_d^{(2)}}{\epsilon_d^{(1)} + \epsilon_d^{(2)}} \right| \sim \left| \frac{\beta^{(1)} - \beta^{(2)}}{\beta^{(1)} + \beta^{(2)}} \right| \ll 1. \quad (13)$$

В нашем случае эта величина может принимать значения  $m = (0,001...0,1)$ .

Динамика распространения прямой  $A$  и обратной  $B$  поверхностных волн в условиях неистоимой накачки волны дрейфового тока с учетом собственных потерь в ВТСП  $\beta''$  и некоторой отстройки от фазового синхронизма  $\Delta\beta$  описывается системой уравнений [12]:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dx} &= -(g - \beta'') A - i\kappa B e^{2i\Delta\beta x}, \\ \frac{dB}{dx} &= \beta'' B + i\kappa A e^{-2i\Delta\beta x}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь отстройка от фазового синхронизма определяется выражением

$$\Delta\beta = [\beta^{(1)} + \beta^{(2)}] / 2 - \pi / \Lambda, \quad (15)$$

а параметр  $\kappa$  аналогичен интегралу перекрытия в теории связанных волн:

$$\kappa = [\beta^{(1)}\epsilon_d^{(1)} - \beta^{(2)}\epsilon_d^{(2)}] / 2 \approx m\beta. \quad (16)$$

Верхние индексы «1» и «2» соответствуют постоянной распространения в средах с ДП  $\epsilon_d^{(1)}$  и  $\epsilon_d^{(2)}$ . Подчеркнем, что пленка ВТСП является усиливающей средой только для прямой волны  $B$ , в то время как переотраженная обратная волна  $A$  не усиливается, т.е. ее взаимодействием с волной дрейфового тока пренебрегаем. Перекачка энергии между прямой и обратной плазмон-поляритонной волной наблюдается при некотором значении отстройки  $\Delta\beta$ , причем, подбирая период

структуры  $\Lambda$  и длину  $L$  ВТСП-пленки, можно обеспечить оптимальное взаимодействие между волнами. Параметр  $\Delta\beta$  можно оценить, используя решения системы дисперсионных уравнений (5) для каждого типа мод при значениях ДП  $\varepsilon_d^{(1)}$  и  $\varepsilon_d^{(2)}$  соответственно.

Решением системы (14) с учетом граничных условий  $A(0) = A_0$  и  $B(L) = 0$  являются выражения

$$\begin{aligned} A(x) &= A_0 \frac{\alpha \operatorname{sh} p(L-x) + p \operatorname{ch} p(L-x)}{\alpha \operatorname{sh} pL + p \operatorname{ch} pL} \exp[(i\Delta\beta + g/2)x], \\ B(x) &= A_0 \frac{\operatorname{sh} p(L-x) (i\kappa - \Delta\beta g \kappa^{-1} - i\Delta\beta^2 \kappa^{-1})}{\alpha \operatorname{sh} pL + p \operatorname{ch} pL} \exp[(i\Delta\beta + g/2)x], \end{aligned} \quad (17)$$

где введены следующие обозначения:

$$\alpha = \beta'' - g/2 - i\Delta\beta, \quad p = \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{g}{2} + i\Delta\beta\right)^2 - (g - \beta'')(\beta'' + 2i\Delta\beta)}.$$

На основании полученных решений для амплитуд прямой и обратной ПП волн коэффициенты отражения и прохождения примут вид

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{B(0)}{A(0)} \right|^2 = \left| \frac{i\kappa^{-1} (\kappa^2 + 4\Delta\beta^2 + 2i\Delta\beta g) \operatorname{sh} pL}{\alpha \operatorname{sh} pL + p \operatorname{ch} pL} \right|^2, \\ T &= \left| \frac{A(L)}{A(0)} \right|^2 = \left| \frac{p}{\alpha \operatorname{sh} pL + p \operatorname{ch} pL} \exp[(i\Delta\beta + g/2)L] \right|^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Генерация ППП в структуре будет происходить при условии стремления знаменателей выражений (18) к нулю. Исходя из этого, условие генерации плазмон-поляритонных волн терагерцового диапазона запишется в виде

$$\operatorname{arctg} \left( \frac{\Delta\beta}{g/2 - \beta''} \right) + \Delta\beta L \left( \frac{2\kappa^2}{(g - 2\beta'')^2 + 4\Delta\beta^2} - 1 \right) = (m + 1/2)\pi. \quad (19)$$

### **Заключение**

В работе исследованы волновые свойства ППП в структуре «диэлектрик – пленка ВТСП – диэлектрик» для температур  $T < T_c/2$ , где

структура является практически непоглощающей и области частот ниже плазменной, где действительная часть ДП сверхпроводящей пленки отрицательна. Дисперсионное соотношение для распространяющихся поверхностных волн в такой структуре содержит высокочастотную и низкочастотную поляритонные ветви, которым соответственно отвечают симметричное и антисимметричное распределение поперечных компонент поля в структуре. Вблизи частот  $\omega_{1\infty}$  и  $\omega_{2\infty}$ , к которым обе ветви асимптотически приближаются, наблюдается существенное замедление поляритонных волн, для которых реализуется усиление за счет перекачки энергии от волны дрейфового тока в сверхпроводнике в поверхностную волну терагерцового диапазона, распространяющуюся вдоль границ раздела «ВТСП – диэлектрик». На основании полученных результатов видно, что для высокочастотных мод вблизи частоты  $\omega_{2\infty}$  групповая скорость ППП является отрицательной и стремится к нулю  $v_g \rightarrow 0$ . При выполнении этого условия коэффициент усиления принимает значения  $g > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  и значительно превосходит декремент затухания. Для низкочастотных мод подобных особенностей не выявлено.

Показано также, что в случае подложки с периодическим изменением ДП в структуре возможна генерация поверхностной поляритонной волны, т.е. такие структуры могут быть рассмотрены в качестве генераторов, работающих по принципу систем с распределенной обратной связью.

*Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проекта 14.Z50.31.0015.*

### **Список литературы**

1. Агранович В.М., Миллс Д.Л. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. – М.: Наука, 1985. – 525 с.
2. Martin B.G., Broerman J.G. Theory of surface polaritons in a polar zero-gap semiconductor // Phys. Rev. – 1981. – Vol. 24. – P. 2018.
3. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ-электронике для физиков. – М.: Физматлит, 2003. – Т. 1.

4. Basov D.H., Timusk T. Electrodynamics of high-Tc superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – Vol. 77. – P. 721.
5. Плазмоны в волноводных структурах из двух слоев графена / П.И. Буслаев, И.В. Иорш, И.В. Шадривов, П.А. Белов, Ю.С. Кившарь // *Письма в ЖЭТФ* . – 2013. – Т. 97. – С. 619.
6. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. – М.: Наука, 1979. – 432 с.
7. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. – М.: МЦНМО, 2000. – 402 с.
8. Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. – М.: Атомиздат, 1980. – 312 с.
9. Economou E.N. Surface plasmon in thin films // *Phys. Rev.* – 1969. – Vol. 182. – P. 539.
10. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: Наука, 1984. – 432 с.
11. Шевчик В.Н., Шведова Г.Н, Соболева А.В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1962. – 336 с.
12. Ярив А. Квантовая электроника. – М.: Сов. радио, 1980. – 488 с.

### References

1. V.M. Agranovich, D.L. Mills. *Poverkhnostnye polyaritony: elektromagnitnye volny na poverkhnostyakh i granitsakh razdela sred.* Nauka, M. (1985). 525 s.
2. B.G. Martin, J.G. Broerman. *Phys. Rev. B* 24, 2018 (1981).
3. D.I. Trubetskov, A.E. Khramov, *Lektsii po SVCh elektronike dlya fizikov*, t. 1, Fizmatlit, Moskva (2003), s. 85.
4. D.H. Basov, T. Timusk, *Rev. Mod. Phys* 77, 721 (2005).
5. P.I. Buslaev, I.V. Iorsh, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar', *Pis'ma v ZhETF* 97, 619 (2013).
6. Agranovich V.M., Ginzburg V.L. *Kristaloptika s uchetom prostranstvennoy dispersii i teoriya eksitonov.* Moskva: Nauka, 1979. 432 s.
7. Shmidt V.V. *Vvedenie v fiziku sverkhprovodnikov.* Moskva: MTsNMO, 2000. 402 s.
8. Tinkham M. *Vvedenie v sverkhprovodimost'.* Moskva: Atomizdat, 1980. 312 s.

9. Economou E.N. Surface plasmon in thin films // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 539.

10. Rabinovich M.I., Trubetskov D.I. Vvedenie v teoriyu kolebaniy i voln. Moskva: Nauka, 1984. 432 s.

11. Shevchik V.N., Shvedova G.N, Soboleva A.V. Volnovye i kolebatel'nye yavleniya v elektronnykh potokakh na sverkhvysokikh chastotakh. Saratov: Izdatel'stvo Saratovskogo universiteta, 1962. 336 s.

12. Yariv A. Kvantovaya elektronika. Moskva: Sov. radio, 1980. 488 s.

Получено 26.06.2017