

Дисперсионные свойства поверхностных поляритонов на границе ВТСП и диэлектрика при наличии диссипации

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступила в Редакцию 1 сентября 2009 г.)

Исследуются дисперсионные и энергетические характеристики поверхностных поляритонов на границе высокотемпературного сверхпроводника и диэлектрика с учетом диссипации в обеих средах. Для температур ниже температуры фазового перехода найдены дисперсионные зависимости и сформулированы критерии существования поверхностных волн. Получены частотные зависимости глубины проникновения поверхностных поляритонов в каждую из сред и длины их пробега. Установлены характерные частоты, вблизи которых происходит существенное изменение волновых характеристик поверхностных поляритонов.

1. Введение

Известно, что в области частот, где диэлектрическая проницаемость (ДП) одной из граничащих сред отрицательна, вдоль плоской границы раздела возможно распространение поверхностных ТМ-волн, называемых в литературе поверхностными поляритонами (ПП) [1,2]. Поле ПП локализуется в приповерхностном слое, размеры которого с каждой стороны от границы раздела обычно порядка длины волны. Свойства поверхностных волн во многом определяются материальными параметрами и состоянием граничащих сред, поэтому отвечающие им решения волновых уравнений широко используются для изучения оптических свойств разных типов контактирующих материалов. Решения, отвечающие ПП, были получены для различных типов граничащих сред [3–8].

В последнее время повышенный интерес вызывают исследования электродинамических свойств высокотемпературных купратных сверхпроводников (ВТСП), из которых наиболее изученным является керамическое соединение $YBaCuO$ [9–11]. Исследования дисперсионных свойств ПП в структурах на основе ВТСП, как правило, проводились без учета диссипации в сверхпроводнике и вдали от линий поглощения контактирующих сред [12,13], что связано с малостью длины пробега ПП в структурах с поглощением. В [14] рассмотрены дисперсионные, энергетические и поляризационные свойства ПП на границе раздела прозрачного изотропного диэлектрика и анизотропного сверхпроводника с потерями. Однако в этой работе, как и в [1,2], отсутствуют четкие критерии существования ПП в структурах с поглощением. В настоящей работе с учетом диссипативных потерь как в ВТСП, так и в диэлектрике исследуются дисперсионные и энергетические характеристики и обсуждаются критерии реализации волноводных режимов ПП в диссипативных структурах. Для сверхпроводника ДП построена на основе двухжидкостной модели описания электронной системы, а ДП диэлектрика имеет характерную частотную зависимость, учитывающую потери в резонансной области.

2. Материальные параметры ВТСП и диэлектрика

Для феноменологического описания электродинамических свойств ВТСП широко используются различные модели двухкомпонентной плазмы [9], согласно которым при температуре ниже критической электронная подсистема может быть представлена как совокупность „нормальных“ (сталкивающихся друг с другом) и „сверхпроводящих“ (движущихся без столкновений) электронов с концентрациями

$$n_n = nf(\theta), \quad n_s = n[1 - f(\theta)], \quad (1)$$

где $\theta = T/T_c$ — приведенная температура, $n = n_n + n_s$ — полная концентрация носителей. Функция $f(\theta)$ разными авторами записывается по-разному [11]. В модели Гортера–Казимира функция $f(\theta) = \theta^4$; она чаще других используется для описания температурных зависимостей сверхпроводников. Многие ВТСП имеют сильно анизотропную кристаллическую структуру, в силу чего их ДП является тензорной величиной. В купратных соединениях типа $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ эффективная масса свободных носителей заряда m_c^* , отвечающая кристаллографическому направлению c , перпендикулярному плоскостям $Cu-O$, значительно больше эффективных масс m_a^* и m_b^* , отвечающих направлениям a и b , лежащим в указанных плоскостях. Это обусловлено различием механизмов переноса носителей заряда вдоль проводящих плоскостей $Cu-O$ и между ними. Анизотропия эффективной массы приводит к анизотропии плазменной частоты, частоты столкновений и в целом оптических свойств сверхпроводника. Полагая волновые поля гармонически зависящими от времени, ДП сверхпроводника представим в виде

$$\varepsilon_{s\alpha} = \varepsilon_{l\alpha} - \frac{\omega_{s\alpha}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{iv_\alpha\theta^4}{\omega - iv_\alpha} \right), \quad (2)$$

где индекс $\alpha = a, b, c$ обозначает кристаллографические оси, $\varepsilon_{l\alpha}$ — вклад решетки, ω — частота волнового поля,

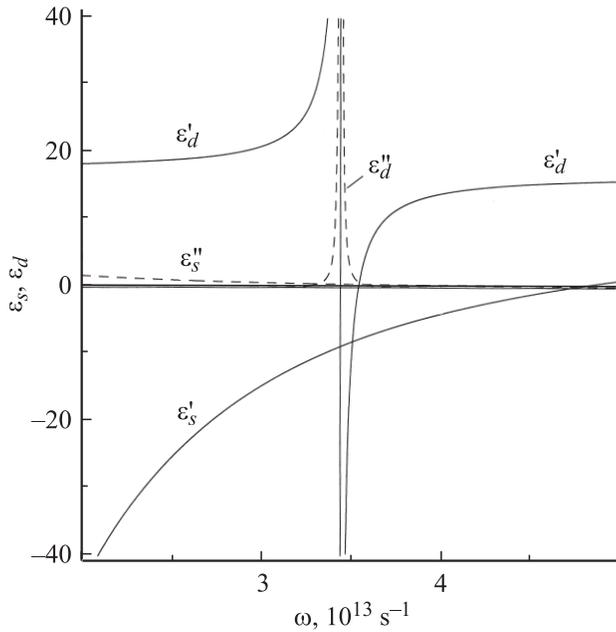


Рис. 1. Частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП диэлектрика и сверхпроводника. $\epsilon_l = 10$, $\omega_s = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 0.2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\theta = 0.5$, $\epsilon_0 = 17.8$, $\epsilon_\infty = 17.8$, $\omega_T = 3.44 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 0.003\omega_T$.

$\omega_{s\alpha} = \sqrt{4\pi ne^2/m_\alpha^*}$ — плазменная частота, e и m^* — заряд и эффективная масса носителей, ν_α — частота столкновений „нормальных“ электронов. Здесь мы рассматриваем геометрию, в которой кристаллографическая ось a совпадает с направлением распространения волны в структуре (ось z), а ось b перпендикулярна границе раздела сред (ось x). При этом компоненты тензора ДП сверхпроводника $\epsilon_{sa} = \epsilon_{sb} \neq \epsilon_{sc}$. В уравнения, описывающие поверхностную волну в выбранной геометрии, входят только компоненты тензора ДП $\epsilon_{sa} = \epsilon_{sb}$, поэтому в дальнейшем индекс α опускаем.

ДП диэлектрика будем считать диагональным тензором с одинаковыми компонентами, которые записываются в виде

$$\epsilon_d(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)\omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (3)$$

где ϵ_0 и ϵ_∞ — статический и высокочастотный пределы функции $\epsilon_d(\omega)$, γ — постоянная затухания; ω_T — резонансная частота, при которой в отсутствие затухания $\epsilon_d \rightarrow \infty$, нулем функции $\epsilon_d(\omega)$ в этом случае является частота продольного резонанса $\omega_L = \omega_T \sqrt{\epsilon_0/\epsilon_\infty}$, на которой объемная волна в диэлектрике становится продольной [1].

На рис. 1 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП диэлектрика $\epsilon_d = \epsilon'_d - i\epsilon''_d$ и сверхпроводника $\epsilon_s = \epsilon'_s - i\epsilon''_s$, построенные для значений параметров, которые будут использоваться и далее: $\epsilon_l = 10$, $\omega_s = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 0.2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\theta = 0.5$, $\epsilon_0 = 17.8$, $\epsilon_\infty = 16.8$,

$\omega_T = 3.44 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 0.003\omega_T$. Эти значения близки к реальным значениям параметров сверхпроводника типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и полярного диэлектрика [15]. Ниже частоты

$$\omega_{cr} = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_s^2}{\epsilon_l} - \nu^2 \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\omega_s^2}{\epsilon_l} - \nu^2 \right)^2 + \frac{4\omega_s^2\nu^2}{\epsilon_l} (1 - \theta^4)} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

которая при выбранных параметрах составляет $4.72 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, действительная часть ДП сверхпроводника $\epsilon'_s < 0$. Отметим также, что верхняя граница анализируемого частотного интервала не должна превышать частоты $\omega_g = 2\Delta/\hbar$, где 2Δ — ширина щели сверхпроводника. Значения ширины щели для рассматриваемого нами ВТСП по данным туннельной и фотоэмиссионной спектроскопии составляют 30–45 meV [16] или в пересчете на частоту $\omega_g \cong (5-7) \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Эта частота больше граничной частоты ω_{cr} , поэтому энергии фотонов в этой частотной области недостаточно для разрушения сверхпроводящего состояния. Магнитные проницаемости сверхпроводника μ_s и диэлектрика μ_d являются константами, которые принимаются равными единице.

3. Геометрия задачи и дисперсионные соотношения

Будем считать, что все компоненты электрического и магнитного полей поверхностной волны, распространяющейся вдоль плоской границы раздела сред в направлении оси z , пропорциональны фактору $\exp(i\omega t)$. Область $x > 0$ занимает ВТСП, а диэлектрик находится в области $x < 0$.

Для поверхностной ТМ-волны координатная зависимость y -компоненты магнитного поля может быть представлена следующим образом:

$$H_y = H_0 \begin{cases} \exp[i(h''x - \beta'z)] \exp(-h'x - \beta''z), & x > 0, \\ \exp[i(-p''x - \beta'z)] \exp(p'x - \beta''z), & x < 0, \end{cases} \quad (5)$$

где H_0 — амплитуда, $\beta = \beta' - i\beta''$ — константа распространения волны,

$$h = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_s}, \quad p = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d} \quad (6)$$

— поперечные компоненты волнового вектора в ВТСП и диэлектрике, являющиеся в общем случае комплексными; $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме. В соответствии с уравнениями Максвелла составляющие электрического поля в каждой среде связаны с компонентой H_y соотношениями

$$E_x = \frac{\beta H_y}{\epsilon_{s,d} k_0}, \quad E_z = \frac{i}{\epsilon_{s,d} k_0} \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (7)$$

Используя граничные условия для тангенциальных составляющих волнового поля H_y и E_z , получим диспер-

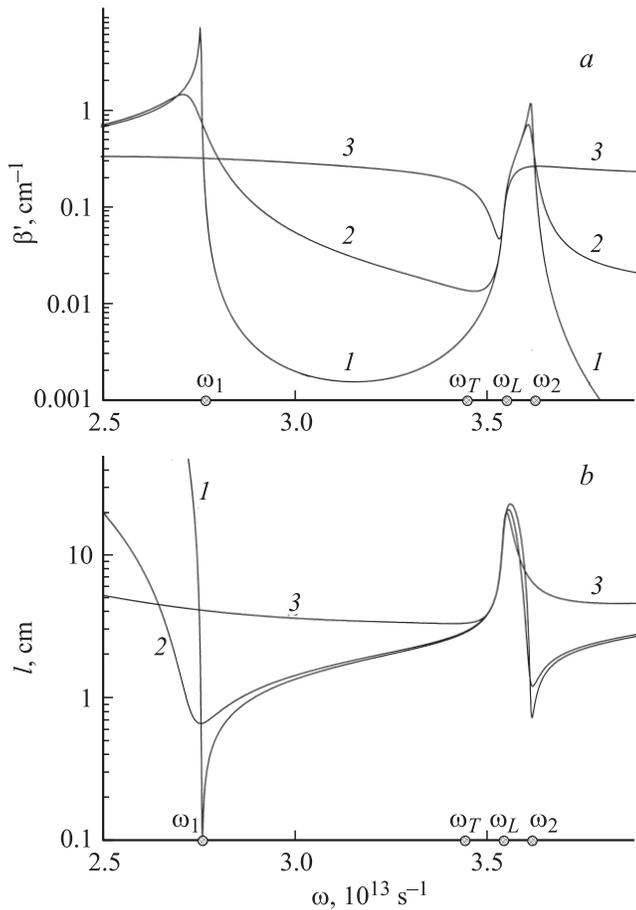


Рис. 2. Дисперсионные зависимости действительной части константы распространения (а) и длины пробега (б) ПП в структуре диэлектрик–ВТСП. $\theta = 0.1$ (1), 0.5 (2) и 0.99 (3).

сионное уравнение для поверхностной волны в рассматриваемой структуре

$$\beta^2 = k_0^2 \frac{\epsilon_d \epsilon_s}{\epsilon_d + \epsilon_s}. \quad (8)$$

Разрешая это уравнение относительно действительной и мнимой частей константы распространения, получаем

$$\left(\frac{\beta'}{\beta''} \right)^2 = \frac{k_0^2}{2} (\sqrt{a^2 + b^2} \pm a), \quad (9)$$

где параметры

$$a = \frac{\epsilon'_s |\epsilon_d|^2 + \epsilon'_d |\epsilon_s|^2}{(\epsilon_d + \epsilon'_s)^2 + (\epsilon''_d + \epsilon''_s)^2}, \quad b = \frac{\epsilon''_s |\epsilon_d|^2 + \epsilon''_d |\epsilon_s|^2}{(\epsilon_d + \epsilon'_s)^2 + (\epsilon''_d + \epsilon''_s)^2}.$$

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости действительной части константы распространения (а) и длины пробега (б) ПП в структуре диэлектрик–ВТСП, построенные для значений приведенной температуры $\theta = 0.1, 0.5$ и 0.99 (кривые 1–3). С повышением температуры θ , т.е. приближением ВТСП к нормальному металлическому состоянию, зависимость обеих указанных величин от частоты становится менее заметной.

Характерными частотами для приведенных зависимостей являются частоты ω_T и ω_L , в интервале между которыми наиболее сильно проявляется дисперсия, а также частоты

$$\omega_{2,1} = \left\{ \frac{\omega_T^2 (\epsilon_l + \epsilon_0) + \omega_s^2}{2(\epsilon_l + \epsilon_\infty)} \times \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\omega_s^2 \omega_T^2 (\epsilon_l + \epsilon_\infty)}{[\omega_T^2 (\epsilon_l + \epsilon_0) + \omega_s^2]^2}} \right] \right\}^{1/2}, \quad (10)$$

на которых в непоглощающей структуре $\epsilon_d + \epsilon_s = 0$. Именно вблизи этих частот величина β' достигает максимальных значений, а длина пробега ПП — минимальных. На низкочастотном участке $\omega < \omega_1$ и вблизи частоты ω_L ПП имеют наибольшую длину пробега.

С учетом выражений (6) запишем связь поперечных компонент волнового вектора с материальными параметрами обеих сред

$$h^2 = -k_0^2 \frac{\epsilon_s^2}{\epsilon_d + \epsilon_s}, \quad p^2 = -k_0^2 \frac{\epsilon_d^2}{\epsilon_d + \epsilon_s}. \quad (11)$$

Из этих соотношений и (8) следует, что в отсутствие поглощения существование поверхностной волны возможно лишь в той области параметров, где ДП в обеих средах удовлетворяют условиям

$$\epsilon_d \epsilon_s < 0, \quad \epsilon_d + \epsilon_s < 0. \quad (12)$$

В соответствии с (11) для действительных и мнимых частей комплексных параметров $h = h' - ih''$ и $p = p' - ip''$ справедливы следующие соотношения:

$$\left(\frac{h'}{h''} \right)^2 = \frac{k_0^2}{2} \left(\sqrt{u_s^2 + v_s^2} \mp u_s \right), \quad \left(\frac{p'}{p''} \right)^2 = \frac{k_0^2}{2} \left(\sqrt{u_d^2 + v_d^2} \mp u_d \right), \quad (13)$$

где параметры

$$u_{s,d} = \frac{[(\epsilon'_{s,d})^2 - (\epsilon''_{s,d})^2](\epsilon'_s + \epsilon'_d) - 2\epsilon'_{s,d}\epsilon''_{s,d}(\epsilon''_s + \epsilon''_d)}{(\epsilon'_s + \epsilon'_d)^2 + (\epsilon''_s + \epsilon''_d)^2}, \quad v_{s,d} = \frac{[(\epsilon'_{s,d})^2 - (\epsilon''_{s,d})^2](\epsilon''_s + \epsilon''_d) + 2\epsilon'_{s,d}\epsilon''_{s,d}(\epsilon'_s + \epsilon'_d)}{(\epsilon'_s + \epsilon'_d)^2 + (\epsilon''_s + \epsilon''_d)^2}.$$

Необходимо иметь в виду, что при численном анализе соотношений (9) и (13) возникает проблема выбора знаков действительных и мнимых частей комплексных параметров β, h и p , что будет обсуждаться далее.

В отсутствие поглощения на частотах $\omega_{1,2}$ (т.е. при условии $\epsilon_s + \epsilon_d = 0$) ПП становятся продольными. Действительно, при выполнении указанного условия, согласно (8) и (11), величины $(\beta, h, p) \rightarrow \infty$. Поэтому у распространяющихся волн в соответствии с (5) отсутствует магнитная компонента поля. Из (7) также следует, что и компонента $E_x = 0$, а отличной от нуля является только

продольная компонента электрического поля E_z . В результате для ПП на указанных частотах справедливы уравнения $\text{rot}\mathbf{E} = 0$ и $\mathbf{E} = -\nabla\varphi_{s,d}$, где $\varphi_{s,d}$ — потенциалы электрического поля в каждой среде. В отсутствие внешних зарядов и токов из уравнения $\text{div}\mathbf{D} = 0$ следуют уравнения

$$\nabla^2(\varepsilon_{s,d}\varphi_{s,d}) = 0, \quad (14)$$

которые вместе с требованием непрерывности потенциала и полей на границе раздела сред определяют поведение продольных поверхностных волн в рассматриваемой системе. Решения уравнений (14) могут быть представлены в виде

$$\varphi_{s,d} = \varphi_0 \exp[i(\omega t - \beta z)] \begin{cases} \exp(-hx), & x > 0, \\ \exp(px), & x < 0, \end{cases} \quad (15)$$

откуда, в частности, следует, что поле продольных ПП спадает одинаково по обе стороны от границы раздела [17].

4. Направления волновых фронтов и энергетических потоков

Направление движения фазового фронта ПП определяется действительной частью константы распространения β' (знак которой для волны, распространяющейся в положительном направлении оси z , должен быть положительным) и мнимой частью поперечных компонент волнового вектора h'' и p'' в каждой из сред, которые могут принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Соотношения (7) дают возможность определить плоскости равных фаз и равных амплитуд, уравнения которых записываются следующим образом:

$$h''x - \beta'z = c_1, \quad -h''x - \beta''z = c_2, \quad x > 0, \quad (16)$$

$$-p''x - \beta'z = c_3, \quad p''x - \beta''z = c_4, \quad x < 0, \quad (17)$$

где c_i — произвольные константы. Из приведенных соотношений следует, что плоскости равных амплитуд в каждой из сред составляют с плоскостью раздела следующие углы:

$$\alpha_f = \arctg \frac{\beta'}{h''}, \quad \alpha_a = -\arctg \frac{\beta''}{h'}, \quad x > 0, \quad (18)$$

$$\alpha_f = -\arctg \frac{\beta'}{p''}, \quad \alpha_a = \arctg \frac{\beta''}{p'}, \quad x < 0. \quad (19)$$

В отсутствие поглощения плоскости равных фаз оказываются перпендикулярными границе раздела сред, а плоскости равных амплитуд — параллельными. Углы между плоскостями равных фаз и амплитуд в ВТСП γ_s и в диэлектрике γ_d находятся из соотношений

$$\text{tg}\gamma_s = \frac{\beta'h'' + \beta''h'}{h'h'' - \beta'\beta''}, \quad \text{tg}\gamma_d = \frac{\beta'p' + \beta''p''}{p'p'' - \beta'\beta''}. \quad (20)$$

В отсутствие поглощения в каждой из сред эти плоскости становятся ортогональными.

Немаловажным оказывается и вопрос о распределении и направлении потоков энергии в рассматриваемой системе. Вектор Умова–Пойнтинга $\mathbf{S} = (c/8\pi)\text{Re}[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]$ в общем случае имеет продольную и поперечную компоненты, которые с учетом комплексности материальных параметров в каждой из сред определяются следующим образом:

$$S_z(x, z) = \frac{c}{8\pi k_0} H_0^2 \exp(-2\beta''z) \times \begin{cases} \exp(-2h'x)(\varepsilon'_s\beta' + \varepsilon''_s\beta'')/|\varepsilon_s|^2, \\ \exp(2p'x)(\varepsilon'_d\beta' + \varepsilon''_d\beta'')/|\varepsilon_d|^2, \end{cases} \quad (21)$$

$$S_x(x, z) = \frac{c}{8\pi k_0} H_0^2 \exp(-2\beta''z) \times \begin{cases} \exp(-2h'x)(\varepsilon''_s h' - \varepsilon'_s h'')/|\varepsilon_s|^2, \\ \exp(2p'x)(\varepsilon'_d p'' - \varepsilon''_d p')/|\varepsilon_d|^2. \end{cases} \quad (22)$$

Из последнего соотношения следует, что в отсутствие поглощения в обеих средах $S_x = 0$, т.е. поперечная компонента вектора Умова–Пойнтинга в этом случае исчезает. При этом продольная компонента S_z в среде с положительной ДП положительна, а в среде с отрицательной ДП отрицательна. Однако полный поток энергии, переносимой поверхностной волной в направлении оси z ,

$$Q_z = \int_{-\infty}^{\infty} S_z(x, z) dx = \frac{c}{16\pi} \frac{\beta H_0^2}{k_0} \frac{h|\varepsilon_s| - p\varepsilon_d}{\varepsilon_s \varepsilon_d h p} \quad (23)$$

должен быть положительным. При наличии поглощения полный поток энергии определяется выражением

$$Q_z = \frac{c}{16\pi k_0} H_0^2 \exp(-2\beta''z) \times \left(\frac{\varepsilon'_d\beta' + \varepsilon''_d\beta''}{p'|\varepsilon_d|^2} + \frac{\varepsilon'_s\beta' + \varepsilon''_s\beta''}{h'|\varepsilon_s|^2} \right), \quad (24)$$

из которого следует первое из условий существования поляритонного режима — условие положительности потока

$$\frac{\varepsilon'_d\beta' + \varepsilon''_d\beta''}{p'|\varepsilon_d|^2} + \frac{\varepsilon'_s\beta' + \varepsilon''_s\beta''}{h'|\varepsilon_s|^2} > 0. \quad (25)$$

При учете диссипации направление вектора Умова–Пойнтинга в каждой из сред определяется углами

$$\psi = \arctg \frac{\varepsilon'_d p'' - \varepsilon''_d p'}{\varepsilon'_d \beta' + \varepsilon''_d \beta''} \quad x > 0,$$

$$\psi = -\arctg \frac{\varepsilon'_s h'' - \varepsilon''_s h'}{\varepsilon'_s \beta' + \varepsilon''_s \beta''}, \quad x < 0. \quad (26)$$

Из соотношений (26) и (18), (19) следует, что направления векторов Умова–Пойнтинга в каждой из сред не совпадают с направлениями нормалей к поверхностям постоянных амплитуд, что типично для анизотропных сред. Это связано с наличием поглощения в рассматриваемой системе и поляритонным характером распространяющихся волн.

5. Численный анализ

При наличии поглощения условия существования поверхностной волны должны определяться из полученных выше общих соотношений (9) и (13). В частности, для локализации волнового поля вблизи границы раздела сред необходимо выполнение условий локализации ПП

$$h' > 0 \text{ и } p' > 0, \tag{27}$$

которые фактически означают, что в соответствии с (7) магнитное и электрическое поля поверхностной волны экспоненциально спадают при удалении от границы раздела. Очевидные физические соображения требуют также выполнения следующих неравенств для константы распространения:

$$\beta' > 0 \text{ и } \beta'' > 0, \tag{28}$$

означающих соответственно отсутствие обратной волны и отсутствие усиления в системе. Для правильного выбора знаков h' и p' в полученных соотношениях использовался предельный переход к случаю отсутствия потерь ($\nu \rightarrow 0$ и $\gamma \rightarrow 0$) в обеих средах системы. Важно отметить, что наряду с указанными условиями

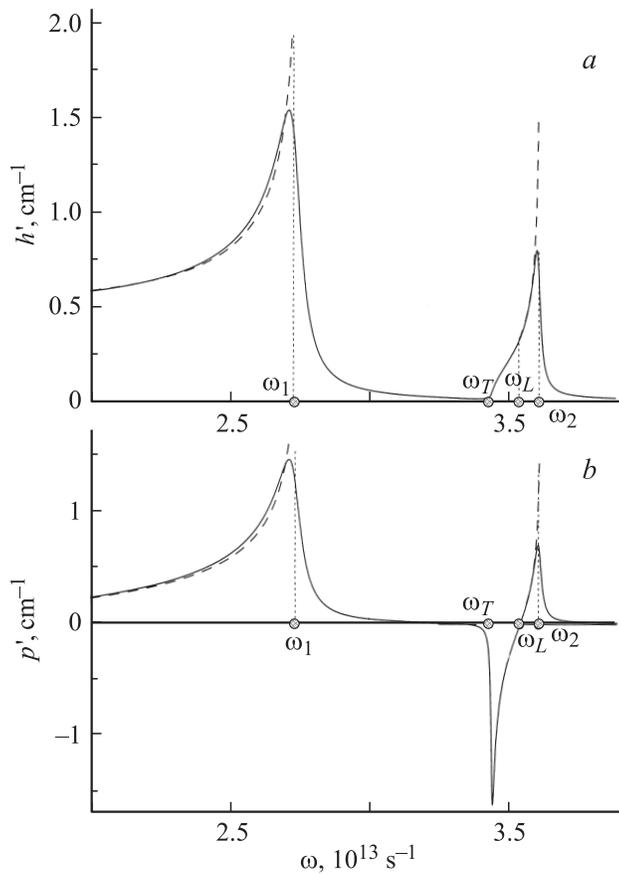


Рис. 3. Частотные зависимости действительных частей поперечных компонент волновых векторов ПП h' и p' в ВТСП (а) и диэлектрике (б). $\theta = 0.5$ (сплошные кривые); $\gamma = 0, \theta = 0$ (штриховые кривые).

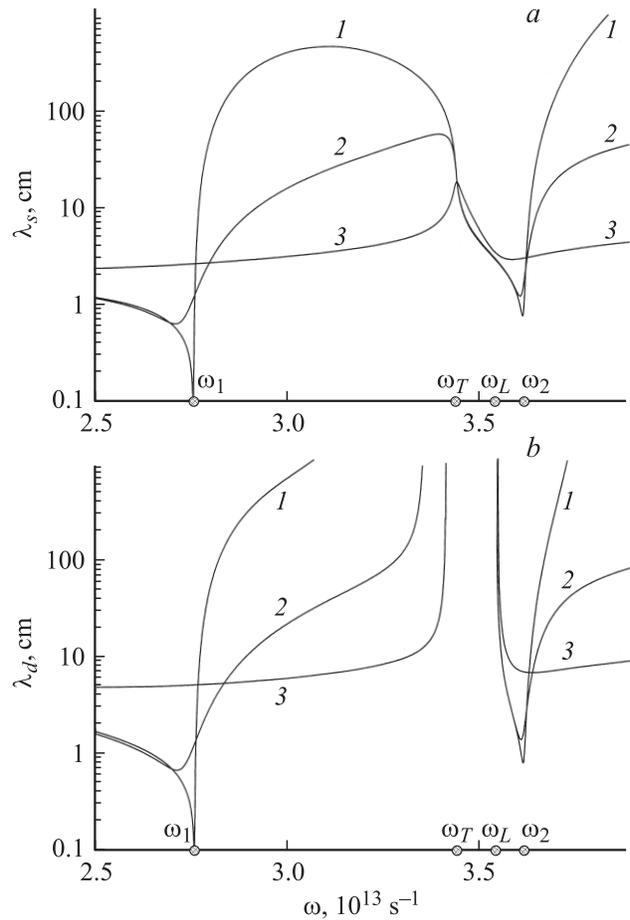


Рис. 4. Зависимости глубины проникновения поверхностной волны в ВТСП $\lambda_s = 1/h'$ (а) и диэлектрик $\lambda_d = 1/p'$ (б) от частоты. $\theta = 0.1$ (1), 0.5 (2) и 0.99 (3).

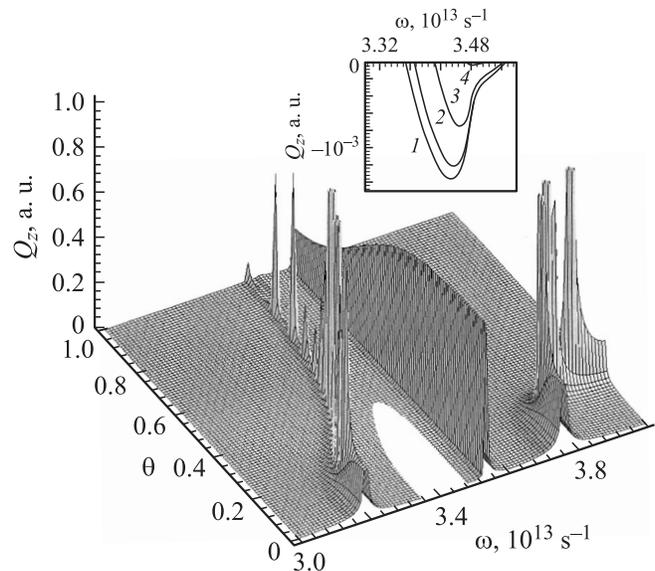


Рис. 5. Частотно-температурная зависимость плотности энергии ПП. На вставке — $Q_z(\omega)$ для $\theta = 0$ (1), 0.2 (2), 0.3 (3) и 0.4 (4).

необходимо учитывать неравенство (25), которое может существенно ограничить частотную область существования ПП.

На рис. 3 представлены частотные зависимости действительных частей поперечных компонент волновых векторов ПП h' и p' в ВТСП (а) и диэлектрике (б), построенные для структуры с диссипацией (параметр $\theta = 0.5$, сплошные кривые) и структуры без диссипации энергии ($\gamma = 0$, $\theta = 0$, т.е. для действительных ϵ_s и ϵ_d , штриховые кривые). В отсутствие поглощения ПП могут распространяться лишь в узких частотных интервалах: $\omega < \omega_1$ и (ω_L, ω_2) . Это связано с необходимостью реализации неравенств $\epsilon_s \epsilon_d < 0$ и $\epsilon_s + \epsilon_d < 0$ или условия того, что одна из сред должна быть поверхностно-активной (иметь отрицательную ДП). Наличие поглощения приводит к расширению области существования ПП. Условие локализации поля в диэлектрике нарушается в интервале $(3.35 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}, \omega_L)$, где величина p' становится отрицательной. Левая граница частотного участка сложным образом зависит от приведенной температуры.

На рис. 4 приведены частотные зависимости глубины проникновения поверхностной волны в ВТСП $\lambda_s = 1/h'$ (а) и диэлектрик $\lambda_d = 1/p'$ (б). Кривые 1–3 соответствуют значениям приведенной температуры $\theta = 0.1, 0.5, 0.99$. Вблизи частоты ω_1 наблюдается минимум глубины проникновения, который исчезает при высоких значениях θ . С ростом частоты ПП глубоко (на десятки сантиметров) проникает в диэлектрик и ВТСП, причем значения λ_s и λ_d существенно, на 3–4 порядка, изменяются в зависимости от частоты. В непосредственной близости к частотам продольных ПП ω_1 и ω_2 глубина проникновения волны в соответствующую среду стремится к минимуму (но не достигает нуля, как в случае прозрачности обеих сред), поэтому здесь следует учитывать влияние пространственной дисперсии, что выходит за рамки используемого феноменологического подхода.

На рис. 5 представлена частотно-температурная зависимость плотности энергии вида (24) поверхностной волны. Из рисунка следует, что в выбранном диапазоне частот плотность переносимой ПП энергии в целом положительна, причем наиболее динамично она меняется при небольших значениях приведенной температуры. В области аномальной дисперсии диэлектрической проницаемости (примерно $3.35\text{--}3.48 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ для $\theta = 0$) и низких температур ПП энергия становится отрицательной (подробнее показано на вставке, температурам $\theta = 0, 0.2, 0.3, 0.4$ отвечают кривые 1–4) и ПП распространяться не может. Таким образом, при снижении температуры происходит сужение области существования ПП.

Проведенный анализ показывает, что волноводные режимы для ПП возможны при выполнении соответствующих условий — положительности потока (25), локализации (27) и условия для константы распространения (28). Обнаружено, что в рассматриваемой области частот длина пробега и глубина проникновения ПП изменяются

в широких пределах (на несколько порядков), причем для правильного нахождения численных решений дисперсионного уравнения в рассмотренной диссипативной системе следует осуществить предельный переход к случаю отсутствия потерь ($\nu \rightarrow 0$ и $\gamma \rightarrow 0$) в обеих ее средах. В целом, полученные результаты могут оказаться полезными для дальнейшего изучения и использования направляющих структур на основе ВТСП-пленок, а также при создании различных оптоэлектронных устройств (линий передачи, поляризационных и частотных фильтров, модуляторов, замедляющих структур).

Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 525 с.
- [2] Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Наук. думка, Киев (1989). 375 с.
- [3] М.Н. Ахмедиев. ЖЭТФ **84**, 907 (1983).
- [4] Д.Ф. Байса, С.П. Макаренко, С.В. Стрижевский. Поверхность. физика, химия, механика, *12*, 35 (1983).
- [5] М.И. Каганов, Н.Б. Пустыльник, Т.И. Шалаева. УФН **167**, 191 (1997).
- [6] С.В. Борисов, Н.Н. Дадоевкова, И.Л. Любчанский. Опт. и спектр. **76**, 432 (1994).
- [7] Y. Jin, J. He, S. He. Phys. Lett. A **351**, 354 (2006).
- [8] K.L. Tsakmakidis, C. Hermann, A. Klaedtke, C. Jamois, O. Hess. Phys. Rev. B **73**, 085 104 (2006).
- [9] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, М. (2000). 397 с.
- [10] D.H. Basov, T. Timusk. Rev. Mod. Phys. **77**, 721 (2005).
- [11] В.Ф. Кравченко. Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. Физматлит, М. (2006). 280 с.
- [12] А.А. Семенов, С.Ф. Карманенко, А.А. Мелков, А.В. Бобиль, Р.А. Сурис, Ю.М. Гальперин, Т.Х. Иохансен. ЖТФ **71**, *10*, 13 (2001).
- [13] Д.Г. Санников, С.В. Жирнов, Д.И. Семенцов. ФТТ **51**, 1824 (2009).
- [14] С.В. Жирнов, Д.И. Семенцов. ФТТ **49**, 773 (2007).
- [15] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 792 с.
- [16] K. Nakayama, T. Sato, K. Terashima, H. Matsui, T. Takahashi, M. Kubota, K. Ono, T. Nishizaki, Y. Takahashi, N. Kobayashi. Phys. Rev. B **75**, 014 513 (2007).
- [17] Ю.А. Ильинский, Л.В. Келдыш. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. Изд-во МГУ, М. (1989). 304 с.