

05.4;06.3

Дисперсия поверхностных волн на границе диэлектрика и ВТСП с учетом диссипации

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенов

Ульяновский государственный университет

E-mail: sementsovdi@mail.ru

Поступило в Редакцию 16 июня 2009 г.

Исследуются дисперсионные характеристики поверхностных волн на границе диэлектрика и высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) с учетом диссипации. Для температур ниже критической найдены условия существования и дисперсионные зависимости поверхностных волн. Получены частотные зависимости глубины проникновения в каждую из сред и длины пробега поверхностных поляритонов. В рассмотренной частотной области указанные величины могут меняться на несколько порядков.

PACS: 41.20.-q, 71.36.+c, 74.25.Kc

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). Их поле локализуется в приповерхностном слое, толщина которого, как правило, порядка длины волны. Решения, отвечающие поверхностным поляритонам, были получены для различных типов граничащих сред [1–3]. В последнее время повышенный интерес вызывают исследования электродинамических свойств высокотемпературных купратных сверхпроводников (ВТСП) [4,5]. Изучение волноводных свойств планарных сверхпроводящих структур представляет особый интерес с точки зрения их применения при создании могочисленных устройств и приборов СВЧ и миллиметрового диапазонов [6–8]. Однако исследование волноводных свойств подобных структур, как правило, проводилось без учета диссипации в подсистеме „нормальных“ электронов ВТСП. Настоящая работа посвящена исследованию дисперсионных свойств ПП на границе раздела диэлектрика и ВТСП. ДП сверхпроводника

построена на основе двухжидкостной модели описания электронной системы [9] и предполагает наличие диссипации энергии в подсистеме „нормальных“ электронов. ДП диэлектрика имеет характерную резонансную частотную зависимость [10].

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

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

где $\theta = T/T_c$ — приведенная температура, $n = n_n + n_s$ — полная концентрация носителей. Функция $f(\theta)$ разными авторами записывается по-разному [5]. В модели Гортера–Казимира функция $f(\theta) = \theta^4$, которая чаще других используется для описания температурных зависимостей сверхпроводников. Многие ВТСП имеют сильно анизотропную кристаллическую структуру, в силу чего их ДП является тензорной величиной. Полагая волновые поля гармонически зависящими от времени, ДП сверхпроводника представим в виде

$$\varepsilon_{s\alpha} = \varepsilon_{l\alpha} - \frac{4\pi e^2}{m_\alpha^* \omega} \left(\frac{n_s}{\omega} + \frac{n_n}{\omega - i\nu_\alpha} \right) = \varepsilon_{l\alpha} - \frac{\omega_{s\alpha}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{i\nu_\alpha \theta^4}{\omega - i\nu_\alpha} \right), \quad (2)$$

где индекс $\alpha = a, b, c$ обозначает кристаллографические оси, $\varepsilon_{l\alpha}$ — вклад решетки, ω — частота волнового поля, $\omega_{s\alpha} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_\alpha^*}$ — плазменная частота, e и m^* — заряд и эффективная масса носителей, ν_α — частота столкновений „нормальных“ электронов.

ДП диэлектрика будем считать диагональным тензором с одинаковыми компонентами, которые в пренебрежении поглощением являются действительными величинами:

$$\varepsilon_d(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

где ε_0 и ε_∞ — статический и высокочастотный пределы функции $\varepsilon_d(\omega)$, ω_T — резонансная частота, при которой $\varepsilon_d \rightarrow \infty$. Нулем диэлектрической функции (3) является частота продольного оптического фонона

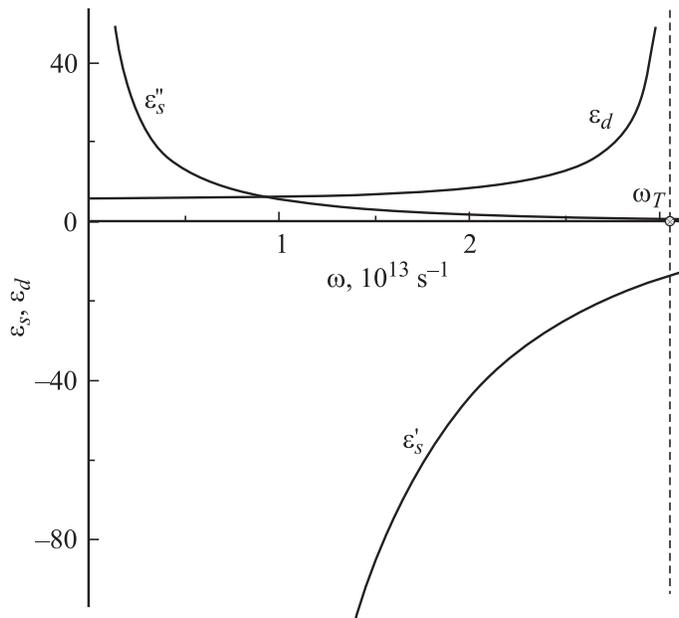


Рис. 1. Частотные зависимости ДП диэлектрика и ВТСП.

$\omega_L = \omega_T \sqrt{\epsilon_0/\epsilon_\infty}$ [1]. Область сильного поглощения лежит в окрестности частоты ω_T , поэтому дальнейшее рассмотрение мы проводим для низкочастотной области, где поглощение в диэлектрике пренебрежимо мало.

На рис. 1 представлены частотные зависимости ДП диэлектрика и действительной и мнимой частей ДП сверхпроводника $\epsilon_s = \epsilon'_s - i\epsilon''_s$, построенные для значений параметров $\epsilon_{l\alpha} = 10$, $\epsilon_0 = 5.9$, $\epsilon_\infty = 2.25$, $\omega_T = 3.1 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, плазменной частоты $\omega_{s\alpha} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ и частоты $\nu_\alpha = 0.2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Эти значения близки к реальным значениям параметров сверхпроводника типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [4] и полярного диэлектрика [10]. 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 $\epsilon_{sa} = \epsilon_{sb} \neq \epsilon_{sc}$.

Ниже частоты

$$\omega_{cr} = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{s\alpha}^2}{\varepsilon_{l\alpha}} - v_\alpha^2 \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\omega_{s\alpha}^2}{\varepsilon_{l\alpha}} - v_\alpha^2 \right)^2 + \frac{4\omega_{s\alpha}^2 v_\alpha^2}{\varepsilon_{l\alpha}} (1 - \theta^4)} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

которая при выбранных параметрах составляет $4.16 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, действительная часть ДП сверхпроводника $\varepsilon'_s < 0$. 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 [11] или в пересчете на частоту $\omega_g \cong (5-7) \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Эта частота больше граничной частоты ω_T , поэтому энергии фотонов в этой частотной области не достаточно для разрушения сверхпроводящего состояния. Магнитные проницаемости сверхпроводника μ_s и диэлектрика μ_d являются константами, которые в рассматриваемом диапазоне частот принимаются равными единице.

Будем считать, что область $x > 0$ занимает ВТСП, а диэлектрик находится в области $x < 0$. Распространение поверхностной волны происходит вдоль плоской границы раздела сред в направлении оси z . Координатные зависимости электрического и магнитного полей волны в указанных средах могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{pmatrix} \exp(i\omega t) \begin{cases} \exp(-hx - i\beta z), & x \geq 0, \\ \exp(px - i\beta z), & x \leq 0, \end{cases} \quad (5)$$

где \mathbf{E}_0 и \mathbf{H}_0 — векторные амплитуды полей, β — константа распространения, а

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

— поперечные компоненты волнового вектора в ВТСП и диэлектрике соответственно. Используя граничные условия для тангенциальных составляющих полей ТМ-волн, получим дисперсионное уравнение для ПП в рассматриваемой структуре:

$$\beta^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_d \varepsilon_s}{\varepsilon_d + \varepsilon_s}. \quad (7)$$

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

$$\left. \begin{matrix} \beta' \\ \beta'' \end{matrix} \right\} = \left(\sqrt{a^2 + b^2} \pm a \right)^{1/2}, \quad (8)$$

$$a = k_0^2 \frac{\varepsilon_d(\varepsilon_d \varepsilon'_s + |\varepsilon_s|^2)}{(\varepsilon_d + \varepsilon'_s)^2 + (\varepsilon''_s)^2}, \quad b = k_0^2 \frac{\varepsilon_d^2 \varepsilon''_s}{(\varepsilon_d + \varepsilon'_s)^2 + (\varepsilon''_s)^2}.$$

С учетом выражения (6) запишем связь поперечных компонент волнового вектора с материальными параметрами:

$$h^2 = -k_0^2 \frac{\varepsilon_s^2}{\varepsilon_d + \varepsilon_s}, \quad p^2 = -k^2 \frac{\varepsilon_d^2}{\varepsilon_d + \varepsilon_s}. \quad (9)$$

Учитывая комплексность параметров h и p , находим их действительные и мнимые части:

$$\left. \begin{matrix} h' \\ h'' \end{matrix} \right\} = 2^{-1/2} \left(\sqrt{u_1^2 + v_1^2} \pm u_1 \right)^{1/2}, \quad \left. \begin{matrix} p' \\ p'' \end{matrix} \right\} = 2^{-1/2} \left(\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \pm u_2 \right)^{1/2}, \quad (10)$$

$$u_1 = \beta'^2 - \beta''^2 - k_0^2 \varepsilon'_s, \quad v_1 = 2\beta' \beta'' - k_0^2 \varepsilon''_s,$$

$$u_2 = \beta'^2 - \beta''^2 - k_0^2 \varepsilon_d, \quad v_2 = 2\beta' \beta''.$$

Анализ полученных соотношений показывает, что при $\theta \rightarrow 0$ (когда отсутствует поглощение, т.е. $\varepsilon''_s = 0$ и $\varepsilon'_s = \varepsilon_s$) ПП существуют в структуре в том случае, если выполняются неравенства $\varepsilon_s + \varepsilon_d < 0$ и $\varepsilon_s \varepsilon_d < 0$. В силу комплексности входящих в (6) параметров область существования ПП определяется условиями $\beta'^2 > 0$, $h'^2 > 0$, $p'^2 > 0$. Из этих неравенств следует общее условие существования ПП $\varepsilon'_s + \varepsilon_d < 0$ и $\varepsilon'_s \varepsilon_d < 0$. Нарушение поляритонного режима, т.е. отсечка, возникает в двух случаях. При $\varepsilon_d = 0$ нарушается условие локализации волны в диэлектрике, а при $\varepsilon_d < 0$ и $2\varepsilon_d \varepsilon'_s = -|\varepsilon_s|^2$ нарушается условие локализации волны в сверхпроводнике.

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной (сплошные кривые) и мнимой (пунктирные кривые) частей константы распространения для ПП в структуре „диэлектрик–ВТСП“. Наиболее динамично приведенные зависимости меняются вблизи малых

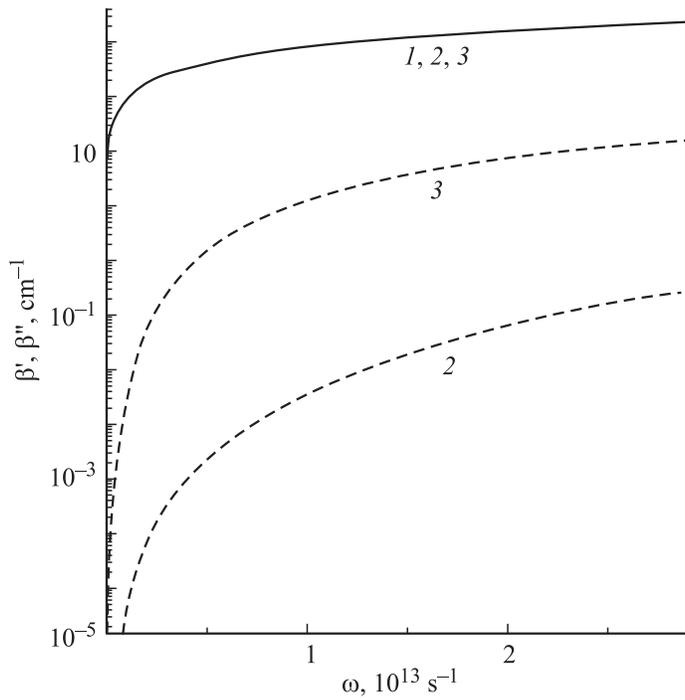


Рис. 2. Частотные зависимости действительной (сплошные кривые) и мнимой (пунктирные кривые) частей константы распространения ПП; $\theta = 0, 0.5, 0.99$ (кривые 1, 2, 3).

частот. Увеличение температуры практически не влияет на действительную часть константы распространения, поэтому соответствующие кривые 1–3 не отличаются друг от друга в пределах графической точности. С ростом температуры θ возрастает мнимая часть константы распространения, достигая заметных значений с приближением к области поглощения.

На рис. 3 приведены частотные зависимости глубины проникновения поверхностной волны в ВТСП $\lambda_s = 1/h'$ (сплошные кривые) и диэлектрик $\lambda_d = 1/p'$ (пунктирные кривые) (а) и длины пробега $z_s = 1/\beta''$ поляритона вдоль границы раздела (б). На малых частотах ($\omega < \omega_1$)

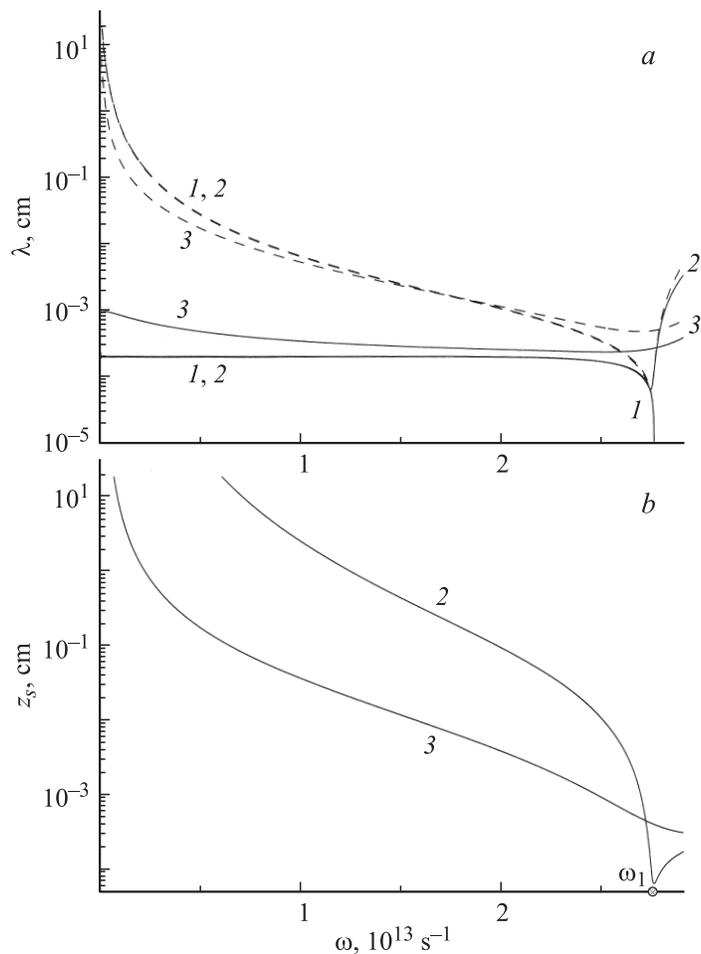


Рис. 3. Частотные зависимости глубины проникновения ПП в ВТСП (сплошные кривые) и диэлектрик (пунктирные кривые) (*a*) и длины пробега ПП (*b*); $\theta = 0, 0.5, 0.99$ (кривые 1, 2, 3).

поверхностная волна одинаково глубоко (до нескольких сантиметров) проникает в диэлектрик и сравнительно неглубоко — в ВТСП, практически независимо от температуры. В отсутствие потерь в ВТСП ($\theta = 0$)

на частоте $\omega_1 \cong 2.76 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ПП исчезает, а при наличии диссипации ($\theta \neq 0$) вблизи ω_1 наблюдается минимум глубины проникновения поверхностной волны, который сглаживается при высоких θ . Длина пробега существенно (на 3–4 порядка) уменьшается с ростом частоты, причем при низких температурах значения z_s больше, за исключением небольшого участка (минимума) на частоте ω_1 . Величина ω_1 имеет смысл частоты продольных ПП, возникающих, как показывает анализ, при $\theta = 0$ из условия $\varepsilon_d + \varepsilon_s = 0$ [1]. Из (2) и (3) следует, что

$$\omega_{2,1} = \left\{ \frac{\omega_T^2(\varepsilon_{l\alpha} + \varepsilon_0) + \omega_s^2}{2(\varepsilon_{l\alpha} + \varepsilon_\infty)} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\omega_s^2\omega_T^2(\varepsilon_{l\alpha} + \varepsilon_\infty)}{[\omega_T^2(\varepsilon_{l\alpha} + \varepsilon_0) + \omega_s^2]^2}} \right] \right\}^{1/2}. \quad (11)$$

В непосредственной близости к частотам продольных ПП ω_1 и ω_2 , где глубина проникновения волны в соответствующую среду стремится к нулю, следует учитывать влияние пространственной дисперсии. Рассмотрение этого вопроса выходит за рамки используемого макроскопического подхода.

Проведенный анализ показывает, что в рассмотренной области частот ниже ω_T при выполнении соответствующих условий возможны волноводные режимы для ПП, длина пробега и глубина проникновения которых изменяются в широких пределах (на несколько порядков). 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. М.: Наука, 1985.
- [2] Каганов М.И., Пустыльник Н.Б., Шалаева Т.И. // УФН. 1997. Т. 167. В. 2. С. 191–237.
- [3] Tsakmakidis K.L., Hermann C., Klaedtke A. et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 085104-11.
- [4] Basov D.N., Timusk T. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. N 2. P. 721–779.
- [5] Кравченко В.Ф. Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. М.: Физматлит, 2006.

- [6] *Карманенко С.Ф., Семенов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 4. С. 12–17.
- [7] *Жирнов С.В., Семенов Д.И.* // Опт. и спектр. 2008. Т. 104. № 3. С. 520–527.
- [8] *Sannikov D.G., Sementsov D.I., Zhirnov S.V.* // Solid State Phenomena. 2009. V. 152–153. P. 369–372.
- [9] *Шмидт В.В.* Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000.
- [10] *Лебедева В.В.* Экспериментальная оптика. М.: МГУ, 1994.
- [11] *Nakayama K., Sato T., Terashima K. et al.* // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 014513-7.