

Трансформация поляризации терагерцевых волн при их отражении и прохождении сквозь слоистый сверхпроводник конечных размеров

С.С. Апостолов^{1,2}, Т.Н. Рохманова², С.И. Ханкина¹,
В.М. Яковенко¹, В.А. Ямпольский^{1,2}

¹*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины
ул. Академика Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина
E-mail: yam@ire.kharkov.ua*

²*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина*

Статья поступила в редакцию 24 апреля 2012 г.

Теоретически исследованы отражение и прохождение электромагнитных волн терагерцевого диапазона, распространяющихся в волноводе, сквозь образец слоистого сверхпроводника конечной длины. Возбуждение в образце двух типов джозефсоновских плазменных волн, обыкновенных и необыкновенных, приводит к частичной или полной трансформации поляризации падающей волны. Определены условия, при которых возможна полная трансформация поляризации.

Теоретично досліджено відбиття та проходження електромагнітних хвиль терагерцевого діапазону, що поширюються у хвилеводі, крізь зразок шаруватого надпровідника скінченної довжини. Збудження у зразку двох типів джозефсонівських плазмових хвиль, звичайних і незвичайних, призводить до часткової або повної трансформації поляризації хвилі, що падає. Визначено умови, при яких можлива повна трансформація поляризації.

PACS: **74.72.-h** Купратные сверхпроводники;
74.50.+r Туннельные эффекты; эффекты Джозефсона;
74.78.-w Сверхпроводящие пленки и низкоразмерные структуры;
74.25.Gz Оптические свойства.

Ключевые слова: слоистый сверхпроводник, джозефсоновская плазма, волновод, поляризация.

1. Введение

Стремительный прогресс нанотехнологий стимулирует интерес к изучению свойств метаматериалов и наноструктур с необычными электромагнитными свойствами. К таким материалам можно отнести и высокотемпературные сверхпроводники со слоистой структурой, например, сверхпроводники $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Экспериментальные исследования [1–5] показали, что для теоретического описания электродинамики слоистых сверхпроводников может быть применена модель, в которой считается, что тонкие сверхпроводящие слои CuO_2 (с толщиной s порядка двух–трех ангстрем) связаны между собой за счет внутреннего эффекта Джозефсона через более толстые слои диэлек-

трика (с толщиной d порядка 15 \AA и с диэлектрической проницаемостью $\epsilon \sim 15$).

Благодаря слоистой структуре сверхпроводников $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ и подобных соединений в них возможно распространение специфических электромагнитных колебаний — так называемых джозефсоновских плазменных волн (ДПВ) (см., например, обзоры [6,7] и цитируемую там литературу). Оказывается, что такие волны принадлежат к терагерцевому диапазону частот, который важен с точки зрения различных возможных приложений, но все еще весьма трудно достижим для современных электронных и оптических устройств. Это обуславливает практический интерес к изучению этих волн. Научный же интерес к слоистым сверхпроводникам связан с изучением специфического

вида плазмы, которая формируется в них, — так называемой джозефсоновской плазмы. Характерной чертой джозефсоновской плазмы оказывается весьма сильная анизотропия токонесущей способности. Отметим, что эта анизотропия состоит не только в различии абсолютной величины протекающих токов (токи в **ab** плоскости в сотни раз превышают токи вдоль оси **c**), но и в их физической природе. Действительно, плотность тока вдоль **ab** плоскости имеет ту же природу, что и токи в обычных сверхпроводниках, и может быть описана в терминах лондоновской модели. Плотность же тока вдоль оси **c** имеет другую природу, она является джозефсоновской.

В джозефсоновской плазме могут наблюдаться не только явления, характерные для других видов плазмы, но и эффекты, специфические именно для слоистых сверхпроводников. Как и в обычной плазме, в спектре джозефсоновских плазменных волн имеется щель: ДПВ могут распространяться лишь с частотами, превышающими пороговую джозефсоновскую плазменную частоту ω_J . В работах [8–12] было теоретически показано, что вдоль границы раздела слоистый сверхпроводник–вакуум, как и вдоль границы обычной плазмы, могут распространяться поверхностные колебания — джозефсоновские поверхностные плазменные волны (ДППВ). Возбуждение этих волн может приводить к ряду резонансных эффектов [12–16] типа известных в оптике вудовских аномалий. Однако, в отличие от обычной плазмы, ДППВ могут распространяться с частотами не только ниже, но и выше плазменной частоты [12]. В отличие от обычной плазмы, джозефсоновская плазма может проявлять свойства, характерные для леворуких сред, — на ее границе с вакуумом может наблюдаться отрицательный коэффициент преломления терагерцевых волн [12,17]. В работе [18] было показано, что в слоистых сверхпроводниках со случайно флуктуирующей величиной максимального джозефсоновского тока могут наблюдаться явления типа андерсоновской локализации и формирования частотного окна прозрачности для терагерцевых волн.

Поскольку плотность тока вдоль оси **c** имеет джозефсоновскую природу, уравнения электродинамики слоистых сверхпроводников оказываются нелинейными. Это может послужить причиной для возникновения ряда нетривиальных нелинейных эффектов, сопровождающих распространение джозефсоновских плазменных волн, таких как: эффект остановки света [19], эффект самофокусировки терагерцевых импульсов [19,20], возбуждение нелинейных волноводных мод [21], а также явление самоиндуцированной прозрачности пластин слоистых сверхпроводников и возникновение гистерезисной зависимости (со скачками) коэффициента прозрачности пластин от амплитуды падающей волны [22].

Следует, однако, отметить, что в большинстве теоретических работ, посвященных изучению джозефсоновских плазменных волн, рассматривается случай бесконечного образца. В то же время, реальные размеры образцов, используемых в экспериментах со слоистыми сверхпроводниками, оказываются соизмеримыми или даже меньшими длины волны терагерцевого излучения. Ясно, что в таких условиях образец нельзя считать бесконечно большим, и сопоставление результатов теории с экспериментом вряд ли даст хорошее согласие. Это означает, что в теории необходимо учитывать конечные размеры образцов. В недавней работе [23] теоретически исследованы линейные и нелинейные джозефсоновские плазменные колебания и волны в слоистых сверхпроводниках, которые служат заполнением для резонаторов и волноводов с конечными размерами. Для первого случая получены спектры обыкновенных и необыкновенных собственных мод, проанализирован нелинейный эффект понижения собственных частот ТМ мод, а также изучена генерация третьей гармоники колебаний, возникающая за счет нелинейной зависимости джозефсоновской плотности тока поперек сверхпроводящих слоев от межслойной разности фаз параметра порядка. Для случая волновода в работе [23] исследованы спектральные характеристики бегущих вдоль него джозефсоновских плазменных волн, а также предсказан нелинейный эффект остановки терагерцевых волн в волноводах, связанный с совместным действием нелинейности и затухания.

В настоящей работе, опираясь на результаты, полученные в работе [23], изучено отражение и прохождение линейных джозефсоновских плазменных волн через образец слоистого сверхпроводника конечной длины, помещенный в прямоугольный волновод с идеальными металлическими стенками. Рассмотрены две возможные конфигурации, схематически изображенные на рис. 1: сверхпроводящие слои ориентированы либо перпендикулярно, либо параллельно оси волновода. Система координат выбрана так, чтобы ось z была параллельна кристаллографической оси **c**, а оси x и y параллельны кристаллографической плоскости **ab**. Таким образом, ось волновода совпадает с осью z для первого случая и с осью x для второго. Для первой конфигурации показано, что падающая волна ТЕ поляризации ($E_z = 0$) или ТМ поляризации ($H_z = 0$), распространяющаяся в вакуумной части волновода, возбуждает в образце слоистого сверхпроводника соответственно только обыкновенную ($E_z = 0$) или необыкновенную ($H_z = 0$) волну. При этом благодаря симметрии облучаемой поверхности сверхпроводника отраженная и прошедшая через сверхпроводник волны имеют ту же поляризацию, что и падающая волна. Особый интерес представляет второй случай, когда независимо от поляризации падающей волны в образце возбуждаются оба типа волн, обыкновенная и необык-

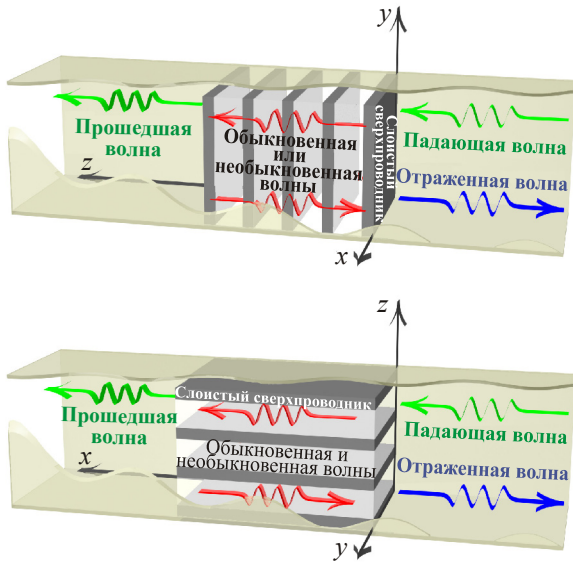


Рис. 1. Геометрия задачи.

новенная. При этом отраженная и прошедшая волны имеют поляризацию, которая в общем случае не совпадает с поляризацией падающей волны. Таким образом, при определенных условиях образец слоистого сверхпроводника может служить преобразователем поляризаций. Как показано ниже, трансформация поляризации может быть как частичной, так и полной.

2. Уравнения электродинамики слоистых сверхпроводников

Будем считать, что характерные пространственные масштабы изменения электромагнитного поля вдоль оси z велики по сравнению с толщинами диэлектрического d и сверхпроводящего слоев s , что позволяет перейти в электродинамических уравнениях к континуальному пределу. В этом пределе электромагнитное поле в слоистом сверхпроводнике может быть описано с помощью связанного уравнения \sin -Гордона для распределения межслойной калибровочно-инвариантной разности фаз $\varphi(\mathbf{r}, t)$ параметра порядка:

$$\left(1 - \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \left(\frac{1}{\omega_J^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \sin \varphi\right) - \lambda_c^2 \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}\right) = 0. \quad (1)$$

Здесь λ_{ab} и $\lambda_c = c / (\omega_J \epsilon^{1/2})$ — лондоновские глубины проникновения магнитного поля поперек и вдоль слоев; $\omega_J = (8\pi e d J_c / \hbar \epsilon)^{1/2}$ — джозефсоновская плазменная частота, определяемая максимальным джозефсоновским током J_c , диэлектрической проницаемостью ϵ в промежутках между сверхпроводящими слоями; e — элементарный заряд; c — скорость све-

та. Необходимо отметить, что всюду в настоящей работе мы пренебрегаем проводимостью квазичастиц и, соответственно, не принимаем во внимание затухание джозефсоновских плазменных колебаний.

Насколько нам известно, Сакаи и др. [24] первыми получили связанные уравнения \sin -Гордона для описания электродинамики слоистых сверхпроводников. Позже многие авторы выводили их с использованием различных подходов [25,26]. Хотя эти уравнения не учитывают многие факторы (например, d -волновое спаривание), они дают не только качественно правильное описание ДПВ в слоистом сверхпроводнике, но и позволяют делать важные предсказания. Например, в работе [27] на основе связанных уравнений \sin -Гордона был предложен способ получения когерентного излучения терагерцевых волн, который позже был реализован в эксперименте [28].

Заметим, что компонента E_z электрического поля вызывает нарушение электронейтральности сверхпроводящих слоев, что приводит к возникновению дополнительной связи электромагнитных полей между соседними слоями (так называемой емкостной связи). Однако эта связь не влияет существенно на свойства ДПВ из-за малости дебаевского радиуса R_D для зарядов в сверхпроводнике, и ею можно пренебречь, если мал параметр емкостной связи, $\beta = R_D^2 \epsilon / s d \ll 1$. Если пренебречь нарушением электронейтральности, калибровку векторного потенциала можно выбрать так, чтобы параметр порядка был вещественным и разность фаз φ была связана с z -компонентой векторного потенциала простым соотношением (см., например, [6]):

$$A_z = -\frac{\Phi_0}{2\pi d} \varphi, \quad (2)$$

где $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ — квант магнитного потока.

Обратим внимание на то, что уравнение (1) можно переписать для векторного потенциала \mathbf{A} в форме волнового уравнения, более привычного для макроскопической электродинамики [23]:

$$\text{grad div} \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A} = -\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}. \quad (3)$$

где ток вдоль \mathbf{ab} плоскости может быть описан в терминах лондоновской модели:

$$J_x = -\frac{c}{4\pi \lambda_{ab}^2} A_x, \quad J_y = -\frac{c}{4\pi \lambda_{ab}^2} A_y, \quad (4)$$

а ток вдоль оси c является джозефсоновским, $J_z = J_c \sin \varphi$. Мы будем рассматривать линейные ДПВ с $|\varphi| \ll 1$, когда, используя равенство (2), плотность джозефсоновского тока поперек слоев можно представить в виде

$$J_z = -\frac{c}{4\pi \lambda_c^2} A_z. \quad (5)$$

При этом векторный потенциал связан с электрическим \mathbf{E} и магнитным \mathbf{H} полями стандартными соотношениями:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (6)$$

скалярный потенциал предполагается равным нулю.

Соотношения (2)–(6) представляют собой полную систему уравнений для нахождения электромагнитного поля в слоистом сверхпроводнике в континуальном приближении, которая и будет использоваться в настоящей работе.

3. Распространение волн вдоль кристаллографической оси c (оси z)

Рассмотрим возбуждение и распространение джозефсоновских волн в образце слоистого сверхпроводника, кристаллографическая ось c которого ориентирована вдоль оси волновода. Линейные волны в слоистом сверхпроводнике, как и в любой одноосно-анизотропной среде, всегда могут быть представлены в виде суммы волн двух поляризаций — обыкновенных (с электрическим полем, перпендикулярным оси c , $E_z = 0$) и необыкновенных (с магнитным полем, перпендикулярным оси c , $H_z = 0$) волн. Очевидно, что падающая волна ТЕ поляризации ($E_z = 0$) или ТМ поляризации ($H_z = 0$) возбуждает в образце слоистого сверхпроводника только обыкновенную или необыкновенную волну.

Геометрия задачи в рассматриваемом случае показана на верхней панели рис. 1. Волновод с поперечными размерами L_1 и L_2 состоит из трех областей: области длиной D , заполненной слоистым сверхпроводником, и двух вакуумных областей. Ось z параллельна кристаллографической оси c и оси волновода, а оси x и y параллельны соответствующим стенкам волновода.

Векторный потенциал удовлетворяет уравнению (3), в котором \mathbf{J} определяется равенствами (4) и (5) в слоистом сверхпроводнике, и $\mathbf{J} = 0$ в вакуумных областях. В качестве граничных условий используем равенство нулю тангенциальных компонент электрического поля на стенках волновода. Поэтому для монохроматической волны с частотой ω можно записать:

$$\begin{aligned} A_x &= A_x e^{-i\omega t} \cos(q_x x) \sin(q_y y), \\ A_y &= A_y e^{-i\omega t} \sin(q_x x) \cos(q_y y), \\ A_z &= A_z e^{-i\omega t} \sin(q_x x) \sin(q_y y), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$q_x = \frac{n_1 \pi}{L_1}, \quad q_y = \frac{n_2 \pi}{L_2}, \quad (8)$$

n_1 и n_2 — неотрицательные целые числа, определяющие моду, распространяющуюся в волноводе. Отметим, что, по крайней мере, одно из этих чисел должно быть отличным от нуля.

3.1. Отражение и прохождение ТЕ волны ($E_z = 0$)

Как уже было сказано, падение на образец ТЕ поляризованной волны приводит к возбуждению в образце только обыкновенной волны. В этом подразделе мы изучаем именно такое возбуждение.

3.1.1. Поле в вакуумных областях. Для векторного потенциала волн с ТЕ поляризацией, $E_z = 0$, распространяющихся вдоль оси z , в первой вакуумной области (в области, где присутствуют падающая и отраженная волны) можно записать:

$$\begin{aligned} A_x^{v1} &= -q_y [a^{(E)} e^{ik_z z} - b^{(E)} e^{-ik_z z}], \\ A_y^{v1} &= q_x [a^{(E)} e^{ik_z z} - b^{(E)} e^{-ik_z z}], \quad A_z^{v1} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $a^{(E)}$ и $b^{(E)}$ — амплитуды падающей и отраженной волны соответственно, верхний индекс (E) подразумевает ТЕ поляризацию,

$$k_z = (k^2 - q_x^2 - q_y^2)^{1/2}, \quad k = \frac{\omega}{c}. \quad (10)$$

Во второй вакуумной области, где присутствует только прошедшая волна с амплитудой $f^{(E)}$:

$$\begin{aligned} A_x^{v2} &= -q_y f^{(E)} e^{ik_z(z-D)}, \\ A_y^{v2} &= q_x f^{(E)} e^{ik_z(z-D)}, \quad A_z^{v2} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

3.1.2. Поле в слоистом сверхпроводнике. Компоненты векторного потенциала обыкновенных волн в слоистом сверхпроводнике имеют вид

$$\begin{aligned} A_x^s &= -q_y [c^{(o)} e^{p_z z} - d^{(o)} e^{-p_z z}], \\ A_y^s &= q_x [c^{(o)} e^{p_z z} - d^{(o)} e^{-p_z z}], \quad A_z^s = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

где $c^{(o)}$ и $d^{(o)}$ — амплитуды волн в образце; верхний индекс (o) подразумевает обыкновенную волну. Как показано в работе [23], для обыкновенных волн волновое число p_z может стать чисто мнимым, что соответствует бегущей волне только при частотах ω , превышающих $\gamma \omega_J$, где $\gamma = \lambda_c / \lambda_{ab}$. Поскольку для слоистых сверхпроводников $\gamma \gg 1$ (например, $\gamma \approx 200$ для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$), в настоящей работе рассмотрен только случай $\omega \sim \omega_J \ll \gamma \omega_J$. Тогда, согласно [23], $p_z = \lambda_{ab}^{-1}$ — вещественное число.

3.1.3. Коэффициенты отражения и прохождения. На границах между сверхпроводником и вакуумом должны выполняться условия непрерывности танген-

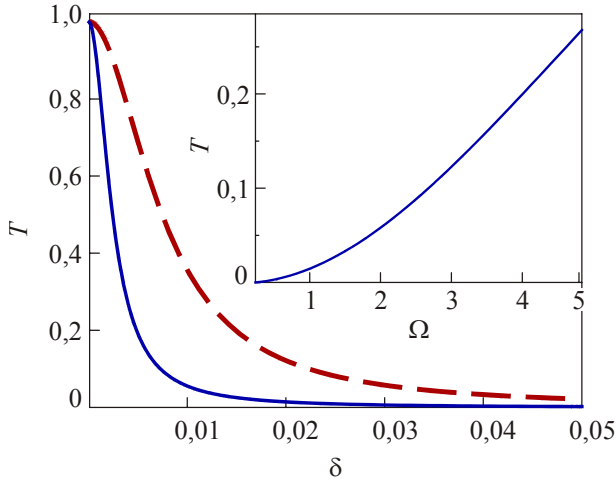


Рис. 2. Зависимость прозрачности слоистого сверхпроводника в волноводе от его нормированной толщины $\delta = D / \lambda_{ab}$ при $\omega = \omega_J$ (сплошная линия) и при $\omega = 3\omega_J$ (штриховая). Вставка: частотная зависимость коэффициента прохождения T обыкновенных мод от нормированной частоты $\Omega = \omega / \omega_J$ при $D = 40 \text{ \AA}$ ($\delta = 0,02$). Значения параметров: $\lambda_{ab} = 2000 \text{ \AA}$, $\omega_J / 2\pi = 0,3 \text{ ТГц}$, $\varepsilon = 16$, $L_1 = L_2 = 3 \text{ мм}$, $n_1 = 1$, $n_2 = 1$.

циальных компонент электрического и магнитного полей. Используя равенства (6), (9), (11) и (12), получаем систему линейных алгебраических уравнений. Находя с ее помощью неизвестные амплитуды $b^{(E)}$ и $f^{(E)}$, можно определить коэффициент прохождения T :

$$T = \left| \frac{f^{(E)}}{a^{(E)}} \right|^2 = \frac{1}{1 + \mu^2 \sin^2 h^2(p_z D)}, \quad (13)$$

и коэффициент отражения R :

$$R = |b^{(E)} / a^{(E)}|^2 = 1 - T.$$

Здесь $\mu = p_z / 2k_z$.

Теперь приведем результаты численного анализа зависимости коэффициента прохождения T от частоты и толщины сверхпроводника. Зависимости, изображенные на рис. 2, показывают, что коэффициент прохождения T слоистого сверхпроводника для ТЕ волн быстро убывает с толщиной и оказывается малым даже при толщине 40 \AA . Это связано с тем, что, во-первых, обыкновенные волны в сверхпроводнике затухают на расстояниях порядка λ_{ab} , а во-вторых, с тем, что параметр $\mu \sim \gamma \gg 1$. С ростом частоты прозрачность растет, однако при достижимых частотах прозрачность не становится значительной.

3.2. Отражение и прохождение ТМ-волны ($H_z = 0$)

Здесь, как и в предыдущем подразделе, падение на образец ТМ поляризованной волны приводит к возбуждению в образце только одного типа волны, а именно, необыкновенной волны.

3.2.1. Поле в вакуумных областях. Для векторного потенциала волн с ТМ поляризацией, $H_z = 0$, распространяющихся вдоль оси z , в первой вакуумной области можно записать:

$$\begin{aligned} A_x^{v1} &= q_x k_z [a^{(H)} e^{ik_z z} - b^{(H)} e^{-ik_z z}], \\ A_y^{v1} &= q_y k_z [a^{(H)} e^{ik_z z} - b^{(H)} e^{-ik_z z}], \\ A_z^{v1} &= -i(k^2 - k_z^2) [a^{(H)} e^{ik_z z} + b^{(H)} e^{-ik_z z}]. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь q_x , q_y , k_z и k определяются соотношениями (8) и (10), $a^{(H)}$ и $b^{(H)}$ — амплитуды падающей и отраженной волны, соответственно, верхний индекс (H) подразумевает ТМ поляризацию. Во второй вакуумной области распространяется только прошедшая волна с амплитудой $f^{(H)}$:

$$\begin{aligned} A_x^{v2} &= q_x k_z f^{(H)} e^{ik_z(z-D)}, \\ A_y^{v2} &= q_y k_z f^{(H)} e^{ik_z(z-D)}, \\ A_z^{v2} &= -i(k^2 - k_z^2) f^{(H)} e^{ik_z(z-D)}. \end{aligned} \quad (15)$$

3.2.2. Поле в слоистом сверхпроводнике. Компоненты векторного потенциала необыкновенных волн, $H_z = 0$, в слоистом сверхпроводнике имеют вид

$$\begin{aligned} A_x^s &= q_x q_z [c^{(e)} e^{iq_z z} - d^{(e)} e^{-iq_z z}], \\ A_y^s &= q_y q_z [c^{(e)} e^{iq_z z} - d^{(e)} e^{-iq_z z}], \\ A_z^s &= i(q_z^2 + \lambda_{ab}^{-2}) [c^{(e)} e^{iq_z z} + d^{(e)} e^{-iq_z z}], \end{aligned} \quad (16)$$

где $c^{(e)}$ и $d^{(e)}$ — амплитуды волн в образце, верхний индекс (e) подразумевает необыкновенную волну,

$$q_z = \frac{1}{\lambda_{ab}} [(q_x^2 + q_y^2) \frac{\omega_J^2 \lambda_c^2}{\omega^2 - \omega_J^2} - 1]^{1/2}. \quad (17)$$

В выражениях (16) и (17) мы пренебрегли величиной $\varepsilon \omega^2 \lambda_{ab}^2 / c^2$ по сравнению с 1.

Из выражения (17) видно, что в сверхпроводнике может распространяться бегущая волна при частотах

$$\omega_J < \omega < (\omega_J^2 + \omega_{cr}^2 / \varepsilon)^{1/2}, \quad (18)$$

где частота отсечки $\omega_{cr} = c(q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$. Таким образом, для необыкновенных мод в зависимости от частоты падающей волны можно рассматривать две ситуации, когда волна в сверхпроводнике либо распространяется (волновое число q_z — реальное), либо затухает (чисто мнимое q_z).

3.2.3. Коэффициенты отражения и прохождения.

На границах между сверхпроводником и вакуумом выполняются условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Используя равенства (6), (14)–(16), получаем систему линейных уравнений, из которой находим неизвестные амплитуды $b^{(H)}$ и $f^{(H)}$. В области частот, при кото-

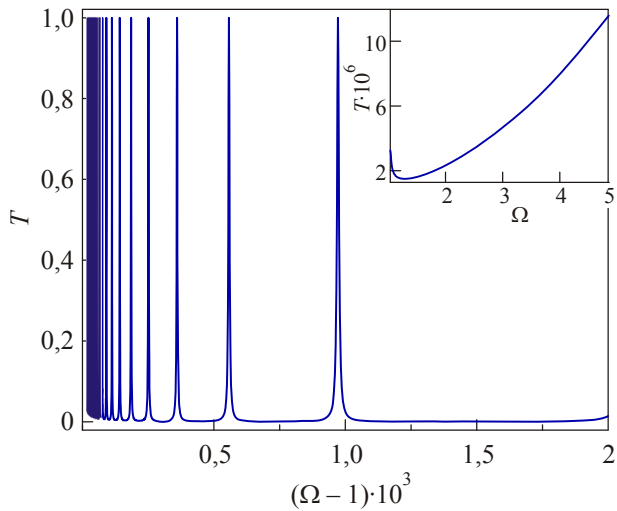


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения T от нормированной частоты $\Omega = \omega / \omega_J$. Основная панель показывает области частот, при которых q_z — вещественное, вставка: q_z — мнимое. Значения параметров: $n_1 = 1$, $n_2 = 5$, $D = 0,4$ мкм, остальные параметры такие же, как на рис. 2.

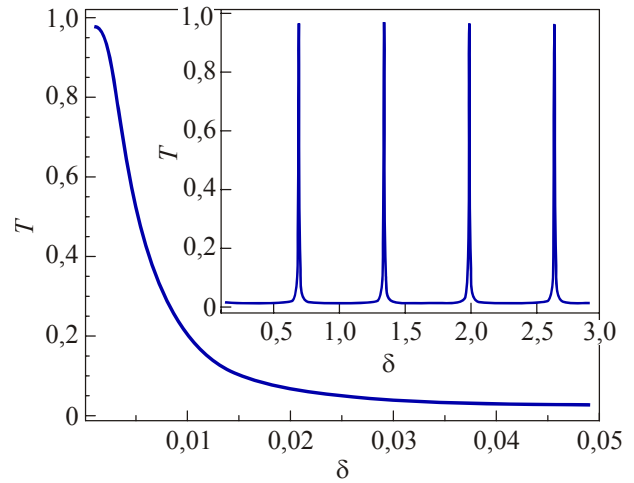


Рис. 4. Зависимость коэффициента прохождения T от приведенной толщины $\delta = D / \lambda_{ab}$ при $\omega = 1,05\omega_J$ (q_z — мнимое) и при $\omega = 1,001\omega_J$ (вставка, q_z — вещественное). Остальные параметры такие же, как и на рис. 3.

рых необыкновенная волна в сверхпроводнике распространяется, коэффициент прохождения описывается выражением

$$T = \left| \frac{f(H)}{a(H)} \right|^2 = \frac{1}{1 + \mu^2 \sin^2(q_z D)}, \quad (19)$$

где $\mu = c^2 k_z / (2q_z \lambda_{ab}^2 \omega^2)$.

В области частот, при которых необыкновенная волна в сверхпроводнике затухает, коэффициенты T и R определяются выражением (19), с заменой q_z на $|q_z|$, и \sin на sh .

Теперь проведем численный анализ зависимости коэффициента прохождения T от частоты и толщины сверхпроводника.

Зависимость коэффициента прохождения от нормированной частоты проиллюстрирована на рис. 3. В области, где волновое число q_z реально, существуют выделенные частоты, для которых коэффициент прохождения равен единице. Расстояние между такими пиками растет с увеличением частоты, а минимальное значение коэффициента T между пиками уменьшается. Рисунок 4 показывает, что в области мнимых q_z коэффициент прохождения экспоненциально уменьшается с увеличением толщины образца, а в области вещественных q_z величина T осциллирует, достигая при определенных толщинах значения, равного единице. Этот случай полного прохождения волны сквозь образец соответствует геометрическому резонансу. Он полностью аналогичен резонансному надбарьерному прохождению частиц в квантовой механике.

4. Распространение волн вдоль кристаллографической плоскости ab (оси x)

В этом разделе рассмотрена более интересная ситуация, когда слои сверхпроводника параллельны оси волновода. В этом случае при любой поляризации падающей волны в образце возбуждаются оба типа волн, обыкновенная ($E_z = 0$) и необыкновенная ($H_z = 0$). При этом отраженная и прошедшая волны имеют поляризацию, которая в общем случае не совпадает с поляризацией падающей волны.

Геометрия задачи в этом случае имеет вид, показанный в нижней части рис. 1. Ось x параллельна оси волновода, а оси y и z параллельны соответствующим стенкам волновода. Ось z при этом направлена вдоль кристаллографической оси c .

Векторный потенциал удовлетворяет уравнению (3), в котором J определяется равенствами (4) и (5) в слоистом сверхпроводнике, и $J = 0$ в вакуумных областях. С учетом условия равенства нулю тангенциальных компонент электрического поля на стенках волновода можно записать выражения для компонент векторного потенциала:

$$\begin{aligned} A_x &= \mathcal{A}_x e^{-i\omega t} \sin(q_y y) \sin(q_z z), \\ A_y &= \mathcal{A}_y e^{-i\omega t} \cos(q_y y) \sin(q_z z), \\ A_z &= \mathcal{A}_z e^{-i\omega t} \sin(q_y y) \cos(q_z z), \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$q_y = \frac{n_1 \pi}{L_1}, \quad q_z = \frac{n_2 \pi}{L_2}. \quad (21)$$

В следующих подразделах рассмотрены различные виды поляризации падающих волн и обсуждается трансформация их поляризации при отражении и прохождении через образец слоистого сверхпроводника.

4.1. Отражение и прохождение ТЕ и ТМ волн ($H_x = 0$ и $E_x = 0$)

4.1.1. *Электромагнитное поле в вакууме.* Электромагнитная волна в вакууме всегда может быть представлена в виде суперпозиции ТЕ и ТМ волн. Поэтому векторный потенциал волны в первой вакуумной области можно представить в виде линейной комбинации:

$$\begin{aligned} A_x^{v1} &= -i(k^2 - k_x^2)[a^{(H)}e^{ik_x x} + b^{(H)}e^{-ik_x x}], \\ A_y^{v1} &= [k_x q_y a^{(H)} - k q_z a^{(E)}]e^{ik_x x} - \\ &\quad - [k_x q_y b^{(H)} + k q_z b^{(E)}]e^{-ik_x x}, \\ A_z^{v1} &= [k_x q_z a^{(H)} + k q_y a^{(E)}]e^{ik_x x} - \\ &\quad - [k_x q_z b^{(H)} - k q_y b^{(E)}]e^{-ik_x x}. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь:

$$k_x = [k^2 - q_y^2 - q_z^2]^{1/2}, \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad (23)$$

амплитуды a и b соответствуют падающим и отраженным волнам. Верхние индексы (H) и (E) указывают на ТМ и ТЕ поляризацию ($H_x = 0$ и $E_x = 0$) соответственно.

Во второй вакуумной области векторный потенциал содержит только прошедшие волны с амплитудами $f^{(H)}$ и $f^{(E)}$:

$$\begin{aligned} A_x^{v2} &= -i(k^2 - k_x^2)f^{(H)}e^{ik_x(x-D)}, \\ A_y^{v2} &= [k_x q_y f^{(H)} - k q_z f^{(E)}]e^{ik_x(x-D)}, \\ A_z^{v2} &= [k_x q_z f^{(H)} + k q_y f^{(E)}]e^{ik_x(x-D)}. \end{aligned} \quad (24)$$

4.1.2. *Поле в слоистом сверхпроводнике.* В слоистом сверхпроводнике поле представлено в виде суммы волн, поляризация которых согласована с ориентацией сверхпроводящих слоев: обыкновенные ($E_z = 0$) и необыкновенные ($H_z = 0$) волны. Для векторного потенциала волн в области сверхпроводника запишем:

$$\begin{aligned} A_x^s &= iS q_x q_z [c^{(e)}e^{iq_x x} - d^{(e)}e^{-iq_x x}] + \\ &\quad + ik q_y [c^{(o)}e^{p_x x} + d^{(o)}e^{-p_x x}], \\ A_y^s &= S q_y q_z [c^{(e)}e^{iq_x x} + d^{(e)}e^{-iq_x x}] + \\ &\quad + ik p_x [c^{(o)}e^{p_x x} - d^{(o)}e^{-p_x x}], \\ A_z^s &= (S q_z^2 + k^2)[c^{(e)}e^{iq_x x} + d^{(e)}e^{-iq_x x}], \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned} S &= \frac{\Omega^2}{\varepsilon \gamma^2}, \quad \gamma = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_J}, \\ q_x &= [-q_y^2 - \lambda_c^{-2} + \varepsilon k^2]^{1/2}, \quad p_x = \lambda_{ab}^{-1}. \end{aligned} \quad (26)$$

Верхние индексы (o) и (e) указывают на обыкновенные и необыкновенные волны соответственно. В выражениях (26) мы пренебрегли $\varepsilon \omega^2 \lambda_{ab}^2 / c^2$ по сравнению с 1.

4.1.3. *Коэффициенты отражения, прохождения и трансформации.* На границах сверхпроводник–вакуум должны выполняться условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Эти условия приводят к системе из восьми линейных алгебраических уравнений для неизвестных амплитуд $c^{(e)}$, $c^{(o)}$, $d^{(e)}$, $d^{(o)}$, $b^{(H)}$, $b^{(E)}$, $f^{(H)}$ и $f^{(E)}$. Из этой системы можно при заданной поляризации падающей волны, т.е. при заданных амплитудах $a^{(H)}$ и $a^{(E)}$, определить поляризацию отраженной и прошедшей волн, таким образом, определить амплитуды $b^{(H)}$, $b^{(E)}$, $f^{(H)}$ и $f^{(E)}$.

Например, будем возбуждать джозефсоновские плазменные волны, облучая слоистый сверхпроводник волной ТМ поляризации. Это означает, что амплитуда $a^{(E)} = 0$, а амплитуду $a^{(H)}$ возьмем для удобства равной 1. Тогда квадраты модулей амплитуд $b^{(H)}$ и $f^{(H)}$ представляют собой коэффициенты отражения и прохождения ТМ поляризованной волны, а $b^{(E)}$ и $f^{(E)}$ — коэффициенты трансформации в ТЕ волну.

Как показывает численный анализ указанной системы, при частотах, близких к частоте отсечки

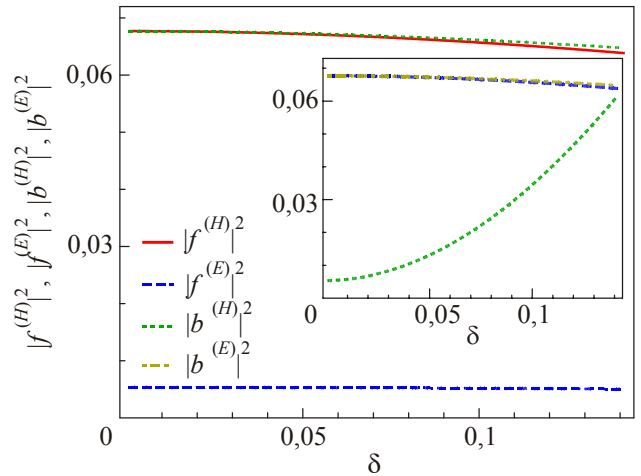


Рис. 5. Зависимость коэффициентов $|b^{(H)}|^2$, $|b^{(E)}|^2$, $|f^{(H)}|^2$ и $|f^{(E)}|^2$ от безразмерной толщины образца $\delta = D/\lambda_c$. Основная панель иллюстрирует трансформацию ТЕ волны (амплитуды падающих волн $a^{(H)} = 0$, $a^{(E)} = 1$), а вставка — трансформацию ТМ волны ($a^{(H)} = 1$, $a^{(E)} = 0$). Значения параметров: $\omega = 0,565\omega_J = 1,01\omega_{cT}$, $L_1 = 1$ мм, $L_2 = 2$ мм, $n_1 = n_2 = 1$, $\lambda_{ab} = 2000$ Å, $\omega_J / 2\pi = 0,3$ ТГц, $\varepsilon = 16$.

$\omega_{cr} = c(q_y^2 + q_z^2)^{1/2}$, падающая ТМ волна после отражения от достаточно тонких образцов преобразуется в ТЕ волну с небольшой примесью ТМ компоненты, а падающая ТЕ волна после прохождения через тонкий образец преобразуется в ТМ волну с небольшой примесью ТЕ компоненты. В качестве иллюстрации такого преобразования на рис. 5 изображен график зависимостей $|b^{(H)}|^2$, $|b^{(E)}|^2$, $|f^{(H)}|^2$ и $|f^{(E)}|^2$ от безразмерной толщины образца $\delta = D/\lambda_c$ при частоте падающей волны, близкой к частоте отсечки.

В следующих подразделах рассматриваются другие типы поляризаций падающей волны, а именно: волны с поляризациями $E_z = 0$ и $H_z = 0$, согласованные с кристаллографической осью \mathbf{c} , а также волны с поляризациями $E_y = 0$ и $H_y = 0$, согласованные с осью y , ортогональной как оси волновода, так и кристаллографической оси \mathbf{c} .

4.2. Отражение и прохождение волн с поляризациями $H_z = 0$ и $E_z = 0$

Рассмотрим волны, поляризация которых согласована с ориентацией слоев сверхпроводника, и будем их тоже называть: обыкновенные, $E_z = 0$, и необыкновенные, $H_z = 0$, волны. Для векторного потенциала волны, распространяющейся вдоль оси x , в первой вакуумной области можно записать:

$$\begin{aligned} A_x^{v1} &= i [k_x q_z a^{(e)} + k q_y a^{(o)}] e^{ik_x x} - \\ &\quad - i [k_x q_z b^{(e)} - k q_y b^{(o)}] e^{-ik_x x}, \\ A_y^{v1} &= [q_y q_z a^{(e)} - k k_x a^{(o)}] e^{ik_x x} + \\ &\quad + [q_y q_z b^{(e)} + k k_x b^{(o)}] e^{-ik_x x}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$A_z^{v1} = -(k^2 - q_z^2) [a^{(e)} e^{ik_x x} + b^{(e)} e^{-ik_x x}].$$

Аналогично, во второй вакуумной области выполняются соотношения

$$\begin{aligned} A_x^{v2} &= i [k_x q_z f^{(e)} + k q_y f^{(o)}] e^{ik_x (x-D)}, \\ A_y^{v2} &= [q_y q_z f^{(e)} - k k_x f^{(o)}] e^{ik_x (x-D)}, \\ A_z^{v2} &= -(k^2 - q_z^2) f^{(e)} e^{ik_x (x-D)}. \end{aligned} \quad (28)$$

Векторный потенциал в образце слоистого сверхпроводника определяется равенствами (25). На границах сверхпроводник-вакуум должны выполняться условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Эти условия так же, как и в предыдущем подразделе, приводят к системе из восьми линейных уравнений, решая которые при заданной поляризации падающей волны, т.е. при заданных амплитудах $a^{(e)}$ и $a^{(o)}$, можно определить

поляризацию отраженной и прошедшей волн, т.е. определить амплитуды $b^{(e)}$, $b^{(o)}$, $f^{(e)}$ и $f^{(o)}$.

Численное решение указанной системы уравнений показывает, что можно выделить несколько характерных ситуаций, в которых образец слоистого сверхпроводника служит преобразователем поляризаций $H_z = 0$ и $E_z = 0$.

1. Для достаточно тонких образцов, при частотах, близких к частоте отсечки ω_{cr} , падающая обыкновенная волна преобразуется в отраженную необыкновенную с небольшой примесью обыкновенной компоненты, а падающая необыкновенная преобразуется в прошедшую обыкновенную волну с небольшой примесью необыкновенной компоненты. Это преобразование подобно описанному в подразделе 4.1.3.

2. Обыкновенная волна с частотой, не близкой к частоте отсечки, преобразуется в прошедшую необыкновенную волну с небольшой примесью обыкновенной волны. У такого преобразования существует несложное физическое объяснение. Падающая обыкновенная волна возбуждает в слоистом сверхпроводнике обыкновенную волну с небольшой примесью необыкновенной волны. Обыкновенная волна в сверхпроводнике быстро затухает и, если $D \gg \lambda_{ab}$, с другой стороны образца выходит необыкновенная волна с небольшой примесью обыкновенной. В качестве примера такой ситуации на рис. 6 изображен график зависимостей $|f^{(o)}|^2$ и $|f^{(e)}|^2$ от безразмерной толщины образца $\delta = D/\lambda_c$ в двух случаях: когда необыкновенная волна в сверхпроводнике затухает (основная панель); когда необыкновенная волна в образце распространяется (вставка).

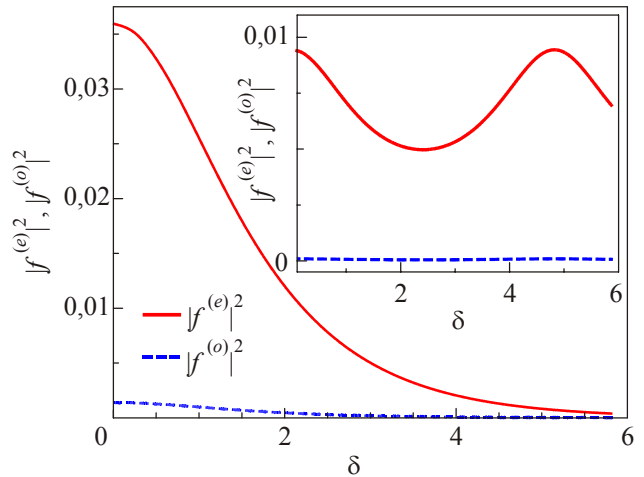


Рис. 6. Зависимость коэффициентов $|f^{(e)}|^2$ и $|f^{(o)}|^2$ от безразмерной толщины образца $\delta = D/\lambda_c$. Значения параметров: $\omega = 0,9\omega_J$ (основная панель), $\omega = 1,2\omega_J$ (вставка), $a^{(e)} = 0$, $a^{(o)} = 1$. Остальные параметры такие же, как и на рис. 5.

4.3. Отражение и прохождение волн с поляризациями $E_y = 0$ и $H_y = 0$

Наконец, рассмотрим наиболее интересный случай поляризаций падающих волн, согласованных с осью y , $E_y = 0$ и $H_y = 0$ (см. рис. 1). Именно для таких волн может наблюдаться практически полная трансформация энергии падающей волны с $E_y = 0$ в отраженную энергию волны с $H_y = 0$ и наоборот.

Для векторного потенциала волны, распространяющейся вдоль оси x , в первой вакуумной области можно записать:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_x^{v1} &= i[k_x q_y a^{(s)} + k q_z a^{(p)}] e^{ik_x x} - \\ &\quad - i[k_x q_y b^{(s)} - k q_z b^{(p)}] e^{-ik_x x}, \\ \mathcal{A}_y^{v1} &= -(k^2 - q_y^2)[a^{(s)} e^{ik_x x} + b^{(s)} e^{-ik_x x}], \\ \mathcal{A}_z^{v1} &= [q_y q_z a^{(s)} - k k_x a^{(p)}] e^{ik_x x} + \\ &\quad + [q_y q_z b^{(s)} + k k_x b^{(p)}] e^{-ik_x x}. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь верхние индексы (p) и (s) обозначают поляризации $E_y = 0$ и $H_y = 0$ соответственно. Аналогично во второй вакуумной области:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_x^{v2} &= i[k_x q_y f^{(s)} + k q_z f^{(p)}] e^{ik_x(x-D)}, \\ \mathcal{A}_y^{v2} &= -(k^2 - q_y^2) f^{(s)} e^{ik_x(x-D)}, \\ \mathcal{A}_z^{v2} &= [q_y q_z f^{(s)} - k k_x f^{(p)}] e^{ik_x(x-D)}. \end{aligned} \quad (30)$$

Векторный потенциал в образце слоистого сверхпроводника определяется соотношениями (25). На границах сверхпроводник-вакуум должны выполняться

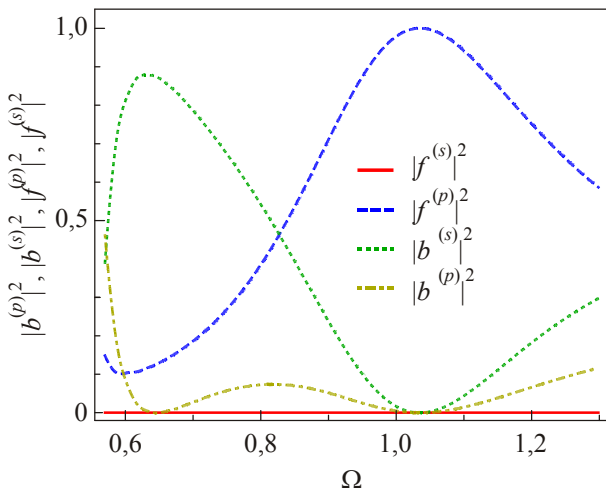


Рис. 7. Зависимость коэффициентов $|b^{(p)}|^2$, $|b^{(s)}|^2$, $|f^{(p)}|^2$ и $|f^{(s)}|^2$ от безразмерной частоты $\Omega = \omega / \omega_J$. Значения параметров: $a^{(p)} = 1$, $a^{(s)} = 0$, $D = 40$ мкм. Остальные параметры такие же, как и на рис. 5.

условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Эти условия, так же, как и в предыдущем подразделе, приводят к системе из восьми линейных уравнений, решая которые при заданной поляризации падающей волны, т.е. при заданных амплитудах $a^{(s)}$ и $a^{(p)}$, можно определить поляризацию отраженной и прошедшей волн, а следовательно, определить амплитуды $b^{(s)}$, $b^{(p)}$, $f^{(s)}$ и $f^{(p)}$.

Численное решение указанной системы уравнений показывает, что можно выделить характерную ситуацию, в которой образец слоистого сверхпроводника может служить преобразователем поляризаций $E_y = 0$ и $H_y = 0$. На рис. 7 представлен график зависимостей коэффициентов $|b^{(p)}|^2$, $|b^{(s)}|^2$, $|f^{(p)}|^2$ и $|f^{(s)}|^2$ от безразмерной частоты $\Omega = \omega / \omega_J$. Видно, что при определенном значении частоты падающая волна с поляризацией $E_y = 0$ в основном отражается в виде волны с поляризацией $H_y = 0$, $b^{(p)} = 0$, а $|b^{(s)}|^2 \approx 0,9$. Аналогичная картина наблюдается и при трансформации волны поляризации $H_y = 0$ в волну поляризации $E_y = 0$.

5. Заключение

В настоящей работе теоретически исследовано отражение и прохождение электромагнитных волн терагерцевого диапазона, распространяющихся в волноводе сквозь образец слоистого сверхпроводника конечной длины в двух конфигурациях: слои перпендикулярны или параллельны оси волновода. Показано, что в первом случае падающая волна ТЕ поляризации или ТМ поляризации возбуждает в образце слоистого сверхпроводника только обыкновенную или необыкновенную волну соответственно. Особый интерес представляет вторая конфигурация, поскольку в этом случае в образце возбуждаются совместно и обыкновенная, и необыкновенная волны. Поэтому при определенных условиях слоистый сверхпроводник может служить преобразователем поляризаций. В частности, показано, что волны определенной поляризации могут претерпевать практически полную трансформацию. А именно, при определенном значении частоты падающей волны с поляризацией $E_y = 0$ (ось y перпендикулярна оси волновода и кристаллографической оси c) может преобразовываться в отраженную волну поляризации $H_y = 0$ и наоборот.

Мы благодарим Украинскую Государственную программу «Нанотехнологии и наноматериалы» и программу НАН Украины «Фундаментальные проблемы наноструктур, наноматериалов и нанотехнологий» (грант № 9/11-Н) за частичную финансовую поддержку.

1. R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, and P. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2394 (1992).
2. R. Kleiner and P. Müller, *Phys. Rev. B* **49**, 1327 (1994).
3. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
4. E.H. Brandt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
5. V.L. Pokrovsky, *Phys. Rep.* **288**, 325 (1997).
6. S. Savel'ev, V.A. Yampol'skii, A.L. Rakhmanov, and F. Nori, *Rep. Prog. Phys.* **73**, 026501 (2010).
7. Xiao Hu and Shi-Zeng Lin, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 053001 (2010).
8. S. Savel'ev, V. Yampol'skii, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 187002 (2005).
9. S. Savel'ev, V. Yampol'skii, A.L. Rakhmanov, and F. Nori, *Physica C* **445–448**, 183 (2006).
10. S. Savel'ev, V. Yampol'skii, A. Rakhmanov, and F. Nori, *Physica C* **437–438**, 281 (2006).
11. V.A. Yampol'skii, D.R. Gulevich, S. Savel'ev, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **78**, 054502 (2008).
12. V.A. Golick, D.V. Kadygrob, V.A. Yampol'skii, A.L. Rakhmanov, B.A. Ivanov, and F. Nori, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 187003 (2010).
13. V.A. Yampol'skii, A.V. Kats, M.L. Nesterov, A.Yu. Nikitin, T.M. Slipchenko, S. Savel'ev, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **76**, 224504 (2007).
14. A.V. Kats, A.Yu. Nikitin, M.L. Nesterov, F. Nori, S. Savel'ev, T.M. Slipchenko, and V.A. Yampol'skii, *Phys. Rev. B* **79**, 214501 (2009).
15. D.V. Kadygrob, V.A. Golick, V.A. Yampol'skii, T.M. Slipchenko, D.R. Gulevich, and S. Savel'ev, *Phys. Rev. B* **80**, 184512 (2009).
16. S.S. Apostolov, Z.A. Maizelis, M.A. Sorokina, and V.A. Yampol'skii, *Fiz. Nizk. Temp.* **36**, 255 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 199 (2010)].
17. A.L. Rakhmanov, V.A. Yampol'skii, J.A. Fan, F. Capasso, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **81**, 075101 (2010).
18. V.A. Yampol'skii, S. Savel'ev, O.V. Usatenko, S.S. Mel'nik, F.V. Kusmartsev, A.A. Krokhin, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **75**, 014527 (2007).
19. S. Savel'ev, A.L. Rakhmanov, V.A. Yampol'skii, and F. Nori, *Nature Phys.* **2**, 521 (2006).
20. V.A. Yampol'skii, S. Savel'ev, A.L. Rakhmanov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **78**, 024511 (2008).
21. S. Savel'ev, V.A. Yampol'skii, A.L. Rakhmanov, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **75**, 184503 (2007).
22. S.S. Apostolov, Z.A. Maizelis, M.A. Sorokina, V.A. Yampol'skii, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **82**, 144521 (2010).
23. С.И. Ханкина, В.М. Яковенко, В.А. Ямпольский, *ФНТ* **38**, 245 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 193 (2012)].
24. S. Sakai, P. Bodin, and N.F. Pedersen, *J. Appl. Phys.* **73**, 2411 (1993).
25. L.N. Bulaevskii, M. Zamora, D. Baeriswyl, H. Beck, and J.R. Clem, *Phys. Rev. B* **50**, 12831 (1994); T. Koyama and M. Tachiki, *Phys. Rev. B* **54**, 16183 (1996); С.Н. Артеменко, С.В. Ремизов, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 811 (1997); M. Tachiki and M. Machida, *Physica C* **341–348**, 1493 (2000); S.N. Artemenko and S.V. Remizov, *Physica C* **362**, 200 (2001); Yu.H. Kim and J. Pokharel, *Physica C* **384**, 425 (2003).
26. M. Machida, T. Koyama, A. Tanaka, and M. Tachiki, *Physica C* **331**, 85 (2000).
27. L.N. Bulaevskii and A.E. Koshelev, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 057002 (2007).
28. L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K.E.Gray, W.-K. Kwok, and U. Welp, *Science* **318**, 1291 (2007).

Transformation of the polarization of THz waves by their reflection and transmission through a finite layered superconductor

S.S. Apostolov, T.N. Rokhmanova, S.I. Khankina, V.M. Yakovenko, and V.A. Yampol'skii

The reflection and transmission of the terahertz electromagnetic waves propagating in the waveguide, through a sample of a layered superconductor of a finite length are studied theoretically. The excitation of two types of the Josephson plasma waves, ordinary and extraordinary, in the sample leads to a partial or a complete transformation of the incident wave polarization. The conditions of the complete transformation of polarization are found.

PACS: **74.72.-h** Cuprate superconductors;
74.50.+r Tunneling phenomena; Josephson effects;
74.78.-w Superconducting films and low-dimensional structures;
 74.25.Gz Optical properties.

Keywords: layered superconductor, Josephson plasma, waveguide, polarization.