

09,13

## Поверхностные поляритоны на границе намагниченного полупроводника и диэлектрика

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
Ульяновск, Россия

E-mail: sannikov-dg@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 27 марта 2013 г.  
В окончательной редакции 23 апреля 2013 г.)

Проводится анализ условий существования поверхностного поляритона на границе полупроводника и диэлектрика. С учетом гиротропии и резонансной частотной дисперсии полупроводника, проявляющейся во внешнем магнитном поле, получены дисперсионное соотношение, характерные частоты, определяющие область существования поверхностного поляритона, волновые поля и распределение потока энергии в каждой из граничащих сред. Проведен численный анализ влияния на указанные характеристики внешнего поля и поглощения, которые приводят к проявлению невзаимных свойств поляритона и существенной перестройке спектра.

Работа выполнена в рамках ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг., мероприятия 1.2.1, заявки 14.В37.21.0772 и 14.В37.21.1081.

### 1. Введение

Известно, что в области частот, где диэлектрическая проницаемость (ДП) одной из граничащих сред отрицательна, вдоль плоской границы раздела двух немагнитных диэлектриков возможно распространение электромагнитных поверхностных волн, получивших в литературе название поверхностных поляритонов (ПП) [1–4]. Поле ПП экспоненциально убывает при удалении от границы раздела. В среде с отрицательной ДП это связано с мнимостью поперечной компоненты волнового вектора, а в среде с положительной ДП — с полным внутренним отражением. Свойства поверхностных волн во многом определяются материальными параметрами и состоянием граничащих сред, поэтому соответствующие решения волновых уравнений широко используются для изучения оптических свойств различных материалов [5–8].

Существенный интерес для многих направлений микроэлектроники представляют планарные полупроводниковые структуры. Изучение спектра поверхностных волн в этих структурах с учетом различных факторов, влияющих на электродинамические свойства полупроводника, является актуальной задачей [9–13]. Особую роль при этом играет внешнее статическое магнитное поле, которое в результате замагничивания электронно-дырочной плазмы приводит к гиротропии полупроводника и резонансному характеру зависимости его ДП от частоты и магнитного поля [14–17]. При этом реализуются частотные (полевые) области, где ДП полупроводника становится отрицательной и возможна реализация условий распространения ПП. Вопросам модификации спектра объемных и поверхностных волн под воздействием внешнего магнитного поля в магнитоупорядоченных структурах и метаматериалах в последнее время уделяется пристальное внимание [18–21]. В связи с этим

в настоящей работе исследуются условия существования ПП на границе намагниченного полупроводника и диэлектрика, с учетом временной дисперсии ДП получено и анализируется дисперсионное соотношение, определяющее связь волновых характеристик ПП с магнитным полем при наличии затухания. Анализ проводится для широко используемой в различных практических приложениях геометрии задачи, когда внешнее магнитное поле лежит в плоскости границы раздела сред и перпендикулярно направлению распространения ПП.

### 2. Геометрия задачи и основные уравнения

Направим ось  $OZ$  перпендикулярно границе раздела сред, а внешнее магнитное поле — вдоль оси  $OY$ . Будем считать, что область  $z < 0$  занята изотропным диэлектриком со скалярной ДП  $\epsilon_d$ , а область  $z > 0$  — полупроводником с тензорной ДП  $\hat{\epsilon}_s$ . Магнитные проницаемости обеих сред будем считать равными единице. Во внешнем магнитном поле проявляется анизотропия оптических свойств полупроводника. При распространении волны вдоль оси  $OX$  собственными волнами структуры являются ТМ- и ТЕ-волны.

Зависимость каждой из компонент волнового поля от времени и продольной координаты может быть представлена в виде

$$F_\alpha(t, x, z) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)], \quad (1)$$

где  $\beta$  — продольная компонента волнового вектора (константа распространения) ПП. Для управляемой магнитным полем ТМ-волны с компонентами волнового поля  $(E_x, H_y, E_z)$  уравнения для тангенциальных (относительно границы раздела) компонент в каждой из сред

имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_y}{dz^2} - q_d^2 H_y &= 0, & E_x &= \frac{i q_d}{k_0 \varepsilon_d} H_y, & z < 0, \\ \frac{d^2 H_y}{dz^2} - q_s^2 H_y &= 0, \\ E_x &= \frac{i(\varepsilon_a \beta - \varepsilon_s q_s)}{k_0(\varepsilon_s^2 - \varepsilon_a^2)} H_y, & z > 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  и  $c$  — частота волны и скорость света в вакууме,

$$q_d = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d}, \quad q_s = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}} \quad (3)$$

— поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред. Здесь введена эффективная ДП полупроводника  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_s - \varepsilon_a^2/\varepsilon_s$ , где диагональные  $\varepsilon_s = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz}$  и недиагональные  $i\varepsilon_a = \varepsilon_{zx} = -\varepsilon_{xz}$  компоненты тензора ДП полупроводника имеют следующие частотные зависимости [22]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_s &= \varepsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]} \right), \\ \varepsilon_a &= \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 \omega_c}{\omega[(\omega + i\nu)^2 - \omega_c^2]}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  — решеточная часть ДП полупроводника,  $\omega_p = (4\pi n e^2 / \varepsilon_0 m^*)^{1/2}$  — плазменная частота,  $\omega_c = e H_0 / m^* c$  — циклотронная частота,  $H_0$  — внешнее магнитное поле,  $n$  — концентрация носителей,  $e$  и  $m^*$  — заряд и эффективная масса электрона,  $\nu$  — релаксационный параметр (частота столкновений).

Решения волновых уравнений (2) для компоненты магнитного поля  $H_y$  в областях, занятых полупроводником и диэлектриком, с учетом ее непрерывности на границе раздела представим в виде

$$H_y(z) = H(0) \begin{cases} \exp(-q_s z), & z > 0, \\ \exp(q_d z), & z < 0. \end{cases} \quad (5)$$

где  $H(0)$  — амплитуда поля ПП в плоскости раздела сред (при  $z = 0$ ). Для определения областей существования ПП необходимо потребовать действительности величин  $q_s$  и  $q_d$ , что выражается следующими условиями:

$$q_s^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp} > 0, \quad q_d^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d > 0. \quad (6)$$

Используя непрерывность на границе раздела сред тангенциальной компоненты магнитного поля  $H_y$ , приходим к дисперсионному соотношению

$$\frac{q_d}{\varepsilon_d} + \frac{q_s}{\varepsilon_{\perp}} = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_s} \frac{\beta}{\varepsilon_{\perp}}. \quad (7)$$

В отсутствие внешнего магнитного поля ( $H_0 = 0$ ) исчезает гиротропия полупроводника ( $\varepsilon_a = 0$ ,  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_s$ ), и

соотношение (7) переходит в известное дисперсионное уравнение для изотропных диэлектриков

$$q_d/\varepsilon_d + q_s/\varepsilon_s = 0. \quad (8)$$

Из приведенного соотношения следует, что условием существования ПП в этом случае является отрицательность ДП одной из контактирующих сред [1,2].

При наличии магнитного поля дисперсионное соотношение (7) с учетом выражений (6) приводится к виду

$$\varepsilon_d \varepsilon_s \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}} = \varepsilon_d \varepsilon_a \beta - \varepsilon_s \varepsilon_{\perp} \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d}. \quad (9)$$

Наличие в этом уравнении слагаемого, линейного по параметру  $\beta$ , указывает на тот факт, что включение магнитного поля приводит к невязимому характеру распространения ПП в рассматриваемой структуре [23]. При  $H_0 = 0$  невязимость исчезает и константа распространения ПП определяется соотношением

$$\beta(\omega) = \pm k_0 \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_a \varepsilon_s(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon_s(\omega)}}. \quad (10)$$

Поверхностная волна переносит вдоль границы раздела сред энергию волнового поля. Усредненная по времени плотность энергетического потока в каждой из сред в рассматриваемом случае определяется вектором Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} (E_x H_y^* \mathbf{e}_z - E_z H_y^* \mathbf{e}_x). \quad (11)$$

Используя полученные выше формулы для волновых полей, запишем выражения для продольных и поперечных компонент потока энергии, переносимого ПП в каждой из сред,

$$\begin{aligned} S_x &= \frac{c |H(0)|^2}{8\pi k_0} \begin{cases} \operatorname{Re} \left( \frac{\beta - (\varepsilon_a/\varepsilon_s) q_s}{\varepsilon_{\perp}} \right) \exp(-2q'_s z), & z > 0, \\ \operatorname{Re} \left( \frac{\beta}{\varepsilon_d} \right) \exp(2q'_d z), & z < 0, \end{cases} \\ S_z &= \frac{c |H(0)|^2}{8\pi k_0} \begin{cases} \operatorname{Re} \left( \frac{q_s - (\varepsilon_a/\varepsilon_s) \beta}{i \varepsilon_{\perp}} \right) \exp(-2q'_s z), & z > 0, \\ \operatorname{Re} \left( \frac{q_d}{i \varepsilon_d} \right) \exp(2q'_d z), & z < 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (12)$$

Поперечная составляющая потока  $S_z$  в обеих средах становится отличной от нуля либо при наличии поглощения в структуре, либо при выходе из области существования ПП, т. е. при  $q_{s,d}^2 < 0$ .

### 3. Характерные частоты и поля

Определим теперь некоторые характерные зависимости и частоты, которые проявляются при графическом построении и анализе дисперсионного соотношения для ПП. Так, в общем случае эффективная ДП полупроводника  $\varepsilon_{\perp}$  меняет знак на следующих трех частотах:

$$\omega_1^{\pm} = \frac{1}{2} (\sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2} \pm \omega_c), \quad \omega_s = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}. \quad (13)$$

Возвращаясь к условиям существования ПП (6), отметим, что первое из них ( $q_s^2 > 0$ ) распадается на два возможных случая: при  $\epsilon_{\perp} < 0$  ему удовлетворяют все действительные значения  $\beta$  в частотных интервалах от 0 до  $\omega_1^-$  и от  $\omega_s$  до  $\omega_1^+$ ; при  $\epsilon_{\perp} > 0$  это условие эквивалентно неравенству  $|\beta| > k_0\sqrt{\epsilon_{\perp}}$ . Условие  $q_d^2 > 0$  в случае положительных  $\epsilon_d$  эквивалентно неравенству  $|\beta| > k_0\sqrt{\epsilon_d}$ .

Дисперсионное соотношение (10) в общем случае имеет четыре решения, которым на представленных далее зависимостях отвечают четыре ветви  $D_{1-4}$  (сплошные кривые). Штриховые линии  $A_1$  и  $A_2$  отвечают линейной зависимости  $\omega = c\beta/\sqrt{\epsilon_d}$  в областях  $\beta > 0$  и  $\beta < 0$ . Штрихпунктирные кривые  $C_1$  и  $C_2$  отвечают низкочастотной и высокочастотной ветвям зависимости  $\omega = c\beta/\sqrt{\epsilon_{\perp}}$  в областях  $\beta > 0$  и  $\beta < 0$  соответственно. Кривые  $C_1$  и  $C_2$  пересекают ось частот в точках  $\omega_1^{\mp}$ .

Для проведения численного моделирования характеристик поверхностной волны в рассматриваемой структуре в качестве диэлектрика выбран фторопласт с  $\epsilon_d = 2.23$ , а в качестве полупроводника — легированный антимонид индия ( $n$ -InSb), для которого решеточная частота ДП  $\epsilon_0 = 17.8$ , плазменная частота  $\omega_p = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ , эффективная масса электрона  $m^* = 0.014m_e$ , где  $m_e$  — масса покоя электрона. Выбранные данные соответствуют температуре  $T = 77 \text{ K}$  [22]. При построении зависимостей мы используем безразмерную частоту  $\Omega = \omega/\omega_p$ , поэтому приведенным выше характеристическим частотам отвечают величины, нормированные на плазменную частоту. Вначале рассмотрим модификацию дисперсионных зависимостей при изменении магнитного поля в отсутствие потерь энергии ПП в полупроводнике.

На рис. 1 приведена зависимость нормированной частоты от константы распространения, полученная для подмагничивающего поля  $H_0 = 50 \text{ Oe}$  в направляющей структуре, показанной на вставке к рис. 1. Дисперсионная ветвь  $D_1$ , отвечающая положительным значениям константы распространения, лежит в интервале частот  $0 < \Omega < \Omega_2^+$ . Ветвь  $D_2$ , которая отвечает отрицательным  $\beta$ , лежит в интервале  $0 < \Omega < \Omega_2^-$ . При стремлении  $\Omega \rightarrow \Omega_2^{\pm}$  имеет место существенное замедление ПП, так как его групповая скорость  $d\omega/d\beta \rightarrow 0$ .

Асимметрия дисперсионных кривых при смене знака константы  $\beta$  указывает на невазимный характер распространения ПП. В пределе  $H_0 \rightarrow 0$  невазимность пропадает, т. е. низкочастотные ветви  $D_1$  и  $D_2$  становятся симметричными и при стремлении  $\beta \rightarrow \pm\infty$  ограничены значением частоты  $\Omega_0 = \sqrt{\epsilon_0/(\epsilon_0 + \epsilon_d)}$ . В интервале частот  $\Omega_2^- < \Omega < \Omega_2^+$  в структуре возможно распространение только одной — прямой — волны. Частоты, к которым дисперсионные кривые  $D_1$  и  $D_2$  асимптотически стремятся при  $\beta \rightarrow \pm\infty$ , являются для гиротропных полупроводников аналогом частоты Деймана-Эшбаха [15] и определяются следующими выражениями:

$$\Omega_2^{\pm} = \frac{1}{2\omega_p} \left( \sqrt{\omega_c^2 + \frac{4\omega_p^2\epsilon_0}{\epsilon_d + \epsilon_0}} \pm \omega_c \right). \quad (14)$$

В высокочастотной области проявляется ветвь  $D_4$ , которая ограничивается сверху кривой  $C_2$ , а снизу линией  $A_2$  и отвечает обратным волнам, т. е.  $\beta < 0$ . В отсутствие поля эта ветвь также отсутствует, а с увеличением поля частотный интервал ее существования увеличивается. Обратим также внимание на тот факт, что для используемого значения поля  $\Omega_2^+ < \Omega_s$  и в спектре отсутствует

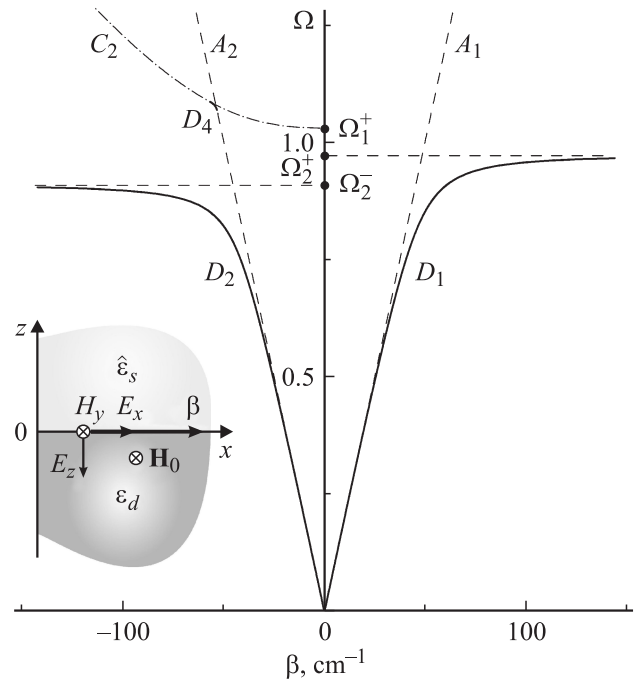


Рис. 1. Дисперсионные зависимости для ПП в структуре без потерь при  $H_0 = 50 \text{ Oe}$ .

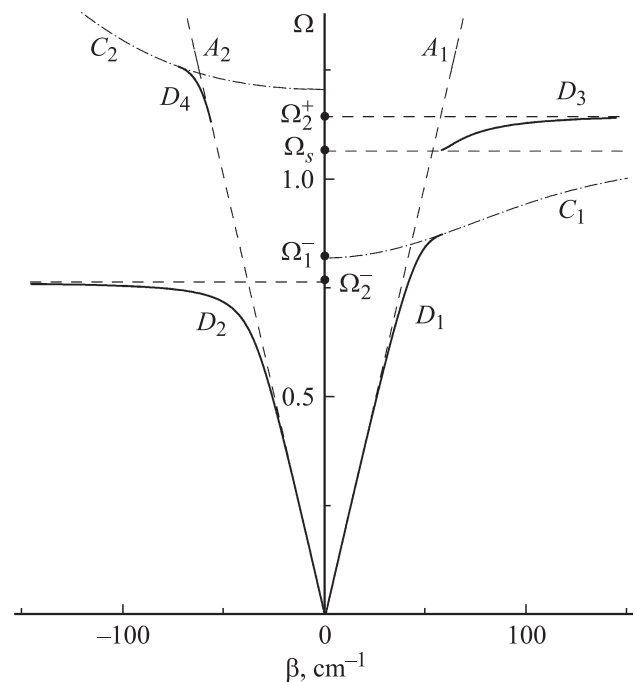


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при  $H_0 = 308 \text{ Oe}$ .

высокочастотная ветвь  $D_3$ . Таким образом, появление в спектре ветви  $D_4$  и невзаимности является следствием возникновения индуцированной подмагничивающим полем гиротропии полупроводниковой среды.

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости  $\Omega(\beta)$ , отвечающие значению поля  $H_0 = 308$  Ое. Это значение больше критического

$$H_{cr} = \frac{\epsilon_d}{\sqrt{\epsilon_0^2 - \epsilon_d^2}} \frac{\omega_p}{\gamma^*}, \quad (15)$$

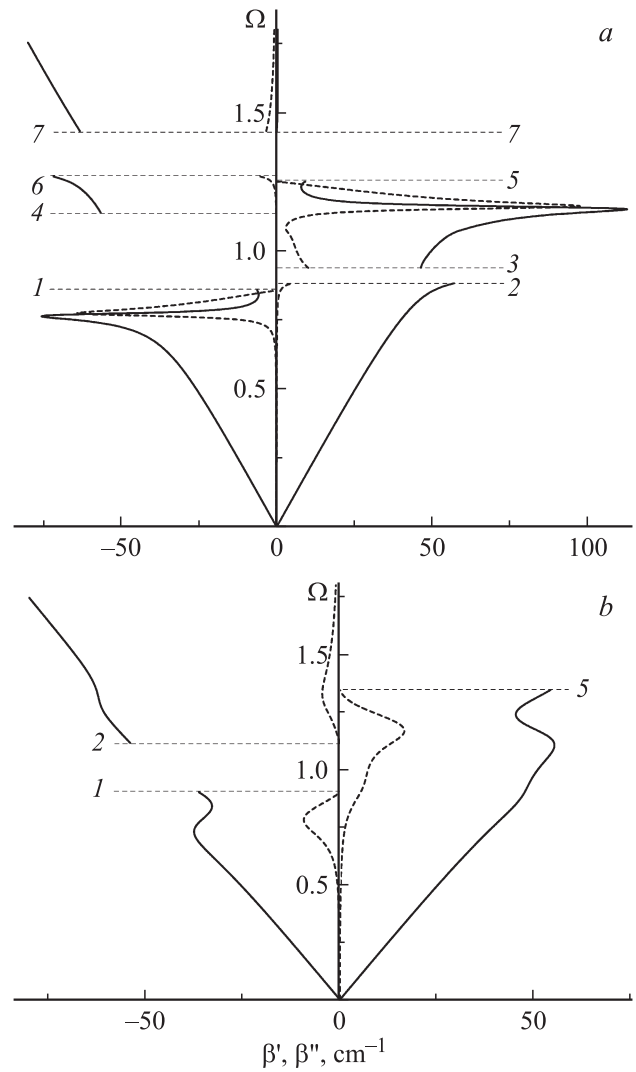
получаемого из условия  $\omega_2^+ = \omega_s$  (здесь  $\gamma^* = e/m^*c$  — эффективное гиромагнитное отношение). Для выбранных параметров структуры  $H_{cr} \cong 100$  Ое. Отметим, что при значении поля  $H_0 \geq H_{cr}$  частота  $\Omega_s \leq \Omega_2^+$ . При значении поля  $H = H_{cr}$  происходит разделение ветви  $D_1$  на низкочастотную и высокочастотную, в результате чего в спектре проявляется новая дисперсионная ветвь  $D_3$ , располагающаяся при  $\beta > 0$  в высокочастотной области спектра. Эта ветвь ограничена узким интервалом частот  $\Omega_s(H_0) < \Omega < \Omega_2^+(H_0)$ , который при значении поля  $H_0 = H_{cr}$  стягивается в точку. Частотный интервал существования ветви  $D_4$  при заданном значении поля оказывается больше, чем на рис. 1. При стремлении  $\Omega \rightarrow \Omega_2^+$  имеет место замедление прямого, а при  $\Omega \rightarrow \Omega_2^-$  — обратного ПП.

#### 4. Анализ с учетом потерь

Дальнейший анализ проводится с учетом потерь энергии ПП в полупроводнике. Для этого будем считать частоту столкновений  $\nu$  отличной от нуля. Далее используются два значения этого параметра, которым могут отвечать различные уровни легирования полупроводника.

На рис. 3 приведены дисперсионные зависимости для ПП, распространяющихся в структуре с потерями. Кривые получены для значения магнитного поля  $H_0 = 308$  Ое и двух значений частоты столкновений:  $\nu = (1, 10) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ . Действительной  $\beta'$  и мнимой  $\beta''$  частям константы распространения отвечают сплошные и штриховые линии. Из сравнения кривых, представленных на рис. 2 и 3, следует, что наличие потерь радикально влияет на свойства поверхностных поляритонов.

При небольших потерях (рис. 3, *a*) в низкочастотной области возникает отсечка прямой волны (в точке 2), а обратная волна имеет максимумы действительной и мнимой частей константы распространения резонансного происхождения. Для обеих волн имеются запрещенные области частот: между точками 1, 4 и 6, 7 для обратной волны и между точками 2, 3 и 5, 7 для прямой волны. В области выше точки 7 прямая волна распространяется с очень сильными потерями (соответствующая величина  $\beta''$  находится вне поля рисунка). Максимум для действительной и мнимой частей константы  $\beta$  прямой волны наблюдается также в области резонанса. В таблице приводятся положения характерных частот,



**Рис. 3.** Дисперсионные зависимости  $\Omega(\beta')$  (сплошные) и  $\Omega(\beta'')$  (штриховые линии) при наличии потерь.  $\nu = 10^{10}$  (а) и  $10^{11} \text{ s}^{-1}$  (б).  $H_0 = 308$  Ое.

соответствующих режиму отсечки, т.е. превращению поверхностной волны в объемную. На этих частотах происходит обращение в нуль действительной части поперечной компоненты волнового вектора в одной из сред ( $q'_s = 0$  либо  $q''_d = 0$ ).

При более высоком уровне потерь ( $\nu = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ , рис. 3, *b*) прямая поверхностная волна имеет широкую частотную область существования (вплоть до частоты  $1.346 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ , точка 5), тогда как для обратной волны в области частот  $(0.901 - 1.115) \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$  (между точками 1 и 2) возникает запрещенная зона. Видно, что увеличение потерь в полупроводнике приводит к уменьшению количества точек разрыва на дисперсионных зависимостях.

На рис. 4 представлены полевые зависимости действительной и мнимой частей константы распространения ПП с учетом потерь в полупроводнике ( $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ). Приведенные зависимости построены для двух значе-

Частоты ( $\omega, 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ) разрыва дисперсионных кривых

$\nu, \text{ s}^{-1}$	Точка разрыва						
	1	2	3	4	5	6	7
$10^{10}$	0.856	0.882	0.938	1.137	1.251	1.268	1.433
$10^{11}$	0.901	1.115	—	—	1.346	—	—
Причина	$q'_d = 0$	$q'_s = 0$	$q'_s = 0$	$q'_d = 0$	$q'_d = 0$	$q'_s = 0$	$q'_s = 0$

ний частоты:  $\omega_1 = 0.75 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$  и  $\omega_2 = 1.15 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ . Видно, что в заданном диапазоне ПП весьма чувствительны к изменению магнитного поля. Как и в случае частотных зависимостей, полевые зависимости содержат разрывы, где происходит преобразование поверхностной волны в объемную. Положение разрывов и запрещенных областей зависит от выбора рабочей частоты. Отметим, что резонансные пики действительной и мнимой частей константы распространения наблюдаются для прямой волны на более высокой частоте  $\omega_2$ , а для обратной волны — на более низкой частоте  $\omega_1$ . Поскольку длина пробега ПП определяется выражением  $l = 1/\beta''$ , можно видеть, что ПП с большой длиной пробега наблюдаются вне резонансной и запрещенной областей.

Для дисперсионно-полевых зависимостей, построенных для более высокого уровня потерь в полупроводнике ( $\nu = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ ), обращает на себя внимание факт сглаживания резонансных пиков и исчезновения запрещенных областей для прямых волн в выбранном интервале значений поля  $H_0$  (рис. 5). Область существования

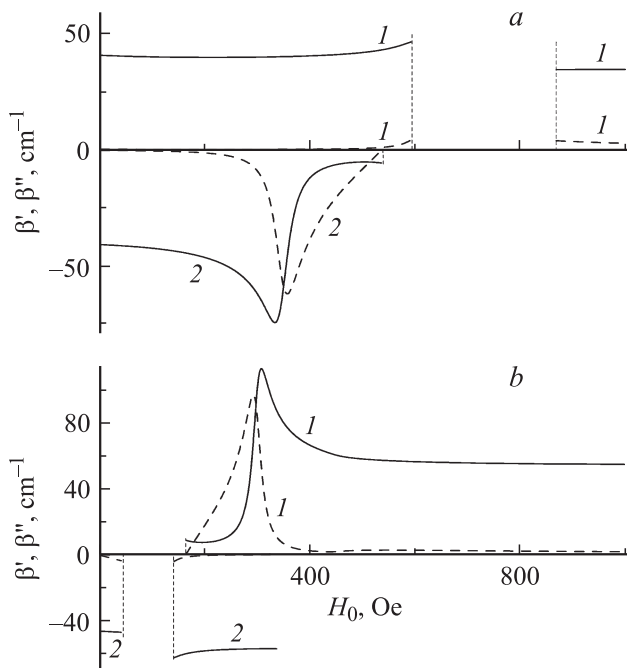


Рис. 4. Полевые зависимости действительной (сплошные) и мнимой (штриховые линии) частей константы распространения.  $\omega = 0.75 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$  (a) и  $1.15 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$  (b),  $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ . 1 и 2 — прямые и обратные волны.

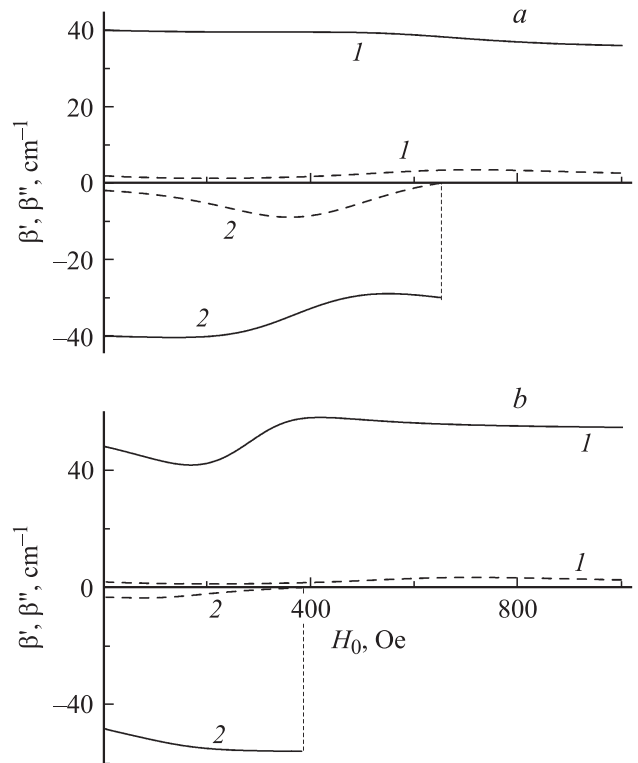


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для  $\nu = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ .

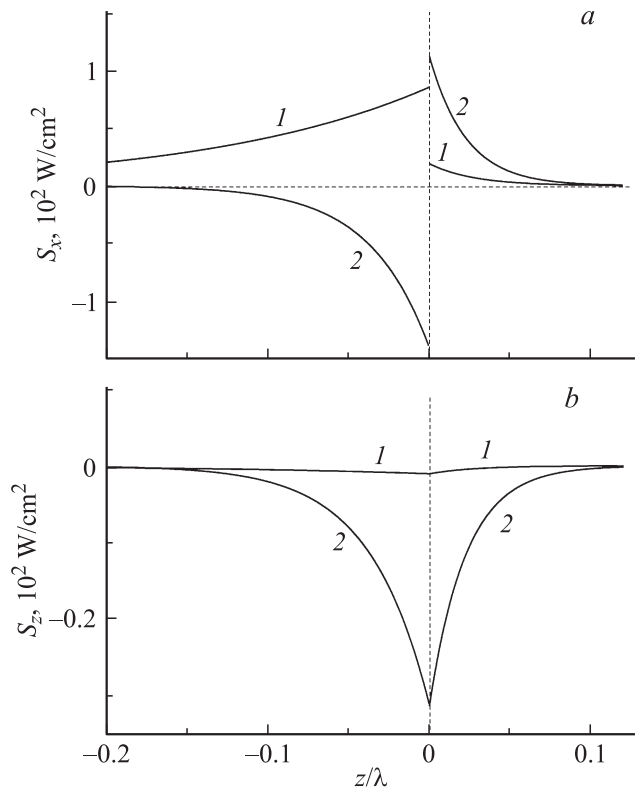


Рис. 6. Распределение плотности энергии ПП в зависимости от нормированной координаты.  $\omega = 0.75 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ,  $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ,  $H_0 = 308 \text{ Oe}$ .  $H(0) = 1 \text{ erg}^{1/2}/\text{cm}^{3/2}$ . 1 и 2 — прямые и обратные волны.

обратных ПП также увеличивается. Отметим, что изменением магнитного поля можно добиться распространения в структуре либо только прямого ПП, либо двух встречных ПП с различающимися по модулю константами распространения или даже полного прекращения волноводного режима, что открывает возможность для создания различных невзаимных устройств.

На рис. 6 для значений поля  $H_0 = 308$  Ое и частоты столкновений  $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$  приведены распределения по поперечному сечению структуры продольной и поперечной компонент плотности потока энергии, переносимой ПП в каждой из сред. Для построения выбраны рабочая частота  $\omega = 0.75 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  и значение магнитного поля на границе  $H(0) = 1 \text{ эрг}^{1/2}/\text{см}^{3/2}$ , а также использована нормированная на вакуумную длину волны ( $\lambda_i = 2\pi c/\omega_i$ ) координата  $z$ . Из приведенных зависимостей следует, что поперечная компонента  $S_z$  непрерывна, а продольная компонента полного потока претерпевает разрыв на границе раздела, при этом в граничащих средах указанные компоненты могут различаться знаком. В диэлектрической среде с положительной ДП  $S_x$ -компонента потока совпадает по направлению с фазовой скоростью. В полупроводниковой среде, где в области существования ПП проницаемость отрицательна,  $S_x$ -компонента потока противоположна по направлению фазовой скорости. Изменение поля может приводить к существенному перераспределению величины  $S_x$ . Так, в рассмотренном случае при малом значении поля  $H_0$  волновое поле ПП вблизи границы раздела в полупроводнике значительно превосходит поле в диэлектрике, тогда как при больших значениях поля картина меняется на противоположную.

## 5. Заключение

В работе для плоской границы раздела намагниченного полупроводника с заданной частотной зависимостью тензорной ДП и диэлектрика с не зависящей от частоты ДП определены частотные области существования ПП. Наличие поперечного (по отношению к направлению распространения) внешнего поля приводит к линейному двулучепреломлению и зависимости волновых характеристик ТМ-поляритона от магнитного поля. При положительной ДП диэлектрика ПП реализуется в частотных областях, где эффективная ДП полупроводника отрицательна. Вычислены характерные частоты, определяющие области существования ТМ-поляритона, которыми можно управлять с помощью внешнего магнитного поля. Проведенный анализ показал, что для используемых параметров структуры ПП в общем случае имеет четыре ветви дисперсионной зависимости  $\omega(\beta)$ , две из которых отвечают прямым волнам, а две — обратным. При стремлении  $\Omega \rightarrow \Omega_2^\pm$  групповая скорость ПП  $d\omega/d\beta \rightarrow 0$ , т.е. имеет место существенное замедление ПП. Асимметрия дисперсионных кривых при смене знака константы  $\beta$  указывает на невзаимный характер

распространения ПП. Установлено, что продольная компонента потока энергии в каждой из сред испытывает разрыв на границе раздела сред. Эта компонента в диэлектрической среде совпадает по направлению с фазовой скоростью, тогда как в полупроводниковой среде, где в области существования ПП эффективная ДП отрицательна, она противоположна по направлению фазовой скорости. Изменение поля приводит к существенному перераспределению потока в каждой из сред и полного потока в структуре.

## Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 621 с.
- [2] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 528 с.
- [3] V.G. Martin, J.G. Broerman. Phys. Rev. B **24**, 2018 (1981).
- [4] A.V. Zayats, I.I. Smolyaninov, A.A. Maradudin. Phys. Rep. **408**, 131 (2005).
- [5] А.А. Семенов, С.Ф. Карманенко, А.А. Мелков, А.В. Бобыль, Р.А. Сурис, Ю.М. Гальперин, Т.Х. Иохансен. ЖТФ **71**, 10, 13 (2001).
- [6] Ю.И. Беспятых, А.С. Бугаев, И.Е. Дикштейн. ФТТ **43**, 11, 2043 (2001).
- [7] С.В. Жирнов, Д.И. Семенцов. ФТТ **49**, 5, 773 (2007).
- [8] D.G. Sannikov, D.I. Sementsov, S.V. Zhirnov. Solid State Phenomena **152–153**, 369 (2009).
- [9] A.A. Maradudin, R.F. Wallis. J. Raman Spectroscopy **10**, 1, 85 (1981).
- [10] Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Наук. думка, Киев (1989). 376 с.
- [11] D.Yu. Fedyanin, A.V. Arsenin. Opt. Express **19**, 13, 12 524 (2011).
- [12] Г.А. Марциновский, Г.Д. Шандыбина, Д.С. Смирнов, С.В. Заботнов, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. Опт. и спектр. **105**, 1, 55 (2008).
- [13] Е.А. Виноградов. УФН **172**, 12, 1371 (2002).
- [14] Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин, М.С. Маркосов. ФТП **40**, 11, 1321 (2006).
- [15] Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов. ФТТ **52**, 4, 633 (2010).
- [16] Н.Н. Белецкий, С.А. Борисенко. ФТТ **41**, 4, 705 (1999).
- [17] А.А. Булгаков, И.В. Федорин. ФТТ **54**, 8, 1470 (2012).
- [18] V. Dmitriev, A.O. Silva. Prog. Electromagn. Res. Lett. **21**, 177 (2011).
- [19] J. Pištora, M. Lešnáč, O. Vlašin, M. Cada. Opt. Applicata **XL**, 883 (2010).
- [20] А.А. Орлов, Р.М. Voroshilov, Р.А. Belov, Yu.S. Kivshar. Phys. Rev. B **84**, 045 424 (2011).
- [21] S.V. Eliseeva, D.G. Sannikov, D.I. Sementsov. J. Magn. Magn. Mater. **322**, 3807 (2010).
- [22] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Наука, М. (1989). 288 с.
- [23] М.И. Каганов, Н.Б. Пустыльник, Т.И. Шалаева. УФН **167**, 191 (1997).