

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НЕЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА В СТРУКТУРЕ «ПОЛУПРОВОДНИК – СЛОИСТЫЙ МЕТАМАТЕРИАЛ»*И.С. Паняев¹, Д.Г. Санников¹**¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия***Аннотация**

Рассмотрены спектральные свойства поверхностных ТМ-волн (поляритонов) в направляющей структуре на основе узкозонного полупроводника (n-InSb) и слоистой нанокompозитной среды (метаматериала) в среднем ИК-диапазоне (5–20 мкм). Метаматериал обладает слабой гиротропией и содержит намагниченные до насыщения слои висмут-содержащего феррит-граната (BLIG, $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) и галлий-гадолиниевого граната (GGG, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$). Решения дисперсионных уравнений исследованы для случаев линейного и нелинейного откликов полупроводника. Для аналитического описания нелинейного отклика структуры использованы «одноосное» (продольное) и «двуосное» описания, получены дисперсионные спектры для константы распространения, полевые и энергетические характеристики поляритонов и проведен их сравнительный анализ. Найдены области появления солитоноподобных волновых полей поверхностных поляритонов в каждом из использованных методов описания системы. Показано, что «одноосная» модель может стать непригодной для построения полей и потоков электромагнитной энергии в структурах на основе сред с кубической нелинейностью.

Ключевые слова: поверхностные поляритоны, нелинейность, слоистый метаматериал, полупроводник, диэлектрическая проницаемость.

Цитирование: Паняев, И.С. Спектральные свойства нелинейных поверхностных поляритонов среднего ИК-диапазона в структуре «полупроводник – слоистый метаматериал» / И.С. Паняев, Д.Г. Санников // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 2. – С. 183-191. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-183-191.

Введение

Поверхностные поляритоны (ПП) на границах нелинейных и линейных сред являются объектом активных исследований [1–4]. Области применения поверхностных поляритонов обширны: это оптическое хранение данных, биосенсоры, генерация и управление светом, схемы фотоники, солнечные элементы и т.д. [5, 6].

Нелинейным ПП свойственны замечательные особенности, не встречающиеся в линейной теории, например, существование ТМ-поляритонов, распространяющихся вдоль границы сред с диэлектрическими проницаемостями одного знака, нелинейное просветление для волн большой мощности в непрозрачной среде, наличие пространственных поверхностных плазмон-солитонов, т.е. недифрагирующих самолокализованных поверхностных волн [7]. В ряде случаев электромагнитное поле поверхностного поляритона может существенно превышать поле падающего света, например, на металлической и рельефной поверхности, в системах с неупорядоченными средами при низких температурах. Усиление поля поверхностного поляритона может происходить при нелинейных оптических явлениях, которые зависят от интенсивности возбуждающей световой волны, в частности, при усиленном поверхностно комбинационном рассеянии, генерации второй гармоники, нелинейности Керра, самофокусировке электромагнитного поля и т.д. Несмотря на немалое количество научных публикаций в этой области, 1D-структуры с нелинейными ПП продолжают оставаться в фокусе внимания исследователей. Так, нелинейные ПП ТЕ- и ТМ-поляризаций на границе «левая среда – диэлектрик»

рассмотрены в статье Шадринова и др. [8], а распространение ТЕ-волн вдоль поверхности нелинейного диэлектрика с графеновым покрытием исследованы в работе [9]. Рассматриваемая структура, кроме нелинейности и гиротропных свойств, обладает ещё и наноструктурированностью, приводящей, например, к анизотропии ТЕ- и ТМ-волн [10] в направляющей 4-слойной структуре, что нетипично для волноводов на основе традиционных (однородных) сред.

В недавних работах авторов [11, 12] приведён подробный обзор использования нелинейных ПП в различных областях физики и техники, а также рассмотрены нелинейные ПП в направляющей системе на основе полупроводника и нанокompозитной среды – слоистого метаматериала (СМ).

В настоящей статье, являющейся продолжением указанных работ, проводится сравнение аналитических методов описания направляющих систем с нелинейным откликом (т.е. «одноосного» и «двуосного» приближений), и на основе полученных результатов рассматриваются возможности эффективного управления дисперсией нелинейных ПП.

1. Постановка задачи

Рассмотрим структуру, в которой ось x перпендикулярна границе раздела сред, область $x < 0$ занимает гиротропный СМ на основе чередующихся слоёв висмут-содержащего феррит-граната (BLIG, $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) и гадолиний-галлиевого граната (GGG, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$). В области $x > 0$ располагается полупроводник (n-InSb), обладающий кубической нелинейностью третьего порядка. Будем считать, что электромагнитная волна распространяется вдоль оси

z , а вектор намагниченности \mathbf{M} поперечен направлению распространения волны и направлен вдоль оси y (рис. 1). Электрическое и магнитное поля волны при этом имеют гармонические зависимости вида $\exp[i(\omega t - \beta z)]$, где i – мнимая единица, ω – частота излучения, t – время, β – константа распространения, z – координата.

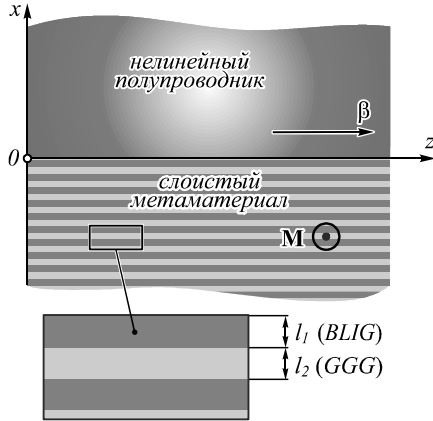


Рис. 1. Геометрия структуры

Для выбранных материалов собственными волнами рассматриваемой структуры являются ТМ- и ТЕ-волны поляритонного типа, имеющие компоненты напряженностей электрического и магнитного полей (h_x, e_y, h_z) и (e_x, h_y, e_z) соответственно. Далее будет рассматриваться случай ТМ-поляризации, представляющий большую сложность для описания, нежели случай ТЕ-волн [13].

2. Волновые поля в слоистом метаматериале

СМ состоит из чередующихся слоёв тонких плёнок BLIG и слоёв галлий-гадолиниевой подложки с толщинами слоёв l_1 и l_2 и тензорами диэлектрической проницаемости (ДП) $\hat{\epsilon}_{BLIG}$ и $\hat{\epsilon}_{GGG}$ соответственно:

$$\hat{\epsilon}_{GGG} = \hat{I}\epsilon_2, \hat{\epsilon}_{BLIG} = \hat{I}\epsilon_1 - ie_{ijk}\epsilon_a, \tag{1}$$

где \hat{I} – единичный тензор, а e_{ijk} – тензор Леви-Чевиты.

Для описания отклика СМ на внешнее электромагнитное поле необходимо провести усреднение ДП по составляющим его слоям. После процедуры усреднения, описанной в [14], тензор эффективной ДП многослойной нанокомпозитной среды запишется в виде:

$$\hat{\epsilon}_{ef} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{zx} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Здесь компоненты тензора

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\epsilon_1\epsilon_2(\Theta+1)}{\Theta\epsilon_2+\epsilon_1}, \quad \epsilon_{yy} = \frac{\Theta\epsilon_1+\epsilon_2}{\Theta+1}, \\ \epsilon_{zz} &= \frac{1}{\Theta+1} \left(\Theta\left(\epsilon_1 - \frac{\epsilon_a^2}{\epsilon_1}\right) + \epsilon_2 + \frac{\Theta\epsilon_a^2\epsilon_2}{\epsilon_1(\Theta\epsilon_2+\epsilon_1)} \right), \\ \epsilon_{xz} &= -\epsilon_{zx} = \frac{i\Theta\epsilon_a\epsilon_2}{\Theta\epsilon_2+\epsilon_1}, \end{aligned} \tag{3}$$

где $\Theta = l_1/l_2$ – отношение толщин нанослоёв, составляющих СМ.

Компоненты электрического и магнитного полей ТМ-волны в СМ можно записать в следующей форме:

$$\begin{aligned} E_z &= E_{z0} \exp(q_g x), \\ H_y &= (i\beta\epsilon_{xz} - \epsilon_{xx}q_g) \frac{k_0 E_z}{K^2}, \\ E_x &= (ik_0^2\epsilon_{xz} - \beta q_g) \frac{E_z}{K^2}, \end{aligned} \tag{4}$$

где q_g и K имеют смысл поперечных волновых чисел в СМ для ТМ-волны и компонента волнового вектора, отвечающая ДП ϵ_{xx} :

$$q_g^2 = (\beta^2 - k_0^2\epsilon_{\perp}) \frac{\epsilon_{zz}}{\epsilon_{xx}}, \quad K^2 = \beta^2 - k_0^2\epsilon_{xx}, \quad \epsilon_{\perp} = \epsilon_{xx} + \frac{\epsilon_{xz}^2}{\epsilon_{zz}},$$

а ϵ_{\perp} – поперечная ДП в СМ. Здесь $k_0 = \omega/c$ – волновое число, c – скорость света в вакууме. В выбранном частотном диапазоне магнитные проницаемости СМ (и составляющих его слоёв) и полупроводника приняты равными единице.

3. Волновые поля и дисперсионное соотношение для поляритонов в структуре: полупроводник с линейным откликом

Линейная часть тензора ДП полупроводника имеет частотную зависимость, определённую с помощью модели Друде [15, 16]:

$$\epsilon_s = \epsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad \omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m^* \epsilon_{\infty}},$$

где ϵ_{∞} – высокочастотная ДП, ω_p – плазменная частота, в которую входят концентрация носителей заряда n (в данном случае – электроны), заряд электрона e и его эффективная масса m^* . Компоненты поля ТМ-волны в полупроводнике связаны соотношениями:

$$\begin{aligned} \beta h_y &= k_0 \epsilon_s e_x, \\ h'_y &= i k_0 \epsilon_s e_z, \\ e'_z + i\beta e_x &= i k_0 h_y. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь штрихом обозначена производная по координате x . Учёт граничных условий (при $x = 0$) для тангенциальных компонент вектора напряжённости электрического поля и нормальных компонент вектора электрической индукции приводит к дисперсионному соотношению

$$q_s q_g \epsilon_{xx} - i \epsilon_{xz} q_s \beta + K^2 \epsilon_s = 0, \tag{6}$$

где $q_s^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_s$ – поперечная компонента волнового вектора в линейном полупроводнике.

4. «Одноосное» (продольное) приближение

В продольном приближении тензор ДП полупроводника может быть записан в виде [2, 17]:

$$\hat{\epsilon}_s(x) = \begin{pmatrix} \epsilon_s & 0 \\ 0 & \epsilon_s + \chi |e_z(x)|^2 \end{pmatrix}, \tag{7}$$

где χ – скалярная нелинейная восприимчивость 3-го порядка. Тогда компоненты поля ТМ-волны связываются соотношениями:

$$\begin{aligned} \beta h_y &= k_0 \epsilon_s e_x, \\ h'_y &= ik_0 (\epsilon_s + \chi e_z^2) e_z, \\ e'_z + i\beta e_x &= ik_0 h_y. \end{aligned} \quad (8)$$

Решая систему (8), получим уравнение для продольной компоненты электрического поля в виде:

$$e''_z - q_s^2 e_z - (\chi q_s^2 / \epsilon_s) e_z^3 = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) аналогично нелинейному уравнению Шрёдингера, а его решение формально может быть записано с помощью функции гиперболического секанса или косеканса. В случае косеканса решение на границе раздела сред ($x=0$) бесконечно, поэтому касательные составляющие полей ТМ-волны в нелинейной среде запишем в виде:

$$\begin{aligned} e_z &= A \cdot \operatorname{sech}[q_s(x-x_0)], \\ e_x &= -(i\beta A/q_s) \operatorname{th}[q_s(x-x_0)] \operatorname{sech}[q_s(x-x_0)], \\ h_y &= -(ik_0 \epsilon_s A/q_s) \operatorname{th}[q_s(x-x_0)] \operatorname{sech}[q_s(x-x_0)], \end{aligned} \quad (10)$$

где амплитуда $A = \sqrt{-2\epsilon_s/\chi}$, а параметр x_0 , возникающий при интегрировании уравнения (9), определяет положение максимума амплитуды электрического поля. Таким образом, в данном приближении в нелинейной среде может возникать самофокусировка поля, приобретающего вид пространственного солитона [18, 19]. При этом ПП существуют лишь в частотной области, где $\epsilon_s \leq 0$. Учитывая электродинамические граничные условия, получаем дисперсионное уравнение для нелинейных поверхностных ТМ-поляритонов:

$$\epsilon_s K^2 \operatorname{th}(q_s x_0) + \epsilon_{xx} q_s q_g - i\epsilon_{xz} \beta q_s = 0. \quad (11)$$

5. Компоненты полей и дисперсионное уравнение для ТМ-поверхностных поляритонов в «двуосном» случае нелинейности

Антимонид индия относится к кристаллографической группе $\bar{4}3m$, поэтому с учётом кубической нелинейности тензор ДП кристалла InSb можно представить в виде [7, 20]:

$$\hat{\epsilon}_s(x) = \epsilon_s + \hat{\epsilon}_s^{NL} = \epsilon_s + \begin{pmatrix} \chi_1 |e_x(x)|^2 + \chi_2 |e_z(x)|^2 & 0 \\ 0 & \chi_1 |e_z(x)|^2 + \chi_2 |e_x(x)|^2 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Соотношение между компонентами χ_1 и χ_2 тензора нелинейной восприимчивости может соответствовать одному или нескольким механизмам нелинейности (например, тепловой механизм, электрострикция, электронная дисторсия, молекулярный ориентационный эффект Керра и т.п.) [7, 21].

Компоненты поля ТМ-волны в полупроводнике запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned} \beta h_y &= k_0 (\epsilon_s + \chi_1 |e_x|^2 + \chi_2 |e_z|^2) e_x, \\ h'_y &= ik_0 (\epsilon_s + \chi_1 |e_x|^2 + \chi_2 |e_z|^2) e_z, \\ e'_z + i\beta e_x &= ik_0 h_y. \end{aligned} \quad (13)$$

Далее для выражения отдельных компонент поля перейдём от комплексных полей к действительным, следуя [7, 20–22]:

$$e_z = E_z, \quad e_x = -iE_x, \quad h_y = -iH_y, \quad (14)$$

где E_x, H_y, E_z – вещественные величины.

Преобразуя систему (13), запишем биквадратное уравнение относительно вещественной компоненты E_z :

$$AE_z^4 + BE_z^2 + C = 0, \quad (15)$$

где коэффициенты

$$\begin{aligned} A &= (k_0/\beta)^2 \cdot \chi_2^2 E_x^2 + 0,5\chi_1, \\ B &= 2(k_0/\beta)^2 \cdot \chi_2 E_x^2 (\chi_1 E_x^2 + \epsilon_s) + \epsilon_s - \chi_2 E_x^2, \\ C &= \left[(k_0/\beta)^2 \cdot (\chi_1 E_x^2 + \epsilon_s)^2 - ((3/2)\chi_1 E_x^2 + \epsilon_s) \right] E_x^2. \end{aligned}$$

Уравнение (15) имеет в общем случае четыре корня, отвечающие разным сочетаниям знаков «+» и «-» перед обоими квадратными корнями:

$$E_z = \pm \sqrt{(-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC})/2A}. \quad (16)$$

Обозначим $X \equiv E_x^2(x)$, $Z \equiv E_z^2(x)$. Тогда, согласно (15), величина Z является функцией X , что даёт возможность решить обратную задачу о нахождении профильной функции $E_x(x)$ в полупроводнике с помощью численного интегрирования [20]:

$$\int_0^x dx = \frac{1}{\beta} \int_{E_x(0)}^{E_x} \frac{\epsilon_{xx} + 2\chi_1 X}{\sqrt{Z} [2\chi_2 X (1 - k_0^2 \epsilon_{xx} / \beta^2) - \epsilon_{zz}]} dE_x. \quad (17)$$

При записи граничных условий необходимо также учесть замену (14) при подстановке компонент полей ТМ-волны (4) в СМ

$$E_z(0) + ME_x(0)\epsilon_{xx}^{NL} = 0, \quad (18)$$

где вспомогательный параметр [12]

$$M = K^2 / (\epsilon_{xx} q_g \beta - i\epsilon_{xz} \beta^2), \quad (19)$$

а $E_x(0)$ – амплитуда электрического поля на границе в полупроводнике.

6. Сравнительный анализ и обсуждение результатов

Для расчёта дисперсионных характеристик ПП в рассматриваемой системе в области длин волн $\Delta\lambda = 5 \div 20$ мкм выбраны следующие параметры сред. Показатель преломления висмут-замещенного железиттриевого граната $(\text{Lu,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ $n_1 = \sqrt{\epsilon_1} = 2,33$ [23], недиагональная компонента ДП $\epsilon_a = 0,005$ (исходя из того, что угол Фарадея в данном случае не меняется в рассматриваемом диапазоне и равен $\theta_F \approx 50$ рад/см [24–27]). Для гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ также можно считать ДП постоянной и равной $\epsilon_2 = 3,6$ [28]. Толщины нанослоёв выбраны следующими: $l_1 = 400$ нм для слоя висмут-замещенного железиттриевого граната, $l_2 = 100$ нм для слоя $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$.

В качестве полупроводника выбран легированный n-InSb с концентрацией электронов $n \approx 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и

значениями нелинейно-оптических восприимчивостей 3-го порядка $\chi_1 = \chi_2 = 0,01 \text{ см}^3/\text{эрг}$ [29]. Вследствие большого значения кубической восприимчивости у InSb [30] вклад χE^2 в ДП оказывается заметным при полях порядка десятков единиц СГСЭ. Нелинейностью 2-го порядка в кристалле InSb можно пренебречь из-за наличия симметрии инверсии.

Известно, что для железо-иттриевого и гадолиний-галлиевого гранатов существует окно прозрачности в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 1 - 6 \text{ мкм}$. Более того, в случае висмут-легированного железо-иттриевого граната этот диапазон может расширяться в длинноволновую область до 8–10 мкм [24, 28, 31]. Оптические потери в полупроводнике также можно считать относительно низкими (порядка 10^2 см^{-1}) в рассматриваемом диапазоне длин волн [32, 33]. В связи с этим далее мы полагаем потери в системе пренебрежимо малыми.

На рис. 2 изображены дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$, рассчитанные в рамках трёх описываемых подходов для значений величины $E_x(0) = 5$ и $E_x(0) = 15$ (эрг/см³)^{1/2} (рис. 2а и 2б соответственно).

Штрихпунктирные линии 1–4 отвечают решениям ДУ (6) для линейного случая, штриховые линии 1'–2' отвечают решениям ДУ (11) для «одноосного» приближения, сплошные линии 1''–4'' соответствуют решениям ДУ (18) для «двуосного» приближения. Все дисперсионные кривые ограничиваются асимптотами A_1 и A_2 , соответствующими объёмным волнам в СМ (при этом $\omega = c\beta / \sqrt{\epsilon_{\perp}}$, т.е. $q_g = 0$).

Объёмным волнам в полупроводнике в линейном и «одноосном» приближениях соответствуют асимптоты C_1 и C_2 (для них закон дисперсии следует из решения уравнения $q_s = 0$), а в «двуосном» приближении – асимптоты C_1'' и C_2'' , полученные из условия обнуления продольной компоненты электрического поля ПП, т.е. из решения уравнения

$$-B + \sqrt{B^2 - 4AC} = 0.$$

Указанные асимптоты типа «С» ограничивают ветви 3, 4, 3'' и 4'' в точках пересечения с линиями A_1 и A_2 и имеют нули на частоте

$$\omega_s = \omega_p \sqrt{\epsilon_{\infty} / (\epsilon_{\infty} + \chi_1 E_x^2(0))}. \quad (20)$$

Формула (20) сводится к линейному случаю при $\chi_1 \rightarrow 0$. Пунктирные линии D_1 и D_2 ограничивают режим распространения солитоноподобных ПП и соответствуют условию обнуления поперечной компоненты волнового вектора в нелинейном полупроводнике:

$$\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{xx}^{NL} = 0,$$

где $\epsilon_{xx}^{NL} = \epsilon_s + \chi_1 |E_x(0)|^2 + \chi_2 |E_z(0)|^2$. При этом величина $E_x(0)$ фиксируется, а поле $E_z(0)$ находится как частное решение уравнения (15):

$$E_z(0) = \pm \sqrt{(-B + \sqrt{B^2 - 4AC}) / 2A},$$

где знак «+» соответствует ветви 3'', а «-» отвечает ветви 4''.

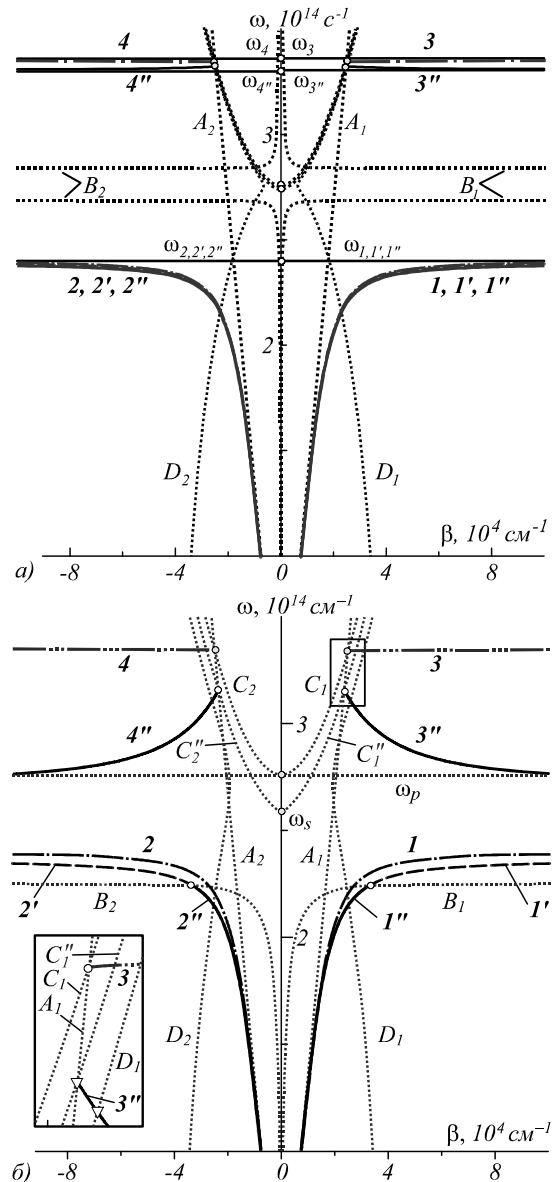


Рис. 2. Дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$ для ПП при $E_x = 5$ (а) и 15 (эрг/см³)^{1/2} (б). Кривые (1,2,3,4), (1',2') и (1'', 2'', 3'',4'') – отвечают соответственно линейному случаю, «одноосной» и «двуосной» моделям. Асимптоты $A_{1,2}$ соответствуют объёмным волнам в СМ, а $C_{1,2}$ и $C_{1,2}''$ – объёмным ПП в полупроводнике в линейном и «двуосном» приближениях соответственно; линии $D_{1,2}$ определяют отсечку солитоноподобных ПП, а B_1 и B_2 – отсечку низкочастотных ветвей в «двуосном» приближении

ДУ (6), (11) и (18) при $\beta \rightarrow \infty$ дают асимптоты ω_k ($k = 1, 2, 3, 4$), ω_l ($l = 1', 2'$) и ω_m ($m = 1'', 2'', 3'', 4''$), ограничивают дисперсионные кривые в линейном, «одноосном» и «двуосном» приближениях соответственно.

Как видно на рис. 2, низкочастотные ветви решений ДУ для «одноосного» (1' и 2') и «двуосного» (1'' и 2'') приближений практически совпадают как при малом значении поля $E_x(0)$ (рис. 2а), так и с его увеличением (рис. 2б), однако во втором случае происходит отсечка ветвей 1'' и 2''. В дисперсионных спектрах для «одноосного» приближения отсутствуют высокочастотные ветви, т.к. при выводе ДУ в данном

подходе накладываем условие $\epsilon_s < 0$, т.е. действительные решения существуют только при $\omega < \omega_p$.

При вычислении интеграла (17) необходимо выбрать «физические» решения, удовлетворяющие условию $E_x \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$. Это приводит к появлению асимптот B_1 и B_2 , отвечающих решениям уравнения $\epsilon_{xx}^{NL} + 2\chi_1 E_x^2(0) = 0$ и ограничивающих низкочастотные ветви в «двуосном» приближении. Анализ показывает, что отсечка для ветвей 1'' и 2'' наступает при значении поля $E_x(0) > 13,1$ (эрг/см³)^{1/2}.

С ростом $E_x(0)$ диапазон существования высокочастотных ПП увеличивается, но ветви 3'' и 4'' начинают ограничиваться снизу частотой ω_p , что обусловлено указанным требованием «физичности» решений. В «одноосном» приближении данное требование выполняется во всём частотном диапазоне существования решений ДУ, а ветви 1' и 2' ограничиваются сверху асимптотическими частотами ω_1' и ω_2' (на рис. 2б не показаны).

О невязном характере распространения ПП можно судить, исходя из различия между значениями асимптотических частот для дисперсионных кривых с разными по знаку величинами β ($\omega_1 = 2,3991 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, $\omega_2 = 2,3996 \cdot 10^{14}$ с⁻¹ для $E_x(0) = 5$ (эрг/см³)^{1/2}). Малое (в четвёртом знаке после запятой) различие частот в данном случае вызвано слабой гиротропией и малым значением недиагональных компонент тензора ДП СМ.

На рис. 3 представлены пространственные распределения компонент полей электромагнитной ТМ-волны $E_x(x)$ (рис. 3а), $H_y(x)$ (рис. 3б), $E_z(x)$ (рис. 3в), а также продольной компоненты вектора Умова–Пойнтинга $S_z(x)$ (рис. 3г), полученные для значения амплитуды поля поверхностной волны в полупроводнике $E_x(0) = 15$ (эрг/см³)^{1/2}. Плотность потока энергии $S_z(x)$ (рис. 3г) вычисляется по формуле

$$S_z = (c/8\pi) \operatorname{Re}(e_x h_y^*). \quad (21)$$

В табл. 1 приведены частоты и соответствующие значения констант распространения β , используемые в расчётах, а также значение координаты x_0 .

Табл. 1. Параметры к рис. 3

Номер кривой (приближение)	$\omega, 10^{14}$ с ⁻¹	$\beta, 10^4$ см ⁻¹	$x_0, 10^{-4}$ см
1 (одноосное)	2,0	2,0166	0,387026
2 (двуосное)	2,0	1,9735	0
3 (двуосное)	3,14	-2,4204	0,367874

Разрыв компоненты E_x имеет место для всех случаев, однако для «двуосной» модели имеет место также изменение знака (кривая 2 на рис. 3а). Компонента $S_z(x)$ в этом случае также меняет знак. При этом значение и соответственно знак поля E_x на границе ($x = 0+0$) фиксированы во всех случаях. Видно, что знаки тангенциальных компонент полей H_y и E_z различаются в «одноосном» и «двуосном» приближении: поле H_y в «одноосном» приближении положительно в обеих средах и отрицательно в «двуосном», в то время как поле E_z в обеих средах в «одноосном» приближении отрицательно и положительно в «двуосном» (кривые 1 и 2 на рис. 3б, в). Амплитуды полей, рассчитанных в «одноосном» при-

ближении, примерно в два раза выше амплитуд, рассчитанных в «двуосном» приближении. Для низкочастотных ПП с увеличением координаты поле E_z , например, уменьшается до значений менее 1 (эрг/см³)^{1/2} при $x > 1,82$ мкм в «одноосном» приближении (кривая 1) и при $x > 0,87$ мкм в «двуосном» приближении (кривая 2). Высокочастотные ПП, однако, в «двуосном» приближении затухают более медленно: $E_z < 1$ (эрг/см³)^{1/2} при $x > 2,13$ мкм (линия 3 на рис. 3в). Подобная картина наблюдается и для компонент E_x и H_y , и для потоков S_z .

Отличительной чертой «одноосного» приближения является наличие ярко выраженного пика распределения компоненты E_z (линия 1 на рис. 3в), координата которого рассчитывается как

$$x_0 = \operatorname{ArcCosh} \left[\left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4q_s^2 E_{x0}^2}{A^2 \beta^2}} \right) \right\}^{-1/2} \right] / q_s. \quad (22)$$

ПП с подобным профилем волнового поля принято называть солитоноподобными [22, 34–37]. Профильные функции H_y и E_x , в отличие от E_z , имеют тангенциальную зависимость от x (см. систему (10)), вследствие чего координата x_0 соответствует положению узла в распределении этих компонент. Таким образом, точке x_0 в полупроводнике соответствует максимум поля E_z , в то время как компоненты H_y , E_x и S_z равны нулю. Компоненты E_x и H_y с увеличением координаты достигают максимума, затем переходят через ноль и достигают минимума, после чего затухают, а распределение S_z в этом случае имеет два максимума (кривая 1 на рис. 3а, б, г). В «двуосном» приближении солитоноподобные профили распределения $E_z(x)$ имеют только высокочастотные ПП (кривая 3 на рис. 3в). Область существования солитоноподобных ПП в «двуосном» приближении ограничивается асимптотами $A_{1,2}$ и $D_{1,2}$ и выделена треугольниками на вставке на рис. 2б. Координаты максимумов поля $E_z(x)$ приведены в табл. 1.

Заключение

Проведены теоретические исследования дисперсионных, полевых и энергетических свойств поверхностных ТМ-поляритонов в направляющей структуре на основе полупроводника (n-InSb) и СМ (чередующиеся слои висмут-содержащего феррит-граната и галлий-гадолиниевого граната) в среднем ИК-диапазоне (5–20 мкм). Рассмотрение проведено для линейного случая (скалярная ДП полупроводника) и нелинейных случаев «одноосного» и с физической точки зрения более корректного «двуосного» представления тензора ДП полупроводника. В обеих нелинейных моделях на дисперсионных спектрах найдены частотные области, соответствующие солитоноподобным распределениям компоненты E_z электрического поля ТМ-поляритона. Обнаружено, что рост характерного масштаба нелинейности χE^2 приводит к заметной перестройке дисперсионных спектров $\omega(\beta)$. Важнейшим выводом работы является то, что, несмотря на сходные с «двуосной» моделью результаты моделирования дисперсионных спектров

нелинейных поляритонов в структуре, часто используемое «одноосное» приближение может стать непригодным для построения полей и потоков электромагнитной энергии в структурах, подобных рассмотренной.

В качестве экспериментального аспекта развития данной тематики можно указать на возможность создания гиротропии в InSb за счет существенного увеличения внешнего магнитного поля. В антимониде

индия вращение Фарадея может составлять порядка 100 град/см при магнитной индукции 15 кГс на длине волны 10,6 мкм [38]. Постоянное магнитное поле подмагничивания может быть создано путем размещения токовых ленточных электродов или даже с помощью, например, самарий-кобальтовых магнитов [39]. В любом случае такая задача требует отдельного рассмотрения.

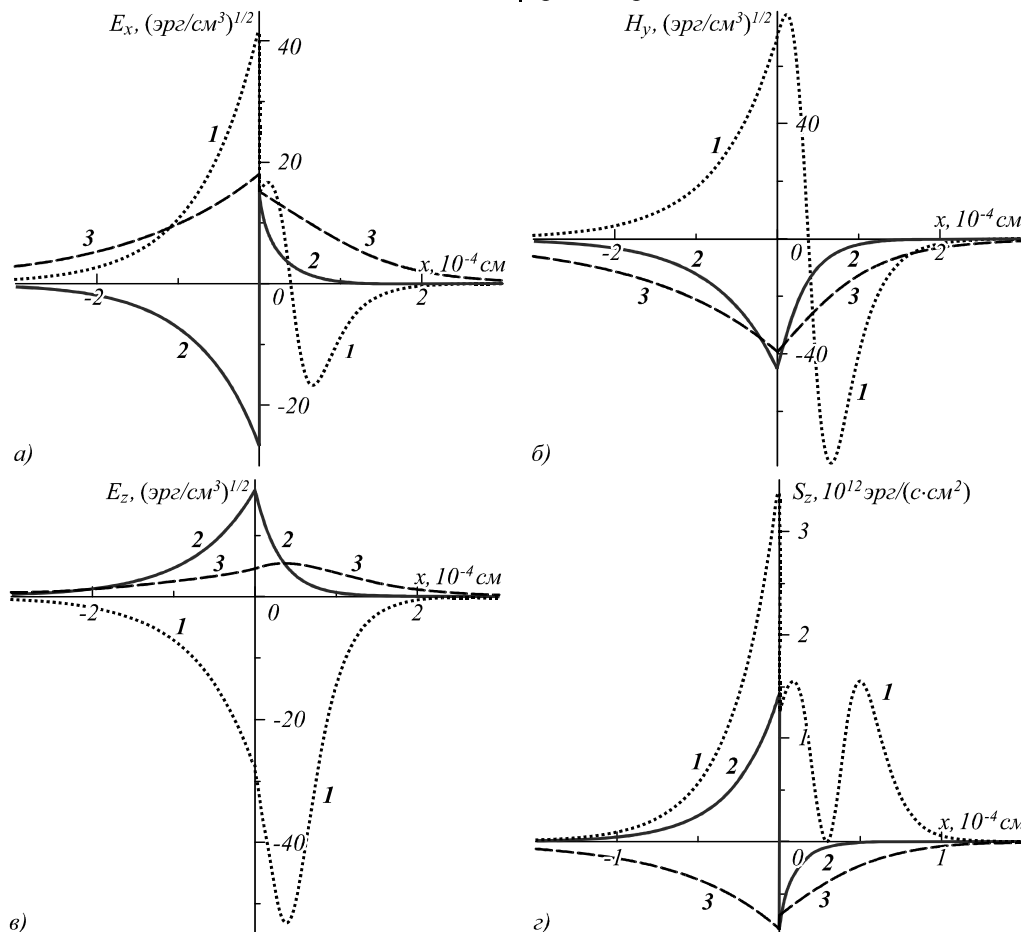


Рис. 3. Распределения компонент поля электромагнитной волны $E_x(x)$ (а), $H_y(x)$ (б), $E_z(x)$ (в) и продольной компоненты вектора Умова–Пойнтинга $S_z(x)$ ПП ТМ-типа в «одноосном» и «двуосном» приближениях при $E_x = 15 (\text{эрг}/\text{см}^3)^{1/2}$. Нумерация кривых – в соответствии с табл. 1

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания на НИР (№3.8154.2017/БЧ) и проекта №14.Z50.31.0015.

Литература

1. Агранович, В.М. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / В.М. Агранович, Д.Л. Миллс. – Москва: Наука, 1985. – 525 с.
2. Дмитрук, Н.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках / Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 376 с.
3. Nonlinear surface electromagnetic phenomena / ed. by H.-E. Ponath, G.I. Stegeman. – Amsterdam: Elsevier Science, 1991. – 654 p. – ISBN: 978-0-444-88359-9.
4. Haus, J.W. Fundamentals and applications of nanophotonics / J.W. Haus. – Amsterdam: Woodhead Publishing, 2016. – 426 p. – ISBN: 978-1-78242-464-2.
5. All-optical signal processing: Data communication and storage applications / ed. by S. Wabnitz, B. Eggleton. – New York: Springer, 2015. – 512 p. – ISBN 978-3-319-14992-9.
6. Maier, S.A. Plasmonics: Fundamentals and applications / S.A. Maier. – New York: Springer US, 2007. – 224 p. – ISBN: 978-0-387-33150-8.
7. Boardman, A.D. Nonlinear waves in solid state physics / A.D. Boardman, M. Bertolotti, T. Twardowski. – New York, London: Plenum Press, 1990. – 508 p. – ISBN: 978-0-306-43811-0.
8. Shadrivov, I.V. Nonlinear surface waves in left-handed materials / I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar, A.A. Zharov, A.D. Boardman, P. Egan // Physical Review E. – 2004. – Vol. 69, Issue 1. – 016617. – DOI: 10.1103/PhysRevE.69.016617.

9. **Bludov, Y.V.** Nonlinear TE-polarized surface polaritons on graphene / Y.V. Bludov, D.A. Smirnova, Yu.S. Kivshar, N.M.R. Peres, M.I. Vasilevsky // *Physical Review B*. – 2014. – Vol. 89, Issue 3. – 035406 (6 p.). – DOI: 10.1103/PhysRevB.89.035406.
10. **Panyaev, I.S.** Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide switcher for near-IR regime / I.S. Panyaev, N.N. Dadoenkova, Yu.S. Dadoenkova, I.A. Rozhleys, M. Krawczyk, I.L. Lyubchanskii, D.G. Sannikov // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2016. – Vol. 49, Issue 43. – 435103. – DOI: 10.1088/0022-3727/49/43/435103.
11. **Panyaev, I.S.** Dispersive properties of optical TM-Type surface polaritons at a nonlinear semiconductor-nanocomposite (BLIG/GGG) interface / I.S. Panyaev, D.G. Sannikov // *Journal of Optical Society of America B*. – 2016. – Vol. 33, Issue 2. – P. 220-229. – DOI: 10.1364/JOSAB.33.000220.
12. **Паняев, И.С.** Оптические поверхностные поляритоны TM-типа на границе нелинейный полупроводник – наноккомпозит / И.С. Паняев, И.А. Рожлейс, Д.Г. Санников // *Физика твердого тела*. – 2016. – Т. 58, № 3. – С. 577-584.
13. **Smirnov, Y.G.** Guided electromagnetic waves propagating in a plane dielectric waveguide with nonlinear permittivity / Y.G. Smirnov, D.V. Valovik // *Physical Review A*. – 2015. – Vol. 91, Issue 1. – 013840. – DOI: 10.1103/PhysRevA.91.013840.
14. **Agranovich, V.M.** Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices / V.M. Agranovich // *Solid State Communications*. – 1991. – Vol. 78, Issue 8. – P. 747-750. – DOI: 10.1016/0038-1098(91)90856-Q.
15. **Ю, П.** Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона; пер. с англ. – Москва: Физматлит, 2002. – 560 с. – ISBN: 5-9221-0268-0.
16. **Басс, Ф.Г.** Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешётками / Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.Г. Тертервов. – Москва: Наука, 1989. – 288 с. – ISBN: 5-02-014021-X.
17. **Хаджи, П.И.** К теории нелинейных р-поляризованных поверхностных волн / П.И. Хаджи, Е.С. Киселева // *Журнал технической физики*. – 1988. – Т. 58, Вып. 6. – С. 1063-1070.
18. **Ахмедиев, Н.Н.** Новый класс нелинейных поверхностных волн – асимметричные моды в симметричной слоистой структуре / Н.Н. Ахмедиев // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1982. – Т. 83, № 2. – С. 545-553.
19. **Boardman, A.D.** TE waves at an interface between linear gyromagnetic and nonlinear dielectric media / A.D. Boardman, M.M. Shabat, R.F. Wallis // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1991. – Vol. 24, Issue 10. – P. 1702-1707. – DOI: 10.1088/0022-3727/24/10/002.
20. **Joseph, R.I.** Exact field decomposition for TM waves in nonlinear media / R.I. Joseph, D.N. Christodoulides // *Optics Letters*. – 1987. – Vol. 12, Issue 10. – P. 826-828. – DOI: 10.1364/OL.12.000826.
21. **Boyd, R.W.** *Nonlinear Optics* / R.W. Boyd. – 3rd ed. – New York: Elsevier, 2008. – 614 p. – ISBN: 978-0123694706.
22. **Boardman, A.D.** Exact theory of nonlinear p-polarized optical waves / A.D. Boardman, A.A. Maradudin, G.I. Stegeman, T. Twardowski, E.M. Wright // *Physical Review A*. – 1987. – Vol. 35, Issue 3. – P. 1159-1164. – DOI: 10.1103/PhysRevA.35.1159.
23. **Wallenhorst, M.** Enhancement of the nonreciprocal magneto-optic effect of TM modes using iron garnet double layers with opposite Faraday rotation / M. Wallenhorst, M. Niemöller, H. Dötsch, P. Hertel, R. Gerhardt, B. Gather // *Journal of Applied Physics*. – 1995. – Vol. 77, Issue 7. – P. 2902-2905. – DOI: 10.1063/1.359516.
24. **Звездин, А.К.** Магнитооптика тонких плёнок / А.К. Звездин, В.А. Котов. – Москва: Наука, 1988. – 192 с. – ISBN: 5-02-013846-0.
25. **Кринчик, Г.С.** Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик. – Москва: Издательство Московского университета, 1976. – 367 с.
26. **Рандошкин, В.В.** Прикладная магнитооптика / В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. – Москва: Энергоатомиздат, 1990. – 320 с.
27. **Hibiya, T.** Growth and characterization of liquid-phase epitaxial bi-substituted iron garnet films for magneto-optic application / T. Hibiya, Y. Morishige, J. Nakashima // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1985. – Vol. 24(1), Issue 10. – P. 1316-1319. – DOI: 10.1143/JJAP.24.1316.
28. **Wood, D.L.** Optical properties of gadolinium gallium garnet / D.L. Wood, K. Nassau // *Applied Optics*. – 1990. – Vol. 29, Issue 25. – P. 3704-3707. – DOI: 10.1364/AO.29.003704.
29. **Miller, D.A.B.** Two beam optical signal amplification and bistability in InSb / D.A.B. Miller, S.D. Smith // *Optics Communications*. – 1979. – Vol. 31, Issue 1. – P. 101-104. – DOI: 10.1016/0030-4018(79)90254-2.
30. **Ахманов, С.А.** Физическая оптика / С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин. – 2-е изд. – Москва: Издательство МГУ, Наука, 2004. – 656 с. – ISBN: 5-211-04858-X.
31. **Wood, D.L.** Effect of impurities on the optical properties of yttrium iron garnet / D.L. Wood, J.P. Remeika // *Journal of Applied Physics*. – 1967. – Vol. 38, Issue 3. – P. 1038-1045. – DOI: 10.1063/1.1709476.
32. **Breckenridge, R.G.** Electrical and optical properties of intermetallic compounds. I. Indium antimonide / R.G. Breckenridge, R.F. Blunt, W.R. Hosler, H.P.R. Frederikse, J.H. Becker, W. Oshinsky // *Physical Review*. – 1954. – Vol. 96, Issue 3. – P. 571-575. – DOI: 10.1103/PhysRev.96.571.
33. **Уханов, Ю.И.** Оптические свойства полупроводников / Ю.И. Уханов. – Москва: Наука, 1977. – 368 с.
34. **Maradudin, A.A.** s-Polarized nonlinear surface polaritons / A.A. Maradudin // *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*. – 1981. – Vol. 41, Issue 4. – P. 341-344. – DOI: 10.1007/BF01307323.
35. **Tomlinson, W.J.** Surface wave at a nonlinear interface / W.J. Tomlinson // *Optics Letters*. – 1980. – Vol. 5, Issue 7. – P. 323-325. – DOI: 10.1364/OL.5.000323.
36. **Белецкий, Н.Н.** Новый нерезонансный тип нелинейных поверхностных поляритонов / Н.Н. Белецкий // *Физика твёрдого тела*. – 1992. – Т. 34, № 5. – P. 1592-1598.
37. **Дикштейн, И.Е.** Нелинейные самолокализованные поверхностные магнитные поляритоны в ферромагнитной среде / И.Е. Дикштейн, Д.С. Никитов, С.А. Никитов // *Физика твердого тела* – 1998. – Т. 40, № 10. – P. 1885-1889. – DOI: 10.1134/1.1130640.
38. **Albers, W.A. Jr.** *The physics of opto-electronic materials* / W.A. Albers Jr. – New York: Plenum Press, 1971. – 281 p. – ISBN: 978-1-4684-1949-8.
39. **Boardman, A.D.** Surface magneto-optic solitons / A.D. Boardman, M. Xie, K. Xie // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2003. – Vol. 36, Issue 18. – P. 2211-2217. – DOI: 10.1088/0022-3727/36/18/006.

Сведения об авторах

Паняев Иван Сергеевич, 1990 года рождения, в 2012 году окончил Ульяновский государственный университет (УлГУ) по специальности 010801 «Радиофизика и электроника» и аспирантуру УлГУ (2016 год), работает инженером-исследователем научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ. Область научных интересов: оптика слоисто-периодических структур, нелинейная оптика, поляритоны. E-mail: panyaev.ivan@rambler.ru.

Санников Дмитрий Германович, 1974 года рождения, в 1996 году окончил филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Ульяновске по специальности 01.04.07 «Физика твёрдого тела». Доктор физико-математических наук (2011 год), доцент, работает ведущим научным сотрудником научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ, профессором кафедры радиофизики и электроники УлГУ. Специалист в области интегральной оптики, физики оптических волноводов, фотоники. E-mail: sannikov-dg@yandex.ru.

ГРНТИ: 29.19.22

Поступила в редакцию 24 января 2017 г. Окончательный вариант – 6 марта 2017 г.

SPECTRAL PROPERTIES OF NONLINEAR SURFACE POLARITONS OF MID-IR RANGE IN A "SEMICONDUCTOR-LAYERED METAMATERIAL" STRUCTURE

I.S. Panyaev¹, D.G. Sannikov¹

¹ *Ulyanovsk State University (USU), Ulyanovsk, Russia*

Abstract

Spectral properties of surface TM-waves (polaritons) are considered in the guiding structure based on a narrow-band semiconductor (n-InSb) and a nanocomposite medium (layered metamaterial) in the mid-infrared region ($5 \div 20 \mu\text{m}$). The nanocomposite medium has a weak gyrotropy and contains layers of bismuth-doped iron garnet (BLIG, $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$) and gallium-gadolinium garnet (GGG, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) layers magnetized to saturation. Solutions of the dispersion equations are investigated for the cases of linear and nonlinear response of the semiconductor. For an analytical description of the nonlinear response of the structure we use the «uniaxial» (longitudinal) and «biaxial» approximations. Dispersion spectra for the propagation constant, as well as field and energy characteristics of the surface polaritons are obtained and analyzed. Regions of the existence of soliton-like wave-fields of the surface polaritons are found for each of the description methods used. It is shown that the «uniaxial» model may be unsuitable for the calculation of the electromagnetic fields and energy flows in the structures based on cubic nonlinear media.

Keywords: surface polariton, nonlinearity, layered metamaterial, semiconductor, dielectric permittivity.

Citation: Panyaev IS, Sannikov DG. Spectral properties of nonlinear surface polaritons of Mid-IR range in a "semiconductor-layered metamaterial" structure. *Computer Optics* 2017; 41(2): 183-191. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-2-183-191.

Acknowledgements: The work was funded by the Russian Federation Ministry of Education and Science, contracts No. 14.Z50.31.0015 and №3.8154.2017/БЧ.

References

- [1] Agranovich VM, Mills DL. Surface polaritons: Electromagnetic waves at surfaces and interfaces. New York: Elsevier Science Ltd; 1982.
- [2] Dmitruk NL, Litovchenko VG, Strizhevsky VL. Surface polaritons in semiconductors and dielectrics [In Russian]. Kyiv: "Naukova Dumka" Publisher; 1989.
- [3] Ponath H-E, Stegeman GI. Nonlinear surface electromagnetic phenomena. Amsterdam: Elsevier Science; 1991. ISBN: 978-0-444-88359-9.
- [4] Haus JW. Fundamentals and Applications of Nanophotonics. Amsterdam: Woodhead Publishing; 2016. ISBN: 978-1-78242-464-2.
- [5] Wabnitz S, Eggleton B, eds. All-optical signal processing, data communication and storage applications. New York: Springer; 2015. ISBN 978-3-319-14992-9.
- [6] Maier SA. Plasmonics: Fundamentals and applications. New York: Springer US; 2007. ISBN: 978-0-387-33150-8.
- [7] Boardman AD, Bertolotti M, Twardowski T, eds. Nonlinear waves in solid state physics. New York, London: Plenum Press; 1990. ISBN: 978-0-306-43811-0.
- [8] Shadrivov IV, Sukhorukov AA, Kivshar YuS, Zharov AA, Boardman AD, Egan P. Nonlinear surface waves in left-handed materials. *Physical Review E* 2004; 69(1): 016617. DOI: 10.1103/PhysRevE.69.016617.
- [9] Bludov YV, Smirnova DA, Kivshar YuS, Peres NMR, Vasilevsky MI. Nonlinear TE-polarized surface polaritons on graphene. *Physical Review B* 2014; 89(3): 035406. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.035406.
- [10] Panyaev IS, Dadoenkova NN, Dadoenkova YuS, Rozhleys IA, Krawczyk M, Lyubchanckii IL, Sannikov DG. Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide switcher for near-IR regime. *Journal of Physics D: Applied Physics* 2016; 49(43): 435103. DOI: 10.1088/0022-3727/49/43/435103.
- [11] Panyaev IS, Sannikov DG. Dispersive properties of optical TM-Type surface polaritons at a nonlinear semiconductor-

- nanocomposite (BLIG/GGG) interface. *JOSA B* 2016; 33(2): 220-229. DOI: 10.1364/JOSAB.33.000220.
- [12] Panyaev IS, Rozhleis IA, Sannikov DG. Optical surface polaritons of tm type at the nonlinear semiconductor-nanocomposite interface. *Physics of the Solid State* 2016; 58(3): 592-600. DOI: 10.1134/S1063783416030252.
- [13] Smirnov YG, Valovik DV. Guided electromagnetic waves propagating in a plane dielectric waveguide with nonlinear permittivity. *Physical Review A* 2015; 91(1): 013840. DOI: 10.1103/PhysRevA.91.013840.
- [14] Agranovich VM. Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices. *Solid State Communications* 1991; 78(8): 747-750. DOI: 10.1016/0038-1098(91)90856-Q.
- [15] Yu P, Cardona M. *Fundamentals of Semiconductors*. New York: Springer; 2010. ISBN: 978-3-642-00709-5.
- [16] Bass FG, Bulgakov AA, Tetervov AG. High-frequency properties of semiconductors with superlattices [In Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1989. ISBN: 5-02-014021-X.
- [17] Hadji PI, Kiseleva ES. To the theory of nonlinear p-polarized surface waves [In Russian]. *Technical Physics* 1988; 58(6): 1063-1070.
- [18] Akhmediev NN. Novel class of nonlinear surface waves: asymmetric modes in a symmetric layered structure. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 1982; 56(2): 299-303.
- [19] Boardman AD, Shabat MM, Wallis RF. TE waves at an interface between linear gyromagnetic and nonlinear dielectric media. *Journal of Physics D: Applied Physics* 1991; 24(10): 1702-1707. DOI: 10.1088/0022-3727/24/10/002.
- [20] Joseph RI, Christodoulides DN. Exact field decomposition for TM waves in nonlinear media. *Optics Letters* 1987; 12(10): 826-828. DOI: 10.1364/OL.12.000826.
- [21] Boyd RW. *Nonlinear Optics*. 3rd ed. New York: Elsevier; 2008. ISBN: 978-0123694706.
- [22] Boardman AD, Maradudin AA, Stegeman GI, Twardowski T, Wright EM. Exact theory of nonlinear p-polarized optical waves. *Physical Review A* 1987; 35(3): 1159-1164. DOI: 10.1103/PhysRevA.35.1159.
- [23] Wallenhorst M, Niemöller M, Dötsch H, Hertel P, Gerhard R, Gather B. Enhancement of the nonreciprocal magneto-optic effect of TM modes using iron garnet double layers with opposite Faraday rotation. *Journal of Applied Physics* 1995; 77(7): 2902-2905. DOI: 10.1063/1.359516.
- [24] Zvezdin AK, Kotov VA. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. New York: Taylor & Francis; 1997. ISBN: 978-0-7503-0362-0.
- [25] Krinchik GS. *Physics of magnetic phenomena* [In Russian]. Moscow: Moscow State University Press, 1976.
- [26] Randoshkin VV, Chervonenkis AYa. *Applied magneto-optics* [In Russian]. Moscow: "Energoatomizdat" Publisher, 1990.
- [27] Hibiya T, Morishige Y, Nakashima J. Growth and characterization of liquid-phase epitaxial bi-substituted iron garnet films for magneto-optic application. *Japanese Journal of Applied Physics* 1985; 24(10): 1316-1319. DOI: 10.1143/JJAP.24.1316.
- [28] Wood DL, Nassau K. Optical properties of gadolinium gallium garnet. *Applied Optics* 1990; 29(25): 3704-3707. DOI: 10.1364/AO.29.003704.
- [29] Miller DAB, Smith SD. Two beam optical signal amplification and bistability in InSb. *Optics Communications* 1979; 31(1): 101-104. DOI: 10.1016/0030-4018(79)90254-2.
- [30] Akhmanov SA, Nikitin SYu. *Physical Optics*. Oxford: Clarendon Press; 1997. ISBN: 978-0198517955.
- [31] Wood DL, Remeika JP. Effect of impurities on the optical properties of yttrium iron garnet. *Journal of Applied Physics* 1967; 38(3): 1038-1045. DOI: 10.1063/1.1709476.
- [32] Breckenridge RG, Blunt RF, Hosler WR, Frederikse HPR, Becker JH, Oshinsky W. *Electrical and Optical Properties of Intermetallic Compounds. I. Indium Antimonide*. *Physical Review* 1954; 96(3): 571-575. DOI: 10.1103/PhysRev.96.571.
- [33] Uhanov YuI. *Optical properties of semiconductors* [In Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1977.
- [34] Maradudin AA. s-Polarized nonlinear surface polaritons. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 1981; 41(4): 341-344. DOI: 10.1007/BF01307323.
- [35] Tomlinson WJ. Surface wave at a nonlinear interface. *Opt Lett* 1980; 5(7): 323-325. DOI: 10.1364/OL.5.000323.
- [36] Beletskii NN. The novel nonresonant type of nonlinear surface polaritons [In Russian]. *Physics of the Solid State* 1992; 34(5): 1592-1598.
- [37] Dikshtein IE, Nikitov SA, Nikitov DS. Self-localized nonlinear surface magnetic polaritons in a ferromagnetic medium. *Physics of the Solid State* 1998; 40(10): 1710-1714. DOI: 10.1134/1.1130640.
- [38] Albers WA Jr. *The physics of opto-electronic materials*. New York: Plenum Press; 1971. ISBN: 978-1-4684-1949-8.
- [39] Boardman AD, Xie M, Xie K. Surface magneto-optic solitons. *Journal of Physics D: Applied Physics* 2003; 36(18): 2211-2217. DOI: 10.1088/0022-3727/36/18/006.

Authors' information

Ivan Sergeyevich Panyaev (b. 1990) graduated from Ulyanovsk State University in 2012, majoring in Radio-physics and Electronics. Currently he works as the research engineer at the Technological Research Institute of Ulyanovsk State University. Research interests are multilayered structures optics, nonlinear optics, and polaritons. E-mail: panyaev.ivan@rambler.ru.

Dmitry Germanovich Sannikov (b. 1974) graduated from Lomonosov Moscow State University branch in Ulyanovsk (presently, Ulyanovsk State University, short – UISU) in 1996, majoring in Solid State Physics. Doctor of Physical and Mathematical Sciences (2011). He currently works as the docent, professor of Radio Physics and Electronics department of UISU and the leading researcher at the Technological Research Institute of UISU. His research interests are currently focused on integrated optics, optical waveguides physics and photonics. E-mail: sannikov-dg@yandex.ru.

Received January 24, 2017. The final version – March 6, 2017.