

## Моделирование режимов генерации оптического излучения в полупроводниковом волноводе с распределённой обратной связью, создаваемой волной пространственного заряда

Ю.С. Дадоев<sup>1,2</sup>, И.О. Золотовский<sup>1</sup>, И.С. Паняев<sup>1</sup>, Д.Г. Санников<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ульяновский государственный университет,  
432017, Россия, г. Ульяновск, ул. Льва Толстого, д. 42,

<sup>2</sup> Lab-STICC (UMR 6285), CNRS, ENIB,  
29238, France, Brest Cedex 3

### Аннотация

Рассмотрены усиление и генерация оптических ТЕ-волн, возникающих на решётке, образуемой волной пространственного заряда в плоском волноводе на основе легированного донорами полупроводника (арсенида галлия). Область взаимодействия ограничена контактами с приложенным между ними постоянным электрическим полем, что в режиме подавления ганновской генерации обеспечивает появление малосигнальной периодической неоднородности. Исследованы режимы отражения и прохождения ТЕ-мод с одинаковыми индексами через волноводную структуру в зависимости от фазовой расстройки и уровня накачки. Показано, что даже при сравнительно небольшой глубине модуляции диэлектрической проницаемости (около  $10^{-5}$ ) в условиях высокой оптической накачки (при коэффициенте усиления порядка  $150 \text{ см}^{-1}$ ) и соответствующей отстройки от фазового синхронизма существует возможность не только усиления прямой и встречной (отражённой) оптических мод, но и их генерации. Преимуществом предлагаемой схемы по сравнению с гофрированным волноводным лазером является возможность гибкого управления параметрами динамической решётки. Полученные результаты могут быть использованы для создания полупроводниковых лазерных генераторов разностного синхронизированного оптического излучения.

**Ключевые слова:** волна пространственного заряда, генерация света, полупроводник.

**Цитирование:** Дадоев Ю.С. Моделирование режимов генерации оптического излучения в полупроводниковом волноводе с распределённой обратной связью, создаваемой волной пространственного заряда / Ю.С. Дадоев, И.О. Золотовский, И.С. Паняев, Д.Г. Санников // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44, № 2. – С. 183-188. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-587.

**Citation:** Dadoenkova YuS, Zolotovskiy IO, Panyayev IS, Sannikov DG. Modeling the generation of optical modes in a semiconductor waveguide with distributed feedback formed by a space charge wave. Computer Optics 2020; 44(2): 183-188. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-587.

### Введение

Волны пространственного заряда (ВПЗ) представляют собой пространственно-временные возмущения зарядовой плотности, возникающие в полупроводниках с отрицательной дифференциальной подвижностью в сильных электрических полях [1–3]. ВПЗ могут усиливаться и распространяться со скоростью, близкой к скорости дрейфа носителей, что позволяет использовать их при создании тонкоплёночных усилителей бегущей волны и активных линий передачи, реализуемых в полупроводниковых плёнках [3, 4]. В работе [5] показано, что в пьезополупроводниках ВПЗ генерируются звуковыми волнами и могут оказывать существенное влияние на дифракцию света. При этом дифракционная эффективность ВПЗ-оптического взаимодействия возрастает пропорционально квадрату длины волны света при приближении его частоты к плазменной частоте, и поэтому наиболее существенна в среднем и дальнем ИК-диапазоне, а

также в терагерцовой области [6]. Формирование такой электронной решётки можно осуществить также и для полупроводниковых структур на основе n-GaAs или n-InSb в преддоменном режиме в условиях эффекта Ганна.

Физической основой ВПЗ-оптического взаимодействия является отклонение концентрации свободных носителей заряда от равновесной, возникающее при распространении ВПЗ в кристалле. Это приводит к периодическому изменению диэлектрической проницаемости (ДП) с глубиной модуляции, достаточной для эффективного ВПЗ-оптического взаимодействия. В результате междолинного переноса электронов дифференциальная проводимость образца становится отрицательной, что создаёт условия для генерации и усиления собственных ВПЗ [7]. Теория ВПЗ и эффективный метод их возбуждения, основанный на освещении кристалла бегущей интерференционной картиной, рассматривался в статье [8]. В работах [9, 10] рассмотрена дифракция света на ВПЗ в объёмных

кристаллах полупроводника. В цикле работ [11–15] проведён анализ дисперсионных свойств ВПЗ в полупроводниковом волноводе и показана возможность эффективного коллинеарного взаимодействия оптических волноводных мод с бегущими и усиливающимися по амплитуде ВПЗ при различных граничных условиях.

В отличие от работ [12–14], где рассмотрена усиливающаяся по амплитуде ВПЗ, в данной статье рассматривается ВПЗ, бегущая по n-GaAs-волноводу без усиления и поглощения, а режимы усиления и генерации оптических волн ТЕ-типа исследуются для случая внешней оптической накачки. ВПЗ образует периодическую решётку и обеспечивает получение распределённой обратной связи для прямой и обратной волн. Анализируются условия фазового рассогласования и накачки, обеспечивающие получение в структуре генерации оптических прямой и обратной (холостой) волн без концевых отражателей.

**Постановка задачи и основные соотношения**

Рассмотрим оптический волновод, состоящий из подложки (среда 1), полупроводниковой плёнки (среда 2) толщиной  $t_{WG}$  и покровной среды (среда 3) с ДП  $\epsilon_j = n_j^2$  ( $j = 1, 2, 3$ ). Пусть ось  $x$  перпендикулярна границам раздела сред, к структуре вдоль оси  $z$  приложено постоянное электрическое поле  $E_0$ , при этом в качестве электродов могут использоваться прозрачные материалы, например, InGaBiAs: Si [16] (см. рис.1).

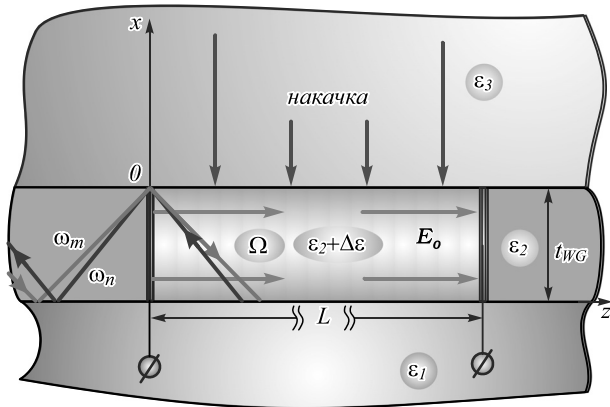


Рис. 1. Геометрия структуры. Взаимодействие прямой и обратной оптических волн и ВПЗ с соответствующими частотами  $\omega_m$ ,  $\omega_n$  и  $\Omega$

Задачу условно можно разделить на 2 части: «твёрдотельную», связанную с описанием ВПЗ, и «оптическую», связанную со взаимодействием оптических ТЕ-мод. Известно, что для реализации режима генерации ВПЗ в полупроводниковом слое необходимо выполнение условия Крёмера [1], которое для GaAs имеет вид  $10^{10} \leq n_0 L \leq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , где  $n_0$  – концентрация равновесных носителей,  $L$  – длина области взаимодействия [17, 18]. Подбирая уровень легирования волноводного слоя, его длину и толщину, а также значение прило-

женного поля  $E_0$ , которое в n-GaAs должно превышать пороговое  $E_t \approx 3 \text{ кВ/см}$ , можно добиться возникновения электронной решётки, образованной ВПЗ (без перехода в доменный режим Ганна) [3, 9].

Основными уравнениями, определяющими волновые возмущения потока электронов в полупроводнике, являются уравнение непрерывности, Пуассона и полного тока. Используя квазистатическое приближение ( $\text{rot } \mathbf{E}_1 = 0$ ), а также электродинамические граничные условия, можно получить дисперсионное уравнение, связывающее параметры полупроводникового слоя с частотой  $\Omega$  и константой распространения  $Q$  ВПЗ (см., например, [3, 11])

$$DQ^2 + i(\Omega - Qv_0) + \mu_d \omega_m = 0, \tag{1}$$

где  $\mu_d = \mu_0^{-1}(dv/dE)$  – отрицательная (приведённая) дифференциальная подвижность,  $\mu_0$  – подвижность «неразогретых» электронов,  $\omega_m = 4\pi en_0 \mu_0 / \epsilon_2$  – частота максвелловской релаксации, соответствующая времени потери электронейтральности полупроводника,  $e$  – заряд электрона,  $n_0$  – равновесная концентрация носителей,  $v_0$  – скорость «горячих» носителей. Два решения уравнения (1) соответствуют прямой (сносовой) и обратной (диффузионной) ВПЗ. Поскольку обратная волна быстро затухает [2], далее мы рассматриваем только прямую ВПЗ, бегущую вдоль оси  $z$  без усиления, которая создаёт возмущение ДП и возбуждается с помощью прозрачных электродов.

Как видно из уравнения (1), ВПЗ распространяется без поглощения (или усиления) на частоте

$$\Omega = v_0 Q = v_0 \sqrt{-\mu_d \omega_m / D}, \tag{2}$$

где  $D$  – коэффициент диффузии. При этом координатная зависимость ВПЗ-возмущения ДП в слое полупроводника может быть представлена функцией:

$$\Delta\epsilon(x, z) = \Delta\epsilon(x) \cos(\Omega t - Qz). \tag{3}$$

Как показано в работах [9, 11], глубина модуляции ДП в волноводной плёнке

$$\Delta\epsilon(x) = \Delta\epsilon \approx |e\epsilon E_1 Q / m^* \omega^2|, \tag{4}$$

где  $E_1$  – амплитуда возмущающего электрического поля в полупроводнике в преддоменном режиме,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $\omega$  – частота света. Численные оценки величины  $\Delta\epsilon$  для кристалла (n-GaAs) на длине оптической волны  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  при  $m^* \approx 0,063 m_0$  ( $T = 300 \text{ К}$ ), где  $m_0$  – масса свободных электронов,  $\epsilon_2 \approx 12$ ,  $E_1 \approx 300 \text{ В/см}$  ( $E_1 \ll E_0$ ) дают значения  $\Delta\epsilon \approx 10^{-5}$ . При достаточно высоком уровне усиления это позволяет осуществить генерацию, что будет показано ниже.

Для оптических ТЕ-мод ( $H_x, E_y, H_z$ ) рассматриваемого волновода электрическое поле в поперечном направлении (профильная функция) даётся выражением [19]

$$E_{ym}(x) = C_m \cdot \begin{cases} \exp(-qx), & x \geq 0, \\ [\cos hx - \frac{q}{h} \sin hx], & -t_{WG} \leq x \leq 0, \\ [\cos ht_{WG} + \frac{q}{h} \sin ht_{WG}] \times \\ \times \exp[p(x+t_{WG})], & x \leq -t_{WG}. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь поперечные компоненты волнового вектора в каждом из трёх слоёв  $p^2 = \beta_m^2 - k_0^2 \epsilon_1$ ,  $h^2 = k_0^2 \epsilon_2 - \beta_m^2$ ,  $q^2 = \beta_m^2 - k_0^2 \epsilon_3$  волновое число  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  – скорость света. Постоянная  $C_m$  определяется из условия нормировки мощности моды порядка  $m$  в структуре:

$$\frac{\beta_m c a_y}{8\pi k_0} \int_{-\infty}^{\infty} [E_{ym}(x)]^2 dx = P_0, \quad (6)$$

где  $a_y = 1$  см – длина вдоль оси  $y$ , соответствующая единичной мощности, переносимой модой ( $P_0 = 1$  эрг/с). Дисперсионное уравнение для ТЕ-мод трёхслойного невозмущённого волновода в общем случае имеет вид (см., например, [20, 21]):

$$ht_{WG} - \pi m - \arctan(q/h) + \arctan(p/h) = 0. \quad (7)$$

Отметим, что константа распространения определяет эффективный показатель преломления  $m$ -й волноводной моды:  $n_m^* = \beta_m / k_0$ .

Для получения усиления прямая оптическая волна может быть введена в волновод (вне области взаимодействия  $L$ ) с помощью призмного или решётчного элементов связи, позволяющих селективно возбуждать  $m$ -ю волноводную моду за счёт изменения угла падения лазерного пучка. Аналогично можно осуществить вывод из структуры обратной волны (усиливаемой либо генерируемой). Частоты прямой, обратной оптических волн и ВПЗ, движущихся вдоль оси  $z$ , связаны соотношением  $\omega_m = \omega_n + \Omega$ . Используя теорию связанных мод (например, [19]), можно записать коэффициент связи для волноводных ТЕ-мод с одинаковыми индексами ( $m = n$ ):

$$\kappa_{mm} = \frac{a_y \omega \Delta \epsilon}{32\pi P_0} \int_{-t_{WG}}^0 E_{ym}^2(x) dx. \quad (8)$$

Система уравнений связи для направляемых встречных мод возмущённого волновода при наличии усиления  $\gamma$  [см<sup>-1</sup>] имеет вид:

$$\begin{aligned} dA/dz &= -i\kappa_{mm} B \exp[2i\Delta\beta z] + \gamma A, \\ dB/dz &= i\kappa_{mm} A \exp[-2i\Delta\beta z] - \gamma B. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь безразмерные амплитуды  $A(z)$  и  $B(z)$  соответствуют оптическим модам, бегущим соответственно в прямом и обратном направлениях, отстройка констант распространения от резонансного значения  $2\Delta\beta = 2\beta_m - Q$ . Волновое число ВПЗ обратно пропорционально периоду решетки  $\Lambda$ , т.е.  $Q = 2\pi / \Lambda$ .

Удобно представить амплитуды оптических волн следующим образом:

$$A(z) = A'(z) \exp(\gamma z), \quad B(z) = B'(z) \exp(-\gamma z).$$

Решения уравнений (9) выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} A'(z) \exp[(-i\Delta\beta + \gamma)z] &= B(0) \times \\ &\times \frac{(\gamma - i\Delta\beta) \sinh[S(L-z)] - S \cosh[(S(L-z)]}{(\gamma - i\Delta\beta) \sinh(SL) - S \cosh(SL)}, \\ B(z) \exp[(i\Delta\beta - \gamma)z] &= \\ &= B(0) \frac{i\kappa_{mm} \sinh[(S(L-z)]}{(\gamma - i\Delta\beta) \sinh(SL) - S \cosh(SL)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь введён вспомогательный параметр  $S = \sqrt{|\kappa_{mm}|^2 + (\gamma - i\Delta\beta)^2}$ . Решения (10) позволяют получить энергетические коэффициенты отражения и прохождения мод в волноводе с областью взаимодействия длиной  $L$ :

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{E_r(0)}{E_i(0)} \right|^2 = \left| \frac{B'(0)}{A(0)} \right|^2 = \\ &= \left| \frac{\kappa_{mm} \sinh SL}{(\gamma - i\Delta\beta) \sinh(SL) - S \cosh(SL)} \right|^2, \\ T &= \left| \frac{E_t(L)}{E_i(0)} \right|^2 = \left| \frac{A'(L)}{A(0)} \right|^2 = \\ &= \left| \frac{S}{(\gamma - i\Delta\beta) \sinh(SL) - S \cosh(SL)} \right|^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Отметим, что эти соотношения соответствуют коэффициентам отражения и прохождения волн в волноводном лазере с гофрировкой [19, 22]. За счёт накачки в волноводной плёнке отрезок волновода играет роль усилителя для отражённой и проходящей волн. Используя (11), можно исследовать также условия генерации соответствующих волн в случае ВПЗ-оптического взаимодействия.

### Численный анализ и обсуждение

Для численного анализа ВПЗ-оптического взаимодействия в структуре в качестве направляющей среды выбрана плёнка n-GaAs с дисперсией показателя преломления [23]

$$\begin{aligned} n_2(\lambda) &= \left( 5,372514 + \frac{5,466742(\lambda/\lambda_0)^2}{(\lambda/\lambda_0)^2 - 0,4431307^2} + \right. \\ &+ \frac{0,0242996(\lambda/\lambda_0)^2}{(\lambda/\lambda_0)^2 - 0,8746453^2} + \\ &\left. + \frac{1,957522(\lambda/\lambda_0)^2}{(\lambda/\lambda_0)^2 - 36,9166^2} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\lambda$  – текущая длина волны (в мкм), а  $\lambda_0 = 1$  мкм. В качестве подложки и покровной среды взят полупро-

водник  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0,7$ ), который имеет показатель преломления  $n_1 \approx 3$  и сравнительно низкие потери в рабочей области длин волн 1–11 мкм [24]. Выбор параметров для плёнки n-GaAs (при комнатной температуре  $T=300$  К) обусловлен требованием фазового синхронизма для встречных мод. Концентрация свободных носителей в плёнке  $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , длина  $L=0,1$  см, т.е. произведение  $n_0L = 10^{12} \text{ см}^{-2}$  даёт пороговое значение, при котором в волноводе ещё не происходит развитие неустойчивости доменного типа. Отметим, что для сохранения стабильности ВПЗ могут потребоваться дополнительные меры, например, согласование нагрузочного сопротивления [3, 17]. Подвижность «неразогретых» электронов  $\mu_0 = 8500 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ , дрейфовая скорость электронов  $v_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ , дифференциальная подвижность  $\mu_d = -0,252$ , коэффициент диффузии  $D = 207 \text{ см}^2/\text{с}$  [25, 26]; напряжённость статического электрического поля  $E_0 = 4 \text{ кВ/см}$ , возмущающее поле  $E_1 \approx 400 \text{ В/см}$ .

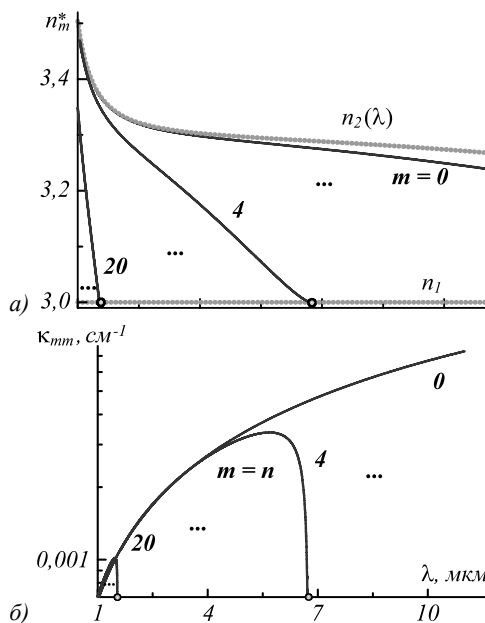


Рис. 2. Зависимости эффективных показателей преломления TE-мод (а) и коэффициентов связи пар одноиндексных ( $m=n$ ) TE-мод от длины волны в n-GaAs волноводе (параметры структуры см. в тексте)

На рис. 2 представлены зависимости от длины волны эффективных показателей преломления  $n_m^* = \beta_m / k_0$  (рис. 2а) для трёх мод разных индексов ( $m=0, 4$  и  $20$ ) и коэффициентов связи пар одноиндексных ( $m=n$ , прямая и обратная) TE-мод (рис. 2б). Область существования эффективных показателей преломления определяется разницей значений асимптот  $n_1=3$  и  $n_2(\lambda)$ . Достаточно большая толщина направляющей плёнки  $t_{WG} = 10$  мкм позволяет, с одной стороны, использовать высокоэффективную связь прямой и обратной мод порядка  $m=0$  на длине волны 10,6 мкм, а с другой стороны, стабилизировать распределение ВПЗ вдоль плёнки, избегая образования домена сильного поля [4].

В силу симметрии волновода нулевая мода не имеет отсечки и существует во всей рассматриваемой области длин волн (рис. 2а). С уменьшением длины волны для мод высших порядков наступает режим отсечки, а число распространяющихся мод растёт [20, 21]. Общее количество мод можно найти из условия модовой отсечки

$$m_{\max} = \left\{ \left( t_{WG} k_0 \sqrt{n_2^2 - n_1^2} - \arctan \sqrt{(n_1^2 - n_3^2) / (n_2^2 - n_1^2)} \right) / \pi \right\}_{\text{int}} + 1, \quad (13)$$

где “int” означает целую часть выражения. При выбранных параметрах на длине волны  $\lambda_0 = 1$  мкм максимальное количество мод достигает 37.

Из рис. 2б видно, что при смещении в длинноволновую область коэффициенты связи мод высших порядков (кроме нулевой) возрастают до максимума, а затем уменьшаются с приближением к отсечке. Наиболее эффективно связываются прямая и встречная моды с индексом  $m=0$ , причём их коэффициент связи возрастает при смещении в область больших длин волн. Оптическую накачку в n-GaAs в видимой области (на длине волны  $\lambda=0,63$  мкм, например) можно осуществить, например, с помощью импульсно-периодического лазера на красителе (родамин В) [27]. В данном случае для этого целесообразно использовать CO<sub>2</sub>-лазер. Оценка показывает, что прямая и обратная волны отличаются по частоте на величину частоты ВПЗ  $\Omega \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Отметим, что в реальном эксперименте потери сигнальной волны могут быть сведены к нулю за счёт усиления при рамановском (комбинационном) рассеянии или путём использования узкополосных бриллюэновских усилителей [28, 29].

Далее для анализа режимов усиления и генерации были построены изолинии, или контуры равных коэффициентов усиления  $R = |E_r(0) / E_i(0)|^2$  для обратной TE<sub>0</sub>-моды (связываемой с падающей TE<sub>0</sub>-модой) (рис. 3) и для прямой TE<sub>0</sub>-моды  $T = |E_i(L) / E_i(0)|^2$  (рис. 4) на плоскости  $\Delta\beta L - \gamma L$ .

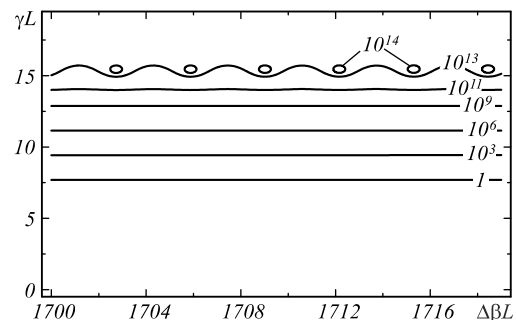


Рис. 3. Контуры равных коэффициентов усиления обратной TE-моды ( $n=0$ ) на плоскости  $\Delta\beta L - \gamma L$ ; длина волны  $\lambda = 10,6$  мкм, толщина плёнки  $t_{WG} = 10$  мкм, длина резонатора  $L = 0,1$  см, коэффициент связи  $\kappa_{00} \approx 0,007 \text{ см}^{-1}$

Из рис. 3 следует, что для возникновения усиления обратной волны по интенсивности (более чем в

1 раз) необходимый уровень оптической накачки должен составлять около  $80 \text{ см}^{-1}$ . Генерируемым модам соответствуют центры замкнутых изолиний. Как видно из рисунка, они отстоят друг от друга на величину  $\Delta\beta L \approx 3$  единицы. Значение коэффициента отражения  $R$  в этих областях превышает  $10^{14}$ . Исходя из выбранных параметров, фазовое рассогласование  $\Delta\beta$  составляет приблизительно  $1,71 \text{ мкм}^{-1}$ . Это означает, что в данном волноводе возможно осуществить генерацию обратной оптической моды типа  $TE_0$ , которая примерно соответствует третьей справа области замкнутых изолиний на рис. 3.

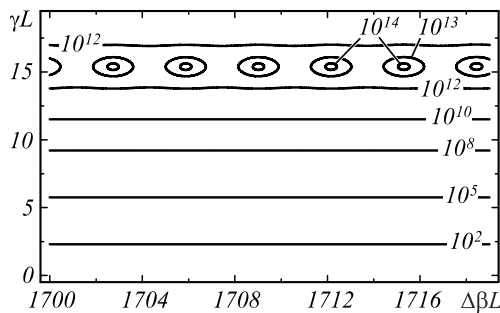


Рис. 4. Контурные равных коэффициентов усиления прямой  $TE$ -моды ( $m = 0$ ) от величин  $\Delta\beta L$  и  $\gamma L$ ; параметры те же, что для рис. 3

Аналогичный вид имеют контуры равного усиления прямой волны на выходе из резонатора  $T(L)$ , показанные на рис. 4. При усилении  $\gamma \approx 150 \text{ см}^{-1}$  в выбранной области фазовой расстройки генерируется 6 прямых волн, одна из которых соответствует выбранным параметрам (третья справа пара замкнутых изолиний на рис. 4). Таким образом, в результате должной настройки длины резонатора  $L$  и подбора материальных параметров волновода можно осуществить одновременную генерацию прямой и встречной лазерных мод на заданной частоте.

### Выводы

В ходе проведенного анализа найдены условия усиления и генерации разностного синхронизированного оптического излучения в полупроводниковом волноводе на основе  $n\text{-GaAs}$ . Обнаружено, что, несмотря на малое значение величины  $\kappa_{mm}L \approx 0,001 \ll 1$ , на выбранной длине волны ( $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ) возможна генерация пар встречных  $TE$ -мод с одинаковыми индексами ( $m = n = 0$ ) для соответствующей фазовой отстройки  $\Delta\beta L$  при условии, что уровень оптической накачки обеспечивает усиление  $\gamma$  порядка  $150 \text{ см}^{-1}$ . Это сопоставимо с пороговым уровнем усиления ( $\gamma \approx 100 \text{ см}^{-1}$ ) в гофрированном волноводном лазере [19]. Преимуществом предлагаемой схемы по сравнению с гофрированным волноводным лазером является наличие управляемой ВПЗ-решётки. Настройка разностной частоты ВПЗ может осуществляться путём выбора степени легирования полупроводника, изменения амплитуды и по-

лярности внешнего электрического поля  $E_0$ , а также температурного режима. Полученные результаты могут быть использованы для создания перестраиваемых полупроводниковых лазерных излучателей на основе ВПЗ-оптического взаимодействия.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию на НИР №3.8154.2017/БЧ (Д.Г.С., И.С.П.), финансовой поддержке РФФИ, № проекта 19-42-730005 (И.С.П., И.О.З., Д.Г.С.), проекта SPEACS Регионального совета Бретани, Франция (Ю.С.Д.).

### Литература

1. Левинштейн, М.Е. Эффект Ганна / М.Е. Левинштейн, Ю.К. Пожела, М.С. Шур. – Москва: Советское радио, 1975.
2. Барыбин, А.А. Волны в тонкоплёночных полупроводниковых структурах с горячими электронами / А.А. Барыбин. – Москва: Наука, 1986.
3. Шур, М.С. Современные приборы на основе арсенида галлия / М.С. Шур. – Москва: Мир, 1991.
4. Барыбин, А.А. Перспективы интегральной электроники СВЧ / А.А. Барыбин, И.Б. Вендик, О.Г. Вендик, Б.А. Калиникос, И.Г. Мироненко, Л.Г. Тер-Мартirosян // Микроэлектроника. – 1979. – Т. 8. – С. 3-19.
5. Proklov, V.V. The diffraction of electromagnetic waves by sound in conducting crystals / V.V. Proklov, G.N. Shkerdin, Y.V. Gulyaev // Solid State Communications. – 1972. – Vol. 10. – P. 1145-1150.
6. Proklov, V.V. Observation of light diffraction on electronic waves in piezosemiconductors / V.V. Proklov, V.I. Mirgorodsky, G.N. Shkerdin, Y.V. Gulyaev // JETP Letters. – 1974. – Vol. 19. – P. 7-8. – DOI: 10.1016/0038-1098(74)90074-X.
7. Ridley, B.K. The possibility of negative resistance effects in semiconductors / B.K. Ridley, T.B. Watkins // Proceedings of the Physical Society. – 1961. – Vol. 78. – P. 293-304. – DOI: 10.1088/0370-1328/78/2/315.
8. Брыксин, В.В. Теория волн пространственного заряда в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью / В.В. Брыксин, П. Кляйнерт, М.П. Петров // Физика твёрдого тела. – 2003. – Т. 45, № 11. – С. 1946-1954.
9. Чайка, Г.Е. Дифракция светового излучения на волнах пространственного заряда / Г.Е. Чайка, В.Н. Мальнев, М.И. Панфилов // Оптика и Спектроскопия. – 1996. – Т. 81. – С. 481-483.
10. Барыбин, А.А. Параметрическое взаимодействие волн пространственного заряда в тонкоплёночных полупроводниковых структурах / А.А. Барыбин, А.И. Михайлов // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70. – С. 48-52.
11. Санников, Д.Г. Брэгговское отражение света на волнах пространственного заряда в полупроводниковом волноводе / Д.Г. Санников, Д.И. Семенов // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32. – С. 68-76.
12. Санников, Д.Г. Волновое взаимодействие света с усиливающейся волной пространственного заряда / Д.Г. Санников, Д.И. Семенов // Физика твёрдого тела. – 2007. – Т. 49, Вып. 3. – С. 468-472.
13. Семенов, Д.И. Коллинеарное взаимодействие волноводных оптических мод с усиливающейся волной пространственного заряда / Д.И. Семенов, Д.Г. Санников // Оптика и спектроскопия. – 2007. – Т. 102. – С. 656-660.

14. Семенцов, Д.И. Преобразование волноводных мод на усиливающейся волне пространственного заряда / Д.И. Семенцов, Д.Г. Санников, // Доклады Академии Наук. – 2008. – Т. 422, № 1. – С. 40-44.
15. Санников, Д.Г. Коллинеарное взаимодействие света с волнами пространственного заряда в полупроводниковом волноводе / Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов // Радиотехника и Электроника. – 2006. – Т. 51, № 6. – С. 720-727.
16. Zhong, Y. Degenerately doped InGaBiAs:Si as a highly conductive and transparent contact material in the infrared range / Y. Zhong, P.B. Dongmo, L. Gong, S. Law, B. Chase, D. Wasserman, J.M.O. Zide // Optical Materials Express. – 2013. – Vol. 3, Issue 8. – P. 1197-1204. – DOI: 10.1364/OME.3.001197.
17. Давыдова, Н.С. Диодные генераторы и усилители СВЧ / Н.С. Давыдова, Ю.З. Данюшевский. – Москва: Радио и связь, 1986.
18. Кэрролл, Д. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Д. Кэрролл. – Москва: Мир, 1972.
19. Ярив, А. Квантовая электроника / А. Ярив. – Москва: Советское радио, 1980.
20. Adams, M.J. An introduction to optical waveguides / M.J. Adams. – New York: John Wiley & Sons, 1981.
21. Hunsperger, R.G. Integrated optics: Theory and technology / R.G. Hunsperger. – 6<sup>th</sup> ed. – New York: Springer Science+Business Media, 2009.
22. Ярив, А. Введение в оптическую электронику / А. Ярив. – Москва: Высшая школа, 1988.
23. Skauli, T. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics / T. Skauli, P.S. Kuo, K.L. Vodopyanov, T.J. Pinguet, O. Levi, L.A. Eyres, J.S. Harris, M.M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, E. Lallier // Journal of Applied Physics. – 2003. – Vol. 94. – P. 6447-6455. – DOI: 10.1063/1.1621740.
24. Adachi, S. Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, and In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> / S. Adachi // Journal of Applied Physics. – 1989. – Vol. 66. – P. 6030-6040. – DOI: 10.1063/1.343580.
25. Shur, M. GaAs devices and circuits / M. Shur. – New York: Plenum Press, 1987.
26. Blakemore, J.S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide / J.S. Blakemore // Journal of Applied Physics. – 1982. – Vol. 53. – P. R123-R181. – DOI: 10.1063/1.331665.
27. Nakamura, M. Laser oscillation in epitaxial GaAs waveguides with corrugation feedback / M. Nakamura, H.W. Yen, A. Yariv, E. Garmire, S. Somekh, H.L. Garvin, // Applied Physics Letters. – 1973. – Vol. 23. – P. 224-225. – DOI: 10.1063/1.1654867.
28. Дадоевкова, Ю.С. Разностная генерация THz излучения на основе параметрического трехволнового взаимодействия в кристаллах CdTe и ZnTe / Ю.С. Дадоевкова, И.О. Золотовский, И.С. Паняев, Д.Г. Санников // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 124, Вып. 5. – P. 678-685. – DOI: 10.21883/OS.2018.05.45952.302-17-17.
29. Золотовский, И.О. Генератор излучения в дальнем ИК и ТГц диапазонах на основе нелинейных метаматериалов с реализуемым отрицательным значением показателя преломления / И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, Р.Н. Минвалиев, В.А. Остаточников // Оптика и спектроскопия. – 2014. – Т. 117, Вып. 5. – С. 847-857. DOI: 10.7868/S0030403414110257.

#### Сведения об авторах

**Дадоевкова Юлия Сергеевна**, 1987 года рождения, в 2014 защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Работает старшим научным сотрудником научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ и сотрудником лаборатории Lab-STICC, (г. Брест, Франция). Область научных интересов: магнитооптика, фотонные кристаллы, эффект Керра, эффект Фарадея, нелинейная оптика, эффект Гуса–Хенхен. E-mail: [yulidad@gmail.com](mailto:yulidad@gmail.com).

**Золотовский Игорь Олегович**, 1973 года рождения, в 1995 году окончил физико-математический факультет филиала МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Ульяновске (сейчас — Ульяновский государственный университет). Кандидат физико-математических наук, заместитель директора по науке научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ. Область научных интересов: интегральная волоконная оптика, квантовая электроника, нелинейные волны, оптические солитоны, волоконные датчики, лазеры и логические элементы, волоконные лазеры в медицине и технике, оптика метаматериалов, сверхсветовые волновые пакеты. E-mail: [rafzol.14@mail.ru](mailto:rafzol.14@mail.ru).

**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). В 2017 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Работает научным сотрудником 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](mailto: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, доцент, работает ведущим научным сотрудником научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ, профессором кафедры радиофизики и электроники УлГУ. Область научных интересов: интегральная оптика, фотонные кристаллы, оптические волноводы, лазерные среды. E-mail: [sannikov-dg@yandex.ru](mailto:sannikov-dg@yandex.ru).

ГРНТИ: 29.33.15

Поступила в редакцию 25 июня 2019 г. Окончательный вариант – 15 ноября 2019 г.

---

# Modeling the generation of optical modes in a semiconductor waveguide with distributed feedback formed by a space charge wave

Yu.S. Dadoenkova<sup>1,2</sup>, I.O. Zolotovskiy<sup>1</sup>, I.S. Panyaev<sup>1</sup>, D.G. Sannikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ulyanovsk State University (USU), 432970, Ulyanovsk, Russia, L.Tolstoy street, 42,

<sup>2</sup>Lab-STICC (UMR 6285), CNRS, ENIB, 29238, France, Brest Cedex 3

## Abstract

The amplification and generation of optical TE waves arising on a lattice formed by a space charge wave in a planar waveguide based on a donor-doped semiconductor (gallium arsenide) n-GaAs are considered. The region of interaction is limited by contacts with a constant electric field applied between them, which, while operating in the Gunn oscillations suppression mode, generates a small-signal periodic inhomogeneity. Reflection and transmission regimes for same-index TE modes propagating in the waveguide structure are investigated depending on the phase mismatch and the pump level. It is shown that even with a relatively small modulation depth of the dielectric constant (about  $10^{-5}$ ), under conditions of high optical pumping (with a gain of about  $150 \text{ cm}^{-1}$ ) and a corresponding detuning from phase matching there is the possibility of not only amplifying the direct and backward (reflected) optical modes, but also their generation. The advantage of the considered effects is that they enable flexible control of parameters of the dynamic lattice. The results obtained can be used to create semiconductor laser generators based on the interaction of the optical modes and a space charge wave.

**Keywords:** space charge wave, light generation, semiconductor.

**Citation:** Dadoenkova YuS, Zolotovskiy IO, Panyaev IS, Sannikov DG. Modeling the generation of optical modes in a semiconductor waveguide with distributed feedback formed by a space charge wave. *Computer Optics* 2020; 44(2): 183-188. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-587.

**Acknowledgements:** The work was supported by the RF Ministry of Science and Higher Education (projects No. 3.8154.2017/BP (I.S.P. and D.G.S.), No. 14.Z50.31.0015, Government Contract No. 3.7614.2017 / P220 (Yu.S.D.), by RFBR, project number 19-42-730005 (I.S.P., I.O.Z., D.G.S), by the Regional Council of Brittany, France (Project SPEACS) (Yu.S.D.).

## References

- [1] Levinstein ME, Pozhela YuK, Schur MS. Gunn's effect [In Russian]. Moscow, "Sovetskoe Radio" Publisher; 1975.
  - [2] Barybin AA. Waves in thin-film semiconductor structures with hot electrons [In Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1986.
  - [3] Schur MS. Modern devices on the basis of gallium arsenide [In Russian]. Moscow: "Mir" Publisher; 1991.
  - [4] Barybin AA, Vendik IB, Vendik OG, Kalinikos BA, Mironenko IG, Ter-Martirosyan LG. Perspectives of the microwave integral electronics [In Russian]. *Microelectronics* 1979; 8: 3-19.
  - [5] Proklov VV, Shkerdin GN, Gulyaev YV. The diffraction of electromagnetic waves by sound in conducting crystals. *Solid State Commun* 1972; 10: 1145-1150.
  - [6] Proklov VV, Mirgorodsky VI, Shkerdin GN, Gulyaev YV. Observation of light diffraction on electronic waves in piezosemiconductors. *JETP Lett* 1974; 19: 7-8. DOI: 10.1016/0038-1098(74)90074-X.
  - [7] Ridley BK, Watkins TB. The possibility of negative resistance effects in semiconductors. *Proc Phys Soc* 1961; 78: 293-304. DOI: 10.1088/0370-1328/78/2/315.
  - [8] Bryksin VV, Kleinert P, Petrov MP. Theory of space-charge waves in semiconductors with negative differential conductivity. *Physics of the Solid State* 2003; 45(11): 2044-2052.
  - [9] Chaika GE, Malnev VN, Panfilov MI. Diffraction of luminous radiation on waves of a space charge [In Russian]. *Optika i Spectroscopiya* 1996; 81: 481-483.
  - [10] Barybin AA, Mikhaïlov AI. Parametric interaction of space-charge waves in thin-film semiconductor structures. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics* 2000; 70(2): 189-193.
  - [11] Sannikov DG, Sementsov DI. Bragg reflection of light on waves of a space charge in a semiconductor wave guide [In Russian]. *Pisjma v GTF* 2206; 32(6): 68-76.
  - [12] Sannikov DG, Sementsov DI. Waveguide interaction between light and an amplified space-charge wave. *Physics of the Solid State* 2007; 49(3): 488-492.
  - [13] Sementsov DI, Sannikov DG. Collinear interaction of waveguide optical modes with the amplifying wave of a space charge. *Optics and Spectroscopy* 2007; 102: 599-602.
  - [14] Sementsov DI, Sannikov DG. Transformation of waveguide modes by intensifying space-charge waves. *Doklady Physics* 2008; 53(9): 480-484.
  - [15] Sannikov DG, Sementsov DI. Collinear interaction of light with space-charge waves in a semiconductor waveguide. *Journal of Communications Technology and Electronics* 2006; 51(6): 677-684.
  - [16] Zhong Y, Dongmo PB, Gong L, Law S, Chase B, Wasserman D, Zide JMO. Degenerately doped InGaBiAs:Si as a highly conductive and transparent contact material in the infrared range. *Opt Mater Express* 2013; 3(8): 1197-1204. DOI: 10.1364/OME.3.001197.
  - [17] Davydova NS, Danyushevsky YuZ. Diode generators and very high frequency amplifiers [In Russian]. Moscow: "Radio i Svyaz" Publisher; 1986.
  - [18] Carroll JE. Hot electron microwave generators. American Elsevier Publishing Company; 1970.
-

- 
- [19] Yariv A. Quantum electronics. 3<sup>rd</sup> ed. New York: John Wiley & Sons; 1975.
- [20] Adams MJ. An introduction to optical waveguides. New York: John Wiley & Sons; 1981.
- [21] Hunsperger RG. Integrated optics: Theory and technology. 6<sup>th</sup> ed. New York: Springer Science+Business Media; 2009.
- [22] Yariv A. Introduction to optical electronics. New York: Holt, Rinehart and Winston; 1976.
- [23] Skauli T, Kuo PS, Vodopyanov KL, Pinguet TJ, Levi O, Eyres LA, Harris JS, Fejer MM, Gerard B, Becouarn L, Lallier E. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics. J Appl Phys 2003; 94: 6447-6455. DOI: 10.1063/1.1621740.
- [24] Adachi S. Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, and In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>. J Appl Phys 1989; 66: 6030-6040. DOI: 10.1063/1.343580.
- [25] Shur M. GaAs devices and circuits. New York: Plenum Press; 1987.
- [26] Blakemore JS. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. J Appl Phys 1982; 53: R123-R181. DOI: 10.1063/1.331665.
- [27] Nakamura M, Yen HW, Yariv A, Garmire E, Somekh S, Garvin HL. Laser oscillation in epitaxial GaAs waveguides with corrugation feedback. Appl Phys Lett 1973; 23: 224-225. DOI: 10.1063/1.1654867.
- [28] Yu.S. Dadoyenkova, I.O. Zolotovskiy, I.S. Panyaev, D.G. Sannikov, Differential generation of THz of radiation on the basis of parametrical three-wave interaction in crystals of CdTe and ZnTe. Optics and Spectroscopy 2018; 124: 712-719. DOI: 10.1134/S0030400X18050053.
- [29] Zolotovskii IO, Korobko DA, Minvaliev RN, Ostatochnikov VA. A generator of far-infrared and terahertz radiation in nonlinear metamaterials exhibiting negative index of refraction. Optics and Spectroscopy 2014; 117(5): 822-831. DOI: 10.1134/S0030400X14110253.
- 

### *Authors' information*

**Yulia Sergeevna Dadoyenkova**, (b. 1987), Candidate of Sciences in Physics and Mathematics (2014). She works as the senior researcher at the Technological Research Institute of Ulyanovsk State University and as the researcher at the Lab-STICC (France, Brest). Her research interests are magneto-optics, photonic crystals, Kerr's effect, Faraday's effect, nonlinear optics, Goos-Hanchen effect. E-mail: [yulidad@gmail.com](mailto:yulidad@gmail.com).

**Igor Olegovich Zolotovskii** (b. 1973) graduated from Ulyanovsk State University in 2012, graduated from the Lomonosov Moscow State University Branch in Ulyanovsk (presently, Ulyanovsk State University or UISU) in 1996, majoring in Solid State Physics. Currently he works as the deputy director for science at the Technological Research Institute of Ulyanovsk State University. Research interests are integrated and fiber optics, quantum electronics, nonlinear waves, optical solitons, fiber sensors, lasers and logical elements, fiber lasers in medicine and the equipment, optics of metamaterials, light wave packages. E-mail: [rafzol.14@mail.ru](mailto:rafzol.14@mail.ru).

**Ivan Sergeevich Panyaev** (b. 1990) graduated from the UISU in 2012, majoring in Radiophysics and Electronics. Candidate of Sciences in Physics and Mathematics (2017). Currently he works as the researcher at the Technological Research Institute of Ulyanovsk State University. Research interests are multilayered structures optics, nonlinear optics, polaritons. E-mail: [panyaev.ivan@rambler.ru](mailto: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 the Radio Physics and Electronics department of UISU and the leading researcher at the Technological Research Institute of UISU. His research interests are integrated optics, photon crystals, optical wave guides, laser environments. E-mail: [sannikov-dg@yandex.ru](mailto:sannikov-dg@yandex.ru).

---

*Received June 25, 2019. The final version – November 15, 2019.*

---