

Исследование одномодового режима распространения оптического излучения в интегральных микроволноводах из арсенида галлия

В.В. Витько, О.А. Крылова, А.В. Еськов, А.Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

Аннотация: Работа посвящена исследованию одномодового режима распространения оптического излучения в интегральных микроволноводах прямоугольного поперечного сечения из арсенида галлия. Для решения уравнений Максвелла был использован полуаналитический улучшенный метод Маркатили. Проведено численное моделирование дисперсионных характеристик электромагнитных волн оптического диапазона в интегральных микроволноводах гребенчатого и канального типов. Получено распределение напряженности электрического поля и сформулированы рекомендации для реализации одномодового режима распространения волн в исследованных волноводах.

Ключевые слова: оптические интегральные микроволноводы; арсенид галлия; улучшенный метод Маркатили

1. Введение

Интегральная фотоника за последние пятьдесят лет оказала значительное влияние на современную технику связи и обработки сигналов. Интерес исследователей в этой области обусловлен возможностью микроминиатюризации оптических систем и устройств, а также созданием гибридных оптоэлектронных схем, сочетающих как активные, так и пассивные компоненты на едином кристалле [1]. Перспективным классом материалов для создания фотонных интегральных схем (ФИС), применяемых для генерации, передачи и обработки сигналов на телекоммуникационных длинах волн (1.55 мкм), является группа полупроводников $A^{III}B^V$ [2-3]. Арсенид галлия и его соединения с алюминием и индием позволяют реализовать на одном кристалле различные элементы ФИС, такие как волноводы [2-5], микрокольцевые резонаторы [6], интерферометры [7], лазеры [8-9] и фотодетекторы [5].

Основным элементом ФИС является микроволновод прямоугольного поперечного сечения. В зависимости от технологии изготовления существует несколько типов микроволноводов из GaAs/AlGaAs [1,10-12], среди которых следует выделить микроволноводы гребенчатого и канального типов, как наиболее простые в реализации и позволяющие получить наименьшие потери на распространение [10, 11 - 12]. Так, микроволновод канального типа представляет собой сердцевину, выполненную из GaAs, полностью окруженную обкладкой из $Al_xGa_{1-x}As$ [12] или SiO_2 [13]. Гребенчатый микроволновод состоит из волноведущего слоя GaAs на поверхности подложки из $Al_xGa_{1-x}As$, окруженный воздухом, либо другим диэлектриком с высоким контрастом преломления по отношению к подложке [3]. Целью данной работы является исследование одномодового режима распространения оптического излучения в интегральных гребенчатых и канальных микроволноводах из арсенида галлия.

2. Теоретическая модель

Рассмотрим распространение плоской монохроматической электромагнитной волны оптического диапазона в волноведущей структуре, представленной в общем

виде на рис. 1. Угловые области, заштрихованные на рисунке, исключены из рассмотрения.

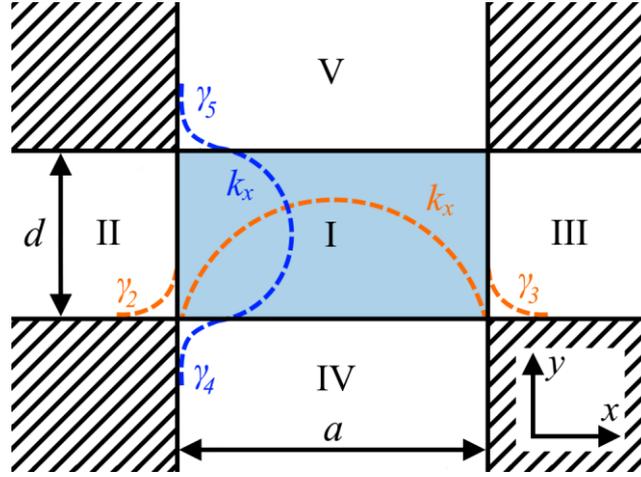


Рисунок 1. Поперечное сечение оптической волноведущей структуры.

Поперечные компоненты напряженностей электрического и магнитного полей связаны с продольными составляющими через уравнения Максвелла [14]:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{-i}{K_j^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial x} + \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} \right), & H_x &= \frac{-i}{K_j^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial x} - \omega \varepsilon_0 n_j^2 \frac{\partial E_z}{\partial y} \right), \\ E_y &= \frac{-i}{K_j^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} \right), & H_y &= \frac{-i}{K_j^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial y} + \omega \varepsilon_0 n_j^2 \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где $K_j^2 = n_j^2 k_0^2 - \beta^2$ – поперечное волновое число области с номером j , а n_j – её коэффициент преломления, $k_0 = \omega/c$ – волновой вектор в свободном пространстве, ω – циклическая частота, c – скорость света β – продольное волновое число, μ_0 и ε_0 – магнитная и диэлектрическая постоянные, соответственно.

Продольные составляющие напряженностей электрического E_z и магнитного H_z полей находятся из волновых уравнений, записанных для каждой области:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + K_j^2 E_z = 0, \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + K_j^2 H_z = 0. \quad (2)$$

Основная часть энергии оптического излучения сосредоточена в сердцевине волновода (см. область I на рис. 1) и описывается поперечными компонентами волнового вектора k_x и k_y . А в окружающем волновод пространстве (области II–V на рис. 1) распространяются затухающие моды, поле которых экспоненциально убывает и описывается поперечными волновыми числами γ_{2-5} [15].

Следуя методу Маркатили [16], выберем преимущественную ориентацию вектора \mathbf{E} вдоль оси x (мода E^x), при этом компонента $H_x=0$ для областей I, II и III, а компонента $E_y=0$ для областей I, IV и V. Из уравнения (2) найдем E_z и H_z для каждой из областей. Применение всех восьми электродинамических граничных условий на границах I-II и I-III позволяет выразить амплитуды в этих областях через амплитуду электрического поля в области I. Равенство нулю определителя матрицы

полученной системы уравнений позволяет получить дисперсионное уравнение для k_x , которое в случае волновода бесконечной ширины ($a \rightarrow \infty$) переходит в решение для ТМ-моды в планарном волноводе [16]. Далее применение граничных условий на границах I-IV и I-V также позволяет выразить амплитуды в этих областях через амплитуду поля в области I и получить дисперсионное уравнение для k_y . Данное уравнение переходит в решение для ТЕ-моды в планарном волноводе ($d \rightarrow \infty$) [14]. Тогда дисперсионное уравнение для моды E^x представляет собой следующую систему:

$$\begin{cases} \tan[k_x a] = \frac{n_1^2 k_x (n_3^2 \gamma_2 + n_2^2 \gamma_3)}{n_2^2 n_3^2 k_x^2 - n_1^4 \gamma_2 \gamma_3}, \\ \tan[k_y d] = \frac{k_y (\gamma_4 + \gamma_5)}{k_y^2 - \gamma_4 \gamma_5}, \end{cases} \quad (3)$$

где $\gamma_2^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2 - k_x^2$, $\gamma_3^2 = (n_1^2 - n_3^2)k_0^2 - k_x^2$, $\gamma_4^2 = (n_1^2 - n_4^2)k_0^2 - k_y^2$ и $\gamma_5^2 = (n_1^2 - n_5^2)k_0^2 - k_y^2$ – поперечные волновые числа затухающих волн в соответствующих областях. При этом продольное волновое число связано с поперечными компонентами волнового вектора через следующее соотношение:

$$\beta^2 = n_1^2 k_0^2 - k_x^2 - k_y^2. \quad (4)$$

Решая совместно систему (3) и уравнение (4) получим значения β , k_x и k_y на заданной частоте. Зависимость $\beta(\omega)$ является дисперсионной характеристикой. Для удобства интерпретации результатов введем эффективный показатель преломления в виде $n_{eff} = \beta/k_0$.

Для случая преимущественной ориентации вектора \mathbf{E} вдоль оси y (мода E^y) компонента $H_y=0$ для областей I, II и III, и компонента $E_x=0$ для областей I, IV и V. Дисперсионные уравнения и поперечные компоненты напряженностей электрического и магнитного полей выводятся аналогичным образом.

Следует отметить, что данный метод хорошо зарекомендовал себя для описания волноводов с низким контрастом показателей преломления. Однако для описания волноведущих структур с высоким контрастом показателей преломления следует использовать улучшенный метод Маркатили, подробно описанным в работе [15]. В этом подходе при выборе преимущественного направления вектора \mathbf{E} (выбор моды E^x или E^y) компоненты напряженностей электрического и магнитного полей в областях II – V не обращаются в ноль. Так, в случае моды E^x напряженность электрического поля $E_y \neq 0$ в областях IV и V, а напряженность магнитного поля $H_x \neq 0$ в областях II и III. Это позволяет определить амплитуды напряженностей полей с учетом затухающих мод, обладающих всеми компонентами поля в соответствующих областях. Важно отметить, что полученное с применением описанного метода дисперсионное уравнение совпадает с системой (3). Описанный подход зарекомендовал себя как наиболее точный полуаналитический метод описания дисперсии оптического излучения в микроволноводах прямоугольного сечения с высоким контрастом показателей преломления [15].

3. Моделирование одномодового режима распространения оптического излучения

Для исследования одномодового режима необходимо определить геометрические размеры волновода, в котором будет разрешено распространение только одной монохроматической волны. Для нахождения толщины, после которой распространение высших мод разрешено, воспользуемся условием полного внутреннего отражения на границах I-IV и I-V. В общем случае, представленном на рис. 1, выражения, описывающие количество распространяющихся в волноводе толщиной d мод E^x и E^y , выглядят следующим образом:

$$M^{E^x} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_4^2} - \arctg \left(\sqrt{\frac{n_4^2 - n_5^2}{n_1^2 - n_4^2}} \right) \right),$$

$$M^{E^y} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_4^2} - \arctg \left(\sqrt{\left(\frac{n_1^2}{n_5^2} \right) \frac{n_4^2 - n_5^2}{n_1^2 - n_4^2}} \right) \right). \quad (5)$$

Рассмотрим распространение мод с длиной волны $\lambda = 1.55$ мкм ($\omega = 1.215 \cdot 10^{15}$ рад/с) в гребенчатом волноводе с сердцевинкой из GaAs ($n_1=3.444$), сформированном на подложке из $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ ($n_4=3$) в воздухе ($n_2=n_3=n_5=1$). На рис. 2 (а) представлены зависимости, иллюстрирующие количество распространяющихся мод, от толщины d , рассчитанные при помощи выражений (5). Зелеными сплошными линиями показаны результаты расчета для E^x мод, а оранжевыми сплошными – для E^y мод.

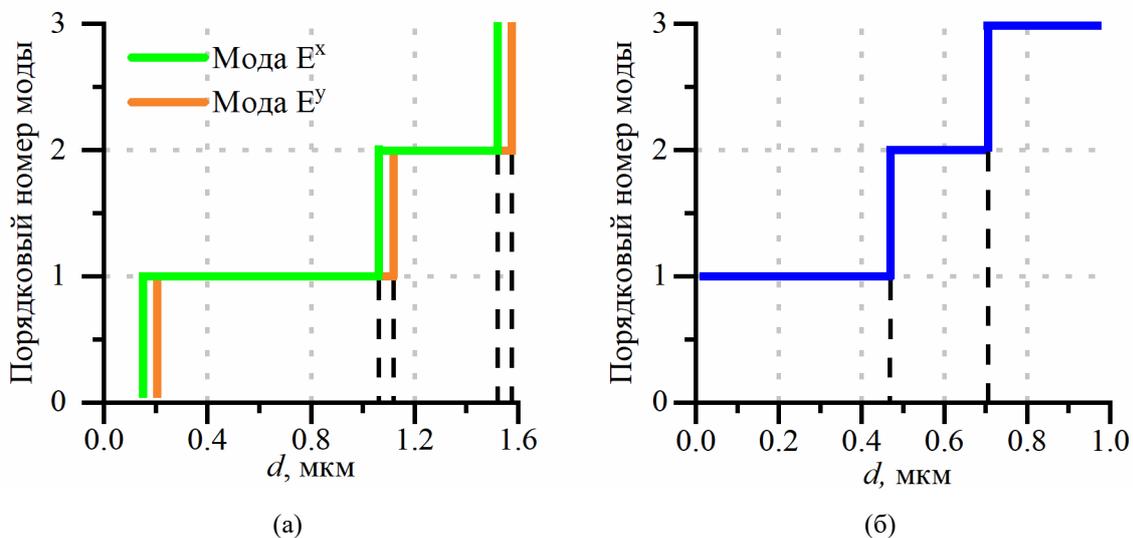


Рисунок 2. Зависимость порядкового номера моды от толщины d для гребенчатого (а) и канального (б) волноводов.

Видно, что реализация одномодового режима работы возможна при толщинах волновода от 0.15 мкм до 1.05 мкм для E^x мод, а для E^y мод от 0.2 мкм до 1.1 мкм. При толщинах, превышающих указанные диапазоны значений, разрешено распространение мод высших порядков. Важно отметить, что при толщинах меньше 0.15 мкм для E^x и 0.2 мкм для E^y нарушается волноводный режим (условие полного внутреннего отражения не выполняется).

Для канального волновода из GaAs ($n_1=3.444$), окруженного $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ ($n_2=n_3=n_4=n_5=3$) выражения (5) могут быть упрощены. Подстановка соответствующих равенств диэлектрических проницаемостей $n_2=n_3=n_4=n_5$ сводит выражения (5) к

следующему: $M = \frac{2d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_{cl}^2}$, где $n_{cl}=3$ – показатель преломления окружающей среды. Следует отметить, что при этом условия для мод E^x и E^y совпадают. Результаты расчета представлены на рис. 2 (б). Многомодовый режим разрешен при толщинах больших чем $d=0.47$ мкм. Отметим, что диапазон толщин, для которых запрещено распространение мод высших порядков, для гребенчатого волновода почти в два раза шире, нежели для канального волновода.

Найдем условие возникновения мод высших порядков для ширины гребенчатого и канального волноводов. Улучшенный метод Маркатили, описание которого приведено ранее, лег в основу программ расчета дисперсионных характеристик и распределения напряженностей электрического и магнитного полей в поперечном сечении гребенчатого и канального волноводов. Для моделирования была выбрана толщина волноводов $d = 0.3$ мкм, что соответствовало условию по толщине для одномодового режима распространения волн заданной поляризации (E^x или E^y).

При моделировании амплитуда напряженности поля в области I рассчитывалась в соответствии с нормировкой потока мощности оптического излучения, проходящего через волновод [15]:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \iint_{\text{области 1-5}} (E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy \right\} = 1 \text{ мВт.} \quad (6)$$

На рис. 3 представлены зависимости эффективного показателя преломления n_{eff} от ширины волноводов a для основных мод E_0^x и E_0^y , а также первых мод высшего порядка E_1^x и E_1^y . Условием распространения мод внутри сердцевин гребенчатого и канального волноводов является $n_{eff} = 3$. При меньших n_{eff} волноводные свойства сохраняются, но моды распространяются преимущественно в оболочке или подложке из $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$.

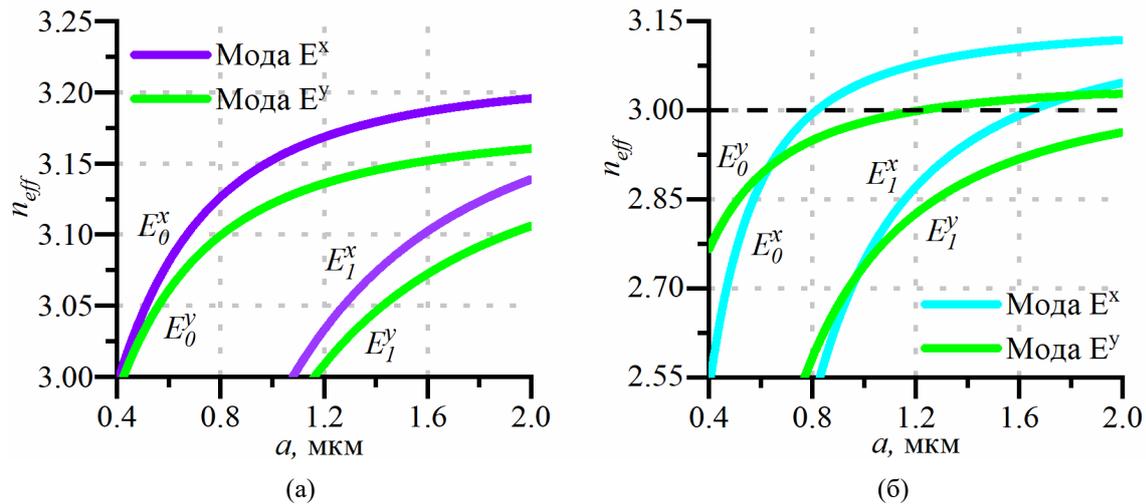


Рисунок 3. Зависимости эффективного показателя преломления n_{eff} от ширины a канального (а) и гребенчатого (б) волноводов для основных мод E_0^x и E_0^y , а также высших мод E_1^x и E_1^y .

Из рис. 3 (а) видно, что в случае канального волновода моды высшего порядка

возникают при ширинах больше 1.08 мкм. Следует отметить, что при ширине меньше 0.4 мкм основная мода распространяется в основном в оболочке. Увеличение ширины приводит к локализации поля моды внутри волновода. Для подтверждения этого явления было проведено моделирование квадрата модуля напряженности электрического поля низших мод различной поляризации (E^x или E^y), распространяющихся в канальных волноводах с поперечными размерами 0.3×0.4 мкм² и 0.3×1 мкм². Результаты представлены на рис. 4. Видно, что в случае поперечного размера 0.3×0.4 мкм² поле моды E^x выходит за пределы сердцевинки преимущественно в области II и III (см. рис. 4, (а)), а для моды E^y поле выходит за пределы сердцевинки в области IV и V (см. рис. 4, (в)). При поперечных размерах 0.3×1 мкм² выход поля моды E^x за пределы области I не значителен (см. рис. 4, (б)), в случае моды E^y электрическое поле выходит в области IV и V (см. рис. 4, (г)), что объясняется преимущественной поляризацией вектора \mathbf{E} , направленной по нормали к подложке (область IV). Таким образом, для реализации одномодового режима при толщинах $d=0.3$ мкм необходимо выбирать моду E_0^x с шириной волновода выше 0.4 мкм и ниже 1.08 мкм.

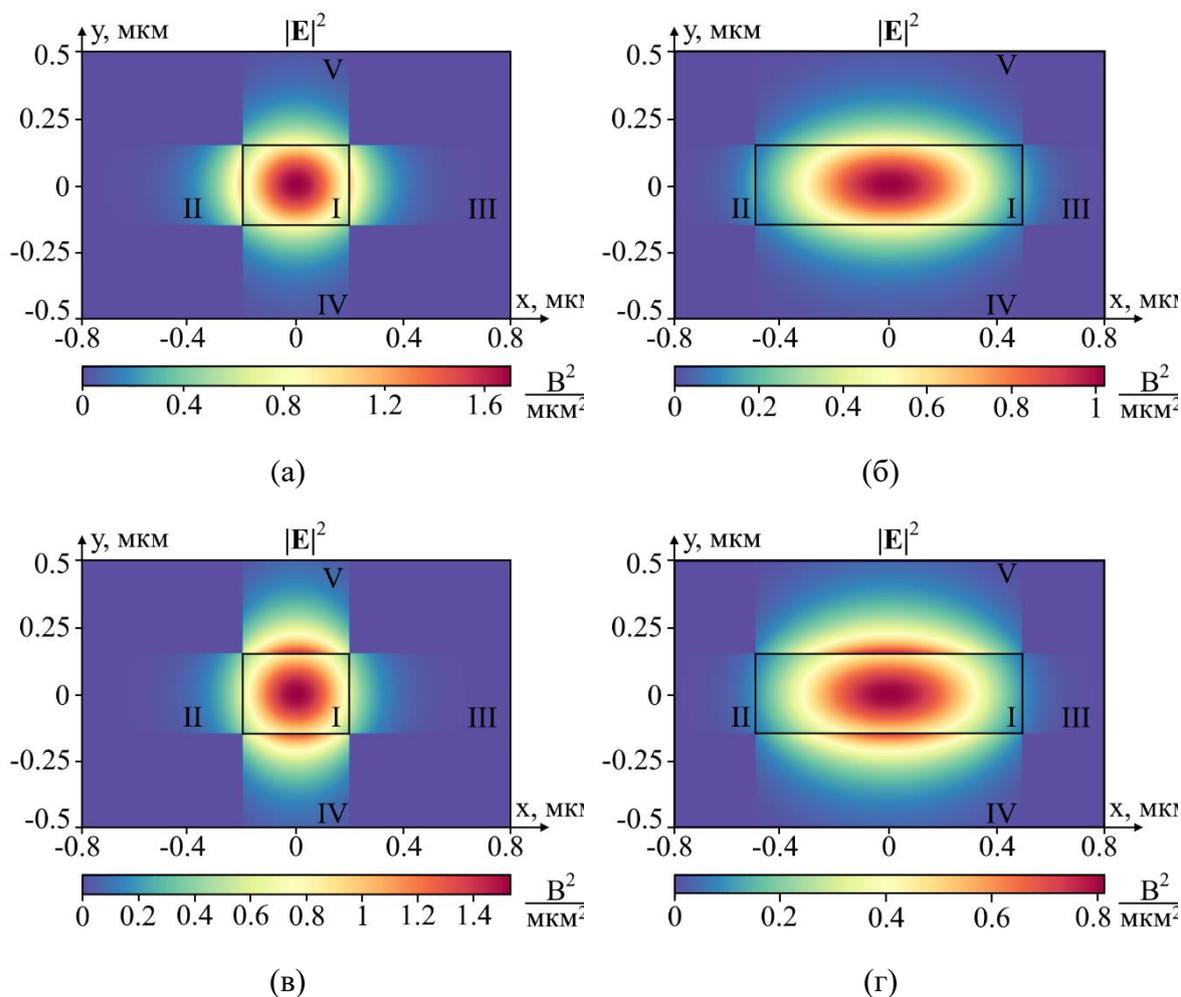


Рисунок 4. Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля мод E_0^x и E_0^y в канальных волноводах с поперечными размерами 0.3×0.4 мкм² (а), (в) и 0.3×1 мкм² (б), (г), соответственно.

Для сравнения одномодовых режимов распространения волн в канальном и гребенчатом волноводах перейдем к рис. 3 (б). Следует отметить, что благодаря

большему контрасту показателей преломления в областях II, III и V по сравнению с областью I, моды E_0^x и E_0^y начинают преимущественно распространяться внутри сердцевинки только при ширине больше 0.75 мкм и 1.2 мкм, соответственно. При меньших ширинах поле преимущественно распространяется в окружающем пространстве (область IV). На рис. 5 представлены результаты моделирования квадрата модуля напряженности электрического поля мод E_0^x и E_0^y в гребенчатом волноводе таких же поперечных размеров, как в случае канальных волноводов.

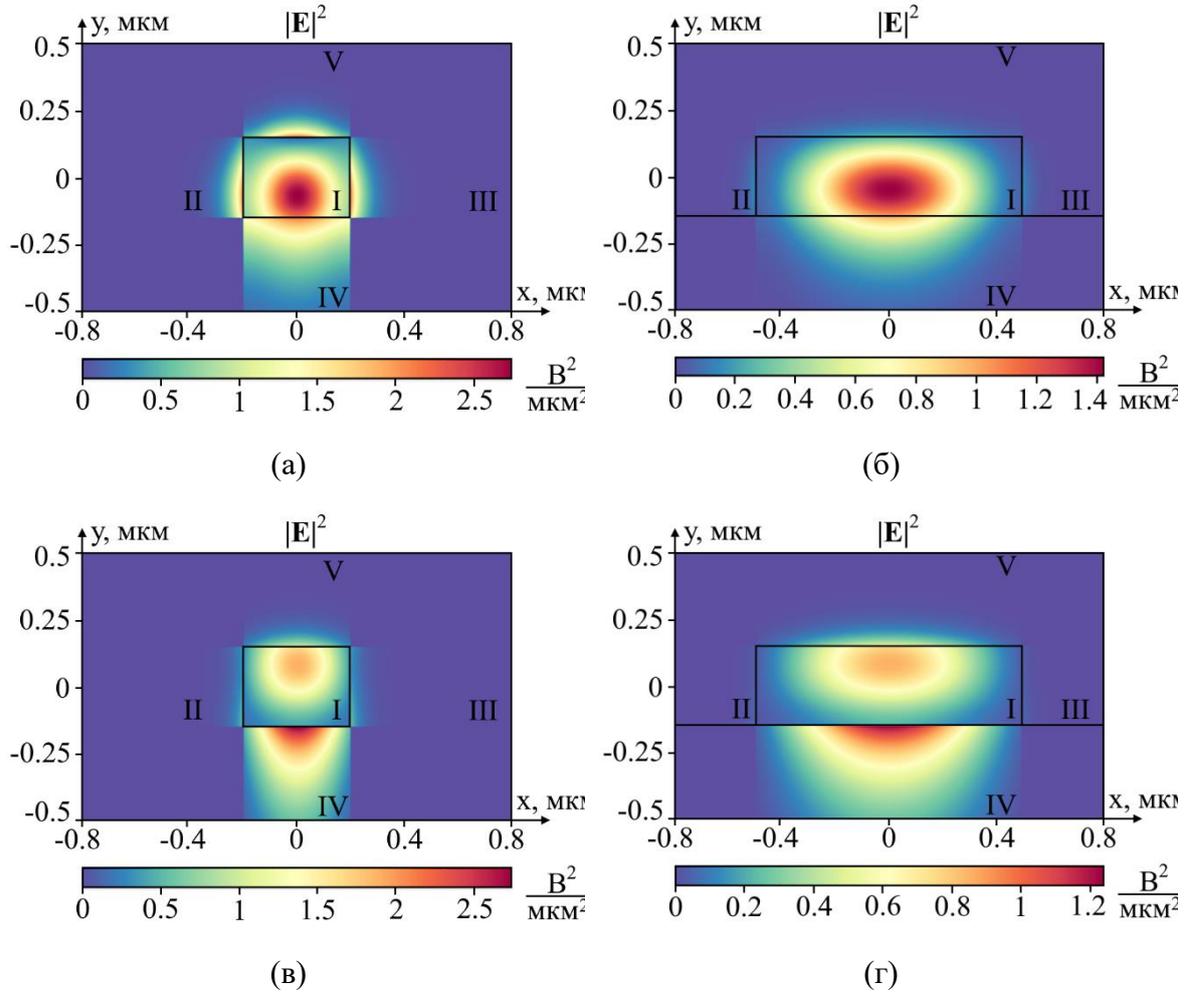


Рисунок 5. Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля мод E_0^x и E_0^y в гребенчатых волноводах с поперечными размерами 0.3×0.4 мкм² (а), (в) и 0.3×1 мкм² (б), (г), соответственно.

Видно, что для случая моды E_0^x в волноводе с поперечным сечением 0.3×0.4 мкм² характерно преимущественное сосредоточение поля в сердцевине (рис. 5, (а)), однако при распространении оптического излучения значительная его часть проникает в область IV, а также частично в области II, III и V. Заметим, что при таких же геометрических размерах мода E_0^y практически полностью распространяется в подложке (рис. 5, (в)). Рассмотрим гребенчатый волновод поперечного сечения 0.3×1 мкм². Мода E_0^x распространяется преимущественно в сердцевине, а мода E_0^y только начинает переходить из подложки в сердцевину, что показано на рис. 5 (б) и (г), соответственно. Важно отметить, что при этом в подложке может

распространяться мода E_1^x (см. рис. 3 (б)). Таким образом, при заданной толщине $d=0.3$ мкм гребенчатого волновода для реализации одномодового режима распространения волн его ширина должна превышать 0.75 мкм, однако, необходимо разрешить противоречие, накладываемое возникновением мод высших порядков в подложке при увеличении его ширины более 0.8 мкм.

3. Заключение

В работе исследован одномодовый режим распространения оптического излучения в интегральных микроволноводах прямоугольного поперечного сечения из арсенида галлия. Определены диапазоны толщин сердцевины, разрешающие распространение только одной моды. В гребенчатом волноводе одномодовый режим наблюдается при значениях толщины от 0.15 мкм до 1.05 мкм для E^x мод, а для E^y мод от 0.2 мкм до 1.1 мкм. В канальном волноводе толщина не должна превышать 0.47 мкм. Для анализа влияния ширины на режим распространения оптического излучения рассчитаны зависимости эффективного показателя преломления от ширины волноведущей области. Было показано, что канальный волновод работает в одномодовом режиме при ширинах, не превышающих 1.08 мкм, а гребенчатый волновод – не превышающих 0.8 мкм. Для сравнения одномодовых режимов распространения волн в канальном и гребенчатом волноводах были промоделированы квадраты модуля напряженности электрического поля. В результате получено, что для канального волновода толщиной $d=0.3$ мкм необходимо выбирать моду E_0^x с шириной волновода выше 0.4 мкм и ниже 1.08 мкм. Случай гребенчатого волновода показывает, что при ширине меньше 0.75 мкм значительная часть поля обеих мод E_0^x и E_0^y распространяется в подложке. Возникает противоречие, которое следует разрешить, так как при ширинах больше 0.8 мкм в подложке становится разрешено распространение высших мод.

Работа поддержана проектом «Госзадание» № FSEE-2020-0005.

Список литературы

1. Mobini E., Espinosa D., Vyas K., Dolgaleva K. AlGaAs Nonlinear Integrated Photonics // *Micromachines*. 2022. Т. 13. № 7. С. 991.
2. Haas J., Stach R., Kolm C., Krska R., Mizaikoff B. Gallium arsenide waveguides as a platform for direct mid-infrared vibrational spectroscopy // *Anal Bioanal Chem*. 2020. Т. 412. № 14. С. 3447–3456.
3. Sieger M., Mizaikoff B. Optimizing the design of GaAs/AlGaAs thin-film waveguides for integrated mid-infrared sensors // *Photon. Res.* 2016. Т. 4. № 3. С. 106.
4. Chang L., Boes A., Pintus P., Peters J. D., Kennedy M., Guo X.-W., Bowers, J. E. Strong frequency conversion in heterogeneously integrated GaAs resonators // *APL Photonics*. 2019. Т. 4. № 3. С. 036103.
5. Sahin D., Gaggero A., Weber J.-W., Agafonov I., Verheijen M. A., Mattioli F., Fiore A. Waveguide Nanowire Superconducting Single-Photon Detectors Fabricated on GaAs and the Study of Their Optical Properties // *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron*. 2015. Т. 21. № 2. С. 1–10.
6. Haas J., Artmann P., Mizaikoff B. Mid-infrared GaAs/AlGaAs micro-ring resonators characterized via thermal tuning // *RSC Adv*. 2019. Т. 9. № 15. С. 8594–8599.
7. Sieger M., Balluff F., Wang X., Kim S.-S., Leidner, L., Gauglitz G., Mizaikoff, B. On-Chip Integrated Mid-Infrared GaAs/AlGaAs Mach-Zehnder Interferometer // *Anal. Chem*. 2013. Т. 85. № 6. С. 3050–3052.
8. Khabibullin R. A., Shchavruk N. V., Pavlov A. Y., Ponomarev D. S., Tomosh K. N., Galiev R. R., Alferov Z. I. Fabrication of a terahertz quantum-cascade laser with a double metal waveguide based on multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures // *Semiconductors*. 2016. Т. 50. № 10. С. 1377–1382.

9. Wang X., Sieger M., Mizaikoff B. Toward on-chip mid-infrared chem/bio sensors using quantum cascade lasers and substrate-integrated semiconductor waveguides / под ред. M. Razeghi. San Francisco, California, USA: , 2013. С. 86312М.
10. Stegeman G. I. et al. AlGaAs below half bandgap: the silicon of nonlinear optical materials //International Journal of Nonlinear Optical Physics. – 1994. – Т. 3. – №. 03. – С. 347-371.
11. Chang L. и др. Low loss (Al)GaAs on an insulator waveguide platform // Opt. Lett. 2019. Т. 44. № 16. С. 4075.
12. Walker R. G. и др. Optimized Gallium Arsenide Modulators for Advanced Modulation Formats // IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. 2013. Т. 19. № 6. С. 138–149.
13. Chang L. и др. Heterogeneously Integrated GaAs Waveguides on Insulator for Efficient Frequency Conversion // Laser & Photonics Reviews. 2018. Т. 12. № 10. С. 1800149.
14. Madsen C. K., Zhao J. H. Optical filter design and analysis a signal processing approach. Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2001.
15. Extension of Marcatili's Analytical Approach for Rectangular Silicon Optical Waveguides / Westerveld W. J., Leinders S. M., van Dogen K. W. A. и др. // J. Lightwave Technol. 2012, Т. 30. № 14. С. 2388–2401.
16. Okamoto K. Fundamentals of optical waveguides. London: Academic Press, 2022. Вып. Third edition.