

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕОРИИ СВЯЗАННЫХ МОД ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ МЕЖМОДОВОЙ СВЯЗИ В ИЗОГНУТЫХ ВОЛНОВОДАХ НА ОСНОВЕ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО НИОБАТА ЛИТИЯ**Д. Н. Москалев^{1,2*}, Е. Д. Вобликов¹, В. В. Криштон^{1,2,3}, В. А. Максименко³, А. Б. Волинцев²**¹ Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Пермь, Россия² Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия³ Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия

* moskalevdn@pnppk.ru

Аннотация. Тонкопленочный ниобат лития, благодаря уникальным свойствам и возможности создания на его основе высококонтрастных волноводов, является перспективным материалом для изготовления быстродействующих фотонных интегральных схем с большим числом элементов на чипе. Однако процесс проектирования и моделирования элементов таких схем на тонкопленочном ниобате лития осложнен наличием анизотропии. Так, например, на X-срезе ниобата лития влияние анизотропии будет проявляться в изменении постоянной распространения мод, а также в перекачке мощности между модами при распространении излучения в плоскости пластины. Рассмотрена связь между фундаментальными ТЕ- и ТМ-модами в изогнутых одномодовых волноводах на X-срезе тонкопленочного ниобата лития. Межмодовая связь проанализирована с помощью теории связанных мод. Коэффициент связи вычислен по формулам, соответствующим случаям анизотропии произвольной и малой величины. Показано, что если рассматривается влияние только анизотропии кристалла, то расчет коэффициентов связи по формулам для произвольной и малой анизотропии дает схожие результаты. Доля перекачанной мощности между фундаментальными ТЕ- и ТМ-модами определялся путем решения уравнений связанных мод с учетом радиуса кривизны, угла поворота волновода и коэффициента связи.

Ключевые слова: теория связанных мод, тонкопленочный ниобат лития, изогнутый оптический волновод

Благодарность: Исследования выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSNM-2023-0006).

Ссылка для цитирования: Москалев Д. Н., Вобликов Е. Д., Криштон В. В., Максименко В. А., Волинцев А. Б. Использование теории связанных мод при моделировании межмодовой связи в изогнутых волноводах на основе тонкопленочного ниобата лития // Изв. вузов. Приборостроение. 2024. Т. 67, № 8. С. 697–712. DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-8-697-712.

USING COUPLED MODE THEORY TO MODEL INTERMODE COUPLINGS IN CURVED WAVEGUIDES BASED ON THIN-FILM LITHIUM NIOBATE**D. N. Moskalev^{1,2*}, E. D. Voblikov¹, V. V. Krishtop^{1,2,3}, V. A. Maksimenko³, A. B. Volyntsev²**¹ Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company, Perm, Russia² Perm State University, Perm, Russia³ Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia

* moskalevdn@pnppk.ru

Abstract. Thin-film lithium niobate, due to its unique properties and the possibility of manufacturing high-contrast waveguides based on it, is a promising material for the production of high-speed photonic integrated circuits with a large number of elements per chip. However, the process of designing and modeling elements of such circuits on thin-film lithium niobate is complicated by the presence of anisotropy. For example, on the X-cut of lithium niobate, the influence of anisotropy will manifest itself in a change in the mode propagation constant, as well as in the transfer of power between modes during the propagation of radiation in the plane of the plate. The coupling between fundamental TE and TM modes in curved single-mode waveguides on the X-cut of thin-film lithium niobate is considered. The intermode coupling is analyzed using the coupled-mode theory. The coupling coefficient is calculated using the formulas corresponding to the cases of arbitrary and small anisotropy. It is shown that if only the influence of the crystal anisotropy is considered, then the calculation of the coupling coefficients using the formulas for arbitrary and small anisotropy gives similar results. The volume of the transferred power between the fundamental TE and TM modes is determined by solving the coupled-mode equations taking into account the radius of curvature, the angle of rotation of the waveguide, and the coupling coefficient.

Keywords: coupled mode theory, thin-film lithium niobate waveguides, bend optical waveguides, mode coupling

Acknowledgment: The research was carried out with the support of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (project No. FSNM-2023-0006)

For citation: Moskalev D. N., Voblikov E. D., Krishton V. V., Maksimenko V. A., Volyntsev A. B. Using coupled mode theory to model intermode couplings in curved waveguides based on thin-film lithium niobate. *Journal of Instrument Engineering*. 2024. Vol. 67, N 8. P. 697–712 (in Russian). DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-8-697-712.

Введение. В современном оптическом приборостроении широко используются технологии интегральной фотоники, обеспечивающие уменьшение размеров оптических систем на объемных элементах и повышение их надежности и энергоэффективности [1–3].

Для изготовления фотонных интегральных схем (ФИС) используется множество различных материалов. Выбор конкретного материала зависит от требований, которым должна удовлетворять ФИС (низкие потери, возможность изготавливать как активные, так и пассивные элементы, малые радиусы кривизны и т. д.) [4–11]. Ниобат лития (LiNbO_3) является одним из важнейших и уникальных материалов, используемых в фотонике. Он обладает выраженными нелинейными характеристиками, электрооптическим и пирозэффектом, широким окном прозрачности [12, 13]. Различные устройства, такие как модуляторы фазы и интенсивности, делители мощности, делители поляризации, уже долгое время изготавливаются на ниобате лития [13–15]. Следующим шагом в применении ниобата лития для изготовления ФИС стало использование тонкопленочного ниобата лития (или ниобата лития на изоляторе), представляющего собой кристаллическую пленку толщиной порядка сотни микрон на подложке из оксидированного кремния (рис. 1) [16–19].

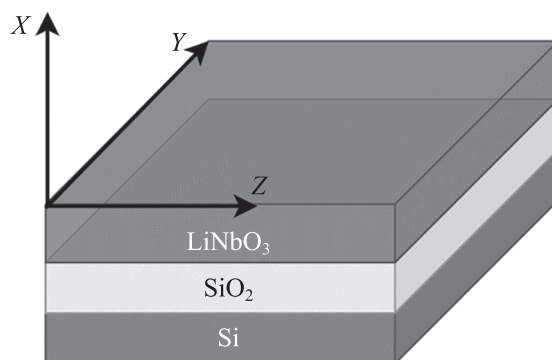


Рис. 1

Волноводы на тонкопленочном ниобате лития являются высококонтрастными (для длины волны 1,55 мкм разница в величине показателей преломления составляет $0,75 \leq \Delta n \leq 1,21$) со ступенчатым профилем показателя преломления, они обычно изготавливаются методом реактивного ионного травления [20], в отличие от волноводов, формируемых с помощью диффузии, в объемном ниобате лития. Высокий контраст показателей преломления материалов и среды позволяет изготавливать ФИС с высокой плотностью размещения элементов на одном чипе. Такие ФИС не могут быть реализованы с помощью технологий протонного обмена или диффузии титана. ФИС на основе тонкопленочного ниобата лития могут содержать изогнутые волноводы, кольцевые резонаторы и другие элементы, расположенные под произвольными углами к кристаллографическим осям [17]. Отсюда следует, что при проектировании подобных элементов ФИС должна учитываться анизотропия кристалла, которая может приводить к межмодовой связи, изменению постоянной распространения и вращению плоскости поляризации излучения [21–23].

Трехмерный метод конечных разностей во временной области, широко используемый для моделирования распространения излучения в волноводных структурах, позволяет точно учесть

все эффекты, вызванные анизотропией кристалла и геометрией исследуемого элемента ФИС [22, 24]. Тем не менее, этот метод является ресурсоемким и может требовать более одного дня машинного времени на проведение моделирования [25].

Метод распространяющегося пучка также может применяться для моделирования волноводов с произвольной анизотропией [26, 27], однако он плохо подходит для моделирования кольцевых резонаторов или изогнутых под большим углом волноводов вследствие использования в методе аппроксимации медленно меняющейся амплитуды [28]. В случае моделирования поперечного сечения волновода с произвольной анизотропией для поиска мод и постоянных распространения могут применяться различные модовые решатели [29, 30].

Метод на основе теории связанных мод (ТСМ) использует разложение поперечного электромагнитного поля по базисным функциям (волноводным и радиационным модам) и анализ связи между этими модами, возникающей вследствие изменения характеристик волновода [31]. Количество мод в разложении, которые необходимо учитывать, определяется, во-первых, числом волноводных мод в волноводе; во-вторых, силой связи между модами (величиной коэффициента связи) и разницей в значениях постоянных распространения мод. Используя ТСМ, возможно рассматривать связь только между небольшим конечным набором мод (например, между двумя фундаментальными модами с ортогональными поляризациями), что позволяет значительно упростить процесс расчета. Так, например, в одномодовых волноводах можно ограничиться учетом связи только фундаментальных мод между собой и при необходимости — связи между фундаментальными и радиационными модами [31–33]. Также допустимо ограничиться учетом связи двух или нескольких мод при моделировании брэгговских решеток [34, 35]. Кроме того, такой подход справедлив при моделировании связи мод в изогнутых волноводах [36–38].

В перспективе на основе ТСМ и метода модового согласования [39, 40] может быть сформулирована матричная модель анизотропного кольцевого резонатора. С этой целью в настоящей статье рассматриваются особенности моделирования процесса перекачки мощности между фундаментальными ТЕ- и ТМ-модами в изогнутых волноводах на основе X-среза тонкопленочного нитрида лития с покровным слоем из SiO_2 и воздуха.

Методы. Ключевые этапы применения метода ТСМ:

- 1) выбор некоторого базового волновода и расчет его собственных мод и постоянных распространения;
- 2) вычисление коэффициента связи между модами, величина которого будет зависеть от величины возмущения тензора диэлектрической проницаемости;
- 3) расчет изменения амплитуды каждой отдельной моды.

Изменение амплитуд мод описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{da_\mu}{dz} = -i\beta_\mu a_\mu + \sum_v K_{\mu\nu} a_\nu, \quad (1)$$

где a_μ , a_ν — комплексные амплитуды μ -й и ν -й моды соответственно; β_μ — постоянная распространения μ -й моды; $K_{\mu\nu}$ — коэффициент связи между μ -й и ν -й модами.

Коэффициент связи позволяет вычислить проекцию одной моды на другую при наличии изменения характеристик базового волновода, например, какой-либо геометрической неоднородности волновода или анизотропии, приводящих к возмущению тензора диэлектрической проницаемости. Обычно предполагается, что величина этого возмущения мала [31], в таком случае коэффициент связи определяется уравнением:

$$K_{\mu\nu} = \frac{\omega}{4iP} \iint \mathbf{E}_\mu^* \Delta \epsilon \mathbf{E}_\nu dx dy, \quad (2)$$

где ω — круговая частота, i — мнимая единица, P — нормировочный коэффициент, $\Delta \epsilon$ — изменение тензора диэлектрической проницаемости; $\mathbf{E}_\mu$, $\mathbf{E}_\nu$ — векторы напряженности электри-

ческого поля μ -й и ν -й моды, звездочкой обозначено комплексное сопряжение. Однако Маркузе показал, что коэффициент связи в уравнениях ТСМ может быть получен для анизотропии произвольной величины [39]. Тогда уравнение для коэффициента связи принимает вид:

$$K_{\mu\nu} = \frac{i\omega}{4P} \iint \left\{ \mathbf{E}_{\mu t}^* \left[\left(\frac{\epsilon_t \epsilon_z}{\epsilon_{zz}} - \frac{\epsilon'_t \epsilon'_z}{\epsilon'_{zz}} \right) - (\epsilon_t - \epsilon'_t) \right] \mathbf{E}_{\nu t} - \mathbf{E}_{\mu t}^* \left(\frac{\epsilon'_{zz}}{\epsilon_{zz}} \epsilon_t - \epsilon'_t \right) \left(\frac{\epsilon'_z}{\epsilon'_{zz}} \mathbf{E}_{\nu t} + \mathbf{E}_{\nu z} \right) + \right. \\ \left. + (\epsilon'_z \mathbf{E}_{\mu t}^* - \epsilon'_{zz} \mathbf{E}_{\mu z}^*) \left[\left(\frac{\epsilon'_{zz}}{\epsilon_{zz}} - 1 \right) \left(\frac{\epsilon_z}{\epsilon_{zz}} \mathbf{E}_{\nu t} + \mathbf{E}_{\nu z} \right) - \left(\frac{\epsilon_z}{\epsilon_{zz}} - \frac{\epsilon'_z}{\epsilon'_{zz}} \right) \mathbf{E}_{\nu t} \right] \right\} dx dy, \quad (3)$$

где $\mathbf{E}_{\mu t}$, $\mathbf{E}_{\nu t}$ — векторы напряженности электрического поля μ -й и ν -й моды, индекс t обозначает, что компоненты x и y вектора — ненулевые (индекс z обозначает, что только z -компонент вектора ненулевой), ϵ_t — тензор диэлектрической проницаемости с ненулевыми строками, соответствующими компонентам x и y :

$$\epsilon_t = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

ϵ_z — тензор диэлектрической проницаемости с ненулевой строкой, соответствующей z -компоненту:

$$\epsilon_t = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

ϵ_{zz} — z -компонент тензора диэлектрической проницаемости. Тензор диэлектрической проницаемости ϵ без апострофа задает изогнутый волновод, тензор диэлектрической проницаемости с апострофом ϵ' — базовый (прямой). Подход Маркузе потенциально применим к более широкому классу задач (например, к задаче моделирования изогнутого гофрированного волновода на основе анизотропного материала), так как не накладывает ограничений на величину анизотропии и возмущения тензора диэлектрической проницаемости.

В общем случае в изогнутом волноводе профиль моды может изменяться (появляются асимметрия в распределении поля и смещение максимума интенсивности относительно центра волновода), когда радиус изгиба волновода достаточно мал. Также при малых радиусах кривизны может происходить гибридизация мод. Гибридные моды характеризуются близкими значениями постоянных распространения и одинаковыми по направлению и величине векторами напряженностей электрического поля. В настоящей работе влияние малых радиусов кривизны не учитывается.

При моделировании связи фундаментальных ТЕ- и ТМ-моды учитывается только влияние анизотропии материала. Такой подход справедлив, если изогнутый волновод характеризуется большим радиусом изгиба (когда моды прямого и изогнутого волновода неотличимы друг от друга). Радиус изогнутого волновода, при котором его мода неотличима от моды прямого волновода, зависит от геометрических параметров поперечного сечения и конфигурации материалов. Чтобы количественно оценить идентичность мод, необходимо вычислить интеграл перекрытия мод изогнутого и прямого волновода. Чем ближе к единице полученное значение, тем более схожи моды. При большом радиусе кривизны изогнутый волновод может рассматриваться как эквивалентный прямой [37], у которого по длине меняются элементы тензора диэлектрической проницаемости в соответствии с углом поворота системы координат вокруг оси Y (рис. 2; XYZ — кристаллографическая система координат, xuz — геометрическая):

$$\varepsilon(\theta) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}\cos^2\theta + \varepsilon_{zz}\sin^2\theta & 0 & \varepsilon_{zz}\cos\theta\sin\theta + \varepsilon_{xx}\cos\theta\sin\theta \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ \varepsilon_{zz}\cos\theta\sin\theta - \varepsilon_{xx}\cos\theta\sin\theta & 0 & \varepsilon_{xx}\sin^2\theta + \varepsilon_{zz}\cos^2\theta \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} — значения диэлектрической проницаемости вдоль осей X , Y , Z ; θ — угол поворота системы координат вокруг оси y .

Согласно уравнению (4), коэффициент связи для случая произвольной анизотропии запишется следующим образом:

$$K_{\mu\nu}(\theta) = \frac{i\omega}{4P} \iint \left\{ \left(\frac{\varepsilon_{xz}^2}{\varepsilon_{zz}} - \Delta\varepsilon_{xx} \right) E_{vx} - E_{\mu x}^* - E_{xz} E_{\nu z} E_{\mu x}^* + \varepsilon'_{zz} E_{\mu z}^* \left[\left(\frac{\varepsilon'_{zz}}{\varepsilon_{zz}} - 1 \right) E_{\nu z} - \frac{\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}} E_{\nu x} \right] \right\} dx dy. \quad (5)$$

Коэффициент связи (2) примет вид:

$$K_{\mu\nu}(\theta) = \frac{\omega}{4iP} \iint [E_{\mu x}^* (\Delta\varepsilon_{xx} E_{\nu x} + \varepsilon_{xz} E_{\nu z}) + E_{\mu z}^* (\varepsilon_{zx} E_{\nu x} + \Delta\varepsilon_{zz} E_{\nu z})] dx dy. \quad (6)$$

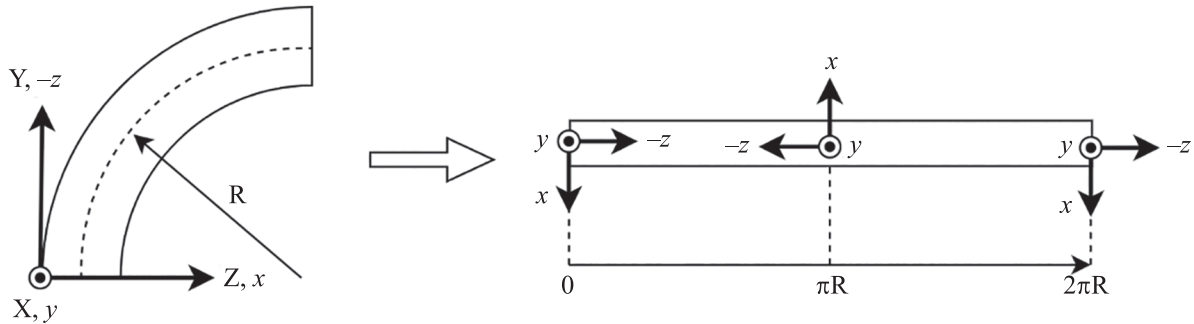


Рис. 2

Таким образом, коэффициенты связи зависят от угла поворота волновода θ . Необходимо отметить, что при расчете коэффициента связи (уравнения (5) и (6)) не учитывается y -компонент напряженности электрического поля, так как отсутствует зависимость ε_{yy} от угла, т. е. вклад в значение коэффициента связи вносят только компоненты x и z напряженностей электрических полей μ -й и ν -й моды.

Для расчета коэффициентов связи необходимо найти модовые поля и постоянные распространения μ -й и ν -й мод невозмущенного волновода, которые могут быть получены с помощью модового решателя. В настоящей статье используется модовый решатель, в котором использован метод конечных разностей с сеткой дискретизации Йи [41]. В моделировании применяется однородная сетка дискретизации размером 5×5 мкм с числом точек дискретизации 301×301 . На границе расчетной области используются граничные условия Дирихле без поглощающего слоя.

В работе рассматриваются волноводы на основе X-среза тонкопленочного ниобата лития. На рис. 3 схематически представлено поперечное сечение с параметрами: W — ширина волновода 1 мкм, h — глубина травления 0,3 мкм, H_{LN} — толщина слоя LiNbO_3 0,6 мкм, H_{SiO_2} — толщина слоя SiO_2 4,7 мкм, α — угол наклона боковой стенки,

Параметры поперечного сечения канального волновода были ранее рассчитаны исходя из требования сохранения одномодового режима, а также технологических возможностей имеющегося производственного оборудования [42]. В процессе

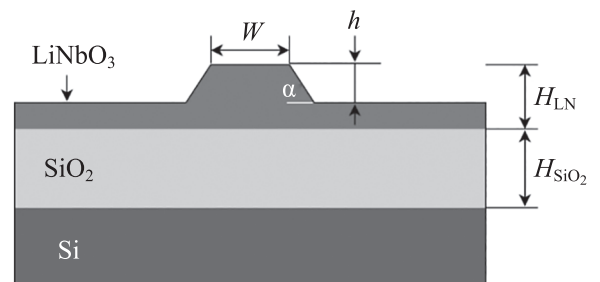


Рис. 3

моделирования варьировались наклон боковой стенки от 60 до 90° и материал покровного слоя (воздух и SiO₂) с целью оценки влияния данных параметров на гибридизацию мод и перекачку мощности между модами.

Результаты. С целью вычисления эффективных показателей преломления и распределения полей фундаментальных ТЕ- и ТМ-мод было проведено моделирование волноводов с вариацией угла наклона α боковых стенок и материала покровного слоя для диапазона длин волн от 1,5 до 1,6 мкм. Зависимости эффективных показателей преломления найденных фундаментальных мод (сплошные кривые соответствуют ТЕ-модам, пунктир — ТМ-модам) в волноводе с покровным слоем из SiO₂ и воздуха показаны на рис. 4, а и б соответственно.

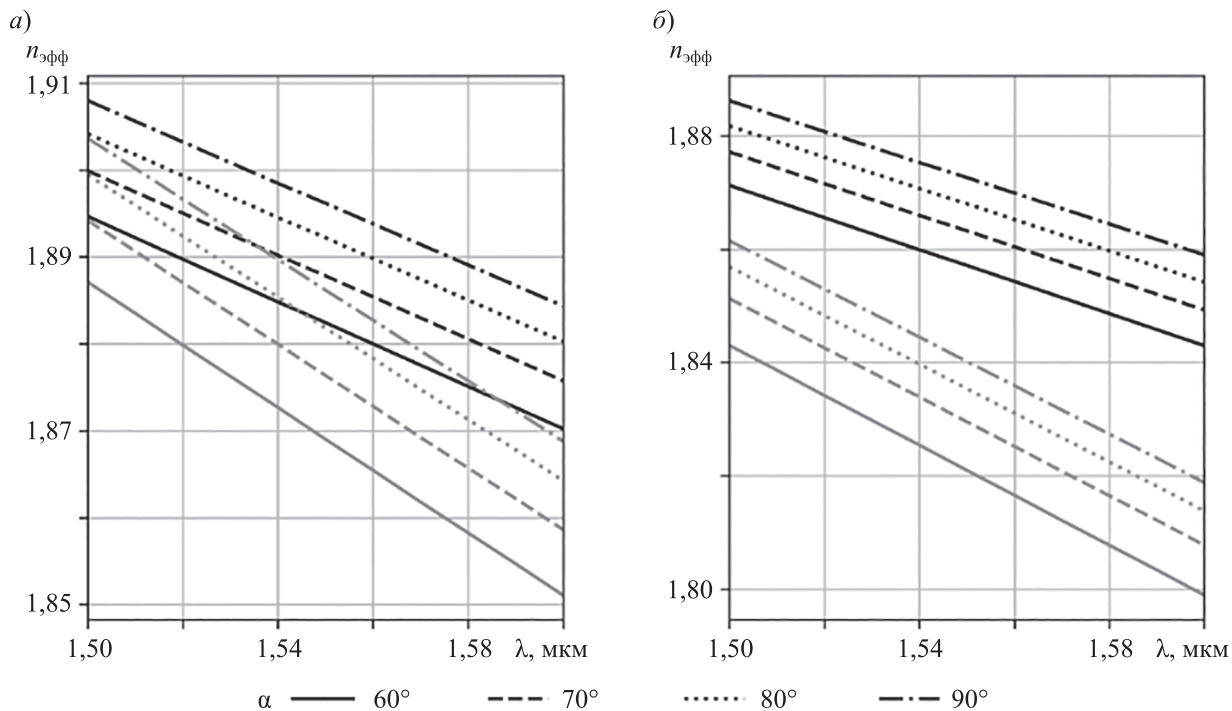


Рис. 4

Из графиков видно, что при рассматриваемых конфигурациях поперечного сечения модовой гибридизации не происходит, разница между эффективными показателями преломления ТЕ- и ТМ-мод возрастает с увеличением длины волны в волноводах. Известно, что для эффективного обмена мощностью между модами необходимо, чтобы их постоянные распространения были близки по значению [43]. Однако равенство эффективных показателей преломления (ЭПП) мод в исходном волноводе не гарантирует одинаковой эффективности обмена мощностью между модами на всей длине изогнутого волновода. Это связано с зависимостью коэффициента связи и постоянных распространения от угла поворота волновода вследствие анизотропии кристалла ниобата лития. Поэтому зависимость ЭПП мод от угла поворота волновода должна быть учтена в уравнениях связанных мод с помощью включения в уравнения собственных коэффициентов связи:

$$\begin{aligned}\frac{da_{\text{TM}}}{dz} &= -i\beta_{\text{TM}}a_{\text{TM}} + K_{\text{TM-TM}}a_{\text{TM}} + K_{\text{TM-TE}}a_{\text{TE}}, \\ \frac{da_{\text{TE}}}{dz} &= -i\beta_{\text{TE}}a_{\text{TE}} + K_{\text{TE-TE}}a_{\text{TE}} + K_{\text{TE-TM}}a_{\text{TM}},\end{aligned}$$

где a_{TM} , a_{TE} — комплексные амплитуды фундаментальных мод ТМ и ТЕ соответственно; β_{TM} — постоянная распространения ТМ-моды, β_{TE} — постоянная распространения ТЕ-моды; $K_{\text{TM-TE}}$, $K_{\text{TE-TM}}$ — коэффициенты связи фундаментальных мод ТМ и ТЕ между собой;

K_{TE-TE} — собственный коэффициент связи ТЕ-моды, K_{TM-TM} — собственный коэффициент связи ТМ-моды. Коэффициенты K_{TE-TE} , K_{TM-TM} отражают изменение постоянной распространения вследствие изменения тензора диэлектрической проницаемости: $\Delta\beta = 1/i \cdot K_v$ (здесь v означает либо ТЕ-, либо ТМ-моду).

Таким образом, для каждой длины волны и каждой конфигурации поперечного сечения волновода находились изменения постоянных распространения ТЕ- и ТМ-мод и коэффициенты связи между ТЕ- и ТМ-модами для углов поворота волновода от 0 до 360° (все графики ниже по тексту будут приводиться для $\theta = 0-180^\circ$, так как они симметричны относительно точки 180°). Также для каждого случая рассчитывался коэффициент фазового рассогласования δ , качественно показывающий изменение эффективности связи между модами в зависимости от угла поворота волновода:

$$\delta = \frac{\beta_{TE} + \Delta\beta_{TE} - \beta_{TM} - \Delta\beta_{TM}}{2}.$$

На рис. 5 приведены зависимости изменения ЭПП от угла поворота волновода с воздушным покровным слоем и углом наклона боковой стенки 90°. Кривые, лежащие в положительной полуплоскости (черный цвет), соответствуют ТЕ-модам, кривые, лежащие в отрицательной полуплоскости (серый цвет), — ТМ-модам.

На рис. 6 приведены зависимости изменения ЭПП от угла поворота волновода с покровным слоем из SiO₂ и углом наклона боковой стенки 90°. Кривые, лежащие в положительной полуплоскости (черный цвет), соответствуют ТЕ-модам, кривые, лежащие в отрицательной полуплоскости (серый цвет), — ТМ-модам.

Из рис. 5 и 6 видно, что изменение ЭПП равно нулю для углов 0 и 180°, что соответствует волноводу, расположенному вдоль кристаллографической оси Y (волновод, который в настоящей статье выбран базовым для расчетов с помощью теории связанных мод). Максимальное изменение ЭПП соответствует углам 90 и 270° — это участки волноводов, расположенные вдоль кристаллографической оси Z . Изменение ЭПП фундаментальных ТЕ- и ТМ-мод слабо зависит от угла наклона боковых стенок, максимальная разница не превышает 0,001 (покровный слой — SiO₂) и 0,002 (покровный слой — воздух), поэтому графики рис. 5 и 6 были приведены только для $\alpha = 90^\circ$.

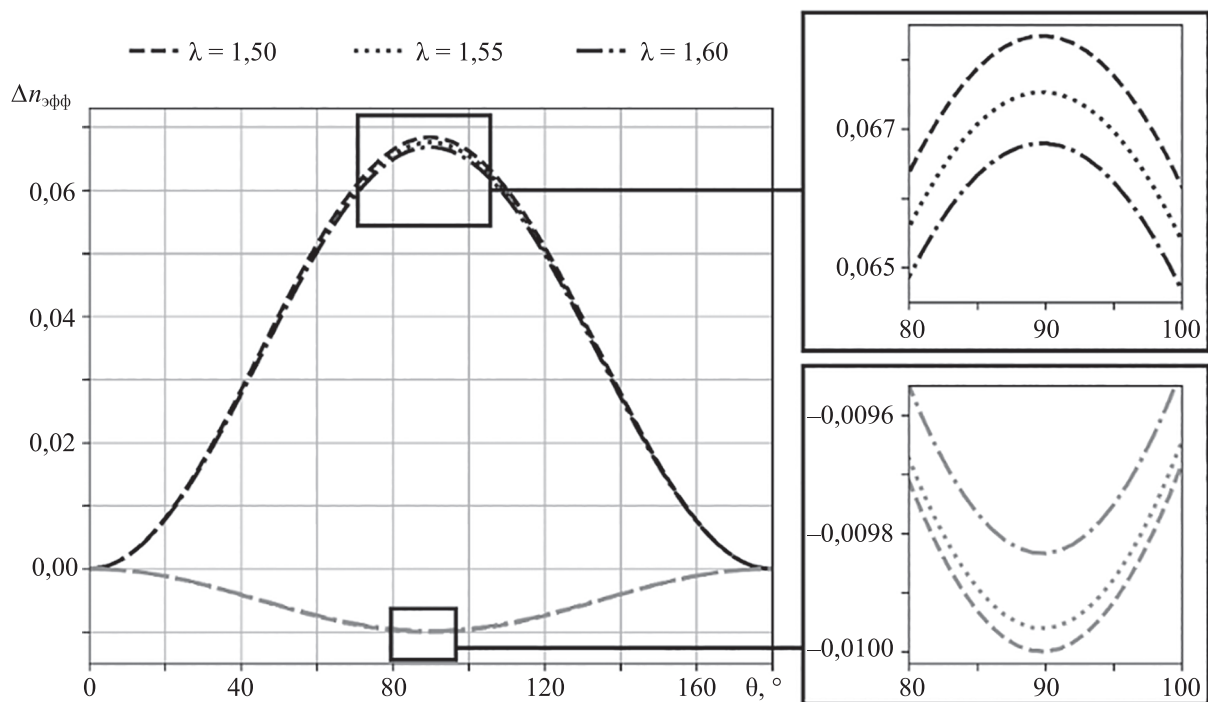


Рис. 5

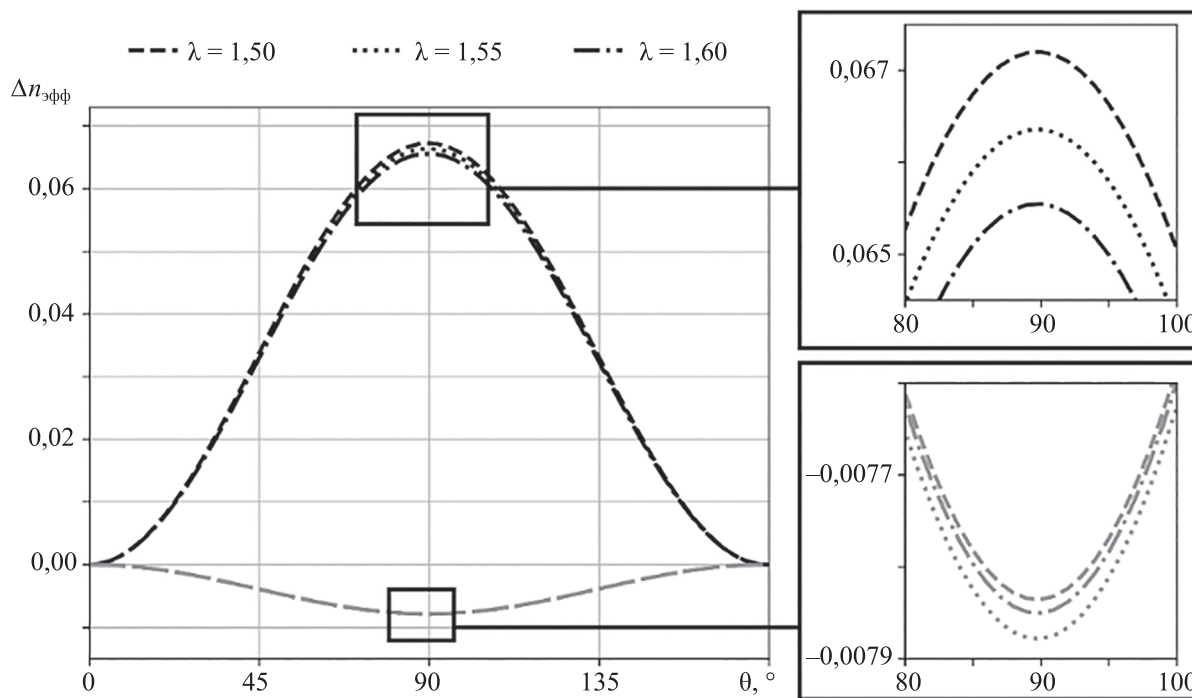


Рис. 6

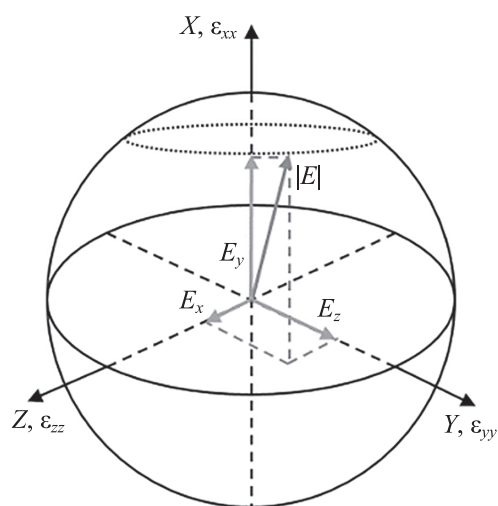


Рис. 7

Изменение ЭПП коррелирует с величиной компонентов вектора напряженности электрического поля и тензором диэлектрической проницаемости. В общем случае в канальных волноводах распространяются гибридные моды (напряженность электрического поля имеет три ненулевых компонента), поэтому каждая мода всегда будет иметь проекции напряженности электрического поля на каждую кристаллографическую ось (рис. 7). Это приводит к тому, что изменение постоянной распространения будет определяться всеми ненулевыми элементами тензора диэлектрической проницаемости.

Далее были рассчитаны коэффициенты фазового рассогласования. На рис. 8 приведены зависимости фазового рассогласования между ТЕ- и ТМ-модами от угла поворота волновода с углом наклона боковых стенок 90° и покровным слоем SiO_2 .

На рис. 9 показаны зависимости фазового рассогласования между ТЕ- и ТМ-модами от угла поворота волновода с углом наклона боковых стенок 90° и с воздушным покровным слоем.

Моды имеют близкие по значению эффективные показатели преломления и слабое фазовое рассогласование при $\theta \sim 0$, что обуславливает возможность обмена мощностью между модами. Однако фазовое рассогласование быстро нарастает с увеличением угла поворота, что должно приводить к ослаблению связи. Необходимо отметить, что в общем случае модовая гибридизация может и не наблюдаться. Также из графиков видно, что зависимость фазового рассогласования от длины волны в выбранных пределах достаточно слабая и не превышает 0,01 (см. рис. 9). Фазовое рассогласование фундаментальных ТЕ- и ТМ-мод слабо зависит от угла наклона боковых стенок, максимальная разница составила 0,001 как для воздушного покровного слоя, так и для покровного слоя из SiO_2 , поэтому графики рис. 8 и 9 были приведены только для $\alpha = 90^\circ$.

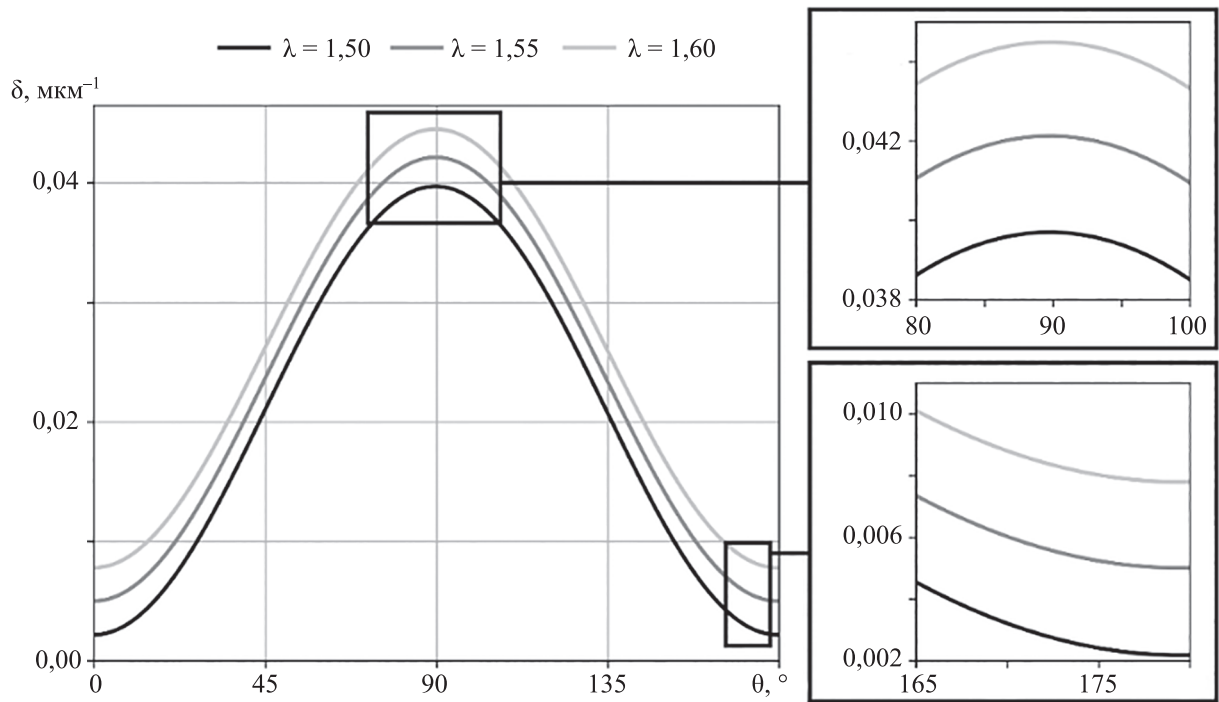


Рис. 8

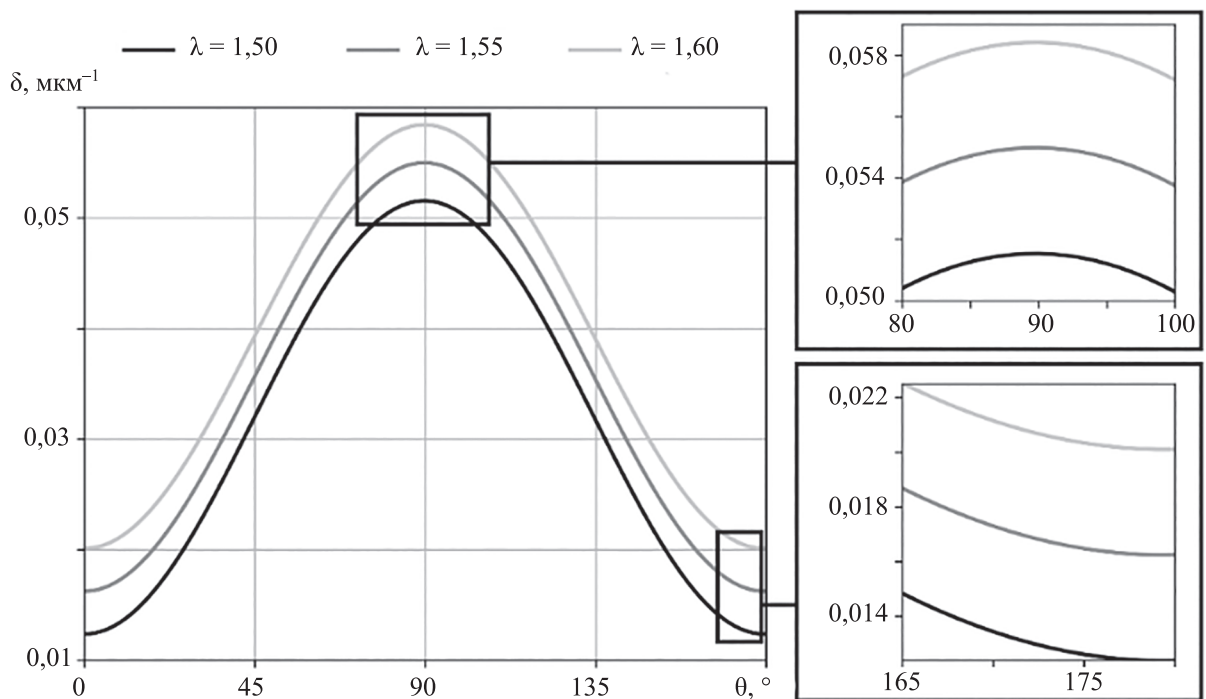


Рис. 9

На рис. 10 представлены зависимости модуля коэффициента связи от угла поворота волноводов с углом наклона боковых стенок 60 и 90° и покровным слоем из SiO₂. Точками обозначены результаты вычисления коэффициента связи по формуле (5), сплошные кривые — по формуле (6).

На рис. 11 представлены зависимости модуля коэффициента связи от угла поворота волноводов с углом наклона боковых стенок 60 и 90° и воздушным покровным слоем. Точками обозначены результаты вычисления коэффициента связи по формуле (5), сплошные линии — (6).

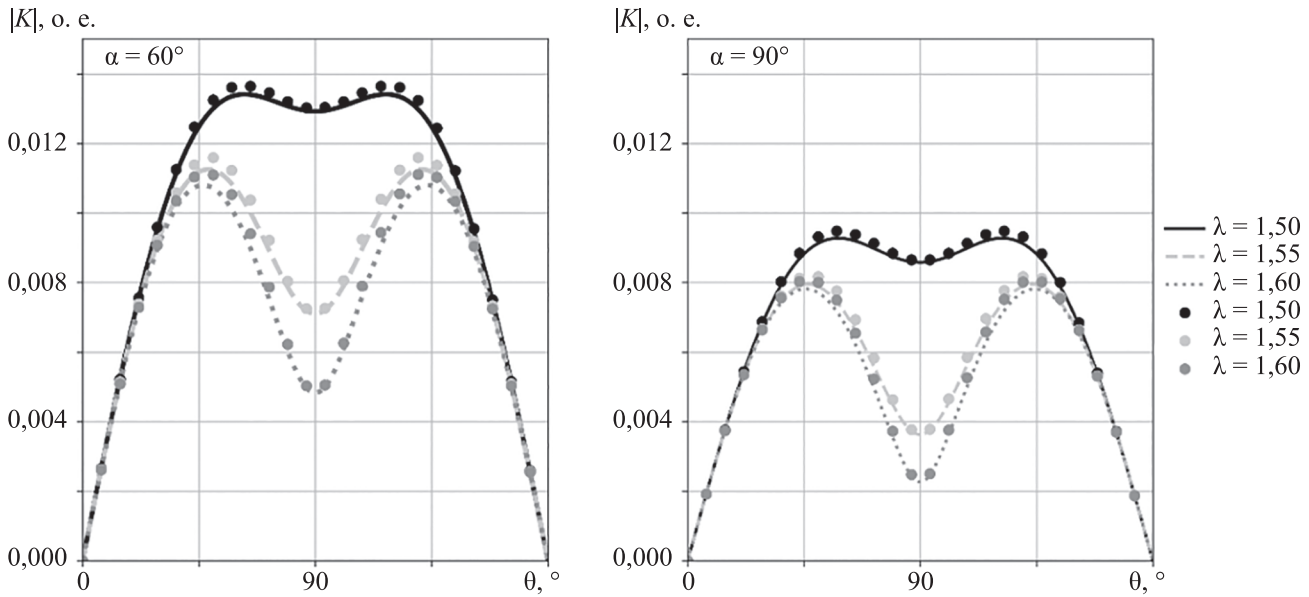


Рис. 10

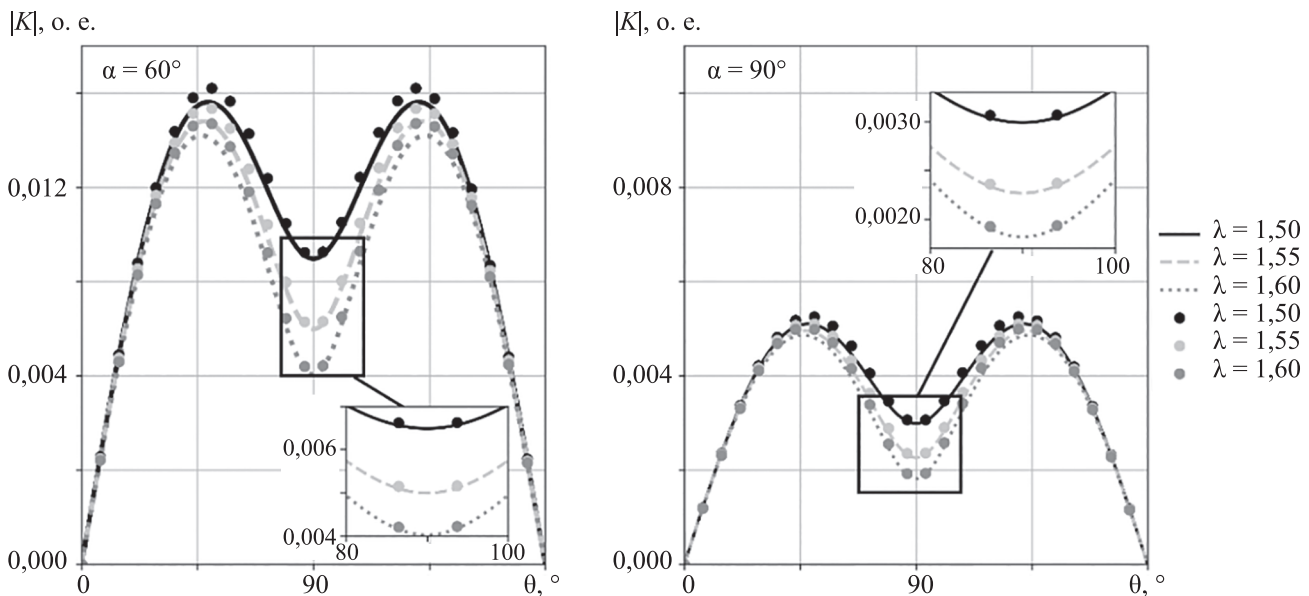


Рис. 11

Зависимости для углов наклона боковой стенки 70 и 80° схожи с зависимостями для $\alpha = 60$ и 90°. Величина модулей коэффициентов связи в диапазоне $\theta = 40\text{--}140^\circ$ зависит от длины волны и материала покровного слоя. При угле поворота 90° уравнения (5) и (6) будут содержать только диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости:

$$K_{\mu\nu}(90^\circ) = \frac{\omega}{4iP} \iint [E_{\mu x}^* \Delta \epsilon_{xx} E_{\nu x} + E_{\mu z}^* \Delta \epsilon_{zz} E_{\nu z}] dx dy,$$

$$K_{\mu\nu}(90^\circ) = \frac{i\omega}{4P} \iint \left\{ -\Delta \epsilon_{xx} E_{\nu x} E_{\mu z}^* + \epsilon'_{zz} E_{\mu z}^* \left(\frac{\epsilon'_{zz}}{\epsilon_{zz}} - 1 \right) E_{\nu z} \right\} dx dy.$$

Коэффициент связи в данном случае будет чисто мнимым, и его величина будет определяться суммой компонентов x и z . Так как $\Delta \epsilon_{xx}$ и $\Delta \epsilon_{zz}$ по модулю равны, то величина компонентов x и z коэффициента связи будет определяться амплитудами компонентов напряженностей элек-

трических полей ТЕ- и ТМ-мод. При этом для рассматриваемых волноводов вклад компонента x в коэффициент связи на порядок больше, чем z . Это следует из того, что рассматриваемые моды преимущественно поляризованы вдоль поперечных осей и характеризуются малым значением z -компонента вектора напряженности электрического поля на ось Z . Таким образом, величина коэффициента связи в окрестности угла 90° определяется в основном x -компонентами напряженностей ТЕ- и ТМ-мод.

Уравнения связанных мод решались методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Начальные условия определяли амплитуды ТЕ- и ТМ-мод, которые были равны 1 и 0. В моделировании рассматривался кольцевой волновод, в который излучение вводится вдоль кристаллографической оси Y . На рис. 12 приведены результаты моделирования перекачки мощности из ТЕ-моды в ТМ-моду в волноводах с покровным слоем из SiO_2 (рис. 12, *a*) и воздуха (*б*) с радиусом изгиба 50 мкм (длина волновода $L = 314$ мкм).

Из рис. 12, *a* видно, что максимальная доля мощности, которая перекачивается в ТМ-моду, составляет около 8 % от входной мощности, при этом наибольший обмен мощностью происходит при углах поворота волновода $180\text{--}360^\circ$ ($L = 150\text{--}314$ мкм). На рис. 12, *б* изображены результаты моделирования перекачки мощности из ТЕ-моды в ТМ-моду в волноводах с воздушным покровным слоем. В данном случае доля мощности ТМ-моды не превышает 1 %, что объясняется существенной изначальной разницей значений ЭПП рассматриваемых мод.

Полученные результаты показывают, что максимальная перекачка при $L = 314$ мкм смещается в длинноволновую область при увеличении угла наклона боковых стенок. Для случая покровного слоя из SiO_2 смещение максимума перекачки из окрестности длины волны 1,55 мкм составляет 34 нм (рис. 13, *a*). В случае волновода с воздушным покровным слоем максимум перекачки смещается из окрестности длины волны 1,52 мкм на 20 нм (рис. 13, *б*).

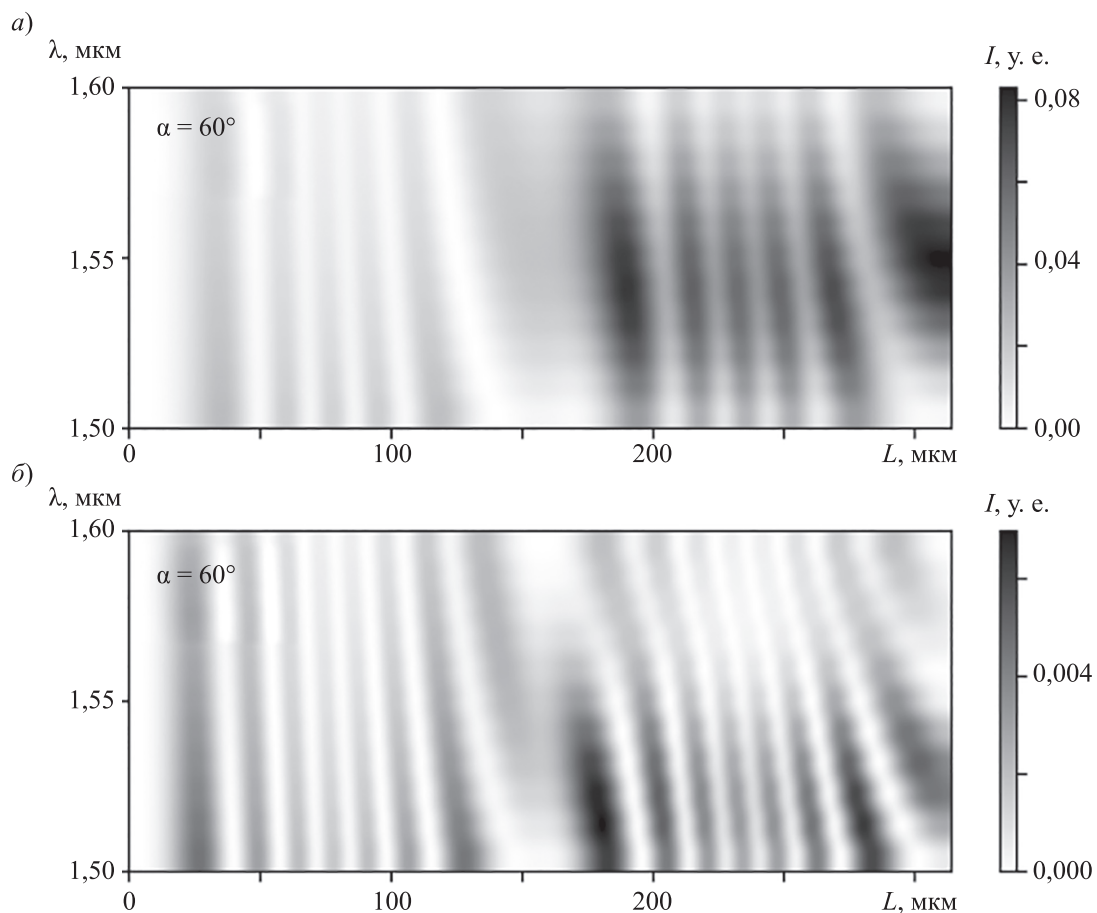


Рис. 12

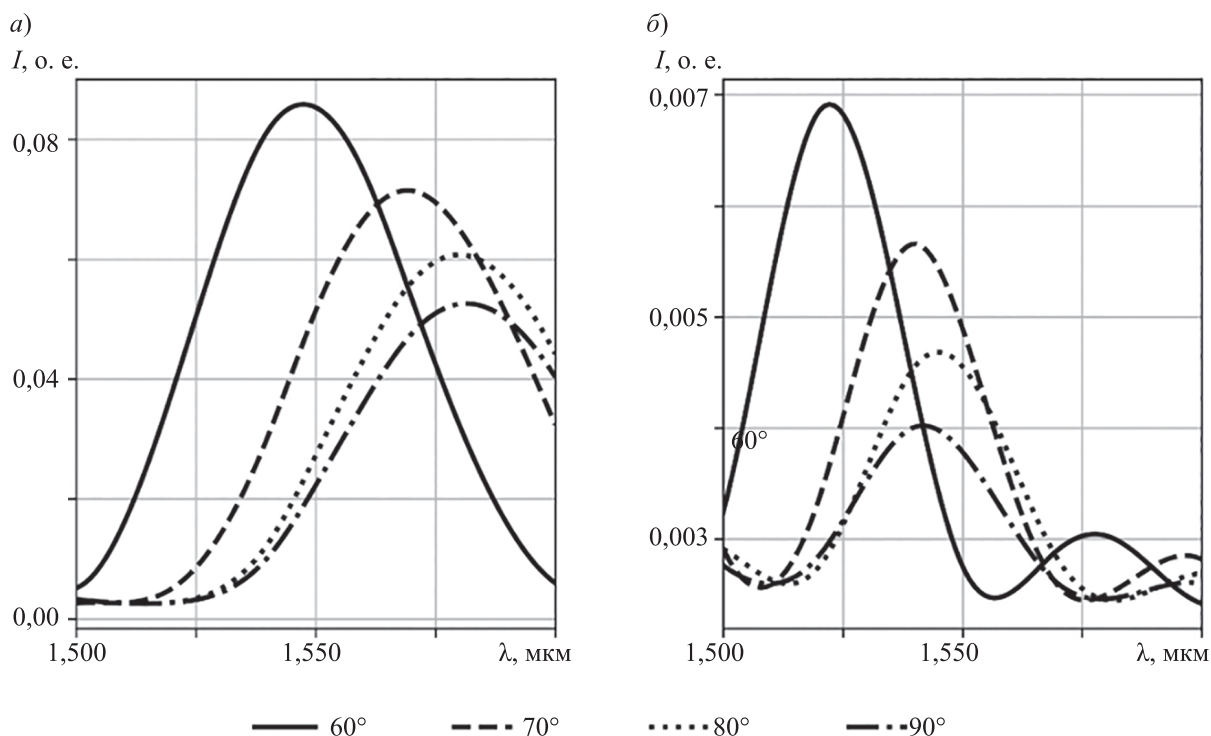


Рис. 13

В настоящей статье проанализировано межмодовое взаимодействие в изогнутых канальных волноводах на основе Х-среза тонкопленочного ниобата лития с помощью теории связанных мод. При моделировании использовался метод на основе ТСМ, в котором коэффициент связи определялся для двух случаев анизотропии — произвольной и малой. При рассмотрении только материальной анизотропии оба случая дают почти эквивалентные результаты при вычислении коэффициентов связи (максимальная разница составила сотые доли процента). Было показано, что вследствие наличия анизотропии кристалла фазовое рассогласование между модами является переменной величиной, поэтому гибридизация мод наблюдается только для отдельных углов поворота волновода. Вид зависимости коэффициента связи фундаментальных ТЕ- и ТМ-мод от угла поворота волновода, прежде всего, наследуется от вида зависимости тензора диэлектрической проницаемости, но также определяется амплитудами компонентов x и z напряженностей электрического поля мод, это, как следствие, выражается в величине коэффициента связи для углов изгиба волновода в окрестности 90° . Перекачка мощности в рассматриваемых волноводах является сравнительно сильной только для волноводов с покровным слоем из SiO_2 и максимальными значениями от 5 до 8 % от входной мощности. В случае волноводов с покровным слоем из воздуха моды практически не обменивались мощностью, максимальное значение составило около 0,6 %. Необходимо отметить, что для больших, чем 50 мкм, радиусов кривизны величина перекачки мощности в ТМ-моду будет ниже [21]. Также в волноводах наблюдается смещение максимума перекачки из области коротких длин волн в область больших длин волн при увеличении угла наклона боковых стенок. Для волновода с покровным слоем из SiO_2 смещение составило 34 нм, а для волновода с воздушным покровным слоем — 20 нм. Таким образом, в случае распространения по волноводам излучения с широким спектром необходимо учитывать неоднородность перекачки для разных длин волн при проектировании отдельных элементов и систем на их основе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гилев Д. Г., Журавлев А. А., Москалев Д. Н., Чувызгалов А. А., Криштон В. В. Характеристики различных чувствительных элементов миниатюрного резонансного оптического гироскопа // Оптический журнал. 2022. Т. 89, № 4. С. 59–69.
2. Горбунов Г. Г., Еськов Д. Н., Паршин М. А., Родыгин И. В. Использование современных технологий при создании оптико-электронных систем // Изв. вузов. Приборостроение. 2021. Т. 64, № 2. С. 126–136.
3. Радзиевская Т. А., Ламкин И. А., Тарасов С. А., Иванов Н. Н. Технологические способы снижения факторов роста поверхностных дефектов полимерных планарных оптических волноводов // Изв. вузов. Приборостроение. 2021. Т. 64, № 6. С. 469–476.
4. Zhu D., Shao L., Yu M., Cheng R., Desiatov B., Xin C. J., Hu Y., Holzgrafe J. et al. Integrated photonics on thin-film lithium niobate // *Advances in Optics and Photonics*. 2021. Vol. 13, N 2. P. 242–352. <https://doi.org/10.1364/AOP.411024>.
5. Wu J., Ma H., Yin P., Ge Y., Zhang Y., Li L., Zhang H., Lin H. Two-dimensional materials for integrated photonics: recent advances and future challenges // *Small Science*. 2021. Vol. 1, N 4. P. 2000053. DOI: 10.1002/ssmc.202000053.
6. Bettotti P. Hybrid materials for integrated photonics // *Advances in Optics*. 2014. Vol. 2014. <https://doi.org/10.1155/2014/891395>.
7. Thylén L., Wosinski L. Integrated photonics in the 21st century // *Photonics Research*. 2014. Vol. 2, N 2. P. 75–81. <https://doi.org/10.1364/PRJ.2.000075>.
8. Bogdanov S., Shalaginov M. Y., Boltasseva A., Shalaev V. M. Material platforms for integrated quantum photonics. *Optical Materials Express*. 2017. Vol. 7, N 1. P. 111–132. <https://doi.org/10.1364/OME.7.000111>.
9. Li N., Ho C. P., Zhu S., Fu Y. H., Zhu Y., Lee L. Y. T. Aluminium nitride integrated photonics: a review // *Nanophotonics*. 2021. Vol. 10, N 9. P. 2347–2387. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2021-0130>.
10. Heck M. J., Bauters J. F., Davenport M. L., Spencer D. T., & Bowers J. E. Ultra-low loss waveguide platform and its integration with silicon photonics // *Laser & Photonics Reviews*. 2014. Vol. 8, N 5. P. 667–686. DOI 10.1002/lpor.201300183.
11. Tran M. A., Huang D., Komljenovic T., Peters J., Malik A., & Bowers J. E. Ultra-low-loss silicon waveguides for heterogeneously integrated silicon/III-V photonics // *Applied Sciences*. 2018. Vol. 8, N 7. P. 1139. DOI:10.3390/app8071139.
12. Arizmendi L. Photonic applications of lithium niobate crystals // *Physica Status Solidi (a)*. 2004. Vol. 201, N 2. P. 253–283. DOI 10.1002/pssa.200303911.
13. Toney J. E. Lithium niobate photonics. Artech House, 2015.
14. Li Y., Yang Z., Chen H., Liu R., Peng J. et al. TE/TM mode electro-optic conversion based on a titanium diffusion lithium niobate waveguide with a polarization-maintained fiber structure. *Applied Optics*. 2023. Vol. 62, N 32. P. 8661–8669. <https://doi.org/10.1364/AO.505135>.
15. Kuneva M. Optical waveguides obtained via proton exchange technology in LiNbO₃ and LiTaO₃—a short review // *Intern. J. of Scientific Research in Science and Technology*. 2016. Vol. 2, N 6. P. 40–50.
16. Xie Z., Zhu S. LiNbO₃ crystals: from bulk to film // *Advanced Photonics*. 2022. Vol. 4, N 3. P. 030502–030502. <https://doi.org/10.1117/1.AP.4.3.030502>.
17. Boes A., Corcoran B., Chang L., Bowers J., Mitchell A. Status and potential of lithium niobate on insulator (LNOI) for photonic integrated circuits // *Laser & Photonics Reviews*. 2018. Vol. 12, N 4. P. 1700256. DOI: 10.1002/lpor.201700256.
18. Yang H. J., Gui L., & Sohler W. Lithium niobate-on-insulator (LNOI): status and perspectives // *Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits III*. SPIE, 2012. Vol. 8431. P. 268–275.
19. Lin J., Bo F., Cheng Y., Xu J. Advances in on-chip photonic devices based on lithium niobate on insulator // *Photonics Research*. 2020. Vol. 8, N 12. P. 1910–1936. <https://doi.org/10.1364/PRJ.395305>.
20. Kozlov A., Moskalev D., Salgaeva U., Bulatova A., Krishtop V., Volynstsev A., Syuy A. Reactive ion etching of x-cut LiNbO₃ in an ICP/TCP system for the fabrication of an optical ridge waveguide // *Applied Sciences*. 2023. Vol. 13, N 4. P. 2097.
21. Pan A., Hu C., Zeng C., Xia J. Fundamental mode hybridization in a thin film lithium niobate ridge waveguide // *Optics express*. 2019. Vol. 27, N 24. P. 35659–35669. <https://doi.org/10.1364/OE.27.035659>.
22. Wang J., Chen P., Dai D., & Liu L. Polarization coupling of X-cut thin film lithium niobate based waveguides // *IEEE Photonics Journal*. 2020. Vol. 12, N 3. P. 1–10. DOI: 10.1109/JPHOT.2020.2995317.
23. Chen Z., Yang J., Wong W. H., Pun E. Y. B., & Wang C. Broadband adiabatic polarization rotator-splitter based on a lithium niobate on insulator platform // *Photonics Research*. 2021. Vol. 9, N 12. P. 2319–2324.
24. Kunz K. S., Luebbers R. J. The finite difference time domain method for electromagnetics. CRC press, 1993.

25. Brunetti G., Dell'Olio F., Contedua D., Armenise M. N., & Ciminelli C. Comprehensive mathematical modelling of ultra-high Q grating-assisted ring resonators // Journal of optics. 2020. Vol. 22, N 3. P. 035802. DOI 10.1088/2040-8986/ab71eb.
26. Selleri S., Vincetti L., Zoboli M. Full-vector finite-element beam propagation method for anisotropic optical device analysis // IEEE Journal of quantum electronics. 2000. Vol. 36, N 12. P. 1392–1401. DOI: 10.1109/3.892558.
27. Xu C. L., Huang W. P., Chrostowski J., Chaudhuri S. K. A full-vectorial beam propagation method for anisotropic waveguides // Journal of Lightwave Technology. 1994. Vol. 12, N 11. P. 1926–1931. DOI: 10.1109/50.336056.
28. Kawano K., Kitoh T. Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equation and the Schrödinger Equation. John Wiley & Sons, 2001.
29. Xiao J., Sun X. Full-vectorial mode solver for anisotropic optical waveguides using multidomain spectral collocation method // Optics Communications. 2010. Vol. 283, N 14. P. 2835–2840. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2010.03.057>.
30. Fallahkhair A. B., Li K. S., Murphy T. E. Vector finite difference modesolver for anisotropic dielectric waveguides // Journal of lightwave technology. 2008. Vol. 26, N 11. P. 1423–1431. DOI: 10.1109/JLT.2008.923643.
31. Snyder A. W. et al. Optical waveguide theory. London: Chapman and hall, 1983. 738 p.
32. Pollock C. R., Lipson M. Integrated photonics. Kluwer Academic, Springer, 2003. 376 p.
33. Ushakov N. A., Markvart A. A., Petrov A. V., Liokumovich L. B. Application of pairs of coupled microresonators for control of optical radiation: theoretical analysis // Applied photonics. 2023. Vol. 6. P. 78–91. <http://doi.org/10.15593/2411-4375/2023.6.6>.
34. Qiu Y., Sheng Y. Fiber bragg grating modeling. Center for Optics, Photonics and Laser. Laval University Ste-Foy, Quebec, 2000.
35. Garmire E., Hammer J. M., Kogelnik H., Zernike F. Integrated optics. Springer Science & Business Media, 2013. 318 p.
36. Lui W. W., Huang W. P. Polarization rotation in semiconductor bending waveguides: A coupled-mode theory formulation // Journal of lightwave technology. 1998. Vol. 16, N 5. P. 929. DOI: 10.1109/50.669050.
37. Cortes-Herrera L., He X., Cardenas J., Agrawal G. P. Coupled-mode theory of the polarization dynamics inside a microring resonator with a uniaxial core // Physical Review A. 2021. Vol. 103, N 6. P. 063517. DOI: 10.1103/PhysRevA.103.063517.
38. Čtyrky J. Analysis of polarization effects in near-Z-axis Ti: LiNbO₃ devices // Journal of optical communications. 1993. Vol. 14, N 1. P. 32–38.
39. Moskalev D., Kozlov A., Salgaeva U., Krishtop V., Perminov A. V., Venediktov V. A. Semi-Analytical Method for the S-Parameter Calculations of an N×M Multimode Interference Coupler // Photonics, MDPI. 2023. Vol. 10, N 11. P. 1260. <https://doi.org/10.3390/photonics10111260>.
40. Москалев Д. Н. Моделирование многомодового интерференционного делителя 2×2 // Прикладная фотоника. 2023. Т. 10, № 8. С. 17–28.
41. Zhu Z., Brown T. G. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers // Optics express. 2002. Vol. 10, N 17. P. 853–864. DOI: 10.1364/OE.10.000853.
42. Moskalev D., Kozlov A., Salgaeva U., Krishtop V., Volyntsev A. Applicability of the Effective Index Method for the Simulation of X-Cut LiNbO₃ Waveguides // Applied Sciences. 2023. Vol. 13, N 11. P. 6374. <https://doi.org/10.3390/app13116374>.
43. Huang W. P. Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview // JOSA A. 1994. Vol. 11, N 3. P. 963–983. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.11.000963>.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Дмитрий Николаевич Москалев

— аспирант; Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Научно-исследовательский институт радиофотоники и оптоэлектроники, Пермский государственный национальный исследовательский университет, кафедра нанотехнологий и микросистемной техники; вед. инженер-исследователь, ассистент;
E-mail: moskalevdm@pnppk.ru

Евгений Дмитриевич Вобликов

— магистр; Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Научно-исследовательский институт радиофотоники и оптоэлектроники; начальник лаборатории; E-mail: voblikov@pnppk.ru

- Виктор Владимирович Криштон** — докт. физ.-мат. наук, профессор; Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Научно-исследовательский институт радиوفотоники и оптоэлектроники, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, кафедра нанотехнологий и микросистемной техники, Пермский государственный национальный исследовательский университет, кафедра общей физики; главн. науч. сотр., профессор; E-mail: Krishtop@pnppk.ru
- Виталий Александрович Максименко** — канд. физ.-мат. наук, доцент; Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Научно-исследовательский институт радиوفотоники и оптоэлектроники, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, кафедра общей физики; доцент; E-mail: mva30@mail.ru
- Анатолий Борисович Волинцев** — докт. физ.-мат. наук, профессор; Пермский государственный национальный исследовательский университет, кафедра нанотехнологий и микросистемной техники; зав. кафедрой; E-mail: klemluk_g_v@gmail.ru

Поступила в редакцию 03.04.2024; одобрена после рецензирования 15.04.2024; принята к публикации 19.06.2024.

REFERENCES

- Gilev D.G., Zhuravlev A.A., Moskalev D.N., Chuvyrgalov A.A., and Krishtop V.V. *Journal of Optical Technology*, 2022, no. 4(89), pp. 229–235.
- Gorbunov G.G., Eskov D.N., Parpin M.A., Rodygin I.V. *Journal of Instrument Engineering*, 2021, no. 2(64), pp. 126–136. (in Russ.)
- Radzievskaya T.A., Lamkin I.A., Tarasov S.A., Ivanov N.N. *Journal of Instrument Engineering*, 2021, no. 6(64), pp. 469–476. (in Russ.)
- Zhu D., Shao L., Yu M., Cheng R., Desiatov B., Xin C.J., Hu Y., Holzgrafe J. et al. *Advances in Optics and Photonics*, 2021, no. 2(13), pp. 242–352, <https://doi.org/10.1364/AOP.411024>
- Wu J., Ma H., Yin P., Ge Y., Zhang Y., Li L., Zhang H., Lin H. *Small Science*, 2021, no. 4(1), pp. 2000053, DOI: 10.1002/smssc.202000053.
- Bettotti P. *Advances in Optics*, 2014, vol. 2014, <https://doi.org/10.1155/2014/891395>.
- Thylén L., Wosinski L. *Photonics Research*, 2014, no. 2(2), pp. 75–81, <https://doi.org/10.1364/PRJ.2.000075>.
- Bogdanov S., Shalaginov M.Y., Boltasseva A., Shalaev V.M. *Optical Materials Express*, 2017, no. 1(7), pp. 111–132, <https://doi.org/10.1364/OME.7.000111>.
- Li N., Ho C.P., Zhu S., Fu Y.H., Zhu Y., Lee L.Y.T. *Nanophotonics*, 2021, no. 9(10), pp. 2347–2387, <https://doi.org/10.1515/nanoph-2021-0130>.
- Heck M.J., Bauters J.F., Davenport M.L., Spencer D.T., & Bowers J.E. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, no. 5(8), pp. 686, DOI 10.1002/lpor.201300183.
- Tran M.A., Huang D., Komljenovic T., Peters J., Malik A., & Bowers J.E. *Applied Sciences*, 2018, no. 7(8), pp. 1139, DOI:10.3390/app8071139.
- Arizmendi L. *Physica Status Solidi (a)*, 2004, no. 2(201), pp. 253–283, DOI 10.1002/pssa.200303911.
- Toney J.E. *Lithium niobate photonics*, Artech House, 2015.
- Li Y., Yang Z., Chen H., Liu R., Peng J. et al. *Applied Optics*, 2023, no. 32(62), pp. 8661–8669, <https://doi.org/10.1364/AO.505135>.
- Kuneva M. *International Journal of Scientific Research in Science and Technology*, 2016, no. 6(2), pp. 40–50.
- Xie Z., Zhu S. *Advanced Photonics*, 2022, no. 3(4), pp. 030502–030502, <https://doi.org/10.1117/1.AP.4.3.030502>.
- Boes A., Corcoran B., Chang L., Bowers J., Mitchell A. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, no. 4(12), pp. 1700256, DOI: 10.1002/lpor.201700256.
- Yang H., Gui J.L., & Sohler W. *Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits III. SPIE*, 2012, vol. 8431, pp. 268–275.
- Lin J., Bo F., Cheng Y., Xu J. *Photonics Research*, 2020, no. 12(8), pp. 1910–1936, <https://doi.org/10.1364/PRJ.395305>.
- Kozlov A., Moskalev D., Salgaeva U., Bulatova A., Krishtop V., Volyntsev A., Syuy A. *Applied Sciences*, 2023, no. 4(13), pp. 2097.
- Pan A., Hu C., Zeng C., Xia J. *Optics express*, 2019, no. 24(27), pp. 35659–35669, <https://doi.org/10.1364/OE.27.035659>.
- Wang J., Chen P., Dai D., & Liu L. *IEEE Photonics Journal*, 2020, no. 3(12), pp. 1–10, DOI: 10.1109/JPHOT.2020.2995317.
- Chen Z., Yang J., Wong W.H., Pun E.Y.B., & Wang C. *Photonics Research*, 2021, no. 12(9), pp. 2319–2324.
- Kunz K.S., Luebbers R.J. *The finite difference time domain method for electromagnetics*, CRC press, 1993.
- Brunetti G., Dell’Olio F., Contedua D., Armenise M.N., & Ciminelli C. *Journal of optics*, 2020, no. 3(22), pp. 035802, DOI 10.1088/2040-8986/ab71eb.
- Selleri S., Vincetti L., Zoboli M. *IEEE Journal of quantum electronics*, 2000, no. 12(36), pp. 1392–1401, DOI: 10.1109/3.892558.

27. Xu C.L., Huang W.P., Chrostowski J., Chaudhuri S.K. *Journal of Lightwave Technology*, 1994, no. 11(12), pp. 1926–1931, DOI: 10.1109/50.336056.
28. Kawano K., Kitoh T. *Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equation and the Schrödinger Equation*, John Wiley & Sons, 2001.
29. Xiao J., Sun X. *Optics Communications*, 2010, no. 14(283), pp. 2835–2840, <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2010.03.057>.
30. Fallahkhair A.B., Li K.S., Murphy T.E. *Journal of lightwave technology*, 2008, no. 11(26), pp. 1423–1431, DOI: 10.1109/JLT.2008.923643.
31. Snyder A.W. et al. *Optical waveguide theory*, London, Chapman and hall, 1983, 738 p.
32. Pollock C.R., Lipson M. *Integrated photonics*, Kluwer Academic, Springer, 2003, 376 p.
33. Ushakov N.A., Markvart A.A., Petrov A.V., Liokumovich L.B. *Applied photonics*, 2023, vol. 6, pp. 78–91, <http://doi.org/10.15593/2411-4375/2023.6.6>.
34. Qiu Y., Sheng Y. *Fiber bragg grating modeling*. Center for Optics, Photonics and Laser, Laval University Ste-Foy, Quebec, 2000, 318 p.
35. Garmire E., Hammer J.M., Kogelnik H., Zernike F. *Integrated optics*, Springer Science & Business Media, 2013, 318 p.
36. Lui W.W., Huang W.P. *Journal of lightwave technology*, 1998, no. 5(16), pp. 929, DOI: 10.1109/50.669050.
37. Cortes-Herrera L., He X., Cardenas J., Agrawal G.P. *Physical Review A*, 2021, no. 6(103), pp. 063517, DOI: 10.1103/PhysRevA.103.063517.
38. Čtyroký J. *Journal of optical communications*, 1993, no. 1(14), pp. 32–38.
39. Moskalev D., Kozlov A., Salgaeva U., Krishtop V., Perminov A.V., Venediktov V. *Photonics*, MDPI, 2023, no. 11(10), pp. 1260, <https://doi.org/10.3390/photonics10111260>.
40. Moskalev D.N. *Applied Photonics*, 2023, no. 8(10), pp. 17–28. (in Russ.)
41. Zhu Z., Brown T.G. *Optics express*, 2002, no. 17(10), pp. 853–864, DOI: 10.1364/OE.10.000853.
42. Moskalev D., Kozlov A., Salgaeva U., Krishtop V., Volyntsev A. *Applied Sciences*, 2023, no. 11(13), pp. 6374, <https://doi.org/10.3390/app13116374>.
43. Huang W.P. *JOSA A*, 1994, no. 3(11), pp. 963–983, <https://doi.org/10.1364/JOSAA.11.000963>.

DATA ON AUTHORS

- | | |
|-----------------------------|--|
| Dmitry N. Moskalev | — Post-Graduate Student; Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company, Research Institute of Radio Photonics and Optoelectronics; Leading Engineer-Researcher; Perm State University, Department of Nanotechnologies and Microsystem Technique; Assistant; E-mail: moskalevdn@pnppk.ru |
| Eugene D. Voblikov | — MSc; Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company, Research Institute of Radio Photonics and Optoelectronics; Head of Laboratory; E-mail: voblikov@pnppk.ru |
| Victor V. Krishtop | — Dr. Sci., Professor; Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company, Research Institute of Radio Photonics and Optoelectronics; Chief Researcher; Perm National Research Polytechnic University, Department of Nanotechnologies and Microsystem Technique; Professor; Perm State University, Department of General Physics; Professor; E-mail: Krishtop@pnppk.ru |
| Vitaly A. Maksimenko | — PhD, Associate Professor; Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company, Research Institute of Radio Photonics and Optoelectronics, Perm National Research Polytechnic University, Department of General Physics; Associate Professor; E-mail: mva30@mail.ru |
| Anatoly B. Volyntsev | — Dr. Sci., Professor; Perm State University, Department of Nanotechnologies and Microsystem Technique; Head of the Department; E-mail: klemluk_g_v@gmail.ru |

Received 03.04.2024; approved after reviewing 15.04.2024; accepted for publication 19.06.2024.