

Математическое моделирование

УДК 517.15:517.95:519.62:535.4:621.38

Модель интегрально-оптической обобщённой линзы Люнеберга в нулевом приближении

А. А. Егоров ^{*}, А. Л. Севастьянов [†], К. П. Ловецкий [†]

^{*} *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, д.3, Москва, Россия 119991*

[†] *Кафедра систем телекоммуникаций
Российский университет дружбы народов
ул. Миклухо-Маклая, д. 6, Москва, Россия, 117198*

Получено приближенное аналитическое решение векторной электродинамической задачи в плавно-нерегулярном четырёхслойном интегрально-оптическом волноводе. В качестве метода решения поставленной электродинамической задачи, удовлетворяющего условию плавного изменения профиля исследуемой интегрально-оптической структуры, использован асимптотический метод. Представлены результаты численного моделирования, которые демонстрируют высокоточное совпадение решения поставленной задачи в нулевом приближении использованного асимптотического метода с результатами других авторов. Предложенный в работе метод исследования применим для анализа аналогичных структур из диэлектрических, магнитных и мета-материалов, в том числе и нелинейных в достаточно широком диапазоне электромагнитных длин волн, что является его ещё одним несомненным преимуществом.

Ключевые слова: нерегулярный волновод, асимптотический метод, обобщённая линза Люнеберга, волноводные моды, дисперсионное соотношение.

1. Введение

Для исследования процессов трансформации (квази-)волноводных мод в плавно-нерегулярных волноводах, при которых возможен обмен энергией, как между различными направляемыми модами, так и между направляемыми и различными излучательными модами, используются различные методы [1–27]. При наличии плавных волноводных нерегулярностей (показателей преломления слоев и/или их толщин) направляемая мода претерпевает возмущение [2, 3, 5, 7–11]. Как следствие, в отличие от направляемых мод регулярного волновода [1, 2, 9, 10] направляемые моды нерегулярных волноводов могут обмениваться энергией между собой, а также – с излучательными модами, в результате чего возможны потери мощности направляемой моды на излучение в окружающую среду [2, 3, 5, 7–23, 27].

Примерами плавных «нерегулярностей» являются широко используемые устройства сопряжения, связывающие, например, различные элементы интегрально-оптического процессора. Тонкоплёночная волноводная линза Люнеберга также является примером плавно-нерегулярной интегрально-оптической структуры. Эффективность сопряжения, как известно, сильно зависит от согласования между полями до и после элемента сопряжения [2, 7, 9, 10, 17, 19]. Для успешного решения задачи эффективной передачи энергии через элемент оптической интегральной схемы, как через устройство сопряжения, необходимо учесть векторный характер полей на всех этапах решения электродинамической задачи распространения плоской монохроматической световой волны в планарной многослойной интегральной оптической структуре.

Развитие векторной трёхмерной (3D) теории волноводного распространения и рассеяния света в нерегулярном интегрально-оптическом волноводе является одной из актуальных задач современной интегральной оптики и волноводной оптоэлектроники [9–17, 20–23]. Действительно, двухмерный (2D) анализ соответствующих электродинамических задач применим с рядом оговорок, например, для таких интегрально-оптических устройств как каналные волноводы, анализаторы спектра радиочастот, интерферометры, мультиплексоры/демультиплексоры, датчики параметров окружающей среды, линзы, призмы, разветвители и т.д. [17–25]. Однако при переходе в субмикронный и тем более в нанометровый диапазон линейных размеров элементов интегральных оптических устройств 2D-анализ ограничивает возможности исследователей.

Действительно, использование 2D-теории справедливо только для слабо направляющих структур и не подходит для описания оптических волноводов, у которых сильно варьируется диэлектрическая проницаемость [21]. Использование скалярного волнового уравнения [10] для анализа трёхмерных волноводов оптического диапазона оказалось, например, возможно в случае последовательного уточнения решения скалярной волноводной задачи [23]. Однако непосредственное применение такого подхода к исследованию, например, вытекающих мод микроструктурных оптических волокон не позволило найти их коэффициенты затухания с приемлемой точностью [23].

Подобные проблемы существуют и при 2D-рассмотрении проблемы рассеяния направляемой волноводной моды в статистически нерегулярном диэлектрическом волноводе [2, 7–16]. Теория приближенного 3D-векторного рассеяния направляемой волноводной моды в статистически нерегулярном волноводе рассмотрена в работах [9–16], в том числе и при наличии шума [12–15], поэтому в данной работе мы её не анализируем.

В качестве метода решения сформулированной электродинамической задачи, удовлетворяющего условию плавного изменения профиля исследуемой интегрально-оптической структуры, использован асимптотический метод.

Асимптотический метод решения системы уравнений Максвелла [6], на наш взгляд, лучше других подходит для описания процессов эволюции квазиволноводных мод. Удержание в полученном решении и граничных условиях слагаемых, пропорциональных градиенту диэлектрической проницаемости $\vec{\nabla}\epsilon$, позволяет учесть векторный характер распространения монохроматического электромагнитного поля вдоль плавно-нерегулярных участков многослойного многомодового диэлектрического волновода.

Волноводная линза Люнеберга является важнейшим функциональным элементом в таких интегрально-оптических процессорах как ВЧ-спектроанализатор, работающий в реальном масштабе времени [19]. Требование к точности расчёта параметров аналогичных элементов интегральных структур при переходе в нанометровый диапазон сильно возрастает в связи с существованием ограничений, обусловленных дифракционными эффектами. Для решения подобных задач при наличии шума может быть использован подход, описанный в работах [12–15], где использовалась модель аддитивного случайного шума.

В нулевом порядке метода теории возмущений Саутвеллом [5] получены дисперсионные соотношения для тонкоплёночной волноводной линзы Люнеберга. Задачу синтеза тонкоплёночной волноводной линзы Люнеберга Саутвелл решил с использованием горизонтальных граничных условий в точках наклона границ. Правильные тангенциальные граничные условия учитывают локальные наклоны границы и соответствующее изменение эффективных оптических характеристик. Эти условия отличаются от горизонтальных условий регулярной части на малую величину, что приводит к возможности описания распространения электромагнитных волн в плавно-нерегулярной части волноводящей интегральной структуры с помощью асимптотического подхода, обобщающего метод ВКБ.

Проверка простейшего условия применимости ВКБ-метода

$$\frac{1}{k_0\beta^2} \left| \vec{\nabla}_{y,z}\beta(y,z) \right| \leq \max_{y^2+z^2 \leq R^2} \frac{\left| \vec{\nabla}_{y,z}\beta(y,z) \right|}{k_0\beta^2(y,z)} = \delta \ll 1$$

для тонкоплёночной волноводной линзы Люнеберга даёт оценку: $\delta \leq 10^{-5}$, где R – радиус области плавной нерегулярности, например, линзы в плоскости yOz . Учёт негоризонтальности тангенциальных граничных условий вносит в соотношения Саутвелла малую поправку по параметру δ , определённого следующим образом: $\delta = \max |\vec{\nabla}_{y,z} \beta| (k_0 \beta^2)^{-1}$ (это двухмерный волноводный аналог величины $|\vec{\nabla} \varepsilon / \varepsilon|$).

2. Постановка задачи. Асимптотический метод решения

Уравнения Максвелла для электромагнитного поля в случае не поглощающей неоднородной линейной изотропной среды (в отсутствие токов и зарядов) в системе СИ сводятся к уравнениям [2]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

при записи уравнений (1) учтено, что для линейной изотропной среды справедливы соотношения: $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$.

На регулярном участке волновода, изображённом в левой части на рис. 1, толщина $h(y, z)$ второго волноведущего слоя постоянна и равна нулю, а собственные моды, распространяющиеся вдоль плоскости yOz в направлении Oz , имеют известный вид [1].

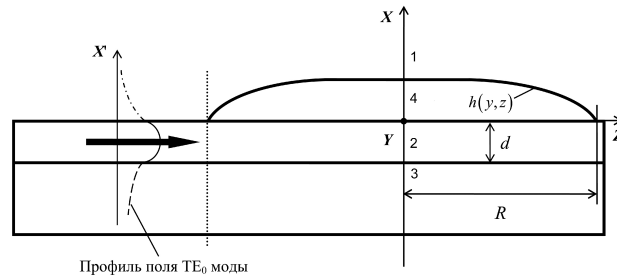


Рис. 1. Поперечное сечение исследуемой интегральной структуры, образованной слоями 1–4. Интегральный волновод образован средами 1, 2, 3: 1 – обрамляющая среда или покровный слой (воздух) с показателем преломления n_c ; 2 – волноводный слой (регулярная часть интегральной структуры) с показателем преломления n_f ; 3 – подложка с показателем преломления n_s ; 4 – тонкоплёночная волноводная линза Люнеберга (нерегулярная часть интегральной структуры) с показателем преломления n_l ; R – радиус апертура линзы; d – толщина регулярной части волноводной интегральной структуры; $x = h(y, z)$ – граница раздела волноводного слоя 4 и воздуха 1

В плавно-нерегулярном четырёхслойном волноводе (правая часть рис. 1) толщина второго волноведущего слоя непостоянна $h(y, z) \neq \text{const}$, так что $\partial h / \partial y \neq 0$, $\partial h / \partial z \neq 0$, но при этом полагаем, что эти производные малы по абсолютной величине: $|\partial h / \partial y|$, $|\partial h / \partial z| \ll 1$. В этом случае метод Фурье разделения переменных, как это делается в регулярном случае (см., например, [1, 9, 10]), применить нельзя.

Приближенные выражения, описывающие распространение электромагнитного поля в многослойном плавно-нерегулярном интегрально-оптическом волноводе, имеют следующий вид:

$$\vec{E}(x, y, z; t) = \exp(i\omega t) \frac{\vec{E}(x; y, z)}{\sqrt{\beta(y, z)}} \exp \left[-ik_0^{y,z} \int \beta(y', z') ds(y', z') \right], \quad (2)$$

$$\vec{H}(x, y, z; t) = \exp(i\omega t) \frac{\vec{H}(x; y, z)}{\sqrt{\beta(y, z)}} \exp\left[-ik_0^{y,z} \int \beta(y', z') ds(y', z')\right], \quad (3)$$

где $ds = \sqrt{dy^2 + dz^2}$ — элемент длины луча.

На регулярном участке волновода вдоль оси Oz могут распространяться направляемые ТЕ- и ТМ-моды. Граница раздела $x = h(y, z) = \text{const}$ волноводного слоя и воздуха на регулярном участке горизонтальна, и в любой точке $(h(y, z), y, z)^T$ касательная к ней плоскость совпадает с плоскостью yOz , где $(*, *, *)^T$ означает столбец, транспонированный к строке $(*, *, *)$. Тангенциальные граничные условия выполняются по отдельности для ТЕ- и для ТМ-моды соответственно:

$$H_z|_{h-0} = H_z|_{h+0}, \quad E_y|_{h-0} = E_y|_{h+0}; \quad E_z|_{h-0} = E_z|_{h+0}, \quad H_y|_{h-0} = H_y|_{h+0}.$$

На поверхности раздела $x = h(y, z)$ нерегулярного участка волновода в точке $(h(y, z), y, z)^T$ касательная плоскость задаётся уравнением $dx - (\partial h/\partial y) dy - (\partial h/\partial z) dz = 0$ и, в общем случае, не совпадает с горизонтальной плоскостью yOz , задаваемой уравнением: $1dx - 0dy - 0dz = 0$. При этом тангенциальные граничные условия

$$\vec{E}_\tau|_{h-0} = \vec{E}_\tau|_{h+0}, \quad \vec{H}_\tau|_{h-0} = \vec{H}_\tau|_{h+0} \quad (4)$$

в общем случае не выполняются отдельно для ТМ-мод и ТЕ-мод. Как видно, именно граничные условия связывают две волноводные моды (так называемые квази-ТЕ и квази-ТМ моды) в одну слабосвязанную гибридную моду (рис. 2). Связь является слабой в силу оценки $|\partial h/\partial y|, |\partial h/\partial z| \ll 1$. При этом у решений в плавно-нерегулярном волноводе, также как и у мод регулярного волновода, присутствуют быстрые осцилляции вдоль оси Ox и их число сохраняется при распространении мод.

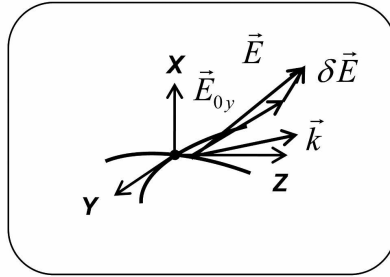


Рис. 2. Иллюстрация гибридной природы волноводных мод в трёхмерном переходе плавно-нерегулярного волновода: \vec{E}_{0y} — электрическая составляющая поля ТЕ₀-моды, падающей на границу раздела $h(y, z)$ волноводной среды и обрамляющих сред; $\delta\vec{E}$ — электрическая составляющая поля \vec{E} , возникшая из-за косоугольного падения волны на границу раздела волноводной среды и обрамляющих сред; \vec{E} — электрическая составляющая поля гибридной (квази-ТЕ₀) электромагнитной волны

В общем случае моды нерегулярного трёхмерного диэлектрического и, в частности, оптического волновода — это гибридные моды (см. рис. 2), содержащие продольную составляющую как электрического, так и магнитного векторов [2, 9–13, 17]. Действительно волновод, у которого $n = n(x, y, z)$, уже не обладает трансляционной инвариантностью по оси z , позволяющей в отсутствие источников получить решение с разделяющимися переменными [10]. В нашем случае в волноводе с трёхмерными плавными нерегулярностями возникают гибридные моды, имеющие шесть компонент поля [2, 9–13, 16, 17, 20–23, 27], а не три,

как ТЕ- и ТМ-моды [1,2]. Для гибридных мод не выполняется условие $\partial \vec{E} / \partial y \equiv 0$, $\partial \vec{H} / \partial y \equiv 0$ [1,2], т.е. существуют вариации полей в направлении оси y .

Записав уравнения Максвелла (1) в координатном виде, получим шесть дифференциальных уравнений первого порядка в частных производных. Получим из этих уравнений первого порядка с помощью дополнительных дифференцирований и последующего сложения (или вычитания) соответствующих уравнений выражения для поперечных компонент поля E_x, E_y, H_x, H_y . В результате мы можем получить квазиволновые уравнения второго порядка для продольных компонент поля E_z, H_z (подробнее см. в [26]). Следует отметить, что мы называем квазиволновым уравнение, которое имеет вид волнового уравнения в левой части равенства. В правой части у квазиволнового уравнения вместо нуля находится выражение от неизвестной функции, первого порядка малости δ по сравнению с выражением в левой части.

3. Вычисление полей в плавно-нерегулярном волноводе. Нулевое приближение

Выражения для продольных компонент поля E_z, H_z соответствующих мод в нулевом приближении по δ порядке приведены в [26]. Из них легко вычисляются решения для E_y, H_x и E_x, H_y в нулевом по δ порядке. Все эти решения содержат амплитудные коэффициенты $\{A_i\}$ и $\{B_i\}$. Дисперсионное соотношение в нулевом по δ приближении является алгебраическим полиномиальным уравнением относительно распределения коэффициента замедления $\beta^{(0)}(y, z)$, рассматриваемого также в нулевом приближении, так что $\beta(y, z) = \beta^{(0)}(y, z) + O(\delta)$.

Дисперсионное соотношение в нулевом по δ приближении можно разрешить аналитически, например, с помощью компьютерной программы, написанной в пакете символьных вычислений Maple. Решения $F(h(y, z), \beta^{(0)}(y, z)) = 0$, полученные таким образом, позволяют вычислить и изобразить графики корней — дисперсионных кривых $\beta^{(0)}(y, z)(h(y, z))$ [26, 27].

После вычисления $\beta^{(0)}(y, z)$ выражения для параметров полей в разных областях постоянства диэлектрической проницаемости получают конкретные численные значения. Однако неопределённые амплитудные множители пока не получили своих численных значений. Указанные амплитуды удовлетворяют однородной системе линейных алгебраических уравнений. Воспользуемся методом решения однородной системы линейных алгебраических уравнений, приведённым в [28].

В результате компьютерной реализации данного метода приближённо вычисляются конкретные численные значения величин $\{A_j\}$ и $\{B_j\}$. Таким образом, все компоненты вертикального распределения квазиволноводных мод $\vec{E}(x; y, z)$ и $\vec{H}(x; y, z)$ вычислены в нулевом по δ приближении при любых значениях горизонтальных координат (y, z) с заданным распределением (профилем) толщины $h(y, z)$ и любых значениях вертикальной координаты x .

Отметим, что в области, где толщина линзы Люнеберга меньше критического значения, наблюдается некоторая необычная деформация как дисперсионных зависимостей, так и структуры мод, требующая использования первого приближения для их корректного анализа.

4. Результаты компьютерного моделирования

На рис. 3 приведены рассчитанные в соответствии с нулевым по δ приближением зависимости коэффициентов фазового замедления β ТМ₀-моды от толщины волноводных слоев четырёхслойной интегрально-оптической структуры, состоящей из трёхслойного регулярного планарного волновода и четырёхслойного плавно-нерегулярного волновода (см. рис. 1) с параметрами: коэффициент

преломления подложки SiO_2) $n_s = 1,470$, коэффициент преломления первого (регулярного) волноводного слоя (стекло марки Corning 7059) $n_f = 1,565$, коэффициент преломления второго волноводного слоя (Ta_2O_5) $n_l = 2,100$ переменной толщины $h(y, z)$, коэффициент преломления покровного слоя (воздух) $n_c = 1,000$.

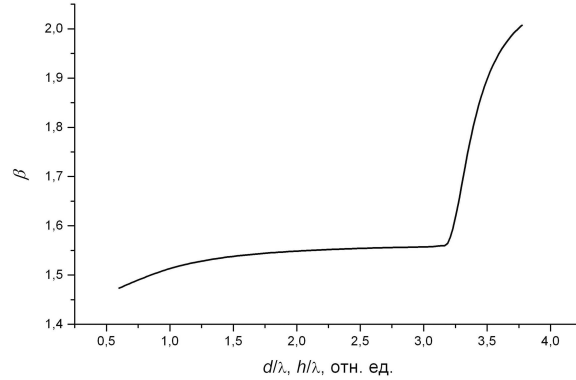


Рис. 3. Дисперсионные зависимости для TE_0 -моды интегрально-оптической структуры, приведённой на рис. 1

На дисперсионных зависимостях $\beta = \beta(d/\lambda; h/\lambda)$ по вертикали отложены значения коэффициента фазового замедления β , а по горизонтали — толщины волноводных слоев в относительных единицах (d/λ и h/λ), где $\lambda = 0,9$ мкм. Таким образом, левая часть рисунков (примерно от 0,0 до 3,0) является дисперсионной зависимостью трёхслойного регулярного волновода, а правая (от 3,0 до 3,8) — дисперсионной зависимостью четырёхслойного плавно-нерегулярного волновода, включающего линзу Люнеберга. Аналогичные дисперсионные зависимости были получены авторами и для других типов мод.

На рис. 4 приведено то же, что и на рис. 3, но только для толщины второго волноводного слоя. Участки дисперсионной зависимости после 3,0 от $h \approx 0,00$ до $h \approx 0,24$ (в единицах λ) отражают область некоторого переходного режима в линзе Люнеберга. Более подробно эти участки изображены соответственно на рис. 4 (примерно от 0,0 до 0,2).

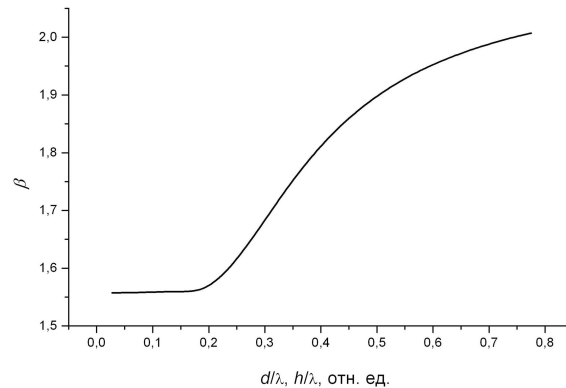


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но только для толщины второго волноводного слоя

На рис. 5 приведён результат решения в соответствии нулевым по δ приближением задачи синтеза интегрально-оптической обобщённой ($F > 1$) планарной линзы Люнеберга — при изменении нормированного радиуса r линзы от 0 до 1 был найден вид распределения профиля $h(r)$ для нормированного фокусного

расстояния $F = 5$ (в единицах λ). Данная линза описывается радиальным распределением фазового замедления $\beta(r, F)$ по $r \in [0, 1]$ в безразмерных единицах $r = R/R_{\max}$, где R_{\max} — радиус линзы с заданным фокусным расстоянием (в тех же безразмерных единицах). Как видно из рис. 5, в нулевом приближении практически нет расхождений между нашими данными и данными Саутвелла. Однако наше решение обладает существенно более высокой точностью, что особенно важно при синтезе обобщённых линз Люнеберга, требующих учёта краевых эффектов, которые оказывают влияние, например, на Фурье-преобразование, совершаемое с помощью линзы.

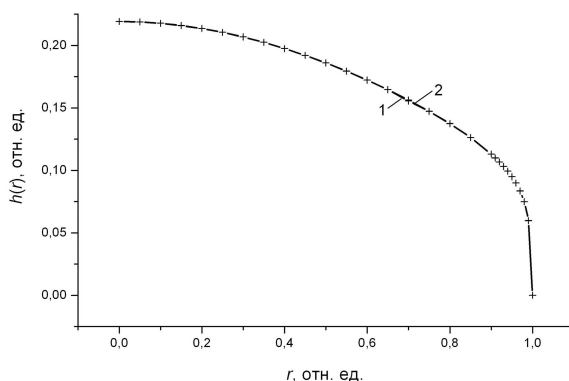


Рис. 5. Профили синтезированных толщин обобщённых интегрально-оптических линз Люнеберга. Фокусное расстояние линзы $F = 5$; 1 — наш расчёт, 2 — данные Саутвелла (с символом «+»)

Приведём примеры дисперсионных зависимостей и полей в закритической области, вычисленных в нулевом приближении и демонстрирующих их необычное поведение (см. рис. 6, 7). С одной стороны, такое поведение может быть объяснено особенностями несобственных решений, связанных с тем, что поля вытекающих мод являются неоднородными волнами, у которых плоскости равных амплитуд и равных фаз взаимно ортогональны в отличие от однородных плоских волн, у которых эти плоскости параллельны. С другой стороны, такое необычное поведение дисперсионных зависимостей и полей может быть отчасти объяснено недостаточностью нулевого приближения для описания вытекающих мод.

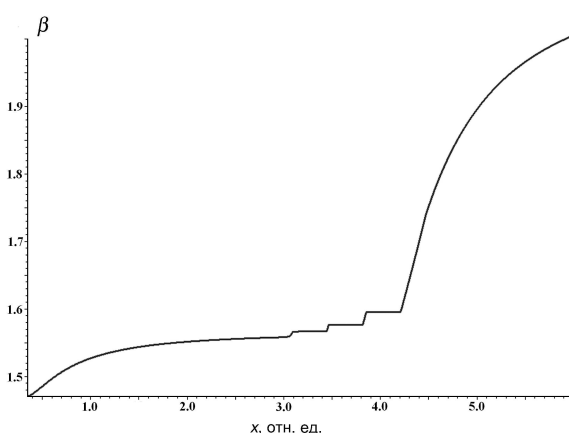
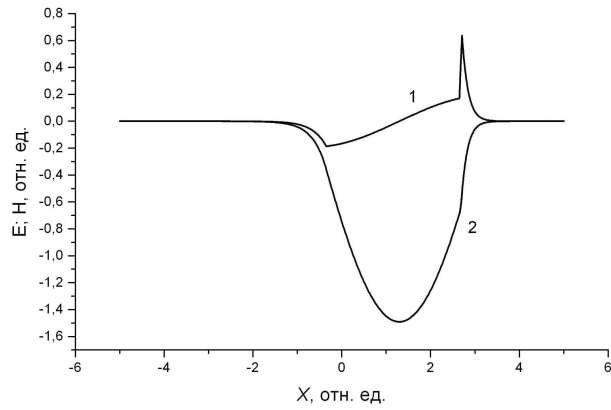
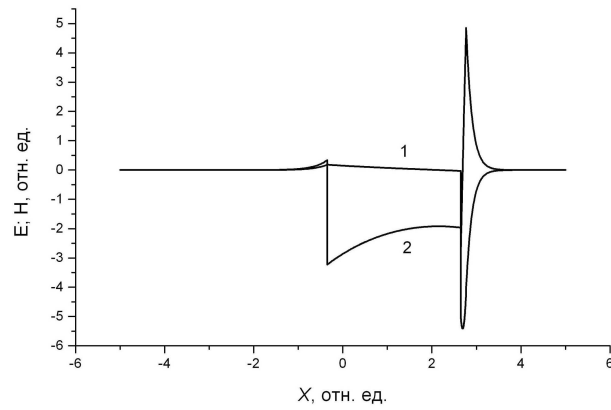


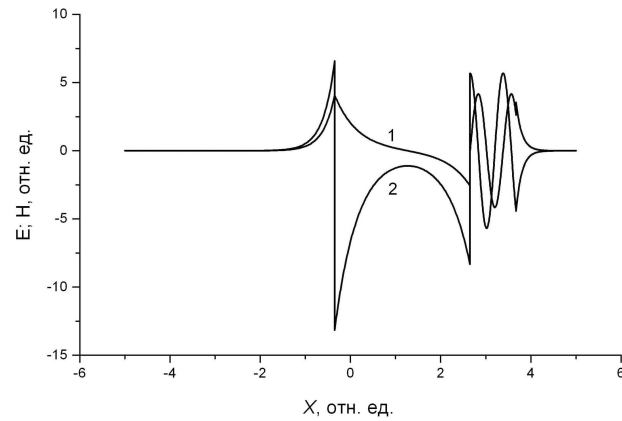
Рис. 6. Дисперсионная зависимость для TE_3 -моды интегрально-оптической структуры, приведённой на рис. 1. Параметры структуры: $d = 0,35$, $h = 6$ (в единицах λ)



(а)



(б)



(в)

Рис. 7. Профили компонент электромагнитного поля TE_m -моды интегрально-оптической структуры, приведённой на рис. 1, для случая толщины h , меньшей критической: (а) $h = 0,06$; (б) $h = 0,12$; (в) $h = 1,02$ (в единицах λ).

Цифрами обозначены: 1 — компонента поля $|\vec{E}|$, 2 — компонента поля $|\vec{H}|$.

5. Заключение

Полученные результаты численного моделирования демонстрируют высокоточное совпадение нулевого приближения описываемого метода с результатами Саутвелла [5].

Дисперсионное соотношение для интегрально-оптической тонкослойной линзы Лüneберга позволяет корректно сформулировать и решить две важные для теории и практические задачи:

Задачу синтеза: при заданных оптических свойствах волновода (известном распределении коэффициента фазового замедления) необходимо синтезировать необходимую для обеспечения этих свойств толщину дополнительного волноводного слоя, т.е. по сути, необходимо в конечном итоге найти зависимость толщины линзы от радиуса.

Задачу анализа: при заданном профиле толщины дополнительного волноводного слоя определить сформированные этим слоем оптические свойства волновода, в частности, найти вид распределения коэффициента фазового замедления.

Необходимо также отметить, что регулярный трёхслойный и четырёхслойный волноводы являются частными случаями рассмотренной в настоящей работе теоретической модели. Следует также отметить, что предложенное нами теоретическое описание обобщается на случай плавно-нерегулярной структуры из N слоев, состоящих из диэлектрических и магнитных материалов, материалов с нелинейными свойствами, а также – из мета-материалов, что является его несомненным преимуществом.

Литература

1. Дерюгин Л. Н., Марчук А. Н., Сотин В. Е. Свойства плоских несимметричных диэлектрических волноводов на подложке из диэлектрика. — М.: Изв. Вузов. Радиоэлектроника, 1967. — 134 с.
2. Маркузе Д. Оптические волноводы. — М.: Изд. АН СССР, 1961.
3. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно изменяющимися параметрами. — М.: Мир, 1974.
4. Кинбер Б. Е., Кравцов Ю. А. Лучевая теория преобразования волн в многомоноводных нерегулярных волноводах. — М.: Радиотехника и электроника, 1977. — 2470 с.
5. Southwell W. H. Inhomogeneous Optical Waveguide Lens Analysis, Index Profiles For Generalized Luneburg Lenses And Their Use In Planar Optical Waveguides // JOSA. — 1977. — No 67.
6. Бабич В. М., Булдырев В. С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. — М.: Наука, 1972.
7. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах (введение в теорию). — М.: Наука, 1969.
8. Шевченко В. В. Квазиволноводные (вытекающие) волны в слоистонеоднородных волноводах // Изв. Вузов. Радиофизика. — 1969. — № 12. — С. 1389.
9. Унгер Х. Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. — М.: Мир, 1980.
10. Снайдер А., Лав Д. Теория оптических волноводов. — М.: Радио и связь, 1987.
11. Содха М. С., Гхатак А. К. Неоднородные оптические волноводы. — М.: Связь, 1980.
12. Egorov A. A. Theory Of Laser Radiation Scattering In Integrated Optical Waveguide With 3D-irregularities In Presence Of Noise: Vector Consideration // Laser Physics Letters. — 2004. — № 1. — С. 579.
13. Egorov A. A. Теория волноводного рассеяния света в интегрально-оптическом волноводе при наличии шума // Изв. Вузов. Радиофизика. — 2005. — № 48. — С. 63.
14. Egorov A. A. Use Of Waveguide Light Scattering For Precision Measurements Of The Statistic Parameters Of Irregularities Of Integrated Optical Waveguide Materials // Optical Engineering. — 2005. — № 4987. — С. 299–309.
15. Egorov A. A. Обратная задача рассеяния монохроматического света в статистически нерегулярном волноводе: теория и численное моделирование // Оптика и Спектроскопия. — 2007. — № 103. — С. 638.

16. Жук Н. П. Собственные волны среднего поля в статистически нерегулярном планарном волноводе // ЖТФ. — 1986. — № 56. — С. 825.
17. Севастьянов Л. А., Егоров А. А. Теоретический анализ плавного-нерегулярного распространения электромагнитных волн в диэлектрических плавно-нерегулярных интегральных структурах // Оптика и Спектроскопия. — 2008. — № 105. — С. 632.
18. Адамс М. Введение в Теорию Оптических Волноводов. — М.: Мир, 1984.
19. Хансперджер Р. Интегральная оптика: теория и технология. — М.: Мир, 1985.
20. Paulus M., Martin Oliver J. F. A Fully Vectorial Technique For Scattering And Propagation In Three-dimensional Stratified Photonic Structures // Optical and QE. — 2001. — No 33. — P. 315.
21. Noro H., Nakayama T. Unusual Molecular-dynamical Method For Vector-wave Analysis Of Optical Waveguides // J. Opt. Soc. Am. Ser. A. — 1997. — No 14. — P. 1451.
22. Imai M., Ohtsuka Y., Haneda N. Out-of-plane Scattering From Ion Exchanged Optical Waveguides // J. of Appl. Physics. — 1985. — No 57. — P. 4879.
23. Сотский А. Б., Сотская Л. И. Круговой фурье-анализ мод оптических волноводов при критических и закритических условиях // ЖТФ. — 2008. — № 78. — С. 90.
24. Low Loss Etchless Silicon Photonic Waveguides / J. Cardenas, C. B. Poitras, J. T. Robinson et al // Optics Express. — 2009. — No 17. — P. 4752.
25. Ruege A. C., Reano R. M. Multimode Waveguide-cavity Sensor Based On Fringe Visibility Detection // Optics Express. — 2009. — No 17. — P. 4295.
26. Егоров А. А., Севастьянов Л. А. Структура мод плавно-нерегулярного интегрально-оптического четырехслойного трехмерного волновода // Квантовая Электроника. — 2009. — № 39. — С. 566.
27. ICO Topical Meeting On Optoinformatics/Information Photonics 2008 / A. A. Egorov, L. A. Sevastyanov, A. L. Sevastyanov, K. P. Lovetskiy // ITMO. — 2008. — С. 231.
28. Корн Г. А., Корн Т. М. Справочник по математике для ученых и инженеров. — М.: Наука, 1974.

UDC 517.15:517.95:519.62:535.4:621.38

Zero Approximation Model of Integrated-Optical Generalized Luneburg Lens

A. A. Egorov ^{*}, A. L. Sevastianov [†], K. P. Lovetskiy [†]

^{*} *A. M. Prokhorov General Physics Institute
Russian Academy of Sciences
38, Vavilov str., Moscow, Russia, 119991*

[†] *Telecommunication Systems Department
Peoples' Friendship University of Russia
6, Miklukho-Maklaya str., Moscow, Russia, 117198*

The approximate solution of vector electrodynamics' problem in smoothly irregular four-layered integrated-optical waveguide is obtained. As a method of solution of the electrodynamics' problem in question, satisfying to a condition of a smooth modification of a profile of a researched integrated-optical structure, the asymptotic method is used. The represented outcomes of numerical modeling show good convergence of a solution of the considered problem in a zero approximation of the used asymptotic method with the results of other authors. The offered method is applicable to analysis of similar dielectric, magnetic, and meta-materials' structures, including nonlinear ones in sufficiently broad band of electromagnetic wavelengths, that is doubtless advantageous.

Key words and phrases: irregular waveguides, asymptotic method, generalized Luneburg lens, waveguide modes, dispersion relations.