

Свойства волноводных мод в фотонном кристалле на основе щелевого кремния с дефектом

© А.С. Спицын, Г.Ф. Глинский[¶]

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (ЛЭТИ),
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 17 марта 2008 г. Принята к печати 2 апреля 2008 г.)

Теоретически исследованы свойства локализованных мод в брэгговских волноводах на основе щелевого кремния. Для структур с различной шириной канала были рассчитаны дисперсионные кривые волноводных мод ТЕ- и ТМ-поляризации, а также коэффициент локализации и групповая скорость волновых пакетов, сформированных из них. Расчеты были выполнены методом разложения электромагнитного поля по плоским волнам с использованием приближения периодического продолжения решений. Показано, что в исследуемых структурах свойства волноводных мод ТЕ- и ТМ-поляризации сильно различаются. Наиболее локализованными в волноводном канале являются ТЕ-моды, степень локализации которых практически равна единице в структурах с широким каналом. Групповая скорость волновых пакетов, сформированных из таких мод, достигает значения, близкого к скорости света в вакууме. Это объясняется тем, что вся мощность волноводной моды практически полностью сосредоточена в канале, диэлектрическая проницаемость которого равна единице.

PACS: 42.25.Fx, 42.70.Qs, 42.82.Et

1. Введение

Волноводы на основе фотонных кристаллов (ФК) являются перспективными структурами для управления световыми потоками в масштабах, сравнимых с длиной волны излучения [1,2]. Использование ФК в качестве оболочки волноводов позволяет задавать необходимые дисперсионные характеристики волноводных мод, что открывает большие возможности для применения таких структур в интегральной и нелинейной оптике [3,4]. Различают одномерные (1D), двумерные (2D) и трехмерные (3D) ФК в зависимости от того, в скольких направлениях осуществляется модуляция диэлектрической проницаемости. Волноводы на основе 3D ФК достаточно сложно реализовать технологически, поэтому основное внимание исследователей было уделено волноводным структурам на основе 2D ФК. Однако на практике оказалось, что подобные структуры обладают достаточно большими потерями, основной причиной которых является наличие неровностей на границах раздела сред [5]. Поэтому в последнее время возрос интерес к оптическим волноводам на основе одномерных фотонных кристаллов. Такие структуры должны обладать меньшими потерями по сравнению с волноводами на основе 2D или 3D ФК по нескольким причинам. Во-первых, одномерная периодическая структура имеет гораздо меньшую площадь поверхности раздела сред, что значительно снижает число дефектов формы, возникающих в процессе изготовления волновода. Во-вторых, в подобных структурах возможно достичь более высокой степени локализации направляемых мод в волноводном канале, что способствует снижению оптических потерь, связанных с поглощением и рассеянием в оболочке волновода.

Изучению волноводных структур на основе одномерных фотонных кристаллов посвящено небольшое количество работ, из которых можно отметить [6–9]. Основное внимание в этих работах уделялось расчету закона дисперсии волноводных мод, а также оценке их оптических потерь. При этом не проводился анализ групповой скорости волновых пакетов и не рассматривался вопрос о степени локализации мод в волноводном канале.

В настоящей работе теоретически исследованы свойства локализованных мод в брэгговских волноводах на основе щелевого кремния с различной шириной волноводного канала. Рассчитаны такие характеристики волноводных мод, как закон дисперсии, коэффициент локализации, групповая скорость.

2. Исследуемая структура

Брэгговский волновод на основе щелевого кремния схематически изображен на рис. 1. Он состоит из волноводного канала шириной L и двух отражателей — слева и справа, шириной l каждый. Отражатели, в свою очередь, представляют собой периодическую структуру, состоящую из N слоев, каждый из которых образован кремниевой пластинкой толщиной a и воздушным слоем толщиной b ($a + b = \Lambda$ — период структуры). Подобный волновод может быть изготовлен методом анизотропного травления. Например, в работе [10] были изготовлены и исследованы структуры щелевого кремния, в которых высота кремниевых пластинок была в 30 раз больше их толщины.

Исследуемую волноводную систему можно рассматривать как одномерный фотонный кристалл, выполняющий функцию отражателей, с дефектом, играющим роль волноводного канала. Периодическая оболочка

[¶] E-mail: genaglinskii@mail.ru

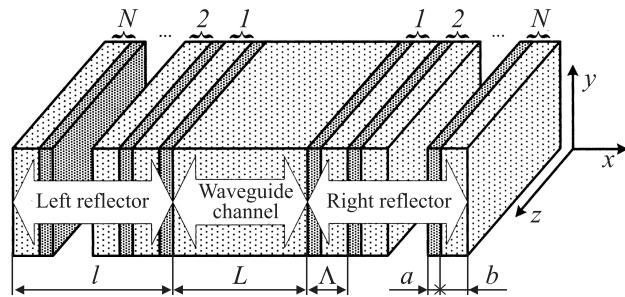


Рис. 1. Схематическое изображение брэгговского волновода: L — ширина волноводного канала, a — толщина кремниевой пластинки, b — толщина воздушного слоя, $\Lambda = a + b$ — период ФК, N — количество периодов ФК, содержащихся в отражателях.

волновода (при условии наличия достаточно большого числа периодов) характеризуется разрешенными и запрещенными зонами в спектре собственных состояний. Введение дефекта в периодическую среду приводит к появлению дополнительных дефектных состояний, которые могут быть как локализованными, так и дelokализованными [11]. Дисперсионные кривые, соответствующие локализованным на дефекте состояниям, располагаются в запрещенной зоне одномерной периодической структуры. При этом чем больше запрещенная зона фотонного кристалла, тем выше может быть степень локализации дефектных состояний [12]. Расчеты показывают [13], что в рассматриваемой периодической среде „кремний–воздух“ ширина запрещенной зоны максимальна, если толщина пластинок соотносится с периодом как $a/\Lambda \approx 0.25$. Поэтому периодическая структура с данной геометрией была использована нами в качестве модельной. Волноводным каналом служил слой воздуха, толщина которого могла варьироваться от 2Λ до 6Λ . Такая волноводная система представляет определенный практический интерес, так как характеризуется малыми потерями при распространении оптического излучения, а также высокой степенью локализации волноводных мод.

3. Свойства волноводных мод

3.1. Закон дисперсии

Основной характеристикой волноводной моды является ее закон дисперсии, т.е. зависимость частоты ω от постоянной распределения β , роль которой в нашем случае играет проекция волнового вектора на ось z — K_z . Расчет дисперсии локализованных мод в исследуемой структуре проводился методом разложения электромагнитного поля по плоским волнам [2,13] с использованием приближения периодического продолжения решений [11].

Сущность метода заключается в том, что напряженности электрического и магнитного полей представля-

ются в виде блоховских функций, периодические части которых раскладываются в ряд Фурье. Это позволяет свести дифференциальные уравнения Максвелла к системе линейных алгебраических уравнений, решение которой представляет собой обобщенную задачу на собственные числа и векторы. В данной задаче частота моды является собственным числом, а коэффициенты разложения периодической части блоховских функций $u_{n\mathbf{K}\mathbf{G}}$ и $v_{n\mathbf{K}\mathbf{G}}$ (соответственно для электрического и магнитного полей) — собственным вектором. Здесь индекс n нумерует собственные состояния, \mathbf{K} — волновой вектор в зоне Бриллюэна, \mathbf{G} — произвольный вектор обратной решетки.

Необходимым условием для использования метода разложения электромагнитного поля по плоским волнам является то, что координатная зависимость диэлектрической проницаемости должна быть периодической функцией. Поэтому для расчета локализованных мод использовалось приближение, состоящее в том, что исследуемая структура продолжается периодически в пространстве, образуя своего рода сверхрешетку. Собственные частоты такой системы имеют как непрерывный, так и дискретный спектр. Последний, в свою очередь, соответствует локализованным на дефекте состояниям, или, другими словами, волноводным модам, и располагается в запрещенной зоне бездефектного фотонного кристалла. Как будет показано далее, свойства волноводных мод сильно зависят от положения соответствующей им дисперсионной кривой относительно разрешенных и запрещенных зон периодической оболочки.

В рассматриваемой одномерной периодической среде все состояния электромагнитного поля можно разделить по поляризации на поперечно-электрические (ТЕ) и поперечно-магнитные (ТМ) моды, которые в соответствии с выбранной системой координат (рис. 1) имеют следующие компоненты: E_y, H_x, H_z для ТЕ-волн и E_x, E_z, H_y для ТМ-волн. На рис. 2, a, b изображены дисперсионные кривые локализованных мод, рассчитанные для структур с шириной канала 2Λ и 3Λ соответственно. Видно, что в случае более узкого дефекта в запрещенную зону попадают только моды нулевого порядка каждой поляризации. Увеличение ширины канала приводит к тому, что дисперсионные кривые смещаются в низкочастотную область. Как следствие, в запрещенной зоне появляются волноводные моды более высокого порядка. Таким образом, изменяя ширину волноводного канала, можно конструировать волноводы, работающие как в одномодовом, так и в многомодовом режиме.

Характер зависимости частоты локализованных мод от постоянной распространения, $\omega(\beta)$, позволяет сделать вывод о том, что свойства этих мод в исследуемой структуре схожи со свойствами собственных мод в металлических волноводах. Это объясняется тем, что для мод в запрещенной зоне периодическая структура практически является зеркально отражающей поверхностью. Напряженность поля таких мод, так же как и в металлических волноводах, экспоненциально затухает

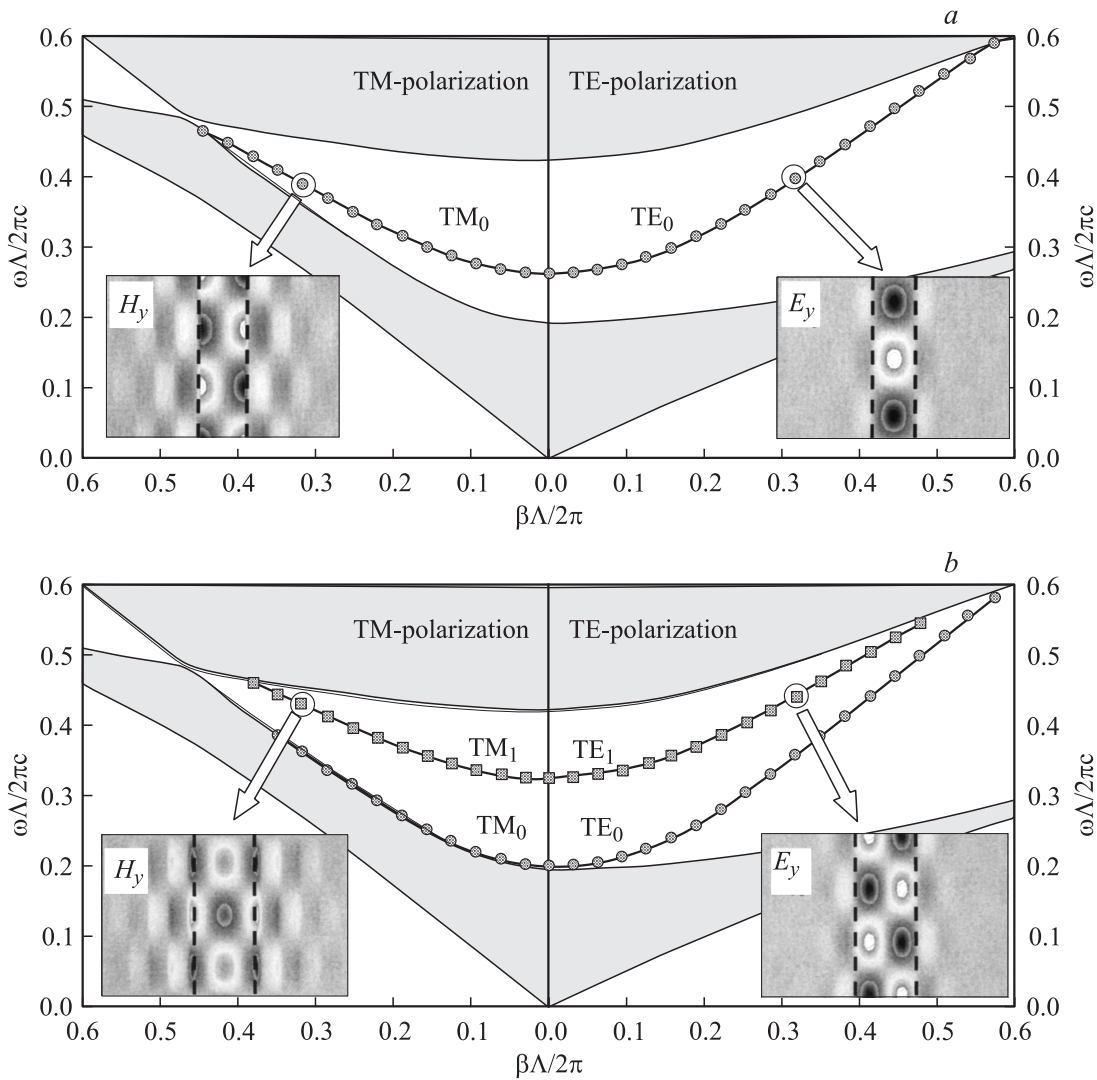


Рис. 2. Дисперсия волноводных мод в брэгговском волноводе с шириной канала $L = 2\lambda$ (a) и $L = 3\lambda$ (b). Затененным областям соответствует спектр собственных состояний ФК. На вставках показано пространственное распределение поперечных компонент поля.

по мере удаления от границ волноводного канала, что обеспечивает высокую степень локализации волноводных мод в канале.

С увеличением постоянной распространения дисперсионные кривые локализованных в волноводном канале мод приближаются к прямой $\omega = ck$, соответствующей дисперсии света в вакууме (c — скорость света в вакууме, k — волновое число). Это особенно заметно на примере дисперсии волноводной моды TE_0 в структуре с шириной канала 3λ (рис. 2) и более. Как будет показано далее, это оказывает существенное влияние на такие характеристики локализованных мод, как пространственное распределение поля и скорость переноса энергии.

3.2. Коэффициент локализации

Коэффициент локализации, показывающий, какая доля мощности волноводной моды сосредоточена в волновод-

ном канале, определяется следующим выражением [14]:

$$\Xi = \frac{\operatorname{Re} \int_{-0.5L}^{0.5L} S_z(x) dx}{\operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} S_z(x) dx},$$

где S_z — компонента вектора Пойнтинга вдоль направления распространения. Поскольку, как правило, оптические волноводы оптимизированы для работы на определенную длину волны, представляется интересным исследовать зависимость коэффициента локализации от постоянной распространения. В настоящей работе эти характеристики были рассчитаны для волноводов с шириной канала от 2λ до 6λ . Результаты расчетов для структур с каналом шириной 2λ и 3λ представлены на рис. 3, a и b соответственно. Согласно этим данным, волноводные моды TE- и TM-поляризации сильно раз-

личаются по степени локализации. Такое существенное различие в степени локализации TE- и TM-мод одного и того же порядка обусловлено двумя причинами. Во-первых, эти моды имеют разные граничные условия. Это приводит к тому, что напряженность поля на границе дефекта для TE-мод всегда равна нулю, а для TM-мод имеет достаточно большое значение (см. вставки к рис. 2). Поэтому напряженность поля TE-волн гораздо быстрее падает до нуля по мере удаления от волноводного канала. Вторая причина связана с тем, что свойства TE- и TM-мод в периодической оболочке волновода сильно различаются (более подробно см. [13]). Это различие хорошо заметно на рис. 2, где видно, что по мере увеличения постоянной распространения ширина запрещенной зоны для TE-поляризации увеличивается, а для TM-поляризации уменьшается. Как было отмечено в

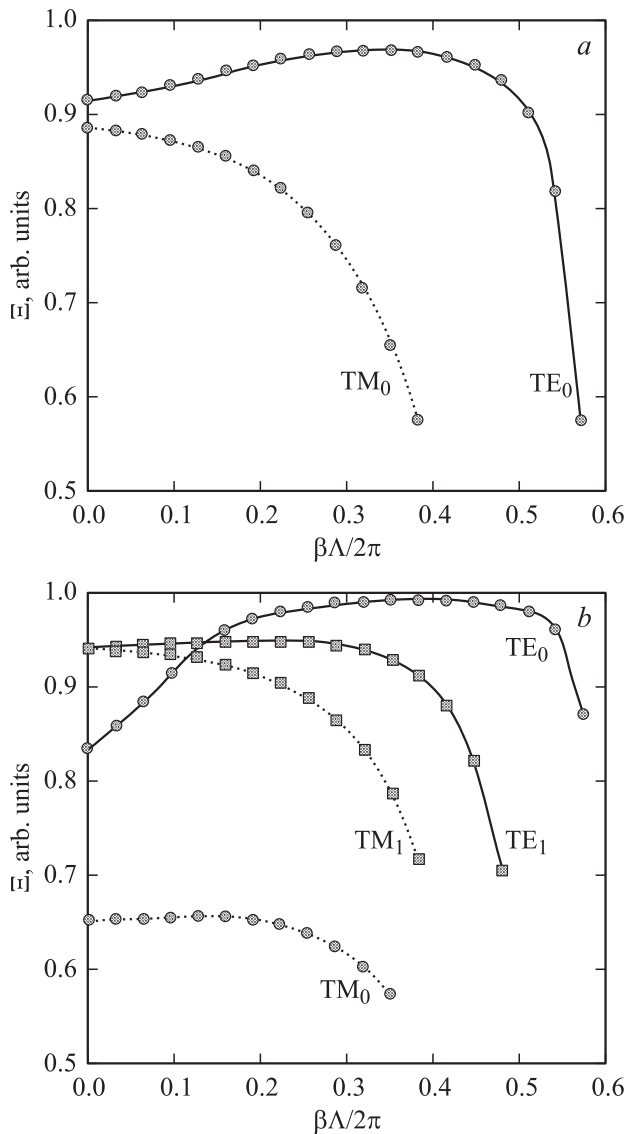


Рис. 3. Зависимости коэффициента локализации волноводных мод от постоянной распространения в структурах с шириной канала $L = 2\Lambda$ (a) и 3Λ (b).

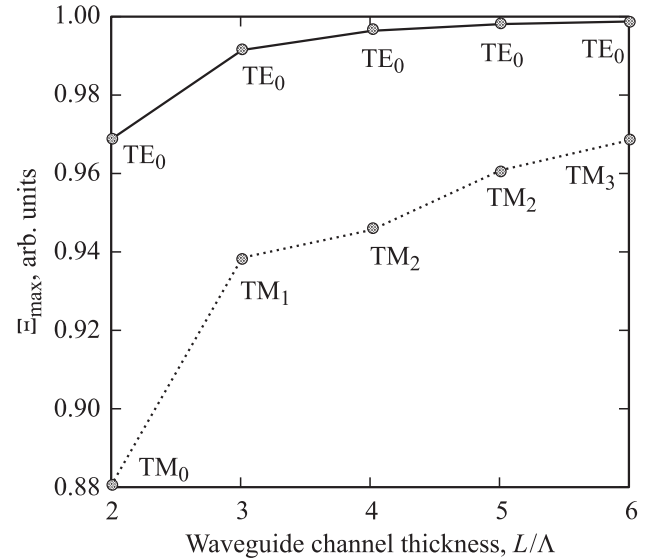


Рис. 4. Зависимости максимальных величин коэффициента локализации Ξ_{\max} TE- и TM-мод от ширины канала волновода.

работе [12], чем ближе дисперсионная кривая локализованной моды к разрешенной зоне фотонного кристалла, тем меньше ее локализация на дефекте. Это позволяет объяснить тот факт, что локализация TM-мод снижается при увеличении β , а локализация TE-мод возрастает до определенного значения (рис. 3). Максимальная степень локализации TE-мод приходится на ту область длин волн, в которой дисперсионная кривая моды располагается одновременно близко к середине запрещенной зоны и к дисперсионной кривой, соответствующей объемному материалу волноводного канала, — в данном случае вакууму.

Другой характерной особенностью рассматриваемой структуры является то, что с увеличением ширины волноводного канала наиболее локализованной TE-модой всегда является TE₀, в случае же TM-поляризации наиболее локализованной является мода, которая ближе всего расположена к середине запрещенной зоны. Это хорошо видно из рис. 4, где представлены результаты расчета коэффициента локализации волноводных мод в структурах с различной шириной канала. Из рисунка следует, что максимальный коэффициент локализации моды TE₀ практически равен 1 в структурах с шириной канала больше 4Λ . Столь высокая степень локализации волноводных мод способствует уменьшению их оптических потерь, связанных с поглощением в материале оболочки, а также на неровностях границы раздела сред.

3.3. Групповая скорость

Рассмотрим распространяющийся по волноводу световой импульс, который имеет конечные размеры в направлении распространения. С математической точки зрения, такой импульс можно представить в виде волнового пакета, который образован суперпозицией волноводных

мод одного и того же порядка, но с различной постоянной распространения:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}'_n(\mathbf{x}, t) \\ \mathbf{H}'_n(\mathbf{x}, t) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{D}} \sum_{\beta} \left\{ \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n\beta}(\mathbf{x}) \\ \mathbf{v}_{n\beta}(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \exp(i\beta z) C_{\beta} \exp(-i\omega_{n\beta} t) \right\}.$$

Здесь $\mathbf{E}'_n, \mathbf{H}'_n$ — напряженности электрического и магнитного полей светового импульса, D — толщина волновода, включающая в себя толщины волноводного канала и отражателей, C_{β} — амплитуда разложения, определяемая следующим образом:

$$C_{\beta} = \frac{1}{\sqrt{D}} \times \int_V \left\{ [\mathbf{u}_{n\beta}^*(\mathbf{x}) \mathbf{v}_{n\beta}^*(\mathbf{x})] \begin{bmatrix} \epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon} & 0 \\ 0 & \mu_0 \boldsymbol{\mu} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}'_n(\mathbf{x}) \\ \mathbf{H}'_n(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \exp(-i\beta z) \right\} d\mathbf{x},$$

где ϵ_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные, $\boldsymbol{\epsilon}$ и $\boldsymbol{\mu}$ — тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей. Покажем, что скорость переноса энергии такого волнового пакета определяется, как и в случае однородной среды, его групповой скоростью. Считая, что волновой пакет сформирован волноводными модами в небольшой области волновых векторов с центром в точке β_0 , можно положить

$$\begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n\beta}(\mathbf{x}) \\ \mathbf{v}_{n\beta}(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n\beta_0}(\mathbf{x}) \\ \mathbf{v}_{n\beta_0}(\mathbf{x}) \end{bmatrix},$$

$$\omega_n(\beta) \approx \omega_n(\beta_0) + \left. \frac{\partial \omega_n(\beta)}{\partial \beta} \right|_{\beta_0} (\beta - \beta_0).$$

В этом случае волновой пакет можно представить как

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}'_n(\mathbf{x}, t) \\ \mathbf{H}'_n(\mathbf{x}, t) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{D}} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n\beta_0}(\mathbf{x}) \\ \mathbf{v}_{n\beta_0}(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \exp[i\beta_0 z - i\omega_n(\beta_0)t] \\ \times \sum_{\beta} \{ C_{\beta} \exp[i(\beta - \beta_0)z - i\omega'_n(\beta_0)(\beta - \beta_0)t] \} \\ = \frac{1}{\sqrt{D}} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n\beta_0}(\mathbf{x}) \\ \mathbf{v}_{n\beta_0}(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \exp[i\beta_0 z - i\omega_n(\beta_0)t] \\ \times \sum_{\beta} \{ C_{\beta} \exp[i(\beta - \beta_0)(z - \omega'_n(\beta_0)t)] \},$$

где множитель перед суммой представляет собой несущую моду, а сумма описывает огибающую волнового пакета. Из этого уравнения следует, что огибающая волнового пакета распространяется со скоростью $V_z^g = \omega'_n(\beta_0)$.

Непосредственное вычисление производной от дисперсионной кривой, рассчитанной численно, не всегда удобно и может привести к большой погрешности.

В рамках метода разложения электромагнитного поля по плоским волнам можно рассчитать групповую скорость, не прибегая к операции численного дифференцирования. Как показано в работе [14], групповая скорость волнового пакета V_z^g равна скорости переноса энергии модой $n\beta_0$, которая определяется выражением

$$V_z^e = \frac{\langle S_z^{n\beta_0} \rangle}{\langle U_{n\beta_0} \rangle},$$

где $\langle S_z^{n\beta_0} \rangle$ и $\langle U_{n\beta_0} \rangle$ — пространственно усредненные проекция вектора Пойнтинга на ось z и энергия моды соответственно. Отсюда следует, что в волновом пакете скорость распространения огибающей равна скорости переноса энергии несущей моды, т. е.

$$V_z^g(\beta_0) = V_z^e(\beta_0).$$

Расчет усредненных величин вектора Пойнтинга и энергии в рамках используемого метода сводится к сумме произведений соответствующих фурье-гармоник в разложении поля:

$$\langle S_{n\beta_0} \rangle = \frac{1}{D} \int_T S_{n\beta_0}(x) dx \\ = \frac{1}{D} \sum_{\mathbf{G}} \{ \mathbf{u}_{n\beta_0}^* \mathbf{G} \times \mathbf{v}_{n\beta_0} \mathbf{G} - \mathbf{v}_{n\beta_0}^* \mathbf{G} \times \mathbf{u}_{n\beta_0} \mathbf{G} \},$$

$$\langle U_{n\beta_0} \rangle = \frac{1}{D} \int_T U_{n\beta_0}(x) dx \\ = \frac{1}{D} \sum_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} \{ \mathbf{u}_{n\beta_0}^* \mathbf{G} \boldsymbol{\epsilon}_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} \mathbf{v}_{n\beta_0} \mathbf{G}' - \mathbf{v}_{n\beta_0}^* \mathbf{G} \boldsymbol{\mu}_{\mathbf{G}, \mathbf{G}'} \mathbf{u}_{n\beta_0} \mathbf{G}' \}.$$

Таким образом, групповая скорость всегда может быть рассчитана с высокой точностью независимо от количества точек на дисперсионной кривой.

На рис. 5, *a, b* представлены результаты расчетов групповой скорости волновых пакетов, сформированных из локализованных мод различной поляризации в волноводах с шириной канала 2Λ и 3Λ соответственно. Видно, что проекция групповой скорости на ось z изменяется в широких пределах в зависимости от постоянной распространения. При этом можно отметить следующие особенности. Во-первых, зависимости $V_z^g(\beta)$, характеризующие волновые пакеты, сформированные из локализованных мод любой поляризации и любого порядка, имеют максимум при определенных значениях постоянной распространения. Это означает, что величина дисперсии групповой скорости, определяемая как [15]

$$D = -\frac{\omega^2}{2\pi c} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2},$$

может быть положительной, отрицательной, а также принимать нулевое значение. Данное свойство исследуемой структуры может быть широко использовано

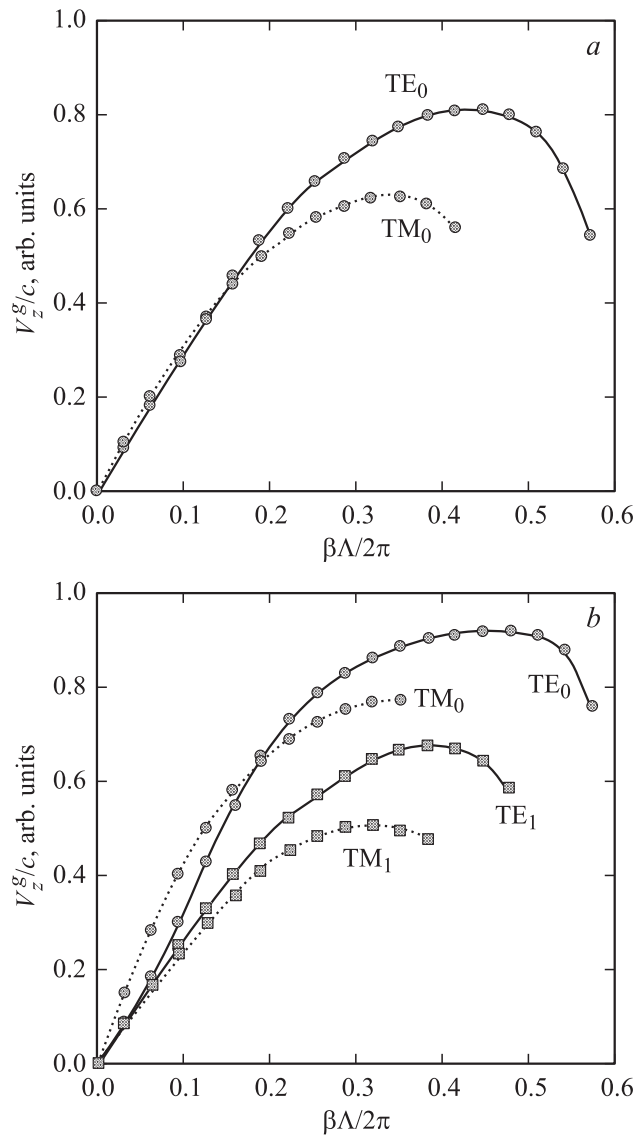


Рис. 5. Зависимости групповой скорости волновых пакетов в структурах с шириной канала $L = 2\Lambda$ (а) и 3Λ (б).

на практике для передачи мощных лазерных импульсов [4], в системах газового анализа [16], а также в ускорителях заряженных частиц [17]. Во-вторых, как видно из рис. 5, а, б, волновые пакеты ТЕ-поляризации практически всегда имеют большее значение групповой скорости, чем пакеты ТМ-поляризации. Обе особенности связаны со степенью локализации волноводных мод в волноводном канале. Поскольку диэлектрическая проницаемость волноводного канала равна единице, то с увеличением степени локализации мод их кинетические свойства становятся все более схожими со свойствами электромагнитных волн в вакууме. В частности, групповая скорость сильно локализованных в канале мод практически равна скорости света в вакууме. Как следствие, функции $V_z^g(\beta)$ во многом повторяют кривые $\Xi(\beta)$, в чем нетрудно убедиться, сравнив рис. 5 и 4.

4. Заключение

В настоящей работе исследованы свойства волноводных мод в брэгговских волноводах на основе щелевого кремния. Рассмотрены структуры с различной шириной волноводного канала, представляющего собой слой воздуха с диэлектрической проницаемостью, равной 1. Показано, что степень локализации волноводных мод сильно зависит от ширины запрещенной зоны и от положения соответствующей им дисперсионной кривой относительно середины запрещенной зоны и кривой, описывающей дисперсию света в объемном материале волноводного канала. Для рассматриваемой волноводной системы определено, что наиболее локализованными являются моды ТЕ-поляризации, так как зонная структура периодической оболочки для ТЕ-мод имеет большую запрещенную зону при всех значениях постоянной распространения. При этом максимально локализованным модам соответствует тот участок дисперсионной кривой, который располагается одинаково близко к середине запрещенной зоны и к дисперсионной кривой, соответствующей вакууму. Таким образом, по закону дисперсии локализованной моды можно, по крайней мере качественно, оценить степень локализации ее мощности в том или ином материале многокомпонентной структуры. К примеру, если в качестве материала волноводного канала выбрать SiO_2 , то дисперсионная кривая максимально локализованных в канале мод будет проходить вблизи прямой, соответствующей дисперсии света в объемном оксиде кремния.

Расчеты групповой скорости показывают, что чем сильнее мода локализована в волноводном канале, тем больше ее кинетические свойства приближаются к свойствам электромагнитных волн в объемном материале канала, в данном случае в вакууме. К примеру, волноводные моды, мощность которых практически полностью сосредоточена в волноводном канале, имеют максимальную скорость переноса энергии V_z^e , которая при определенных значениях постоянной распространения близка к скорости света в вакууме. С другой стороны, слабо локализованные в канале моды характеризуются гораздо меньшей величиной V_z^e .

Для создания устройств интегральной оптики на основе брэгговских волноводов наиболее интересными являются структуры, которые имеют наименьшую ширину канала и при этом характеризуются высокой степенью локализации волноводных мод. По результатам расчетов можно сделать вывод (рис. 4), что оптимальными с этой точки зрения являются волноводы, имеющие ширину канала, равную 4–5 периодам одномерного фотонного кристалла. В этом случае мощность моды TE_0 более чем на 99% сосредоточена в волноводном канале, что в значительной степени снижает оптические потери, связанные с рассеянием на неровностях границ раздела сред и с поглощением в материале оболочки.

Работа выполнена в рамках целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы Российской Федерации“ (проект РНП-2.1.2 1716), а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект 08-02-00162).

Авторы выражают благодарность Е.В. Астровой за содействие при выборе тематики исследований.

Список литературы

- [1] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton, Princeton University Press, 1995).
- [2] *Optical properties of photonic crystals*, ed. by K. Sakoda (Berlin, Springer-Verlag, 2001).
- [3] M. Salib, L. Liao, R. Jones. *Intel Technology J.*, **8** (2), 143 (2004).
- [4] А.М. Желтиков. *УФН*, **174** (12), 1301 (2004).
- [5] W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter. *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **13** (6), 565 (2001).
- [6] P. Yeh, A. Yariv, E. Marom. *J. Opt. Soc. Amer.*, **68**, 1196 (1978).
- [7] S.G. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy. *Opt. Express*, **9** (13), 748 (2001).
- [8] Y. Xu, A. Yariv. *Opt. Express*, **11** (9), 1039 (2003).
- [9] A. Mizrahi, L. Schachter. *Opt. Express*, **12** (14), 3156 (2004).
- [10] Е.В. Астрова, Т.С. Перова, В.А. Толмачев, А.Д. Ременюк, J. Vih, A. Moore. *ФТП*, **37** (4), 417 (2003).
- [11] А.С. Спицын, Г.Ф. Глинский. *ЖТФ*, **78** (5), 71 (2008).
- [12] M.L. Povinelli, S.G. Johnson, E. Lidorikis, J.D. Joannopoulos, M. Soljacic. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (18), 3639 (2004).
- [13] А.С. Спицын, Г.Ф. Глинский. *Изв. СПбГЭТУ*, **1**, 7 (2006).
- [14] А. Ярив, П. Юх. *Оптические волны в кристаллах* (М., Мир, 1987).
- [15] R. Ramaswami, K.N. Sivarajan. *Optical Networks: A Practical Perspective* (London, Academic Press, 1998).
- [16] G. Xuan, L. Feng, B. Wei-hong. *Optoelectron. Lett.*, **3** (3), 199 (2007).
- [17] X.E. Lin. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **4** (5), 051 301 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Properties of waveguide modes in a photonic crystal based on grooved silicon with a defect

A.S. Spitsyn, G.F. Glinskii

Saint-Petersburg Electrotechnical University (LETI),
197376 St. Petersburg, Russia

Abstract In the present work we have theoretically investigated the properties of localized modes in Bragg waveguides based on grooved silicon. Dispersion, coefficient of localization and group velocity of waveguide modes of TE- and TM-polarizations are calculated for the structures with different channel thickness. Numerical calculations were realized using plane wave expansion method with periodic continuation approximation. It is demonstrated that properties of waveguide modes of TE- and TM-polarizations are strongly different in the investigated structures. TE-modes are highly localized in the waveguide channel and they have the coefficient of localization practically equal to unit in structures with wide channels. The group velocity of wave packets formed on such modes achieves value close to the velocity of light in vacuum. It is because practically the whole of power of waveguide mode is concentrated in channel with unit permittivity.