

# ПОЛУЧЕНИЕ «МЕДЛЕННОГО СВЕТА» В ПЛАСТИНЧАТОМ ВОЛНОВОДЕ ИЗ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА ПУТЕМ ЗАПОЛНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТЬЮ И ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ

*А. Ходамохаммади<sup>a\*</sup>, Х. Хошсима<sup>b</sup>, В. Фаллахи<sup>c</sup>*

<sup>a</sup> *Исламский университет Азад, Бенаб 55518-134, Иран*

<sup>b</sup> *Университет Тебриза, Тебриз 51665-163, Иран*

<sup>c</sup> *Университет Бенаба, Бенаб 5551761167, Иран*

Поступила в редакцию 17 ноября 2016 г.

(Перевод с английского)

## SLOW LIGHT ENGINEERING IN A PHOTONIC CRYSTAL SLAB WAVEGUIDE THROUGH OPTOFLUIDIC INFILTRATION AND GEOMETRIC MODULATION

*A. Khodamohammadi, H. Khoshsima, V. Fallahi*

Описан новый тип низкодисперсной структуры для получения медленного света с высоким групповым индексом  $n_g$  и большим нормированным произведением полосы пропускания на задержку в пластинчатом волноводе из фотонного кристалла на основе кремния на диэлектрической подложке с треугольной решеткой круглых отверстий. Дисперсия регулируется напуском оптических жидкостей с различными показателями преломления  $n_f$  в первый ряд отверстий, прилегающих к волноводу, и сдвигом второго ряда отверстий в продольном направлении. В оптимальном случае можно получить произведение полосы пропускания на задержку, равное 0.32 с групповым индексом 54.55 и полосой пропускания 9.13 нм. Кроме того, во всех структурах достигается сверхнизкое значение дисперсии групповой скорости в пределах  $10^{-20}$  с<sup>2</sup>/м. Результаты получены путем численного моделирования, основанного на методе трехмерного разложения по плоским волнам.

DOI: 10.7868/S0044451017050042

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Явление «медленного света», а именно существенное замедление групповой скорости, позволяет контролируемо усиливать взаимодействие света и среды и может быть использовано в различных приложениях для фотонных интегральных схем [1–4]. Необычные свойства медленного света неожиданно открывают новые возможности для будущих систем обработки сигналов и оптических буферов в сетях связи [5, 6]. На основе медленного света мож-

но также создавать модуляторы, оптические переключатели, устройства хранения данных и биосенсоры [7–11].

На данный момент предложено и исследовано несколько подходов к замедлению групповой скорости света с использованием как эффектов квантовой когерентности, таких как электромагнитно-индуцированная прозрачность [12], так и когерентных осцилляций заселенности [13] и эффектов структурного резонанса, которые возникают в волоконных брэгговских решетках [14] и волноводах на основе фотонных кристаллов [15, 16]. Использование эффектов электромагнитно-индуцированной прозрачности и когерентных осцилляций заселенности приводит к замедлению света с большим групповым ин-

\* E-mail: s\_akhodamohammadi@gmail.com

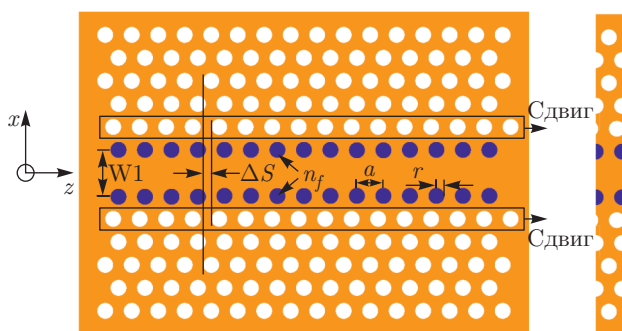
дексом  $n_g = c/v_g$  в узком диапазоне частот [17]. Однако соответствующее произведение полосы пропускания на задержку, отражающее буферную емкость устройства, оказывается относительно малым, что существенно ограничивает применимость медленного света. Малость этого параметра, обычно обусловленную узкой полосой пропускания при использовании методов электромагнитно-индуцированной прозрачности и когерентных осцилляций заселенности, можно преодолеть за счет использования низкодисперсных волноводов для медленного света на основе фотонных кристаллов. Его величина имеет безусловную важность для передачи данных и квантовой оптики, что заслуживает серьезного рассмотрения [18, 19].

В последние годы медленный свет в волноводах на основе фотонных кристаллов привлекает дополнительное внимание благодаря способности работы при комнатной температуре, пригодности для интегрирования в микросхемы, а также возможности уширения полосы пропускания и увеличения произведения полосы пропускания на задержку по сравнению с технологиями электромагнитно-индуцированной прозрачности и когерентных осцилляций заселенности [2]. Для распространения медленного света наиболее часто рассматривают пластинчатый волновод W1-типа на основе фотонного кристалла с линейным дефектом, получаемым путем удаления цепочки воздушных отверстий из идеальной двумерной решетки фотонного кристалла [20, 21]. Изменяя параметры структуры такого волновода, можно добиться широкой полосы пропускания и распространения медленного света без дисперсии. В последнее время было предпринято несколько попыток оптимизации этих параметров с использованием различных подходов. Один из этих подходов, основанный на компенсации дисперсии, можно использовать в связанных волноводах на основе фотонных кристаллов с модуляцией [16, 22]. Однако сложность изготовления таких устройств ограничивает их практическое применение в фотонных интегральных устройствах. В других подходах, основанных на почти нулевой дисперсии, изменяется геометрия волновода. Наиболее удобно изменять такие параметры, как ширина волновода [23], размер отверстия [24], положение отверстий в первых двух рядах, как правило, со сдвигом первого ряда вместо второго [25, 26] и введением в решетку фотонного кристалла воздушных отверстий различной формы [27, 28]. Альтернативным подходом к регулированию дисперсии групповой скорости, полосы пропускания и произведения полосы пропускания на за-

держку в волноводах на основе фотонных кристаллов служит методика заполнения отверстий оптической жидкостью. Эта область является новым направлением фотоники в сочетании с микрофлюидикой [29–32]. Благодаря воздушным отверстиям микроскопического масштаба в структуре, которые могут быть заполнены жидкостями с разными показателями преломления, эта техника является гибким подходом для создания устройств на основе медленного света. Методика заполнения отверстий оптической жидкостью не только позволяет создавать гибкие перестраиваемые волноводы для медленного света на основе фотонных кристаллов, но также может сочетаться с геометрическими трансформациями волноводов для оптимизации характеристик медленного света. В работе представлен простой и гибкий способ улучшения характеристик медленного света на основе сочетания геометрической и оптико-жидкостной методики. Дисперсия регулируется за счет подбора показателей преломления жидкостей, заполняющих первый ряд воздушных отверстий, и сдвига второго ряда отверстий, прилегающих к волноводу. Первый ряд отверстий заполняется оптической жидкостью с показателем преломления  $n_f$ , а второй ряд сдвигается в направлении  $z$  на расстояние  $\Delta S$ .

## 2. КОНСТРУКЦИЯ ВОЛНОВОДА И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕДЛЕННОГО СВЕТА

Предлагаемая геометрия волновода на основе фотонного кристалла представлена на рис. 1. Волновод W1-типа получен путем удаления одного ряда из треугольной решетки круглых воздушных отверстий. Радиус отверстий  $r = 0.3a$ , где  $a$  — постоянная решетки фотонного кристалла, взятая равной 420 нм. Кремниевая пластина имеет толщину 210 нм с показателем преломления  $n_s = 3.4$ . Свет удерживается в волноводу в вертикальном направлении и распространяется за счет полного внутреннего отражения, что представляет собой так называемые ограниченные отражением волноводные моды. Кроме того, запрещенная зона в фотонном кристалле обеспечивает удержание так называемых ограниченных щелью волноводных мод [33] в горизонтальном направлении. Ограниченные щелью моды локализованы за счет распределенного брэгговского отражения, в то время как ограниченные отражением волноводные моды удерживаются за счет полного внутреннего отражения из-за различия показателей преломления волновода и окружающей среды [34].



**Рис. 1.** (слева) Предложенная схема пластинчатого волновода W1-типа на основе фотонного кристалла. (справа) Сверхъячейка, используемая при вычислениях. Первый ряд отверстий, примыкающих к волноводу, заполнен жидкостью с показателем преломления  $n_f$  (темные символы), второй ряд отверстий сдвинут на величину  $\Delta S$

Отверстия вблизи середины пластинчатого волновода являются точками связи между данными типами волноводных мод. Изменение размера, формы, показателя преломления или положения отверстий в первых двух рядах может давать двойной эффект: изменять собственное взаимодействие между этими волноводными модами и настраивать дисперсию, что, в свою очередь, позволяет расширить область плоской зоны для медленного света или увеличить полосу пропускания. Другими словами, изменение параметров первых двух рядов отверстий, примыкающих к волноводу, может влиять на образование волноводных мод. В данной конструкции волновода первый ряд заполнен оптической жидкостью с показателем преломления  $n_f$ , а второй ряд лишь сдвинут на расстояние  $\Delta S$  в  $z$ -направлении. Показатели преломления оптических жидкостей лежат в диапазоне от 1.8 до 2.3.

Зонные диаграммы предлагаемой структуры были вычислены с использованием программного пакета MIT Photonic Bands, в котором реализован метод трехмерного разложения по плоским волнам, основанный на приближении сверхъячейки [35]. Рассмотрена сверхъячейка с шестью воздушными отверстиями на каждой стороне линейного дефекта и линейным размером  $a$ , который равен периоду вдоль направления  $\Gamma - K$ . Для наложения трехмерной периодичности предполагается периодическая последовательность пластин, разделенных толстым слоем оксида кремния в качестве покрытия нижней части и воздушным слоем достаточного размера в качестве покрытия верхней части. На каждую сторону сверхъячейки накладываются блоховские граничные условия.

Метод разложения по плоским волнам [36–39] используется для решения уравнений Максвелла в частотной области и дает связь между волновым вектором и частотой. Сверхъячейка, используемая в численных расчетах, показана на рис. 1б. Поскольку запрещенная зона в фотонном кристалле с треугольной решеткой воздушных отверстий в кремнии для ТМ-подобных мод относительно мала и, более того, исчезает при  $r/a < 0.385$  [40, 41], кривые дисперсии пластинчатого волновода W1-типа вычислены только для ТЕ-подобной поляризации. Волноводные моды, лежащие выше линии света, заведомо обладают большими потерями, в то время как медленная волноводная мода находится внутри запрещенной зоны объемного фотонного кристалла в интервале от  $0.22a/\lambda$  до  $0.31a/\lambda$  ниже линии света для воздуха. Пластинчатый волновод W1-типа на основе фотонного кристалла демонстрирует практически плоскую зону на кривой дисперсии.

Основной целью исследования является оптимизация ключевых параметров (таких как групповой индекс, дисперсия групповой скорости и полоса пропускания) посредством изменения характеристик первых двух рядов отверстий, смежных с волноводом. Определение ключевых параметров начнем с групповой скорости волноводных мод  $v_g$ , вычисляемой как производная дисперсионного соотношения внутри запрещенной зоны фотонного кристалла [2]:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}, \tag{1}$$

где  $\omega$  — частота света, а  $k$  — волновой вектор вдоль волновода. Групповой индекс  $n_g$  обратно пропорционален  $v_g$  и показывает замедление распространения светового импульса в среде:

$$n_g = \frac{c}{v_g} = c \frac{dk}{d\omega}, \tag{2}$$

где  $c$  — скорость света в вакууме. Понятие группового индекса используется главным образом для оценки замедления света. Другими словами, величина  $n_g$  непосредственно характеризует степень уменьшения групповой скорости. Как правило, полосой пропускания для медленного света считается область отклонения  $n_g$  в пределах 10%. Обычно существует взаимосвязь между полосой пропускания и групповым индексом, а именно, увеличение одного параметра приводит к уменьшению другого.

Другим существенным параметром для устройств медленного света является дисперсия групповой скорости, которая является некоторым

недостатком вследствие существенного искажения оптических сигналов и уширения оптических импульсов [2]. Дисперсия групповой скорости  $\beta$  определяется как вторая производная дисперсионного соотношения или производная величины, обратной  $v_g$  по частоте:

$$\beta = \frac{d^2k}{d\omega^2} = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{1}{v_g} \right) = -\frac{1}{v_g^3} \frac{d^2\omega}{dk^2}. \quad (3)$$

Произведение полосы пропускания на задержку (DBP) используется для сравнения характеристик устройств медленного света с различными частотами и длинами [2]. Этот параметр, определяющий число битов (буферную емкость), которое может храниться в устройстве медленного света, задается следующим образом [42]:

$$\text{DBP} = T_d B, \quad (4)$$

где  $T_d$  — время распространения импульса в волноводе,  $B$  — полоса пропускания медленного света. Для сравнения эффективности волноводов на основе фотонных кристаллов различной длины необходимо привести данное выражение к более удобному нормированному виду

$$\text{NDBP} = \tilde{n}_g \frac{\Delta\omega}{\omega_0}, \quad (5)$$

где  $\Delta\omega/\omega_0$  — нормированная полоса пропускания диапазона медленного света,  $\omega_0$  обозначает нормированную центральную частоту, а  $\tilde{n}_g$  — средний групповой индекс в частотном диапазоне  $\Delta\omega$ , который выражается следующим образом:

$$\tilde{n}_g = \int_{\omega_0 - \Delta\omega/2}^{\omega_0 + \Delta\omega/2} n_g(\omega) \frac{d\omega}{\Delta\omega}. \quad (6)$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

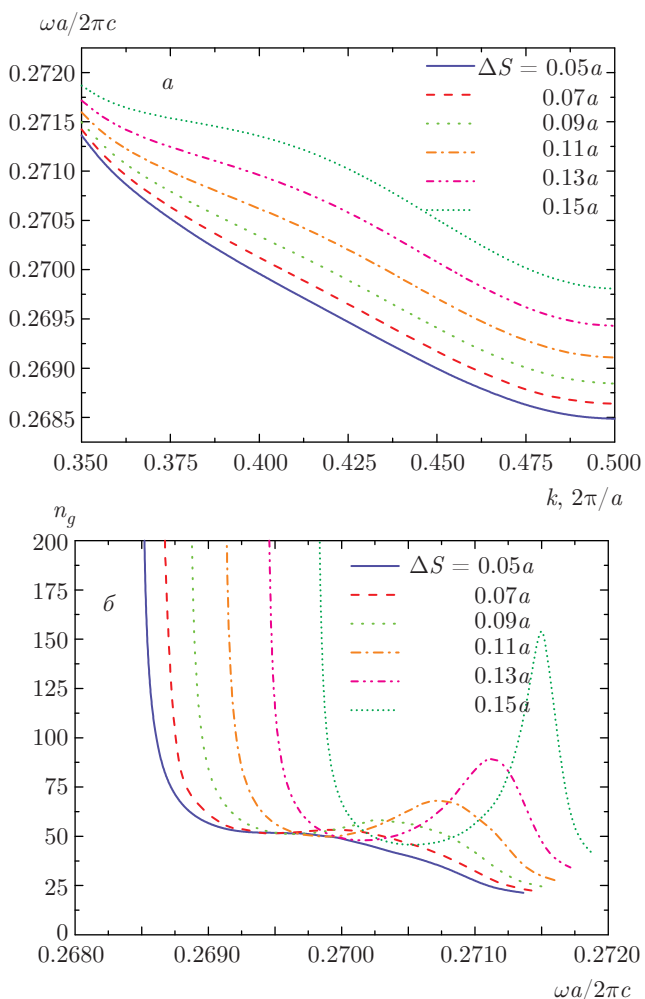
Прохождение медленного света в пластинчатых волноводах W1-типа на основе фотонных кристаллов можно оптимизировать путем изменения показателя преломления отверстий в первом ряду и сдвига второго ряда отверстий. Исследовано влияние проникновения оптических жидкостей с разными показателями преломления  $n_f$  в первый ряд и сдвига второго ряда воздушных отверстий на разные расстояния на дисперсию волновода и кривые группового индекса. Диаграммы дисперсии вычислены с использованием метода разложения по плоским волнам. Показатели преломления оптических

жидкостей выбирались в соответствии со стандартным набором образцов Cargille Liquids [43]. В предыдущей работе [29] было показано, что оптимально — заполнять первый ряд отверстий жидкостью с максимально возможным показателем преломления, который дает высокое значение нормированного произведения полосы пропускания на задержку без проникновения жидкости во второй ряд. При этом было установлено, что групповой индекс остается относительно низким. В дальнейшем оптимизация свойств медленного света сначала осуществлялась путем сдвига второго ряда отверстий в направлении  $z$  на расстояние  $\Delta S$  при максимальном значении  $n_f = 2.3$  показателя преломления жидкости, заполняющей первый ряд смежных с волноводом отверстий. Сдвиг увеличивался от  $0.05a$  до  $0.15a$  с шагом  $0.02a$ . На рис. 2а показаны вычисленные кривые дисперсии для TE-подобных мод. На рисунке видно, что с увеличением  $\Delta S$  волноводная мода сдвигается в сторону более коротких длин волн (голубой сдвиг). Это происходит благодаря тому, что продольный сдвиг второго ряда приводит к сильному поперечному ограничению волноводной моды и существенно увеличивает частоту отсечки волновода. На рис. 2б представлены зависимости соответствующего группового индекса от нормированной частоты. Видно, что для волновода медленного света при  $\Delta S \leq 0.09a$  получается ступенчатая частотная зависимость индекса, в то время как при  $\Delta S > 0.09a$  образуется U-образная кривая. Ключевые параметры, используемые для анализа прохождения медленного света, приведены в табл. 1. Эти величины получены в результате вычислений группового индекса и полосы пропускания при разных  $\Delta S$ . В табл. 1 внесены очень малые величины дисперсии групповой скорости  $\beta$  для разных  $\Delta S$ , лежащие в диапазоне от  $1.1 \cdot 10^{-22}$   $\text{с}^2/\text{м}$  до  $6.93 \cdot 10^{-21}$   $\text{с}^2/\text{м}$ . Для сравнения в табл. 1 также представлены результаты из некоторых ранее опубликованных работ. При продольном сдвиге второго ряда групповой индекс  $n_g$  остается постоянным в пределах  $\pm 4\%$ . В оптимальном случае  $\Delta S = 0.09a$  было достигнуто высокое значение нормированного произведения полосы пропускания на задержку, равное 0.32 (несколько выше полученного в аналогичном исследовании [34]) с групповым индексом 54.6 и полосой пропускания медленного света 9.1 нм.

Оптимизация показателей преломления наполняющей жидкости может привести к дальнейшему увеличению группового индекса распространяющегося света в волноводах W1-типа для нелинейных применений, где медленный свет усиливает нели-

**Таблица 1.** Полоса пропускания ( $\Delta\lambda$ ), групповой индекс ( $n_g$ ), дисперсия групповой скорости ( $\beta$ ) и нормированное произведение полосы пропускания на задержку (NDBP) для случая  $n_f = 2.3$  и различных смещений второго ряда отверстий от  $\Delta S = 0.05a$  до  $\Delta S = 0.15a$ , а также сравнение с результатами других работ

$n_f$	$\Delta S$	$\Delta\lambda$ , нм	$n_g$	$\beta$ , $10^{-20}$ с <sup>2</sup> /м	NDBP
2.3	0.05a	6.598	51.40	0.693	0.217
2.3	0.07a	7.856	52.12	0.554	0.263
<b>2.3</b>	<b>0.09a</b>	<b>9.132</b>	<b>54.55</b>	<b>0.529</b>	<b>0.320</b>
2.3	0.11a	3.986	51.24	0.014	0.131
2.3	0.13a	3.732	49.31	0.011	0.119
2.3	0.15a	3.601	46.90	0.011	0.109
2.3	0.285a	23	17.5	Сдвиг первого ряда [34]	0.260
1.0	0.14a	3.1	60	Сдвиг третьего ряда [45]	0.160



**Рис. 2.** Кривые дисперсии (а) и группового индекса (б) для значения показателя преломления заполняющей жидкости  $n_f = 2.3$  и различных величин смещения второго ряда  $\Delta S$

нейные взаимодействия. Поскольку большой групповой индекс сопровождается малой полосой пропускания, следует искать компромиссное решение. На следующем этапе оптимизации было выбрано значение сдвига второго ряда  $\Delta S = 0.09a$ , дающее высокий показатель нормированного произведения полосы пропускания на задержку, и постепенно изменялась величина показателя преломления жидкости в отверстиях первого ряда от 1.8 до 2.3 с шагом 0.1. Как показано на рис. 3, с уменьшением величины  $n_f$  групповой индекс увеличивается и волноводная мода сдвигается в более высокие частоты. Такой голубой сдвиг ожидается на основании электромагнитной вариационной теоремы [44], в которой подразумевается, что сужение области высоких показателей преломления приводит к увеличению частоты колебаний. Согласно данным табл. 2, при уменьшении величины  $n_f$  полоса пропускания для медленного света уменьшается от 9.13 до 1.48 нм, в то время как величина группового индекса увеличивается от 54.55 до 111.13. В этом случае величина нормированного произведения полосы пропускания на задержку изменяется от 0.32 до 0.11. Соответствующая дисперсия групповой скорости  $\beta$  остается близкой к нулю во всех случаях. В пренебрежении величиной  $\beta$  порядка  $10^{-20}$  с<sup>2</sup>/м предложенная структура представляет собой волновод медленного света с почти нулевой дисперсией.

Поскольку в данной структуре сдвигается только второй ряд отверстий, с технологической точки зрения она является простой и легко изготавливаемой. Согласно полученным результатам, при оптимизации показателя преломления  $n_f$  жидкости, заполняющей отверстия первого ряда, максимальный



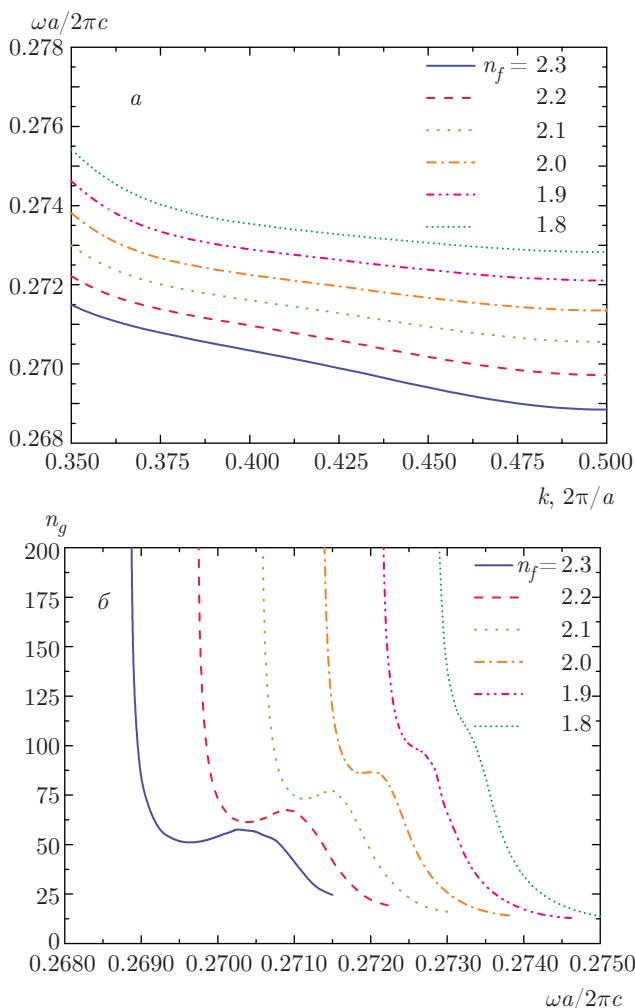


Рис. 3. Кривые дисперсии (а) и группового индекса (б) для разных значений коэффициента преломления заполняющей жидкости. Величина смещения второго ряда  $\Delta S = 0.09a$

групповой индекс достигается за счет сужения полосы пропускания. Поэтому для нелинейных применений предложенного в работе волновода медленного света необходимо подбирать компромисс между величиной группового индекса и шириной полосы пропускания.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена конструкция пластинчатого волновода на основе изготавливаемого из кремния на диэлектрической подложке фотонного кристалла с треугольной решеткой круглых воздушных отверстий для реализации медленного распространения света с большим нормированным произведе-

Таблица 2. Полоса пропускания ( $\Delta\lambda$ ), групповой индекс ( $n_g$ ), дисперсия групповой скорости ( $\beta$ ) и нормированное произведение полосы пропускания на задержку (NDBP) для различных коэффициентов преломления заполняющей жидкости  $n_f$  при фиксированном смещении второго ряда  $\Delta S = 0.09a$

$n_f$	$\Delta S$	$\Delta\lambda$ , нм	$n_g$	$\beta$ , $10^{-20} \text{ c}^2/\text{м}$	NDBP
2.3	$0.09a$	9.132	54.55	0.529	0.320
2.2	$0.09a$	6.835	64.20	0.840	0.283
2.1	$0.09a$	4.994	75.36	1.341	0.243
2.0	$0.09a$	3.598	86.43	2.082	0.201
1.9	$0.09a$	2.535	98.26	3.243	0.162
1.8	$0.09a$	1.477	111.13	5.929	0.107

ем полосы пропускания на задержку. Настройка дисперсии осуществляется за счет введения оптических жидкостей с разными показателями преломления  $n_f$  в первый ряд отверстий и сдвига второго ряда воздушных отверстий, прилежащих к волноводу. Предложенный волновод медленного света имеет высокий групповой индекс в диапазоне от 54.55 до 111.13 и широкую полосу пропускания в диапазоне от 1.48 до 9.13 нм. Кроме того, при выборе в качестве полосы пропускания интервала изменения группового индекса в пределах  $\pm 10\%$  удается достичь чрезвычайно низких значений дисперсии групповой скорости вплоть до величин порядка  $10^{-20} \text{ c}^2/\text{м}$ . Предложенная конструкция позволяет легко управлять величинами группового индекса, полосы пропускания и нормированного произведения полосы пропускания на задержку, а также открывает возможности для изучения нелинейных эффектов и создания устройств на основе медленного света, таких как оптические буферы и оптические модуляторы.

Авторы благодарят руководство департамента исследований Университета Тебриза за постоянную и значительную поддержку их работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas F. Krauss, Nat. Photonics **2**, 448 (2008).
2. T. Baba, Nat. Photonics **2**, 465 (2008).

3. C. Monat, B. Corcoran, D. Pudo, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, M. D. Pelusi, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, and T. F. Krauss, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **16**, 344 (2010).
4. H. Gersen, T. J. Karle, R. J. P. Engelen, W. Bogaerts, J. P. Korterik, N. F. van Hulst, T. F. Krauss, and L. Kuipers, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 073903 (2005).
5. Rodney S. Tucker, Pei-Cheng Ku, and Constance J. Chang-Hasnain, *J. Lightw. Technol.* **23**, 4046 (2005).
6. R. W. Boyd, D. J. Gauthier, and A. L. Gaeta, *Opt. Photon. News* **17**, 18 (2006).
7. T. Baba, H. C. Nguyen, N. Yazawa, Y. Terada, S. Hashimoto and T. Watanabe, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **15**, 024602 (2014).
8. M. Santagiustina, G. Eisenstein, L. Thévenaz, J. Capmany, J. Mork, J. P. Reithmaier, A. De Rossi, S. Sales, K. Yvind, S. Combrié, and J. Bourderionnet, *IEEE Photon. Soc. Newsletter* **26**, 5 (2012).
9. S. Bakhshi, M. K. Moravvej-Farshi, and M. Ebnali-Heidari, *Appl. Opt.* **51**, 2687 (2012).
10. Daryl M. Beggs, Thomas P. White, Tobias Kampfrath, Kobus Kuipers, Thomas F. Krauss, *Proc. SPIE 7606, Silicon Photonics V, 76060N* (2010).
11. F. Hosseinibalam, S. Hassanzadeh, A. Ebnali-Heidari, and C. Karnutsch, *Appl. Opt.* **51**, 568 (2012).
12. A. H. Safavi-Naeini, T. P. Mayer Alegre, J. Chan, M. Eichenfeld, M. Winger, Q. Lin, J. T. Hill, D. E. Chang, and O. Painter, *Nature* **472**, 69 (2011).
13. G. Piredda and R. W. Boyd, *J. Eur. Opt. Soc-Rapid* **2**, 07004 (2007).
14. J. B. Khurgin, *Phys. Rev. A* **62**, 013821, (2000).
15. M. L. Povinelli, S. Johnson, and J. D. Joannopoulos, *Opt. Express* **13**, 7145 (2005).
16. T. Baba, D. Mori, K. Inoshita, and Y. Kuroki, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **10**, 484 (2004).
17. Z. Zhu, D. J. Gauthier, A. L. Gaeta, and R. W. Boyd, *Slow Light in Optical Waveguides*, in *Slow Light: Science and Applications*, ed. by J. Khurgin, and R. S. Tucker, CRC Press, Boca Raton (2008).
18. Yong Sun, Haitao Jiang, Yaping Yang, Yewen Zhang, Hong Chen, and Shiyao Zhu, *Phys. Rev. B* **83**, 195140 (2011).
19. W. Stallings, *Data and Computer Communications*, Prentice-Hall, sixth edition (2000).
20. M. Tokushima, and H. Yamada, *IEEE J. of Quan. Elect.* **38**, 753 (2002).
21. S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, *Phys. Rev. B* **62**, 8212 (2000).
22. H. Kurt, D. Yilmaz, A. E. Akosman, and E. Ozbay, *Opt. Express* **20**, 20635 (2012).
23. Daisuke Mori and Toshihiko Baba, *Opt. Express* **13**, 9398 (2005).
24. L. H. Frandsen, A. V. Lavrinenko, J. Fage-Pedersen, and P. I. Borel, *Opt. Express* **14**, 9444 (2006).
25. J. Li, T. P. White, L. O'Faolain, A. Gomez-Iglesias, and T. F. Krauss, *Opt. Express* **16**, 6227 (2008).
26. S. A. Schulz, L. O'Faolain, D. M. Beggs, T. P. White, A. Melloni, and T. F. Krauss, *J. Opt.* **12**, 104004 (2010).
27. V. Varmazyari, H. Habibiyani, and H. Ghafoorifard, *J. Opt. Soc. Amer. B* **31**, 771 (2014).
28. Y. Wan, K. Fu, C. Li, and M. Yun, *Opt. Commun.* **286**, 192 (2013).
29. A. Khodamohammadi, H. Khoshsima, V. Fallahi, and M. Sahrai, *Appl. Opt.* **54**, 1002 (2015).
30. M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, C. Monat, B. J. Eggleton, *Opt. Express* **17**, 1628 (2009).
31. S. Lu, J. Zhao, and D. Zhang, *Appl. Optics* **49**, 3930 (2010).
32. A. C. Bedoya, P. Domachuk, C. Grillet, C. Monat, E. Mägi, E. Li, and B. J. Eggleton, *Opt. Express* **20**, 11046 (2012).
33. M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, and J. Takahashi, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 253902 (2001).
34. M. Janfaza and M. A. Mansouri-Birjandi, *App. Opt.* **52**, 8184 (2013).
35. S. Johnson and J. Joannopoulos, *Opt. Express* **8**, 173 (2001).
36. S. S. Xiao, L. F. Shen, and S. L. He, *Phys. Lett. A* **313**, 132 (2003).
37. S. Shi, C. Chen, and D. W. Prather, *J. Opt. Soc. Amer. A* **21**, 1769 (2004).
38. S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and L. A. Kolodziejski, *Phys. Rev. B* **60**, 5751 (1999).

39. J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, Y. Pennec, and A-C. Hladky-Hemion, *Phys. Rev. B* **77**, 085415 (2008).
40. O. Painter, J. Vučković, and A. Scherer, *J. Opt. Soc. Amer. B* **16**, 275 (1999).
41. C. Jamois, R. B. Wehrspohn, L. C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, and U. Gösele, *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **1**, 1 (2003).
42. P. Janes, J. Tidstrom, and L. Thylen, *J. Lightw. Technol.* **23**, 3893 (2005).
43. *Introduction to Optical Liquids* (2011), <http://www.cargille.com/opticalintro.shtml>.
44. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton (2011).
45. Y. Hamachi, S. Kubo, and T. Baba, *Opt. Lett.* **34**, 1072 (2009).