

Реализация неоднородной системы связанных волноводов и распространение света в ней

Б.А.Усиевич, В.А.Сычугов, Д.Х.Нурлигареев, К.М.Голант, А.А.Гончаров, К.К.Свидзинский

Исследовано распространение света в циркулярной системе связанных волноводов. Система цилиндрических волноводов реализована при помощи технологии SPCVD, используемой для синтеза заготовок волоконных световодов. Показано, что сфокусированный на входе пучок света ($\lambda = 0.63$ мкм) распространяется в цилиндрической системе с потерями мощности на излучение. Излучение пространственно промодулировано, что позволило оценить период осцилляций ширины пучка света внутри системы волноводов.

Ключевые слова: система связанных волноводов, волоконные световоды.

1. Введение

В последние годы интерес к проблеме распространения, усиления и генерации света в системе туннельно-связанных волноводов заметно возрос. Прежде всего это обусловлено практической потребностью в улучшении качества и мощности излучения волоконных и полупроводниковых лазеров [1, 2]. Однако и при использовании устройств на основе системы канальных волноводов требуется глубокое понимание особенностей распространения в них света [3, 4]. Системы канальных волноводов могут быть разделены на два типа – однородные и неоднородные. Первые реализованы и изучены достаточно полно, вторые изучены пока недостаточно и использовались только в работах [5, 6]. Целью настоящей работы является новая реализация неоднородной системы связанных волноводов и анализ распространения света в ней.

2. Неоднородная система связанных канальных волноводов

Система канальных волноводов называется неоднородной, если константа распространения света в отдельном волноводе меняется по некоторому закону от одного канального волновода к другому. В простейшем случае, который мы будем здесь рассматривать, этот закон – линейный, и это означает, что приращение константы распространения $\Delta\beta = \gamma$ при переходе от волновода к волноводу является постоянной величиной.

В работах [5, 6] установлено, что свет, введенный в один канал неоднородной системы, не «растекается» по

всем другим волноводом по мере своего распространения (как это имеет место в однородной системе канальных волноводов), а остается локализованным в пределах нескольких волноводов (число волноводов $W \simeq 8\chi/\gamma$, где χ – коэффициент связи между волноводами). Более того, в системе канальных волноводов свет снова собирается в первоначально возбужденном волноводе, пройдя расстояние $z_0 = 2z_0, 3z_0 \dots$ и т.д., где $z_0 = 2\pi/\gamma$.

Такая картина распространения света обусловлена тем, что неоднородная система канальных волноводов ($\Delta\beta = \gamma = \text{const}$) характеризуется эквидистантным набором собственных мод, интерференция которых порождает наблюдаемое распределение интенсивности.

В работах [5, 6] были представлены два способа реализации неоднородной системы канальных волноводов и экспериментально продемонстрирована фокусировка света в ней. Обратим внимание на простейший способ. Он состоит в том, что одинаковые по своим параметрам волноводы (одномодовые) эквидистантно располагаются на концентрических окружностях достаточно большого радиуса (рис.1). Если считать, что константы распространения в этих волноводах одинаковы, а входные и выходные торцы всех волноводов лежат соответственно в двух плоскостях, проходящих через радиусы кривизны, то сигнал на выходе системы при переходе от одного канального волновода к другому в случае их синфазного возбуждения будет испытывать фазовую задержку. Можно считать, что эта задержка связана с изменением константы распространения света в каждом волноводе

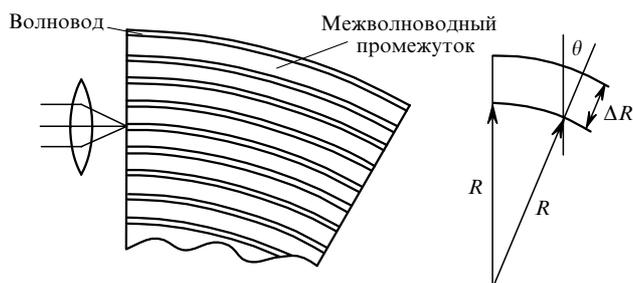


Рис.1. Схема расположения канальных волноводов в рассматриваемой системе связанных волноводов.

Б.А.Усиевич, В.А.Сычугов, Д.Х.Нурлигареев, А.А.Гончаров, К.К.Свидзинский. Научный центр лазерных материалов и технологий при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: borisu@kapella.gpi.ru
К.М.Голант. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 22 сентября 2003 г., после доработки – 8 января 2004 г.

по отношению к соседнему. Такой подход к проблеме распространения света в криволинейной системе канальных волноводов позволяет получить соотношение, устанавливающее эквивалентность неоднородной системы прямолинейных волноводов системе криволинейных одинаковых волноводов. Это соотношение имеет следующий вид [7]:

$$\Delta\beta = k\Delta n^* = kn^* \frac{\Delta R}{R}, \quad (1)$$

где R – радиус кривизны волновода с эффективным показателем преломления n^* ; ΔR , Δn^* – изменение радиуса кривизны и эффективного показателя преломления соседнего волновода; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны света. Соотношение (1) позволяет получить длину фокусировки света в криволинейной системе волноводов

$$z_0 = \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{R\lambda}{n^*\Delta R}. \quad (2)$$

Приведенное здесь выражение для z_0 совпадает с полученным в работе [8], где задача о распространении света в криволинейной системе канальных волноводов решалась строго. Используемые в [8] параметры криволинейной системы волноводов позволяют оценить коэффициент связи χ между волноводами и значение γ : при $R = 6$ мм $\gamma = 60.9$ см⁻¹, при $R = 12$ мм $\gamma = 30.45$ см⁻¹; в обоих случаях $\chi = 27.96$ см⁻¹. Используя метод распространяющегося пучка – метод BPM (Beam Propagation Method) [7] и известное значение γ , можно рассчитать, например, спектральную зависимость сигнала, прошедшего через криволинейную систему волноводов с радиусом кривизны $R = 6$ мм и длиной $L = 10z_0$ [8]. На рис.2 представлена зависимость нормированной интенсивности света в возбужденном канальном волноводе на выходе системы длиной $L = 10z_0$ для прямолинейной системы волноводов. Сопоставление расчетной зависимости с полученной в работе [8] обнаруживает их некоторое различие, обусловленное, по-видимому, разными граничными условиями на боковых краях волноводного ряда.

Из (2) очевидно, что условием максимального пропускания света с длиной волны λ_0 системой канальных волноводов является следующее равенство:

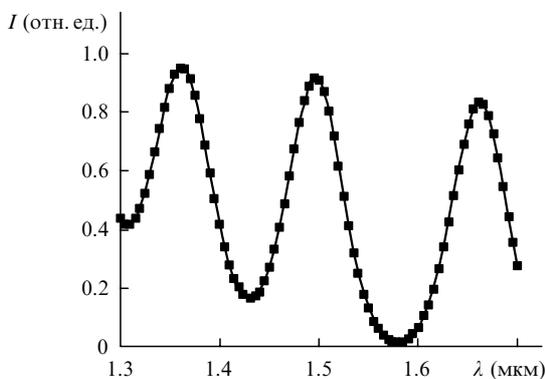


Рис.2. Спектральная зависимость сигнала, прошедшего через циркулярную систему волноводов с радиусом кривизны $R = 6$ мм [8]. Сигнал регистрируется на выходе возбужденного канального волновода.

$$L = Nz_0 = N \frac{2\pi}{\gamma}, \quad (3)$$

где $\gamma = 2\pi n^* d/(\lambda_0 R)$; d – период повторения каналов в системе; N – целое положительное число. Если $N \gg 1$, то справа и слева от центрального пика пропускания будут располагаться дополнительные пики, причем ближайшие из них будут удалены от центрального на $|\Delta\lambda| \approx \lambda_0/N$.

3. Реализация криволинейной системы канальных волноводов

Не вызывает сомнений тот факт, что поведение света в многослойной системе планарных волноводов в плоскости, перпендикулярной этой системе, будет аналогично поведению света в системе связанных канальных волноводов, расположенных на плоской подложке. В связи с этим для реализации криволинейной системы канальных волноводов достаточно создать многослойную систему цилиндрических волноводов, нанесенных на цилиндрическую подложку.

Система цилиндрических канальных волноводов была реализована нами при помощи технологии SPCVD, разработанной для синтеза заготовок волоконных световодов [9]. На внутренней поверхности опорной трубки из кварцевого стекла с внешним диаметром 20 мм и толщиной стенки 2 мм была сформирована структура из 50 пар слоев с чередующимся показателем преломления (рис.3). Каждая пара состояла из слоя нелегированного SiO₂ толщиной 1 мкм и слоя SiO₂, легированного азотом, толщиной 2 мкм. Разность показателей преломления Δn между слоями мы оцениваем примерно в 5×10^{-3} (исходя из данных технологического режима осаждения). Для защиты структуры от сколов при полировке был осажден дополнительный внутренний слой SiO₂ толщиной 50 мкм. В экспериментах использовались поперечные срезы трубки в виде полуколец с отполированными торцами для ввода излучения. Свет в волноводной структуре распространялся по нормали к образующей цилиндрической трубки.

Прежде всего цель эксперимента состояла в том, чтобы подтвердить возможность распространения света в криволинейной (циркулярной) системе туннельно-связанных волноводов. Согласно ранее проведенным расчетам [7], возбуждение одного волновода на краю системы связанных волноводов (внутреннем или внешнем) при-

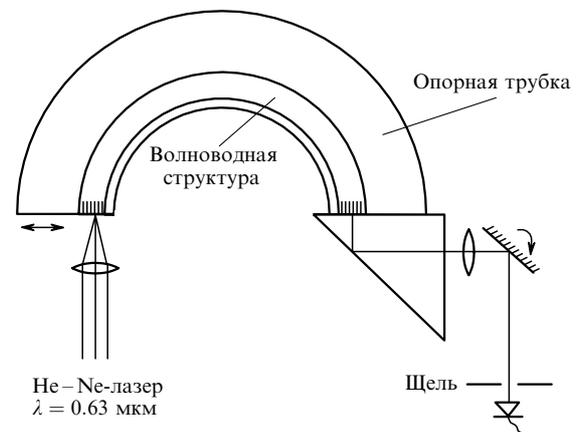


Рис.3. Схема эксперимента.

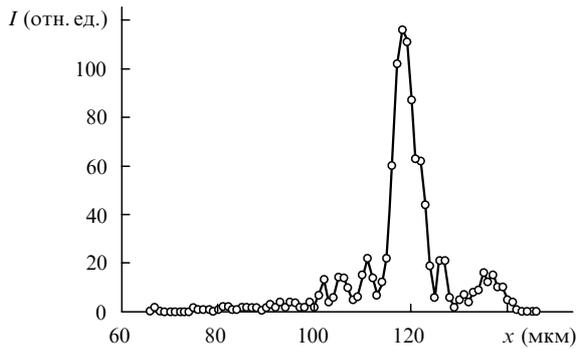


Рис.4. Экспериментально измеренное распределение интенсивности I света на выходном торце волноводной системы при возбуждении центрального волновода. Координата x отсчитывается от внутреннего края буферного слоя.

водит к локализации света вблизи этого края. Особенно неожиданной оказалась его локализация вблизи внутреннего края системы, т. к. объемного аналога такому распространению света нет.

В эксперименте регистрировалось распределение интенсивности света на выходе системы связанных волноводов в зависимости от положения возбуждающего пучка света, который имел гауссову форму и размер перетяжки порядка 3 мкм ($\lambda = 0.63$ мкм). Поскольку $\Delta n \approx 5 \times 10^{-3}$, поляризация излучения существенной роли не играла. Для измерения распределения света на выходе проводилось сканирование увеличенного ($M = 50$) изображения торца системы связанных волноводов. С этой целью щель, ширина которой составляла 50 мкм, перемещалась в плоскости изображения.

Результаты измерения распределения интенсивности света на выходе системы определенно подтвердили наши первоначальные представления о процессе распространения света в циркулярной системе связанных волноводов. Однако более детальное рассмотрение полученного распределения интенсивности света на выходе структуры выявило, что его ширина при возбуждении центральных волноводов превышает ожидавшуюся ширину, определяемую из приведенного выше соотношения $W = 8\chi/\gamma$.

Кроме того, структура распределения интенсивности не обнаруживает какой-либо регулярности (рис.4). Все это побудило нас провести более детальный анализ распространения света в неоднородной системе связанных канальных волноводов.

4. Анализ распространения света в неоднородной системе связанных канальных волноводов

Ранее в работе [10] при анализе брэгговской дифракции света в однородной системе канальных волноводов было установлено, что существенную роль в этом процессе играет свет, распространяющийся в межволноводных промежутках, и чтобы выявить, какова его роль в рассматриваемом здесь случае, мы использовали метод ВРМ [7]. Первоначально на входе исследуемой структуры волноводов было задано гауссово распределение амплитуды поля шириной $w = 4.24$ мкм ($w = 3$ мкм по интенсивности), локализованное так, что центр входного пучка совпадал с центром межволноводного промежутка. Результат расчета изменения амплитуды поля вдоль структуры волноводов показан на рис.5.

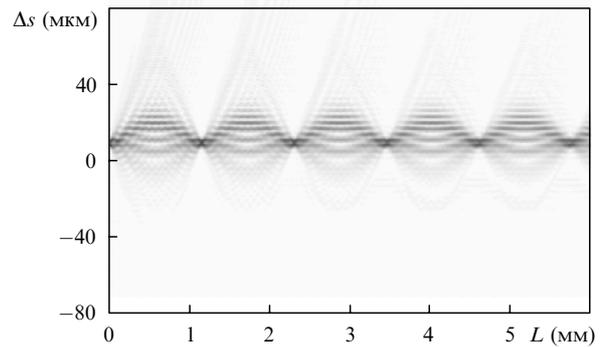


Рис.5. Расчетная зависимость амплитуды пучка света, введенного в межволноводный промежуток, от длины пути его распространения по системе.

Прежде всего необходимо отметить, что ширина пучка, введенного в межволноводный промежуток, как и пучка, введенного в канальный волновод, испытывает периодические пространственные осцилляции вдоль структуры с периодом, определяемым коэффициентом γ ($z_0 = 2\pi/\gamma$). При этом максимальная ширина этого пучка на выходе системы равна ширине «волноводного» пучка. Однако потери света на излучение вдоль структуры «межволноводного» пучка вначале (при $L \sim (5 - 6)z_0$) заметно больше, чем у «волноводного», но при длине использованной в эксперименте структуры волноводов $L = 22.5$ мм доля света, достигающая выходного торца, оказывается близкой к доле света на выходе при возбуждении волновода.

Расчеты обнаруживают, что распределения поля на выходе системы при различных положениях пучка света относительно центра волновода, локализованного в середине системы, практически одинаковы.

В эксперименте настройка входного пучка на тот или иной волновод оценивалась по показаниям соответствующего микрометрического винта, точность отсчета которого не превышала 0.5 мкм. Результаты проведенных экспериментов показывают, а расчеты подтверждают, что точность настройки входного пучка света в любом заданном месте среднего волновода на входе исследуемой структуры действительно практически не изменяет интенсивности света на ее выходе.

Необходимо отметить, что в процессе приготовления исследуемых образцов циркулярной системы волноводов ее длина L оказалась немногим меньше (~ 2 мм) половины длины внутренней окружности опорной трубки. В результате к торцу системы волноводы подходят под углом $\theta \approx 6^\circ$. В связи с этим нами были проведены расчеты распределения выходного поля пучка света в зависимости от угла θ между осью пучка и нормалью к входной торцевой поверхности структуры. Было установлено, что ширина распределения профиля выходного поля заметно зависит от θ . На рис.6 показаны выходные распределения амплитуды поля при двух различных углах ввода света в волновод ($\theta = 0$ и 6°). Более детальные расчеты (при $\theta = 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ$) показывают, что с ростом угла θ ширина распределения растет.

Отметим также, что и потери света на излучение с ростом θ также растут: например, при угле $\theta = 6^\circ$ они в два раза больше, чем при $\theta = 0$. Весьма интересна зависимость пропускания света рассматриваемой системой волноводов от ширины возбуждающего пучка. Резуль-

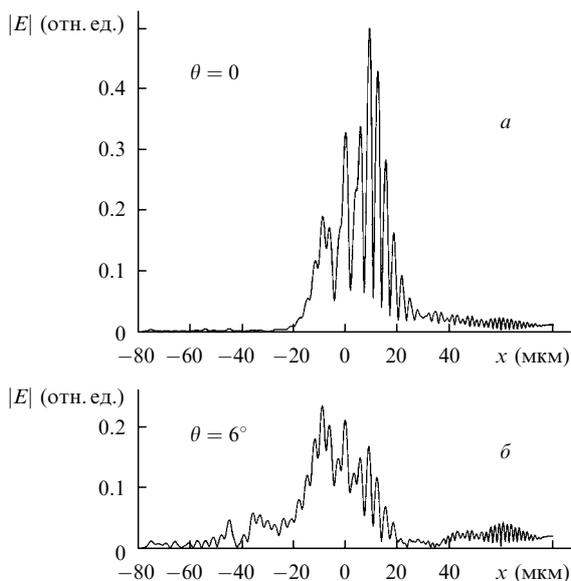


Рис.6. Распределение амплитуды поля $|E|$ на выходе системы при различных углах θ ввода пучка света в систему волноводов.

таты расчетов, проведенных для случая ввода пучка света в середину системы при $\theta = 0$, представлены на рис.7. Максимум пропускания света системой обнаруживается при $w = 15$ мкм и обусловлен, по-нашему мнению, конечными размерами системы, т. е. конечным числом волноводов $W = 50$.

Таким образом, расчеты показывают, что обнаруженное в эксперименте увеличение ширины распределения интенсивности света на выходе структуры вполне можно объяснить, если учесть долю световой энергии, распространяющейся в межволноводных промежутках, и угол θ ввода света в систему волноводов.

Из расчетов зависимости профиля амплитуды пучка света вдоль пути его распространения по системе очевидно, что в случае выполнения равенства $L = Nz_0$ на выходе структуры ширина распределения амплитуды пучка по каналам минимальна. Достигнуть такого равенства можно, если варьировать длину волны используемого в эксперименте лазера. В этом случае можно оценить величину z_0 :

$$z_0 \approx \frac{2L|\lambda_1 - \lambda_2|}{\lambda_1 + \lambda_2}. \quad (5)$$

Согласно расчетам, в нашем случае требуется лазер, диапазон перестройки которого $\Delta\lambda \approx 30$ нм при $\lambda_m = 632.8$ нм (λ_m – средняя длина волны).

Оценку периода пульсаций z_0 пучка света в системе связанных волноводов мы сделали путем регистрации распределения интенсивности излучающегося наружу света при возбуждении в системе волноводов центрального канала. В результате экспериментов было установлено, что это распределение имеет периодическую пространственную модуляцию излучения, которая, как показали наши расчеты, обусловлена пульсациями размеров пучка света, распространяющегося внутри системы волноводов. Очевидно, что если измеряемый на концентрически расположенном вдоль системы волноводов экране период модуляции равен D , то в самой системе период

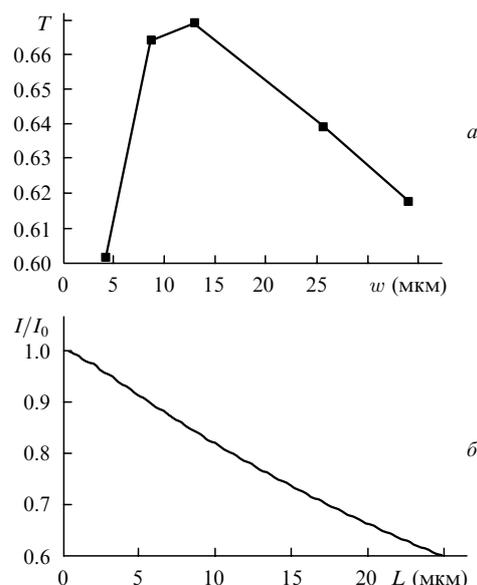


Рис.7. Зависимость пропускания T света системой связанных волноводов от ширины вводимого пучка w (а) и зависимость интенсивности света в пучке от длины L системы при $w = 4.24$ мкм (б).

$$z_0 = D \frac{r}{R_{sc}}, \quad (6)$$

где R_{sc} – радиус закругления экрана; r – радиус внутренней стенки опорной трубки. Поместив экран с помощью иммерсии на внешней поверхности опорной трубки и измерив период осцилляций излучения, выходящего из системы волноводов, мы нашли, что $z_0 = 1.1 \pm 0.1$ мм. Это значение хорошо совпадает с расчетным (1.14 мм).

5. Выводы

Реализация циркулярных туннельно-связанных волноводов при помощи метода SPCVD позволила обнаружить ряд особенностей распространения света в такой структуре. Анализ распространения света в ней с использованием метода ВРМ выявил причины, которые обусловили приведенные экспериментальные результаты, и позволил предложить два метода определения периода осцилляции ширины пучка света, распространяющегося вдоль системы волноводов.

Авторы благодарят РФФИ (грант № 03-02-16266) за финансовую поддержку работы.

1. Beach R.J., Feit M.D., Page R.H., Brasure L.D., Wilcox R., Payne S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1521 (2002).
2. Botez D., Napartovich A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 975 (1994).
3. Smit M.K. *IEEE J. Selected Top. Quantum Electron.*, **2**, 236 (1996).
4. Abeeluck A.K., Litchinister N.M., Headley C., Eggleton B.J. *Opt. Express*, **10**, 1320 (2002).
5. Pertsch T., Dannberg P., Elflein W., Bräuer A. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4752 (1999).
6. Morandotti R., Perschel U., Aitchinson J.S., Eiesenberg H.S., Silberberg Y. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4756 (1999).
7. Гончаров А.А., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А. *Квантовая электроника*, **33**, 342 (2003).
8. Lenz G., Talanina I., Martijn de Sterke C. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 963 (1999).
9. Pavy D., Moisan M., Saada S., Chollet P., et al. *Proc. XII Europ. Conf. on Optical Commun.* (Barcelona, 1986, p. 19).
10. Goncharov A.A., Svidzinsky K.K., Sychugov V.A., Usievich B.A. *Laser Phys.*, **13**, 1017 (2003).