

Распространение света в системе прямолинейных и криволинейных связанных канальных волноводов

А.А.Гончаров, К.К.Свидзинский, В.А.Сычугов, Б.А.Усиевич

Детально изучено прохождение света через систему туннельно-связанных канальных волноводов. Показано, что дискретный характер среды, через которую проходит свет, приводит к изменению закона преломления света. Показано также, что в неоднородной системе связанных волноводов проявляет себя нетрадиционный тип полного отражения света внутри структуры. Изучен процесс распространения света в системе идентичных канальных волноводов, эквидистантно расположенных вдоль концентрических окружностей. Установлено, что такая система волноводов эквивалентна неоднородной системе связанных волноводов. Рассмотрен процесс возбуждения мод в системе кольцевых канальных волноводов, расположенных на цилиндрической и конусной поверхностях.

Ключевые слова: связанные канальные волноводы, фотонный кристалл, блоховские осцилляции.

1. Введение

Для увеличения пропускной способности современных оптических систем связи в них все шире используется спектральное уплотнение каналов, которое, как и разуплотнение каналов связи, чаще всего осуществляется с помощью интегрально-оптических устройств. Основным элементом таких устройств служит либо дифракционная решетка, либо система (набор) канальных волноводов различной длины. Наибольшей популярностью в настоящее время пользуется устройство, являющееся интегрально-оптическим аналогом эшелона Майкельсона, т. е. система канальных волноводов. Современные технологии изготовления канальных волноводов достигли такого уровня, который позволяет получать системы достаточно большой длины и с весьма низкими потерями. Потребности систем связи и достижения интегрально-оптических технологий сделали необходимым и возможным исследование процессов распространения света в многоканальных волноводных структурах, параметры которых могут изменяться в самых широких пределах. Цель настоящей работы – детальное изучение процесса трансформации пучка света при прохождении его через систему туннельно-связанных канальных волноводов.

2. Анализ распространения света в однородной системе канальных волноводов

Первые эксперименты по распространению света в многоканальной системе туннельно-связанных волноводов были проведены еще 30 лет назад [1]. В этой работе было показано, что изменение амплитуды волны в зависимости от координаты z рассматриваемой точки может быть описано системой уравнений следующего вида:

$$i \frac{da_n}{dz} = -i \frac{\alpha}{2} a_n(z) + \chi [a_{n+1}(z) + a_{n-1}(z)], \quad (1)$$

где a_n – амплитуда волны в канальном волноводе с номером n ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$); α – коэффициент затухания света; χ – коэффициент связи между соседними волноводами. В частности, если первоначально возбужден один волновод с $n = 0$, то зависимость амплитуды a_n и мощности P_n в волноводе с номером n от z выглядит следующим образом:

$$a_n = (i)^n J_n(2\chi z) \exp\left(-\frac{\alpha}{2} z\right), \quad (2)$$

$$P_n(z) = a_n(z)a_n^*(z) = J_n^2(2\chi z) \exp(-\alpha z).$$

В том случае, когда имеются только два туннельно-связанных волновода и первоначально возбужден только один волновод, поток мощности в волноводах описывается соотношениями

$$P_0(z) = \cos^2(\chi z) \exp(-\alpha z), \quad P_1(z) = \sin^2(\chi z) \exp(-\alpha z). \quad (3)$$

Свет, первоначально введенный в один волновод, попеременно перекачивается из него в другой и обратно. Из-за потерь в волноводе интенсивность света экспоненциально убывает с расстоянием. Расстояние, на котором свет полностью перекачивается из одного волновода в другой, есть

$$L = \frac{\pi}{2\chi}, \quad (4)$$

и это соотношение позволяет из эксперимента по перекачке света определить коэффициент связи между волноводами.

На рис. 1 представлена схема волноводной структуры, которая в дальнейшем была использована нами при изучении процесса распространения света в системе связанных волноводов. Из нашего численного эксперимента был определен коэффициент связи χ между волновода-

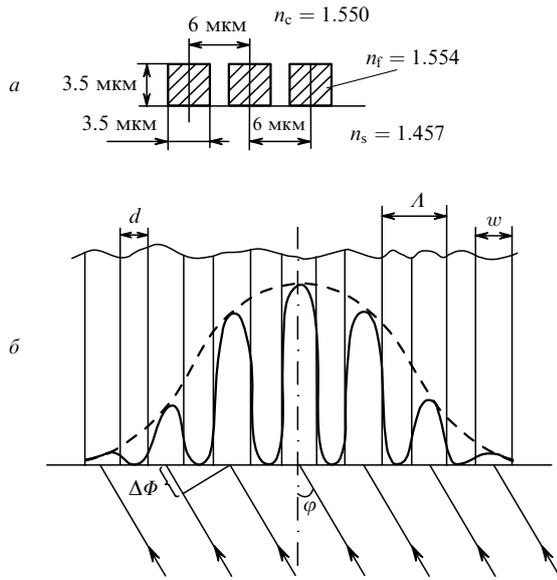


Рис.1. Схема возбуждения системы канальных волноводов – поперечное сечение волноводной структуры (а) и вид волноводной структуры сверху с наложенным на нее распределением интенсивности света на входе волноводов (штриховой линией показана огибающая распределения) (б); n_c , n_s и n_f – показатели преломления среды, покрывающей волноводную структуру, подложки и пленки, образующей волновод.

ми, составивший 6.4 см^{-1} . На рис.2 (область I) показано распределение интенсивности света в рассматриваемой системе связанных волноводов в зависимости от расстояния z в случае возбуждения одного центрального волновода.

Угол θ расходимости излучения в этой системе определяется соотношением

$$\theta = 2 \frac{n\Lambda}{z_n} 2\chi \approx 3.52\Lambda\chi, \quad (5)$$

где Λ – расстояние между осями волноводов; z_n – значение аргумента функции $J_n(x)$, при котором она максимальна. Угол θ меньше дифракционного угла расходимости $\theta_d = \lambda/(w n^*)$ (в рассматриваемом случае – примерно в 10 раз) и приближается к нему по мере роста коэффициента связи χ (w – ширина волновода, n^* – эффективный показатель преломления волноводной моды). В работе [2] был изучен процесс распространения достаточно широкого пучка света в системе связанных волноводов. Теоретическое рассмотрение этой проблемы было выполнено на базе уравнений (1), результаты расчетов подтверждены экспериментально. В частности, в работе [2] была обнаружена возможность бездифракционного распространения пучка света под некоторыми углами φ падения пучка света на систему связанных волноводов. Угол падения φ определяет фазу возбуждаемой волны на входе канальных волноводов. В данной работе рассматривается только то излучение, которое распространяется в виде волноводных мод. Если разность фаз $\Delta\Phi$ этих волн в соседних волноводах равна $\pi/2$, то именно тогда реализуется случай бездифракционного распространения пучка света в системе канальных волноводов. К сожалению, в работе [2] остался незатронутым вопрос, во что преобразуется бездифракционный пучок света на выходе многоканальной системы. Для ответа на

этот вопрос мы использовали метод распространяющегося пучка (beam propagation method, BPM) для расчета полей как вне системы канальных волноводов, так и внутри нее [3, 4]. Прежде всего отметим, что углы φ падения пучка света, при которых в системе канальных волноводов возбуждаются бездифракционные пучки света, определяются соотношением

$$\sin \varphi_m = \frac{4m + 1}{4\Lambda}, \quad (6)$$

где $\Lambda = w + d$; d – расстояние между волноводами; m – целое положительное число. Здесь уместно отметить, что при $m = 0$ угол φ_0 в два раза меньше угла Брэгга φ_B :

$$\sin \varphi_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (7)$$

Кстати, из равенства (7) следует, что при $\varphi = \varphi_B$ разность фаз $\Delta\Phi$ волн, возбуждаемых в соседних волноводах, равна π . При $\Delta\Phi = 3\pi/2$ в системе канальных волноводов снова распространяется бездифракционный пучок света, который, однако, образует с осью системы угол

$$\theta_{3\pi/2} = -\theta_{\pi/2}. \quad (8)$$

В общем случае углы, под которыми возбуждаются такие пучки света, определяются соотношением

$$\sin \varphi_m = \frac{4m - 1}{4\Lambda} \lambda. \quad (9)$$

На рис.2 (области II и III) представлены бездифракционные пучки света, распространяющиеся в системе канальных волноводов при $\Delta\Phi_1 = \pi/2$ и $\Delta\Phi_2 = 3\pi/2$. Для сравнения, на рис.3,а и б представлены пучки света, возникающие в системе канальных волноводов длиной 10 мм при разности фаз на их выходе $\Delta\Phi = \pi$ и $\Delta\Phi = 0$. В последнем случае, т.е. при $\Delta\Phi = 0$, расходимость пучка очевидна, и на фоне этой расходимости пучки на рис.2 действительно могут быть названы бездифракционными. Отметим, что угол относительно оси структуры, под которым бездифракционные пучки распространяются в системе связанных волноводов, равен половине угла расходимости: $\theta_{\pi/2} = \theta/2 = 1.76\chi\Lambda$, что хорошо видно из рис.2. Отметим также интересный результат расчетов (рис.3,а и б), который состоит в том, что расходимость θ_0

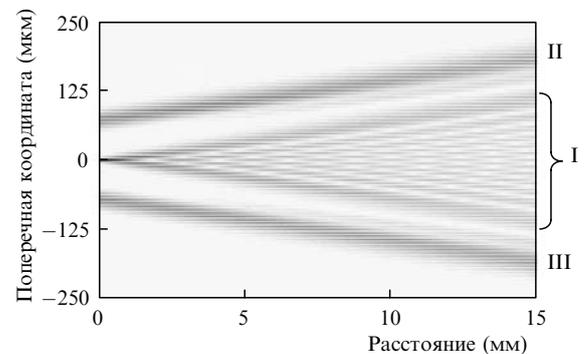


Рис.2. Распределение поля в расходящемся пучке света при возбуждении одного центрального канального волновода (I) и при возбуждении семи удаленных от центра канальных волноводов гауссовым пучком света под углами $\varphi = 0.5\varphi_B$ (II) и $-0.5\varphi_B$ (III).

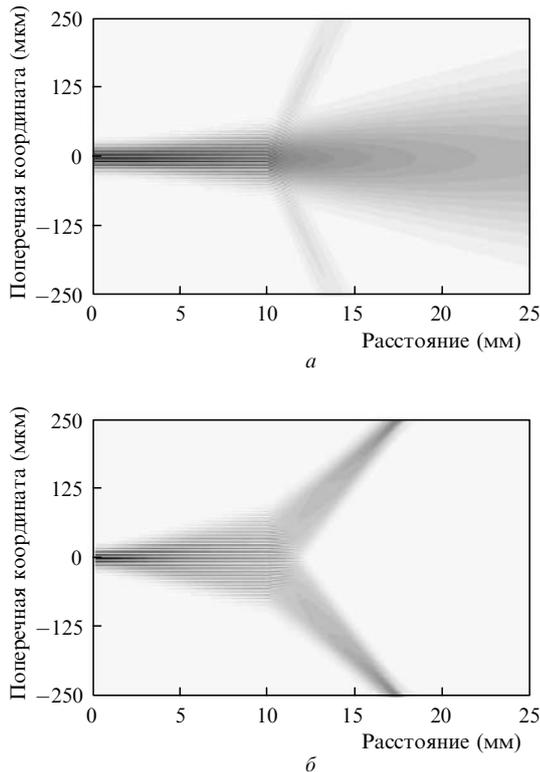


Рис.3. Распределение поля в пучке света при синфазном, $\Delta\Phi = 0$ (а), и противофазном, $\Delta\Phi = \pi$ (б), возбуждении семи канальных волноводов структуры; длина системы волноводов 10 мм.

синфазного пучка в ~ 1.5 раза меньше расходимости θ_π противофазного пучка.

Посмотрим теперь, как выглядят пучки света, прошедшего через систему канальных волноводов при разных фазовых соотношениях на входе системы. В случае синфазного пучка света, т.е. $\Delta\Phi = 0$, на выходе, очевидно, снова будет один гауссов пучок света, однако ширина его превысит исходную. В случае угла Брэгга, когда $\sin \varphi = \lambda/2A$ и $\Delta\Phi = \pi$, на выходе будут два пучка света равной интенсивности (рис.3,б). Здесь необходимо отметить, что некоторая фокусировка выходных пучков вне структуры обусловлена их конечными поперечными размерами и отрицательной пространственной дисперсией структуры для пучков с $\Delta\Phi > \pi/2$ и $\Delta\Phi < -\pi/2$, что будет показано в наших дальнейших публикациях. Весьма интересная ситуация на выходе системы возникает при падении света под углами $\varphi_1 = \arcsin(\lambda/4A)$ и $\varphi_2 = \arcsin(3\lambda/4A)$. В этом случае на выходе появляются пучки света, распространяющиеся под равными, но противоположными по знаку углами к оси системы. Отметим особо, что в данном случае входные пучки света, падающие под углами φ_1 и φ_2 , лежат по одну сторону от оси системы, а выходные – по разные (рис.4).

До сих пор мы рассматривали волноводные структуры с бесконечно большим числом каналов ограниченной длины. Теперь остановимся на ограниченном числе каналов полубесконечной длины. Если на входе такой структуры возбужден бездифракционный пучок, то на границе системы он испытывает полное внутреннее отражение. Такой характер отражения нарушается, когда вблизи границы, на достаточно малом расстоянии от нее, располагается аналогичная система канальных волноводов. В этом случае (рис.5,а) имеют место туннелирование

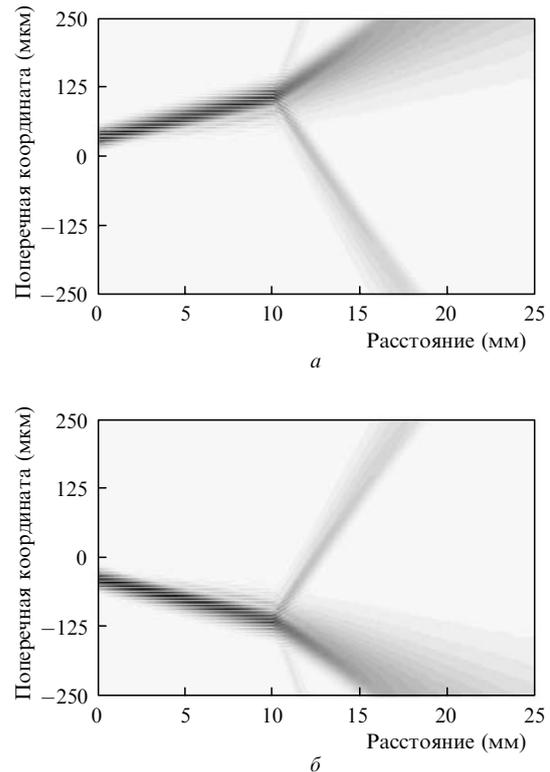


Рис.4. Распределение поля в структуре связанных волноводов длиной 10 мм и вне ее при возбуждении в ней бездифракционных пучков света под углом $\varphi_1 = \arcsin(\lambda/4A)$ (а) и $\varphi_2 = \arcsin(3\lambda/4A)$ (б).

пучка в соседнюю волноводную структуру и частичное отражение его на границе исходной структуры.

Глядя на рис.5,а, легко понять возможность полного отражения пучков света внутри структуры, например при изъятии одного волновода из системы канальных волноводов. Локализованного распространения волноводных пучков света можно ожидать в структуре с плавным распределением коэффициента связи между волноводами от границы структуры к ее центру или наоборот, от центра к периферии. На рис.5,б представлена картина распространения света в структуре с ограниченным ($N = 7$) числом канальных волноводов, полученной изъятием из системы двух волноводов с $n = \pm 4$. Из рис.5 очевиден «квазиволноводный» характер распространения пучка света в структуре. Число «мод» в таком «квазиволноводе» можно оценить традиционным путем – рассмотрев соответствующую планарную многослойную структуру и рассчитав параметры мод этой структуры.

На рис.5,в приведена зависимость эффективного показателя преломления n_m^* «моды» от ее номера. Расчет показывает, что число M «мод» в структуре превышает число канальных волноводов в структуре и равно 11. Из рис.5,в видно также, что «моды» структуры подразделяются на два типа, с большим и меньшим значением n_m^* . Расчеты распределения полей этих «мод» показывают, что при большем значении n_m^* максимумы полей локализируются внутри волноводных слоев (соответствующих канальным волноводам), а при меньшем n_m^* – в промежутках между волноводными слоями, где показатель преломления среды меньше. При возбуждении одного центрального канального волновода структуры внутри «квазиволновода» распространяется пучок света с периодически повторяющимся вдоль ее оси распределением поля

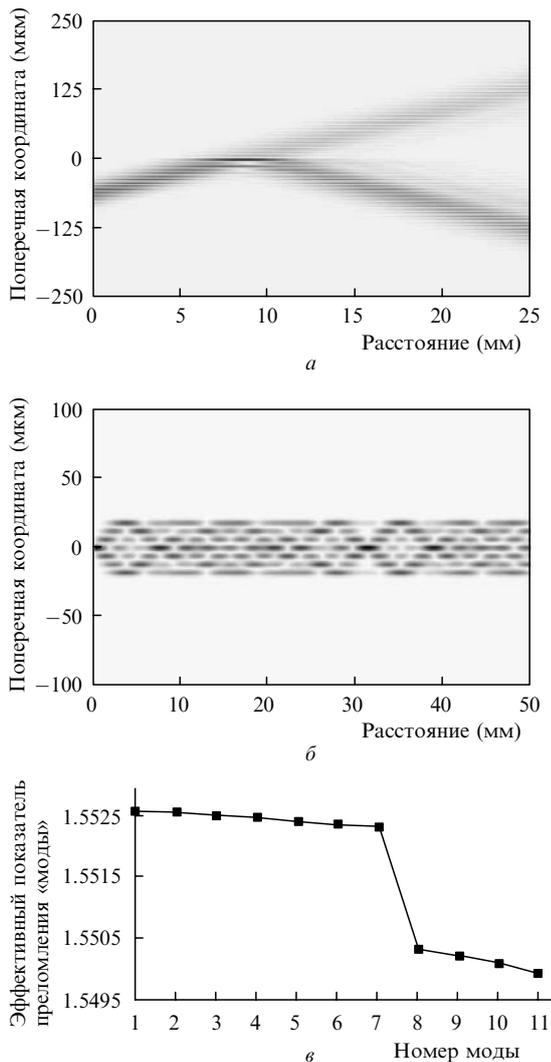


Рис.5. Распределение поля в бездифракционном пучке света при его туннелировании и отражении на границе структуры (а) и в «квази-волноводе», сформированном в структуре (б), а также зависимость эффективного показателя преломления «моды» от ее номера (в).

(рис.5,б). Такой вид пучка обусловлен одновременным возбуждением многих «мод» «квази-волновода» и их интерференцией между собой. Период повторения определяется набегом фаз между «модами». Для того чтобы большая часть мощности снова собралась в одном волноводе, должны выполняться соотношения $k(n_i^* - n_j^*)L_0 \approx 2\pi N_{ij}$, где N_{ij} – целые числа. В нашем случае $N_{13} = 3$, $N_{15} = 8$, $N_{17} = 12$. При возбуждении центрального волновода именно эти нечетные моды имеют наибольшую интенсивность, что дает для L_0 значение 31.2 мм, хорошо согласующееся с результатами ВРМ.

3. Распространение света в неоднородной системе канальных волноводов

В работах [5–7] была рассмотрена задача о распространении света в системе связанных канальных волноводов, константы распространения света в которых изменялись по линейному закону от одного края системы к другому, а коэффициенты связи оставались неизменными. В таких структурах при возбуждении одного волновода наблюдались осцилляции ширины пучка вдоль оси по мере его продвижения по структуре. По мнению ав-

торов работ [5–7] такие осцилляции пучка могут быть описаны системой уравнений вида

$$\left(i \frac{d}{dz} + \gamma n\right) a_n(z) + \chi[a_{n+1}(z) + a_{n-1}(z)] = 0, \quad (10)$$

где величина γ характеризует $\Delta\beta$, т.е. изменение константы β ($\beta = 2\pi n^*/\lambda$) при переходе от одного волновода к другому. Если в такой системе волноводов первоначально возбужден один (центральный) волновод, то «пучок» света, продвигаясь по структуре, расширяется, достигая предельной ширины

$$W \approx 8\chi/\gamma, \quad (11)$$

где W – число возбужденных волноводов, а затем снова схлопывается до ширины одного волновода. Это первое схлопывание «пучка» происходит на расстоянии z_0 от входа структуры, где

$$z_0 = 2\pi/\gamma, \quad (12)$$

а затем периодически повторяется при $z = 2z_0, 3z_0$ и т.д.

В работе [6] для реализации подходящей структуры волноводов система эквидистантно расположенных волноводов помещалась между нагревателем и холодильником. Градиент температуры поперек структуры создавал линейное изменение константы распространения света в канальных волноводах в исследуемой системе. Значение γ в этих экспериментах могло меняться от нуля до 2.8 см^{-1} . В работе [7] подходящая структура волноводов была реализована с использованием достаточно сложной электронно-литографической процедуры, однако результаты, полученные в [6, 7], одинаковы.

При рассмотрении структуры канальных волноводов с линейно изменяющейся константой β возникает впечатление существования в ней некоего «квази-волновода». Это впечатление не является безосновательным. Напомним, что в системе двух канальных волноводов с разными константами распространения полной перекачки энергии нет. В первоначально возбужденном волноводе всегда остается доля энергии, пропорциональная $(\Delta\beta)^2 = \gamma^2$. Кроме того, процесс перекачки энергии в волноводах не зависит от того, с какой константой β первоначально был возбужден волновод. Если к двум рассматриваемым волноводам добавить третий, с $\beta_{-1} = \beta_0 + \gamma$ или $\beta_2 = \beta_1 - \gamma$, и возбуждать крайний из них, то очевидно, что доля перекачиваемой в третий волновод энергии будет меньше той, которая перекачивалась между двумя волноводами. Следовательно, с увеличением числа добавляемых волноводов доля энергии, перекачиваемой в крайний из них, будет уменьшаться.

Таким образом, различие констант β в канальных волноводах уменьшает скорость оттока энергии из первоначально возбужденного канального волновода, что существенно меняет картину расходимости светового пучка в этой структуре по сравнению с картиной, представленной на рис.1. В частности, картина распространения пучка не оставляет сомнений в существовании «квази-волновода» в этой структуре, в котором, однако, как бы отсутствует внутреннее отражение света, т.к. отсутствуют какие-либо границы структуры. На самом деле в этом «квази-волноводе» отражение света происходит от его распределенных границ, которые простираются от центра, т.е. от первоначально возбужденного канального волновода, к периферии структуры.

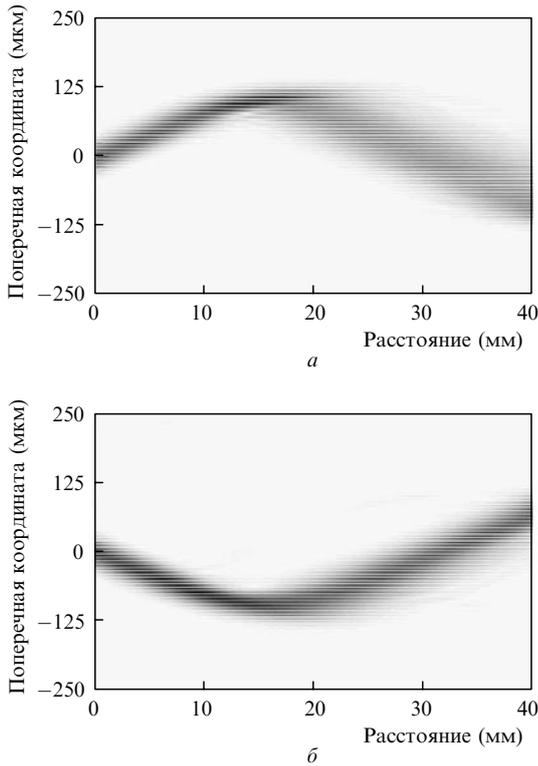


Рис.6. Отражение бездифракционного пучка света в неоднородной структуре с линейно увеличивающейся константой распространения света (граница между однородной и неоднородной структурами проходит на уровне 60 мкм) (а) и в неоднородной структуре с линейно уменьшающейся константой распространения света (граница между однородной и неоднородной структурами проходит на уровне -60 мкм) (б) в системе канальных волноводов.

Здесь уже упоминалось, что при каждой перекачке только часть энергии переходит от возбужденного волновода к невозбужденному; при этом часть энергии остается, что и является результатом одного акта распределенного отражения. Данное отражение проявляется вполне определенным образом, если бездифракционный пучок света входит в неоднородную структуру из однородной структуры канальных волноводов. В этом случае бездифракционный пучок света испытывает полное отражение (рис.6). Распределенное отражение, которое имеет место в рассматриваемой структуре, это не брэгговское отражение, как может показаться на первый взгляд. Представляется, что это иной вид отражения, аналога которому нет в непрерывных средах.

В работе [5] волнообразное движение пучка света через рассматриваемую систему канальных волноводов трактуется как результат интерференции мод этой структуры, возбуждаемых в ней входным пучком света. Разность констант распространения $\Delta\beta$ этих мод, как показано в [5], постоянна и равна γ , а распределение поля в них одинаково и локализовано вокруг канального волновода с величиной kn^* , равной константе распространения этой моды в структуре. К сожалению, такая трактовка волнообразного движения пучка света в системе не объясняет, как происходит отражение света в этой безграничной структуре. В работе [5] отмечено также, что поведение пучка света в системе канальных волноводов с линейно изменяющейся константой распространения света в них аналогично поведению тока электронов в кристалле с наложенным электрическим полем. Это дает возмож-

ность рассматривать исследуемую оптическую структуру как фотонный кристалл, позволяющий в прямом смысле слова увидеть блоховские осцилляции.

4. Распространение света в системе криволинейных канальных волноводов

Уже с первых шагов развития интегральной оптики в ней использовались канальные волноводы с криволинейными участками. Изучению свойств этих волноводов посвящено немало работ, однако проблема распространения света в криволинейных связанных канальных волноводах почти не затрагивалась. Исключением является работа [8], в которой такое распространение света изучалось в волноводах, полученных с помощью лазерной литографии [9]. Возможности представленной в работе [9] литографической установки позволяли получать канальные волноводы с ограниченным радиусом кривизны, поэтому они всегда были криволинейными.

В работе [8] было показано, что в криволинейных связанных волноводах с одинаковыми параметрами перекачка света возможна, если канальные волноводы не являются одномодовыми. Так, например, при возбуждении первой (основной) моды в канале с меньшим радиусом кривизны во втором канале с большим радиусом кривизны свет появляется в виде моды второго порядка, а при возбуждении в первом канале второй моды перекачка света вовсе не наблюдается. Объяснение такого результата очевидно: длина канального волновода с большим радиусом кривизны превышает длину связанного с ним канала с меньшим радиусом кривизны, и поэтому пространственно-временная синхронизация мод возможна только для мод разного порядка, у которых скорости распространения различны. При полной идентичности волноводов в прямолинейной системе расположение их вдоль концентрических окружностей с разными, но весьма близкими радиусами кривизны ($\Delta R = \Delta$), делает их различными для распространяющегося в них света. Это различие может быть охарактеризовано увеличением эффективного показателя преломления для одного из них по отношению к другому, а именно:

$$n_{R+\Delta R}^* - n_R^* = \Delta n^* = n_R^* \frac{\Delta R}{R}, \quad (13)$$

где R – радиус кривизны; n_R^* – эффективный показатель преломления внутреннего по отношению к центру кривизны волновода.

Таким образом, эквидистантная система концентрически размещенных канальных волноводов представляет собой ряд волноводов, у которых константа распространения какой-либо моды линейно увеличивается с ростом радиуса кривизны канального волновода.

Согласно изложенному выше, в системе канальных волноводов с линейно изменяющейся константой распространения свет, введенный в один канал, сначала расходится по соседним каналам, а затем снова собирается в этом канале, причем картина эта повторяется с пространственным периодом $z_0 = 2\pi/\gamma$, где $\gamma = \Delta n^*k$. Аналогичную картину можно ожидать в случае концентрических канальных волноводов. Чтобы проверить это, мы с помощью ВРМ рассчитали картину поля в упоминавшейся выше системе канальных волноводов, расположенных вдоль концентрических окружностей с радиусом кривизны $R = 500$ мм. Радиус кривизны был выбран таким,

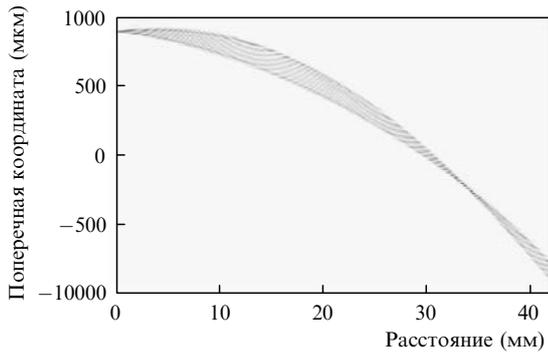


Рис.7. Распределение поля вдоль системы криволинейных канальных волноводов с $R = 500$ мм при возбуждении одного канального волновода.

чтобы обеспечить значение $\gamma = 2 \text{ см}^{-1}$. На рис.7 показаны результаты расчета. Расстояние от точки ввода пучка света до точки его схлопывания действительно оказалось соответствующим соотношению

$$z_0 = \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{2\pi R}{\Delta R n^* k} = \frac{R\lambda}{n^* \Delta R}. \quad (14)$$

Здесь следует отметить, что угловой период θ_0 повторения картины схлопывания пучка с учетом выражения $z_0 = R\theta_0$ является величиной, не зависящей от радиуса кривизны R :

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{n^* \Delta R}. \quad (15)$$

Однако при возбуждении канального волновода с уменьшающимся радиусом кривизны максимальная ширина пучка также становится все меньше и меньше, пока перекачка света не прекращается вследствие большой разности констант распространения $\Delta\beta$ между соседними каналами. Предельный радиус кривизны можно оценить при помощи соотношения (11) при условии, что $W = 1$, хотя правомерность использования этого соотношения для таких оценок не очевидна. Тем не менее расчеты картины поля при малых радиусах кривизны ($R = 80$ мм) показывают, что соотношение (11) может быть использовано для оценки предельного радиуса кривизны.

Реальная система канальных волноводов всегда имеет ограниченное число каналов, и поэтому вопрос о том, как будет распространяться свет вдоль границы (края) структуры, представляет несомненный интерес. С помощью ВРМ нами была рассчитана картина поля в структуре с линейно изменяющейся константой распространения света при возбуждении в ней крайних волноводов. В системе концентрически расположенных волноводов это соответствует возбуждению внешнего или внутреннего канала по отношению к центру кривизны. В обоих случаях свет растекается по ограниченному числу каналов, однако, как следует из расчетов для внутреннего канала (рис.8), число возбужденных вдоль него каналов в ~ 1.5 раза больше, чем вдоль внешнего. В обоих случаях периодическая повторяемость картины поля вдоль направления распространения света на расстояниях до 500 мм обнаружить не удалось. Это свидетельствует о том, что константы распространения собственных приграничных мод структуры не являются эквидистантными. Следует

отметить, что волне вблизи внешнего края системы криволинейных волноводов можно сопоставить так называемую волну шепчущей галереи в сплошном диэлектрическом стержне. Волна, локализованная вблизи внутреннего края структуры, такого аналога в объемной оптике не имеет.

До сих пор мы рассматривали планарную систему канальных волноводов. Обратимся теперь к системе канальных волноводов на цилиндрической и конусной поверхностях. Ось системы волноводов в каждой точке поверхности перпендикулярна образующей поверхности в этой точке. Особенность ситуации состоит в том, что теперь мы имеем кольцевые канальные волноводы, которые могут быть возбуждены при дополнительном условии

$$2\pi r n^* = \lambda l, \quad (16)$$

где r – радиус кольцевого волновода; l – целое положительное число.

Для возбуждения кольцевого канала на цилиндрической поверхности обычно используется призма или волоконная биконическая структура [10]. Последняя особенно удобна для регистрации возбуждения и получения различных характеристик канального волновода. Если на цилиндрической поверхности имеется система из двух связанных канальных волноводов, то условие (16) трансформируется в два условия:

$$2\pi r n_s^* = \lambda l_s, \quad (17)$$

$$2\pi r n_a^* = \lambda l_a, \quad (18)$$

где n_s^* и n_a^* – эффективный показатель преломления симметричной и антисимметричной мод системы из двух канальных волноводов. В некоторых ситуациях условия (17) и (18) могут быть выполнены одновременно, при этом из этих двух соотношений следует, что

$$2\pi r = \frac{\lambda}{n_s^* - n_a^*} \Delta l, \quad (19)$$

где $\Delta l = l_s - l_a$ – целое число. Обычно два туннельно связанных волновода характеризуются длиной связи

$$L = \frac{\lambda}{2(n_s^* - n_a^*)}. \quad (20)$$

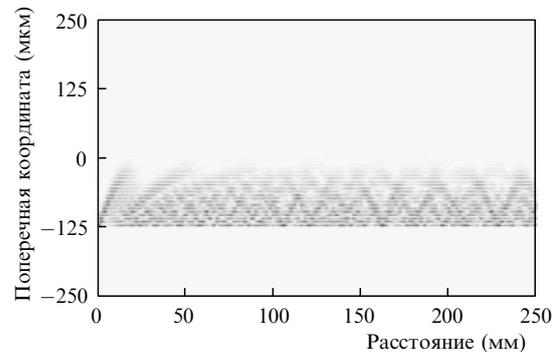


Рис.8. Распределение поля вдоль системы конечного числа канальных волноводов, эквивалентной системе криволинейных волноводов с $R = 500$ мм, при возбуждении одного внутреннего канального волновода.

Параметр L представляет собой длину перекачки света из одного волновода в другой, и поэтому условие (19) отражает необходимость того, чтобы на всей длине кольцевого канального волновода укладывалось целое число перекачек света из одного волновода в другой и обратно:

$$2\pi r = 2L\Delta l, \text{ или } \pi r = L\Delta l. \quad (21)$$

Напомним, что при анализе распространения света в связанных канальных волноводах часто используют коэффициент связи χ между двумя соседними волноводами. Параметры L и χ связаны соотношением (4). Положим, что $\chi = 6.4 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta l = 1$, тогда $2r = \Delta l/\chi = 1.56 \text{ мм}$.

Таким образом, одновременное выполнение условий (17) и (18) возможно при достаточно больших диаметрах стержней и канальных кольцевых волноводов на их поверхности.

Как будут меняться условия возбуждения, если число каналов будет увеличиваться, но коэффициент связи между двумя соседними волноводами останется неизменным, т. е. в том случае, когда речь идет об эквидистантной системе одинаковых канальных волноводов, возбуждаемых на цилиндрической поверхности?

Ранее мы уже рассмотрели планарную систему из семи канальных волноводов и обнаружили, что при возбуждении центрального волновода картина поля вдоль структуры повторяется с периодом $\tilde{L} \approx 31.2 \text{ мм}$. Это означает, что в этой системе канальных волноводов на цилиндрической поверхности с радиусом кривизны $r = \tilde{L}/2\pi \approx 5 \text{ мм}$ могут быть одновременно возбуждены несколько (четыре) нечетных мод структуры. В планарной структуре при возбуждении крайнего волновода период повторения картины поля достигает $\sim 170 \text{ мм}$, и в системе кольцевых каналов с $r = 5 \text{ мм}$ эта картина не может быть воспроизведена. Однако возбуждение двух или трех близких по порядку мод возможно. В общем же случае можно ожидать возбуждения только одной моды системы канальных волноводов, удовлетворяющей условию

$$2\pi r n_m^* = \lambda l_m. \quad (22)$$

Система канальных волноводов, эквидистантно расположенных на поверхности конуса, эквивалентна планарной системе концентрически расположенных канальных волноводов, рассмотренной выше. Радиус кривизны эквивалентной системы определяется простым соотношением

$$R = \frac{r}{\sin \xi}, \quad (23)$$

где r – усредненный радиус кольцевых канальных волноводов на поверхности конуса; 2ξ – угол при вершине конуса. Если угол ξ удовлетворяет соотношению

$$\xi = \arcsin \frac{\lambda}{2\pi d_1 n^*}, \quad (24)$$

где d_1 – расстояние между осями соседних волноводов ($d_1 = \Delta R$), то в системе одновременно возбуждается много мод и число возбужденных канальных волноводов определяется соотношением (11). При $r = 5 \text{ мм}$ и $d_1 = 6 \text{ мкм}$ угол при вершине конуса составляет $\sim 10^{-2}$ рад.

5. Выводы

Таким образом, исследования процесса прохождения пучка света через многоканальную систему связанных волноводов, выполненные нами с помощью ВРМ, обнаружили ряд особенностей, присущих только дискретным средам и не имеющих аналогов в сплошных средах:

- изменение закона преломления света на границе раздела сред;
- нетрадиционный тип отражения бездифракционных пучков света на границе раздела двух систем канальных волноводов;
- локализация пучка света на внутренней границе системы криволинейных волноводов;
- периодическая фокусировка пучка света в системе криволинейных волноводов.

Авторы благодарят РФФИ (грант № 00-02-17442) и МНТЦ (проект № 1043) за финансовую поддержку настоящей работы.

1. Somekh S., Garmire E., Yariv A., Garvin H.L., Hunsperger R.G. *Appl. Phys. Lett.*, **22** (2), 46 (1973).
2. Pertsch T., Zeutgraf T., Streppel U., Bräuer A., Perchel U., Lederer F. *Proc. ECIO'01* (Paderborn, Germany, 2001, p. 21).
3. Handley G.R. *Opt. Lett.*, **17** (20), 1426 (1992).
4. Handley G.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (1), 363 (1992).
5. Peschel U., Pertsch T., Lederer F. *Opt. Lett.*, **23** (21), 1701 (1998).
6. Pertsch T., Dannberg P., Elfle W., Bräuer A. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (23), 4752 (1999).
7. Morandoti R., Peschel U., Aitchison J.S., Eisenberg H.S., Silberberg Y. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (23), 4756 (1999).
8. Лындин Н.М., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. *Оптический ж.*, (1), 48 (1993).
9. Лындин Н.М., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. *Квантовая электроника*, **23** (5), 469 (1996).
10. Knight J.C., Cheung G., Yacques F., Birks T.A. *Opt. Lett.*, **22** (15), 1129 (1997).