

# Возбуждение мод утечки в системе связанных волноводов

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

*Исследована система связанных одномодовых волноводов с числом направляемых мод  $M$ , меньшим числа одномодовых волноводов  $N$ . Детально изучены моды утечки в данной системе волноводов. В частности, показано, что эти моды могут быть возбуждены в системе при падении света на ее боковую поверхность. При этом показано, что возбуждение мод утечки происходит тогда, когда коэффициент отражения света от боковой поверхности системы обращается в нуль. Установлено, что угловая зависимость коэффициента отражения от боковой поверхности системы может быть использована для уточнения дисперсионной кривой для мод утечки. Показано, что при скользком падении света направление его распространения в системе может существенно отличаться от направления распространения пучка, падающего из подложки, даже при малом различии показателей преломления.*

**Ключевые слова:** моды утечки, связанные волноводы, распространение света в канальных волноводах, дифракция света.

## 1. Введение

Система волноводов, туннельно-связанных между собой, называется однородной, если она образована одинаковыми эквидистантно расположенными волноводами, константы распространения света в которых не зависят от продольных и поперечных координат. Простейшим примером такой системы является обычное диэлектрическое многослойное интерференционное зеркало. Другой пример – решетка канальных волноводов, сформированная в планарной волноводной плёнке, лежащей на подложке с низким показателем преломления. В последнее время системы канально-волноводного типа приобретают особый интерес в волноводной лазерной оптике в связи с возможностями увеличения их выходной мощности [1]. Ранее в работах [2, 3] был изучен процесс распространения света в однородных системах канальных волноводов. В частности, отмечалось, что брэгговская дифракция света в них представляет особый интерес [4]. В связи с этим в настоящей работе предпринята попытка комплексного изучения процесса брэгговской дифракции света при его падении как на боковую поверхность системы волноводов, так и на их торцы. Цель работы состоит в поиске условий реализации повышенной селекции мод за счет брэгговской дифракции света в системе связанных волноводов.

## 2. Теоретическая часть

Ранее в работе [2] мы показали, что число мод в системе однородных туннельно-связанных одномодовых вол-

новодов определяется числом волноводов  $N$  и показателем преломления волновода  $n_f$ . В настоящей работе мы рассматриваем систему волноводов со следующими параметрами:  $N = 50$ , ширина волноводных слоев  $h = 1.1$  мкм,  $n_f = 1.465$ , ширина промежутков между слоями  $s = 1.3$  мкм, показатель преломления промежутков  $n_s = 1.46$ . Предполагалось, что окружающая среда тоже имеет показатель преломления 1.46. Если одномодовый волновод достаточно «слаб», то число направляемых мод  $M$  в системе меньше числа волноводов ( $M < N$ ). В нашей системе  $M$  оказалось равным 34, а остальные моды были модами утечки системы. На рис.1 представлены зависимости эффективных показателей преломления мод  $n^*$  от номера моды  $m$  [5]. Моды утечки – это моды, имеющие потери за счет выхода излучения через боковые поверхности системы связанных волноводов. Угол выхода излучения через боковые поверхности в подложку (угол распространения излучения в подложке) определяется соотношением

$$\cos \theta = \frac{n^*}{n_s}. \quad (1)$$

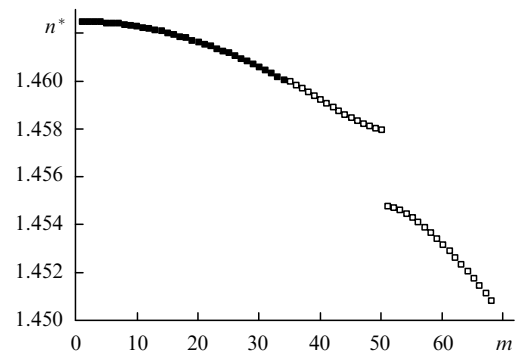


Рис.1. Зависимости эффективного показателя преломления  $n^*$  направляемых мод (■) и мод утечки (□) системы туннельно-связанных волноводов от номера моды  $m$  этой системы при  $N = 50$ ,  $s = 1.3$  мкм,  $h = 1.1$  мкм,  $\Delta n = n_f - n_s = 0.005$ ,  $n_s = 1.46$ .

Б.А.Усиевич, Д.Х.Нурлигареев, В.А.Сычугов. Институт 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 РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 21 ноября 2006 г.

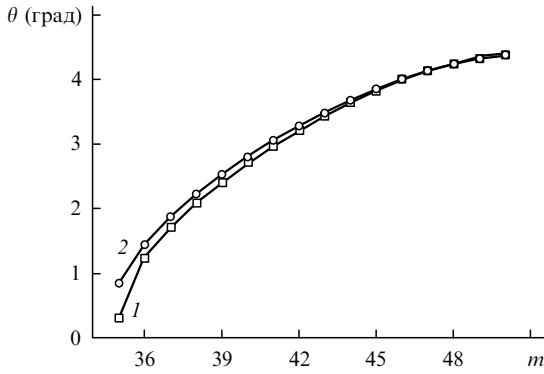


Рис.2. Зависимость угла распространения  $\theta$  мод утечки от номера моды  $m$ , рассчитанная по данным рис.1 (1). Кривая 2 – угловые положения нулевых значений отражения света от боковой поверхности системы связанных волноводов.

В нашем случае подложкой являлась опорная трубка [6] с показателем преломления  $n = 1.46$ . На рис.2 показана зависимость угла распространения мод утечки от номера моды  $m$  (кривая 1).

Если в системе волноводов имеются моды утечки, то эти моды могут быть возбуждены светом, падающим на боковую поверхность системы из внешней среды, т. е. из подложки. Поскольку мы рассматриваем систему волноводов, периодически расположенных в пространстве, то сначала мы рассчитали брэгговское отражение от боковой поверхности системы внешнего пучка света, падающего из подложки под разными углами скольжения  $\theta$  [7]. На рис.3 представлена эта зависимость. Во-первых, следует отметить, что при малых углах скольжения ( $0 < \theta < 3^\circ$ ) зависимость коэффициентов отражения  $R(\theta)$  имеет одинаковое число максимумов и минимумов, равное  $N - M = 16$ , что отвечает числу мод утечки системы волноводов, находящихся в первой разрешенной зоне фотонной системы. Во-вторых, мы сопоставили зависимости угловых положений нулевых значений функции  $R(\theta)$  и угла распространения мод утечки от номера моды и выяснили, что эти зависимости соответствуют друг другу (см. рис.2) со вполне удовлетворительной точностью. Два этих момента дают нам основание предположить, что при брэгговском отражении света от боковой поверхности волноводной системы происходит возбуждение мод утечки, если угол падения света отвечает минимуму функции  $R(\theta)$ .

Рассматривая волноводную систему как одномерный фотонный кристалл, удобно представить распростране-

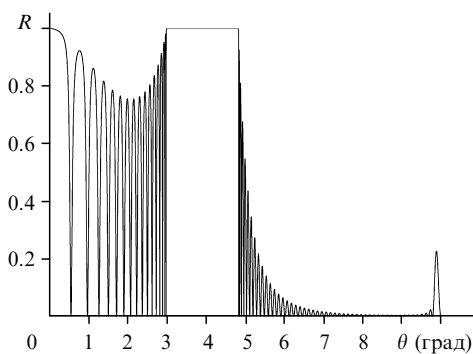


Рис.3. Угловая зависимость коэффициента отражения света, падающего на боковую поверхность системы волноводов из опорной трубки.

ние света в ней в форме волн Флоке – Блоха с блоховским волновым вектором  $\mathbf{K}_B$ , модуль которого определяется формулой [7]

$$\cos(K_B A) = \cos(\kappa_f h) \cos(\kappa_s s) - \frac{1}{2} \left( \frac{\kappa_s}{\kappa_f} + \frac{\kappa_f}{\kappa_s} \right) \sin(\kappa_f h) \sin(\kappa_s s), \quad (2)$$

где  $A = h + s$  – период структуры;  $\kappa_f = k(n_f^2 - n^{*2})^{1/2}$  и  $\kappa_s = k(n_s^2 - n^{*2})^{1/2}$  – модули поперечных волновых векторов, рассчитываемые для плоских волн, распространяющихся в волноводных и промежуточных слоях системы;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  – длина световой волны в вакууме. Согласно [7] при боковом падении света коэффициент отражения

$$R(\theta) = \frac{|C|^2}{|C|^2 + [\sin(K_B A) / \sin(NK_B A)]^2} \quad (3)$$

и определяется быстро осциллирующей функцией  $\sin(K_B A) / \sin(NK_B A)$ . Коэффициент

$$|C|^2 = \frac{1}{4} \left( \frac{\kappa_f}{\kappa_s} - \frac{\kappa_s}{\kappa_f} \right)^2 \sin^2(\kappa_f h) \quad (4)$$

играет роль структурного фактора ячейки кристалла и с изменением угла  $\theta$  меняется медленно. При  $|C|^2 \neq 0$  следующее из (3) условие минимумов отражения

$$\frac{\sin(NK_B A)}{\sin(K_B A)} = 0 \quad (5)$$

является фактически дисперсионным уравнением мод утечки волноводной системы.

Мы провели расчеты поля внутри волноводной системы при падении света на боковую границу. Оказалось, что минимумы отражения соответствуют максимальному накоплению оптической энергии внутри системы волноводов, т. е., иными словами, возбуждению мод утечки. Распределение поля внутри системы при этом отвечает рассчитанному ранее распределению поля мод утечки. Для углов, соответствующих максимумам отражения, существенного накопления энергии в системе не происходит. Данное поведение исследуемой системы полностью аналогично поведению резонатора Фабри – Перо, где накопление энергии тоже происходит в минимуме отражения. Пересчет углов, отвечающих минимумам отраже-

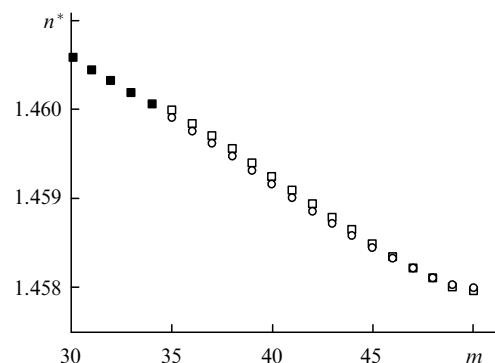


Рис.4. Уточнённая дисперсионная кривая (○) для исследованной волноводной системы; ■ – направляемые моды, □, ○ – моды утечки.

ния, в эффективный показатель преломления позволяет уточнить дисперсионную кривую, показанную на рис.1. Рассчитанные таким образом эффективные показатели преломления мод утечки находятся в хорошем соответствии с полученными ранее (рис 4).

### 3. Эксперимент

Ранее возбуждение мод утечки при боковом падении пучка излучения на систему волноводов наблюдалось нами в работе [8]. В настоящей работе это явление исследуется более подробно. Мы использовали установку, схема которой приведена на рис.5. При непосредственном наблюдении картины отражённого от образца и прошедшего через него пучков экран располагался на расстоянии 2.5 м от образца. При наблюдении картины распределения интенсивности возбуждаемых мод на экране с помощью микрообъектива строилось увеличенное (в 300 раз) изображение выходного торца волноводной системы.

При углах  $3^\circ < \theta < 4.8^\circ$ , отвечающих фотонной запрещённой зоне волноводной структуры (см. рис.3), на экране наблюдалось яркое пятно, образованное отражённой волной, и интенсивность прошедшей волны, картина распределения которой тоже наблюдалась на экране, была практически равна нулю. При углах  $\theta < 3^\circ$  происходило уменьшение яркости пятна от отражённого пучка, обусловленное возникновением узких провалов в распределении интенсивности (вплоть до нуля) в области данного пятна. Одновременно с этим увеличивалась интенсивность пятна от проходящего пучка в виде полос излучения с высокой интенсивностью (в области пятна от прошедшего пучка). Моды утечки при распространении в волноводной системе теряют энергию, излучая её в виде направленных пучков света, поэтому возникновение ярких полос в проходящем пучке мы связываем с возбуждением мод утечки.

Число и угловые положения полос излучения с высокой интенсивностью в области пятна от прошедшего пучка находились в строгом соответствии с числом и угловыми положениями провалов в распределении интенсивности в области пятна от отражённого пучка, т. е. мы наблюдали один или более провалов и соответственно одну или более ярких полос в зависимости от того, в какой области первой разрешённой зоны оказывались возбуж-

даемые моды утечки системы. Для мод, расположенных вблизи края запрещённой зоны, межмодовое расстояние, измеряемое в углах  $\theta$ , составляло около  $0.1^\circ$  и было в несколько раз меньше угловой апертуры пучка, падающего на боковую поверхность волноводной системы, которая при размере сфокусированного лазерного пятна 50 мкм составляла  $\sim 0.6^\circ$ . Поэтому в пятне от отражённого пучка наблюдалось несколько провалов в распределении интенсивности, указывающих на возбуждение нескольких мод утечки. Для мод, расположенных в центре первой разрешённой зоны, межмодовое расстояние оказывается примерно равным угловой апертуре пучка, падающего на боковую поверхность волноводной системы, и при углах  $\theta \sim 1^\circ - 2^\circ$  в пятне от отражённого пучка наблюдалось не более одного-двух провалов в распределении интенсивности. При углах скольжения  $4.8^\circ < \theta < 9.9^\circ$ , отвечающих возбуждению мод утечки во второй разрешённой зоне волноводной структуры, происходили аналогичные явления.

На рис.6 представлены картины распределения интенсивностей мод утечки, наблюдаемых с торца волно-

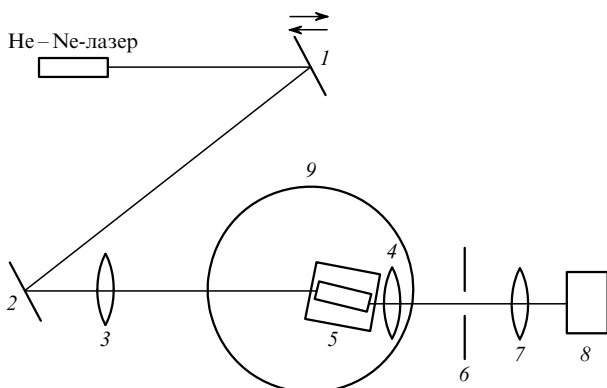


Рис.5. Оптическая схема экспериментальной установки для возбуждения мод в системе:

1 – подвижное зеркало; 2 – неподвижное зеркало; 3 – длиннофокусная линза; 4 – микрообъектив; 5 – кювета с образцом; 6 – диафрагма; 7 – фокусирующая линза; 8 – фотоприёмник; 9 – гониометр Г5М.

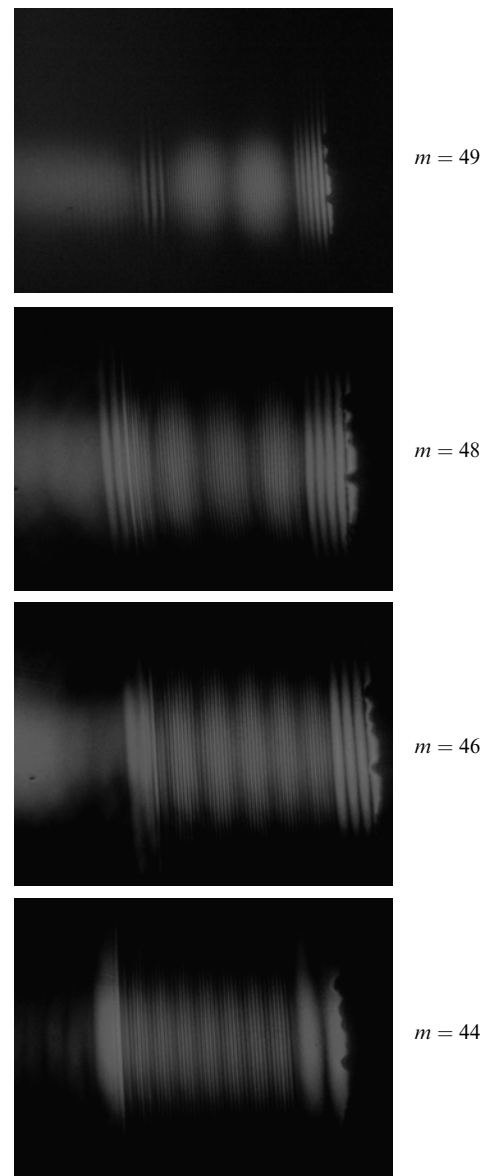


Рис.6. Картины распределения интенсивностей мод утечки на торце системы связанных волноводов при их боковом возбуждении.

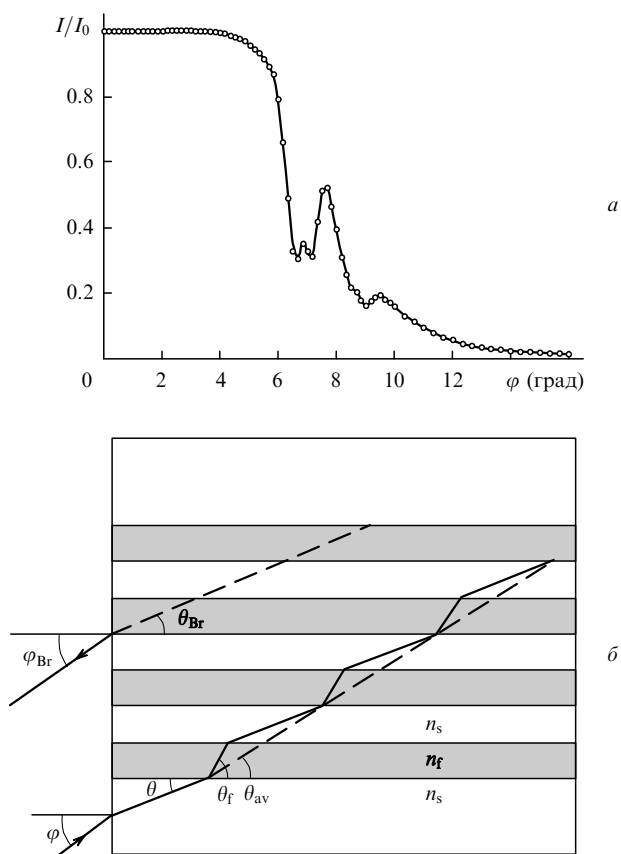


Рис. 7. Зависимость интенсивности света  $I/I_0$  на выходе системы волноводов при её торцевом возбуждении от угла падения возбуждающего пучка  $\varphi$  (а) и схема, поясняющая геометрию распространения излучения в этой системе (для наглядности углы увеличены) (б).

водной системы при падении на её боковую поверхность сфокусированного пучка света, размер которого в фокальной плоскости составлял 230 мкм. Приведённые фотографии соответствуют 2-му, 3-му, 5-му и 7-му минимумам отражения, отвечающим возбуждению мод утечки с  $m = 49, 48, 46$  и  $44$ . Ближайшая к границе запрещённой зоны 50-я мода возбуждается слабо, и фотография её распределения не приводится. Видно, что число периодов огибающей интенсивности поля определяется отстройкой моды от края запрещённой зоны и находится в полном соответствии с результатами расчётов.

При угле падения света на боковую поверхность волноводной системы, лежащем в запрещённой зоне ( $\theta = 3^\circ - 4.8^\circ$ ), моды системы не возбуждаются. Однако если волноводная мода, распространяющаяся под углом Брэгга

$$\varphi_{Br} = \arcsin \frac{\lambda}{2A}, \tag{6}$$

возбуждается с торца, то на выходе системы излучение регистрируется в виде выделенного пика на кривой пропускания системы (рис.7.а). Пространственный фурье-анализ этого излучения показывает, что в системе волноводов, возбуждаемых с торца, под углом Брэгга распро-

страняются две моды [6], и обе они в данном случае являются модами утечки.

Однако обращаем внимание на следующий интересный факт. Если, используя закон преломления, пересчитать углы, соответствующие краям запрещённой зоны, в аналогичные углы в воздухе ( $4.38^\circ - 7.02^\circ$ ), то угол  $\varphi_{Br} = 7.58^\circ$  будет лежать вне запрещённой зоны, границы которой получены из расчёта зависимости  $R(\theta)$  (рис.7.б). На первый взгляд, это противоречит здравому смыслу, однако данному факту находится вполне простое объяснение. Дело в том, что при скользющем падении света на структуру угол распространения света в волноводных слоях  $\theta_f$  существенно отличается от угла  $\theta$ , несмотря на малое различие показателей преломления ( $n_s \cos \theta = n_f \cos \theta_f$ ). Средний угол распространения пучка по волноводной системе  $\theta_{av}$  может быть определен из простых геометрических соображений и составляет  $3.81^\circ - 5.53^\circ$  ( $(h + s) \cot \theta_{av} = h \cot \theta_f + s \cot \theta$ ). Если пересчитать брэгговский угол для моды, распространяющейся в волноводной системе, используя усредненный показатель преломления, то мы получим  $5.17^\circ$ . Следовательно, никакого противоречия нет, и брэгговский угол попадает в запрещённую зону, как и положено. Необходимо отметить, что усредненный показатель преломления в данной системе, рассчитанный по формуле  $n_{av} \cos \theta_{av} = n_s \cos \theta$ , зависит не только от ширины и показателей преломления слоев, но и от угла падения излучения.

#### 4. Заключение

Таким образом, исследования дифракции Брэгга в системе связанных волноводов, а также изучение брэгговского отражения света от поверхности этой системы вполне дополняют друг друга и дают полную картину происходящего явления. В частности, при числе направляемых мод  $M$ , меньшем числа одномодовых волноводов  $N$ , в случае бокового освещения системы в ней возбуждаются моды утечки, число которых составляет  $N - M$ , так что общее число мод до первого брэгговского отражения равно  $N$ . Вблизи перехода от направляемых мод к модам утечки изучение брэгговского отражения света от поверхности волноводной системы позволяет уточнить дисперсионную кривую для этой системы.

Работа поддержана РФФИ (грант № 07-02-00064а).

1. Beach R.J., Feit M.D., Page R.H., Brasure L.F., Wilcox R., Payne S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19** (7), 1521 (2002).
2. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А., Голант К.М. *Оптика и спектроскопия*, **101** (5), 999 (2006).
3. Гончаров А.А., Свидзинский К.К., Сычугов В.А., Усиевич Б.А. *Квантовая электроника*, **33** (4), 342 (2003).
4. Goncharov A.A., Svidzinsky K.K., Sychugov V.A., Usievich B.A. *Laser Phys.*, **13** (8), 1017 (2003).
5. Anemogiannis E., Glytsis E.N., Gaylord T.K. *J. Lightwave Technol.*, **17** (5), 929 (1999).
6. Нурлигареев Д.Х., Усиевич Б.А., Голант К.М., Сычугов В.А. *Квантовая электроника*, **36** (7), 653 (2006).
7. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987, гл. 6).
8. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А., Голант К.М. *Квантовая электроника*, **35** (6), 554 (2005).