

## Демонстрация числа волноводных мод, возбуждаемых в тонкой пленке заданной толщины

### Введение

Традиционная методика исследования свойств планарных тонкопленочных диэлектрических волноводов основана на вводе (выводе) излучения через их поверхность с помощью призмных или решеточных элементов связи [3]. В оптических интегральных схемах предпочтение отдают решеточным элементам связи по причине их соответствия планарной технологии изготовления этих схем. Для этой цели применяют дифракционные решетки (ДР), нанесенные на небольшой участок поверхности волноводного слоя. Вводимый в волновод лазерный пучок направляют на ДР из внешней среды (обычно —воздух) под таким углом падения, чтобы дифрагированный пучок первого порядка в проходящем свете соответствовал волноводной моде. Это условие будет выполнено, если вектор решетки  $\mathbf{K}$ , волновой вектор моды  $\beta$  и проекция волнового вектора падающей волны на плоскость решетки  $\mathbf{k}_x$  связаны условием синхронизма:

$$\mathbf{K} = \beta - \mathbf{k}_x \quad (1)$$

Обычно волноводный слой имеет большой показатель преломления ( $n > 2$ ) и, следовательно, большие значения постоянных распространения мод  $\beta$ . Так как  $K = 2\pi/d^{-1}$ , то для выполнения условия (1) требуются ДР с малым периодом  $d$ . Такие ДР чаще всего изготавливают голографическим методом в тонком слое фоторезиста, нанесенного на поверхность волновода. В многомодовый волновод моды разного порядка  $m$  с постоянными  $\beta_m$  могут последовательно вводиться решеткой с заданной величиной  $K$  при определенных значениях углов падения светового пучка на ДР, т.е. при определенных значениях  $k_x$ . Очевидно также, что мода, введенная с помощью ДР, расположенной на одном конце волновода, может быть выведена во внешнюю среду после распространения по волноводу с помощью такой же точно ДР, расположенной на другом его конце.

В отличие от искусственно создаваемых ДР, фотоиндуцированные периодические структуры (ПС) представляют собой самонастраивающиеся решеточные элементы связи с волноводным слоем. В простейшем случае роль волновода выполняет сама светочувствительная пленка, в которой формируются ПС. При этом, природа ПС такова, что они могут состоять, при соответствующей толщине пленки  $h$ , из нескольких ДР, каждая из которых отвечает моде определенного порядка  $m$  (см. рис. 1). Другими словами, ПС представляют собой сложную систему ДР с разными периодами  $d$  и связаны сразу со всеми волноводными модами, которые могут существовать в данной пленке. Конечно, при больших  $h$  в многомодовых пленках возникает проблема разрешающей способности ПС для выявления всех мод в связи с конкуренцией в развитии ДР на модах разного порядка [1]. Хотя эта проблема до конца не решена, однако опыт показывает, что ПС в пленках AgCl–Ag без труда разрешают  $TE_m$  моды с  $m < 5$ .

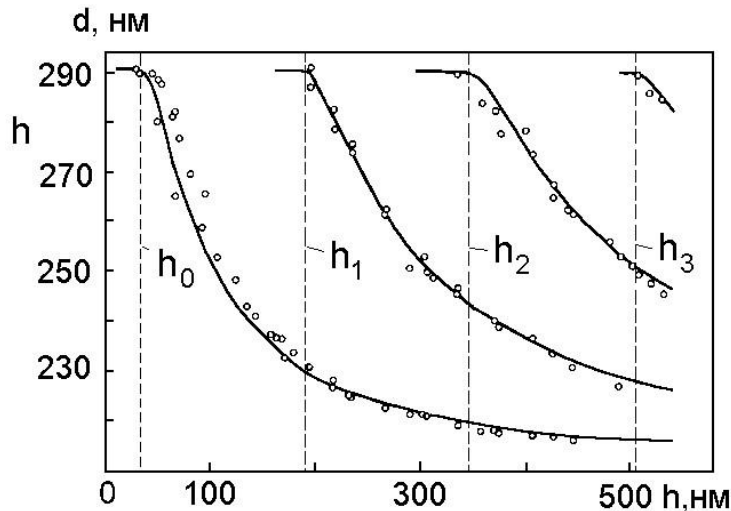


Рис. 1. Зависимости периодов структур от толщины пленки AgCl.

### Описание эксперимента

Связь ПС со всеми возможными волноводными модами в пленке а также несовершенство ПС как дифракционных решеток открывают возможность для эффективной визуальной демонстрации количества возбуждаемых в пленке мод. Для примера, опишем демонстрационный эксперимент, основанный на использовании в качестве источника излучения He-Ne лазера типа ЛГ-79-1 и пленки AgCl–Ag на стеклянной подложке с толщинами AgCl, отвечающими двум ( $TE_0$ ,  $TE_1$ ) и трем ( $TE_0$ ,  $TE_1$ ,  $TE_2$ ) модам. Необходимые значения  $h$  находят, как и в лаб. III.3. Толщины отсечек  $TE_0$ ,  $TE_1$ ,  $TE_2$  волноводных мод равны:  $h_0 = 49$ ,  $h_1 = 276$ ,  $h_2 = 503$  нм. Толщина  $h$  двухмодовой пленки должна лежать в пределах  $h_1 < h < h_2$ . Рекомендуется выбрать значение  $h \approx 280\text{--}300$  нм. Данные для трехмодовой пленки приведены в предыдущей работе.

Пленки AgCl с заданными  $h$  напыляют на две половины одной и той же стеклянной подложки размером  $30 \times 30 \times 1,5$  мм и затем покрывают тонким ( $\approx 10$  нм) слоем Ag. Приготовленный образец устанавливают под облучение пучком He–Ne лазера при нормальном падении. Вначале облучают участок с меньшей толщиной (двухмодовая пленка) и наблюдают развитие картины малоугловой дифракции на экране. Возникающая картина показана на рис. 2,а. Видно, что кроме центральной полосы рассеяния, появляются две симметричные боковые полосы. При облучении более толстой (трехмодовой) пленки в картине рассеяния возникают шесть боковых полос (рис. 2,б).

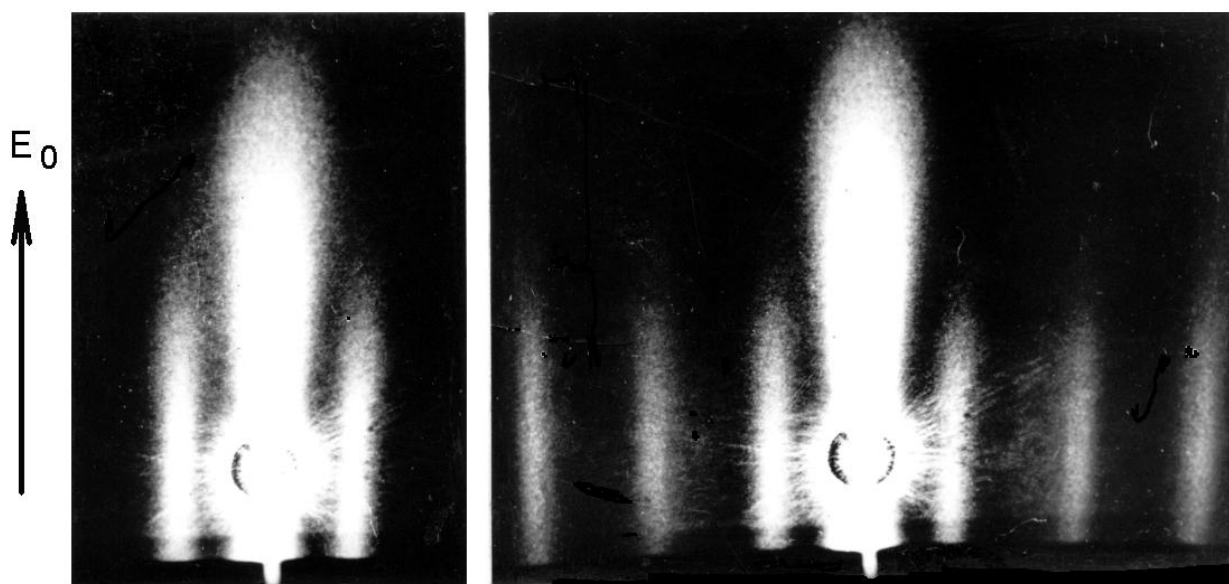


Рис. 2. Картины малоуглового рассеяния и малоугловой дифракции от ПС в двухмодовой (а) и трехмодовой (б) пленках.

### Объяснение картин малоугловой дифракции

Боковые полосы возникают в результате малоугловой дифракции индуцирующего пучка на сформированной этим пучком сложной ПС. Так, в двухмодовой пленке ПС состоит из микрорешеток, образованных  $TE_0$  и  $TE_1$  модами, периоды которых  $d_0$  и  $d_1$ , причем  $d_0 < d_1$ . ПС в трехмодовой пленке включает в себя микрорешетки, сформированные на  $TE_0$ ,  $TE_1$  и  $TE_2$  модах, при этом  $d_0 < d_1 < d_2$ .

При дифракции нормально падающего лазерного пучка на решетке с периодом  $d_m$  в пленке возбуждается  $TE_m$  мода с постоянной распространения  $\beta_m$ . Эта мода, распространяясь в пределах ПС и взаимодействуя с другими, созданными ею же, микрорешетками частично излучается обратно во внешнюю среду в направлении лазерного пучка и навстречу ему. Если бы вектора микрорешеток имели строго заданные направления, параллельные оси  $Y$ , то излученные волны распространялись бы по нормали к пленке и очевидно, что компоненты волнового вектора этих волн на оси  $X$  и  $Y$  равнялись бы нулю ( $k_{x,y} = 0$ ). Разброс векторов микрорешеток по направлениям, приводит к возникновению центральной полосы малоуглового рассеяния. Такие явления дифракции происходят для всех мод и принадлежащих им решеток, содержащихся в данной ПС.

Чтобы дать общее описание причины возникновения малоугловой дифракции от ПС обозначим индексы разных мод как  $m$  и  $m'$  ( $m \approx m'$ ). Выберем направления осей координат на поверхности образца, и будем считать, что вектора всех существующих в ПС микрорешеток параллельны оси  $Y$ . Рассмотрим теперь две любые из существующих в ПС решеток с разными периодами  $d_m$  и  $d_{m'}$ . На решетке с периодом  $d_m$  нормально падающий лазерный пучок возбуждает моду  $TE_m$  с постоянной распространения  $\beta_m = 2\pi \cdot d_m^{-1}$ .

Распространяясь по ПС эта мода будет взаимодействовать не только со "своими", но и с "чужими" микрорешетками, т.е. и с решетками с периодом  $d_{m'}$ . Такое взаимодействие приведет, в результате дифракции, к излучению моды из пленки, но не по нормали к ней, а под некоторым углом дифракции  $\psi \neq 0$ . При этом излученная волна с волновым вектором  $\mathbf{k}$  будет характеризоваться компонентой  $k_y = k \sin \psi$ . Модуль вектора решетки, на которой происходит дифракция, равен  $K_{m'} = 2\pi \cdot d_{m'}^{-1}$ . Тогда уравнение дифракции запишется в виде:

$$\beta_m = K_{m'} \pm k_y \quad (2)$$

Знаки " $\pm$ " связаны с тем, что сделанные рассуждения очевидно можно повторить для случая дифракции моды  $TE_{m'}$ , на решетке с  $d_m$ . В одном случае будем иметь  $\beta > K$  и следует брать знак "+", в другом  $\beta < K$  и тогда будет знак "-". Различие знаков перед  $k_y$  означает также, что в одном случае мода излучается под углом  $+\psi$  а в другом под углом  $-\psi$ . Другими словами, рассмотренный процесс переизлучения мод приводит к появлению двух симметричных относительно нормали пучков.

После подстановки в (2) значений  $\beta_m, K_{m'}, k_y$  с учетом того, что  $k = 2\pi \cdot \lambda_0^{-1}$  ( $\lambda_0$  — длина волны индуцирующего ПС лазерного пучка), уравнение дифракции приводится к виду:

$$d^* \cdot \sin \psi = \pm \lambda_0 \quad (3)$$

где

$$d^* = d_m \cdot d_{m'} \cdot (|d_m - d_{m'}|)^{-1} \quad (4)$$

Уравнение (3) определяет угловое положение боковых полос в картинах малоугловой дифракции (рис. 2), а период  $d^*$  можно назвать периодом "сверхрешетки" так как он соответствует периоду биений при наложении решеток с периодами  $d_m$  и  $d_{m'}$ .

Таким образом, формулы (3),(4) объясняют появление симметричных боковых пучков как результат малоугловой дифракции лазерного пучка на индуцированной им ПС, состоящей из набора микрорешеток с разными периодами. Малоугловая дифракция возникает при возбуждении моды падающим пучком на принадлежащей ей решетке и последующем переизлучении этой моды во внешнюю среду решеткой, относящейся к другой моде. Если бы вектора всех микрорешеток действительно были параллельны оси Y, как предполагалось при выводе формул, то малоугловая дифракция на экране имела бы вид пятен, по форме совпадающих с сечением лазерного пучка. Вместо пятен наблюдаются полосы, вытянутые вдоль направления поляризации пучка  $\mathbf{E}_0$ , из-за разброса в направлениях векторов решеток.

Угловое положение боковых полос в картинах малоугловой дифракции (рис. 2), задаваемое формулой (3), можно легко наблюдать и измерить с помощью дополнительного, горизонтального экрана. Действительно, условия описываемого эксперимента таковы, что вектор  $\mathbf{E}_0$  направлен вертикально, полосы на основном экране параллельны  $\mathbf{E}_0$ , поэтому на горизонтальном экране дифрагированные пучки дадут расходящиеся от образца полосы, для которых нетрудно измерить углы дифракции  $\psi$  с помощью транспортира. Пример картины, наблюдаемой

одновременно на двух экранах, показан для трехмодовой пленки на рис. 3. На рисунке стрелка 1 оказывает основной, вертикальный экран, на котором, кроме полос дифракции, видно отверстие для лазерного пучка. Цифра 2 показывает на расходящиеся от образца 3 полосы, наблюдаемые на горизонтальном экране.

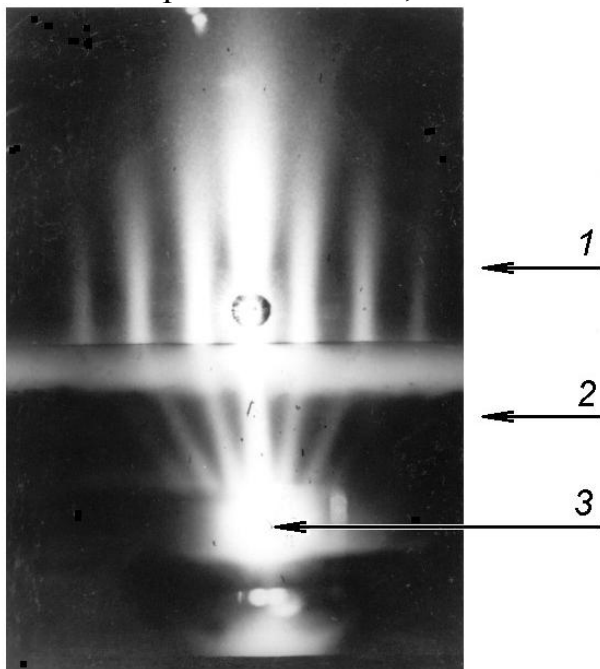


Рис. 3. Картины малоуглового рассеяния и малоугловой дифракции от трехмодового образца (3), наблюдаемые на вертикальном (1) и горизонтальном (2) экранах.

Для примера приведем расчеты углов  $\psi$  для трехмодовой пленки с  $h = 510$  нм. Как показано в § III.3, ПС, индуцированная в пленке этой толщины, состоит из ДР с периодами  $d_0 = 316$ ,  $d_1 = 349$ ,  $d_2 = 417$  нм, которые связаны с  $TE_0$ ,  $TE_1$  и  $TE_2$  модами соответственно. Попарно комбинируя эти значения получим из формулы (4) возможные величины  $d^* = 3342$ ,  $2140$  и  $1305$  нм и из (3) углы малоугловой дифракции  $|\psi| = 11^\circ$ ,  $17^\circ$ ,  $29^\circ$ . Из этих данных следует, что боковые полосы, ближайšie к центральной, соответствуют переизлучению  $TE_0$  и  $TE_1$  мод на решетках с  $d_1$  и  $d_0$ , следующие полосы — переизлучению  $TE_1$  и  $TE_2$  мод на решетках с  $d_2$  и  $d_1$ , и наконец крайние полосы — переизлучению  $TE_0$  и  $TE_1$  мод на решетках с  $d_2$  и  $d_0$ .

Очевидно, что для реальной пленки AgCl–Ag с неточно известным значением  $h$  периоды  $d_m$  можно непосредственно измерить по дифракции, как это описано в лаб. III.3. Поэтому, для установления причины возникновения боковых полос в картинах малоугловой дифракции нет необходимости точно знать толщины  $h$  пленок. Для выяснения связи полос с переизлучением определенных  $TE_m$  мод на соответствующих решетках измеряют периоды  $d_m$  всех ДР в данной ПС, измеряют также угловое положение (углы  $\psi$ ) полос по картине на горизонтальном экране, затем по измеренным  $d_m$  находят все возможные значения  $d^*$  по формуле (4), по этим значениям вычисляют углы  $\psi$  по формуле (3) и сравнивая их с измеренными  $\psi$  делают выводы о принадлежности полос к переизлучению тех или иных мод.

Исходя из природы малоугловой дифракции, нетрудно записать формулу, которая устанавливает связь между полным числом боковых полос  $P$  и числом  $M$  мод в пленке. Очевидно, что  $P$  равно числу размещений из числа мод  $M$  по 2, т.е.:

$$P = M \cdot (M - 1) \quad (5)$$

Действительно, при  $M = 1$  (только  $TE_0$  мода)  $P = 0$ , т.е. от одномодовой ПС будет наблюдаться только центральная полоса малоуглового рассеяния. При  $M = 2$  (ПС на модах  $TE_0$  и  $TE_1$ ) получаем  $P = 2$  (рис. 2,а), при  $M = 3$  (моды  $TE_0$ ,  $TE_1$  и  $TE_2$ )  $P = 6$  (рис. 2,б и 3) и т.д. Таким образом, при качественной демонстрации только картин малоугловой дифракции можно ограничиться указанием на выполнимость формулы (5) и возможность определения по числу наблюдаемых боковых полос числа возбуждаемых в пленке заданной толщины волноводных  $TE_m$  мод.

### **Заключение**

В заключение заметим, что в процессе экспозиции картина малоугловой дифракции для многомодовых пленок изменяется из-за конкуренции в развитии ДР на разных модах. При больших экспозициях возможно исчезновение полос, отвечающих малым  $\psi$  [2]. Поэтому, при демонстрации следует использовать оптимальную величину экспозиции для формирования ПС, при которой картина дифракции является полной и состоит из наиболее ярких полос. Требуемая экспозиция легко устанавливается экспериментально. Еще одно полезное замечание состоит в том, что в качестве основного волноводного слоя, задающего число возбуждаемых волноводных мод, можно использовать нефоточувствительную пленку (например, пленку  $ZnS$ ). На поверхность такого слоя наносят тонкую ( $H < 50$  нм) светочувствительную пленку  $AgCl-Ag$ . В этом случае индуцируемые в  $AgCl-Ag$  ПС будут давать информацию о модах в двуслойной системе  $AgCl(Ag)-ZnS$  и число возбуждаемых волноводных мод, как и в рассмотренных случаях использования только пленки  $AgCl-Ag$ , также можно определить по картинам малоугловой дифракции. Более подробные сведения о формировании ПС и картин малоугловой дифракции в двуслойных волноводных структурах, одним из слоев в которых является тонкая светочувствительная пленка  $AgCl-Ag$ , можно найти в работах [4,5,2,1]. Следует сказать, что фотоиндуцированные одним пучком ПС могут быть с успехом использованы для определения характеристик и модовой структуры планарных волноводов, используемых в интегральной оптике.

## Литература

1. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. О конкуренции волноводных мод при формировании фотоиндуцированных периодических структур в пленках AgCl–Ag на диэлектриках // Опт. и спектр. – 1987. –62, вып.3. –С.681–685.
2. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Применение фотоиндуцированных периодических структур для исследования планарных волноводов // Опт. и спектр. –1986. –60, №2. –С.410–412.
3. Тамир Т. Интегрально–оптические элементы связи. В кн.: Интегральная оптика. –М.: Мир, 1978. – С.105–108.
4. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в светочувствительных слоях // Квант. электрон. (Киев). –1990. –вып.38. –С.28–56.
5. Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Photoinduced effects in light-sensltive films // Opt. Engineering. –1995. –34, 14. –P.960—972.