

Н.С. ЛЯШЕНКО, учитель физики, Харьковская общеобразовательная школа I–III степеней № 41 Харьковского горсовета Харьковской обл.

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СПОНТАННЫХ РЕШЁТОК В ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СЛОЯХ

Представлено результати досліджень прояв ефекту оптичної бістабільності при формуванні спонтанних ґраток у фоточувливих хвилевідних шарах. Отримано, що подвійна структура дифракційних рефлексів від спонтанних ґраток є наслідком ефекту оптичної бістабільності.

Представлены результаты исследований проявления эффекта оптической бистабильности при формировании спонтанных решеток в фоточувствительных волноводных слоях. Получено, что двойная структура дифракционных рефлексов от спонтанных решеток является следствием эффекта оптической бистабильности.

Investigation results of display of the optical bistability effect at formation of spontaneous lattices in photosensitive wave-guide layers are presented. It is received that the double structure of diffraction reflexes from spontaneous lattices is a consequence of the optical bistability effect.

Введение. Задача дифракции электромагнитной волны на периодической структуре актуальна, по всей видимости, с момента изобретения дифракционной решетки в 1786 г. астрономом Риттенгаузером, в виде натянутых на рамку параллельных тонких проволок. В настоящее время такая задача представляет интерес для интегральной оптики, когда, по крайней мере, одна из волн оказывается модой волновода.

В классической физической оптике распределение светового поля при рассеянии или дифракции, отражении или преломлении определяется тем, как распределено в пространстве вещество.

Существенно иная ситуация реализуется в нелинейной оптике, когда под влиянием излучения, обычно достаточно мощного лазерного, изменяются характеристики самого вещества, например его показатель преломления. Наиболее известными в этом смысле являются так называемые керровские среды. Именно такое поведение показателя преломления приводит к известным нелинейно-оптическим эффектам третьего порядка (самофокусировка, самодефокусировка). Изменение показателя преломления вещества внутри резонатора Фабри-Перо порождает еще один нелинейно-оптический эффект – оптическую бистабильность в уровне пропускания излучения при его прохождении через такой резонатор.

Обращение к задаче дифракции обусловлено исследованиями спонтанных решеток (СР), которые формируются в волноводных фоточувствительных пленках под действием лазерного излучения. Причиной возникновения таких решеток является нелинейно-оптический отклик вещества пленки на интерференционную картину, неизбежно возникающую

при суперпозиции поля лазерного пучка с полями рассеянных в пленке волноводных мод [1 – 8].

Целью данной работы является изложение результатов исследования оптической бистабильности в уровне дифракционной эффективности на решетке, помещенной внутри нелинейного волноводного слоя.

Результаты данной работы получены в ходе выполнения магистерского проекта на кафедре физической оптике физического факультета ХНУ имени В.Н. Каразина в 2008 г.

Описание экспериментальной методики. Для проведения исследования использовались волноводные пленки хлористого серебра (AgCl) с добавкой серебра (Ag). Пленки AgCl (толщиной ~ 100 нм) и Ag (толщиной ~ 10 нм) последовательно напылялись в вакуумной установке при давлении $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. на стеклянную подложку. Для более равномерного распределения серебра в матрице AgCl образец после напыления облучался “белым” светом от лампы накаливания.

О равномерном распределении гранул Ag внутри хлористого серебра свидетельствует полоса поглощения в спектре оптической плотности, свидетельствующая о плазменном резонансе для колебаний электронов внутри мельчайших гранул серебра, окруженных диэлектриком AgCl. Этот резонанс имеет максимум при $\lambda \sim 500$ нм. Кроме того, на коротковолновом крыле полосы наблюдается более слабый резонанс при $\lambda = 380$ нм, который можно связать с плазменным резонансом в гранулах Ag, находящихся на поверхности пленки AgCl [1].

Толщина пленки измерялась методом линий равного хроматического порядка. Для образца эта толщина оказалась равной 122 нм.

Запись спонтанных решеток производилась по схеме, приведенной на рис. 1.

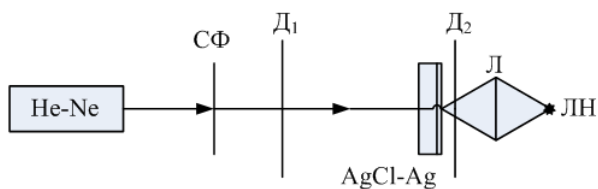


Рис. 1. Схема записи СР в фоточувствительных волноводных пленках AgCl-Ag

Фоточувствительная волноводная пленка AgCl-Ag одновременно облучалась некогерентным “белым” светом от лампы накаливания (ЛН), способствующим однородному распределению гранул серебра в пленке, т.е. стирающим, создаваемым лазерным излучением структуру. С помощью светофильтров (СФ) регулировалась интенсивность записывающего

излучения, интенсивность “белого” света контролировалась по силе тока через ЛН. Процесс записи СР в такой схеме становится обратимым (как и классические нелинейно-оптические эффекты): если лазерный пучок выключается, СР постепенно разрушаются под действием света от ЛН.

Сначала на образце записывались СР, используя неослабленный лазерный пучок ($P = 6 - 7$ мВт) при различных фиксированных интенсивностях света от ЛН. Для всех пятен в этой серии экспозиция от лазерного излучения подбиралась приблизительно одной и той же.

На образце записывались СР в зависимости от интенсивности лазерного пучка (использовались светофильтры, ослабляющие пучок примерно в 1,4; 1,5; 1,6; 2; 3 раза) при экспозиции $\sim 2 \cdot 10^4$ Дж/см² и интенсивности света от ЛН $\sim 2,65$ Вт/см².

Мощности используемых в эксперименте излучений определялись измерителем мощности ИМО-2Н, при этом интенсивность света от ЛН определялась по размеру изображения нити накала на образце ($\sim 4 \times 2,5$ мм²).

Образец после записи решеток в виде серий пятен (при различных интенсивностях ЛН) обрабатывались в фиксаже для удаления AgCl и устранения светочувствительности. Средние значения периодов СР по центру каждого пятна измерялись по схеме автоколлимационной дифракции (см. рис. 2).

Луч He-Ne лазера фокусируется линзой Л в центре пятна с записываемой решеткой. Дифракционный рефлекс от решетки наблюдается на экране Э навстречу пучку. По углу поворота образца ϕ , измеряемому на столике гониометра Г, определяется период, как

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \phi}.$$

Для наблюдения дифракции использовался He-Ne – лазер ($\lambda = 632,8$ нм).

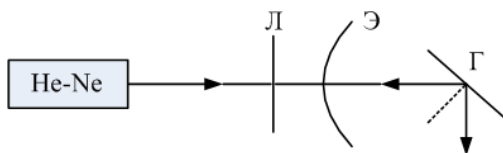


Рис. 2. Схема измерения периода при автоколлимационной дифракции. На рисунке буквами обозначены: Л – фокусирующая линза; Э – экран; Г – гониометр с образцом

Обсуждение результатов эксперимента. Ранее была решена задача рассеяния–дифракции плоской монохроматической волны на структуре из накладывающихся друг на друга решеток внутри волноводного слоя с возбуждением из-за этой дифракции–рассеяния волноводных мод. Было

показано, что поле $\Psi^s(\vec{r}, z)$ рассеянных волноводных мод определяется следующим выражением:

$$\Psi^s(\vec{r}, z) = -i \frac{8\pi\beta_0\alpha k_0^2}{(\partial\rho/\partial\beta)_{\beta=\beta_0}} V(t) Z_\uparrow(z) \sum_{\vec{\beta}_s} \frac{N\vec{K}}{\beta_s^2 - \beta_0^2 + 2i\gamma\beta_0} e^{-i\vec{\beta}_s\vec{r}}, \quad (1)$$

где β_0 – постоянная распространения волноводной моды, $k_0 = \omega/c$ – величина волнового вектора в вакууме, $V(t)$ – функция толщины пленки, которую можно определить через амплитуду падающей и отраженной от слоя волн, $Z_\uparrow(z)$ – функция поперечного распределения амплитуды волноводной моды в волноводе, $(\partial\rho/\partial\beta)_{\beta=\beta_0}$ – функция толщины волноводной пленки и поперечных волновых чисел, α – поляризуемость рассеивающего центра, $N(\vec{\beta}_s - \vec{k}_h)$ – амплитуда концентрации рассеивающих центров в дифракционной решетке с волновым вектором $\vec{K} = \vec{\beta}_s - \vec{k}_h$, $\vec{\beta}$ – волновой вектор рассеянной моды, \vec{k}_h – проекция волнового вектора $\vec{k}_i = (\vec{k}_h, k_z)$ падающей плоской волны на слой [1 – 8].

Выражение (1) показывает, что поле рассеянных волноводных мод внутри пленки является суммой “2-мерных плоских волн”, волновые вектора $\vec{\beta}_s$ каждой из которых определяются проекцией \vec{k}_h , \vec{K}_h в распределении концентрации рассеивающих центров $\vec{\beta}_s = \vec{k}_h + \vec{K}_h$.

Однако не все из указанных плоских волн равноправны из-за наличия множителя $N(\vec{K}_h) / (\beta_s^2 - \beta_0^2 + 2i\gamma\beta_0)$.

В теории вынужденных колебаний такой вид зависимости амплитуды колебаний от частоты вынужденной силы описывает явление резонанса. В нашем случае имеем “пространственно частотный” резонанс и β_s , β_0 , γ имеют смысл волновых чисел.

Существует аналогия задачи о возбуждении моды поля с вынужденной частотой β_s с задачей о вынужденных колебаниях гармонического осциллятора. Учитывая эту аналогию, можно записать уравнение связи амплитуды a поля в пленке с вынужденной волной поляризации s :

$$\frac{da}{dx} = (-i\beta_a + \gamma)a + \kappa. \quad (2)$$

Здесь γ характеризует затухание моды, κ – коэффициент связи с вынуждающей “внешней” волной; $\beta_a = \beta_0(1 - \kappa|a|^2)$.

Будем искать “стандартные” решения в виде: $s = Se^{-i\beta_s x}$, $a = Ae^{-i\beta_a x}$. Тогда

$$-i\beta_s Ae^{-i\beta_s x} = (-i\beta_a + \gamma)Ae^{-i\beta_a x} + \kappa Se^{-i\beta_s x}$$

или

$$(-i[\beta_s - \beta_a - \gamma])A = \kappa S, \quad (3)$$

$$(i[\beta_s - \beta_a - \gamma])A^* = \kappa S^*. \quad (4)$$

Перемножая (3) и (4), получим

$$(\beta_s - \beta_a)^2 + \gamma^2 = \kappa^2 S^2. \quad (5)$$

Введем новые переменные:

$y = |A|^2 \geq 0$ – интенсивность поля волноводной моды;

$0 \leq x = \kappa^2 |S|^2$ – интенсивность внешней волны с точностью до постоянного множителя. Тогда можем переписать уравнение (5) в следующем виде:

$$x(y) = y \left[\kappa^2 \beta_0^2 y^2 - 2\kappa \beta_0 (\beta_s - \beta_0) y + (\beta_s - \beta_0)^2 + \gamma^2 \right]. \quad (6)$$

При малых ($y \rightarrow 0$) интенсивностях внешней волны в пленке из-за дифракции на решетке возбуждаются моды малой амплитуды:

$$|A|^2 = \frac{\kappa^2}{(\beta_s - \beta_0)^2 + \gamma^2} |S|^2.$$

Зависимость $x(y)$, даваемое уравнением (6), легко исследуется на наличие экстремумов, что дает уравнение

$$y^2 - \frac{4}{3\kappa} \left(1 - \frac{\beta_s}{\beta_0} \right) y + \frac{1}{3\kappa^2} \left(\frac{\gamma^2}{\beta_0^2} + \left(\gamma^2 - \frac{\beta_s}{\beta_0} \right)^2 \right) = 0$$

и его решения:

$$y_{1,2} = \frac{2}{3\kappa} \left(1 - \frac{\beta_s}{\beta_0} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{9\kappa^2} \left(1 - \frac{\beta_s}{\beta_0} \right)^2 - \frac{\gamma^2}{3\kappa^2 \beta_0^2}} = 0.$$

Интенсивности волноводной моды (наибольшая на нижней ветви соответствует знаку “–”; наименьшая на верхней ветви соответствует знаку “+”):

$$|A_{1,2}| = \frac{\beta_0 - \beta_s}{3\kappa \beta_0} \left(2 \pm \sqrt{1 - \frac{3\gamma^2}{(\beta_0 - \beta_s)^2}} \right). \quad (7)$$

Ситуация изменится при дальнейшем росте интенсивности $|S|^2$ внешней волны. При значениях больше некоторого $|S_1|^2$ возможен более высокий по интенсивности уровень возбуждения волноводной моды, наряду с низким “начальным” уровнем. Именно с наличием этих двух возможностей для возбуждения волноводной моды объясняется бистабильность. Различие в пространственных частотах возбуждаемых волноводных мод можно оценить по формуле:

$$\Delta \beta \sim \frac{2}{3} \sqrt{(\beta_0 - \beta_s)^2 - 3\gamma^2}.$$

Из-за керровской нелинейности возникает также скачок $\Delta\beta$ резонансного значения постоянной распространения волноводной моды.

В приближении слабого поглощения $\gamma \rightarrow 0$ разным уровням возбуждения мод соответствуют разные постоянные распространения. Используя (7) и выражение для резонансной частоты

$$\beta_{0_{1,2}} = \beta_0 \left(1 - \kappa |A_{1,2}|^2 \right)$$

получаем значения резонансных частот

$$\beta_{0_1} = \beta_s, \quad \beta_{0_2} = \frac{2\beta_0 + \beta_s}{3}. \quad (8)$$

Это соотношение можно проверить в эксперименте, измеряя периоды зарождающихся решеток $d_0 = (2\pi)/\beta_0$, периоды наиболее развитых решеток $d_s = (2\pi)/\beta_s$ соответствуют верхней ветви бистабильности, и периоды более слабых решеток d_{0_2} соответствуют нижней ветви бистабильности.

После записи спонтанных решеток с достаточно большими экспозициями (порядка 10^4 Дж/см²), и их закрепление в схеме автоколлимационной дифракции наблюдались и изучались дифракционные рефлексы от СР.

Выполнена запись серии пятен при мощности лазера $P = 6$ мВт, но с использованием различных интенсивностей света от ЛН, которая регулировалась за счет величины тока через лампу. Использовались токи: 4, 5 и 6 А. Также записывалось пятно без использования подсветки.

На фотографиях (рис. 3) приведен вид дифракционных рефлексов от решеток в центре пятен и при смещении пробного пучка на периферию.

Видно, что на всех пятнах присутствуют решетки, дифракционные рефлексы от которых имеют характерную двойную структуру. Наличие этой двойной структуры рассматриваем как проявление эффекта бистабильности при формировании СР.

По вышеописанной процедуре на участках с решетками, записанными при подсветках 4, 5 и 6 А, измерялись периоды зарождающихся решеток d_0 , и периоды d_s и d_{0_2} решеток, дающие двойные дифракционные рефлексы.

Данные эксперимента сведены в таблице. По значениям d_s и d_{0_2} можно рассчитать, используя вторую из формул (8), теоретическое значение d_{0_2} , которое также приведено в таблице. Видим хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений d_{0_2} в пределах погрешности менее 1 %.

Последнее обстоятельство свидетельствует в пользу нашей трактовки двойной структуры дифракционных рефлексов, как проявление оптической бистабильности при возбуждении волноводных мод с помощью лазера на решетках внутри волноводного слоя с нелинейностью.

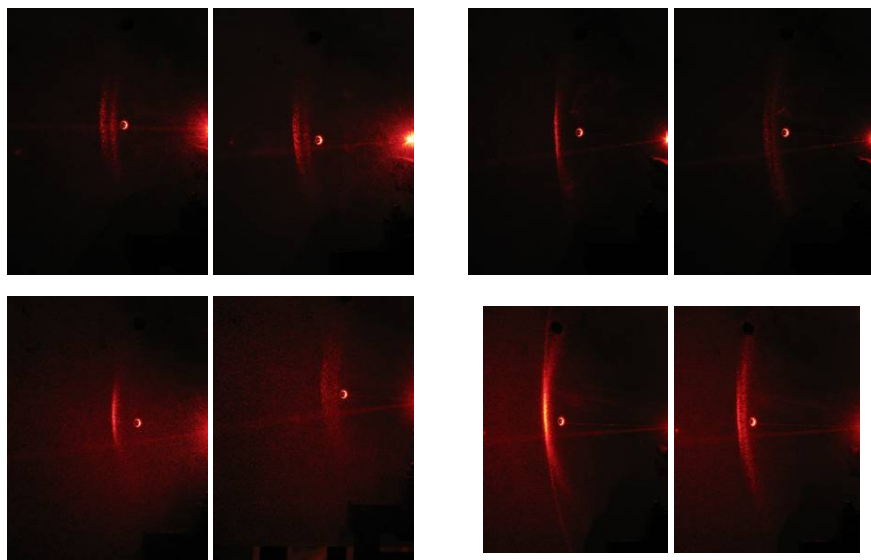


Рис. 3. Фотографии дифракционных рефлексов от решеток в центре пятен и при смещении пробного пучка на периферию

Таблица
Периоды зарождающихся решеток d_0 и периоды решеток d_s и d_{0_s} , дающие двойные дифракционные рефлексы

I, A	эксперимент			теория
	$d_0, \text{нм}$	$d_s, \text{нм}$	$d_{0_s}, \text{нм}$	$d_{0_s}, \text{нм}$
4	353	371	363	359
5	358	372	362	363
6	359	373	362	363

Выводы. В ходе работы получены следующие результаты.

1. Получены дифракционные рефлексы от спонтанных решеток в центре пятен и при смещении пучка на периферию.
2. Экспериментальным путем обнаружено, что дифракционные рефлексы от спонтанных решеток имеют характерную двойную структуру, наличие которой является следствием эффекта бистабильности при формировании спонтанных решеток.
3. Измерены периоды зарождающихся решеток d_0 и периоды d_s и d_{0_s} решеток, дающие двойные дифракционные рефлексы.

4. Выполнен теоретический расчет периодов d_{0_1} . Получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений d_{0_1} в пределах погрешности менее 1 %

Автор благодарит сотрудников кафедры физической оптики физического факультета ХНУ имени В.Н. Каразина д-ра физ.-мат. наук, проф. Агеева Л.А., д-ра физ.-мат. наук, проф. Милославского В.К., ст. преподавателя Лымаря В.И. за руководство и помощь в ходе выполнения магистерского проекта, а также д-ра физ.-мат. наук, проф. Черногора Л.Ф. за ценные замечания и помощь в подготовке настоящей статьи.

Список литературы: 1. Лымарь В.И., Милославский В.К., Агеев Л.А. Временная эволюция спонтанных решеток в светочувствительных пленках AgCl-Ag // Оптика и спектроскопия. – 1997. – Т. 83, № 6. – С. 995 – 1000. 2. Лымарь В.И., Милославский В.К., Агеев Л.А. Эволюция периода спонтанных решеток в волноводных светочувствительных пленках // Оптика и спектроскопия. – 1992. – Т. 72, № 3. – С. 751 – 756. 3. Kivshar Y.S., Argaval G.P. Optical solution. From Fibers to photonic Crystal // Academic Press, Elsevier Sci. – 2003. – 510 p. 4. Агеев Л.А., Милославский В.К. Светоиндуцированные спонтанные решетки в волноводных пленках // Физическая инженерия поверхностей. – 2003. – Т. 1, № 1. – С. 59 – 81. 5. Агеев Л.А., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в светочувствительных слоях // Квантовая электроника (Киев). – 1990. – Вып. 38. – С. 28 – 56. 6. Агеев Л.А., Милославский В.К., Нуреддин Ассад. Спектральные свойства фотоиндуцированных периодических структур в светочувствительных пленках AgCl-Ag // Оптика и спектроскопия. – 1988. – Т. 65, № 1. – С. 147 – 154. 7. Агеев Л.А., Милославский В.К., Эльаишаб Х.И., Блоха В.Б. Учебные эксперименты и демонстрации по оптике. – Харьков: Институт монокристаллов, 2000. – 262 с. 8. Милославский В.К. Нелинейная оптика: Учебное пособие. – Х.: ХНУ имени В.Н. Каразина, 2008. – 312 с. 9. Агеев Л.А., Маковецкий Е.Д., Милославский В.К. Спонтанные S-решетки и особенности их зарождения и развития в светочувствительных пленках AgCl-Ag // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т. 100, № 2. – С. 328 – 336.

Поступила в редколлегию 30.06.2011