

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ СПОНТАННЫЕ РЕШЕТКИ В ВОЛНОВОДНЫХ ПЛЕНКАХ

В.К. Милославский, Л.А. Агеев

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, (Украина)

Поступила в редакцию 24.01.2003

В статье представлен обзор результатов экспериментальных исследований нелинейных оптических явлений в светочувствительных волноводных пленках, выполненных сотрудниками кафедры физической оптики Харьковского национального университета за последние семь лет. Обсуждается формирование спонтанных решеток (СР) на рассеянных волноводных модах при действии одного лазерного пучка на фотослой, эволюция их периода, способы наблюдения их зарождения и роста в процессе облучения, особенности возникновения и развития СР при действии лазерного излучения с различным характером поляризации и при различных углах падения. Проведен анализ малоугловой дифракции, содержащей информацию о типе СР и их развитии. Обнаружены и исследованы новые нелинейные эффекты при фокусировке лазерных пучков: формирование регулярных структур-гексагонов, нелинейная оптическая турбулентность. Во второй части статьи обсуждаются различные аспекты применения СР: новый метод определения показателей преломления твердых тел, запись цветных голограмм спектров и спектров поляризации света от анизотропных и гиротропных кристаллов, применение СР в учебных целях для демонстрации эффектов нелинейной оптики.

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ

I. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ ПЛЕНКАХ.

1. Характеристика изучаемых сред и пленок.
2. Зависимость периода спонтанных решеток от экспозиции.
3. Метод наблюдения дифракции от спонтанных решеток в процессе облучения.
4. Формирование спонтанных решеток на радиационных ТЕ-модах циркулярно поляризованным лазерным пучком.
5. Формирование гексагонов в пленках AgCl-Ag при действии циркулярно-поляризованного лазерного пучка
6. Малоугловая дифракция и ее использование для исследования спонтанных решеток.
7. Формирование спонтанных решеток и малоугловая дифракция при действии эллиптически поляризованного света.
8. Особенности в эволюции спонтанных решеток при последовательном действии линейно- и циркулярно-поляризованного пучка.
9. Неустойчивость спонтанных решеток, оптическая турбулентность и их проявление в картинах малоугловой дифракции.
10. Спонтанные решетки и оптическая турбулентность в пленках As_2S_3 -Ag.
11. Особенности малоугловой дифракции и оптической турбулентности в пленках AgCl-Ag при наклонном падении S-поляризованного лазерного пучка.

II. ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК.

1. Использование светочувствительных пленок в учебных целях для демонстрации эффектов нелинейной оптики.
2. Определение показателей преломления диэлектрических подложек с помощью спонтанных решеток.
3. Голографическая запись видимых спектров в волноводных AgCl-Ag пленках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени известна большая совокупность работ, посвященных изучению периодических

структур, возникновение и развитие которых связано с направляемыми плоскими поверхностями раздела различных сред электромагнитными волнами. Особое внимание было уделено периодическим структурам, так называемым спонтанным решеткам (СР), индуцируемым на направляемых модах при действии одного лазерного пучка. Важную роль в начальном зарождении СР играет рассеяние света. Часть рассеянного излучения возбуждает моды, и интерференция падающей волны с модами создает периодическое по интенсивности интерференционное поле, на котором растут СР.

Одна группа работ посвящена изучению СР, индуцируемых на поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков. Спонтанные решетки в этом случае зарождаются на направляемых ТМ-модах (поверхностных поляритонах); возникающие СР при этом имеют поверхностный рельеф, основной механизм роста СР – тепловой, СР на поверхностных поляритонах возникают при действии мощных и импульсных лазерных пучков. Обзор работ по СР на поверхностных поляритонах представлен в [1, 2].

В другой группе работ, выполненных, главным образом, в лаборатории ХНУ им. В.Н. Каразина, изучен новый тип СР, индуцируемых в светочувствительных пленках, в которых изменение оптических свойств происходит в процессе облучения. Веществами таких пленок являются галогениды серебра и меди, различные халькогениды мышьяка и др. Важным условием возникновения периодических структур в таких пленках является их сравнительно слабое поглощение при частоте индуцирующего лазерного пучка. В связи с этим пленки сенсibiliзируются различными добавками, позволяющими значительно расширить спектральный диапазон их фоточувствительности. Например, светочувствительность пленок AgHal (Hal:Cl, Br) и As_2S_3 существенно повышается при введении избыточного серебра. В некоторых случаях для зарождения СР достаточно облучать пленки на краю собственной полосы поглощения (пленки AgI). Именно в таких пленках нами было обнаружено и изучено зарождение и развитие СР под действием монохроматического света от лазера непрерывного действия и некоторых источников спонтанного квазимонохроматического излучения.

Пленки такого типа, нанесенные на подложки с показателем преломления n_s , меньшим показателя n пленки,

представляют собой планарный асимметричный волновод. При сравнительно слабом поглощении в пленках возможно распространение мод различного типа. При действии одного лазерного пучка часть его неизбежно рассеивается в пленках и часть рассеянного излучения возбуждает волноводные моды. Падающее излучение при интерференции с модами создает в пленке периодическое по интенсивности световое поле, способствующее зарождению и росту СР.

Возникающие при этом СР по некоторым признакам сходны с СР, индуцируемыми на поверхности твердых тел. Однако имеются существенные различия как по механизму формирования периодических структур, так и по характеру распространения направляемых мод. Эти различия определяют способ генерации и структуру СР. Во-первых, обнаружено зарождение СР под действием слабых световых пучков, в частности от газовых лазеров мощностью $P < 10$ мВт. Во-вторых, в волноводном распространении света участвуют различные TE_m - TM_m -моды, число которых возрастает с увеличением толщины пленки. Это приводит к возникновению разнообразных СР, отличающихся как величиной, так и направлением их вектора \vec{K} . В этом отношении квазипериодическая структура, состоящая из отдельных СР, гораздо сложнее, чем структура, индуцируемая на поверхности твердых тел, в формировании которой участвуют рассеянные ТМ-моды с одной постоянной распространения. Дифракционная эффективность СР, сформированных в волноводах, определяется главным образом периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в отличие от СР на поверхности твердых тел, где формируется периодический поверхностных рельеф. Обзор работ, выполненных нами до 1995 года, изложен в [3, 4]. В настоящем обзоре мы представили основные результаты исследований СР, выполненных после указанного срока.

1. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ ПЛЕНКАХ

1. ХАРАКТЕРИСТИКА ИЗУЧАЕМЫХ СРЕД И ПЛЕНОК

В качестве основного вещества, в тонких пленках которого наблюдались различного рода нелинейные оптические эффекты, был избран хлорид серебра. Хлористое серебро является диэлектриком с шириной запрещенной зоны $E_g = 3,3$ эВ, и тонкие пленки AgCl нечувствительны к облучению светом видимого диапазона частот. Для повышения фоточувствительности пленок в них вводится избыточное серебро. Серебро нерастворимо в AgCl и распределяется в пленках AgCl-Ag в виде мельчайших гранул, декорирующих главным образом границы кристаллических зерен. По данным электронной микроскопии размер гранул a около 10 нм. Поскольку $a \ll \lambda$, пленка AgCl-Ag по отношению к световому пучку ведет себя как оптически однородная среда, характеризуемая комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ_f , несмотря на структурную неоднородность композитной пленки [5]. Проницаемость ϵ_f может быть связана с проницаемостями AgCl (ϵ_0) и серебра (ϵ) соотношением Максвелл-Гарнета [5]

$$\frac{\epsilon_f - \epsilon_0}{\epsilon_f + 2\epsilon_0} = q \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0}, \quad (1)$$

где $\epsilon_0 = n_0^2$, $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2 = (\epsilon_m - \omega_p^2/\omega^2) - i\omega_p^2 \nu/\omega^3$ при частоте релаксации $\nu \ll \omega$, $\omega_p = (2\pi Ne^2/m)^{1/2}$ – плазменная частота, для Ag $\omega_p = 1,35 \cdot 10^{16}$ с⁻¹, ϵ_m – вклад в ϵ , за счет межзонных переходов при частотах, меньших низкочастотной пороговой частоты, q – фактор заполнения пленки гранулами Ag. При малом удельном объеме $q < 0,1$ на основании (1) следует появление в спектре AgCl-Ag полосы поглощения с максимумом при

$$\omega_0 = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_m + 2\epsilon_0}} \quad (2)$$

и полушириной ν . Расчет ω_0 , проведенный для пленки AgCl-Ag ($\epsilon_0 = 4,4$; $\epsilon_m = 4,1$), дает $\omega_0 = 3,75 \cdot 10^{15}$ с⁻¹, что соответствует положению полосы в видимом участке спектра ($\lambda = 500$ нм). Коллоидная полоса имеет дополнительное неоднородное уширение за счет пространственной флуктуации q . При облучении пленок слабыми пучками ϵ и ϵ_0 не изменяются, и изменения ϵ_f по мере облучения связано с изменениями q . Так, при формировании СР фактор заполнения становится периодической функцией координат из-за выделения гранул Ag в штрихах решетки, что влечет за собой периодическое изменение ϵ_f . Появление коллоидной полосы сопровождается также изменением n пленки за счет дисперсии: при $\omega_0 < \omega$, $n_f > n_0$ и при $\omega > \omega_0$, $n_f < n_0$. Это обстоятельство сказывается на временной эволюции периода СР при облучении пленок AgCl-Ag газовыми лазерами различных частот [6].

Следует сказать, что тонкие пленки AgCl-Ag обладают реверсивностью, т.е. способностью к повторной записи СР. Если после записи СР изменить условия облучения, то старые СР разрушаются с образованием новых. Возвращение к прежним условиям восстанавливает исходные СР. Число таких циклов может быть более десятка. В этом отношении пленки AgCl-Ag отличаются от пленок AgBr-Ag, где также образуется коллоидная полоса. СР, наведенные в пленках AgBr-Ag, быстро разрушаются при облучении из-за эффекта Гершеля, и реверсивность в них отсутствует. Этот факт определил выбор пленок AgCl-Ag в качестве основного объекта для исследования нелинейных эффектов.

2. ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОДА СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК ОТ ЭКСПОЗИЦИИ

Эксперимент по исследованию эволюции СР был проведен на тонких, толщиной $h \geq 100$ нм, пленках AgCl с избыточным Ag, введенным в пленку методом диффузии. Затем пленки облучались линейно-поляризованным светом от He-Ne лазера ($\lambda_n = 632,8$ нм) и Ne-Cd лазера ($\lambda_n = 441,6$ нм). Перед облучением снимался спектр поглощения коллоидной полосы Ag. Для исследования эволюции периода СР на образцах получена серия облученных пятен при различных временах экспозиции t , интенсивность лазерного пучка I контролировалась измерителем мощности. Для определения периода решеток образцы подвергались обработке в фиксаже и период определялся по максимуму дифракции в $m = -1$ порядок в автоколлимационной

схеме с помощью пробного пучка. Таким образом была найдена зависимость $d(H)$, где $H = I \cdot t$ – экспозиция в Дж/см² (рис. 1) [6].

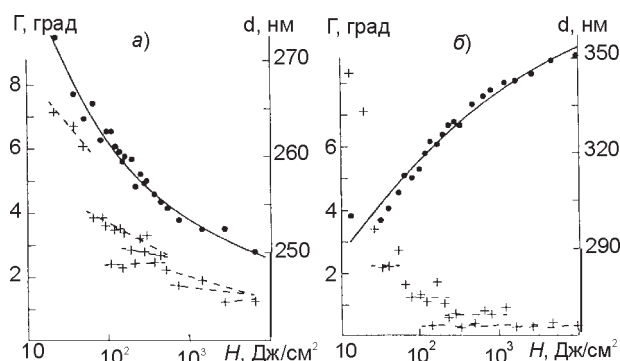


Рис.1 Зависимости среднего значения периода d спонтанных решеток и полуширины Γ их дифракционных рефлексов от экспозиции H (кружки – $d(H)$, крестики – $\Gamma(H)$, линия – расчет $d(H)$ по формуле (3)): а – образец №1, $\lambda = 441,6$ нм; б – образец № 2, $\lambda = 632,8$ нм.

Из полученных результатов измерения вытекают следующие выводы:

1. Спонтанные решетки зарождаются при некоторой пороговой экспозиции H_0 равной приблизительно 10 Дж/см²;
2. После зарождения СР растут на рассеянных TE_0 -модах, о чем свидетельствует ориентация их вектора \vec{K} относительно вектора поляризации падающего пучка \vec{E}_0 ($\vec{K} \perp \vec{E}_0$);
3. При облучении He-Ne лазером период растет с ростом H , напротив, облучение He-Cd лазером приводит к спаду периода по мере экспозиции;
4. Так как при нормальном падении лазерного пучка период решеток связан с постоянной распространения моды β соотношением $\beta = 2\pi/d$, найдена эмпирическая формула, определяющая зависимость $\beta(H)$:

$$\beta(H) = \beta(\infty) + \frac{a}{H^b}, \quad (3)$$

где $\beta(\infty)$ – значение β при $H \rightarrow \infty$, b – константа, равная 0,33 при $\lambda = 441,6$ нм и 0,24 при $\lambda = 632,8$ нм, $a = \Delta\beta \cdot H^b$, $\Delta\beta = \beta(H_0) - \beta(\infty)$ больше нуля или меньше нуля при записи решеток красным и синим светом соответственно;

5. Значениям $\beta(\infty)$ соответствуют значения $n(\infty)$ пленки AgCl-Ag, найденные путем решения дисперсионного уравнения для TE_0 -моды при заданной толщине h . Оказалось, что величины $n(H)$ близки к показателям преломления пленки AgCl, свободной от Ag ($n(\infty) = 1,97$ для $\lambda = 632,8$ нм и $n(\infty) = 2,11$ для $\lambda = 441,6$ нм). Этот, на первый взгляд, удивительный факт находит простое объяснение [7], если учесть, что в результате облучения избыточное серебро выделяется в минимумах интерференционного поля, а эффективный показатель TE_0 -моды определяется значением n в районе максимумов интерференции, свободных от Ag;

6. Напротив, значениям $\beta(H_0)$ должны соответствовать показатели преломления пленки при однородном распределении гранулярного серебра. Сходный расчет по дисперсионному уравнению дает $n(441,6 \text{ нм}) = 1,64$ и $n(632,8 \text{ нм}) = 2,54$. С другой стороны, значения $n(H_0)$ могут быть найдены по измеренному спектру погло-

щения пленки AgCl-Ag до ее облучения лазерами. По спектру поглощения найдены величины q , ω_0 и полуширины полосы ν . Затем по уравнениям, сходным с (1), для действительной и мнимой части ϵ_p найдены n ($441,6 \text{ нм}$) = 1,68 и $n(632,8 \text{ нм}) = 2,47$ хорошо согласующиеся с величинами $n(H_0)$, найденными по измерению $d(H_0)$. Более подробно результаты приведены в [6];

7. Развитие СР сопровождается уменьшением полуширины их дифракционных рефлексов (рис. 1), что связано с увеличением числа штрихов в каждой спонтанной решетке с экспозицией.

Следует отметить, что результаты, полученные в [6], требуют специальной обработки образцов и последующего измерения d с помощью пробных пучков с длиной волны $\lambda_p < \lambda_n$. Это связано с тем, что величина $d < \lambda_n$ ($\lambda_n/n_s \geq d$), и наблюдение дифракции от таких решеток *in situ* при нормальном падении индуцирующего пучка в процессе облучения невозможно. В то же время возникает задача исследовать развитие СР по мере облучения, не прибегая к вышеуказанной процедуре обработки образцов и измерения d .

3. МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ ДИФРАКЦИИ ОТ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК В ПРОЦЕССЕ ОБЛУЧЕНИЯ

Нами предложена методика изготовления образцов со светочувствительной пленкой, позволяющая наблюдать дифракцию от СР непосредственно при их облучении лазерным светом [8]. Структура образцов следующая: между светочувствительным слоем и подложкой путем вакуумного напыления наносится тонкий (буферный) слой вещества с показателем преломления n_b меньшим показателя преломления подложки n_s и пленки AgCl-Ag. Толщина пленки h_b при этом должна быть несколько меньше толщины отсечки TE_0 -моды. При этом, как установлено ранее, СР растут, главным образом, на так называемых предельных TE -модах подложки с $\beta = k_0 \cdot n_b$ (подложкой в данном случае является буферный слой). Возникающая мода распространяется вдоль буферного слоя и частично проникает в стеклянную подложку под предельным углом $\theta = \arcsin(n_b/n_s)$, отражается от задней границы подложки из-за полного внутреннего отражения и вновь проникает в буферный слой на расстоянии $D = 2H \cdot \text{tg} \theta$ (рис. 2) от места действия узкого лазерного пучка. В месте проникновения возникает яркое пятно за счет рассеяния моды фотослоем. Из-за многократного отражения образуется серия пятен с интервалом D . Наблюдение этих пятен свидетельствует о формировании СР и ориентации их вектора \vec{K} . Для наблюдения дифракционных картин также важен подбор толщины буферного слоя h_b . Экспериментально установлено, что оптимальные значения h_b лежат в пределах от 500 до 700 нм [8]. В качестве материала буферного слоя использовался криолит ($n_b = 1,32$).

Картины дифракции от СР, полученных при различных условиях облучения лазерным пучком, представлены на рис. 3. На рис. 3.1 показана дифракция при облучении пленки нормально падающим ($\varphi = 0^\circ$) линейно-поляризованным пучком. Видна серия пятен, свидетельствующая о формировании СР с вектором $\vec{K} \perp \vec{E}_0$. Пятна имеют вид серповидных дуг, указывающих на некоторый азимутальный разброс векторов \vec{K} . Пово-

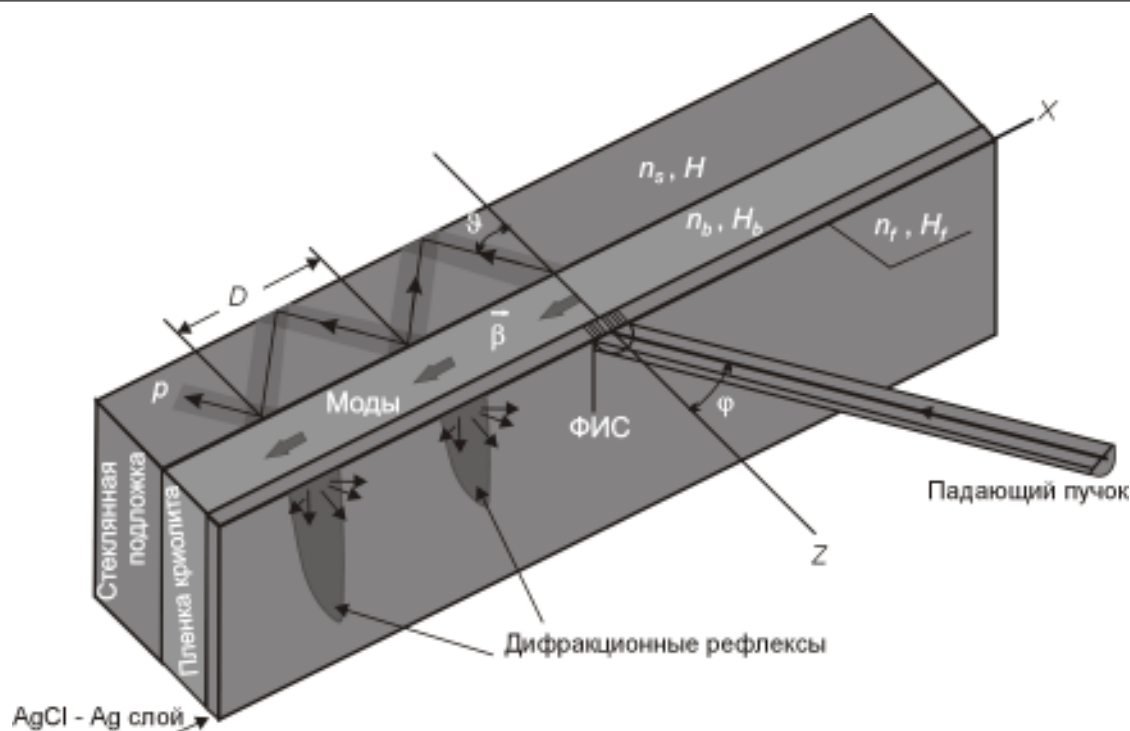


Рис. 2. Схематический рисунок образца, иллюстрирующий механизм распространения моды вдоль образца и появления дифракционных рефлексов, во время формирования СР. n_s , n_b и n_f – показатели преломления подложки, буферного слоя и пленки AgCl-Ag, и H , h_b и h_f – их толщины, соответственно: φ – угол падения, β – волновой вектор излучательных мод, распространяющихся вдоль слоя криолита. ϑ – угол преломления моды в подложку, D – расстояние между рефлексами и p – многократно отраженный пучок, который распространяется в стекляннй подложке.

рот вектора \vec{E}_0 на $\pi/2$ приводит к ослаблению перпендикулярной к \vec{E}_0 серии, что свидетельствует о нестабильности СР при изменениях условий облучения и возможности повторной записи информации на одном участке фото-слоя. Облучение циркулярно-поляризованным светом (рис. 3.2) приводит к серии колец, свидетельствующих о формировании СР в виде сетки с равновероятными по направлению векторами \vec{K} .

Рис. 3.3 – 3.5 демонстрирует эволюцию СР при наклонном падении ($\varphi = 30^\circ$) линейно-поляризованного (при S-поляризации) лазерного пучка. Здесь $\vec{k}_x = \vec{s} \cdot k_0 \sin \varphi$, где \vec{s} – единичный вектор в плоскости падения и плоскости образца. При начальной экспозиции формируются так называемые S_+ -решетки (рис.3.3) с вектором $\vec{K}_{s+} = -(\vec{\beta} + \vec{k}_x)$, антипараллельным вектору \vec{k}_x . Затем, по мере облучения S_+ -решетки, ослабляются и начинают расти S_- -решетки с вектором $\vec{K}_{s-} = \vec{\beta} - \vec{k}_x$, что в итоге (рис. 3.5) приводит к гибели S_+ - и преобладанию S_- -решеток на конечной стадии облучения.

При облучении P-поляризованным светом (вектор \vec{E}_0 параллелен плоскости падения) возникает новая картина дифракции: при $\varphi = 45^\circ$ образуется система ярких точек (рис. 3.6), свидетельствующая об образовании решеток на модах, рассеянных под азимутом $\alpha = \angle(\vec{\beta}, \vec{k}_x) = \arccos(\sin \varphi / n_b)$. Это так называемые C-решетки с векторами $\vec{K} = \pm \sqrt{\beta^2 - k_x^2} (\vec{K} \perp \vec{k}_x)$. Причина формирования регулярных C-решеток будет обсуждена ниже. При увеличении угла падения ($\varphi = 55^\circ$, рис. 3.7) с C-решетками начинают конкурировать так называемые паркетные решетки, сформированные на TE-модах, рассеянных под азимутом $\alpha = \pi/2$. Паркетные решетки менее регулярные, дифракция от них

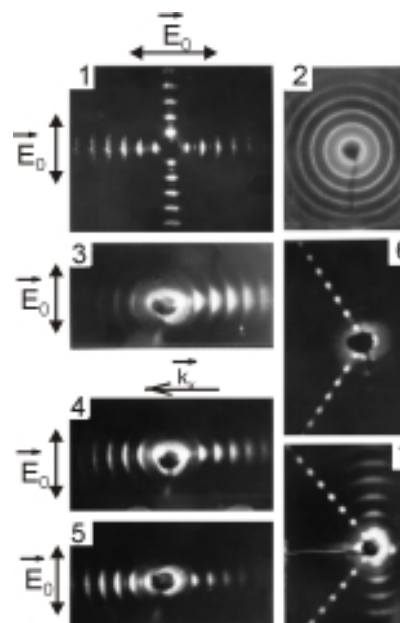


Рис. 3. Дифракционные картины, наблюдаемые на образце с буферным слоем при формировании СР светом различной поляризации.

имеет вид серповидных дуг.

Таким образом, приведенные в [8] примеры свидетельствуют о разнообразии СР, сформированных при различных условиях облучения лазерным пучком, об их конкуренции, зависящей как от времени экспозиции, так и от угла падения лазерного пучка. Наблюдению этих эффектов способствует прямое наблюдение картин дифракции в процессе облучения лазерным пучком.

К другому способу изучения структуры СР и опре-

деления d относится метод просвечивающей электронной микроскопии. К сожалению, фоточувствительный слой AgHal разлагается под действием электронного пучка и для наблюдения структуры решеток требуется специальная обработка образцов с удалением AgHal и получением свободной пленки, содержащей штрихи решеток, состоящие из гранул Ag [8]. О зарождении и развитии спонтанных решеток *in situ* можно судить по картинам малоугловой дифракции (рассеяния). Указанная методика не позволяет определять период, однако дает определенную информацию о структуре СР и их временной эволюции. Примеры использования различных методов изучения СР будут представлены ниже.

4. ФОРМИРОВАНИЕ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК НА РАДИАЦИОННЫХ ТЕ-МОДАХ ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ [9]

Мы воспользовались методом, изложенным в [8], для исследования роста СР под лазерным пучком круговой поляризации при падении пучка под небольшим углом φ . Образец для исследования был изготовлен в соответствии с рекомендациями [8]: толщина фотослоя AgCl-Ag h_1 была меньше толщины отсечки волноводной ТЕ₀-моды, толщина пленки криолита h подбиралась в пределах от 500 до 700 нм. При таком подборе в двухслойном образце пленка AgCl-Ag и криолит, возбуждаются радиационные ТЕ-моды (моды утечки в буферный слой), постоянные распространения которых подчиняются дисперсионному уравнению [9]:

$$h k_0 \xi = (2m - 1) \frac{\pi}{2} + \arctg \left(\frac{\xi_1 [\xi_0 - \xi_1 \operatorname{tg}(h_1 k_0 \xi_1)]}{\xi [\xi_0 \operatorname{tg}(h_1 k_0 \xi_1) + \xi_1]} \right), \quad (4)$$

где индекс моды $m = 0, 1, 2, \dots$, $\xi = \sqrt{n_1^2 - n_{ef}^2}$, $\xi_1 = \sqrt{n_1^2 - n_{ef}^2}$, $\xi_0 = \sqrt{n_{ef}^2 - 1}$, где $n_{ef} = \beta / k_0$ – эффективный показатель преломления ТЕ-моды, n и n_1 – показатели преломления криолита и фотослоя соответственно. Следует сказать, что уравнение (4) имеет ограниченное применение, и, как установлено в [8], при $h < 450$ нм моды утечки не подчиняются (4) из-за возрастающего влияния стеклянной подложки с $n_s > n$.

Эксперимент был проведен в интервале углов φ от 0° до 14°. Дифракционные картины фотографировались с интервалом 2°. При $\varphi = 0^\circ$ наблюдалась картина, в виде концентрических колец, сходная с картиной на рис. 3.2. Однако уже при $\varphi \geq 2^\circ$ картина дифракции приобретает новую форму: появляются узкие дуги, ориентированные почти перпендикулярно плоскости падения (т.е. \vec{k}_x), с ростом φ эти дуги вырождаются в яркие точки (рис. 4, $\varphi = 6^\circ$). Обнаружено, что интервал между точками $D_0 > D_1$, где D_1 – интервал между эквидистантными концентрическими кольцами. Кроме того возникает третья система дуг, пересекающих кольца и замыкающихся на ярких точках. Интервал между этими дугами вдоль \vec{k}_x $D_2 < D_0$, D_1 и уменьшается с ростом φ .

Как показывает измерение угла между линиями, соединяющими точечные рефлексы, система ярких точек принадлежит дифракции мод от так называемых С-решеток. Антипараллельные С-решетки имеют вектора $\vec{K}_C \perp \vec{k}_x$ с длиной $K_C = \sqrt{\beta^2 - k_x^2}$ и формируются на модах, рассеянных под азимутом $\alpha = \angle(\vec{\beta}, \vec{k}_x)$ равным

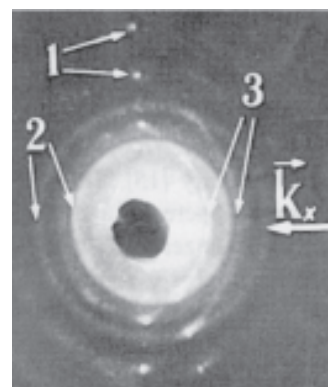


Рис. 4. Три системы дифракционной картины от СР полученные при облучении циркулярно-поляризованным (правая поляризация) лазерным пучком при $\varphi = 6^\circ$. (1) – пятна с интервалом D_0 – дифракция от С-решеток, (2) – кольца с интервалом D_1 – дифракция от решеток, сформированных волноводными модами с $m = 1$; (3) – дуги третьей системы с интервалом D_2 вдоль \vec{k}_x .

$$\alpha = \arccos \left(\frac{k_x}{\beta} \right). \quad (5)$$

Оценка угла α_c между линиями ($\alpha_c = 2\alpha$) при $n_{ef} = n$ и $\varphi = 14^\circ$ дает $\alpha_c = 158^\circ 30'$, величину, близкую к экспериментальному значению $\alpha_c = 157^\circ$. С-решетки, как видно, растут на предельной моде ($m = 0$, формула (4)). Оценка величины D_0 по формуле:

$$D = 2H \cdot \operatorname{tg} \left(\arcsin \left(\frac{\beta}{k_0 n_s} \right) \right) \quad (6)$$

при $\beta \equiv b_0 = k_0 n$ также дает хорошее согласие с измеренной величиной D_0 ($H = 1,5$ мм). Более подробное обсуждение С-решеток и их отличие от остальных будет дано в следующих разделах.

Вторая система колец с $D_1 < D_0$ свидетельствует о формировании СР на модах $m = 1$ с $\beta_1 < \beta_0$. По измеренному отношению $D_1 / D_0 = 0,83$ находим $\beta_1 = 0,956 \cdot \beta_0$, что хорошо согласуется с расчетной величиной $\beta_1 = 0,961 \cdot \beta_0$ по (4) при $h_1 = 20$ нм, $h = 600$ нм. Мода с β_1 менее добротна, обладает большей утечкой и не способствует формированию С-решеток. На рассеянных модах с вектором β_1 растут решетки под произвольными азимутами α .

Наиболее сложно происхождение третьей системы дуг. Так как на модах с β_1 решетки растут под произвольными азимутами α , длина их вектора зависит от α :

$$K = \beta \sqrt{(\cos \alpha - \rho)^2 + \sin^2 \alpha} \quad (7)$$

и азимут решеток $\alpha_g = \angle(\vec{K}, \vec{k}_x)$ равен

$$\alpha_g = \arctg \left(\frac{\sin \alpha}{\cos \alpha - \rho} \right), \quad (8)$$

где $\rho = k_x / \beta_1$. Пусть две решетки с \vec{K} и \vec{K}' антипараллельны между собой, т.е. $\alpha'_g = \pi + \alpha_g$. В этом случае условие их антипараллелизма имеет вид

$$\frac{\sin \alpha'}{\cos \alpha' - \rho} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha - \rho}. \quad (9)$$

Равенство (9) допускает нетривиальное решение с $\alpha' \neq \alpha$. Отсюда разность длин векторов \vec{K} и \vec{K}' :

$$\Delta K = K' - K = \frac{2k_x (\cos \alpha - \rho)}{\sqrt{1 + \rho^2 - 2\rho \cos \alpha}}. \quad (10)$$

Из равенств (8) и (10) следует, что

$$\Delta K = 2k_x \cos \alpha_g. \quad (11)$$

Мы называем такие решетки сверхрешетками. Из (8) видно, что при $\alpha_g = 0$ ($\alpha = 0$) сверхрешетка имеет длину $2k_x$, напротив, при α подчиняющемся формуле (5), $\Delta k = 0$. При действии пучка, поляризованного по кругу, сверхрешетки формируются под всеми азимутами α . Пусть предельная мода с вектором $\vec{\beta}_0$ падает на сверхрешетку. Дифракция моды на сверхрешетке дает новую радиационную моду с вектором

$$\vec{\beta}_2 = \vec{\beta}_0 - \Delta \vec{K}. \quad (12)$$

Наиболее эффективно рассеянная мода с $\vec{\beta}_0$ взаимодействует со сверхрешеткой при $\vec{\beta}_0 \parallel \Delta \vec{K}$. В этом случае зависимость β_2 от угла α_g , т.е. $\beta_2 = \beta_0 - 2k_x \cos \alpha_g$, дает в k -плоскости улитку Паскаля. Видно, что β_2 зависит от азимутов α и α_g , при $\alpha = 0$ $\beta_2 = \beta_0 - 2k_x$, а при $\alpha_g = \pi/2$, $\beta_2 = \beta_0$, т.е. дуга третьей системы проходит через дифракционные пятна, возникающие от С-решеток. Следующий факт указывает на принадлежность дуг третьей системы формуле (12) при $\vec{\beta}_0 \parallel \Delta \vec{K}$. На полученных фотоснимках мы измерили отношение D_2/D_1 при $\alpha = 0$ и рассчитали это же отношение, используя равенства (6) и (12). Результаты расчета хорошо совпадают с экспериментом во всем интервале измеренных значений φ (рис.5). Таким образом, непосредственное наблюдение дифракции от СР in situ дает интересную

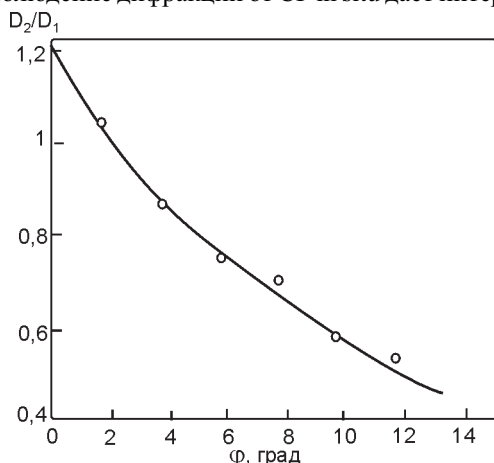


Рис. 5. Зависимость D_2/D_1 от угла падения φ ; сплошная кривая – расчет по (6) и (12), кружки – экспериментальные данные.

информацию о сложном характере их роста с образованием регулярных периодических структур (С-решетки), решеток на рассеянных модах утечки под произвольными азимутами, сверхрешеток и их взаимодействии с предельными модами.

5. ФОРМИРОВАНИЕ ГЕКСАГОНОВ В ПЛЕНКАХ AgCl-Ag ПРИ ДЕЙСТВИИ ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Методикой, изложенной в [8] мы воспользовались для изучения СР при действии циркулярно-поляризованного света (ЦПС) при различной его фокусировке при $\varphi = 0^\circ$ [10]. Способ изготовления тот же, что и в предыдущих работах ($h_1 = 25$ нм, $h = 600$ нм). Фотослой имели различные значения фактора заполнения $q = 0,1$ и $0,25$ и были облучены ЦПС от одномодового He-Ne лазера ($P = 5$ Вт, $\lambda = 632,8$ нм, ширина перетяжки гауссова пучка

на выходном зеркале $\omega_0 = 3,09 \cdot 10^{-2}$ см). Для фокусировки пучка использовались линзы с длиной фокуса $F = 6, 3$ и $1,5$ см. Картины дифракции, полученные при различной фокусировке ($q = 0,1$), представлены на рис.6. Видно, что в отсутствие фокусировки (рис.6а) возникают характерные при действии ЦПС сплошные кольца, свидетельствующие о формировании СР с произвольно направленными векторами \vec{K} [8, 9]. Однако при $F = 6$ см кольца разбиваются на отдельные пятна, случайно расположенные по кольцу (рис. 6б). При $F = 3$ см картина дифракции резко изменяется: яркие пятна располагаются по линиям, составляющим между собой угол 60° (рис. 6в). Этот факт свидетельствует о формировании гексагона с векторами СР, составляющими между собой 60° . При $q = 0,25$ также формируется гексагон, но при $F = 1,5$ см.

Прежде, чем мы обсудим формирование гексагона, обрисуем структуру пленки AgCl-Ag при экспозициях H меньше пороговой ($H_0 \approx 10$ Дж/см²) [6]. При $H < H_0$ гранулы Ag выделяются на границах зерен поликристаллической пленки AgCl, имеющей средний размер кристаллитов $a \approx 0,2$ мкм. О декорировании границ блоков и дислокаций гранулами Ag в AgCl сообщалось ранее [11]. При линейном характере границ и действии ЦПС гранулы серебра образуют цепочки, хаотически расположенные в пленке AgCl (рис.7). Так как размер гранул Ag около 10 нм, цепочки могут содержать до 10 гранул.

При нормальном падении лазерного пучка на линейную цепочку наиболее эффективное рассеяние в ТЕ-моду должно быть в направлении, перпендикулярном оси цепочки. Чем больше длина цепочки и число гранул N в ней, тем эффективнее рассеяние. Волновой фронт мод близок к цилиндрическому и интенсивность моды, рассеянной цепочкой, состоящей из N гранул, будет больше, чем суммарная интенсивность рассеянных волн N хаотически расположенными гранулами. Очевидно, что наиболее эффективный рост СР будет наблюдаться на ТЕ- модах, рассеянных на цепочках, состоящих из наибольшего числа N .

Роль фокусировки сводится к следующему. Число цепочек, образующихся в месте облученного пятна площадью S_f , равно $M = \psi \cdot S_f / a^2$, где ψ – коэффициент порядка единицы, зависящий от формы кристаллита. Предположим далее, что наиболее вероятное число цепочек μ , приводящее к генерации спонтанных решеток, существенно меньше M и $\mu = b \cdot S_f$, где b зависит от q . Так как $S_f = \pi \cdot w_f^2$ (w_f^2 – ширина перетяжки фокуса в районе облучения пленки) и w_f зависит от F , в заданной геометрии облучения пленки сфокусированным пучком имеем при F от 6 до 1,5 см S_f от 860 до 55 мкм². Для не сфокусированного пятна $S_f = 3,5 \cdot 10^5$ мкм². Если предположить далее, что вероятность формирования СР подчиняется распределению Пуассона с $\mu = 10^3 \cdot M$ при $q = 0,1$, тогда для $S_f = 55$ мкм² ($F = 1,5$ см) наиболее вероятно образование одной решетки. С увеличением F число μ растет ($\mu = 4$ и 16 при $F = 3$ и 6 см); в отсутствие фокусировки $\mu \approx 10^4$. Очевидно, что величина μ тем больше, чем больше q . Эти оценки качественно объясняют картины дифракции при различных F и q (рис.6, см. также [10]).

Причина формирования гексагона при сильной фокусировке следующая. Так как слой AgCl-Ag имеет толщину 25 нм, СР можно считать плоской. В плоской

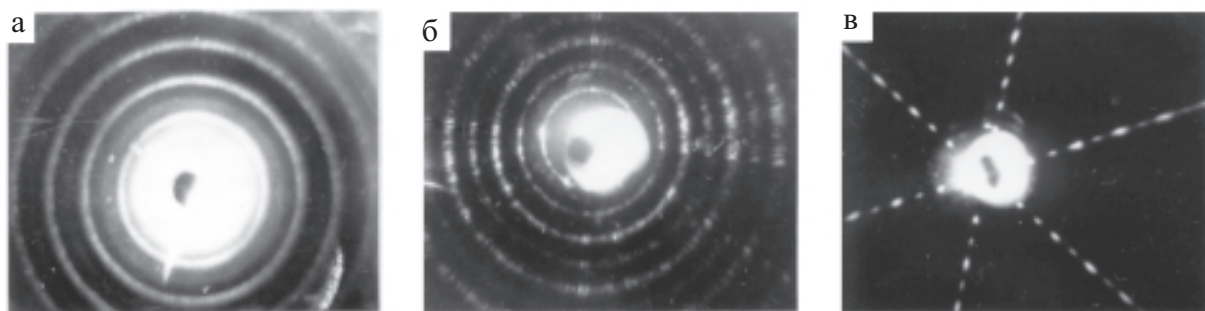


Рис. 6 Дифракционные картины от СП, сформированных ЦП лазерным пучком ($\lambda = 632,8$ нм, $P = 5$ мВт) при нормальном падении на образец с удельным объемом Ag в матрице AgCl равным $q = h_{Ag}/h_{AgCl} = 0,12$. а) без фокусировки, площадь облучаемого пятна $S_0 = 3,7 \cdot 10^5$ мкм²; б) фокусировка линзой с $F = 6$ см, $S_F = 887$ мкм²; в) $F = 3$ см, $S_F = 259$ мкм².

решетке имеет место двумерная дифракция Брэгга [12]. Пусть при фокусировке сформировалась одна СП с вектором $\vec{K} = \beta \vec{s}$. Тогда при падении рассеянной моды на такую решетку имеем

$$\vec{\beta}' = \vec{\beta} + \vec{K} \quad (13)$$

Рис. 7. Схематическое изображение выделения гранул Ag на границах кристаллических зерен AgCl.

Условие двумерной дифракции Брэгга выполняется, если параллельная компонента вектора β равна $\beta_{||} = -(1/2) \cdot \beta \cdot \vec{s}$, т.е. при азимуте падающей моды $\varphi = \angle(\vec{\beta}, \vec{K}) = \pi/3$. Дифракция Брэгга приводит к двум последствиям:

1. Интерференция двух мод приводит к дальнейшему росту решетки с вектором \vec{K} (эффект самоотражения).

2. Интерференция лазерной волны с дифрагированными модами ведет к формированию новой решетки с вектором \vec{K}' , ориентированным под азимутом $\alpha = \angle(\vec{K}, \vec{K}') = \pi/3$, т.е. к формированию гексагона. Следует отметить, что возникновение гексагона наблюдается только при нормальном падении лазерного пучка. При $\varphi \neq 0^\circ$, $\vec{K} \neq \beta$ и условие роста гексагона нарушается. Новый тип гексагонов существенно отличается от ранее обнаруженных в фоторефрактивных [13] и жидких кристаллах [14] как условием их формирования (встречные лазерные пучки), так и длиной векторов \vec{K} ($K \ll k_0$). В нашем случае $K > k_0$.

6. МАЛОУГЛОВАЯ ДИФРАКЦИЯ И ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК

Метод, развитый в [8], позволяет исследовать зарождение и рост различных СП непосредственно в процессе облучения лазерным пучком. Однако этот метод имеет и ряд недостатков. Основной недостаток заключается в необходимости использовать толщины фотослоя h меньшие, чем толщина отсечки волноводной TE_0 -моды h_0 :

$$h_0 = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n^2 - n_s^2}} \arctg \sqrt{\frac{n_s^2 - 1}{n^2 - n_s^2}}, \quad (14)$$

где n – показатель преломления фотослоя. Другими словами, с помощью метода [8] можно изучать СП, либо возникающие на предельной TE_0 -моды, либо на модах утечки буферного слоя. Т.е. этот метод исключает изучение СП при $h > h_0$, сформированных на различных TE_m - и TM_m -волноводных модах фотослоя. Второй недостаток заключается в следующем. При проникновении дифрагированной моды из стеклянной подложки в фотослой, в нем, в определенных точках, отстоящих от места действия лазерного пучка на расстоянии D , возникает сильное рассеяние (рис. 2). Но при больших экспозициях в этих точках возможно возникновение новых СП. Это обстоятельство затрудняет изучение СП, полученных при разных условиях облучения на серии облученных лазерным пучком пятен на различных участках образца, из-за переналожения дифракционных картин. От этих недостатков свободна малоугловая дифракция (МД) (малоугловое рассеяние), позволяющая также исследовать формирование СП in situ.

Прежде чем обсуждать причины возникновения МД, остановимся более подробно на строении квазипериодической структуры, состоящей из СП. Как показывают электронно-микроскопические снимки, в целом эта структура состоит из отдельных микрорешеток, состоящих из нескольких десятков штрихов и несогласованных между собой по фазе интерференционного поля. На микрофотографии (рис. 8), полученной при облучении пленки AgCl-Ag нормально падающим линейно-поляризованным пучком, видно, что микрорешетки имеют определенный разброс их векторов по направлению, наблюдается сдвиг между штрихами соседних микрорешеток, преобладание микрорешеток с вектором $\vec{K} \perp \vec{E}_0$. Причиной такого строения периодической структуры является формирование микро-

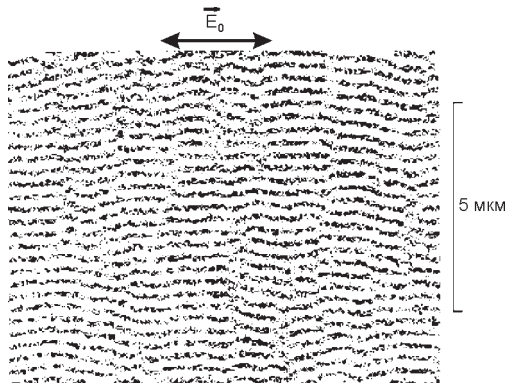


Рис. 8. Микрофотография периодической структуры, образованной на TE₀-модах в пленке AgCl-Ag [1]. Фотография ПС получена после фиксирования облученной пленки AgCl-Ag.

решеток на модах, возбужденных на отдельных изотропных и анизотропных центрах рассеяния, случайно расположенных в пленках AgCl-Ag. По-видимому, основными центрами рассеяния в данном случае являются гранулы Ag или цепочки из гранул. Преобладание одних решеток над другими связано с индикатрисами рассеянного излучения. В дальнейшем мы будем называть спонтанными решетками именно микрорешетки.

Пусть α - азимут рассеянной моды, $\alpha = \angle(\vec{\beta}, \vec{k}_x)$. В этом случае вектор плоской СР при падении лазерного пучка под углом φ равен

$$\vec{K} = (\beta \cos\alpha - k_x) \hat{i} + \beta \sin\alpha \hat{j}, \quad (15)$$

где \hat{i} и \hat{j} – единичные вектора декартовых координат в плоскости фотослоя: $\hat{i} \parallel X$, ось X лежит в плоскости слоя и плоскости падения. При возникновении СР на интерференционном поле падающем под тем же углом φ , лазерная волна дифрагирует на такой плоской решетке и компонента волнового вектора дифрагированной волны в плоскости слоя равна

$$\vec{k}_d = \vec{k}_x + m\vec{K} = [k_x + m(\beta \cos\alpha - k_x)] \hat{i} + m\beta \sin\alpha \hat{j}, \quad (16)$$

где $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок дифракции. Из (16) видно, что при $m=1$ $\vec{k}_d = \vec{\beta}$, т.е. падающая волна возбуждает моду, на которой растет решетка с вектором \vec{K} (аномалия Вуда). Условие $\vec{k}_d = \vec{\beta}$ является условием фазового синхронизма между падающей волной и решеткой. Возбуждение моды на решетке усиливает интерференционное поле и, таким образом, при $m=1$ возникает рост решетки за счет положительной обратной связи с инкрементом роста зависящим от азимута α . Однако при $m=-1$ $k_{dx} = 2k_x - \beta \cos\alpha$ и, в общем случае, дифрагированная волна в $m=-1$ затухает в фотослое из-за поглощения. Однако имеются исключения.

Рассмотрим случай $\alpha=0$. Этому случаю соответствует возбуждение мод S-поляризованным светом ($\vec{E}_0 \parallel Y$), т.к. свет при этом рассеивается в пленке, главным образом, под малыми углами α и формирует S₋решетки. Из условия $k_{dx} \leq k_0$ при $\alpha=0$ и дифракции на S₋решетке следует, что при

$$\varphi \geq \varphi_1 = \arcsin \frac{n_{ef} - 1}{2} \quad \text{и} \quad \varphi \geq \varphi_2 = \arcsin \frac{n_{ef} - n_s}{2}, \quad (17)$$

где $n_{ef} = \beta/k_0$ – показатель преломления моды, дифрагированная волна выходит в воздух (φ_1) и в подложку (φ_2)

и доступна для наблюдения. Это условие при больших n_{ef} выполняется при больших φ и только для S₋решеток ($\alpha \approx 0^\circ$). При меньших φ дифракция в $m=-1$ порядок не приводит к выходу дифрагированной волны из фотослоя.

Отметим также особенности дифракции для некоторых СР. Пусть при $\varphi \neq 0$ решетка формируется под азимутом $\alpha^* = \arccos(k_x/\beta)$. В этом случае дифракция в $m=1$ и $m=-1$ порядки приводит, как следует из (16), к возбуждению двух волноводных мод с волновыми векторами $\vec{\beta}_{1,2} = k_x \hat{i} \pm \sqrt{\beta^2 - k_x^2} \hat{j}$ (двойная аномалия Вуда). На этих модах растут вышеупомянутые антипараллельные С-решетки с векторами $\vec{K}_{C+,-} = \pm \sqrt{\beta^2 - k_x^2} \hat{j}$. Очевидно, что мода $\vec{\beta}_1$ при дифракции на С₋решетке способствует росту решетки с вектором \vec{K}_{C+} , а мода $\vec{\beta}_2$ ($m=-1$) при дифракции на той же решетке с вектором \vec{K}_{C-} и наоборот. Таким образом, двойная аномалия Вуда определяет взаимный рост С₋ и С-решеток, что, в свою очередь, определяет больший инкремент их роста по сравнению с соседними СР, сформированными под азимутами α , близкими, но неравными α^* . Этим объясняется появление С-решеток при действии циркулярно-поляризованного света (рис. 4) и их более регулярный характер (рис. 4 и рис. 3.6). Следует сказать, что при $\varphi=0^\circ$ все СР растут на двойных аномалиях Вуда независимо от азимута рассеянной моды.

Приведенный пример с С-решетками указывает на их преобладание при определенных условиях облучения (Р- или циркулярной поляризации пучка) над остальными. Назовем СР, обладающие большим числом и большей дифракционной эффективностью в квазипериодической структуре, доминантными. Их доминантность может определяться как ростом на двойных аномалиях Вуда (С-решетки), так и особенностями индикатрисы рассеяния света при возбуждении волноводных мод. Например, при действии S-поляризованного света ($\vec{E}_0 \parallel Y$) интенсивность рассеянного излучения от изотропного центра малого размера в ТЕ- и ТМ-моды [15]

$$I_{S,TE} \propto \cos^2 \alpha \quad \text{и} \quad I_{S,TM} \propto \sin^2 \alpha \cos^2 \theta, \quad (18)$$

где $\theta = \angle(\vec{q}, \vec{k}_s)$, \vec{q} и \vec{k}_s – волновые вектора падающей на центр и рассеянной волн. Из (18) следует, что при $\alpha=0^\circ$ будут расти СР с наибольшей дифракционной эффективностью на ТЕ-модах (S₋ и S₋решетки), а при $\alpha=\pi/2$ на ТМ-модах. Однако из-за наличия множителя $\cos^2 \theta$ в $I_{S,TM}$ доминантными в этом случае будут S₋ и S₋решетки. При нормальном падении линейно-поляризованного пучка, несмотря на рост всех СР на двойных аномалиях Вуда, как следует из (18) $I_{S,TE} \propto \sin^2 \gamma$, где $\gamma = \angle(\vec{E}_0, \vec{\beta})$, т.е. доминантны решетки с $K \perp \vec{E}_0$.

Малоугловое рассеяние возникает в фотослоях при возникновении СР и наблюдается на экранах, поставленных между образцом и лазером (во встречном пучке), в отраженном и прошедшем через образец пучках, а также в направлении, противоположном отраженному пучку. Рассмотрим наиболее простой случай ($\varphi=0^\circ$, линейно-поляризованный свет). На начальной стадии возникновения СР малоугловое рассеяние имеет вид двух факелов, вытянутых вдоль \vec{E}_0 и симмет-

рично расположенных относительно плоскости $\perp \vec{E}_0$, проходящей через центр пучка [15]. С увеличением экспозиции факелы расщепляются на две дуги, с общей касательной $\parallel \vec{E}_0$ и проходящей через центр пучка (рис. 9а, б).

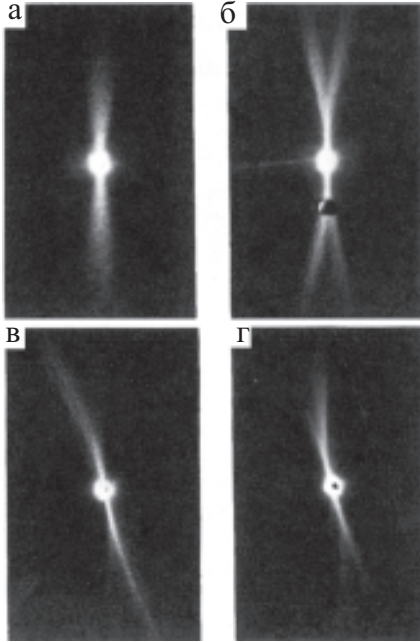


Рис. 9. Малоугловая дифракция от СП, сформированных при облучении: а) линейно-поляризованным светом, время экспозиции $t = 20$ мин; б) $t = 60$ мин; в) эллиптически право-поляризованным светом $t = 80$ мин; д) лево-поляризованным светом, $t = 80$ мин.

Проще всего объяснить появление дуг. Пусть имеются доминантные решетки с вектором \vec{K}_0 . Падающая волна возбуждает на этих решетках моду с волновым вектором $\vec{\beta}_0$. В свою очередь доминантная мода, распространяясь по пленке, падает на соседние СП с $\vec{K} \neq \vec{K}_0$ и испытывает на этих СП дифракцию. При близости векторов \vec{K} и \vec{K}_0 по направлению дифракция доминантной моды на соседней СП приводит к появлению излучательных мод с тангенциальной компонентой \vec{k}_r , как следует из (15), равной

$$\vec{k}_r = \vec{\beta}_0 + m\vec{K} = [\pm\beta_{0x} + m \cdot (\beta_0 \cos\alpha - k_x)]\hat{i} + (\beta_{0y} + m \cdot \beta_0 \sin\alpha)\hat{j}, \quad (19)$$

где $m = \pm 1$. Формула (19) записана для общего случая произвольных углов падения. При $\varphi = 0^\circ$ ($k_x = 0$) доминантная мода имеет вектор $\vec{\beta}_0 = \pm\beta_0 \hat{i}$ и

$$\vec{k}_r = (\pm\beta_0 + m \cdot \beta_0 \sin\gamma)\hat{i} + m \cdot \beta_0 \cos\gamma \hat{j}, \quad (20)$$

где $\gamma = \angle(\vec{E}_0, \vec{\beta})$. Из (20) видно, что при азимутах γ , близких к $\pm\pi/2$, мода с вектором $\vec{\beta}_0 = \pm\beta_0 \hat{i}$ приводит к появлению излучательных мод с $\vec{k}_r \ll k_0$ при дифракции на СП, сформированных при γ , близких к $\pi/2$, при $m = -1$ и при γ около $-\pi/2$ при $m = 1$.

В плоскости (k_x, k_y) вектора \vec{k}_r лежат на дугах окружностей с центрами в точках $O_{1,2}(\pm\beta_0, 0)$. Этот результат демонстрирует полярная диаграмма в плоскости (k_x, k_y) (рис. 10). На этой диаграмме показаны доминантные решетки и соответствующие им моды, вектора соседних СП, на которых происходит МД от доминантных мод в $m = \pm 1$ порядки. Вектора \vec{k}_r отсчитыв-

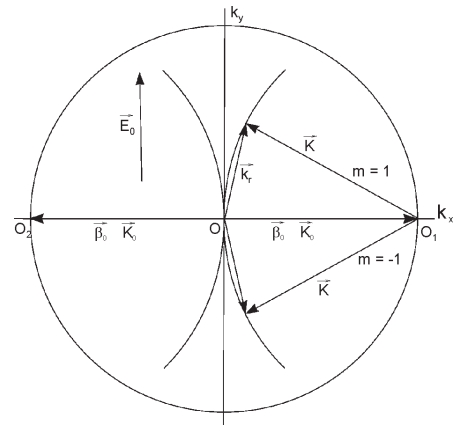


Рис. 10. Полярная диаграмма МД при нормальном падении линейно-поляризованного лазерного пучка.

ваются от центра O окружности радиуса β_0 , общая касательная к которым $\parallel \vec{E}_0$. Излучательные моды выходят из фотослоя и попадают на экран, поставленный на расстоянии R от образца. Координаты пересечения мод с экраном равны

$$x = \frac{k_{rx}}{k_{rz}} R \quad \text{и} \quad y = \frac{k_{ry}}{k_{rz}} R, \quad (21)$$

где $k_{rz} = \pm\sqrt{k_0^2 - k_r^2}$. Расчет по (20) и расположение дуг на экране хорошо согласуются с картиной МД, полученной при больших экспозициях [15] (рис. 9б). Образование факелов МД на начальных стадиях облучения, по-видимому, связано с большим азимутальным разбросом векторов \vec{K} при малых H и меньшим различием дифракционной эффективности для СП с различными \vec{K} при γ , близких к $\pm\pi/2$, что приводит к некоторому разбросу доминантных мод.

7. ФОРМИРОВАНИЕ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК И МАЛОУГЛОВАЯ ДИФРАКЦИЯ ПРИ ДЕЙСТВИИ ВИИ ЛИНЕЙНО- И ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА

Мы воспользовались наблюдением МД для исследования СП, возникающих под действием эллиптически-поляризованного света (ЭПС) при нормальном падении лазерного пучка на фотослой AgCl-Ag [16]. Для создания ЭПС была использована четвертьволновая кварцевая пластина, поставленная между He-Ne лазером и экраном. Путем поворота медленной (оптическая ось кварца) или быстрой оси относительно вектора \vec{E}_0 линейно поляризованного света, задаваемого лазером, создавался ЭПС, поляризованный с правым и левым вращением электрического вектора и с различной эллиптичностью ($\text{tg}\psi = \pm b/a$).

Картини МД, полученные при эллиптичности 0,3, представлены на рис. 9 (в, г), здесь же для сравнения приведены картины МД, полученные под действием ЛПС при временах экспозиции $t = 20$ и 60 мин (рис. 9а, б). Основные результаты, полученные в этом эксперименте заключаются в следующем. Обнаружено, что в отличие от картин МД, полученных под ЛПС, картина МД, сформированная ЭПС, становится асимметричной относительно плоскости, перпендикулярной боль-

шой оси эллипса. Асимметрия возрастает с ростом $\text{tg}\psi$. Наблюдается также небольшой поворот оси картины МД относительно оси эллипса. При $\psi = 20^\circ$ поворот составляет 3° . Картина МД зависит от знака эллиптичности, что видно при сравнении рис. 9 в и рис. 9 г. При действии света поляризованного с левым вращением левая дуга (верхняя часть рис. 9 в) значительно ярче правой дуги, в то время как при правом вращении (рис. 9 г) ярче правая дуга. Другими словами, спонтанные решетки сформированные под ЭПС чувствительны к знаку эллиптичности. Причина возникновения особенностей в картинах МД при действии ЭПС будет обсуждена в следующем параграфе.

8. ОСОБЕННОСТИ В ЭВОЛЮЦИИ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ ДЕЙСТВИИ ЛИНЕЙНО- И ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА

Как отмечалось, ЦПС создает дифракционную картину в виде равномерного кольца, что свидетельствует о росте спонтанных решеток под всеми азимутами с одинаковой дифракционной эффективностью. Картина МД в этом случае имеет вид равномерного круга с освещенностью падающей по мере удаления от центра пучка. Развитие СР существенно изменяется если первоначально облучать фотослой AgCl-Ag ЛПС до создания хорошо выраженных доминантных решеток с $\vec{k}_0 \perp \vec{E}_0$, а затем экспонировать фотослой ЦПС [17]. Рис. 11 демонстрирует картину МД, полученную при последовательном действии ЛПС (рис. 11а) и последующем действии ЦПС, поляризованного по левому кругу, при экспозициях $H = 60$ и 200 Дж/см^2 (рис. 11 б и в). Видно, что при $H = 60 \text{ Дж/см}^2$ возникает новый факел, ориентированный своей осью под 60° по отношению к оси МД, полученной под ЛПС. С ростом H этот факел

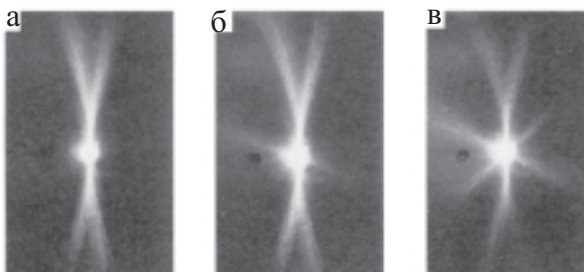


Рис. 11. Картины МД: а) при действии ЛПС; б) и в) при последующем действии ЦПС, поляризованного по левому кругу (экспозиции $H = 60$ и 200 Дж/см^2).

развивается с расщеплением на две дуги. Одновременно появляется новый факел, но ориентированный своей осью под азимутом $+45^\circ$. Из рис. 12а, б видно, что картина МД, полученная при действии левополяризованного пучка (а) зеркально симметрична относительно картины, полученной при действии пучка, поляризованного по правому кругу, т.е. также как и при действии ЭПС картины МД зависят от знака циркулярной поляризации. Таким образом, картины МД свидетельствуют о возникновении доминантных СР, ориентированных своими векторами под азимутами $\pm 60^\circ$ при меньших экспозициях и под азимутами $\pm 45^\circ$ при больших экспозициях под право- и левополяризованным ЦПС соответственно.

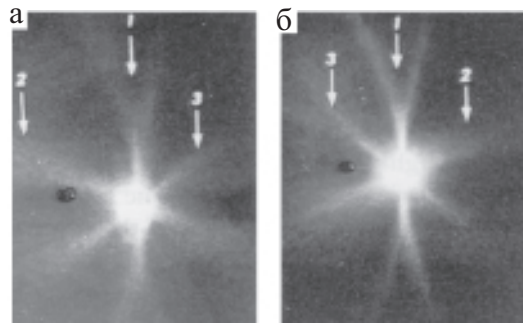


Рис. 12. Картины МД от СР: при последовательном действии ЛПС и ЦПС, поляризованного по а) левому кругу, б) правому кругу. 1 – МД от СР, сформированных ЛПС; 2 – МД от СР ориентированных под азимутом $\pm 60^\circ$ к исходным; 3 – под азимутом $\pm 45^\circ$ к исходным.

Для объяснения картин рассмотрим более внимательно строение штрихов решеток, сформированных ЛПС (рис. 8). Видно, что штрихи состоят из близко расположенных гранул Ag, образующих цепочки, вытянутые $\parallel \vec{E}_0$ либо из вытянутых в том же направлении сфероидов Ag. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением сфероидов, изучение цепочек приводит к сходному результату. Будем считать, что размеры сфероидов существенно меньше λ и их поляризуемости равны

$$\alpha_{x,y} = v \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_0 + L_{x,y}(\epsilon - \epsilon_0)}, \quad (22)$$

где ось $X \parallel \vec{E}_0$, ϵ_0 – проницаемость AgCl, L_x и L_y – геометрические факторы, v – объем сфероида. Так как проницаемость Ag комплексна $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, поляризуемость $\alpha_{x,y}$ также комплексна $\alpha_x = \alpha_{1x,y} + i\alpha_{2x,y}$, т.е. малые сфероиды являются поглощающими анизотропными диполями. Учтем также, что СР растут на рассеянных TE_0 -модах. Отсюда, учитывая теорию рассеяния малыми частицами [18] и рассеяние в TE -моды, ограничимся компонентами амплитудной матрицы S_1 и S_4 [18]:

$$S_1 = -i \frac{k_s^3}{4\pi} (\alpha_x \sin^2\gamma + \alpha_y \cos^2\gamma) \quad \text{и}$$

$$S_4 = -i \frac{k_s^3}{4\pi} \sin\gamma \cos\gamma (\alpha_x - \alpha_y), \quad (23)$$

где \vec{k}_s – волновой вектор рассеянной волны, $\gamma = \angle(\vec{k}_s, x)$. Пусть в общем случае на пленку падает ЭПС. Азимутальное распределение интенсивности волны, рассеянной сфероидом, может быть найдено, используя параметры Стокса и компоненты $S_{1,i}$ матрицы 4×4 , рассчитываемые через компоненты амплитудной матрицы

$$I_{s,TE}(\gamma) = \frac{k_s^4}{(4\pi r)^2} I_0 \cdot [|\alpha_x|^2 \sin^2\gamma \cos^2\psi + |\alpha_y|^2 \sin^2\gamma \sin^2\psi + \Delta \cos\gamma \sin\gamma \sin 2\psi], \quad (24)$$

где $|\alpha_{x,y}|^2 = \alpha_{1x,y}^2 + \alpha_{2x,y}^2$, $\text{tg}\psi$ – эллиптичность, $\Delta = \alpha_{2x} \alpha_{1y} - \alpha_{1x} \alpha_{2y}$. Как следует из (24), для ЛПС максимум $I_{s,TE}$ достигается при $\gamma_m = \pm\pi/2$, но при действии ЭПС ($\psi \neq 0$)

$$\gamma_m = -\frac{1}{2} \text{arctg} \frac{\Delta \sin 2\psi}{|\alpha_x|^2 \cos^2\psi - |\alpha_y|^2 \sin^2\psi} \pm \frac{\pi}{2}. \quad (25)$$

Как видно из (25), величина и знак $\delta\gamma = \gamma_m - \pi/2$ зависит от величины и знака эллиптичности, $|\delta\gamma|$ увеличивается с ростом $\text{tg}\psi$ и достигает максимума для ЦПС ($\text{tg}\psi \pm 1$). Отклонение γ_m от $\pi/2$ приводит к перестройке СР, сформированных ЛПС, что сказывается на картинах МД. Из (25) также следует, что $\delta\gamma \neq 0$ при $\Delta \neq 0$, т.е. $\delta\gamma \neq 0$ для поглощающих анизотропных диполей. Из (22) видно, что

$$\Delta = v^2 \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_0)^2 \epsilon_2 \epsilon_0 (L_y - L_x)}{([\epsilon_0 + L_x(\epsilon_1 - \epsilon_0)]^2 + L_x^2 \epsilon_2^2)([\epsilon_0 + L_x(\epsilon_1 - \epsilon_0)]^2 + L_y^2 \epsilon_2^2)}, \quad (26)$$

т.е. $\Delta \neq 0$ при $L_y \neq L_x$ (сфероиды) и $\epsilon_2 \neq 0$ (серебро). Появления после облучения ЦПС СР с векторами \vec{K} , ориентированными под азимутами $\gamma = 60^\circ$ к исходным СР, сформированным ЛПС, определяется также как при формировании гексагонов (§6) двухмерной дифракцией Брэгга (см. формулу (13)). Однако при указанных условиях эксперимента сформировать полный гексагон не удалось. Причина связана с последующим возникновением СР, ориентированными под $\gamma = 45^\circ$. Мы предполагали, что некоторые начальные СР при длительной экспозиции начинают проявлять свойства двулучепреломляющих тонких кристаллов с оптической

осью $\vec{c} \parallel \vec{E}_0$. Если на такой кристалл падает ЭПС, то расчет с помощью матриц Джонса [19] указывает на поворот главной оси эллипса после прохождения через кристалл толщиной h на угол

$$\gamma_0 = \frac{1}{2} \text{arctg} \frac{2\rho \text{tg}\psi \cdot \sin \delta}{1 - \rho^2 \text{tg}^2 \psi}, \quad (27)$$

где $\delta = k_0 h \cdot (n_{\parallel} - n_{\perp})$, $\rho = (T_{\perp}/T_{\parallel})^{1/2}$, $T_{\parallel, \perp}$ – коэффициенты пропускания кристалла для $\vec{E} \parallel \vec{c}$ и $\vec{E} \perp \vec{c}$ соответственно. Из (27) следует, что при $\text{tg}\psi = \pm 1$ (ЦПС) и $\rho \rightarrow 1$; $\gamma_0 \rightarrow \pi/4$ и знак угла поворота зависит от знака эллиптичности. По-видимому, при больших экспозициях H эффективный коэффициент поглощения таких СР стремится к нулевому значению из-за выделения Ag в минимумах интерференционного поля [7], что и определяет стремление величины ρ к единице.

Проведенный эксперимент по формированию СР при последовательном действии ЛПС и ЦПС указывает на возможность возникновения гексагонов в этих условиях, так как на начальных стадиях экспозиции под ЦПС образуются СР, ориентированные своим вектором под 60° к исходным СР. Однако препятствием к возникновению гексагонов является возникновение СР под азимутом $\pm 45^\circ$. В последующей работе [20] нами обнаружено, что развитие квазипериодической структуры может происходить по различным сценариям. Первый сценарий, изложенный в [17], выполнен при длительном действии ЛПС, когда в картине МД образуется двухлепестковая структура (рис. 9б). Обнаружено, что при снижении времени экспозиции под ЛПС, в условиях образования картины МД в виде двух факелов (рис. 9а), решетки, ориентированные под 45° к исходным не формируются и образуются гексагоны, которые в ряде случаев приобретают устойчивый характер.

В представленном эксперименте анизотропия исходных СР задавалась облучением ЛПС. Однако по данным предыдущего параграфа, облучение ЭПС с малой эллиптичностью также приводит к картинам МД, зависящим от знака $\text{tg}\psi$, несмотря на отсутствие предварительного облучения ЛПС. Причина этого явления заключается в пороговом характере возникновения СР и появлении при $H < H_{\text{пор}}$ в пленках AgCl-Ag фотоиндуцированного дихроизма (эффект Вейгерта). Как показано в [3, 4], облучение пленок линейно-поляризованным светом при $H < H_{\text{пор}}$ формирует в них цепочки из гранул Ag и другие анизотропные частицы Ag, вытянутые $\perp \vec{E}_0$, что и определяет возникающий дихроизм. По-видимому, образование таких структур возможно и при слабой эллиптичности индуцирующего пучка. Таким образом, при $H \geq H_{\text{пор}}$ ЭПС взаимодействует с готовой анизотропной структурой, что и определяет зависимость картин МД от знака эллиптичности. Более подробно роль фотоиндуцированного дихроизма в формировании спонтанных решеток и эволюции их дифракционной эффективности под действием ЭПС показана в работе [21].

9. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК, ОПТИЧЕСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ИХ ПРОЯВЛЕНИЕ В КАРТИНАХ МАЛОУГЛОВОЙ ДИФРАКЦИИ

Для нелинейных оптических сред при их взаимодействии с лазерными пучками характерна пространственно-временная неустойчивость. Пространственная неустойчивость проявляется в виде изменения формы и симметрии лазерного пучка на выходе облучаемых образцов. Классическими примерами поперечной пространственной неустойчивости являются эффекты самовоздействия в Кэрровских средах: самофокусировка, самодифракция и др. [22]. Поперечная неустойчивость сопровождается временной неустойчивостью, выражающейся в изменении формы лазерных пучков со временем экспозиции, в появлении самопульсаций (автоколебаний) и оптического хаоса. Удобными объектами для наблюдений и исследования пространственно-временной неустойчивости являются нелинейные среды со сравнительно большими временами релаксации: фоторефрактивные и жидкие кристаллы, фотополимеры. Теоретические исследования дифракции лазерных пучков, проверенные с помощью уравнений связанных волн в нелинейных средах, подвергнутых воздействию противоположно направленных лазерных пучков, предсказывают не только регулярные картины дифракции (от гексагонов и др. структур), но и при достижении значительной пороговой интенсивности оптическую турбулентность [23-25]. Оптические автоколебания и нелинейная турбулентность были обнаружены в фоторефрактивных кристаллах [26] и жидкокристаллических средах [27, 28].

Меньше внимания было уделено изучению пространственно-временной неустойчивости в нелинейных волноводах. В работе [29] теоретически исследовалась нестабильность волноводных ТЕ-мод при их возбуждении нормально падающим на СР лазерным пучком. Анализ нестабильности проведен в рамках гео-

рии вырожденного четырехволнового взаимодействия, сформулированной для сред Кэрровского типа. Однако в [29] не учтены начальные условия зарождения СР за счет рассеяния света, т.е. фактически решалась одномерная задача. Как упоминалось, рассеяние света приводит к разбросу векторов СР и неизбежному появлению малоуглового рассеяния или дифракции (МД). Таким образом, МД является ярким примером пространственно-временной неустойчивости для нелинейных планарных волноводов. Проявление временной неустойчивости в картинах МД демонстрируется изменением формы рассеянного пучка по мере экспозиции (рис. 9). Существенно новые проявления неустойчивости наблюдаются при фокусировке лазерного пучка [30].

Эксперимент по наблюдению оптической турбулентности был проведен на одномодовых пленках AgCl-Ag, толщина которых находилась в пределах $h_0 < h < h_1$, где $h_{0,1}$ толщины отсечки $TE_{0,1}$ -мод. Для создания СР образцы облучались ЛПС от одномодового He-Ne лазера ($P = 5$ мВт, $\lambda = 632,8$ нм радиус перетяжки гауссова пучка $w_0 = 3,1 \cdot 10^{-2}$ см). Установка для наблюдения картин МД представлена на рис. 13. Облучение проводилось несфокусированным пучком и при его фокусировке линзой с $F = 5,5$ см. Площадь облучаемого пятна равнялась $3 \cdot 10^5$ мкм² без фокусировки и 750 мкм² при фокусировке.

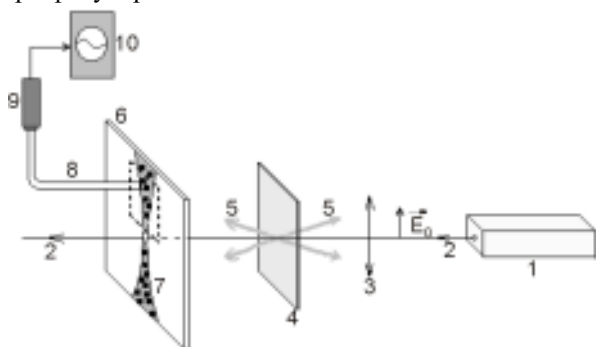


Рис. 13. Схема наблюдения и регистрации турбулентности: 1 – He-Ne лазер; 2 – лазерный пучок, \vec{E}_0 – направление линейной поляризации в пучке; 3 – сферическая линза с $F = 5,5$ см; 4 – образец; 5 – пучки рассеянного света; 6 – экран; 7 – полоса малоуглового рассеяния, штриховыми линиями на экране показано положение фотопленки при фотографировании картины рассеяния; 8 – световод; 9 – ФЭУ; 10 – осциллограф.

При действии несфокусированного пучка, пучок сохранял свою форму в течении 30 с; при $t > 30$ с возникла характерная МД типа (рис. 9), свидетельствующая о пороговом характере зарождения СР. Картина МД наблюдалась на экране за образцом (рис. 13), при ее фотографировании экран убирался. МД возникала при временах $< 0,1$ с и резко отличалась от картины, полученной под несфокусированным пучком. Как видно из серии фотографий, полученных от верхней части факела МД (рис. 14, а – г) при различных временах экспозиции, рассеянный пучок распадается на отдельные пятна, разделенные темными промежутками. Пятна неустойчивы во времени и пространстве, наблюдается их перемещение, хаотическое рождение и исчезновение, т.е. имеет место оптическая турбулентность. В процессе облучения широкий факел распадается и пятна сосредотачиваются на двух дугах (рис. 14, г). Наибольшая турбулентность развивается при начальной экс-

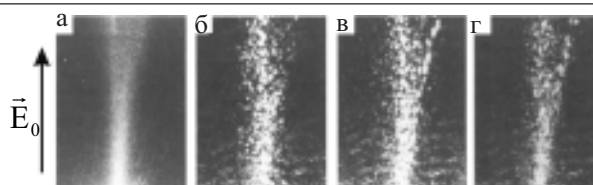


Рис. 14. Картины малоуглового рассеяния и турбулентности световых пятен в них: а) – при действии несфокусированного пучка; б) – г) – последовательные снимки факела рассеяния при фокусировке пучка, время экспозиции при фотографировании $1/30$ с, \vec{E}_0 – направление линейной поляризации лазерного пучка.

позиции. С течением времени движение пятен замедляется и при $t > 30$ мин картина МД становится неподвижной. Оптическая турбулентность хорошо демонстрируется в видеофильме, снятом на кафедре физической оптики.

Об оптической турбулентности свидетельствуют также осцилляции рассеянного пучка, наблюдаемые на экране осциллографа, соединенного с фотоумножителем и световодом, в передний торец которого попадало 2-3 пятна (рис. 13). На рис. 15 видна хаотическая осцилляция сигнала, полученная в течении первых 10 с экспозиции. По мере экспозиции амплитуда и частота осцилляции уменьшается вплоть до насыщения картины МД.

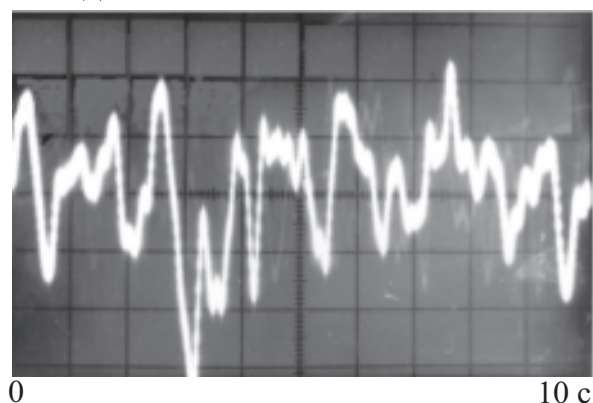


Рис. 15. Осциллограмма временной зависимости интенсивности светового сигнала от участка картины рассеяния, выделяемого входным окном световода (рис. 13).

Причиной возникновения оптической турбулентности являются особенности в зарождении и росте квазипериодической структуры под действием одного лазерного пучка. СР, формирующие структуру, растут в результате рассеяния на центрах релеевского типа, в качестве которых выступают гранулы Ag. Волноводная мода, возбужденная таким центром из-за интерференции с падающим излучением способствует переносу массы Ag в минимумы интерференции и возникновению СР. Рассеяние света способствует зарождению СР с различной ориентацией их векторов, определяемой конкретной индикатрисой рассеянного света. Как упоминалось, среди решеток имеются доминантные и волноводные моды, возбужденные на доминантных СР, приводят к МД. На начальных стадиях облучения возникающие СР имеют малое число штрихов и низкую дифракционную эффективность (ДЭ). Однако из-за автоматического выполнения условия фазового синхронизма имеет место экспоненциальный рост ДЭ и

числа штрихов в решетке в направлении распространения моды. Инкремент роста ДЭ зависит от азимута рассеянного излучения, особенно при действии линейно-поляризованного света. В связи с этим различные СР имеют различное число штрихов и различную ДЭ. Моды, возбужденные на более доминантных решетках, падая на СР с меньшей ДЭ могут не только приводить к МД, но и конкурировать с ними в росте. Конкуренция выражается в зарождении более доминантных решеток на площади, занятой СР с меньшей ДЭ и с другим направлением и величиной вектора \vec{K} . Такой процесс в итоге может привести к гибели более слабой решетки и развитию более доминантной, что и сказывается на пространственно-временной эволюции картины МД. Гибель более слабой решетки с определенным вектором \vec{K} приведет к исчезновению излучательных мод, соответствующих дифракции доминантных мод на этой СР, и появлению новых пятен на картине МД, соответствующих другим СР с большей ДЭ.

Возникает вопрос, почему оптическая турбулентность более эффективно проявляется при фокусировке лазерного пучка? Можно указать на две причины такого проявления. Во-первых, фокусировка приводит к значительной интенсивности в облучаемом пятне, что способствует ускорению процесса роста СР. Для приведенного эксперимента площадь S_F облучаемого пятна при фокусировке уменьшается в 400 раз, что при одинаковой мощности падающего на образец пучка увеличивает интенсивность $I = P/S_F$ в 400 раз. Учитывая, что инкремент роста СР пропорционален I , скорость изменения ДЭ решеток также увеличивается в 400 раз по сравнению со скоростью роста под нефокусированным пучком. Во-вторых, как следует из микрофотографии (рис. 8), длина отдельной СР около 5-10 мкм и ширина около 1 мкм, т.е. микрорешетки имеют среднюю площадь около 7 мкм². В отсутствие фокусировки на облучаемом пятне укладывается около $4 \cdot 10^4$ СР, в то время как при фокусировке около 100 СР. При большом количестве СР на облучаемом пятне невозможно выделить излучательную моду, соответствующую малоугловой дифракции на отдельной СР, и пространственный спектр МД выглядит сплошным. В то же время, резкое сокращение числа СР в облучаемом пятне приводит к дискретной структуре картины МД, где видны отдельные пятна соответствующие дифракции волноводной моды на СР с определенным вектором \vec{K} .

Как следует из рис. 14, плотность пятен падает по мере удаления от центра лазерного пучка, что свидетельствует об уменьшении числа пар соседних СР при увеличении угла между их векторами. Расщепление факела МД на две дуги с увеличением экспозиции определяется ростом числа СР с доминантным вектором \vec{K}_0 ($\gamma = \pm \pi/2$). О росте числа СР при $\gamma = \pm \pi/2$ свидетельствуют также непосредственные измерения азимутального распределения относительной ДЭ по мере экспозиции [21]: на начальной стадии облучения ЛПС угловая ширина дифракционных рефлексов около 30° и достигает величины 12° – 13° при насыщении. Процесс зарождения и распада СР раз-

вивается так же по площади облучаемого пятна. Из-за распределения интенсивности излучения в гауссовом пучке $I_0(r) = I_{0m} \cdot \exp(-r^2/w_p^2)$ (w_p – радиус перетяжки в фокусе) при одинаковой пороговой экспозиции H_0 СР вначале растут и конкурируют в центре пятна вплоть до насыщения. Одновременно начинают зарождаться решетки на периферии пучка в кольце радиуса r , начиная с порогового времени

$$t_0 = \frac{H_0}{I_0(r)}, \quad (28)$$

т.е. активная зона оптической турбулентности расширяется по облученному пятну с течением времени в виде кольца. Появление активной зоны в виде расширяющегося кольца объясняет отсутствие заметного уменьшения высоты картины МД с ростом t .

10. СПОНТАННЫЕ РЕШЕТКИ И ОПТИЧЕСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ПЛЕНКАХ As_2S_3 -Ag.

Полупроводник As_2S_3 давно привлекал внимание физиков как модельное вещество для изучения электронных свойств в аморфных полупроводниках [31]. Из-за трудности в анализе структуры и электронного спектра интерес к аморфным полупроводникам, и в частности к As_2S_3 , не ослабевает до сих пор. Последнее время большое внимание уделяется изучению нелинейных оптических свойств ряда аморфных халькогенидов (As_2S_3 , As_2Se_3 , $GeSe_2$ и др. [32]). Легирование пленок As_2S_3 серебром позволяет значительно повысить их фоточувствительность [33], что определяет их практическое применение для создания голографических решеток с высокой пространственной частотой.

Экспериментируя с пленками As_2S_3 , легированными Ag, мы обнаружили в них СР, наведенные лазерным пучком [34]. Установлено, что СР растут под слабым излучением He-Ne лазера, т.е. под излучением по энергии квантов ($\hbar \omega = 1,96$ эВ), меньшим ширины запрещенной зоны As_2S_3 ($E_g = 2,3$ эВ). Облучение более мощным аргоновым лазером ($\hbar \omega = 2,5$ эВ) не индуцирует СР. Решетки в As_2S_3 растут главным образом на рассеянных ТЕ-модах. В отличие от пленок AgCl-Ag, зависимость периода СР d от толщины h более сложная. Если для AgCl-Ag зависимость $d(h)$ на конечной стадии облучения [6] определяется показателем преломления AgCl, то сопоставление экспериментального хода $d(h)$ с расчетным по дисперсионному уравнению для ТЕ-мод указывает на изменение n As_2S_3 -Ag от 2,8 при малых h до 2,54 при $h > 150$ нм, в то время как для чистой пленки As_2S_3 $n = 2,5$. На микрофотографиях пленок As_2S_3 -Ag обнаруживаются также СР, возникающие на рассеянных ТМ₀-модах.

Последующие эксперименты с пленками As_2S_3 -Ag, подвергнутыми облучению сфокусированным пучком от He-Ne лазера, привели к следующим результатам [35]. Обнаружено, что фоточувствительность пленок заметно повышается при их напылении в вакуумной установке, в которой предварительно испарялось AgCl. По-видимому, при последующем напылении As_2S_3 в пленку неконтролируемым образом проникают молекулы Cl_2 или летучие соединения Cl, ранее адсор-

бирванные на деталях установки. Облучение пленок сфокусированным линейно-поляризованным пучком также приводит к картине МД с хорошо выраженной турбулентностью световых пятен (рис.16). Однако временная эволюция картин МД отличается от таковой для пленок AgCl-Ag: вначале при малых экспозициях возникает оптическая турбулентность из-за конкуренции TE-CP со средней частотой осцилляций $0,5 \text{ с}^{-1}$ (рис. 16 а). Однако при последующей экспозиции МД, соответствующая TE-решеткам, ослабевает, и в картине МД появляются новые факелы, ориентированные $\perp \vec{E}_0$ (рис. 16 б, в, г). С ростом экспозиции факелы от TE-CP исчезают, а горизонтальные факелы на конечной стадии облучения расщепляются на две дуги с общей касательной $\perp \vec{E}_0$. Мы связываем появление TM-CP и подавление вертикального факела с возникновением CP, растущих на рассеянных TM_0 -модах. Отметим также, что оптическая турбулентность на TM_0 -модах имеет значительно меньшую частоту осцилляции.

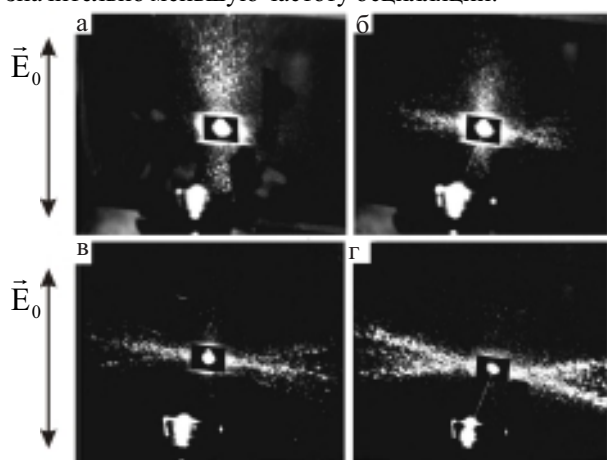


Рис. 16. Пространственно-временная эволюция картин МД с ростом времени экспозиции t . а), б), в), г): $t = 1, 15, 60, 120$ мин соответственно.

Для подтверждения связи новых факелов с TM_0 -решетками мы определили эффективные показатели преломления TE_0 - и TM_0 -мод путем непосредственного измерения d дифракционным методом: $n_{ef} = 2,205$ и $1,65$ соответственно. Использование двух дисперсионных уравнений для TE_0 - и TM_0 -мод [36] позволяет вычислить толщину h и показатель преломления пленки As_2S_3 -Ag. Оказалось, что $h = 94 \text{ нм}$, $n = 2,8$ и найденное значение h неплохо согласуется с $h \approx 100 \text{ нм}$, определенным заранее по навеске As_2S_3 и геометрии напыления на подложку. При заданном значении n , n_{ef} для TM_0 -моды равен

$$n_{ef} = n \cdot \sin \theta, \quad (29)$$

где θ – угол между волновыми векторами падающей волны и волны рассеянной в TM -моду. Так как отношение максимальных интенсивностей волн, рассеянных в TM - и TE -моду равно $\cos^2 \theta$ (формула (18)), из (29) следует, что при найденных значениях $n_{ef} = 1,65$ и $n = 2,8$ имеем $\cos^2 \theta = 0,66$ для пленки As_2S_3 -Ag, в то время как при том же значении n_{ef} для пленок AgCl ($n = 2,06$) $\cos^2 \theta = 0,36$. Отсюда следуют более благоприятные условия для развития CP на рассеянных TM_0 -модах для пленок As_2S_3 -Ag, по сравнению с пленками AgCl-Ag, что в итоге приводит к качественному изменению эволюции CP и оптической турбулентности, ослож-

ненной конкуренцией TE_0 - и TM_0 -решеток.

11. ОСОБЕННОСТИ МАЛОУГЛОВОЙ ДИФРАКЦИИ И ОПТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПЛЕНКАХ AgCl-Ag ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ S-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Мы исследовали МД и формирование CP при наклонном падении S-поляризованного пучка (вектор $\vec{E}_0 \perp \vec{k}_x$). При такой геометрии облучения возникают особенности в формировании CP с образованием доминантных S_- и S_+ решеток с разными периодами и с различной неустойчивостью и эволюцией доминантных решеток [8]. Кроме того, как следует из формулы (17) при $\varphi \geq \varphi_1$ дифрагированные волны от S_- -решеток в $m = -1$ порядок выходят за пределы облучаемого образца, что позволяет наблюдать эволюцию S_- -CP непосредственно по картинам дифракции, сочетая с наблюдением картин МД.

Рассмотрим дифракционную картину от S_- -решеток, наблюдаемую на экранах, поставленных нормально к падающему (отраженному) лазерному пучку, и воспользуемся формулой (16). Так как S_- -CP формируются при малых азимутах рассеяния α и дифракционные рефлексы имеют малую угловую полуширину ($\delta\alpha$ около $10^\circ - 20^\circ$), координаты точек пересечения дифрагированных мод с экраном на расстоянии R при малых α и $\varphi > \varphi_1$ равны

$$x = \frac{k'_{dx}}{k'_{dz}} R; \quad y = \frac{k'_{dy}}{k'_{dz}} R, \quad (30)$$

где ось X параллельна экрану и плоскости падения, штрихованные компоненты вектора \vec{k}'_d учитывают угол φ между плоскостью образца и экрана

$$k'_{dx} = \frac{k_0 n_{ef} \alpha^2 (1 - n_{ef}^2 + 2n_{ef}^2 \sin \varphi)}{2\sqrt{1 - (2 \sin \varphi - n_{ef}^2)^2}}$$

$$k'_{dy} = k_0 n_{ef} \alpha, \quad k'_{dz} = \pm k_0, \quad (31)$$

где “+” и “-” в \vec{k}'_d относятся к прошедшему через образец и отраженному пучкам соответственно. Из (29) и (30) следует, что форма дифракционного рефлекса от S_- -решеток зависит от угла падения φ и при $\varphi < \varphi^* = \arcsin[0,5(n_{ef}^2 - 1) \cdot n_{ef}^{-1}]$ – это парабола с вершиной, обращенной в сторону k_x , при $\varphi > \varphi^*$ – в противоположную сторону, при $\varphi = \varphi^*$ – это прямая, перпендикулярная k_x .

При $\varphi \neq 0^\circ$ изменяется также картина МД. Компоненты излучательных мод, как следует из (19) для случая доминантных мод от $S_-(\alpha = 0)$ и $S_+(\alpha = \pi)$ – решеток равны

$$\vec{k}_r = k_0 \cdot [\pm n_{ef} + m \cdot (n_{ef} \cos \alpha - \sin \varphi)] \hat{i} + m \cdot k_0 \cdot \sin \alpha \hat{j}, \quad (32)$$

где “+” и “-” относятся к модам, возбужденным на доминантной S_- -решетке с $\vec{K}_- = k_0 \cdot (n_{ef} - \sin \varphi) \hat{i}$ и S_+ -решетки с $\vec{K}_+ = -k_0 \cdot (n_{ef} + \sin \varphi) \hat{i}$. В процессах переизлучения следует различать 4 случая (рис. 17): 1, 2 – мода возбужденная $S_-(S_+)$ -CP с $\vec{K} = \vec{K}_0$ на соседних $S_-(S_+)$ -CP с $\vec{K} \neq \vec{K}_0 \equiv \vec{K}_{+,-}$, с азимутами а последних близкими к 0 и р соответственно; 3, 4 – мода возбужденная $S_-(S_+)$ -CP дифрагирует на соседних “чужих”

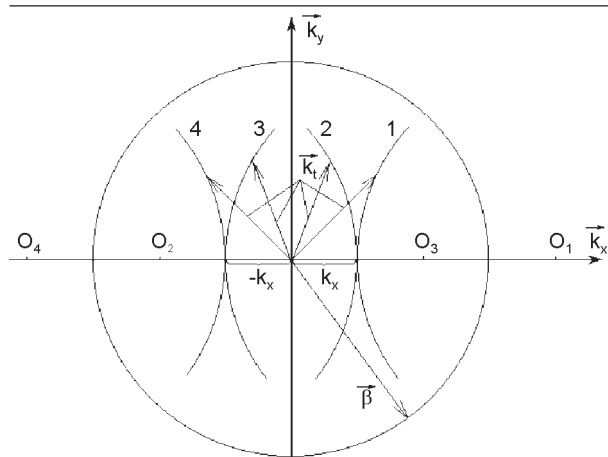


Рис. 17. Диаграмма, поясняющая возникновение дуг 1–4 малоуглового рассеяния. Центр окружности – точка падения луча на пленку, радиус окружности равен постоянной распространения β TE₀-моды, k_x – компонента вектора \vec{k} падающего S-поляризованного пучка, k_t – компоненты волновых векторов излучательных мод.

$S_+(S_-)$ -СР. Из (31) следует, что при дифракции в $m = -1$ порядок концы векторов \vec{k}_r лежат на дугах окружностей с центрами в $O_1(\beta_0 + k_x; 0)$ и $O_2(-\beta_0 + k_x; 0)$ для 1-го и 2-го случая соответственно ($\beta_0 = k_0 \cdot n_{ef}$). При $m = 1$ МД на “чужих” решетках приводит к появлению дуг окружности радиуса β с центрами в точках $O_3(\beta_0 - k_x; 0)$ и $O_4(-\beta_0 - k_x; 0)$ для 3-го и 4-го случаев. Таким образом, переизлучение мод на “своих” решетках приводит к МД в прошедшем и отраженном свете; переизлучение на “чужих” решетках дает картину МД навстречу падающему и отраженному пучкам. При наблюдении МД на экранах, поставленных нормально ко всем четырем пучкам, форма кривых перестает быть симметричной относительно \vec{E}_0 при $\varphi \neq 0^\circ$, и дуги МД на экранах при малых α приобретают форму парабол, аналогично тому, что наблюдается при обычной дифракции (формула (30)). При доминантных решетках с $\vec{K}_0 \neq \vec{K}_+$ и \vec{K}_- картина МД размывается в направлении, поперечном \vec{E}_0 .

Схема наблюдения МД на экранах во встречных пучках и дифракции от S₋решеток показана на рис. 18. Также как и при нормальном падении (§10) при фокусировке гауссова пучка (облучение He-Ne лазером, $P = 5$ мВт, $F = 9,4$ см, $S_F = 3 \cdot 10^3$ мкм², площадь облучаемого пятна $S_F = S_F \cdot \sec \varphi$, толщина волноводной

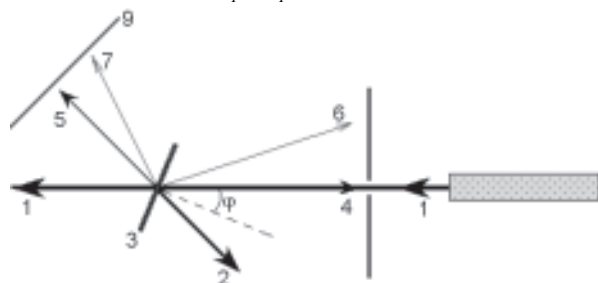


Рис. 18. Схема наблюдения МД и дифракции: угол падения $\varphi = 25^\circ$ S-поляризованного пучка на образец с $h \approx h_0$; 1 – лазерный пучок; 2 – отраженный пучок; 3 – образец; 4, 5 – пучки МД, встречный и обратный отраженному; 6, 7 – пучки дифракции от S₋спонтанных решеток в отраженном и проходящем свете; 8, 9 – экраны для наблюдения МД и дифракции во встречном и обратном отраженному пучку направлениях.

пленки 109 нм), в картине МД (рис. 19) наблюдается оптическая турбулентность с наибольшей частотой

хаотических осцилляций пятен при зарождении СР. По мере облучения частота осцилляций падает и картина МД замирает при t около 30 мин. В отличие от нормального падения, оптическая турбулентность при наклонном падении связана с конкуренцией S₊- и S₋-решеток как на “своих” соседних СР, так и на “чужих”, что сказывается на различии во временной эволюции картин МД в прошедшем, отраженном и встречных им пучках.

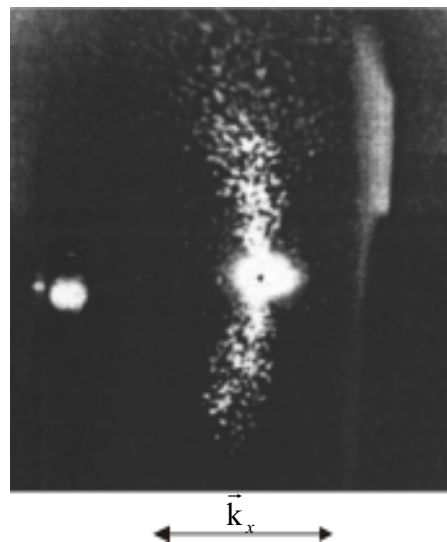


Рис. 19. Фотография картины МД, наблюдаемой на экране в направлении отраженного пучка, демонстрирует дискретную структуру, дугообразность и расширение полосы МД при удалении от ее центра. Угол падения индуцирующего спонтанные решетки сфокусированного лазерного пучка $\varphi = 37^\circ$. Светлое пятно слева – след от падающего пучка на образце.

Развитие СР и их конкуренция сказывается также на пространственно-временной неустойчивости S₋решеток и временной эволюции формы и структуры их дифракционных рефлексов. В целом рефлекс имеет серповидную форму (рис.20, а) с наиболее развитой центральной частью, что свидетельствует о развитии S₋СР на рассеянных модах при α , близких к 0°. Дискретность структуры наиболее выражена на концах рефлекса из-за меньшего числа СР формируемых при больших $|a|$. В центральной части рефлекс размыт в поперечном направлении, его более резкий край направлен в сторону \vec{k}_x , ширина рефлекса связана с разбросом n_{ef} [6] в различных СР и более резкий край соответствует меньшим значениям n_{ef} . Разброс n_{ef} приводит к разбросу в углах дифракции φ_d . Из (16) следует при $\alpha = 0^\circ$, что

$$\delta\varphi_d = \frac{\delta n_{ef}}{\sqrt{1 - (2 \sin \varphi - n_{ef})^2}}, \quad (33)$$

откуда видно, что $\delta n_{ef} = \text{const}$, а $\delta\varphi_d$ зависит от φ и при приближении φ к φ_1 (см формулу (17)) величина $\delta\varphi_d$ увеличивается. Это объясняет различие в ширине рефлексов при $\varphi = 25^\circ$ (рис.20, б, в) и $33,3^\circ$ (рис. 20 г–е).

Исследования центральных частей рефлексов показывают (рис. 20, б–е), что при зарождении S₋СР рефлекс состоит из ограниченного числа пятен, прерываемых темными промежутками. Интенсивность пятен и их поперечная протяженность уменьшается с рос-

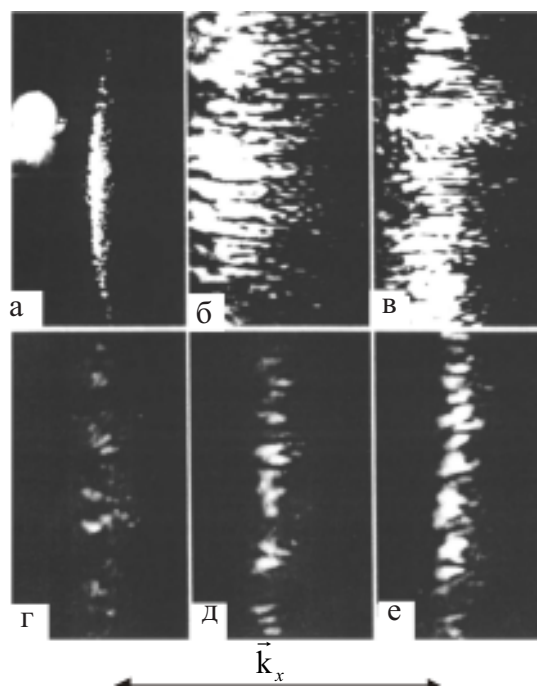


Рис. 20. Дифракционные рефлексы от S_- -спонтанных решеток в проходящем свете и оптическая турбулентность в этих рефлексах. Сфокусированный индуцирующий лазерный пучок. а – общий вид дифракционного рефлекса в стадии насыщения по экспозиции, $\varphi = 25^\circ$; б, в – развитие средней части дифракционного рефлекса, времена экспозиции $t = 1$ и 2 мин, $\varphi = 25^\circ$; г – е – развитие центральной части рефлекса при $\varphi = 33,3^\circ$, $t = 30$ с, 1 и 3 мин. соответственно.

том $|\alpha|$. Картина дифракции свидетельствует о малом числе зарожденных СР и малой их ДЭ. С ростом H пятен разгораются, их число увеличивается. Рефлекс пересекается темными поперечными полосами, связанными с дифракцией от границ СР, перпендикулярных к штрихам. Рефлекс как целое смещается в сторону \vec{k}_x из-за уменьшения n_{ef} , что согласуется с данными [6]; наибольший сдвиг наблюдается при малых H .

По мере развития рефлекс становится асимметричным с более резким краем, направленным в сторону \vec{k}_x . На более размытой противоположной стороне наблюдаются поперечные узкие идвигающиеся выбросы (протуберанцы), особенно проявляющиеся при меньшем φ (рис. 20, б, в). Выбросы ведут себя необычно: они зарождаются со стороны ярких пятен, движутся против, постепенно ослабевают и исчезают. Их появление мы связываем с конкуренцией S_- и S_+ -решеток. Допустим, что возбуждение TE_0 -мод происходит от двух центров рассеяния, расположенных вдоль \vec{k}_x . В промежутке между ними растут S_- и S_+ -СР на модах, распространяющихся в сторону и против \vec{k}_x . При интервале между центрами, меньшим размеров СР, возможно наложение S_+ -решеток на S_- . При наложении штрихи S_- -СР, состоящие из гранул Ag занимают промежутки между штрихами S_- -решетки ($d_+ < d_-$). Появление гранул в максимумах интерференционного поля, образованного на TE_0 -мод, возбужденной S_- -СР, приводит к увеличению n_{ef} и динамическому сдвигу дифракции от такой S_- -СР против. Движение, ослабление и исчезновение протуберанцев свидетельствуют о том, что наложение S_+ -СР на S_- приводит в итоге к гибели таких S_- -решеток.

Обнаружено также, что при углах падения

$$\varphi_3 = \arcsin\left(\frac{n_{ef}}{3}\right) \text{ и } \varphi_4 = \arcsin\left(\frac{n_{ef}}{2}\right) \quad (34)$$

заметно возрастает частота осцилляций пятен в картине МД, в дифракционном рефлексе и скорость перемещения рефлекса как целого. При этих углах падения (формула (15)) $d_- = 2 \cdot d_+$ при φ_3 и $d_- = 3 \cdot d_+$ (φ_4). В обсуждаемом эксперименте $h = 109$ нм, $n_{ef} = 1,66$ и $\varphi_3 = 33,3^\circ$, $\varphi_4 = 56^\circ$. Указанные соотношения между периодами способствуют быстрому росту S_- -СР за счет аннигиляции S_+ -СР. В картине МД, наблюдаемой против отраженного пучка и при φ_3 , совпадающей по направлению с S_- -дифракционным рефлексом, кроме быстрого хаотического движения пятен видно также их перемещение в сторону \vec{k}_x . В соответствии с выводами из формулы (31) и рис. 1б это указывает на развитие дуги МД при дифракции TE_0 -моды, порожденной растущей S_- -СР на слабых S_+ -СР. С ростом экспозиции МД гаснет при одновременном развитии дифракции от S_- -СР, что свидетельствует о гибели S_+ -решеток.

Конкуренция S_- и S_+ -СР, приводящая к гибели последних, наблюдается не только при “магических” углах φ_3 и φ_4 . Наблюдение картин МД в направлении, встречном лазерному пучку, и в прошедшем пучке при разных φ показывает, что при зарождении СР яркость пятен в двух картинах одинакова. Однако по мере развития S_- -рефлексов МД во встречном направлении постепенно гаснет, что указывает на разрушение S_+ -СР, в то же время МД в прошедшем пучке сохраняет свою яркость. По мере гибели S_+ -СР частота осцилляций заметно снижается. Турбулентность в конечной картине МД в прошедшем пучке отражает, таким образом, результат конкуренции только S_- -решеток.

Следует отметить, что наблюдаемая турбулентность в волноводных пленках AgCl-Ag и As_2S_3 -Ag существенно отличается от турбулентности, также наблюдаемой в фоторефрактивных и жидких кристаллах [26-28]. В указанных работах развитию турбулентности предшествует появление регулярных структур типа гексагонов и др., и порог возникновения турбулентности достаточно велик. В наших исследованиях порог возникновения турбулентности очень близок к порогу зарождения СР и оптическая турбулентность является результатом конкуренции различных спонтанных решеток при их зарождении и росте.

II. ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК

1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЛЕНОК В УЧЕБНЫХ ЦЕЛЯХ ДЛЯ ДЕМОСТРАЦИИ ЭФФЕКТОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

В предыдущих разделах мы исследовали нелинейные оптические явления, связанные с генерацией спонтанных решеток в фотослоях при воздействии одного лазерного пучка. Показано, что специфика волноводного распространения света в фотослоях приводит к существенному отличию нелинейных эффектов от эффектов, наблюдаемых в объемных кристаллах и других нелинейных средах. С другой стороны, для наблюдения эф-

фехтов требуются маломощные лазеры непрерывного действия, широко выпускаемые современной промышленностью и имеющиеся во многих лабораториях высшей школы. Таким образом, появляется возможность по постановке лабораторных работ и демонстраций по нелинейной оптике для широкого круга студентов-физиков и др. специальностей. Перечень таких учебных экспериментов изложен в [38]. Наиболее “узким” местом в постановке студенческих работ является приготовление фотослоев заданной толщины. Однако наличие вакуумных установок в лабораториях и методов определения толщин позволяют преодолеть эту трудность.

Возможностью знакомства с эффектами нелинейной оптики широкого круга студенчества не ограничивается практическое применение спонтанных решеток и сопутствующих им фотоиндуцированных эффектов, и в данном разделе мы обсудим некоторые другие применения.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖЕК С ПОМОЩЬЮ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК.

Как показано ранее, при толщинах фотослоев $h \leq h_0$, где h_0 – толщина отсечки волноводной TE_0 -моды (см. формулу (14)), в фотослое формируются СР на предельной TE_0 -моды с $\beta = k_0 \cdot n_s$, одновременно являющейся предельной модой подложки. Так как при нормальном падении лазерного пучка СР имеет вектор $\vec{K} = 2\pi/d \cdot \vec{s} = \beta \vec{s}$, период формирующихся решеток

$$d = \frac{\lambda}{n_s} \quad (35)$$

при любой поляризации индуцирующего пучка. Из (35) следует, что при точном знании λ лазерного пучка и достаточно точном определении периода d можно с высокой точностью определить показатель преломления подложек n_s . Такой метод был разработан и предложен в [39, 40]. Преимущества такого метода, по сравнению со стандартными рефрактометрическими методами, неоспорим, так как он позволяет измерять n_s в широком диапазоне значений ($1,3 \leq n_s < 2,0$) и на малой площади облучаемой подложки. Обычно для измерения периода d образец устанавливается на гониометре и угол дифракции измеряется путем совпадения дифрагированного пучка в $m = -1$ порядок с падающим (автоколлимационный метод). При $n_s \geq 2$ автоколлимационный метод при использовании того же лазерного пучка не применим и для измерения d следует использовать пробный пучок с длиной волны $\lambda' < \lambda$, что вызывает осложнения, связанные с использованием двух установок и с обработкой образцов.

Нами предложен метод измерения n_s в более широком диапазоне значений при использовании одного лазера [41]. В этой же работе обсуждается возможность определения n_s образцов с искривленной поверхностью.

Прежде, чем обсуждать метод [41], отметим некоторые особенности в формировании СР при толщине фотослоя $h < h_0$. При $h < h_0$ и $n > n_s$ СР формируются на

модях подложки. При большой толщине H подложки число возможных волноводных мод подложки равно

$$m = \frac{2H}{\lambda} \sqrt{n_s^2 - 1}, \quad (36)$$

из которой видно, что при типичных значениях $H = 1$ мм, $n_s = 1,5$ и $\lambda = 633$ нм, $m = 3,5 \cdot 10^3$, т.е. имеет место квазинепрерывный спектр мод подложки. По отношению к фотослою моды подложки ведут себя как моды утечки. Коэффициент затухания мод утечки в фотослое может быть вычислен в приближении лучевой оптики [36]. С учетом того, что коэффициент отражения на границе “слой-подложка” < 1 и зависит от угла падения, коэффициент затухания TE -мод равен [9, 40]:

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{2\sqrt{n_s^2 - n_{ef}^2} (n^2 - n_{ef}^2)}{n_{ef} h \left[\sqrt{n_s^2 - n_{ef}^2} + \sqrt{n^2 - n_{ef}^2} \right]^2}, \quad (37)$$

где α_0 – коэффициент затухания TE -мод в фотослое за счет поглощения, второе слагаемое определяется утечкой мод. Из (37) следует, что второе слагаемое в α зависит от показателя преломления моды n_{ef} и при $n_{ef} = n_s$ обращается в ноль, т.е. TE -моды подложки с $n_{ef} = n_s$ является наиболее добротной и на ней формируется СР. Желательно также, чтобы толщина h была бы близка к h_0 , так как чем больше h тем выше ДЭ решетки. Однако, при h близком к h_0 возникает опасность в правильном определении n_s из-за зависимости показателя преломления фотослоя от времени экспозиции t . Как показано в [6] начальный показатель преломления пленки $AgCl$ - Ag при малых t равен 2,54 и по мере экспозиции стремится к табличному значению $AgCl$ $n = 2,06$. Такая зависимость приводит к зависимости $h_0(t)$. Расчет по формуле (14) показывает, что при изменении n от 2,54 до 2,06 ($\lambda = 632,8$ нм, $n_s = 1,515$) величина h_0 изменяется от 25,3 нм до 49 нм. Таким образом, если величина h_0 вычисляется по табличному значению n фотослоя, то при малых t может оказаться, что h будет больше реального h_0 . В этом случае формула (35) непригодна для измерения n_s . Избежать эту трудность легко путем подбора экспозиции, при которой $d(t)$ достигает насыщения. Кроме того, как видно из формулы (14), h_0 зависит от n_s , т.е. определение n_s и h_0 – взаимозависимые задачи, и нахождение n_s требует предварительной оценки n_s и последующего h_0 и n_s методом итерации.

Заметим также, что возникновение СР на предельной моде подложки наблюдается также и при $n_s > n$. При этом показатель мод подложки изменяется в пределах $n_s \geq n_{ef} \geq n$. Поле предельных мод затухает в фотослое по экспоненциальному закону с глубиной проникновения в слой

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_s^2 - n^2}}. \quad (38)$$

Величина δ определяет допустимую толщину фотослоя для формирования необходимой СР. В [40] экспериментально показано, что толщина h не должна превышать 2δ так как при $h > 2\delta$ СР формируются на

квазиволноводных модах с $n_{ef} \neq n_s$. Зависимости h_0 и δ от n_s ($\lambda = 632,8$ нм) представлены на рис. 21 и могут быть использованы для выбора оптимальной толщины h .

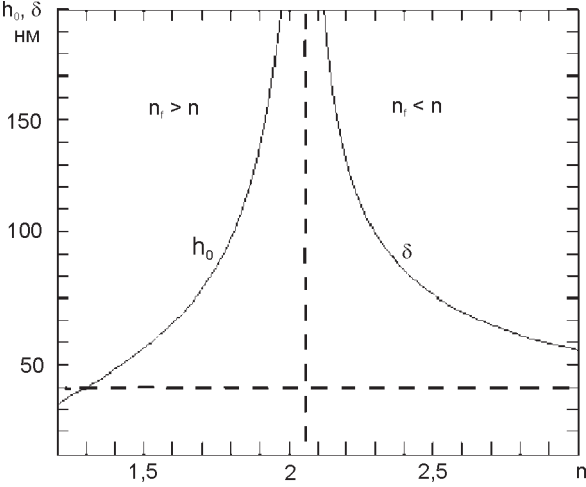


Рис. 21. Зависимости толщины отсечки h_0 волноводной TE_0 -моды и глубины проникновения δ предельной моды подложки в пленку от показателя преломления подложки n_s , n_f – показатель преломления пленки AgCl ($n_f = 2,06$; $\lambda = 633$ нм)

Мы пришли к выводу, что для расширения диапазона измеряемых значений n_s следует формировать СР при наклонном падении S-поляризованного лазерного пучка. В этом случае, как упоминалось, формируются S_+ - и S_- -решетки на предельной моде с периодами

$$d_{\pm} = \frac{\lambda}{n_s \pm \sin \varphi} \quad (39)$$

Для измерения n_s привлекательны S_- -решетки, период которых растет с ростом φ . Кроме того, при формировании S_- -решеток дифрагированный в $m = -1$ порядок пучок от S_- -решеток выходит на воздух при $\varphi > \varphi_1$ (формула (17)) и может быть зарегистрирован. Для n_s в интервале от 1,3 до 2,5 φ_1 изменяется в пределах $8,6^\circ \leq \varphi_1 \leq 48,6^\circ$. Если n_s точно неизвестно, то следует формировать S_- -СР при $\varphi \geq 50^\circ$. Появление дифракционного рефлекса $m = -1$ является свидетельством возникновения S_- -СР. Для измерения n_s , так же как и при нормальном падении лазерного пучка, удобно использовать автоколлимационный метод измерения n_s при котором угол дифракции определяется формулой $\sin \varphi_d = \lambda/2d$. Отсюда, с учетом (39), следует

$$n_s = 2 \sin \varphi_d + \sin \varphi \quad (40)$$

В реальном эксперименте можно использовать угол падения индуцирующего пучка около 70° . Полагая, что $\varphi = \varphi_d$, находим из (40) верхний предел измеряемых значений $n_s \approx 3 \sin \varphi \approx 2,8$. Таким образом S_- -решетки позволяют существенно повысить верхний предел измеряемых значений n_s без уменьшения длины волны измерительного пучка. При измерении углов падения с ошибкой $\delta\varphi = \pm 0,05^\circ$ ошибка в измерениях n_s не превышает $\pm 0,002$.

Рис. 22 демонстрирует формирование дифракционного рефлекса от S_- -решеток, в пленке AgCl-Ag на стеклянной подложке при $\varphi = 27^\circ$ и $h < h_0 = 49,5$ нм. Здесь же видна картина МД (справа). Видно, что при начальной стадии возникновения СР дифракционный рефлекс

(слева), так же как и МД, размыты в поперечном направлении. По мере роста экспозиции (рис. 22, б, в) дифракционный рефлекс сужается и приобретает резкий край, направленный против \vec{k}_x . Временная эволюция рефлекса связана с временной эволюцией n фотослоя и соответствующей величины h_0 . При малых t , $h > h_0$ и S_- -решетки растут на волноводных TE_0 -модах с $n_{ef} > n_s$, по мере экспозиции h_0 увеличивается и в итоге достигает расчетного значения для пленки AgCl. Зная угловое положение этого рефлекса, можно определить n_s .

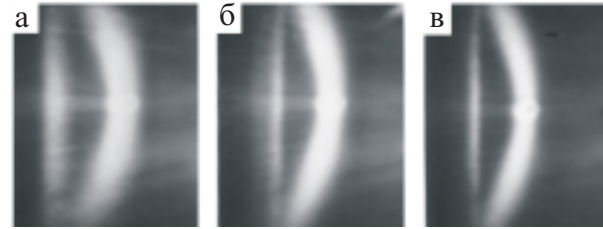


Рис.22. Картины дифракционного рефлекса от S_- -решетки и МД в процессе экспозиции при $\varphi = 27^\circ$ (а – в)

Примером образца с $n_s > n$ является кристалл $LiNbO_3$ ($n_o = 2,286$, $n_e = 2,206$, $\lambda = 632,8$ нм). Для измерения была использована пластина кристалла с осью \vec{c} , параллельной поверхности. При S-поляризации падающего пучка ($\varphi = 50^\circ$) при $\vec{c} \parallel \vec{k}_x$ измерения дают n_o и при $\vec{c} \perp \vec{k}_x$ – величину n_e , совпадающие с табличными данными. Другой пример демонстрирует возможность определения азимутальной зависимости показателя преломления необыкновенной волны [42] при облучении кристаллов циркулярно-поляризованным светом (рис.23, кристалл кальцита ($n_o = 1,655$, $n_e = 1,485$) нормальное падение лазерного пучка). Дифракционная картина рис. 23 получена с помощью пробного пучка от N_2 лазера ($\lambda = 337$ нм) и имеет форму овала, отражающего зависимость $n_e(\theta)$ ($\theta = \angle(\vec{c}, \vec{\beta})$) [42].

$$n_e(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta}} \quad (41)$$

Измерения углов дифракции дают полное согласие с расчетной зависимостью $n_e(\theta)$ по (40).

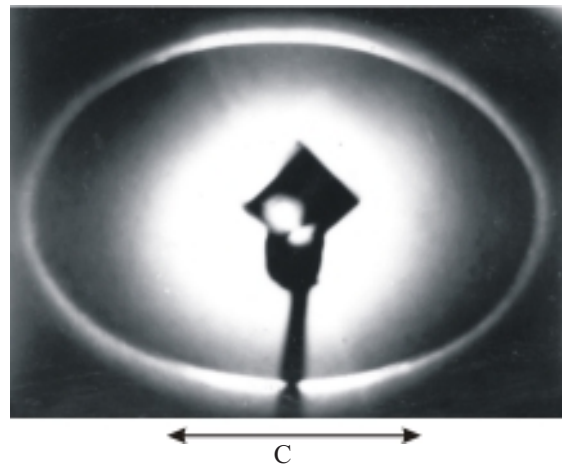


Рис. 23. Фотография дифракционной картины от СР, сформированных циркулярно-поляризованным пучком на кристалле $CaCO_3$.

Возможности определения показателей преломления подложек с искривленной поверхностью продемонстрированы измерениями d и n_s на прозрачных

цилиндрах различного диаметра. В качестве образцов использовались стандартный рубиновый стержень, используемый в рубиновых лазерах [43], диаметром 10 мм и стеклянный стержень диаметром 2 мм. Эксперименты с рубиновым стержнем показали, что S_- -решетки формируются при совпадении плоскости падения с плоскостью, проходящей через ось цилиндра и вектор \vec{k}_x . Так как основой рубина является гексагональный кристалл Al_2O_3 с $n_o = 1,766$ и $n_e = 1,758$, результат измерения зависит от ориентации оптической оси цилиндра \vec{c} . Использовался стержень, в котором угол между оптической осью и осью цилиндра составлял 60° . При $\vec{c} \perp \vec{k}_x$ в кристалле возбуждается необыкновенная волна. Измерения n_s дали $n_s = 1,760$. Эта величина с хорошей точностью совпала с $n_e(\theta)$, вычисленном по формуле (41) при $\theta = 60^\circ$. Этот результат указывает на возможность определения ориентации оптической оси в анизотропных стержнях. Однако попытки генерации S_- -решеток в стеклянном стержне диаметром 2 мм не привели к положительному результату, что указывает на неприменимость метода для поверхностей с малым радиусом кривизны. Следует так же сказать, что альтернативный метод определения показателя преломления прозрачных цилиндров был предложен в [44]. Метод [44] основан на анализе искривления изображения прямой линии (нити) при прохождении света через цилиндр. Задача решается с помощью геометрической оптики и дает менее точные значения, чем метод [41], и он мало пригоден для оптически анизотропных стержней.

В заключении отметим, что предложенный метод, кроме возможности измерения n_s в широком диапазоне его значений, имеет еще ряд преимуществ, связанных с лазерным способом формирования СР. Малый диаметр лазерного пучка около 1 мм и еще меньший при фокусировке позволяет определять n_s различных вкраплений в петрографических шлифах и на естественных сколах минералов. Метод пригоден также для измерения n_s драгоценных камней, закрепленных в ювелирной оправе [45], непрозрачных подложек при выполнении условия для коэффициента поглощения $\alpha < d^{-1}$, где d период СР.

3. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ВИДИМЫХ СПЕКТРОВ В ВОЛНОВОДНЫХ AgCl-Ag ПЛЕНКАХ

Ранее нами установлено, что широкая коллоидная полоса, созданная гранулами серебра в пленках AgCl-Ag, охватывает весь видимый диапазон и частично проникает в ближнюю ИК область. Кроме того обнаружено, что облучение линейно-поляризованным светом с заданной длиной волны от квазимонохроматических источников спонтанного излучения приводит к появлению поляризованных спектральных провалов в коллоидной полосе (эффект спектральной фотоадаптации [46]) и линейного дихроизма (эффект Вейгерта) [3, 4], причем оба эффекта проявляются во всем диапазоне существования коллоидной полосы. Проявление этих эффектов иллюстрируется на рис. 24, где показано возникновение поляризованного спектрального провала

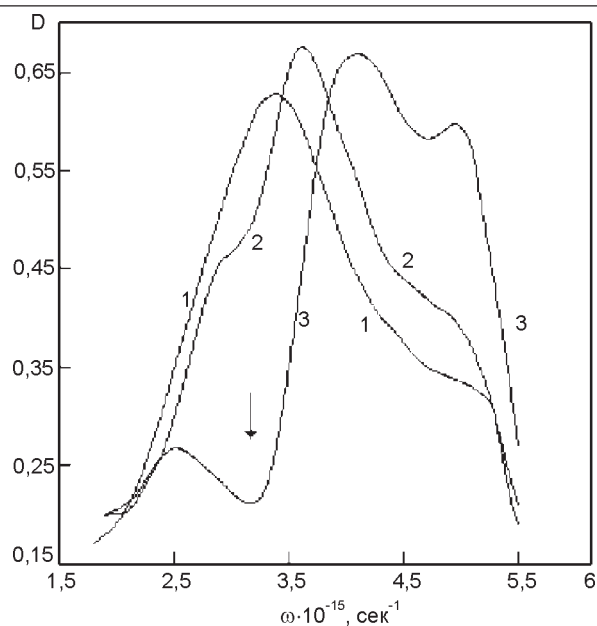


Рис. 24. Фотоиндуцированный дихроизм и спектральная поляризованная фотоадаптация в пленке AgCl-Ag: (1) – спектр оптической плотности (D) необлученного образца; (2) и (3) – спектры после облучения линейно-поляризованным квазимонохроматическим светом ртутной лампы ($\lambda = 578$ нм, $t = 30$ мин) при $\vec{E} \perp \vec{E}_0$ и $\vec{k} \parallel \vec{E}_0$ соответственно, где \vec{E} и \vec{E}_0 – векторы поляризации пробного и индуцирующего пучка соответственно. Стрелка показывает частоту индуцирующего пучка и спектральный провал при $\vec{E} \parallel \vec{E}_0$.

при действии излучения от ртутной лампы с фильтром ($\lambda = 579$ нм). Следует сказать, что поляризованный спектральный провал развивается не только при $H > H_{\text{пор}}$, но и при экспозициях $H < H_{\text{пор}}$, что указывает на участие СР в его углублении [47]. При уменьшении коэффициента поглощения пленки AgCl-Ag при длине волны облучения увеличивается длина пробега возбужденной моды l и при $l \geq 2d$ начинают зарождаться и развиваться СР. Более того, из-за выделения гранул Ag в интерференционных минимумах, эффективный коэффициент поглощения моды по мере развития СР падает, что способствует ее росту. Эффект фотоадаптации, сопровождающейся появлением СР во всем видимом диапазоне, дает возможность для записи голограмм на СР, и в частности голограмм спектров в широком частотном интервале [48].

Обсудим наиболее благоприятные условия для записи и восстановления голограмм. В общем случае при записи голограмм от предметов используется двухпучковая схема, где в качестве одного пучка используется рассеянный свет от предмета (предметный пучок), а в качестве второго – лазерный (опорный) пучок, непосредственно падающий на фотопленку. В предлагаемом методе в качестве предметного пучка является спектр, развернутый спектрографом от заданного источника, а опорным пучком – рассеянные различными длинами волн изучаемого спектра ТЕ-моды. Эта особенность определяет выбор установок для записи и восстановления голограмм и выбор толщины фотослоя. При выборе толщины пленки AgCl-Ag мы руководствовались следующими соображениями. Во-первых, пленка должна быть одномодовой, так как в случае многомодовых пленок из-за конкуренции различных мод ДЭ каждой СР снижается. Во-вторых, из одномодо-

вых пленок наиболее подходящими являются пленки толщиной $h \leq h_0$, так как в этом случае СР растут на предельной моде подложки с периодом $d = \lambda/n_s$, и отсутствует зависимость d от экспозиции, наблюдаемая при $h > h_0$. Так как речь идет о записи цветной голограммы, следует учитывать зависимость h_0 от λ , которая, как следует из формулы (14), зависит от дисперсии показателя преломления фотослоя (AgCl) и подложки. Расчет $h_0(\lambda)$ при известных значениях $n(\lambda)$ и $n_s(\lambda)$ (стекло К-8) приводит к почти линейной зависимости $h_0(\lambda)$: $h_0 = 0,094 \cdot \lambda - 0,012$ (мкм) в диапазоне от 0,4 до 0,9 мкм. При записи спектра следует выбрать толщину фотослоя $h < h_{0\min}$.

Для записи спектров плоскопараллельная подложка с нанесенной на ней пленкой AgCl-Ag помещается в фокальную плоскость спектрографа, и габариты подложки должны быть согласованы с габаритами фокальной плоскости. Так как глубина спектрального провала зависит от поляризации индуцирующего пучка (рис. 24), перед облучаемым образцом желательно поместить поляризатор. При восстановлении голограммы спектра следует осветить фотослой белым светом, пропущенным через торец подложки, плоскость которого AB параллельна оси длин волн (рис. 25). Белый свет, распространяясь по подложке, падает на СР и дифрагирует на них. Если λ от источника белого света совпадает с λ спектра, то угол дифракции в $m = -1$ порядок дифракционной волны, вышедшей на воздух, подчиняется уравнению

$$\sin \varphi_d = n_s \cdot (\sin \psi - 1), \quad (42)$$

Так как $d = \lambda/n_s$. Здесь ψ – угол падения на СР со стороны подложки. Из (42) видно, что при $\psi = \pi/2$ (скользящий вдоль подложки пучок) $\varphi_d = 0^\circ$, т.е. восстановленное цветное изображение спектра будет наблюдаться по нормали к поверхности фотослоя. Для фокусировки на торец и освещения всей голограммы используется цилиндрическая линза, высота которой равна ширине спектра. Возможно также восстановление голограммы через торец AC .

Эксперименты по записи и восстановлению голограмм были проведены с источниками линейчатого спектра (ртутная лампа, He-Ne лазер), сплошного спектра (Xe-лампа сверхвысокого давления). Записывались также голограммы спектров поляризованного излучения, пропущенного через двулучепреломляющую пластину (сапфир) при $\angle(\vec{E}_0, \vec{c}) = \pi/2$, $\vec{E}_0 \parallel$ и \perp шкале длин волн. При визуальном наблюдении голограмм наблюдается хорошее воспроизведение цветного спектра. Цветные фотографии окрашенных спектров были получены на пленке AGFa HDC-100 (www.iop.org). Черно-белые отпечатки голограмм представлены на рис. 26.

Заметим, что при прохождении света через двулучепреломляющую пластину толщиной L возникает разность фаз ортогональных волн $\delta = k_0(n_o - n_e) \cdot L$, которая при $\delta = m\pi$ приводит к линейной поляризации на выходе с $\vec{E} \parallel (\perp \vec{E}_0)$ при четном (нечетном) m соответственно и к циркулярной поляризации при $\lambda m + 1/2$. СР, сформированные ЦПС имеют наименьшую ДЭ из-за рассеяния света во всех направлениях. СР раз-

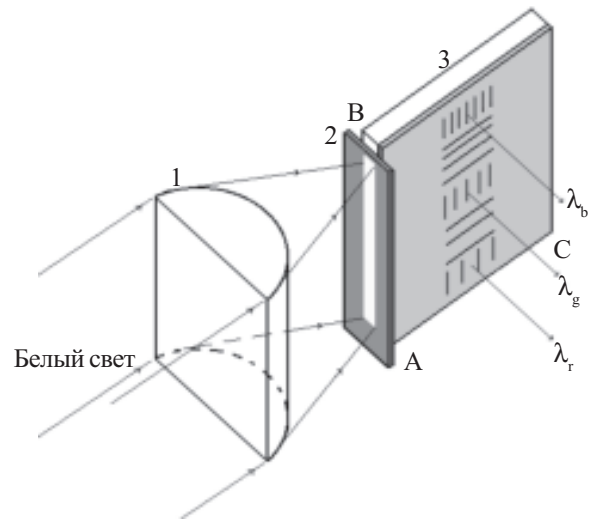


Рис. 25 Схема наблюдения спектров при освещении голограмм белым светом: 1 – цилиндрическая линза; 2 – тонкий светорассеивающий экран; 3 – образец; AB, AC – торцы образца, соответственно параллельный и перпендикулярный к направлению развертки спектра; $\lambda_{r,g,b}$ – восстановленные красный, зеленый и синий лучи. Штрихи на поверхности пленки условно показывают ориентацию штрихов СР для линейно поляризованных спектральных компонент в случае индуцирующего света, прошедшего через сапфир.

виваются наиболее эффективно под ЛПС со штрихами $\parallel \vec{E}$, т.е. при периодическом по λ повороте \vec{E} , штрихи СР поворачиваются также. Из-за периодического поворота штрихов наблюдаемая картина спектра состоит из перемежающихся темных и окрашенных полос. Поворот поляризатора на угол $\pi/2$ дает дополнительную систему полос с заменой в записанном спектре максимумов на минимумы (рис. 26).

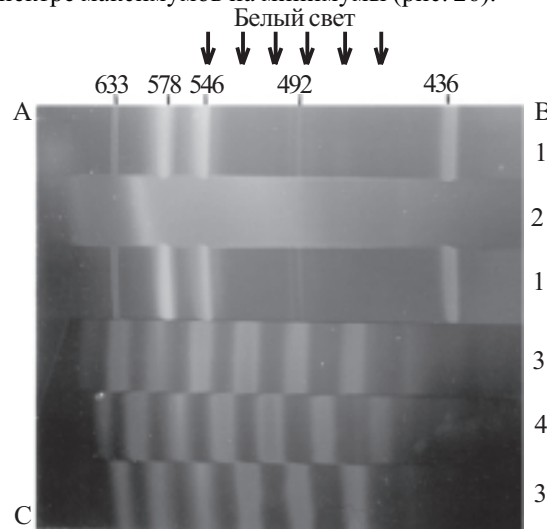


Рис. 26. Фотография воспроизведенных спектров при освещении голограммы белым светом через торец подложки AB (рис. 25): 1 – спектр ртутной лампы и спектральная линия He-Ne лазера ($\lambda = 633$ нм); 2 – спектр ксеноновой лампы; 3 и 4 – поляризованные спектры ксеноновой лампы после прохождения через кристаллическую пластинку, \vec{E}_0 индуцирующего СР света \parallel и \perp направлению развертки спектра соответственно; поляризация при записи создавалась двулучепреломляющей кристаллической пластинкой.

Подчеркнем отличие предложенного метода от других методов записи цветных голограмм. В 1881 году Липпманном был предложен метод получения цветных фотографий с помощью толстослойных фотоэмуль-

сий, контактирующих с хорошо отражающим зеркалом [49]. Метод основан на регистрации пучностей.

Этот метод до сих пор цитируется в современных учебниках по оптике [50]. С развитием голографии было установлено, что цвет объектной волны может быть воспроизведен с помощью объемных голограмм Денисюка [51]. В [52] был предложен вариант записи голограмм Денисюка путем нанесения фотоэмульсионного слоя на волноводную подложку при распространении опорной волны вдоль подложки. В отличие от предложенных методов, где используются толстые эмульсии с присущими им недостатками, в нашем методе голограмма спектра записывается в тонком фотослое в реальном времени облучения, и для записи голограммы не требуется специальной опорной волны, как, например, в [52]. Основным недостатком нашего метода является большое время экспозиции, если требуется регистрация спектра во всем видимом диапазоне.

Если записывать голограмму сплошного спектра в поляризованном свете при $\vec{E}_0 \perp$ щели спектрографа, то голограмма будет представлять собой дифракционную решетку с периодом, уменьшающимся с длиной волны, падающей на фотослой [53]. Известно, что специально приготовленная дифракционная решетка с переменным периодом ведет себя как плоский спектроскоп – так называемый мультиплексор [54]. Таким образом, спонтанные решетки, записанные указанным способом, также дают возможность для создания плоского спектроскопа. Для наблюдения спектра от заданного источника (например, ртутная лампа) достаточно осветить плоский спектроскоп под определенным углом падения и наблюдать дифракционные рефлексы. Однако из-за фоточувствительности пленки AgCl-Ag мультиплексор может разрушаться. Для получения устойчивого мультиплексора с хорошей ДЭ следует удалить AgCl в фиксаже. При обработке СР сохраняются и имеют тот же период. Для повышения ДЭ достаточно покрыть отфиксированный образец тонким слоем Al, хорошо отражающим свет во всем видимом диапазоне.

Известно, что целый ряд кристаллов обладает оптической активностью, т.е. способностью вращать плоскость поляризации падающего ЛПС, особенно при его распространении вдоль оптических осей. Угол поворота плоскости поляризации пропорционален толщине кристалла, и удельное вращение зависит от гиротропных свойств кристалла, обладая при этом существенной дисперсией. Так, например, удельное вращение кварца [55] изменяется от 17 град/мм при 650 нм до 49 град/мм (400 нм). Методика записи поляризованных спектров с помощью СР позволяет также записывать спектр вращения плоскости поляризации в видимом диапазоне [56]. Для демонстрации такой записи мы использовали плоскопараллельную кварцевую пластину с правым вращением размерами 55x35x10 мм. В соответствии с дисперсией угол поворота такой пластины подчиняется

эмпирической формуле $\varphi(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda} + \frac{c}{\lambda^2}$, где $a = 65^\circ$,

$b = -91$ град·мкм, $c = 106$ град·мкм. Такая пластина обеспечивает поворот на 180° , 270° и 360° для $\lambda = 644$, 532 и 464 нм соответственно. Фотография восстановленной с помощью схемы (рис. 25) голограммы от такой пластины (рис. 27) показывает появление ярких окрашенных максимумов (нижний спектр) при $\vec{E} \parallel \vec{E}_0$:

вращая вектор \vec{E}_0 можно перемещать эти максимумы по спектру.

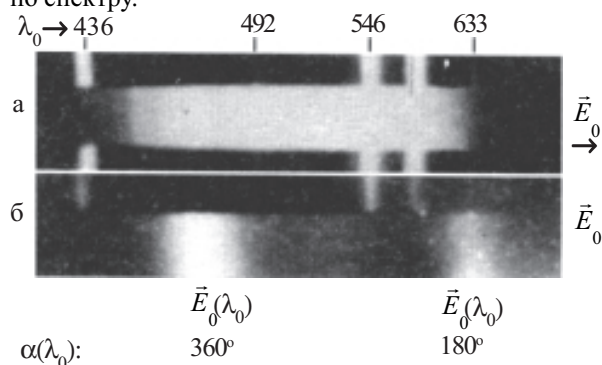


Рис. 27. Воспроизведение спектров голограммами в белом свете: а – непрерывный спектр, записанный при фиксированном направлении линейной поляризации \vec{E}_0 ; б – тот же спектр, записанный при вращении $\vec{E}_0(\lambda_0)$; $\lambda_0 \rightarrow$ показывает направление разветки спектра и реперные спектральные линии Hg и Ne; $\alpha(\lambda_0)$ показывает (примерно) спектральное положение углов поворота $\vec{E}_0(\lambda_0)$ на 360° и 180° стоячих волн, интервал между которыми пропорционален λ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При изложении результатов экспериментов по СР и по связанными с ними нелинейными оптическими явлениями мы не касались микроскопического механизма переноса массы в интерференционном поле, приводящим к формированию штрихов решеток. Подробное изложение механизма дано в обзорах [3, 4] и цитируемых в них работах. Здесь мы кратко остановимся на роли гранул Ag в AgCl-Ag при облучении пленок в районе коллоидной полосы. Известно, что облучение светом вызывает плазменные колебания в гранулах, которые в сильной степени повышают локальное высокочастотное электрическое поле в их окрестности [57]. Большие локальные поля вызывают гигантское комбинационное рассеяние света в молекулах, адсорбированных на гранулах [58]; усиленную люминесценцию молекул [59], генерацию вторых гармоник [60]. Локальные электрические поля способствуют также выходу фотоэлектронов из гранул с последующим их закреплением на ловушках в минимумах интерференции. При достаточном разделении зарядов возникает сильное статическое поле, которое в совокупности с локальным полем способствует отрыву ионов Ag^+ от гранул и их переносу на отрицательно заряженные ловушки. В итоге в интерференционном поле растут штрихи спонтанных решеток. Существенную роль в переносе ионов Ag^+ играет также высокая ионная проводимость AgCl [61].

Отметим также следующую особенность СР и связанных с ними эффектов. Толщины волноводных слоев, в которых мы проводили эксперименты, были около 100 нм и меньше; еще меньше поперечные размеры СР. Такие решетки можно рассматривать как плоские и процессы, приводящие к их формированию, как двухмерные. Эти особенности отличают СР в пленках от “шумовых” решеток, изучаемых в фоторефрактивных кристаллах [62, 63] и других объемных нелинейных средах. Двухмерные процессы, как правило, находят более простые объяснения по сравнению с объемными. До

сих пор многие эффекты, наблюдаемые в объемных средах (анизотрипное малоугловое рассеяние – фэннинг эффект, формирование регулярных структур и др.) вызывают дискуссию. С другой стороны, при увеличении толщины волноводов (многомодовые пленки) критерий плоских решеток нарушается [12]. При этом в СР в большей степени должна проявляться их объемность, что позволит перебросить мост между явлениями, наблюдаемыми в тонких пленках и объемных нелинейных средах.

ЛИТЕРАТУРА

- Siegman A.E., Fauchet P.M.. Stimulated Wood's anomalies on laser-illuminated surfaces.//IEEE I.Quant. Electron.-1986.-Vol.QE-22,N8.-P.1384-1403.
- Арутюнян Н.В. и др. Воздействие лазерного излучения на материалы.-М.: Наука, 1989.-366 с.
- Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в светочувствительных слоях.// Квант. электрон. (Киев).-1990.-вып. 38.-С.28-56.
- Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Photoinduced effects in light-sensitive films.// Opt. Engin.-1995.-Vol.34, № 4. -P.960-972.
- Kreibig U., Vollmer M. Optical Properties of Metal Clusters. Springer-Verlag, Berlin.- 1995.-527 p.6.
- Лымарь В.И., Милославский В.К., Агеев Л.А. Временная эволюция спонтанных решеток в тонких светочувствительных пленках AgCl-Ag.// Опт и спектр.-1997.-Т. 83, № 6.-С.995-1000.
- Денисюк Ю.Н. В книге Оптическая голография. Т.2.-М.: Мир, 1982.-692с.
- Varminsky M.V., Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Observing diffraction from photo-induced TE gratings in the process of their formation in thin films.// J.Opt.-1998.-Vol.29.-.253-258.
- Miloslavsky V.K., Nagal A., Ageev L.A., Peculiarities of spontaneous gratings formation on the radiative modes under circularly polarized radiation. // Opt. Commun.-1999.-Vol.164.-P.269-276.
- Ageev L.A., Miloslavsky V.K., Nagal A., Shpilevoy V. Spontaneous gratings in light-sensitive AgCl-Ag films formed by a normally incident circularly polarized focused laser beam.// Opt. Commun.-2000.-Vol.173.-P.285-289.
- Childs C.B., Slifkin L. Room temperature dislocation inside large crystals.// Phys. Rev. Lett.-1960.-Vol.5, № 11.-P.522-523.
- Маркузе Д. Оптические волноводы. - М.: Мир, 1974.-576 с.
- Honda T., Matsumoto H. Buildup of spontaneous hexagonal patterns in photorefractive BaTiO₃ with a feedback mirror.// Opt. Lett.-1995.-Vol.20, № 17.-P.1755-1757.
- Thuring B., Neubecker R., Tschudi T. Transverse pattern formation in liquid crystal light valve feedback system.// Opt. Commun.-1993.-Vol.102.-P.111-115.
- Ageev L.A., Miloslavsky V.K., Nagal A. Study of spontaneous grating formation in photosensitive films by means of small-angle scattering.//Pure Appl. Opt.-1998.-Vol. 7.-P. L1-L5.
- Miloslavsky V.K., Ageev L.A., Nagal A. Peculiarities of spontaneous gratings formation in light-sensitive films under elliptically polarized laser radiation.// Can. J. Phys.-1998.-Vol.76, № 1.-P.77-85.
- Miloslavsky V.K., Nagal A., Ageev L.A. Peculiarities of spontaneous grating formation in photosensitive films under linearly and circularly polarized radiation.// Opt. Commun.-1998.-Vol.147.-P.436-442.
- Борен К.Ф., Хаффмен Д.Р. Поглощение и рассеяние света малыми частицами.-М.: Мир, 1987.-664 с.
- ИщенкоЕ.Ф., Соколов А.Л. Поляризационный анализ. Ч. I.-М.: Знак, 1998.-207 с.
- Милославский В.К., Тютюнник О.В., Агеев Л.А. Пространственно-временная неустойчивость и гексагоны в светочувствительных пленках.// Вісник ХНУ, серія Фізика, Вип.5.-2001.- № 516.- С.55-61.
- Ageev L.A., Miloslavsky V.K., Varminsky M.V., Nagal A. Light scatter effect on formation of photoinduced periodic structures in thin light-sensitive films.// Functional Materials.-1997.-Vol.4, № 1.-P.5-11.
- Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики.-М.: Наука, 1989.-557 с.
- D'Alessandro G., Firth W.J. Spontaneous hexagon formation in a nonlinear optical medium with feedback mirror.// Phys. Rev. Lett.-1991.-Vol.66, № 20.-P. 2597-2600.
- Vorontsov M.A., Firth W.J. Pattern formation and competition in nonlinear optical systems with two-dimensional feedback.// Phys. Rev. A.-1994.-Vol. 49, № 4.-P. 2891-2906.
- Shkunov V.V., Anderson D.Z. Radiation transfer model of self-trapping spatially incoherent radiation by nonlinear media.// Phys. Rev. Lett.-1998.-Vol.81, № 13.- P.2683-2686.
- Günter P., Voigt E., et. al. Self-pulsation and optical chaos in selfpumped photorefractive BaTiO₃.// Opt. Commun.-1985.-Vol.55, № 3.-P.210-214.
- Akhmanov S.A., Vorontsov M.A., et. al. Controlling transverse-wave interactions in nonlinear optics: generation and interaction of spatiotemporal structures.// J. Opt. Soc. Am. B.-1992.-Vol. 9, № 1.-P.78-90.
- Thüring B., Neubecker R., et al. Aspects of pattern formation in a liquid crystal valve feedback system.// Asian J. Phys.-1998.-Vol. 7, № 3.- P.453-469.
- Robert B.D., Sipe J.E. Transverse instability in a nonlinear waveguide. I. Linear analysis.// J. Opt. Soc. Am. B.-1991.-Vol. 8, № 4.-P.786-796.
- Агеев Л.А., Милославский В.К., Плавская Е.И. Неустойчивость и оптическая турбулентность при формировании спонтанных решеток в одномодовых светочувствительных пленках AgCl-Ag.// Опт. и спектр.-2000.-Т.88, № 6.-С. 1005-1009.
- Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах.-М.: Мир, 1974.-472 с.
- Chumash V., Cojocarv I., et. al. Nonlinear propagation of strong laser pulses in chalcogenide glass films.//Progress in optics XXXVI, Editor Wolf E. Elsevier science.-1996.-Vol. 5.-P.1-47.
- Индутный И.З., Костышин М.Т., Касярум О.П. и др. Фотостимулированные взаимодействия в структурах металл-полупроводник.-К.: Наукова думка, 1992.-239 с.
- Агеев Л.А., Милославский В.К., Штайнборн Т., Лымарь В.И. Спонтанные решетки, индуцированные лазерным излучением в пленках As₂S₃-Ag.// Автометрия.-1992.-№ 2.-С.37-41.
- Агеев Л.А., Милославский В.К., Погребняк М.В., Ларионова Е.И. Оптическая турбулентность и эволюция нелинейного рассеяния лазерного пучка в тонких пленках As₂S₃-Ag с примесью хлора.// Вісник ХНУ, серія Фізика.-2001.-Вип.5. № 516.- С.67-72.
- Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов.- М.: Мир, 1984.-512 с.
- Агеев Л.А., Милославский В.К., Ларионова Е.И. Пространственно-временная неустойчивость и оптическая турбулентность при формировании спонтанных решеток S-поляризованным светом в волноводных пленках AgCl-Ag.// Опт. и спектр.-2000.-Т. 89, № 6.-С.1032-1039.
- Агеев Л.А., Милославский В.К., Эль-Ашхаб Х.И., Блоха В.Б. Учебные эксперименты и демонстрации по оптике: Учебное пособие.-Харьков.: Институт монокристаллов, 2000.-263 с.
- Агеев Л.А., Милославский В.К., Блоха В.Б. Способ измерения показателей преломления диэлектриков: А.с. SU 1278688 А1; Опубли. в БИ № 47.-1986.
- Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в пленках AgCl-Ag, обусловленные излучательными ТЕ-модами.// Опт. и спектр.-1985.-Т. 59, № 6.-С.1274-1280.
- Агеев Л.А., Милославский В.К., Тютюнник О.В., Эль-Ашхаб Х.И. Определение показателя преломления диэлектриков с помощью светоиндуцированных дифракционных решеток.// ЖПС.-2001.-Т. 68, № 2.-С.270-274.

42. Агеев Л.А., Эль-Ашхаб Х.И., Милославский В.К. Спонтанные периодические структуры в светочувствительных волноводных пленках на анизотропных подложках. // Опт. и спектр.-1993.-Т.75, № 5.-С.1079-1085.
43. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические генераторы на твердом теле.-М.: Сов. Радио, 1967.-384 с.
44. Alonso J., E. Bernabeu. A method for the measurement of the refractive index of dielectric cylinders.// Pure Appl. Opt.-1997.-Vol. 6.-P.147-152.
45. Anderson B.W. Gem testing. London: Butterworth and Co., 1980.- 456 p.
46. Агеев Л.А., Милославский В.К., Эль-Ашхаб Х.И. Спектральная фотоадаптация в тонких светочувствительных пленках AgCl-Ag.// Опт. и спектр.-1992. - Т.73, № 2.-С.364-370.
47. Агеев Л.А., Милославский В.К., Варминский М.В. Влияние эффекта Вейгера и спонтанных периодических структур на спектральную фотоадаптацию в тонких светочувствительных пленках AgCl-Ag.// Опт. и спектр.-1997.-Т.83, № 1.-С.159-164.
48. Ageev L.A., Miloslavsky V.K., Nagal A. Holographic recording of visible-light spectra in thin AgCl-Ag waveguide films.// J. Opt. A.: Pure Appl. Opt.-1999.-Vol.1.-P.173-177.
49. Lippmann M.G. Observations. De M. Edm. Becquerel sur La Communication de M.Lippmann an sujet de reproduction photographique des couleurs. // C.R. Acad. Sci.-1891.-Vol.112.-P.274.-277.
50. Born M., Wolf E. Principles of optics. 7th ed., Cambridge Unever. Press., 1999.-951 p.
51. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. // Опт. и спектр.-1963.-Т.15, № 4.-С.522-532.
52. Putilin A.N., Morozov V.N., Huang Q., Caulfield H.J. Waveguide holograms with white light illumination.// Opt. Engin.- 1991.-Vol.30, № 10.-P.1615-1619.
53. Агеев Л.А., Эль-Ашхаб Х.И. Плоский спектроскоп, или голограмма сплошного спектра на основе самоорганизующихся ТЕ-решеток.// Усп. физ. наук.-1992.-Т.162, № 9.-С.153-157.
54. Ярив А., Юх. П. Оптические волны в кристаллах.-М.: Мир, 1987.-616 с.
55. Fowles G.R. Introduction to modern optics Holt, Rinehart, Winston, N.Y. - 1968.-184 p.
56. Агеев Л.А., Плавская Е.И., Милославский В.К. Спонтанные периодические структуры, индуцированные в пленках AgCl-Ag непрерывным спектром при оптическом вращении плоскости поляризации.// Опт. и спектр.-2000.-Т.88, № 5.-С.863-868.
57. Гигантское комбинационное рассеяние. / Под ред. Р.Ченга и Т.Фуртака.-М.: Мир, 1984.-407 с.
58. Chen C.Y., Burstein E., Lundquist S. Gigant Raman scattering by pyridine and CN⁻ adsorbed on silver.// Solid State Commun.-1979.-Vol.32, № 1.-P.63-66.
59. Glass A.M., Liao P.F. et.al. Interaction of methal particles with adsorbed dye molecules: absorption and luminescence.// Opt. Lett.-1980.-Vol.5, № 3.-P.368-370.
60. Chen C.K., de Castro A.R., Shen Y.R. Surface enhanced second harmonic generation.// Phys. Rev. Lett.-1981.-Vol.46.-P.145-147.
61. Мейкляр П.В. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения.-М.: Наука, 1972.-400 с.
62. Odulov S.G., Belabaev K., Kiseleva I. Degenerate stimulated parametric scattering in LiTaO₃.// Opt. Lett.-1985.-Vol.10, № 1.-P.31-33.
63. Temple D.A., Warde C. Anisotropic scattering in photorefractive crystals.// J. Opt. Soc. Am. B.-1986.-Vol. 3, № 2.-P.337-341.

ІНДУКОВАНІ СВІТЛОМ СПОНТАННІ ГРАТКИ У ХВИЛЕВОДНИХ ПЛІВКАХ

В.К. Милославський, Л.А. Агеев

У статті представлено огляд результатів експериментальних досліджень нелінійних оптичних явищ у світлочувливих хвилеводних плівках, виконаних співробітниками кафедри фізичної оптики Харківського національного університету за останні сім років. Обговорюється формування спонтанних ґраток (СГ) на розсіяних хвилеводних модах при дії одного лазерного пучка на фотошар, еволюція їхнього періоду, способи спостереження їхнього зародження і росту в процесі опромінення, особливості виникнення і розвитку СГ при дії лазерного випромінювання з різним характером поляризації і при різних кутах падіння. Проведено аналіз малокутової дифракції, що містить інформацію про тип СГ та їх розвиток. Виявлено і досліджено нові нелінійні ефекти при фокусуванні лазерних пучків: формування регулярних структур – гексагонів, нелінійна оптична турбулентність. В другій частині статті обговорюються різні аспекти застосування СГ: новий метод визначення показників заломлення твердих тіл, запис кольорових голограм спектрів і спектрів поляризації світла від анізотропних і гіротропних кристалів, застосування СГ у навчальних цілях для демонстрації ефектів нелінійної оптики.

THE LIGHT-INDUCED SPONTANEOUS GRATINGS IN THE WAVEGUIDE FILMS

V.K. Miloslavsky, L.A. Ageev

The review of the experimental researches' results of non-linear optical phenomena in photosensitive waveguide films, accomplished by the scientists of the Physical Optics Chair of the Kharkov National University for recent seven years is made in the paper. The formation of spontaneous gratings (SG) on scattered waveguide modes at the action of one laser beam on a photolayer, the evolution of their period, the methods of observing their generation and growth during irradiation, the features of SG generation and development under the action of laser radiation with different state of polarization and at different angles of incidence are discussed. The analysis of small-angle diffraction keeping the information about SG type and their development is carried out. At the focusing of laser beams the new nonlinear effects were revealed and investigated: the formation of regular hexagonal structures, nonlinear optical turbulence.

In the second part of the paper the different aspects of SG application are discussed: the new definition method of solids refractive indices, the record of the colour holograms of spectra and the polarization spectra of light from anisotropic and gyrotropic crystals, the application of SG for the educational purposes for display of the effects of nonlinear optics.