

07

© 1991 г.

САМООРГАНИЗАЦИЯ СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК В ВОЛНОВОДНЫХ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СЛОЯХ

Л. А. Агеев, В. И. Лымарь, В. К. Милославский

Исследован рост спонтанных решеток (СР), индуцированных в волноводных светочувствительных пленках $\text{AgCl}-\text{Ag}$ наклонно падающим S - и P -поляризованным лазерным излучением ($\lambda=633$ нм). Обнаружено, что наиболее сложная система СР возникает на рассеянных в пленках TM_0 -модах на конечных стадиях облучения. Установлена решающая роль двухмерной брэгговской дифракции на исходных периодических структурах в самоорганизации системы СР. Показано, что строение системы СР на нелинейной стадии ее формирования существенно зависит от безразмерного параметра $\rho=k_x/\beta$, где k_x — проекция волнового вектора падающего излучения на поверхность пленки, β — постоянная распространения волноводной моды.

Введение

Несмотря на интенсивное изучение роста спонтанных решеток (СР) на поверхности твердых тел [1, 2] и в светочувствительных слоях [3-5], проблеме роста СР на конечной нелинейной стадии их формирования посвящено сравнительно мало исследований. В то же время в ряде теоретических работ предсказываются сложная самоорганизация периодических структур с образованием вторичных структур и кратных решеток [6], сложная динамика их роста с появлением осцилляции во временной зависимости амплитуды периодического поверхностного рельефа [7, 8]. Основные работы относятся к изучению роста периодического рельефа на поверхности твердых тел, индуцируемого мощным лазерным излучением. Теория роста СР в волноводных светочувствительных слоях практически не разработана. Вторичные СР, связанные с перерассеянием волноводных и поверхностных мод на первичных периодических структурах, обнаружены в светочувствительных пленках AgI [5]. Представляет интерес расширение круга исследований в этом направлении. В настоящей работе приводятся результаты эксперимента по формированию СР в одномодовых волноводных фотослоях $\text{AgCl}-\text{Ag}$ на нелинейной стадии их роста под воздействием наклонно падающего лазерного пучка.

Описание эксперимента

Образцами служили тонкие пленки $\text{AgCl}-\text{Ag}$ на стеклянных подложках, технология приготовления которых изложена в [3]. Эксперимент проведен на одномодовых пленках AgCl толщиной h , лежащей в пределах от h_{TM_0} до h_{TE_1} , где $h_{TM_0}=93$ нм и $h_{TE_1}=276$ нм — толщины отсечки TM_0 - и TE_1 -мод. Образец тыльной стороной подложки с помощью иммерсионной жидкости приводился в оптический контакт с одной из граней 60° -ной стеклянной призмы, вторая грань которой покрывалась высокоотражающей Al пленкой. Образец облучался линейно поляризованным пучком $\text{He}-\text{Ne}$ лазера ($\lambda=633$ нм) по автоколлимационной схеме (рис. 1). В этой схеме один и тот же участок пленки облучается непосредственно падающим и отраженным от Al зеркала пучками, что приводит к формированию в пленке голографической решетки с волновым вектором $\mathbf{K}_B=2\mathbf{k}_x$, где $k_x=(2\pi\lambda^{-1})n\sin\varphi$ — тангенциальная составляющая вол-

нового вектора падающей волны. Кроме голографической решетки возникают также СР, связанные с возбуждением TE_0 и TM_0 -мод за счет слабого рэлеевского рассеяния на поверхности пленки и гранулах Ag. О появлении СР можно судить по картине малоуглового рассеяния на экране (рис. 1), позволяющего сделать предварительные выводы о характере зарождающихся СР, их эволюции в процессе облучения и о результирующей структуре системы СР на конечной стадии их образования. На основании изучения малоуглового рассеяния выясняется, что при S -поляризации лазерного излучения растут нерегулярные СР на рассеянных TE_0 -модах, в то время как при P -поляризации на начальных стадиях облучения растут решетки на рассеянных TE_0 -модах (решетки «паркетного» типа [4]), а на конечных стадиях — на рассеянных TM_0 -модах при одно-

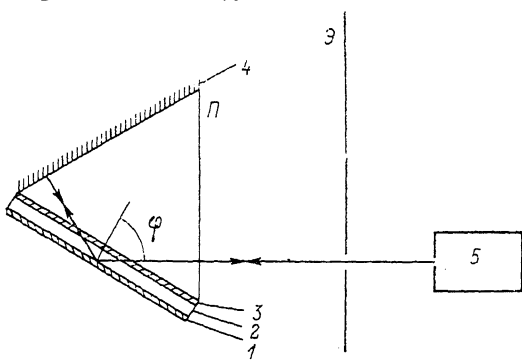


Рис. 1. Схема формирования спонтанных решеток (СР) в светочувствительных пленках AgCl—Ag.

Э — экран с отверстием для лазерного пучка, П — 60°-ная стеклянная призма, 1 — пленка AgCl—Ag, 2 — стеклянная подложка, 3 — иммерсионное масло, 4 — Al зеркало, $\varphi=60^\circ$ — угол падения лазерного пучка, 5 — He—Ne лазер.

временном ослаблении TE_0 -решеток. Результирующая картина малоуглового рассеяния в последнем случае состоит из сложного набора дуг, пересекающих центр лазерного пучка, и ярких пятен на пересечении дуг, что свидетельствует об образовании различных СР, представляющих собой главным образом вторичные периодические структуры.

Однако малоугловое рассеяние не дает полных сведений о строении всей системы СР и в пространственном спектре малоуглового рассеяния отсутствуют рефлексы от СР с малыми периодами. Для получения более полной информации о строении СР образцы снимались с призмы, устанавливались на гониометре и освещались лазерным пучком от He—Cd лазера ($\lambda=442$ нм). Периоды СР определялись по угловым измерениям дифракционных рефлексов в автоколлимационной схеме [5]. Дифрактограммы от образцов различных толщин, облученных при различной поляризации лазерного пучка, представлены на рис. 2.

Обсуждение результатов

Появление дуг на картине дифракции свидетельствует об образовании нерегулярных СР, связанных с рассеянием волноводных мод в слое AgCl—Ag и с их интерференцией с падающим на слой излучением. При S -поляризации лазерного пучка рассеиваются главным образом TE_0 -моды с азимутами γ ($\gamma = \langle \beta, k_x \rangle$, β — волновой вектор моды), близкими к 0 и π . В случае P -поляризации наблюдаются СР на рассеянных TE_0 -модах с γ , близкими к $\pm\pi/2$ и на рассеянных TM_0 -модах с γ , близкими к 0, π . Верхняя дуга на дифрактограммах соответствует СР, возникающим при взаимодействии TM_0 -мод с непосредственно падающим на образец лазерным пучком, с волновым вектором

$$K = \beta - k_x, \quad (1)$$

нижняя дуга — сопряженным СР, возникающим при интерференции отраженного от Al зеркала пучка с рассеянными модами. Центру дуг соответствуют решетки с $K = \beta(1 - \rho)$, $K \parallel k_x$, где $\rho = k_x/\beta$.

Для дальнейшего обсуждения следует учесть существование B -решеток с волновым вектором K_B . Дифракция рассеянных волноводных мод на B -решетке приводит в общем случае к возникновению излучательных мод с тангенциальной составляющей волнового вектора $k_t = \beta \pm K_B$, т. е. к малоугловому

рассеянию и ослаблению мод. Однако при выполнении условия двумерной брэгговской дифракции

$$\beta' = \beta \pm K \quad (2)$$

происходит взаимное резонансное преобразование волноводных мод и моды, подчиняющиеся (2), имеют большую амплитуду по сравнению с остальными. При $K = K_x$ брэгговская дифракция способствует росту C -решетки с волновым вектором $K_c \perp K_x$, $K_c = \beta (1 - \rho^2)^{1/2}$, что следует непосредственно из (1) и (2). Яркие рефлексы от C -решеток на TM_0 -модах видны на дифрактограммах на пересечении дуг основных окружностей. В то же время для S -поляризованного лазерного пучка дуги имеют более простое распределение интенсивности с максимумом при $\gamma = 0$ и C -решетка на рассеянных TE_0 -модах не образуется (рис. 2, а). Причиной этого различия является малый коэффициент связи между TE_0 -модами при брэгговской дифракции, так как, согласно [9],

$$\kappa_{TE_0} = \kappa_{TM_0} |\cos 2\theta_B|, \quad (3)$$

где θ_B — угол дифракции Брэгга, $\theta_B = (\pi/2) - \gamma$; для TE_0 -моды, формирующей C -решетку, $\gamma = \arcsin \rho$.

Для одномодовых пленок $AgCl-Ag$ на стеклянной подложке при изменении h от h_{TE_0} до h_{TE_1} , величина β изменяется на основании дисперсионного уравнения для TE_0 -мод от 1.5 до $1.88 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, что дает изменение κ_{TE_0} при $\varphi = 60^\circ$ от $0.5 \cdot \kappa_{TM_0}$ до $0.03 \cdot \kappa_{TM_0}$. Как следует из расчетов, вероятность образования C -решетки за счет резонансной связи TE_0 -мод возрастает с ростом φ и при h , близких к h_{TE_0} . Этим объясняется появление C -решеток на рассеянных TE_0 -модах в $AgCl-Ag$ [4] и AgI [5] при $h \sim h_{TE_0}$. Для пленок, использованных в настоящем эксперименте ($h = 155 \text{ нм}$), величина $\beta = 1.75 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $\kappa_{TE_0} = 0.104 \times \kappa_{TM_0}$, т. е. условия для роста C -решеток весьма ограничены.

Появление C -решетки приводит к образованию двумерной прямоугольной решетки с базисными векторами d_x и d_y , брэгговская дифракция на которой способствует формированию вторичных СР. Здесь следует рассмотреть дифракцию на решетках с волновыми векторами K_c и $K_B + K_c$. Используя (2) и (1), получаем волновые вектора вторичных СР: при $K = K_B + K_c$ в (2) компоненты волновых векторов S_1 -решетки

$$K_{S_1,x} = \mp \frac{\beta}{2} \frac{\sqrt{3}(1-\rho^2)}{(1+3\rho^2)^{1/2}}; \quad K_{S_1,y} = \frac{\beta}{2} (1-\rho^2)^{1/2} \cdot \left[1 \pm \frac{2\sqrt{3}\rho}{(1+3\rho^2)^{1/2}} \right], \quad (4)$$

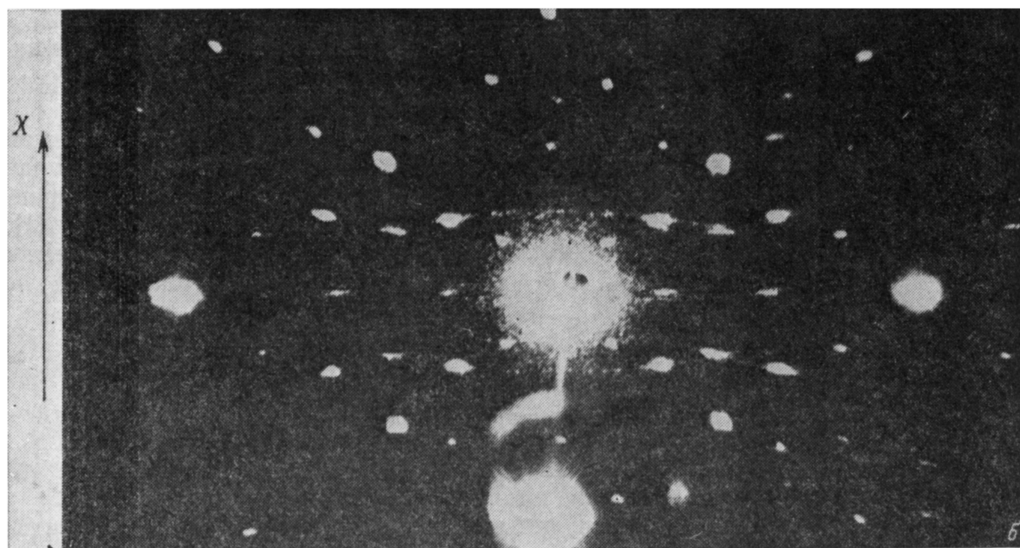
при $K = K_c$ компоненты волновых векторов S_2 -решетки

$$K_{S_2,x} = \frac{\beta}{2} [(3+\rho^2)^{1/2} - 2\rho]; \quad K_{S_2,y} = \frac{\beta}{2} (1-\rho^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Рефлексы от S_1 - и S_2 -решеток проявляются в виде ярких пятен на основных окружностях дифрактограмм (рис. 2, б, в) (на рис. 2 видны рефлексы от S_1 -решеток, соответствующих нижним знакам в (4)) — по 4 пятна в соответствии с симметрией картины.

Появление C -решеток и вторичных СР поясняет полярная диаграмма, построенная в плоскости (k_x, k_y) и иллюстрирующая двумерную дифракцию TM_0 -мод (рис. 3). Здесь $OA = k_x$, все волновые вектора СР откладываются от точки A , являющейся центром дифракционной картины, вектору C -решетки соответствует точка пересечения окружности радиуса β с центрами в $O(0, 0)$ и $B(K_B, 0)$. Концы волновых векторов S_1 - и S_2 -решеток лежат на пересечении окружностей с центрами в O и $B_1(K_B, \pm K_c)$ и в O и $O_1(0, \pm K_c)$, сопряженных S_1 - и S_2 -решеток — в B и O_1 и B и B_1 соответственно.

Размножение СР не ограничивается появлением C -, S_1 - и S_2 -решеток. Как видно из дифрактограмм, в пространственном спектре облученных образцов имеется значительно большее число рефлексов. Дополнительные рефлексы могут быть связаны с формированием кратных решеток на нелинейной стадии роста B -, C - и других решеток с новыми решетками, возникающими в результате брэгговской дифракции TM_0 -мод на кратных решетках и вторичных СР.



Периодические структуры в пленках $\text{AgCl}-\text{Ag}$ обусловлены главным образом пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости ϵ вещества пленки, возникающей за счет периодического распределения гранул Ag по объему пленки AgCl [10]. На нелинейной стадии роста B - и C -решетки перестают быть синусоидальными и приобретают компоненты Фурье в зависимости $\epsilon(\mathbf{r})$ с волновыми векторами

$$\mathbf{K}_{m,n} = m\mathbf{K}_e + n\mathbf{K}_b, \quad (6)$$

где n и m — целые числа.

Исследование дифракции при больших углах указывает на не существование дифракционных максимумов от B - и C -решеток высоких порядков, что говорит об их нелинейности. С другой стороны, несинусоидальную решетку с компонентами Фурье (6) можно рассматривать как набор решеток с волновыми векторами $\mathbf{K}_{m,n}$. Дифракция рассеянных мод на кратных решетках приводит к появлению и росту новых вторичных СР.

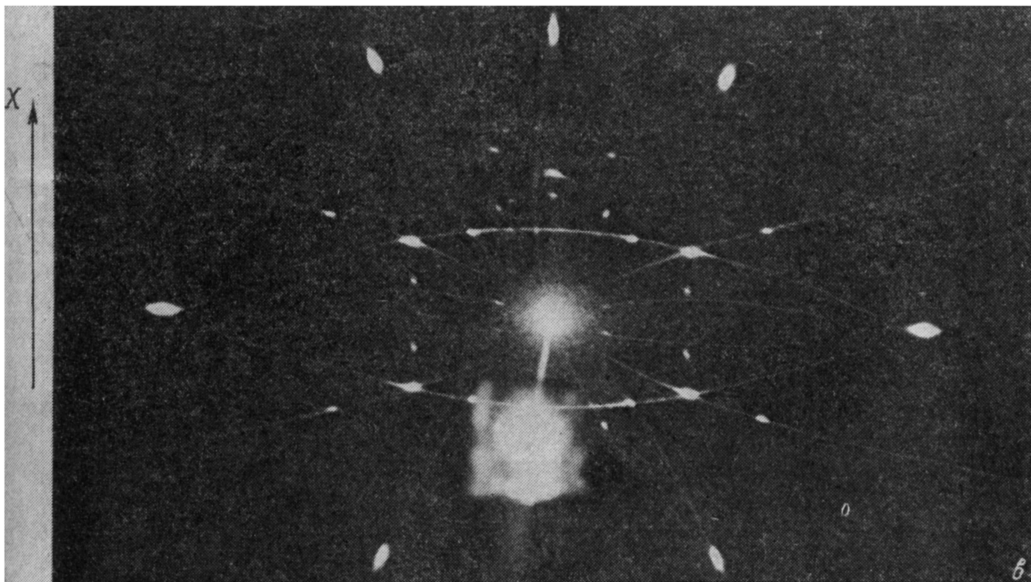


Рис. 2. (на с. 102—103). Картины дифракции от СР при нормальном падении измерительного лазерного пучка с $\lambda=442$ нм (наблюдение на экране с отверстием (центр картины) в отраженном свете).

a — СР сформированы *S*-поляризованным пучком с $\lambda=633$ нм; толщина пленки AgCl $h=155$ нм; дифракция — тонкие дугообразные линии; *b, в* — СР сформированы *P*-поляризованным пучком с $\lambda=633$ нм; $h=130$ и 200 нм, $\rho=0.843$ и 0.766 соответственно; дифракция — сложная симметричная система тонких дугообразных линий и пятен.

Рассмотрим формирование новых СР на примере нелинейных *C*-решеток. Двухмерная брэгговская дифракция на *m*-кратной *C*-решетке при взаимодействии дифрагированных мод с падающим излучением приводит к появлению вторичных СР с компонентами волновых векторов

$$K_{mx} = \frac{\beta}{2} [\pm (4 - m^2 + m^2 \rho^2)^{1/2} - 2\rho]; \quad K_{my} = \pm \frac{m\beta}{2} (1 - \rho^2)^{1/2}. \quad (7)$$

Из (7) ясно, что решетки с компонентами K_{mx} , K_{my} существуют при

$$\rho \geq \left(1 - \frac{4}{m^2}\right)^{1/2}.$$

При дифракции на решетке с вектором $2\mathbf{K}_c$ возможен рост СР во всем диапазоне ρ от 0 до 1, при $m=3$ — в интервале ρ от $(5^{1/2}/3)$ до 1, и т. д., т. е. с ростом m диапазон разрешенных значений ρ сужается. Отсюда следует, что ρ является важным параметром, определяющим характер возникающих СР при различных углах падения лазерного излучения на фотослой и при различных толщинах слоев в силу зависимости $\beta(h)$. Аналогично при брэгговской дифракции рассеянных мод на *n*-кратной *B*-решетке возможен рост СР при малых $\rho \ll |n|^{-1}$, т. е. СР на кратных *B*- и *C*-решетках образуются в различных диапазонах ρ . Все вместе говорит о возможном разнообразии в системах СР даже в пределах их развития на волноводных модах одного (например, TM_0) типа.

Заметим, что кратность *C*-решеток не только порождает новые вторичные СР, но и их различные комбинации с кратными *C*-решетками, т. е. наряду с СР с векторами \mathbf{K}_m неизбежно появляются решетки с волновыми векторами $\mathbf{K}_{m,p} = \mathbf{K}_m + p\mathbf{K}_c$ (p — целое число), а также с векторами $\mathbf{K}_{m,p} \pm \mathbf{K}_b$. Так, при $m=2$, кроме СР с компонентами $K_{2x}=0$, $K_{2y} = \pm\beta(1 - \rho^2)^{1/2}$ (*C* — решетка «работает» сама на себя) и $K_{2x} = \pm K_b$, $K_{2y} = \pm K_c$ в соответствии с (7), появляются решетки с $K_{2,\mp 1, x} = \pm K_b$ и $K_{2,\mp 1, y} = 0$. Последний случай наиболее интересен, так как из приведенного анализа следует, что дифракция мод на решетке с вектором $2\mathbf{K}_c$ усиливает рост *B*-решетки, возникающей начально в двухпучковой ситуации,

т. е. имеется тесная взаимосвязь между C - и B -решетками. С другой стороны, хорошо известно, что C -решетки зарождаются при облучении образцов одним лазерным пучком при отсутствии затравочной B -решетки [5, 11]. Таким образом, на нелинейной стадии роста C -решеток возможно зарождение спонтанной B -решетки.

Дифракция TM_0 -мод на решетках с волновым вектором $3K_c$ порождает вторичные СР с векторами K_3 , рефлекс от которых в силу большой длины K_3 не проявляются на дифрактограммах рис. 2, б, в. Однако на снимках хорошо видны яркие рефлекс, обозначенные на полярной диаграмме индексом S_3 , от решеток, волновые вектора которых являются линейными комбинациями векторов K_3 , K_c и K_B . Компоненты векторов решетки S_3 (рис. 3)

$$K_{S_3,x} = (\beta/2) \cdot [2\rho - (9 \cdot \rho^2 - 5)^{1/2}]; K_{S_3,y} = (\beta/2)(1 - \rho^2)^{1/2}.$$

Яркие рефлекс, лежащие на оси k_x , соответствуют решеткам с различными векторами для двух, приведенных на рис. 2, образцов. Для образца с $\rho = 0.843$ на вертикальной оси виден рефлекс от решетки с вектором $K_{S_3} = K_{S_3} + K'_{S_3}$, где $K'_{S_3}(K_{S_3,x}, -K_{S_3,y})$, $K_{S_3} = \beta[2\rho - (9\rho^2 - 5)^{1/2}]$. Образцу с $\rho = 0.766$ соответствует рефлекс от решетки с волновым вектором $K'_{S_3} = K_B - K_{S_3}$, $K'_{S_3} = \beta(9\rho^2 - 5)^{1/2}$ (рис. 2, в). Существует «магический» параметр $\rho = 0.79$, при котором S_5 - и S'_5 -решетки вырождаются ($K_{S_5} = K'_{S_5}$).

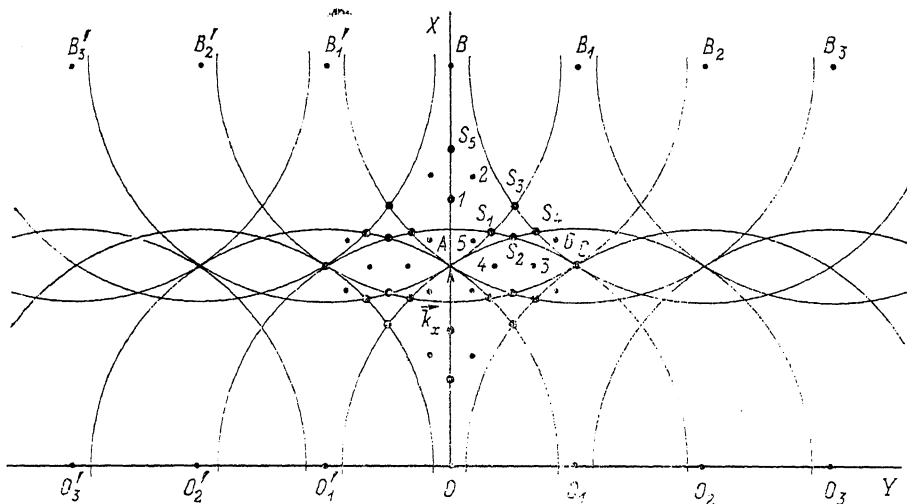


Рис. 3. Полярная диаграмма, поясняющая картину дифракции для образца с $\rho = 0.843$ (рис. 2, б).

Координаты точек $O_m(0, mK_c)$, $O'_m(0, -mK_c)$, $B_m(K_B, mK_c)$, $B'_m(K_B, -mK_c)$, $m = 1, 2, 3, \dots$

Наиболее яркие рефлекс на полярной диаграмме, построенной для образца с $\rho = 0.843$, обозначены S_i (S_4 соответствует решетке с $K_{S_4} = K_{S_1} \pm K_c$). Вторичные СР с яркими рефлексками порождают новые решетки (третичные структуры), более слабые рефлекс от которых формируют сложную картину дифракции, весьма чувствительную к изменению параметра ρ , что видно из сравнения дифрактограмм для образцов с $\rho = 0.766$ и 0.843 . Различие в третичных СР определяется преобладанием различных вторичных СР при разных ρ . Так, при $\rho = 0.766$ наиболее яркими рефлексками обладают S_2 -, S_3 - и S'_5 -решетки и слабые рефлекс соответствуют СР, волновые вектора которых являются линейными комбинациями векторов этих решеток. На диаграмме рис. 3 ($\rho = 0.843$) рефлекс от третичных структур обозначены номерами. Их соответствующие волновые вектора определяются комбинацией волновых векторов преобладающих C -, S_1 - и S_3 -решеток: 1) $K_{S_1} + K'_{S_1}$ ($K'_{S_1}(K_{S_1,x}, -K_{S_1,y})$), 2) $K_{S_3} + K'_{S_3}$, 3) $K_{S_1} + K'_{S_1}$ ($K'_{S_1}(-K_{S_1,x}, K_{S_1,y})$), 4) $K_c - (K_{S_1} + K'_{S_1})$, 5) $K_{S_3} - K_{S_1}$, 6) $K_{S_3} + K_{S_1}$; расположение найденных рефлексов хорошо соответствует картине дифракции рис. 2, б.

Рефлексы от вторичных СР расположены в точках пересечения окружностей Эвальда, координаты которых задают компоненты векторов TM_0 -мод, на которых происходит их взаимное резонансное преобразование. Однако на начальных и промежуточных стадиях облучения дуги некоторых окружностей проявляются в картине дифракции, что свидетельствует об образовании нерегулярных СР на модах, рассеянных под углами, отличающимися от угла брэгговской дифракции. По мере облучения образцов рефлексы от дуг ослабевают при одновременном разгорании пятен в точках их пересечения, что говорит о рассасывании нерегулярных решеток в пользу более регулярных и о решающей роли двухмерной брэгговской дифракции в формировании общей системы СР на конечной стадии их самоорганизации.

В заключение отметим, что проблема самоорганизации СР в волноводных светочувствительных слоях тесным образом связана с проблемой объемных шумовых решеток на нелинейной стадии их роста [12] при записи объемных голограмм в фотоэмульсионных слоях [13] и фоторефрактивных кристаллах [14].

Список литературы

- [1] *Атманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н.* // УФН. 1985. Т. 147. № 4. С. 675—745.
- [2] *Seigman A. E., Fauchet P. M.* // IEEE J. Quant. Elect. 1986. Vol. QE-22. N 8. P. 1384—1403.
- [3] *Агеев Л. А., Милославский В. К.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 5. С. 888—895.
- [4] *Блоха В. Б., Агеев Л. А., Милославский В. К.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1967—1972.
- [5] *Агеев Л. А., Ассаад Н., Милославский В. К., Блоха В. Б.* // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. Вып. 3. С. 646—651.
- [6] *Кондратенко П. С., Орлов Ю. Н.* // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 5. С. 1038—1046.
- [7] *Большов Л. А., Московченко А. В., Персианцев М. И.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 4. С. 62—75.
- [8] *Семиногов В. Н., Худобенко А. И.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 2 (8). С. 504—524.
- [9] *Семенов А. С., Смирнов В. Л., Щмалько А. В.* Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М.: Радио и связь, 1990. 225 с.
- [10] *Агеев Л. А., Милославский В. К., Ассаад Н.* // Опт. и спектр. 1988. 65. Вып. 1. С. 147—154.
- [11] *Баженов В. В., Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н., Макин В. С.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 24. С. 1520—1526.
- [12] *Ragnarsson S. I.* // Appl. Opt. 1978. Vol. 17. N 1. P. 116—126.
- [13] *Syms R. R. A., Solytar L.* // Opt. Commun. 1982. Vol. 43. N 2. P. 107—110.
- [14] *Авакян Э. М., Белобаев К. Г., Одулов С. Г.* // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 11. С. 3274—3278.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
2 июля 1990 г.