

СПОНТАННЫЕ  $S_-$ -РЕШЕТКИ И ОСОБЕННОСТИ ИХ ЗАРОЖДЕНИЯ  
И РАЗВИТИЯ В СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ AgCl–Ag

© 2006 г. Л. А. Агеев, Е. Д. Маковецкий, В. К. Милославский

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61077 Харьков, Украина

E-mail: evgeny.d.makovetsky@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 22.02.2005 г.

Приведены результаты экспериментального и теоретического исследования формирования и развития спонтанных  $S_-$ -решеток в светочувствительных волноводных пленках AgCl–Ag под действием одного лазерного пучка. Обнаружено существенное различие этих решеток при  $s$ - и  $p$ -поляризациях не только по периоду, но и по структуре и пространственно-временной устойчивости. Различный характер решеток детально объяснен конкуренцией  $S_-$ -решеток с другими решетками, параллельно развивающимися в пленке, а также изменением индикатрисы рассеяния при  $p$ -поляризации в результате интенсивного развития вырожденных  $S_-$ -решеток. Регулярность  $S_-$ -решеток на  $TM_0$ -модах при  $p$ -поляризации и больших углах падения позволяет увеличить точность определения показателей преломления подложек с помощью пленок AgCl, сформированных при толщинах отсечки волноводных  $TM_0$ -мод.

PACS: 42.62

## ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1, 2], спонтанные решетки (СР) образуются на поверхностях твердых тел при облучении мощным лазерным пучком. Причинами этого являются интерференция падающей волны (длина волны  $\lambda$ ) с поверхностными ТМ-модами, возбужденными из-за рассеяния света, и перенос массы вещества в интерференционном поле. При наклонном падении индуцирующего пучка тип СР зависит от поляризации пучка. При линейной  $p$ -поляризации в широком диапазоне углов падения  $\varphi$  растут так называемые [3]  $S_-$ - и  $S_+$ -решетки с азимутами векторов решеток  $\alpha = 0^\circ, 180^\circ$  ( $\alpha$  отсчитывается от плоскости падения) и периодами

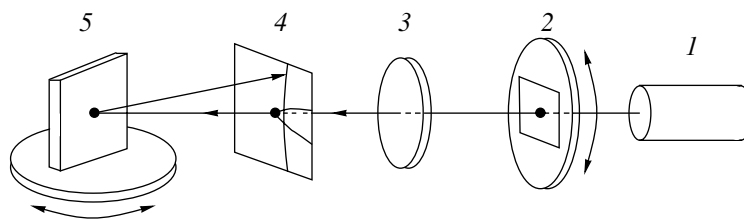
$$d_{S_-, S_+} = \lambda / (1 \mp \sin \varphi). \quad (1)$$

Эти СР доминантны, так как при  $p$ -поляризации рассеянные ТМ-моды имеют наибольшую амплитуду при азимутах  $\alpha = 0^\circ, 180^\circ$ . Доминантность спонтанных  $S_-$ - и  $S_+$ -решеток подтверждается расчетом азимутальной зависимости инкремента их роста за счет положительной обратной связи [4, 5]. Дифракционные рефлексы в заданной геометрии имеют, однако, не точечный, а серповидный характер, что указывает на формирование  $S_-$ -подобных решеток, растущих на модах с  $\alpha \neq 0^\circ$ . В [3] установлено, что независимо от выбора облучаемого материала при  $\varphi \approx 35^\circ$  спонтанные  $S_-$ - и  $S_+$ -решетки ослабляются и исчезают из-за роста регулярных вырожденных  $S_-$ -решеток. В [6] теоретически предсказаны периодические осцилляции амплитуд спонтанных  $S_-$ - и  $S_+$ -решеток из-за их

конкуренции на нелинейной стадии роста, но экспериментально, как нам известно, такие осцилляции не обнаружены.

Спонтанные решетки были также обнаружены в светочувствительных пленках, обладающих волноводными свойствами: в пленках AgCl, допированных Ag (AgCl–Ag) [7], AgBr–Ag, AgI, As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> [8], в пленках фотополимеров [9]. Здесь мы ограничимся пленками AgCl–Ag, так как в пленках других веществ наблюдаются сходные закономерности в развитии спонтанных  $S_-$ - и  $S_+$ -решеток.

Тонкая пленка AgCl, осажденная на прозрачную подложку (стекло), является асимметричным волноводом, в котором возможно распространение  $TE_m$ - и  $TM_m$ -мод [10]. Однако пленка нечувствительна к излучению видимого диапазона, и для повышения чувствительности в пленку вводится серебро, которое выделяется в виде мельчайших гранул и создает в AgCl полосу поглощения с максимумом при 500 нм. Облучение пленки пучком излучения маломощного газового лазера возбуждает волноводные моды из-за рассеяния света гранулами Ag. В интерференционном поле, созданном падающей волной и рассеянной модой, возникает перенос массы Ag в минимумы интерференции, что в итоге приводит к формированию квазипериодической структуры, состоящей из микрорешеток (доменов СР). Механизм переноса массы Ag изложен в [7, 8]. В отличие от СР на поверхности твердых тел в пленках возможен рост СР на рассеянных  $TE$ - и  $TM$ -модах с различными постоянными распространения, зависящими от



**Рис. 1.** Схема установки для получения и исследования спонтанных решеток: 1 – одномодовый He-Ne-лазер,  $\lambda = 632.8$  нм,  $P = 8$  мВт; 2 –  $\lambda/2$ -пластина на вертикальном гониометре (для поворота плоскости поляризации); 3 – собирающая линза,  $F = 9.5$  см; 4 – экран с отверстием для лазерного пучка; 5 – образец на горизонтальном гониометре.

толщины фотослоя, т.е. СР в светочувствительных планарных волноводах обладают большим разнообразием.

Впервые спонтанные  $S_-$ - и  $S_+$ -решетки были обнаружены в пленках AgCl–Ag малой толщины ( $h < h_{\text{TM}_0}$ , где  $h_{\text{TM}_0}$  – толщина отсечки  $\text{TM}_0$ -моды), облученных He-Ne- [7] и He-Cd-лазерами [11]. Спонтанные решетки возникали при  $s$ -поляризации лазерного пучка, возбуждающего в пленке рассеянные  $\text{TE}_0$ -моды с периодами, аналогичными (1):

$$d_{S_-, S_+} = \lambda / (n_{\text{ef}} \mp \sin \varphi), \quad (2)$$

где  $n_{\text{ef}}$  – эффективный показатель моды (здесь  $n_{\text{ef}} = n_{\text{TE}_0}$ ). В дальнейшем была обнаружена необычная динамика  $S_-$ - и  $S_+$ -решеток [12]: на начальных стадиях облучения растут спонтанные  $S_+$ -решетки, но по мере экспозиции  $S_+$ -решетки исчезают и сменяются  $S_-$ -решетками. Особенно ярко конкуренция спонтанных  $S_-$ - и  $S_+$ -решеток проявляется при фокусировке лазерного пучка [13]. В картине анизотропного рассеяния света, наблюдаемой в направлении, встречном по отношению к падающему пучку, обнаружена система хаотически появляющихся, движущихся и исчезающих пятен, свидетельствующая о росте одних и исчезновении других микрорешеток (нелинейная оптическая турбулентность). Обнаружено, что турбулентность связана с ростом спонтанных  $S_-$ -решеток за счет подавления и гибели  $S_+$ -решеток. Наблюдаемая конкуренция несколько сходна с предсказанной в [6], однако вместо периодических осцилляций (согласно [6]) в [13] наблюдалась хаотическая осцилляция пятен от мод утечки со средней частотой, уменьшающейся по мере экспозиции.

$S_-$ -решетки были обнаружены нами при вводе  $p$ -поляризованного пучка через призму [8, 14] и при больших углах падения из воздуха [15] в пленках AgCl–Ag с  $h > h_{\text{TM}_0}$ . Оптическая микроскопия, проведенная в [15], указывает на существенно различное строение  $S_{-, \text{TE}_0}$ - и  $S_{-, \text{TM}_0}$ -решеток. В данной работе проведено более подробное исследование

зарождения и развития спонтанных  $S_-$ -решеток при  $s$ - и  $p$ -поляризациях с целью выяснения причин их различия.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

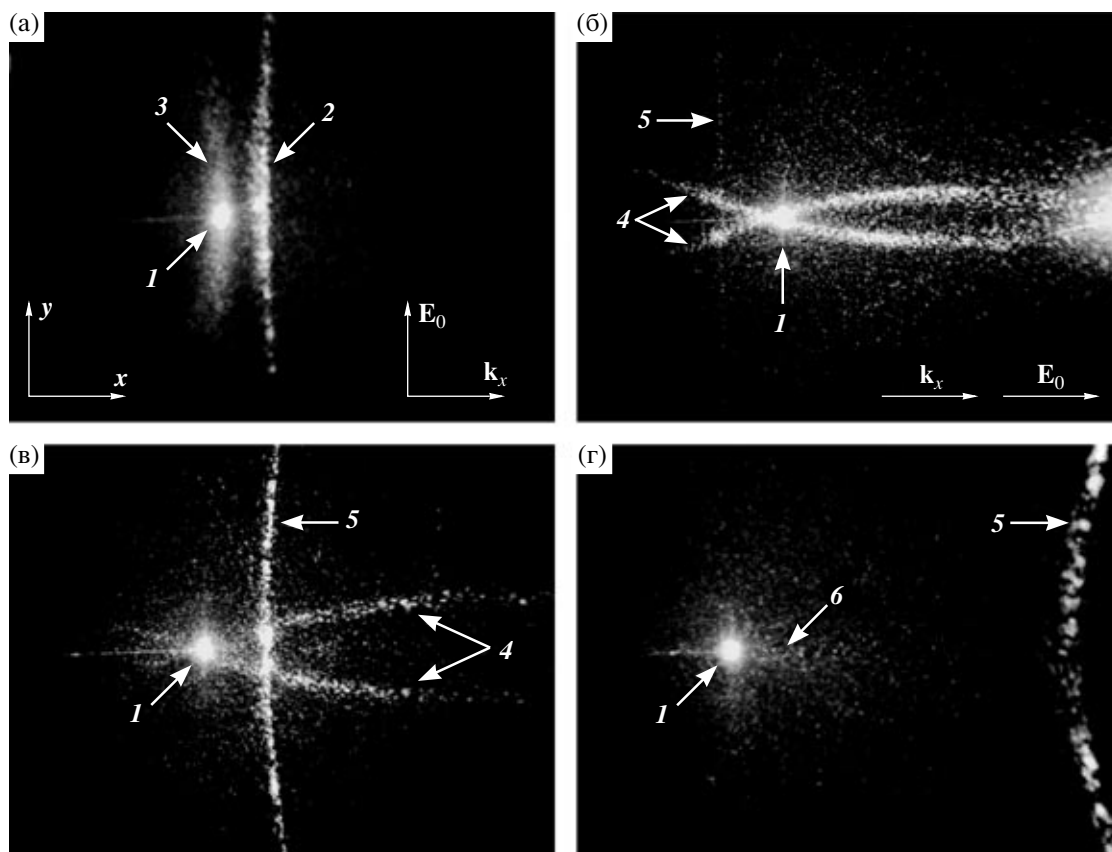
Исследование спонтанных  $S_{-, \text{TE}_0}$ - и  $S_{-, \text{TM}_0}$ -решеток было проведено в пленках AgCl–Ag в диапазоне толщин  $h_{\text{TM}_0} \leq h < h_{\text{TE}_1}$ , где  $h_{\text{TM}_0}$ ,  $h_{\text{TE}_1}$  – толщины отсечек соответствующих мод:

$$h_{\text{TM}_0} = \frac{\lambda}{2\pi(n^2 - n_s^2)^{1/2}} \arctg \left[ n^2 \frac{(n_s^2 - 1)^{1/2}}{(n^2 - n_s^2)^{1/2}} \right],$$

$$h_{\text{TE}_1} = \frac{\lambda}{2\pi(n^2 - n_s^2)^{1/2}} \arctg \frac{(n_s^2 - 1)^{1/2}}{(n^2 - n_s^2)^{1/2}} + \frac{\lambda}{2(n^2 - n_s^2)^{1/2}}, \quad (3)$$

где  $\lambda = 632.8$  нм – длина волны излучения He-Ne-лазера. Толщины отсечек  $h_{\text{TM}_0} = 94$  нм и  $h_{\text{TE}_1} = 273$  нм были рассчитаны по табличным значениям  $n = n_{\text{AgCl}} = 2.06$  и  $n_s = 1.515$  (стекло). Толщина фотослоя определялась по массовой толщине, рассчитанной при заданной геометрии испарения вещества для плоского испарителя [16], а также измерялась по линиям равного монохроматического порядка по методу Толанского [17]. Пленки AgCl–Ag осаждались в вакууме на холодные подложки последовательным испарением AgCl и Ag. Массовая толщина Ag была около 10 нм, что задавало фактор заполнения пленки Ag  $q \leq 0.1$ .

Схема облучения образцов приведена на рис. 1. Узкий пучок от He-Ne-лазера ( $P = 8$  мВт, ширина перетяжки моды на выходном зеркале  $w_0 = 3 \times 10^{-2}$  мм) проходил через кварцевую  $\lambda/2$ -пластину, закрепленную на вертикальном гониометре. Затем пучок проходил через собирающую линзу ( $F = 9.5$  см) и отверстие в экране, перпендикулярном этому пучку, после чего падал на образец, закрепленный на горизонтальном гониометре. При расстоянии 60 мм между лазером и линзой шири-



**Рис. 2.** Картины рассеяния света на экране (рис. 1, экран 4) в процессе облучения пленки AgCl–Ag: а – *s*-поляризация, угол падения  $\varphi = 35^\circ$ ; б – *p*-поляризация,  $\varphi = 25^\circ$ ; в – *p*-поляризация,  $\varphi = 35^\circ$ ; г – *p*-поляризация,  $\varphi = 50^\circ$ . Обозначения: 1 – лазерный пучок, 2 – дуга дифракции лазерного пучка в порядок  $-1$  на  $S_{-,TE_0}$ -подобных решетках, 3 – факел анизотропного рассеяния, связанный с дифракцией  $S_{\mp,TE_0}$ -мод на  $S_{\pm,TE_0}$ -решетках, 4 – дуги анизотропного рассеяния, связанные с доминантностью  $C_{TE_0}$ -решеток, 5 – дуга дифракции лазерного пучка в порядок  $-1$  на  $S_{-,TM_0}$ -подобных решетках, 6 – факел, связанный с существованием  $P_{TE_0}$ -подобных решеток.

на перетяжки сфокусированного пучка на образце  $w_F = 62$  мкм. Облучаемое пятно при  $\varphi \neq 0^\circ$  имеет эллиптическую форму с площадью  $S_F(\varphi) = S_F(0)\sec\varphi$ , где  $S_F(0) = 3 \times 10^3$  мкм<sup>2</sup>. Дифракция от спонтанных  $S_-$ -решеток в порядок  $m = -1$  при  $\varphi > \varphi^*$ , где  $\varphi^* = \arcsin[(n_{ef} - 1)/2]$  (см. [13]), наблюдалась на экране, что позволяло исследовать пространственно-временную эволюцию спонтанных  $S_-$ -решеток в процессе облучения. Так как  $n_{ef}$  меняется в пределах от  $n_s$  до  $n$ , наименьшее значение  $\varphi^* = 14^\circ 55'$  достигается при  $h = h_{TM_0}$  и  $n_{ef} = n_{TM_0} = n_s$ . Периоды  $S_-$ -решеток при различных  $h$  и  $\varphi$  измерялись по методу автоколлимации. Путем поворота  $\lambda/2$ -пластины достигалась *s*- или *p*-поляризация индуцирующего пучка. При  $\varphi > 50^\circ$  периоды  $S_-$ -решеток  $d_{S_-} > \lambda$ , что позволяет наблюдать их пространственную структуру под оп-

тическим микроскопом (микроскоп МИИ-4, наблюдение в отраженном свете).

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Существенное различие  $S_{-,TE_0}$ - и  $S_{-,TM_0}$ -решеток демонстрируют картины, полученные на экране (рис. 2,  $h = 100$  нм, время экспозиции  $t = 5$  мин,  $\varphi = 25^\circ, 35^\circ, 50^\circ$ ). При *s*-поляризации дифракционный рефлекс 2 от  $S_{-,TE_0}$ -решетки (порядок  $m = -1$ , рис. 2а) имеет серповидную форму и заметный угловой разброс в поперечном (т.е. горизонтальном) направлении. Кроме того, вдоль оси  $y$ , перпендикулярной плоскости падения, наблюдается малоугловое анизотропное рассеяние 3 (так называемый факел), пересекающее центр лазерного пучка 1. Картины при  $\varphi = 25^\circ$  и  $50^\circ$  здесь не приведены, так как качественно не различаются. На них также наблюдаются факел и серповидный

рефлекс дифракции в порядок  $-1$ . Положение рефлекса 2 зависит от  $\varphi$ : при  $\varphi < 33^\circ$  он расположен слева от пучка 1, с ростом  $\varphi$  смещается в сторону  $\mathbf{k}_x$  (здесь  $\mathbf{k}_x = \mathbf{i}(2\pi/\lambda)\sin\varphi$  – компонента волнового вектора лазерного пучка, параллельная фотослою), пересекает центр пучка 1 и при  $\varphi > 33^\circ$  располагается справа (рис. 2а). Его интенсивность при этом остается неизменной.

При  $p$ -поляризации картины при разных  $\varphi$  существенно различаются. При  $\varphi < 25^\circ$  вертикального дифракционного рефлекса нет, т.е.  $S_{-, TM_0}$ -решетки не образуются (рис. 2б), но наблюдаются две дуги анизотропного рассеяния 4, проходящие через центры исходного и отраженного пучков. Ниже будет показано, что появление дуг 4 связано с формированием доминантных  $S_{TE_0}$ -решеток. При  $\varphi = 35^\circ$  (рис. 2в) рефлекс 5 дифракции в порядок  $m = -1$  отчетливо проявляется одновременно с ослаблением дуг 4 от  $S$ -решеток. В точках пересечения дуг 4 и 5 (рис. 2б, 2в) наблюдается сильное увеличение яркости, соответствующее усилению определенных  $S_-$ -подобных решеток. Причины этого усиления обсуждаются в [18]. При  $\varphi = 50^\circ$  (рис. 2г) дуги 4 исчезают и становится заметным слабое рассеяние 6, вытянутое вдоль  $\mathbf{k}_x$ . Это рассеяние есть при всех  $\varphi$ , но на фоне ярких дуг 4 оно выглядит слабым. В то же время рассеяние, вытянутое вдоль оси  $y$ , отсутствует при всех  $\varphi$ . Измерение периодов  $S_-$ -решеток в двух поляризациях дает  $d_s = 560$  нм и  $d_p = 660$  нм при  $\varphi = 35^\circ$ . Это в согласии с (2) и расчетом  $n_{ef}$  по дисперсионным уравнениям [10] указывает на формирование решеток при  $s$ - и  $p$ -поляризациях на  $TE_0$ - и  $TM_0$ -модах соответственно.

Различна также временная эволюция  $S_-$ -решеток. С ростом экспозиции дифракционный рефлекс 2 от  $TE_0$ -решеток заметно смещается в направлении  $\mathbf{k}_x$ , что свидетельствует о росте периода спонтанных  $TE_0$ -решеток со временем. При этом угловая ширина рефлекса сужается от нескольких градусов до  $30'$ . В факеле 3 на начальной стадии облучения наблюдается сильная оптическая турбулентность. По мере экспозиции частота хаотических осцилляций пятен в картине падает, и малоугловое рассеяние 3 во встречном пучке ослабляется вплоть до исчезновения. Эти результаты сходны с полученными в работе [13], где дано объяснение такой эволюции.

Иная эволюция рефлекса 5 от  $S_{-, TM_0}$ -решеток: длительное облучение не приводит к заметному сдвигу и изменению полуширины, только длина рефлекса несколько сокращается.

Зависимости периодов  $d$  от толщины пленки  $h$  для  $S_{-, TE_0}$ - и  $S_{-, TM_0}$ -решеток измерялись при  $\varphi = 40^\circ$  в интервале  $h$  от 70 до 180 нм, соответствующем существованию  $TE_0$ - и  $TM_0$ -мод. Так как пери-

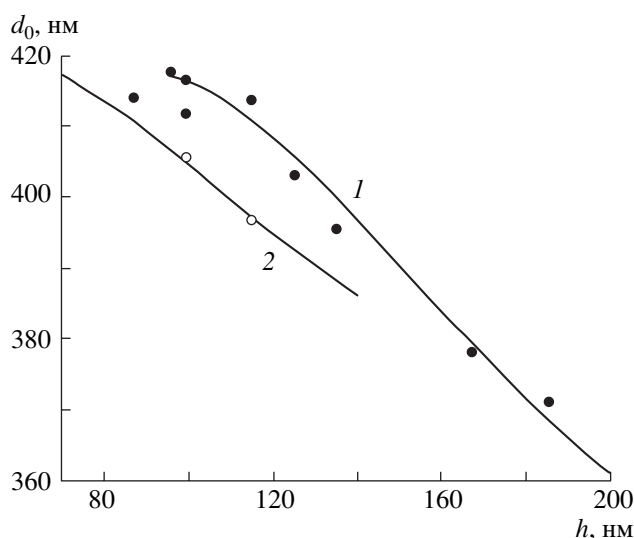


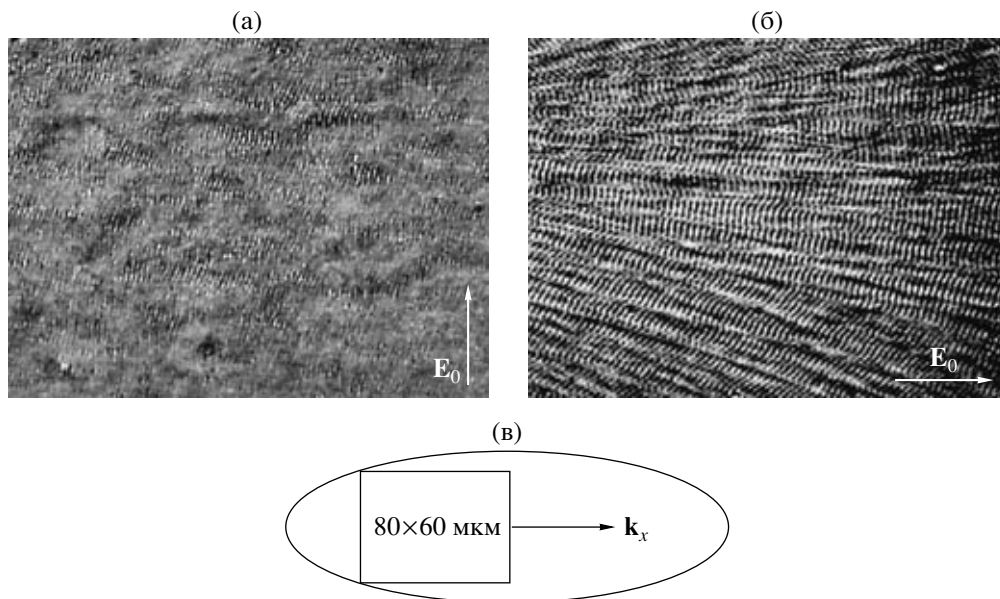
Рис. 3. Зависимости  $d_0$  от толщины  $h$  пленки AgCl ( $d_0 = \lambda/n_{ef}$ ). Черные точки и кривая 1 – экспериментальные значения и расчет по дисперсионному уравнению для  $TM_0$ -решеток ( $n_{ef} = 2.12$ ), пустые точки и кривая 2 – то же для  $TE_0$ -решеток ( $n_{ef} = 1.94$ ).

од  $S_{-, TE_0}$ -решеток зависит от экспозиции, измерялись предельные значения  $d$ , достигаемые при больших временах экспозиции. На рис. 3 представлены величины  $d_0 = \lambda/n_{ef}$ , где  $d_0 = d[1 + (d/\lambda)\sin\varphi]^{-1}$ . Наблюдается закономерное уменьшение  $d_0$  с ростом  $h$ . Также на рис. 3 приведены зависимости  $d_0(h)$ , рассчитанные с помощью дисперсионных уравнений. Способ расчета обсуждается ниже.

Микрофотографии рис. 4 получены при  $\varphi = 70^\circ$ , так как при этом угле падения периоды спонтанных  $S_-$ -решеток заметно больше  $\lambda$  (наблюдение и фотосъемка проводились в белом свете). Облучаемое пятно имело форму эллипса с осями 60 и 170 мкм, вытянутого вдоль  $\mathbf{k}_x$  (рис. 4в). Фотографировался участок пятна площадью  $80 \times 60$  мкм, близкий к центру пятна. Видно заметное различие спонтанных  $S_{-, TE_0}$ - и  $S_{-, TM_0}$ -решеток не только по периодам, но и по форме.

В целом квазипериодическая структура спонтанных  $S_{-, TE_0}$ -решеток (рис. 4а) состоит из отдельных небольших микрорешеток, вытянутых вдоль  $\mathbf{k}_x$ , со средним числом штрихов около 10–15. Длина отдельных микрорешеток до 10 мкм, ширина 3 мкм. Векторы микрорешеток  $\mathbf{K}$  имеют разброс относительно доминантного направления, перпендикулярного  $\mathbf{E}_0$ , они разделены достаточно широкими светлыми участками, где их развитие заметно ослаблено. Микрорешетки плохо согласованы между собой по фазе.

Квазипериодичность структуры  $S_{-, TM_0}$ -решеток (рис. 4б) проявляется более отчетливо. В се-



**Рис. 4.** Микрофотографии спонтанных решеток, полученные на оптическом микроскопе МИИ-4 в отраженном белом свете. Решетки были сформированы при угле падения  $\varphi = 70^\circ$ : а – при  $s$ -поляризации, видны  $S_{-, TE_0}$ -подобные решетки; б – при  $p$ -поляризации, видны  $S_{-, TM_0}$ -подобные решетки. в – указано положение сфотографированного участка облученного пятна.

в середине облученного пятна отдельные микрорешетки имеют вид узких, сильно вытянутых вдоль  $k_x$  полос, зачастую ланцетовидной формы. Соседние микрорешетки разделены узкими светлыми полосами размером около 1 мкм. Число штрихов микрорешеток варьирует в пределах 20–30, их векторы  $\mathbf{K}$  ориентированы преимущественно параллельно  $E_0$ . Длина некоторых ланцетовидных микрорешеток достигает 30 мкм, а их ширина в средней части 3–5 мкм. На краях снимка, близких к поперечным границам облученного пятна, оси микрорешеток отклоняются от плоскости падения на  $10^\circ$ – $20^\circ$  с возрастанием угла наклона при приближении микрорешеток к границам. Кроме того, в отличие от центральной части пятна на периферии штрихи решеток не перпендикулярны осям решеток. Также на периферии пятна период СР уменьшается в среднем до 0.9 относительно периода в центре пятна.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для выяснения условий роста спонтанных  $S_{-}$ -решеток на рассеянных  $TE_0$ - и  $TM_0$ -модах необходимо знать индикатрисы рассеянного излучения. В общем случае эти индикатрисы в волноводной пленке достаточно сложны. Они изменяются в процессе зарождения и роста СР из-за перераспределения гранул Ag, которые являются основными центрами рассеяния в пленке AgCl–Ag.

Здесь мы ограничимся простым случаем: рассеяние света происходит на малых сферических гранулах Ag с диаметром, существенно меньшим  $\lambda$  (около 10 нм). При малом факторе заполнения исходной пленки ( $q \leq 0.1$ ) можно пренебречь многократным рассеянием и рассмотреть рассеяние одной частицей. Расчет индикатрис в этом случае можно провести с помощью стандартной теории рассеяния малыми частицами [19], используя матрицу Мюллера  $4 \times 4$ . Так как нас интересует угловое распределение интенсивности рассеянного света, мы не учитываем ее радиальное распределение в волноводном слое. Нахождение этого распределения представляет собой самостоятельную задачу [20, 21].

При  $s$ -поляризации падающего пучка (вектор поляризации  $E_0 \parallel y$  лежит в плоскости фотослоя ( $x, y$ )) угловое распределение интенсивности света, рассеянного в  $TE$ - и  $TM$ -моды, в дальней зоне равно

$$I_{s, TE} \propto \cos^2 \alpha, \quad I_{s, TM} \propto \sin^2 \alpha \cos^2 \theta, \quad (4)$$

где  $\alpha$  и  $\theta$  – азимутальный и меридиональный углы, определяющие направление рассеяния:  $\alpha = \angle(\boldsymbol{\beta}, x)$ ,  $\theta = \angle(\mathbf{k}_s, z)$  (ось  $z$  перпендикулярна фотослою),  $\mathbf{k}_s$  – волновой вектор рассеянной волны,  $\boldsymbol{\beta}$  – волновой вектор возбужденной моды (равен тангенциальной компоненте  $\mathbf{k}_s$ ). Из (4) следует, что рассеяние в  $TE$ -моду зависит только от  $\alpha$  и максимально при  $\alpha = 0, \pi$ . Интенсивность света, рассеянного в  $TM$ -моду, наибольшая при  $\alpha = \pm\pi/2$ ,

зависит от  $\theta$ . Угол  $\theta$  в нашем случае фиксирован и связан с постоянной распространения ТМ-моды соотношением [10]

$$\beta_{\text{TM}} = k_0 n_{\text{TM}} = k_0 n \sin \theta,$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$ .

При  $p$ -поляризации падающего пучка ( $\mathbf{E}_0$  в плоскости падения  $(x, z)$ ) угловое распределение рассеянного света задается соотношениями

$$\begin{aligned} I_{p, \text{TE}} &\propto \sin^2 \alpha \cos^2 \psi, \\ I_{p, \text{TM}} &\propto (\cos \alpha \cos \theta \cos \psi + \sin \theta \sin \psi)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\psi$  – угол преломления пучка в пленке. В отличие от  $s$ -поляризации интенсивность рассеянного света зависит от угла падения, так как  $n_0 \sin \varphi = n \sin \psi$ , где  $n_0$  – показатель преломления среды, окружающей фотослой на стеклянной пластинке.

Индикатрисы (4) и (5) определяют доминантность тех или иных СР на начальной стадии их зарождения. При  $s$ -поляризации к числу доминантных принадлежат  $S_{-, \text{TE}}$  и  $S_{+, \text{TE}}$ -решетки ( $\alpha = 0$  и  $\pi$ ). При  $p$ -поляризации к доминантным можно отнести так называемые паркетные решетки ( $P$ -решетки) [11], растущие на рассеянных ТЕ-модах при  $\alpha = \pm\pi/2$ , и  $S_{-, \text{TM}}$  и  $S_{+, \text{TM}}$ -решетки (соответственно  $\alpha = 0^\circ, \theta > 0$  и  $\alpha = 180^\circ, \pi/2 < \theta < \pi$ ). В этом случае зависимость  $I_{p, \text{TE}}$  и  $I_{p, \text{TM}}$  от угла падения может определить результат конкуренции  $S_{-, +}$  и  $P$ -решеток.

При  $\varphi \neq 0^\circ$  доминантность решеток определяется не только индикатрисами (4) и (5). Рассмотрим дифракцию от плоских зарождающихся СР в процессе облучения образца лазерным пучком. Тангенциальная компонента  $\mathbf{k}_d$  дифрагированной волны при этом равна

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_d &= \mathbf{k}_x + m\mathbf{K}(\alpha) = \\ &= [k_x + m(\beta \cos \alpha - k_x)]\mathbf{i} + m\beta \sin \alpha \mathbf{j}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\mathbf{K}(\alpha)$  – вектор плоской решетки, сформированной на волноводной моде, рассеянной под азимут  $\alpha$ ,  $m = \pm 1, \pm 2 \dots$  – порядок дифракции,  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{j}$  – орты осей  $x$  и  $y$ . При порядке  $m = 1$  получаем  $\mathbf{k}_d = \beta$ , т.е. решетка вводит моду, на интерференции которой с падающим пучком эта же решетка и растет. Таким образом, все СР растут за счет положительной обратной связи. Но если в (6)  $m = -1$ , то  $k_{dx} = 2k_x - \beta \cos \alpha$ , и в общем случае  $\mathbf{k}_d \neq \beta$ . При  $m = -1$  дифракция может возбудить моды утечки на воздух, если  $k_d < k_0$ , моды утечки в подложку, если  $k_0 < k_d < k_0 n_s$ , эванесцентные моды, если  $k_d > k_0 n_s$ .

Исключение представляют азимуты

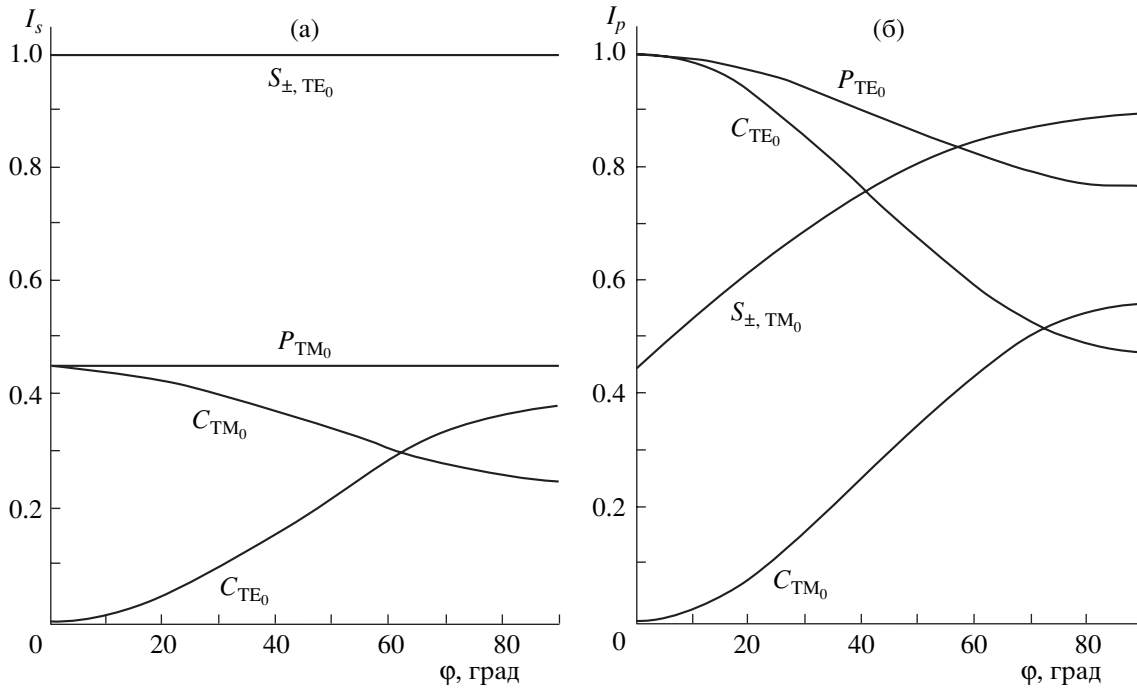
$$\alpha^* = \pm \arccos(k_x/\beta). \quad (7)$$

При  $\alpha = \alpha^*$  дифракция в порядке  $m = \pm 1$  вводит волноводные моды, на которых формируются вырожденные С-решетки [3, 5] с антипараллельными векторами  $\mathbf{K} = \pm(\beta^2 - k_x^2)^{1/2}\mathbf{j}$ . Так как С-решетки растут на двойных аномалиях Вуда (т.е. волны двух порядков дифракции распространяются вдоль решетки), инкремент их роста заметно выше, чем инкремент СР, растущих под азимутами, близкими к  $\alpha^*$  [5, 22]. Это определяет регулярность С-решеток.

На рис. 5 представлены зависимости относительных интенсивностей рассеянного света от угла падения лазерного пучка (формулы (4) и (5)) для азимутов  $\alpha = 0, \pi/2$  и  $\alpha^*$ , соответствующих формированию доминантных  $S_{-, P}$ - и С-решеток. Расчет проведен при тех же значениях  $n_{\text{AgCl}} = 2.06$  и  $n_s = 1.515$ , при которых выше были определены толщины отсечек волноводных мод (3), и при значениях  $n_{\text{TE}_0} = 1.63$  и  $n_{\text{TM}_0} = 1.52$ , соответствующих условиям эксперимента.

Из рис. 5а следует, что при  $s$ -поляризации преобладающими при всех  $\varphi$  должны быть  $S_{-, \text{TE}_0}$ - и  $S_{+, \text{TE}_0}$ -решетки, что соответствует эксперименту (рис. 2а). При  $p$ -поляризации ситуация иная (рис. 5б). При  $\varphi < 40^\circ$  преобладает рассеяние в  $\text{TE}_0$ -моду при  $\alpha = \pm\pi/2, \alpha = \alpha^*$ . Однако с ростом  $\varphi$  интенсивность рассеяния в  $\text{TM}_0$ -моду при  $\alpha = 0$  возрастает, а в  $P_{\text{TE}_0}$ -моды при  $\alpha = \pm\pi/2$  и  $\alpha = \alpha^*$  падает. Кроме того, согласно (7),  $\alpha^*$  уменьшается с увеличением  $\varphi$ , что приводит к уменьшению интенсивностей мод С-решеток даже в случае не меняющейся с  $\varphi$  индикатрисы рассеяния. Таким образом, при  $\varphi < 40^\circ$  преобладающими должны быть С- и P-решетки на  $\text{TE}_0$ -модах, а при  $\varphi > 40^\circ$  должны преобладать  $S_{-, \text{TM}_0}$ -решетки. Этот результат анализа качественно согласуется с экспериментом: дифракционный рефлекс 5 с  $m = -1$  от  $S_{-, \text{TM}_0}$ -решеток при  $\varphi = 25^\circ$  (рис. 2б) едва заметен, но при  $\varphi = 35^\circ$  (рис. 2в) его интенсивность велика и продолжает увеличиваться с ростом  $\varphi$ .

Из-за малого периода С- и P-решеток дифракция от них в порядке  $-1$  не наблюдается. Однако об их существовании можно судить по картинам анизотропного рассеяния на экране. Анизотропное (малоугловое) рассеяние, как показано в [8], является результатом дифракции волноводных мод, возбужденных на доминантных решетках с вектором  $\mathbf{K}_0$ , на соседних решетках с  $\mathbf{K}$ , не равными, но близкими к  $\mathbf{K}_0$ . При этом возникают моды



**Рис. 5.** Зависимости относительных интенсивностей рассеянных  $TE_0$ - и  $TM_0$ -мод от угла падения лазерного пучка. а –  $s$ -поляризованный пучок, формулы (4); б –  $p$ -поляризованный пучок, формулы (5). Для пленки с  $n_{AgCl} = 2.06$  на подложке с  $n_s = 1.515$ , окруженных воздухом,  $n_{TE_0} = 1.63$  и  $n_{TM_0} = 1.52$ ,  $\theta = 48^\circ$  для  $TM_0$ -мод. Представлены кривые для  $S_{\pm}$ -решеток (азимуты мод  $\alpha = \pi, 0$ ) и  $P$ -решеток ( $\alpha = \pi/2$ ), растущих на обычных аномалиях Вуда, и для  $C_{TE_0}$ - и  $C_{TM_0}$ -решеток (азимуты мод  $\alpha^*$  зависят от  $\phi$ , см. формулу (7)).

утечки (образующие на экране факел) с тангенциальными (в плоскости слоя) компонентами

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_r &= \boldsymbol{\beta}_0 + m\mathbf{K}(\alpha) = \\ &= [\beta \cos \alpha_0 + m(\beta \cos \alpha - k_x)]\mathbf{i} + \\ &+ (\beta \sin \alpha_0 + m\beta \sin \alpha)\mathbf{j}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\boldsymbol{\beta}_0$  – волновой вектор доминантной моды,  $\alpha_0$  – ее азимут,  $\alpha$  – азимут волноводной моды, формирующей соседнюю решетку,  $m = \pm 1$ . Согласно (8), из  $m = 1$ ,  $\alpha_0 = 0, \pi$  и  $\alpha = \pi, 0$  (дифракция моды от  $S_-$ -решетки на  $S_+$ -решетке, и наоборот) следует  $\mathbf{k}_r = -k_x\mathbf{i}$ , т.е. появляется мода утечки в направлении, противоположном лазерному пучку. При  $\alpha_0 = 0, \pi$ , но  $\alpha$  не равно, но близком к 0 или  $\pi$ , возникающие на экране пятна от мод утечки образуют дуги анизотропного рассеяния, вытянутые вдоль оси  $y$ . Касательные к этим дугам в точке прохождения лазерного пучка, соответствующей  $\mathbf{k}_r = -k_x\mathbf{i}$ , параллельны оси  $y$ . Таким образом, при  $s$ -поляризации на экране наблюдается рассеяние, связанное с проникновением  $S_{\pm, TE_0}$ -мод на соседние  $S_{\pm, TE_0}$ -решетки. Это рассеяние сопровождается турбулентностью и постепенным исчезновением  $S_+$ -решеток (подробнее см. в [13]).

Дуги анизотропного рассеяния 4 при  $p$ -поляризации (рис. 2б, 2в) связаны с доминантными  $C_{TE_0}$ -решетками, для которых  $\boldsymbol{\beta}_0 = k_x\mathbf{i} \pm (\beta^2 - k_x^2)^{1/2}\mathbf{j}$ . При  $m = 1$  касательные к дугам в точке  $\mathbf{k}_r = -k_x\mathbf{i}$  имеют наклон к плоскости падения  $\mp \sin \phi (n_{TE_0}^2 - \sin^2 \phi)^{-1/2}$ , т.е. расхождение дуг с ростом  $\phi$  увеличивается. Кроме того, с увеличением  $\phi$  эти дуги ослабевают, и при  $\phi > 45^\circ$  они исчезают совсем, что косвенно указывает на исчезновение  $C_{TE_0}$ -решеток. Однако при  $\phi = 50^\circ$  заметно увеличивается анизотропное рассеяние под малыми углами к плоскости падения (рис. 2г, факел б). Это рассеяние мы связываем с доминантными  $P$ -решетками, формирующимися на  $TE_0$ -модах с  $\boldsymbol{\beta}_0 \neq \pm\beta\mathbf{j}$ . В этом случае средняя касательная к дугам (в точке их прохождения через лазерный пучок) лежит в плоскости падения. Размытость анизотропного рассеяния связана с нерегулярностью  $P$ -решеток. Таким образом, результаты анализа картин на экране косвенно согласуются с расчетом интенсивности излучения, рассеянного в моды, порождающие  $S_{\pm, TM_0}$ -,  $P_{TE_0}$ - и  $C_{TE_0}$ -решетки. С другой стороны, отсутствие при всех  $\phi$  вертикального факела, характерного для  $s$ -поляризации ла-

зерного пучка, свидетельствует об отсутствии  $S_{+, TM_0}$ -решеток при всех экспозициях.

Причиной такого отсутствия может быть существование  $S_{TE_0}$ -решеток или  $P_{TE_0}$ -решеток при больших  $\phi$ . Как показывают электронные микрофотографии [11], штрихи от регулярных  $S_{TE_0}$ -решеток состоят из отдельных гранул серебра, вытянутых вдоль  $k_x$ . При падении  $p$ -поляризованного света кроме  $TE_0$ -мод, способствующих росту  $S_{TE_0}$ -решеток, возникает рассеяние света на отдельных штрихах. В первом приближении цепочку из вытянутых гранул в штрихе можно аппроксимировать цилиндром с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , отличной от  $\epsilon_{AgCl}$ , и с осью, параллельной оси  $x$ . При ориентации электрического поля падающего пучка в плоскости падения ( $p$ -поляризация) волновой фронт волны, рассеянной на цилиндре, в дальней зоне имеет вид конуса, движущегося вдоль оси штриха [19]. Волновой вектор рассеянного света (нормаль к плоскости, касательной к конусу в заданной точке) всегда имеет компоненту  $k_{sx} = k_x \sin \alpha$  при любом азимуте  $\alpha$ . Таким образом, при  $\alpha = 0$  возникает рассеяние в  $TM_0$ -моду, направленное вдоль  $k_x$ , способствующее росту спонтанных  $S_{-, TM_0}$ -решеток и препятствующее возникновению спонтанных  $S_{+, TM_0}$ -решеток. При  $s$ -поляризации  $S$ -решетки не образуются, что приводит к равновероятному рассеянию  $TE_0$ -мод под азимутами  $\alpha = 0$  и  $\pi$ . Это приводит к конкуренции спонтанных  $S_{-, TE_0}$ - и  $S_{+, TE_0}$ -решеток. При  $\phi > 45^\circ$  и  $p$ -поляризации  $S_{TE_0}$ -решетки исчезают, но появляются нерегулярные  $P$ -решетки, штрихи которых наклонены под углами  $20^\circ$ – $30^\circ$  и  $-20^\circ$ ...– $30^\circ$  к плоскости падения. Их сравнительно небольшой наклон также способствует рассеянию  $TM_0$ -мод под азимутами  $\alpha$ , близкими к 0, т.е. преимущественному росту спонтанных  $S_{-, TM_0}$ -решеток (рис. 2г).

Становится понятным существенное различие структуры сфотографированных участков спонтанных  $S_{-, TE_0}$ - и  $S_{-, TM_0}$ -решеток, приведенных на рис. 4а, 4б. Небольшая длина  $S_{-, TE_0}$ -решеток и большие промежутки между ними являются результатом их конкуренции в процессе развития с  $S_{+, TE_0}$ -решетками, которые заполняют эти промежутки и не разрешаются оптическим микроскопом из-за их слишком малых периодов. С другой стороны, отсутствие  $S_{+, TE_0}$ -решеток при  $p$ -поляризации способствует более свободному развитию  $S_{-, TM_0}$ -микрорешеток в направлении  $k_x$ .

Микрорешетки имеют большую протяженность вдоль  $k_x$ , и их длина ограничивается только конкуренцией с соседними микрорешетками, растущими в том же направлении, но возникающими на других центрах рассеяния. Как упоминалось выше, дифракционный рефлекс от спонтанных  $S_{-, TE_0}$ -решеток по мере облучения пленки смещается в направлении  $k_x$  из-за роста периода  $S_{-, TE_0}$ -решеток с увеличением экспозиции. Этот эффект обнаружен для  $S_{-, TE_0}$ -решеток в [13] и при нормальном падении индуцирующего пучка подробно изучен в [23] в пленках  $AgCl$ – $Ag$  при  $\lambda = 633$  нм. В [23] установлено, что до появления  $CP$  показатель преломления композитной пленки  $AgCl$ – $Ag$  из-за наличия сильной коллоидной полосы поглощения  $Ag$  при 500 нм превышает  $n_{AgCl}$ , достигая значения 2.4 при  $\lambda = 633$  нм и  $q \approx 0.3$ . С ростом экспозиции период увеличивается в 1.25 раза из-за уменьшения  $n$ . Этот факт объясняется тем, что в процессе формирования  $CP$  серебро выделяется в минимумах интерференционного поля, а эффективный показатель  $TE_0$ -моды определяется прежде всего показателем преломления в максимумах, освобождающихся от серебра. Представленные на рис. 3 значения  $d_0 = \lambda/n_{ef}$  получены при больших экспозициях (1 ч и более). По найденным  $n_{ef}$  с помощью дисперсионного уравнения рассчитана зависимость  $d_0(h)$ , хорошо согласующаяся с экспериментом при  $n = 1.94$ . Значение  $n$ , меньшее чем  $n_{AgCl} = 2.06$ , определяется пористостью пленки  $AgCl$  в интерференционных максимумах, вызванной рассасыванием гранул  $Ag$  в штрихах спонтанных  $S_{+, TE_0}$ -решеток и их выделением в штрихах спонтанных  $S_{-, TE_0}$ -решеток.

С другой стороны, аналогичный расчет  $d_0(h)$  для спонтанных  $S_{-, TM_0}$ -решеток дает наилучшее согласие с экспериментом при  $n = 2.12$ . В нашем случае в отличие от [23] фактор заполнения пленки серебром  $q \approx 0.1$ , что дает (при  $\lambda = 633$  нм) показатель преломления исходной пленки, равный 2.18. Малое различие в  $n$  до и после облучения указывает на сохранение гранул  $Ag$  в максимумах интерференции  $TM_0$ -мод с падающим пучком и объясняет отсутствие заметного сдвига дифракционных рефлексов от спонтанных  $S_{-, TM_0}$ -решеток во время экспозиции. Одновременное существование  $S_{TE_0}$ - и  $P_{TE_0}$ -решеток является причиной малого изменения  $n$ .

При фиксированном времени экспозиции период  $CP$  зависит от интенсивности лазерного пучка. Этот факт установлен при измерении радиальной зависимости периодов  $CP$  при облучении расширенным гауссовым пучком [23], где обнаружено существенное уменьшение периода  $TE_0$ -ре-



шеток и, следовательно, увеличение  $n$  с удалением от центра пучка. Увеличением  $n$  на периферии перетяжки сфокусированного гауссова пучка объясняется наклон осей  $S_{-, TM_0}$ -микрорешеток и уменьшение их периода (рис. 4б). Действительно, на склоне интенсивности гауссова пучка, где производные  $|dI/dy|$  и  $dn/dy$  наибольшие,  $TM_0$ -мода из-за градиента показателя преломления будет отклоняться к краю пучка при распространении вдоль периферийных участков.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При исследовании формирования и развития спонтанных  $S_-$ -решеток под воздействием  $s$ - и  $p$ -поляризованных лазерных пучков обнаружено существенное различие решеток не только по периоду, но и по пространственно-временной устойчивости и структуре. Развитие  $S_{-, TE_0}$ -решеток при  $s$ -поляризации определяется их конкуренцией с  $S_{+, TE_0}$ -решетками, что определяет их неустойчивость в процессе облучения пленки, в то время как развитие  $S_{-, TM_0}$ -решеток при  $p$ -поляризации зависит от существования  $C_{TE_0}$ - и  $P_{TE_0}$ -решеток. При всех углах падения  $p$ -поляризованного пучка обнаружено отсутствие  $S_{+, TM_0}$ -решеток, что определяет лучшую устойчивость и структуру  $S_{-, TM_0}$ -решеток по сравнению с  $S_{-, TE_0}$ -решетками. Как показано в [24], использование  $S_-$ -решеток, сформированных при толщинах отсечки  $TE_0$ -мод, позволяет с большой точностью определить показатели преломления подложек в широком диапазоне их значений (до 2.5). Лучшая структура  $S_{-, TM_0}$ -решеток, проявляющаяся в более узких дифракционных рефлексах и лучшей устойчивости, дает возможность увеличить точность в определении  $n$  подложек с помощью пленок AgCl, сформированных при толщинах отсечки волноводных  $TM_0$ -мод.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Siegman A.E., Fauchet P.M. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. № 8. P. 1384.
2. Bonch-Bruевич А.М., Libenson M.N., Makin V.S., Trubaev V.V. // Opt. Engin. 1992. V. 31. № 4. P. 718.
3. Young J.F., Preston J.S., van Driel H.M., Sipe J.E. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. № 2. P. 1155.
4. Кондратенко П.С., Орлов Ю.Н. // Квант. электрон. 1987. Т. 14. № 5. С. 1038.
5. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А., Малюта Д.Д., Себрант А.Ю. Воздействие лазерного излучения на материалы. М.: Наука, 1989. 367 с.
6. Большов Л.А., Московченко А.В., Персианцев М.И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 4. С. 62.
7. Агеев Л.А., Милославский В.К. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 5. С. 888.
8. Ageev L.A., Miloslavsky V.K. // Opt. Engin. 1995. V. 34. № 4. P. 960.
9. Dyer P.E., Farley R.J. // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. № 2. P. 1442.
10. Adams M.J. An Introduction to Optical Waveguides. New York: Wiley, 1981. Перевод: Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 612 с.
11. Блоха В.Б., Агеев Л.А., Милославский В.К. // ЖТФ. 1985. Т. 85. № 10. С. 1967.
12. Varminsky M.V., Ageev L.A., Miloslavsky V.K. // J. Opt. 1998. V. 29. P. 253.
13. Агеев Л.А., Милославский В.К., Ларионова Е.И. // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. № 6. С. 1032.
14. Miloslavsky V.K., Ageev L.A., Lymar V.I. // Proc. SPIE. 1990. V. 1440. P. 90.
15. Агеев Л.А., Погребняк М.В., Милославский В.К. // Опт. и спектр. 2004. Т. 97. № 2. С. 346.
16. Слуцкая В.В. Тонкие пленки в технике сверхвысоких частот. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1962. 400 с.
17. Physics of Thin Films / Ed. by Hass G., Thun R.E. V. 4. New York, London: Acad. Press, 1967. Перевод: Физика тонких пленок / Под ред. Хасса Г., Туна Р.Э. Т. 4. М.: Мир, 1970.
18. Makovetsky E.D., Miloslavsky V.K. // Opt. Commun. 2005. V. 244. P. 445.
19. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: Wiley, 1983. Перевод: Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
20. Brucek S.R.J. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. 2000. V. 6. № 6. P. 899.
21. Lymar V.I. // Acta Phys. Pol. A. 2003. V. 103. № 2–3. P. 275.
22. Miloslavsky V.K., Makovetsky E.D., Ageev L.A. // Opt. Commun. 2004. V. 232. P. 303.
23. Лымарь В.И., Милославский В.К., Агеев Л.А. // Опт. и спектр. 1997. Т. 83. № 6. С. 995.
24. Агеев Л.А., Милославский В.К., Тютюнник О.В. // ЖПС. 2001. Т. 68. № 2. С. 147.