

Наблюдения дифракции от ТЕ-решеток в процессе их формирования и ее применение для определения поляризации лазерного пучка

Введение

Фотоиндуцированные периодические структуры (ПС) имеют вид несовершенных дифракционных решеток или сетчатых структур, основным параметром которых является пространственный период d . Во многих случаях $d < \lambda_0$ (λ_0 — длина волны индуцирующего монохроматического пучка) и дифракция индуцирующего пучка от ПС в режиме их записи не наблюдается (кроме малоугловой дифракции, связанной с переизлучением мод на несовершенных ПС). Для наблюдения дифракции необходимо либо увеличивать угол падения пучка, либо использовать пробный пучок с меньшей λ . Однако очевидно, что наблюдения за развитием ПС лучше всего проводить без нарушения условий их формирования [12]. Такие возможности рассмотрены в настоящей работе.

Возможности для наблюдения дифракции, от ПС при их формировании

Наиболее простым является случай диэлектрической светочувствительной пленки с показателем преломления n на диэлектрической подложке (n_2). Если $n > n_2$, то пленка имеет свойства асимметричного пленарного волновода. При изменении толщины пленки h постоянная распространения волноводных мод заданного порядка $m = 0, 1, 2 \dots$ изменяется непрерывно в пределах, задаваемых формулой $kn_2 \leq \beta \leq kn$ (1). При фиксированных h в этом интервале возможны только дискретные значения постоянных распространения мод β_m . Для моды с $m = 0$ значение $\lambda_0 = k \cdot n_2$ определяет наименьшую толщину h_0 (толщина отсечки), начиная с которой в пленке может быть возбуждена эта мода как волноводная.

При $h < h_0$ мода с $\beta = k \cdot n_2$ продолжает существовать, но уже как предельная мода подложки из интервала $k \leq \beta \leq k \cdot n_2$ [1]. Из-за большой толщины подложки ($t \gg \lambda_0$) β в этом интервале меняется непрерывно. Однако предельная мода выделяется своей направленностью вдоль границы пленка–подложка и минимальным коэффициентом затухания [8]. Поэтому при $h < h_0$ формирование ПС происходит на предельной моде подложки. Заметим также, что при малых толщинах подложки (t порядка 1–100 мкм) система пленка–подложка будет вести себя как двухслойный волновод и моды подложки будут проявляться дискретным образом.

Эта же мода создает ПС и в случае $n < n_2$, когда волноводные моды в пленке не существуют при любых h [8]. При этом должно выполняться условие $h < 2\delta$, где δ — глубина проникновения поля предельной моды подложки в пленку и определяется формулой $\delta = \lambda_0 \cdot (2\pi)^{-1} \cdot (n_2^2 - n^2)^{-1/2}$ (2). Когда $h > 2\delta$, то ПС формируются за счет возбуждения в пленке неустойчивых квазиволноводных мод [8].

Центрами затравочного рассеяния мод в пленке и на ее границах являются Рэлеевские центры (дефекты с размерами $\ll \lambda_0$). Дипольное рассеяние на таких центрах преимущественно направлено перпендикулярно к электрическому вектору E_0 падающей волны. Так как ТЕ-моды поляризованы в плоскости пленки

а для ТМ-мод вектор \mathbf{E} ориентирован под углом к этой плоскости, то в большинстве случаев ТЕ-моды имеют преимущество при формировании ПС. Если падающий пучок линейно поляризован, то штрихи образующихся ТЕ-решеток преимущественно параллельны \mathbf{E}_0 . Будем характеризовать ТЕ-ПС вектором \mathbf{K} , направленным перпендикулярно к штрихам ПС и по величине равным $K = 2\pi d^{-1}$. При образовании ПС в общем случае выполняется условие синхронизма:

$$\mathbf{k} = \boldsymbol{\beta} - \mathbf{k}_x \quad (3)$$

где \mathbf{k}_x — компонента волнового вектора индуцирующей волны, падающей на пленку под углом φ , $k_x = k \cdot \sin\varphi$. Для нормального падения $\mathbf{k} = \boldsymbol{\beta}$ и период ПС определяется формулой $d = 2\pi \times \beta^{-1}$ (4). Из (1) и (4) следует, что $d_{\max} = \lambda_0 \cdot n_2^{-1}$; при этом угол дифракции света от ПС в подложку равен $\psi = \arcsin[\lambda_0 \cdot (d \cdot n_2)^{-1}]$ и для d_{\max} получаем $\psi = \pi/2$. Для $d \ll d_{\max}$ дифрагированные пучки являются волноводными модами пленки и обычно не выходят за пределы облучаемого участка из-за сильного затухания в пленке. В то же время, ПС с d_{\max} дает дифрагированные пучки, которые скользят вдоль границы пленка–подложка и выходят в воздух через торцы подложки.

Скользящий выход дифрагированных пучков в воздух позволяет исследовать развитие ПС с помощью фотоэлектрических измерений и наблюдать пучки визуально. Однако, в последнем случае более информативными являются наблюдения при углах дифракции $\psi < \pi/2$. Такая возможность возникает при использовании промежуточной диэлектрической пленки (назовем ее буферным слоем) с $n'_2 < n_2$ (рис. 1). На рисунке показаны: L — лазерный пучок; PPS — сформированная пучком ТЕ-решетка; 1 — светочувствительная пленка; 2' — буферный слой; стрелочки в буферном слое показывают предельные моды этого слоя; 2 — стеклянная подложка; D — дифрагированные пучки в подложке; затененные пятна на светочувствительной пленке показывают места падения и рассеяния узких дифрагированных пучков на пленке.

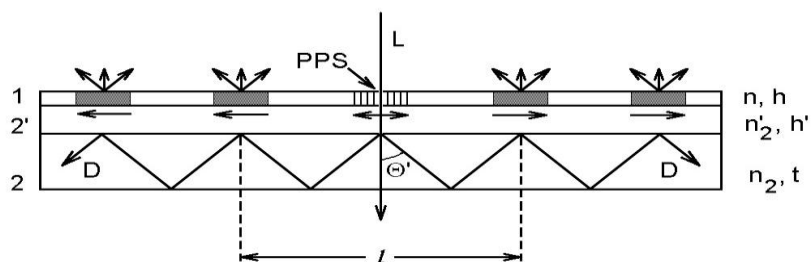


Рис. 35. Схема образования ПС и распространения дифрагированных и рассеянных лучей в волноводном образце с буферным слоем.

Приготовление и свойства образца с буферным слоем

В качестве буферного слоя между тонкой светочувствительной пленкой AgCl–Ag и стеклянной подложкой (толщина подложки $t = 1,5$ мм) удобно использовать пленку криолита ($\text{Na}_3[\text{AlF}_6]$). Криолит широко применяется при просветлении оптики и изготовлении многослойных диэлектрических зеркал и светофильтров [2,3,4]. Для индуцирования ПС рекомендуется использовать

Гауссов пучок с $\lambda_0 = 633$ нм от He-Ne лазера. Толщину пленки AgCl необходимо выбрать так, чтобы $h > h_0, h'_0$, где h'_0 — толщина отсечки TE₀-моды для случая, когда буферный слой выполняет роль подложки. При $n = 2,06$ (AgCl), $n'_2 = 1,32$ (криолит), $n_2 = 1,515$ для $\beta = k \cdot n_2$ получаем $h_0 = 49$ нм, а для $\beta = k \cdot n'_2$ $h'_0 = 32$ нм. На основании этих данных в эксперименте следует использовать пленки AgCl с $h = 20\text{--}25$ нм.

Важную информацию о свойствах образцов с буферным слоем дает зависимость d от h' (рис. 2). На рисунке приведены данные для случая формирования ПС линейно поляризованным лазерным пучком ($\lambda_0 = 633$ нм) при угле падения пучка на образец $\varphi = 0^\circ$ и экспозициях $H \approx 100$ Джсм⁻². Периоды измерялись после завершения экспозиции и поворота образца на такой угол φ , чтобы дифрагированный пучок распространялся навстречу падающему; измерялся угол φ и d рассчитывался по формуле. Толщины измерялись интерференционным методом линий равного хроматического порядка [5,6]. На рисунке темными точками показаны стабильные значения d , не изменяющиеся при изменении времени экспозиции. Светлые кружочки показывают для фиксированных значений h' промежуточные значения d и, зависящие от экспозиции; стрелочки над кружочками показывают, что d растет с ростом H вплоть до некоторого конечного значения при максимальной H . Горизонтальными штриховыми линиями показаны значения $d = \lambda_0 \cdot n_2^{-1}$ и $d = \lambda_0 \cdot (n'_2)^{-1}$, соответствующие периодам ПС, сформированных соответственно предельными модами подложки и буферного слоя.

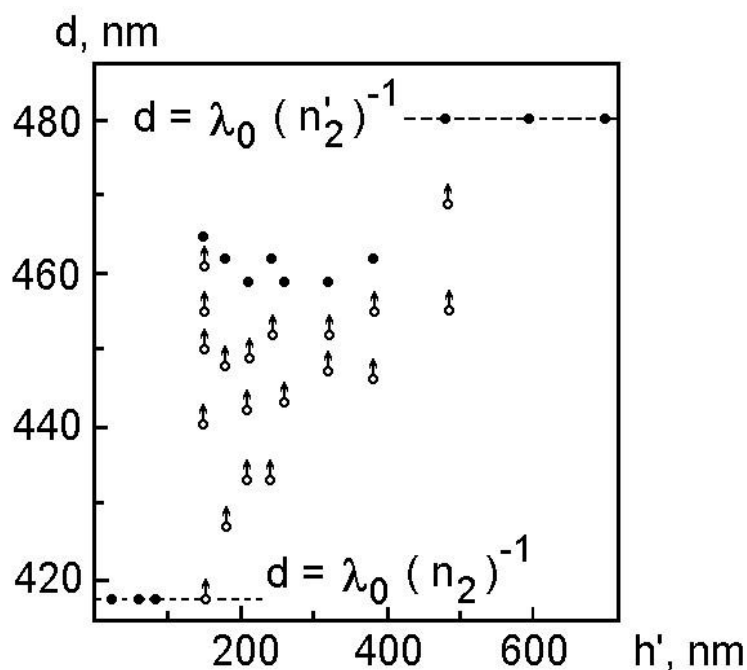


Рис. 36. Зависимость периодов d ПС от толщины h' буферного слоя.

Из рисунка видно, что в интервале $0 < h' \leq 150$ нм ПС развиваются на предельной моде подложки. При $h' > 500$ нм образуются ПС за счет возбуждения предельной моды криолита. В промежуточной области ($150 \text{ нм} < h' < 500 \text{ нм}$) образуются неустойчивые ПС с промежуточными значениями d , которые

изменяются с ростом H . Для ПС на предельных модах ширина дифракционных рефлексов по направлению угла дифракции мала и не превышает эффективной ширины индуцирующего Гауссова пучка. Рефлексы от неустойчивых ПС значительно уширены.

Образование ПС с $d = \lambda_0 \cdot n_2^{-1}$ при малых h' определяется проникновением поля моды с $\square = k \cdot n_2$ через буферный слой и его преобладающим воздействием на светочувствительную пленку. Глубину проникновения δ можно оценить по формуле (2) при замене n на n_2' . При этом получаем $\delta = 136$ нм, что хорошо согласуется с максимальным значением $h' < 150$ нм, при котором еще образуются устойчивые ПС с $d = \lambda_0 \cdot n_2^{-1}$. В области неустойчивости имеет место конкуренция между предельными модами стеклянной подложки и буферного слоя. Наконец, при $h' > 500$ нм поле предельной моды подложки уже не оказывает воздействия на светочувствительную пленку и ПС формируются на предельной моде слоя криолита.

Именно последний случай формирования ПС на предельной моде буферного слоя представляет наибольший интерес, т.к. позволяет наблюдать картины дифракции непосредственно на поверхности образца (рис. 1). На рисунке показанная штрихами ПС имеет ширину, которая соответствует ширине $\Delta x \approx 1$ мм индуцирующего Гауссова пучка. При малой мощности пучка ($W < 5$ мВт) для ускорения процесса формирования ПС пучок можно сфокусировать на образец линзой, например с фокусным расстоянием $F \approx 6$ см; тогда $\Delta x \approx 1$ мм.

В рассматриваемом случае ПС дает дифракцию под углом $\psi = \pi/2$ в виде предельных мод, распространяющихся вдоль буферного слоя симметрично в обе стороны от ПС (стрелочки на рис. 1). На границе со стеклом моды преломляются и входят в виде дифрагированных пучков в подложку под предельным углом полного внутреннего отражения (ПВО) для этой границы: $\theta' = \arcsin(n_2' \cdot n_2^{-1})$ (рис. 1). На границе стекло-воздух пучки полностью отражаются, т.к. $\theta' > \theta = \arcsin(n_2^{-1})$. Таким образом, ПВО на двух границах обеспечивает многократные отражения дифрагированных пучков в подложке. При каждом падении на буферный слой пучок вновь превращается в предельную моду этого слоя. В этих местах он становится хорошо видимым из-за рассеяния в слое, кроме того, происходит запись пучка в светочувствительной пленке. На границе стекло-воздух рефлексы видны гораздо хуже из-за очень слабого рассеяния. Из-за малой ширины пучка наблюдаемые рефлексы дискретны и многократно повторяются на поверхности образца. Расстояние l между ближайшими симметричными рефлексами на пленке (рис. 1) равно:

$$l = 4t \cdot \operatorname{tg}[\arcsin(n_2' \cdot n_2^{-1})] \quad (5)$$

Выполнение эксперимента

Образец для выполнения экспериментов готовится в соответствии с только что рассмотренными свойствами тонкопленочной системы с буферным слоем. Рекомендуются использовать стеклянную подложку с размерами $7 \times 7 \times 0,15$ см, на которую напыляется пленка криолита толщины $h' \approx 600$ нм и затем пленка AgCl ($h \approx 20$ нм), покрываемая тонким слоем Ag (≈ 10 нм).

На рис. 3 показаны разнообразные картины дифракции, получающиеся при формировании ПС пучками различной поляризации. При получении этих картин использовался исходный непрерывный, линейно поляризованный Гауссов пучок с мощностью $W \approx 5$ мВт и $\lambda_0 = 633$ нм от He-Ne лазера. Образец помещался на расстоянии 0,5 м от выходного окна лазера. Пучок фокусировался на образец линзой с $F = 6$ см. В этих условиях ПС развивались за время около 1 мин. При фотографировании картин проходящий через образец лазерный пучок закрывался экраном-ловушкой.

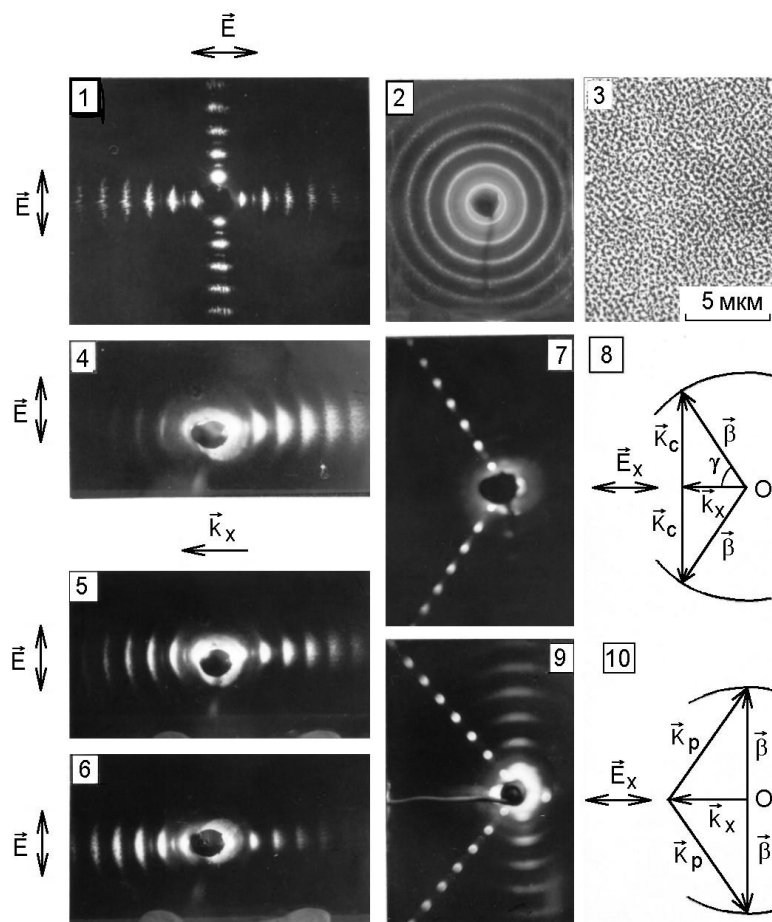


Рис. 37. Дифракционные картины (1, 2, 4–7, 9), наблюдаемые на образце с буферным слоем при формировании ПС светом различной поляризации; 3 — электронная микрофотография ПС, индуцированной циркулярно-поляризованным пучком 8, 10 — схемы, поясняющие образование С- и Р-решеток.

Снимок 1 на рисунке показывает дифракцию от ПС, которые формировались линейно поляризованными пучками при угле падения на образец $\varphi = 0^\circ$. При этом, исходный пучок пропусклся через кристаллическую полуволновую ($\lambda_0/2$) пластинку, изготовленную из слюды. Пластинка задавала направление поляризации \vec{E} в падающем на образец пучке. После фотографирования развившейся картины дифракции направление \vec{E} поворачивалось на $\lambda/2$ с помощью пластинки $\lambda_0/2$ и экспонировался тот же участок образца. В результате первоначальная ПС разрушалась и образовывалась новая, дифракция от которой

направлена под углом $\lambda/2$ к первоначальной в соответствии с поворотом E . Такие повороты поляризации и ПС можно повторять многократно, что указывает на реверсивность светочувствительности пленок $AgCl-Ag$. На снимке 1 видны обе картины дифракции в виде креста, так как они сфотографированы на одном кадре с помощью двух экспозиций. Измеренное на образце расстояние между ближайшими, симметричными относительно центра картины, рефлексами $l = 11$ см и соответствует расчету по формуле (5).

На фото 2 рис. 3 показана картина дифракции от ПС, сформированной циркулярно поляризованным пучком при $\varphi = 0^\circ$. Циркулярная поляризация получалась с помощью кварцевой четвертьволновой ($\lambda_0/4$) пластинки. Снимок 3 показывает структуру ПС в этом случае. Такая структура наблюдается в электронном микроскопе на образце после его обработки фиксажем и подготовки препарата для электронно-микроскопических исследований в соответствии с описанием. Видно, что ПС имеет вид нерегулярной сетки с пространственным периодом и $d = \lambda_0 \cdot (n'_2)^{-1}$. Сетка образуется за счет возбуждения циркулярно поляризованным светом ТЕ-мод по всем направлениям в плоскости пленки. Такой же вид имеют дифракция и структура при индуцировании ПС неполяризованным пучком. Отметим, что при небольшом уменьшении эллиптичности индуцирующего света кольца дифракции остаются замкнутыми, но на них выделяются рефлексy в направлении малой оси эллипса поляризации; при малой эллиптичности кольца разрываются в направлении большой оси и форма рефлексов становится подобной рефлексам для линейной поляризации [9].

На фото 4, 5, 6 показано развитие дифракционных рефлексов с ростом H от ПС, индуцированных при $\varphi = 30^\circ$ S -поляризованным пучком. В этом случае моды рассеиваются преимущественно в направлениях $\pm \mathbf{k}_x$ и, как следует из формулы (3), образуются две ПС с

$$\mathbf{K}_{S_{\pm}} = \beta \pm \mathbf{k}_x \text{ и } d_{S_{\pm}} = \lambda_0 \cdot (n'_2 \pm \sin \varphi)^{-1} \quad (6)$$

Снимки показывают, что вначале (фото 4) образуется S_+ -ПС, затем появляется и развивается S_- -ПС (фото 5), а S_+ -ПС постепенно разрушается при больших H (фото 6). Такая эволюция объясняется тем, что мода, рассеянная в сторону, противоположную \mathbf{k}_x создает интерференционную картину с $\mathbf{K}_{S_+} > \mathbf{K}_{S_-}$ и, соответственно с $d_{S_+} < d_{S_-}$. Эта затравочная картина имеет большое число интерференционных экстремумов на длине пробега моды по сравнению с картиной, которая создается модой, рассеянной в направлении \mathbf{k}_x , и поэтому S_+ -ПС развивается раньше, чем S_- -ПС. После насыщения S_+ -ПС появившаяся S_- -ПС продолжает развиваться за счет постепенного разрушения S_+ -ПС. Подобное развитие ТМ периодических структур наблюдалось и под действием мощного лазерного излучения на поверхности германия [10].

На фотографиях 7 и 9 показана дифракция от ПС, индуцированных при $\varphi = 45^\circ$ и 55° P -поляризованным пучком. Точечные рефлексy (фото 7) соответствуют так называемым C -решеткам, которые образуются при рассеянии мод под углами γ к вектору \mathbf{k}_x . Для этих ПС:

$$K_C = (\beta^2 - k_x^2)^{1/2}, \quad d_C = \lambda_0 \cdot [(n'_2)^2 - \sin^2 \varphi]^{-1/2} \quad (7)$$

и угол γ удовлетворяет условию:

$$\cos \gamma = k_x \cdot \beta^{-1} = (n'_2)^{-1} \cdot \sin \varphi \quad (8)$$

C-решетки хорошо образуются при $0^\circ < \varphi < 45^\circ$; при $\varphi > 30^\circ$ появляются так называемые "паркетные" P-решетки с:

$$K_P = (\beta^2 + k_x^2)^{1/2}, \quad d_P = \lambda_0 \cdot [(n'_2)^2 + \sin^2 \varphi]^{-1/2} \quad (9)$$

При $\varphi > 60^\circ$ P-решетки развиваются значительно раньше, чем C-решетки. Образование C- и P-решеток поясняют диаграммы 8, 10. Диаграммы показывают распространение соответствующих мод в плоскости пленки; показанные на диаграммах дуги имеют радиусы, равные β , и указывают на возможность рассеяния мод в разных направлениях в плоскости пленки. Преимущество в развитии C-решеток при $\varphi < 45^\circ$ определяется тем, что они развиваются на модах, рассеянных в таких направлениях γ . Для которых кривизна линий равных фаз в интерференционной картине минимальна. Поэтому штрихи для C-ПС практически линейны и эти ПС представляют собой наиболее совершенные дифракционные решетки с наибольшей дифракционной эффективностью [11]. Заметим также, что условие (8) формально соответствует условию излучения Вавилова-Черенкова [7]. Рост φ влечет за собой уменьшение угла γ и при дипольном рассеянии интенсивность рассеянных мод в направлении γ быстро падает, что является причиной замедления в развитии C-ПС. В то же время, ухудшение условий для развития C-ПС благоприятствует развитию P-ПС.

Заключение

Рассмотренные случаи возбуждения предельных мод подложки и буферного слоя лучше всего подходят для исследований динамики самозарождающихся ПС и их пространственного распределения по векторам решеток **К**. Описанные здесь образцы легко изготавливаются, долго сохраняются и могут служить хорошим индикатором для визуальных наблюдений за характером и пространственной ориентацией поляризации лазерных пучков. Представленные результаты можно также использовать для учебной демонстрации при изучении дифракции и волноводного распространения света в тонких пленках. Наконец, из данного и ранее описанных экспериментов следуют, что пленки AgCl–Ag могут найти применение как регистрирующие среды при записи информации, так как они обладают способностью регистрировать длину волны, частоту, поляризацию падающего излучения, имеют предельно высокую разрешающую способность и являются реверсивной средой.

Литература

1. Тамир Т. Интегрально–оптические элементы связи. В кн.: Интегральная оптика. –М.: Мир, 1978. – С.105–108.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. –М.: Наука, 1970. –С.75.
3. Гребенщиков И.В., Власов А.Г., Непорент Б.С., Суйковская Н.В. Просветление оптики. – М.–Л.: ОГИЗ, 1946.
4. Слуцкая В.В. Тонкие пленки в технике сверхвысоких частот. –М.–Л.: Госэнергоиздат, 1962. –С.28–29, 148–160.
5. Шкляревский И.Н. К вопросу об измерении толщин тонких пленок с помощью линий равного хроматического порядка // Опт. и спектр. –1958. –5. – С.617–619.
6. Физика тонких пленок \ Под ред. Г.Хасса и Р.Э.Туна –М.: Мир, 1970. –Т.4. –С.42–50.
7. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.–Л.: ОГИЗ, 1947. – 632 с.
8. Агеев Л.А., Блоха В.Б., Милославский В.К. Фотоиндуцированные периодические структуры в пленках AgCl–Ag, обусловленные излучательными ТЕ–модами // Опт. и спектр. –1985. –59, №6. –С.1274–1280.
9. Ageev L.A., Miloslavsky V.K., Varminsky M.V., Nahal A. Light scatter effect on formation of photoinduced periodic structures in thin light–sensitive films // Functional Materials. –1997. –4, №1. –Р.5–11.
10. Прохоров А.М., Сычуглов В.А., Тищенко А.В., Хакимов А.А. Кинетика образования гофра на поверхности германия при облучении мощным лазерным излучением // Письма в ЖТФ. –1982. –8, №23. –С.1409–1413.
11. Агеев Л.А., Ассаад Н., Милославский В.К., Блоха В.Б. Самозарождающиеся фотоиндуцированные периодические структуры в пленках светочувствительных материалов при наклонном падении лазерного излучения // Опт. и спектр. –1990. – 68, вып.3, –С.646–651.
12. Varminsky M.V., Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Observing diffraction from photo–induced $\text{O}\ddot{\text{A}}$ gratings in the process of their formation in thin films // J. Opt. – 1998. –29. –Р.253–258.