

**ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА
В ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ КОМПОЗИТНОЙ ПЛЕНКЕ
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРЕДЕЛЬНОЙ TE_0 МОДЫ ПОДЛОЖКИ**

Л. А. Агеев, К. С. Белошенко, В. М. Резникова

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
Харьков*

Поступила в редакцию 27.05.2015

Описаны свойства фоточувствительной тонкопленочной композиции AgCl-Ag и ее способность к генерации периодической структуры (ПС) под действием линейно поляризованного лазерного пучка. Отмечена связь в развитии ПС с волноводными свойствами системы пленка-подложка. Особое внимание уделено случаю развития ПС при возбуждении рассеянным светом предельной TE_0 моды подложки. Для «толстых» (≥ 1 мм) подложек и тонких пленок (меньше толщины отсечки TE_0 моды пленки) ПС всегда развивается за счет возбуждения предельной моды подложки. При этом, измерения угла дифракции от ПС дает возможность найти показатель преломления подложки. Показано, что такая же ситуация сохраняется и для «тонкой» ($\approx 0,1$ мм) подложки, несмотря на то, что в ней хорошо выражена дискретность других TE_m мод.

Ключевые слова: фоточувствительность, планарный волновод, волноводные моды, лазерное облучение, периодическая структура, показатель преломления.

**ПЕРІОДИЧНА СТРУКТУРА
У ФОТОЧУТЛИВІЙ КОМПОЗИТНІЙ ПЛІВЦІ
ПРИ ЗБУДЖЕННІ ГРАНИЧНОЇ TE_0 МОДИ ПІДКЛАДКИ**

Л. А. Агєєв, К. С. Білошенко, В. М. Резнікова

Надано опис властивостей фоточутливої тонкоплівкової композиції AgCl-Ag і її спроможності до генерації періодичної структури (ПС) під дією лінійно поляризованого лазерного пучка. Відзначено зв'язок у розвитку ПС із хвилеводними властивостями системи плівка-підкладка. Особлива увага приділена випадку, коли ПС створюється при збудженні розсіяним світлом граничної TE_0 моди підкладки. Для «товстих» (≥ 1 мм) підкладок і тонких плівок (менших товщини відсічки моди плівки) ПС завжди розвивається за рахунок збудження граничної моди підкладки. При цьому, виміри кута дифракції від ПС дають можливість знайти показник заломлення підкладки. Показано, що ця ситуація зберігається і для «тонкої» ($\approx 0,1$ мм) підкладки, незважаючи на те, що у ній добре спостерігається дискретність інших TE_m мод.

Ключові слова: фоточутливість, планарний хвилевод, хвилеводні моды, лазерне опромінювання, періодична структура, показник заломлення.

**THE PERIODIC STRUCTURE
IN THE PHOTSENSITIVE COMPOSITE FILM
AT THE EXCITATION OF LIMIT TE_0 MODE OF THE SUBSTRATE**

L. A. Ageev, K. S. Biloshenko, V. M. Rieznikova

The properties of the thin film of the photosensitive composition and its ability to generate a periodic structure (PS) by a linearly polarized laser beam were reported. It was found the correlation between the developments of PS and the waveguide properties of the film-substrate system. Particular attention was paid to the case of PS by the excitation of the scattered light of limit mode of the substrate. For the «thick» (1 mm) substrates and thin films (less than the thickness of the cut-off mode of film) PS is always developing due to the excitation of the limit mode of the substrate. At the same time, measuring of the diffraction angle from the PS gives possibility to find the refractive index of the substrate. It is shown that the same situation takes place also for «thin» (0.1 mm) of the substrate, despite the fact that the discreteness other modes is well expressed.

Keywords: photosensitivity, planar waveguide, waveguide modes, laser irradiation, periodic structure, refractive index.

ВВЕДЕНИЕ

В современной оптике большое внимание уделяется разработкам, исследованиям и применениям фотонных кристаллов (ФК). Среди них, в частности, выделяют планарные ФК, которые представляют собой пленочный диэлектрический волновод с периодическим изменением диэлектрической проницаемости [1, 2]. Интересны также металлдиэлектрические композиции, в которых металл образует упорядоченные наноструктуры на поверхности планарного волновода [3–5]. Такие структуры создаются искусственно методами электронной литографии [3] и рассматриваются как пример метаматериалов [5] со свойствами планарных ФК геометрии 1D или 2D. Их главная особенность состоит в том, что свет возбуждает плазмоны в частицах металла (локализованные плазмоны [6]) и часть энергии плазмонов передается в моды волновода.

Оптические свойства, сходные с металлдиэлектрическими ФК, имеет фоточувствительная композиция AgCl-Ag, которая создается вакуумным термическим напылением на диэлектрическую подложку тонкой поликристаллической пленки AgCl и, затем, островковой пленки Ag на ее поверхность [7]. Прямая фоточувствительность к действию интенсивного света связана с возбуждением локализованных плазмонов в малых частицах Ag, с фотоэффектом на этих частицах и с последующим ионным переносом массы Ag в минимумы действующего поля. В то же время, прозрачность AgCl определяет наличие в AgCl-Ag свойств асимметричного планарного волновода [8]. Облучение непрерывным линейно поляризованным лазерным пучком (E_0 — направление поляризации) приводит к генерации периодической структуры (ПС), создаваемой частицами Ag. Свойства ПС сходны со свойствами дифракционной решетки, настроенной на ввод волноводной моды. Особый интерес представляет образование ПС за счет возбуждения предельной

TE_0 моды с постоянной распространения $\beta = k \cdot n_s$ ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, λ —

длина волны действующего пучка, n_s — показатель преломления подложки). Ранее было показано, что эта мода определяет развитие ПС и в тех случаях, когда она не является волноводной модой пленки AgCl [9]. Практический интерес связан с тем, что дифракция на ПС в этом случае дает расщепление падающего пучка на симметричные планарные пучки вдоль границы с подложкой, визуализирует направление поляризации действующего пучка и позволяет измерить n_s на малой площадке при фокусировке пучка [10].

В настоящей работе рассматривается вопрос о причинах эффективного действия указанной моды при индуцировании ПС и приведены результаты эксперимента, выполненного для подтверждения этой эффективности.

СВОЙСТВА И ОСОБЕННОСТИ ПЛЕНОК AgCl-Ag

В композиции AgCl-Ag прозрачная во всем видимом диапазоне спектра поликристаллическая пленка AgCl с показателем преломления n находится на диэлектрической подложке (стекло, n_s) и, с другой стороны, контактирует с воздухом ($n_0 = 1$). Соотношение $n > n_s > n_0$ соответствует структуре асимметричного волновода [8]. Наличие поглощающего островкового слоя Ag на поверхности AgCl не учитываем.

Будем рассматривать развитие ПС при возбуждении TE_0 моды. Постоянная распространения волноводной моды пленки равна:

$$\beta = k \cdot n \cdot \sin\theta,$$

где, в приближении геометрической оптики: θ — угол падения на границы внутри пленки зигзагообразной волны, формирующей моду. Вместо β используем эффективный показатель преломления моды:

$$n_{ef} = n \cdot \sin\theta.$$

При изменении толщины h пленки n_{ef} изменяется в пределах:

$$n_s \leq n_{ef} \leq n, \quad (1)$$

где $n_{ef} \rightarrow n$ при $h \rightarrow \infty$. Характеристическое уравнение для волноводных TE_m мод пленки запишем в виде:

$$h = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n^2 - n_{ef}^2}} \times \left(\arctg\sqrt{\frac{n_{ef}^2 - 1}{n^2 - n_{ef}^2}} + \arctg\sqrt{\frac{n_{ef}^2 - n_s^2}{n^2 - n_{ef}^2}} + m\pi \right). \quad (2)$$

Для каждой моды с индексом m существуют минимальные толщины h_m (толщины отсечек), начиная с которых мода может существовать; условие отсечек $n_{ef} = n_s$ и h_m равны:

$$h_m = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n^2 - n_{ef}^2}} \left(\arctg\sqrt{\frac{n_{ef}^2 - 1}{n^2 - n_{ef}^2}} + m\pi \right). \quad (3)$$

Для предельной TE_0 моды $m = 0$, $n_{ef} = n_s$ и ее толщина отсечки для AgCl ($n = 2,06$, $\lambda = 650$ нм) равна $h_0 = 51$ нм.

Зарождение ПС в AgCl-Ag при действии лазерного пучка начинается из-за действия на пленку затравочной моды при рэлеевском рассеянии пучка на малых центрах рассеяния и за счет интерференции пучка с модой. Фоточувствительность приводит к накоплению частичек Ag в минимумах интерференции. Дальнейшее развитие ПС идет по механизму положительной обратной связи — ПС усиливает моду, контрастность интерференции увеличивается и ПС продолжает расти до стадии насыщения процесса. При фотоструктурных превращениях, приводящих к массопереносу Ag, во время экспозиции изменяется коэффициент поглощения и n_{ef} в композиции AgCl-Ag [11]. В стадии близкой к насыщению, когда практически все серебро перенесено в минимумы интерференции, коэффициент поглощения для λ действующего пучка стремится к нулю, а показатель преломления становится равным n AgCl. Указанные превращения проявляют себя в спектре поглощения и приводят к спектральному провалу («выжиганию дыры») в районе λ [12].

Отличие ПС от совершенной дифракционной решетки определяется тем, что ПС состоит из набора микро-решеток (МР), развивающихся при возбуждении мод на отдельных центрах рассеяния. При

наклонном падении индуцирующего пучка с компонентой $k_x = k \cdot \sin\varphi$ на плоскости пленки величины волновых векторов K МР ($K = \frac{2\pi}{d}$, d — период МР) и моды β для S -поляризации ($E_0 \perp$ плоскости падения) связаны условием [7]:

$$k_{\pm} = \beta \pm k_x. \quad (4)$$

Вектора МР в целом имеют преимущественную ориентацию $K_0 \perp E_0$, но, из-за спонтанного характера рассеяния на отдельных центрах, вектора МР имеют некоторый угловой разброс относительно K_0 . Такое строение ПС приводит, по мере развития ПС при нормальном падении пучка, к появлению и развитию в отраженном и проходящем свете полосы рассеяния, ось которой строго ориентирована $\parallel E_0$, а также, при узком параллельном падающем лазерном пучке, к растягиванию пучков дифракции вдоль E_0 .

При насыщении в развитии ПС преимущество имеют K_- МР, период которых, как следует из (4), равен:

$$d = \frac{\lambda}{n_{ef} - \sin\varphi}. \quad (5)$$

ПС в отражении дает дифракцию порядка «-1», которая, путем подбора нужного угла падения φ , позволяет выполнить условие автоколлимации (пучок дифракции направлен строго навстречу падающему пучку). При автоколлимации период d ПС равен:

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\varphi}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) получаем формулу для измерений n_{ef} :

$$n_{ef} = 3 \cdot \sin\varphi. \quad (7)$$

Формула (7) дает возможность измерять эффективный показатель преломления моды, при возбуждении которой развивается ПС, а в случае действия предельной моды TE_0 , когда $n_{ef} = n_s$, получаем способ измерения показателя преломления диэлектрической подложки. Применение в измерениях

гонометра с точностью отсчета углов $0,1^\circ$ и при ручной установке условия автоколлимации ошибка в измерении показателя преломления составляет $\approx \pm 0,003$. Отметим, что ф. (7) позволяет измерять дисперсию n_s в пределах всей видимой области спектра (путем применения для облучения интенсивных S -поляризованных пучков от лазеров с разными λ) и требует только точной установки угла автоколлимации φ . Как показывает опыт, измерения во многих случаях могут выполняться на очень малой площадке при фокусировке пучка [10].

ПС НА ПРЕДЕЛЬНОЙ МОДЕ ПОДЛОЖКИ

В работе [9] показано, что развитие ПС определяется возбуждением TE_0 моды с $n_{ef} = n_s$ и тогда, когда мода перестает быть волноводной для пленки AgCl (при $h \leq h_0$), а превращается в моду подложки. Такая же мода определяет развитие ПС в довольно широком интервале малых h и для подложек с $n_s > n$, т. е. когда волноводные моды в пленке вообще не существуют. И в том и в другом случаях использовались многомодовые ($m > 5000$) подложки с толщиной $h_s \approx 1,5$ мм, в которых дискретный характер мод не должен себя проявлять.

Вопрос об эффективности действия на развитие ПС моды подложки с $n_{ef} = n_s$, граничащей с дискретным спектром волноводных мод пленки, до сих пор почти не обсуждался. В частности, остается не выясненной роль толщины подложки h_s в этом случае. Подложку с n_s и «малой» h_s , при отсутствии пленки или с пленкой толщины $h < h_0$, будем рассматривать как симметричный волновод, окруженный воздухом.

При сформулированных условиях, образование ПС в тонкой пленке AgCl-Ag нужно связывать с возбуждением мод подложки. На пленку при этом действует экспоненциально затухающее поле моды в направлении пленка-воздух.

Рассматривая подложку как достаточно тонкий симметричный волновод, на поверхности которого находится пленка AgCl-Ag с $h < h_0$, мы должны считать, что ПС в пленке развивается при рассеянии света в самой подложке. При этом, эксперименты

на «толстых» подложках показывают, что при малых толщинах h AgCl всегда развитие ПС задается возбуждением предельной TE_0 моды подложки [9, 10]. Такой результат, в определенной мере, просто объясняется при рассмотрении полубесконечной подложки с диэлектрической пленкой на ее поверхности. Волна, рассеянная внутри подложки под предельным углом θ_0 полного внутреннего отражения для границы с воздухом (волна, задающая моду подложки TE_0), в соответствии с законом Снеллиуса не меняет θ_0 при наличии диэлектрической пленки на подложке. Каждая TE_m мода пленки при своей толщине отсечки h_m имеет $n_{ef} = n_s$, в соответствии с неравенством (1).

ЭКСПЕРИМЕНТ И ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Достаточно «тонкая», изотропная диэлектрическая подложка для эксперимента выбиралась так, чтобы она сохраняла жесткость и плоско параллельность. Мы использовали покровные стекла для микропрепаратов (ГОСТ 6672-75) с показателем преломления $n_D = 1,515$ ($\lambda_D = 589$ нм) и площадью 18×18 мм. По наличию интерференционных полос в отраженном свете люминесцентной лампы, отбирались наиболее тонкие стекла. Ниже приведены данные для пластинки толщины $h_s = 113$ мкм, измеренной интерференционным методом линий равного хроматического порядка [13]; оценочные расчеты ниже сделаны для $h_s = 100$ мкм.

На подложку вакуумным осаждением был нанесен слой AgCl толщины $h \approx 30$ нм $< h_0$ и затем островковая пленка Ag (≈ 8 нм). Образец облучался S -поляризованным пучком от полупроводникового лазера с $\lambda = 650$ нм, непрерывной мощностью $P \approx 25$ мВт, под углом падения $\varphi = 30,3^\circ$ в течении $t \approx 0,5$ час. Схема облучения и реальная сцена возникающих в процессе световых пучков показаны на рис. 1 а, б. Рисунок соответствует условию автоколлимации, когда при дифракции на образовавшейся ПС центр пучка (4) в отражении от ПС направлен навстречу пучку падающему (2) и центр проходящего пучка дифракции (5) совпадает с продолжением отраженного лазерного пучка (7). При изменении φ пучки дифракции на экранах займут другое положение из-за изменения n_{ef}

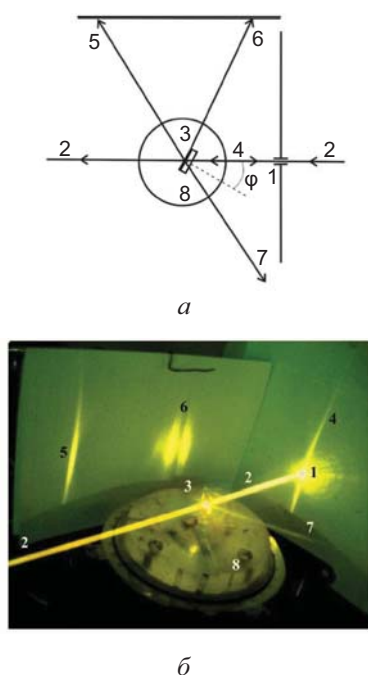


Рис. 1. Схема облучения (а) и реальная сцена образующихся пучков (б). 1 — отверстие во фронтальном экране для лазерного пучка 2; 3 — образец на гониометре 8; 4 — полоса дифракции в отражении в положении автоколлимации; 5 — полоса дифракции на боковом экране в проходящем свете; 6 — пучки дифракции из торца образца для моды, образующей ПС; расщепление из-за малой толщины торца; 7 — пучок, отраженный от образца; поляризация пучка 2 по нормали к плоскости рис. 1 (а).

(ф. (7)). При автоколлимации ($\varphi = 30,3^\circ$) из ф. (7) получаем $n_{ef} = n_s = 1,514 \pm 0,003$, что, с учетом дисперсии, совпадает с n_s покровной стеклянной пластинки.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Уже в ранних экспериментах было показано, что в достаточно толстой пленке, в которой существуют волноводные моды пленки TE_0, TE_1, TE_2, TE_3 , в индуцированной ПС присутствуют МР, связанные с возбуждением каждой из 4 мод [14]. Соответственно, наблюдаются и дифракционные рефлексии от этих МР. Если представить себе пленку с $h < h_0$ на тонкой подложке с малым числом мод подложки, то можно предположить, что ПС будет состоять из набора МР, развившихся на отдельных модах подложки. В этом случае ф. (7) позволит измерять n_{ef} но не даст возможности найти n_s . Вопрос о наименьшей толщине h_s подложки, при которой мода с $n_{ef} = n_s$ будет иметь преимущество в развитии МР по сравнению с другими модами не является

простым и требует отдельного теоретического и экспериментального рассмотрения.

Ниже приведем некоторые данные для подложки с $h_s = 100$ мкм, рассматривая ее как симметричный волновод, окруженный воздухом. В этом случае характеристическое уравнение имеет вид:

$$h_s = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_s^2 - n_{ef}^2}} \left(2\arctg\sqrt{\frac{n_{ef}^2 - 1}{n_s^2 - n_{ef}^2}} + m\pi \right), \quad (8)$$

$$1 \leq n_{ef} < n_s, \quad (9)$$

где $n_{ef} \rightarrow n_s$ при $h_s \rightarrow \infty$. Для $\lambda = 0,65$ мкм полное число TE_m мод в подложке толщины $h_s = 100$ мкм равно [8]:

$$M = \frac{2h_s\sqrt{n_s^2 - 1}}{\lambda} = 350.$$

С помощью ф. (8) найдем, как изменяется n_{ef} для мод разных индексов m в подложке заданной толщины h_s . Результаты расчета показаны на рис. 2. Видно, что $n_{ef} > 1,5$ для всех мод с $m < 50$, а далее n_{ef} уменьшается с ростом m . Более подробные вычисления показывают, что моды с $m \leq 28$ имеют $n_{ef} \geq 1,511$, т. е. не более чем на $-0,003$ меньше истинного значения $n_s = 1,514$.

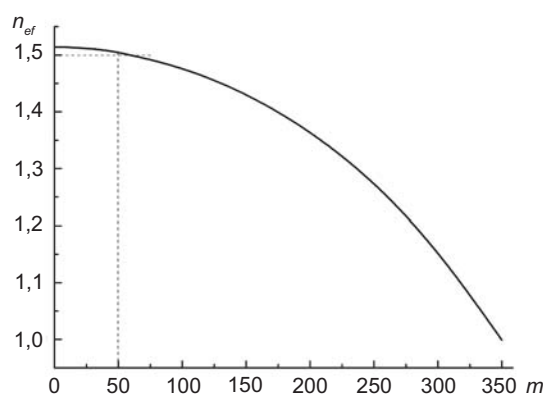


Рис. 2. Зависимость от индекса мод подложки. Расчет по ф. (8) для $h_s = 100$ мкм

Чтобы получить дальнейшее существенное уменьшение количество TE_m мод подложки, нужно на порядок величины уменьшить ее толщину h_s . При $h_s = 10$ мкм число TE_m мод уменьшится до $M = 35$. При этом расчеты по ф. (8) дают $n_{ef} \approx n_s$ только для трех мод с $m = 0, 1, 2$. Если h_s уменьшить еще в 10 раз, т. е. взять $h_s = 1$ мкм, то при такой толщине будет

$n_{ef} < n_s$ уже и для TE_0 моды. Можно было бы провести эксперименты для таких случаев, используя в качестве подложки, например, подходящую (с $n_s \approx 1,5$) «свободную» полимерную пленку. Но в эксперименте для удержания «свободной» пленки толщины 10 мкм, а тем более в 1 мкм, неизбежно потребуется основа, например в виде мелкой сетки. Пленка в ячейках сетки не будет однородной по толщине, будет испытывать деформации и изменения своих свойств. В другом случае тонкую пленку, выполняющую роль волноводной подложки для тонкопленочного композита AgCl-Ag, можно нанести на «толстую» плоскопараллельную диэлектрическую пластину. Но тогда изменится волноводная структура в целом и ее нужно будет анализировать в терминах многослойного волновода, что может быть предметом нового исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент и вычисления показали, что тонкая (100 мкм) стеклянная подложка, несмотря на существование в ней большого числа дискретных мод, дает правильный результат при измерении ее показателя преломления с помощью ПС. В данном случае оказалось достаточным, чтобы примерно 30 мод с наименьшими индексами m имели $n_{ef} \approx n_s$. Эффективность действия мод на развитие различных МР в ПС зависит от коэффициентов потерь для разных мод. В прозрачном волноводе потери, главным образом, связаны с экспоненциальным затуханием поля моды в окружающую среду. Такие потери растут с ростом индекса m моды. При развитии ПС и отдельных МР в ней следует учитывать, что рост МР происходит по механизму положительной обратной связи и при возбуждении мод с максимальной добротностью, т. е. в первую очередь мод с наименьшими индексами m .

ЛИТЕРАТУРА

1. Noda S. Photonic crystal technologies: Experiment // *Optical Fiber Telecommunications* Ed by / I. P. Kaminov, T. Li, A. E. Willner. 5th ed. — Academic Press. — 2008. — P. 455–483.
2. Istrate E., Sargent E. H. Photonic crystal heterostructures and interfaces // *Rev. of modern physics*. — 2006. — Vol. 78, No. 2. — P. 455–481.
3. Linden S., Kuhl J., Giessen H. Controlling the Interaction between Light and Gold Nanoparticles: Selective Suppression of Extinction // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86, No. 20. — P. 4688–4691.
4. Гиппиус Н. А., Тиходеев С. Г., Крист А., Куль Й., Гиссен Х. Плазмон-волноводные поляритоны в металлодиэлектрических фотонно-кристаллических слоях // *ФТТ*. — 2005. — Т. 47, № 1. — С. 139–143.
5. Тиходеев С. Г., Гиппиус Н. А. Плазмон-поляритонные эффекты в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах и метаматериалах // *УФН*. — 2009. — Т. 179, № 9. — С. 1003–1007.
6. Майер С. А. Плазмоника: теория и приложения. — М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. — 296 с.
7. Stefan A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. — Springer, 2007.
8. Климов В. В. Наноплазмоника // *УФН*. — 2008. — Т. 178, № 8. — С. 875–880.
9. Ageev L. A., Miloslavsky V. K. Photoinduced effects in light-sensitive films // *Optical Engineering*. — 1995. — Vol. 34, No. 4. — P. 960–972.
10. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. Пер. с англ. — М. Мир, 1984. — 512 с.
11. Adams M. J. *An introduction to optical waveguides*. John Wiley and Sons. Chichester-New York-Brisbane-Toronto, 1981.
12. Агеев Л. А., Блоха В. Б., Милославский В. К. Фотоиндуцированные периодические структуры в пленках AgCl-Ag, обусловленные излучательными TE -модами // *Опт. и спектр.* — 1985. — Т. 59, № 6. — С. 1274–1280.
13. Агеев Л. А., Милославский В. К., Тютюнник О. В., Эльашхаб Х. И. Определение показателя преломления диэлектриков с помощью светоиндуцированных дифракционных решеток // *Журн. прикл. спектроскопии*. — 2001. — Т. 68, № 2. — С. 270–274.
14. 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.
15. Агеев Л. А., Милославский В. К., Нуреддин Ассаад Спектральные свойства

- фотоиндуцированных периодических структур в светочувствительных пленках AgCl-Ag // *Опт. и спектр.* — 1988 — Т. 65, № 1. — С. 147–154
16. Физика тонких пленок (под ред. Г. Хасса и Р. Э. Туна). — М.: Мир, 1970, С. 42–50, 440.
 17. Агеев Л. А., Блоха В. Б., Милославский В. К. Свойства периодических структур, фотоиндуцированных в тонкопленочной системе AgCl-Ag // *Укр. физ. журн.* — 1985. — Т. 30, № 4. — С. 511–516.
 8. Klimov V. V. Nanoplazmonika // *UFN.* — 2008. — Vol. 178, No. 8. — P. 875–880.
 9. Ageev L. A., Miloslavsky V. K. Photoinduced effects in light-sensitive films // *Optical Engineering.* — 1995. — Vol. 34, No. 4. — P. 960–972.
 10. Adams M. Vvedenie v teoriyu opticheskikh volnovodov. Per. s angl. — M. Mir, 1984. — 512 p.
 11. Adams M. J. An introduction to optical waveguides. John Wiley and Sons. Chichester-New York-Brisbane-Toronto, 1981.
 12. Ageev L. A., Bloha V. B., Miloslavskij V. K. Fotoinducirovannye periodicheskie struktury v plenkah AgCl-Ag, obuslovlennyye izluchatel'nymi TE-modami // *Opt. i spektr.* — 1985. — Vol. 59, No. 6. — P. 1274–1280.
 13. Ageev L. A., Miloslavskij V. K., Tyutyunik O. V., El'ashhab H. I. Opredelenie pokazatelya prelomleniya dielektrikov s pomosch'yu svetoinducirovannykh difrakcionnykh reshetok. // *Zhurn. prikl. spektroskopii.* — 2001. — Vol. 68, No. 2. — P. 270–274.
 14. Lyman' V. I., Miloslavskij V. K., Ageev L. A. Vremennaya evolyuciya spontannykh reshetok v tonkikh svetochuvstvitel'nykh plenkah AgCl-Ag // *Opt. i spektr.* — 1997 — Vol. 83, No. 6. — P. 995–1000.
 15. Ageev L. A., Miloslavskij V. K., Nureddin Assaad Spektral'nye svoystva fotoinducirovannykh periodicheskikh struktur v svetochuvstvitel'nykh plenkah AgCl-Ag // *Opt. i spektr.* — 1988 — Vol. 65, No. 1. — P. 147–154.
 16. Fizika tonkikh plenok (pod red. G. Hassa i R. E. Tuna). — M.: Mir, 1970, P. 42–50, 440.
 17. Ageev L. A., Bloha V. B., Miloslavskij V. K. Svoystva periodicheskikh struktur, fotoinducirovannykh v tonkoplenochnoj sisteme AgCl-Ag // *Ukr. fiz. zhurn.* — 1985. — Vol. 30, No. 4. — P. 511–516.

LITERATURA

1. Noda S. Photonic crystal technologies: Experiment//*Optical Fiber Telecommunications* Ed by / I. P. Kaminov, T. Li, A. E. Willner. 5th ed. — Academic Press. — 2008. — P. 455–483.
2. Istrate E., Sargent E. H. Photonic crustal heterostructures and interfaces // *Rev. of modern physics.* — 2006. — Vol. 78, No. 2. — P. 455–481.
3. Linden S., Kuhl J., Giessen H. Controlling the Interaction between Light and Gold Nanoparticles: Selective Suppression of Extinction // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86, No. 20. — P. 4688–4691.
4. Gippius N. A., Tihodeev S. G., Krist A., Kul' J., Gissen H. Plazmon-volnovodnye polyaritonny v metallodielektricheskikh fotonno-kristallicheskih sloyah // *FTT.* — 2005. — Vol. 47, No. 1. — P. 139–143.
5. Tihodeev S. G., Gippius N. A. Plazmon-polyaritonnyye efekty v nanostrukturirovannykh metall-dielektricheskikh fotonnykh kristallah i metamaterialah // *UFN.* — 2009. — Vol. 179, No. 9. — P. 1003–1007.
6. Majer S. A. Plazmonika: teoriya i prilozheniya. — M.-Izhevsk: NIC «Regulyarnaya i haoticheskaya dinamika», 2011. — 296 p.
7. Stefan A. Maier. Plasmonics: Fundamentals and Applications. — Springer, 2007.