

отношение C/Π значительно (на 20—30 дБ) ниже динамического диапазона ПЗС. Более высокое отношение C/Π имеет место при анализе сигналов с малыми пик-факторами. Отметим, что полученные результаты справедливы для любых ОФП: как аналоговых, так и дискретно-аналоговых, в которых ввод сигналов производится с помощью модуляции света по интенсивности, а для съема информации используется ПЗС.

В заключение подчеркнем, что дискретные массивные ОФП обеспечивают такой же динамический диапазон, как и аналоговые.

1. Lee J. N., Lin S. C., Tveten A. B. New acousto-optic devices for Fourier transformations // SPIE, Real Time Signal Proces. V.— 1982.— 341.— P. 86.
2. Lin S. C., Tveten A. B. Simplified time-integrating acousto-optical processor for Fourier transformation // Opt. Lett.— 1982.— 7, N 9.— P. 448.
3. Casasent D., Psaltic D. Classification for optical signal processing architectures // SPIE, Acousto-Optic Bulk Wave Devic.— 1979.— 214.— P. 32.
4. Bromley K., Monahan M. A., Saxe G. Linear transformations performed by an electro-optical processor // SPIE, Transformat. Opt. Signal Proces.— 1981.— 373.— P. 95.
5. Псалти Д. Двумерная оптическая обработка сигналов с использованием одномерных входных устройств // ТИИЭР.— 1984.— 72, № 7.
6. Грибанов Ю. И., Мальков В. Л. Погрешности и параметры цифрового спектрально-корреляционного анализа.— М.: Радио и связь, 1984.
7. Бухенский А. Ф., Морозов С. В., Яковлев В. И. Сигнал-шум оптического спектрального анализатора с временным интегрированием // Радиотехника.— 1987.— № 1.

Поступила в редакцию 9 октября 1987 г.

УДК 621.372.8 : 535.417

И. И. ИТКИН, С. М. ШАНДАРОВ
(Томск)

СТРУКТУРА НАВЕДЕННЫХ ПОЛЕЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ ПРИ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ ЗАПИСИ

1. Голографические решетки (ГР), сформированные в планарных волноводных структурах, применяются в интегрально-оптических устройствах в качестве элементов оптической памяти [1, 2], для ввода, вывода и коллимирования оптического излучения [3, 4] и в других целях. Одним из основных материалов для интегральной оптики является ниобат лития [5], в котором могут записываться как объемные [6], так и планарные фазовые голограммы [7—9]. В примесных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, имеющих высокую чувствительность к записи голограмм, основным механизмом формирования наведенных электрических полей, модулирующих оптические свойства среды, является фотогальванический эффект [6].

Теория формирования фазовых голограмм за счет фотогальванического эффекта в объемных средах хорошо развита в [6, 10—12]. Однако теоретическим исследованиям фотогальванической записи голограмм в

волноводных структурах посвящена лишь работа [13], в которой рассмотрен частный случай коллинеарного взаимодействия мод полоскового введенной в подложку из ниобата лития. Для простоты мы пренебрегли пьезоэффектом, эффектами самодифракции и диффузионным током.

2. Рассмотрим созданную в кристалле симметрии $3m$ z -ориентации планарную волноводную структуру, в которой распределения показателя преломления $n(z)$ и фотогальванических констант $\beta_{mn}(z)$ имеют ступенчатый профиль

$$n(z) = \begin{cases} n_2 & \text{при } z > 0; \\ n_0 & \text{при } 0 \geq z \geq -h; \\ n_1 & \text{при } z < -h; \end{cases}$$

$$\beta_{mn}(z) = \begin{cases} \beta_{mn} & \text{при } 0 \geq z \geq -h; \\ 0 & \text{при } z < -h, \end{cases}$$

где n_0 , n_1 , n_2 — показатели преломления волноводного слоя, подложки и покровной среды соответственно. Такой волновод может быть изготовлен, например, методом эпитаксиального выращивания [14].

Взаимодействующие волноводные TE_m -моды считаем имеющими плоские фронты и распространяющимися под малыми углами $\pm\theta$ к оси x , что позволяет считать их поляризованными по оси y и ограничиться анализом двумерной задачи. Учитывая симметрию тензора β_{mn} [15], найдем компоненты вектора плотности фотогальванического тока δ_i , вызываемого световым распределением в волноводном слое:

$$\begin{aligned} \delta_2(y, z) &= \beta_{22}[J_{1m}(z) + J_{2m}(z)] + 2\sqrt{J_{1m}(z)J_{2m}(z)}\beta_{22}\exp(-iKy); \\ \delta_3(y, z) &= \beta_{31}[J_{1m}(z) + J_{2m}(z)] + 2\sqrt{J_{1m}(z)J_{2m}(z)}\beta_{31}\exp(-iKy). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $K = 2\pi/\Lambda$ — модуль вектора ГР, Λ — ее период, индексы 1 и 2 относятся к предметной и опорной волнам, а распределения интенсивности полей TE_m -мод $J_{1m}(z)$ и $J_{2m}(z)$ определяются известным выражением [5]

$$J_m(z) = J_m \cos^2(\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}/2),$$

где $\Psi_{2m} = \arctg(k_0 \sqrt{n_m^{*2} - n_2^2/\kappa_{0m}})$; $\kappa_{0m} = k_0 \sqrt{n_0^2 - n_m^{*2}}$ — поперечная постоянная распространения; n_m^* — эффективный показатель преломления моды TE_m ; $k_0 = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны света в вакууме.

Из выражений (1) следует, что в волноводном слое существует как нормальная его плоскости компонента фотогальванического тока δ_3 , так и направленная по вектору решетки компонента δ_2 . Первые члены в (1) характеризуют не зависящие от y составляющие тока, которые должны приводить к перераспределению объемных зарядов вдоль осей y и z .

Возникающие при этом электрические поля $E_3(z)$ и $E_2(z)$ не дают вклада в поле ГР, но изменяют вследствие электрооптического эффекта показатель преломления волноводного слоя. Будем считать эти изменения малыми и пренебрегать ими в дальнейшем.

На начальном участке записи ГР при $t \ll \tau_m$ (τ_m — время максвелловской релаксации) ток проводимости мал, и им можно также пренебречь [6]. Представляя потенциал наведенного электрического поля ГР в форме $\varphi = \varphi_0(z)\exp(-iKy)$ и учитывая пространственно осциллирующие вдоль оси y составляющие фотогальванического тока, получим уравнение для $\varphi_0(z)$

$$\begin{aligned} d^2\varphi_{0m}/dz^2 - K^2\varphi_{0m}\varepsilon_2/\varepsilon_3 = & -2\sqrt{J_{1m}J_{2m}t}/\varepsilon_3\{\beta_{31}\kappa_{0m} \times \\ & \times \sin(2\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}) + iK\beta_{22}[\cos(2\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}) + 1]/2\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varepsilon_2, \varepsilon_3$ — компоненты тензора статической диэлектрической проницаемости кристалла, которые для волноводного слоя будем полагать такими же, как и для подложки.

Уравнение (2) для подложки ($\beta_{mn} = 0$) сводится к уравнению свободных колебаний [5], и его решение с учетом условия конечности имеет вид

$$\Phi_{0m}^{(1)} = C_{1m} \exp(K'z) \text{ при } z \leq -h, \quad (3)$$

где $K' = K\sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_3}$. Потенциал наведенного поля $\varphi_0(z)$ в волноводном слое удовлетворяет уравнению вынужденных колебаний (2). Характерно, что в отличие от процессов голографической записи в объемных средах в формировании наведенного поля вносит вклад не только параллельная вектору решетки составляющая фотогальванического тока $\delta_2 \sim \beta_{22}$, но и нормальная к плоскости волновода компонента $\delta_3 \sim \beta_{31}$. При этом вклады δ_2 и δ_3 сдвинуты относительно друг друга по фазе на $\pi/2$.

Используя общее решение уравнения вынужденных колебаний [5], найдем из (2) распределение потенциала $\varphi_0(z)$ в волноводном слое

$$\begin{aligned} \Phi_{0m}(z) = & -\frac{2\sqrt{J_{1m}J_{2m}}t}{\varepsilon_3(4\kappa_{0m}^2 + K'^2)} \{ \beta_{31}(-\kappa_{0m}) \sin(2\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}) + \\ & + i\beta_{22}K [\cos(2\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}) + 4\kappa_{0m}^2/K'^2 + 1]/2 \} + C_{2m} \exp(K'z) + \\ & + C_{3m} \exp(-K'z) \text{ при } 0 \geq z \geq -h. \end{aligned} \quad (4)$$

Постоянные C_{1m}, C_{2m} и C_{3m} определяются из условий непрерывности потенциала и компонент вектора электрической индукции при $z = 0$ и $z = -h$. Ограничимся анализом структуры поля для электрически закороченной границы $z = 0$, предполагая, что на нее нанесена тонкая проводящая оптически прозрачная пленка. В этом случае из (3) и (4) с учетом граничных условий найдем распределения полей в волноводном слое при $0 \geq z \geq -h$

$$\begin{aligned} E_{2m} = & -\frac{2\sqrt{J_{1m}J_{2m}}tK}{\varepsilon_3(4\kappa_{0m}^2 + K'^2)} \{ \beta_{22}K [\cos(2\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}) + (A_1 + 2\kappa_{0m}A_2/K' + A_3) \times \\ & \times \exp(-K'h) \operatorname{sh}(K'z) - (A_3 + \cos \Psi_{2m}) \exp(K'z) + A_3]/2 + \\ & + i\beta_{31}\kappa_{0m} [\sin(2\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}) - (2\kappa_{0m}A_1/K' - A_2) \exp(-K'h) \operatorname{sh}(K'z) - \\ & - \sin \Psi_{2m} \exp(K'z)] \}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_{3m} = & \frac{2\sqrt{J_{1m}J_{2m}}tK'}{\varepsilon_3(4\kappa_{0m}^2 + K'^2)} \{ \beta_{31}(-\kappa_{0m}) [2\kappa_{0m}/K' \cos(2\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}) - \\ & - (2\kappa_{0m}A_1/K' - A_2) \exp(-K'h) \operatorname{ch}(K'z) - \sin \Psi_{2m} \exp(K'z)] - \\ & - i\beta_{22}K [2\kappa_{0m}/K' \sin(2\kappa_{0m}z + \Psi_{2m}) - (A_1 + 2\kappa_{0m}A_2/K' + A_3) \times \\ & \times \exp(-K'h) \operatorname{ch}(K'z) + (\cos \Psi_{2m} + A_3) \exp(K'z)]/2 \} \end{aligned} \quad (6)$$

и в подложке при $z \leq -h$

$$\begin{aligned} E_{2m}^{(1)} = & -\frac{2\sqrt{J_{1m}J_{2m}}tK}{\varepsilon_3(4\kappa_{0m}^2 + K'^2)} \{ \beta_{22}K [(A_1 + A_3) \operatorname{ch}(K'h) - 2\kappa_{0m}A_2 \operatorname{sh}(K'h)/K' - \\ & - A_3 - \cos \Psi_{2m}]/2 + i\beta_{31}\kappa_{0m} [2\kappa_{0m}A_1 \operatorname{sh}(K'h)/K' + A_2 \operatorname{ch}(K'h) - \\ & - \sin \Psi_{2m}] \} \exp(K'z); \end{aligned} \quad (7)$$

$$E_{3m}^{(1)} = -iE_{2m}^{(1)} \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_3}, \quad (8)$$

где $A_1 = \cos(\Psi_{2m} - 2\kappa_{0m}h)$, $A_2 = \sin(\Psi_{2m} - 2\kappa_{0m}h)$, $A_3 = 4\kappa_{0m}^2/K'^2 + 1$. Отметим, что амплитуды компонент наведенных полей зависят от поперечных постоянных распространения волноводных мод κ_{0m} и модуля вектора решетки K .

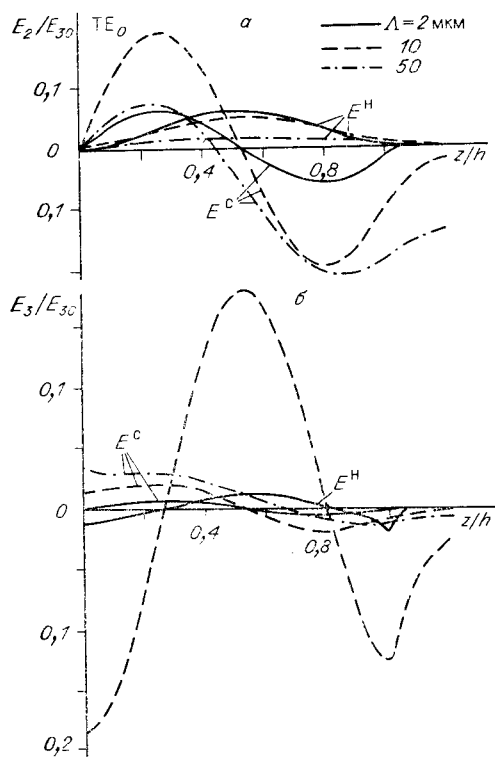


Рис. 1

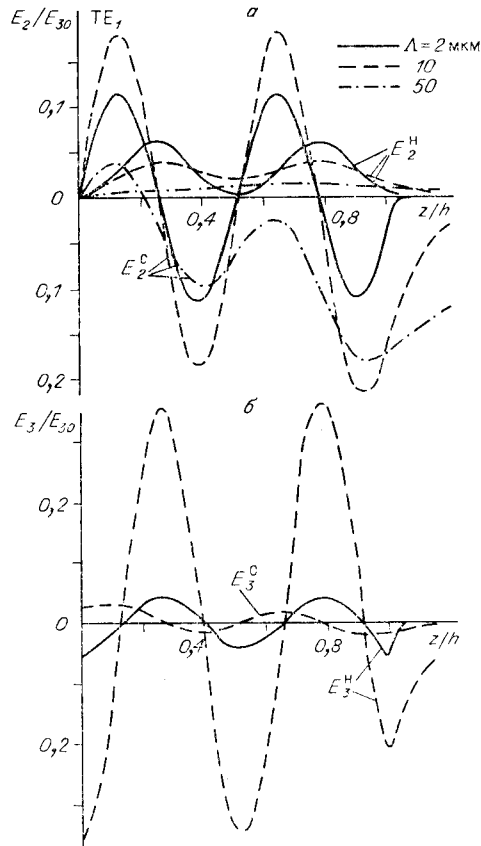


Рис. 2

3. Численный анализ распределения полей ГР проводился для $\lambda = 633$ нм на модельном волноводе со следующими параметрами: $n_2 = 1$, $n_0 = 2,2968$, $n_1 = 2,2868$, $h = 10$ мкм. Поперечные распределения наведенных полей $E_2(z)$ и $E_3(z)$ для трех периодов решетки $\Lambda = 2, 10$ и 50 мкм при записи голограмм модами TE_0 и TE_1 представлены на рис. 1, а, б и 2, а, б соответственно. Распределения пронормированы на амплитуду поля ГР $E_{30} = -2\beta_{31}\sqrt{J_{1m}J_{2m}t}/\epsilon_3$, формируемой обыкновенно поляризованными плоскими световыми волнами в объемном образце с аналогичными волноводному слою фотогальваническими свойствами при тех же значениях J_{1m} , J_{2m} и t . В расчетах использовались константы β_{31} и β_{22} кристалла $LiNbO_3:Fe$, приведенные в [16].

4. Анализ распределений наведенных полей (см. (5)–(8), рис. 1, 2) показывает, что фотогальванический ток δ_2 , направленный по вектору решетки, так же, как и в безграничной среде, дает вклад в синфазное с интерференционной световой картиной $J(y, z)$ распределение компоненты наведенного поля E_2^H . Двумерный характер записи ГР в планарном волноводе приводит к тому, что ток $\delta_2(y, z)$ формирует также сдвинутое по фазе на $\pi/2$ относительно $J(y, z)$ распределение нормальной к границе кристалла компоненты $E_3^C(y, z)$. Компонента фотогальванического тока δ_3 , ортогональная вектору решетки и не играющая роли в безграничной среде, вносит вклад в синфазную $E_3^H(y, z)$ и сдвинутую $E_2^C(y, z)$ составляющие полей.

Для кристалла $LiNbO_3:Fe$ выбранной ориентации фотогальванический ток δ_3 по нормали к волноводному слою существенно превышает компоненту тока δ_2 , направленную по вектору решетки ($\beta_{22} \ll \beta_{31}$). Поэтому для больших периодов решетки, как следует из рис. 1 и 2, $E_2^C \gg E_2^H$, $E_3^C \ll E_3^H$. При малых по сравнению с толщиной волноводного

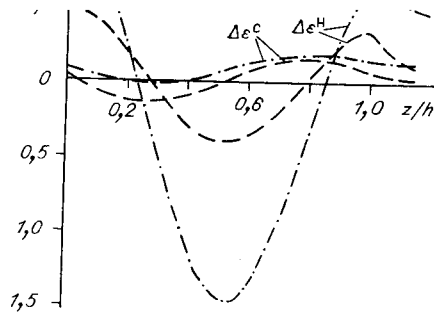


Рис. 3

родность светового распределения тем больше, чем выше номер моды, и составляющая E_3^H для моды TE_1 превышает таковую для моды TE_0 . Отметим, что поперечное распределение составляющей наведенного поля $E_2^C(z)$ имеет более сложную зависимость от периода решетки.

5. Для анализа дифракции волноводных TE -мод на записанной ГР необходимо знать распределение амплитуды наведенных возмущений компоненты тензора диэлектрической проницаемости среды на частоте световой волны

$$\Delta\epsilon_{22}(z) = n^4 [r_{13}E_3(z) + r_{22}E_2(z)],$$

где r_{13} и r_{22} — электрооптические постоянные; n — обыкновенный показатель преломления кристалла. Распределения $\Delta\epsilon_{22}(z)$, формируемые на начальном участке записи ГР модами TE_0 с интенсивностями $J_{1m} = J_{2m} = 0,7$ мВт/мм² за время $t = 120$ с, представлены на рис. 3.

Как следует из рис. 3, в рассматриваемой волноводной структуре с увеличением периода решетки амплитуда наведенных возмущений оптических свойств среды возрастает. Распределения синфазной и сдвинутой на $\pi/2$ относительно интерференционной световой картины составляющих $\Delta\epsilon_{22}^H(z)$ и $\Delta\epsilon_{22}^C(z)$ существенно различаются. Если $\Delta\epsilon_{22}^H(z)$ достигает экстремальных значений на границах волноводного слоя и примерно в его середине, то экстремумы $\Delta\epsilon_{22}^C(z)$ имеют место при $z \sim h/4$ и $z \sim 3h/4$. Для $\Lambda = 50$ мкм максимальное значение сдвинутой компоненты $\Delta\epsilon_{22}^C$ составляет $\sim 15\%$ от максимальной величины $\Delta\epsilon_{22}^H$, а для $\Lambda = 2$ мкм они примерно одинаковы.

6. Проведенные расчеты показывают, что процесс формирования ГР в планарных волноводах имеет ряд характерных особенностей, не наблюдаемых в безграничных средах. В частности, запись ГР может осуществляться фотогальваническим током, текущим ортогонально вектору решетки. Скорость записи при этом возрастает с увеличением периода решетки.

Известно [10, 11], что фотогальванический эффект совместно с линейным электрооптическим обуславливают нелинейное взаимодействие световых волн в фоторефрактивных кристаллах. При этом существенную роль играет величина фазового сдвига между наведенными возмущениями оптических свойств среды и интерференционной световой картиной [17]. В данном волноводе, варьируя период записываемой ГР, можно менять величину оптической нелинейности среды и указанный фазовый сдвиг.

Авторы благодарят Е. С. Коваленко, С. Г. Одулова и В. М. Шапдрова за полезные обсуждения.

решетки, поэтому вклад $\delta_3(y, z)$ в наведенные поля уменьшается, и для $\Lambda = 2$ мкм синфазные и сдвинутые составляющие полей E_2^H и E_2^C близки по величине.

При больших периодах решетки неоднородность светового распределения по оси z играет основную роль в формировании наведенного поля. Это приводит к монотонному возрастанию E_3^H с ростом Λ . В волноводах со ступенчатым профилем показателя преломления поперечная неоднородность светового распределения тем больше, чем выше номер моды, и составляющая E_3^H для моды TE_1 превышает таковую для моды TE_0 . Отметим, что поперечное распределение составляющей наведенного поля $E_2^C(z)$ имеет более сложную зависимость от периода решетки.

5. Для анализа дифракции волноводных TE -мод на записанной ГР необходимо знать распределение амплитуды наведенных возмущений компоненты тензора диэлектрической проницаемости среды на частоте световой волны

$$\Delta\epsilon_{22}(z) = n^4 [r_{13}E_3(z) + r_{22}E_2(z)],$$

где r_{13} и r_{22} — электрооптические постоянные; n — обыкновенный показатель преломления кристалла. Распределения $\Delta\epsilon_{22}(z)$, формируемые на начальном участке записи ГР модами TE_0 с интенсивностями $J_{1m} = J_{2m} = 0,7$ мВт/мм² за время $t = 120$ с, представлены на рис. 3.

Как следует из рис. 3, в рассматриваемой волноводной структуре с увеличением периода решетки амплитуда наведенных возмущений оптических свойств среды возрастает. Распределения синфазной и сдвинутой на $\pi/2$ относительно интерференционной световой картины составляющих $\Delta\epsilon_{22}^H(z)$ и $\Delta\epsilon_{22}^C(z)$ существенно различаются. Если $\Delta\epsilon_{22}^H(z)$ достигает экстремальных значений на границах волноводного слоя и примерно в его середине, то экстремумы $\Delta\epsilon_{22}^C(z)$ имеют место при $z \sim h/4$ и $z \sim 3h/4$. Для $\Lambda = 50$ мкм максимальное значение сдвинутой компоненты $\Delta\epsilon_{22}^C$ составляет $\sim 15\%$ от максимальной величины $\Delta\epsilon_{22}^H$, а для $\Lambda = 2$ мкм они примерно одинаковы.

6. Проведенные расчеты показывают, что процесс формирования ГР в планарных волноводах имеет ряд характерных особенностей, не наблюдаемых в безграничных средах. В частности, запись ГР может осуществляться фотогальваническим током, текущим ортогонально вектору решетки. Скорость записи при этом возрастает с увеличением периода решетки.

Известно [10, 11], что фотогальванический эффект совместно с линейным электрооптическим обуславливают нелинейное взаимодействие световых волн в фоторефрактивных кристаллах. При этом существенную роль играет величина фазового сдвига между наведенными возмущениями оптических свойств среды и интерференционной световой картиной [17]. В данном волноводе, варьируя период записываемой ГР, можно менять величину оптической нелинейности среды и указанный фазовый сдвиг.

Авторы благодарят Е. С. Коваленко, С. Г. Одулова и В. М. Шапдрова за полезные обсуждения.

- ческого элемента голографической памяти // Письма в ЖТФ.— 1985.— 11, вып. 9.
3. Липовская М. Ю., Липовский А. А. Исследование интегрально-оптического решеточного элемента связи с переменной глубиной гофра // ЖТФ.— 1983.— 53, № 4.
 4. Кухарев А. В., Липовская М. Ю., Липовский А. А. и др. Исследование макета интегрально-оптического экспандера // ЖТФ.— 1985.— 55, вып. 8.
 5. Хансперджер Р. Интегральная оптика: Теория и технология: Пер. с англ.— М.: Мир, 1985.
 6. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные среды в голографии и оптической обработке информации.— Л.: Наука, 1983.
 7. Кандидова О. В., Леманов В. В., Сухарев Б. В. Запись голограмм в планарных световодах из ниобата лития // Письма в ЖТФ.— 1983.— 9, вып. 13.
 8. Nisius J. P., Krätzig E. Stabilization of Fe^{2+} centers in $LiNbO_3:Ti$ waveguides // Sol. St. Commun.— 1985.— 53, N 9.— P. 743.
 9. Шандаров В. М., Шандаров С. М. Особенности записи голограмм в планарных оптических волноводах $LiNbO_3:Fe$ // Письма в ЖТФ.— 1986.— 12, вып. 1.
 10. Стурман Б. И. Фотогальванический эффект — новый механизм нелинейного взаимодействия волн в электрооптических кристаллах // Квантовая электрон.— 1980.— 7, № 3.
 11. Одулов С. Г., Стурман Б. И. Поляризационное четырехволновое взаимодействие в фоторефрактивных кристаллах // ЖЭТФ.— 1987.— 92, вып. 6.
 12. Изванов А. А., Мандель А. Е., Хатьков Н. Д., Шандаров С. М. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах // Автометрия.— 1986.— № 2.
 13. Божевольный С. И., Горлатова Е. В., Черных В. А. Исследование кинетики фотоиндуцированного преобразования поляризации света в $Ti:LiNbO_3$ -волноводах // ЖТФ.— 1987.— 57, вып. 8.
 14. Космына М. Б., Воронов А. П., Ткаченко В. Ф. Получение эпитаксиальных структур на основе ниобата-танталата лития для интегральной оптики // Интегральная оптика. Физические основы, приложения.— Новосибирск: Наука, 1986.
 15. Одулов С. Г., Олейник О. И. Динамические голограммы в кристаллах $LiNbO_3$, обусловленные поперечным фотогальваническим эффектом // Квантовая электрон.— 1983.— 10, № 7.
 16. Хатьков Н. Д., Шандаров С. М. Компоненты фотогальванического тензора кристалла $LiNbO_3:Fe$ // Автометрия.— 1987.— № 6.
 17. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г. и др. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // УФН.— 1979.— 129, № 1.

Поступила в редакцию 3 февраля 1988 г.