

# Узкополосные голографические интерференционные фильтры на $\text{LiNbO}_3$

© И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, Н.В. Суровцев

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: mvk@iae.nsk.su

(Поступила в Редакцию 16 марта 2000 г.  
В окончательной редакции 20 апреля 2000 г.)

Приведены новые экспериментальные данные о записи в  $\text{LiNbO}_3$  голограмм во встречных пучках, о температурной фиксации записанных голографических решеток, о спектральной характеристике узкополосного (0.01 nm) интерференционного фильтра. Обнаружены эффекты асимметрии дифракционной эффективности, появление сателлитов в спектре пропускания фильтра. Для объяснений использованы двулучепреломляющие свойства кристалла и свойства голограмм перекачивать интенсивности пучков в процессе записи.

Работа поддержана фондом РФФИ проект № 99-02-16697.

В сегнетоэлектрических кристаллах под действием света возникают изменения показателя преломления ( $\Delta n$ ) [1]. Еще в начале 70-х годов предсказывалось широкое применение этих материалов в устройствах оптической голографической памяти с использованием этого эффекта. Предсказания в полной мере пока не осуществились из-за существования некоторых нерешенных проблем, таких как невысокая чувствительность, сопровождение явления изменения  $\Delta n$  фотоиндуцированным разрушением когерентных световых пучков и др. Однако в последние годы обнаружилась новая, важная для науки и техники возможность применения этих материалов, а именно для создания интерференционных сверхузкополосных фильтров. Уже сейчас, пока в единичных экземплярах, такие фильтры (с полосой пропускания 0.01 nm) изготовлены на кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  [2]. Традиционные современные узкополосные фильтры ( $\Delta\lambda \geq 0.05$  nm), применяемые, например, в солнечной астрономии, включают в себя до 50 оптических элементов и весят не менее десятка килограмм. В отличие от традиционных подходов узкополосный фильтр на основе кристалла  $\text{LiNbO}_3$  является малогабаритным устройством, включающим 3–5 оптических элементов и весящим не более килограмма. Малые габариты и вес фильтров на сегнетоэлектрических кристаллах позволяют использовать их на космических аппаратах, в линиях связи на оптических волноводных каналах и в других целях.

В современной технологии интерференционных фильтров слои с разным показателем преломления напыляются и, как правило, их число составляет несколько десятков. Преимущество использования сегнетоэлектрических кристаллов связано с возможностью создания в них объемной синусоидальной решетки показателя преломления практически с любым периодом (или шагом решетки  $\Lambda$ ) и любым числом максимумов (или слоев). Спектральная полуширина ( $\Delta\lambda$ ) фильтра зависит от

толщины ( $L$ ) среды [3]

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2nL. \quad (1)$$

Здесь  $n$  — средний показатель преломления слоев,  $\lambda$  — длина волны света, соответствующая максимуму отражения фильтра. Из (1) следует, что спектральная ширина фильтра зависит от толщины кристалла как  $1/L$  и, изменяя  $L$ , можно создавать фильтры с любой спектральной шириной пропускания.

Под действием света в сегнетоэлектрических кристаллах течет электрический ток [4]

$$j = \chi\beta I + D\chi\nabla I + \sigma E. \quad (2)$$

Он состоит из токов фотогальванического ( $\chi\beta I$ ), диффузионного ( $D\chi\nabla I$ ) и тока проводимости ( $\sigma E$ ). Здесь  $\chi$ ,  $\beta$  и  $D$  — соответственно коэффициенты поглощения света, фотогальванический и диффузии,  $\sigma$  — проводимость,  $E$  — электрическое поле (фотонаведенное или приложенное к кристаллу),  $I(r)$  — распределение интенсивности света. Ток  $j$  производит пространственное перераспределение зарядов, согласованное с распределением  $I(r)$ , в результате чего возникает электрическое поле  $E(r) \propto I(r)$ . Наведенное поле  $E(r)$  изменяет показатель преломления из-за электрооптического эффекта  $\Delta n_{ij} = r_{ijk}E_k$ . Запись решеток показателя преломления осуществляется двумя когерентными лазерными пучками (с волновыми векторами  $k_1$  и  $k_2$ ). В области пересечения пучков (с интенсивностями на входе в кристалл  $I_{01}$  и  $I_{02}$ ) за счет интерференции образуется периодическое распределение интенсивности света [3]

$$I = I_0 \left( 1 + m \cos(K_{12}r) \right), \quad (3)$$

где  $I_0 = I_{01} + I_{02}$ ,  $m = 2\sqrt{I_{01}I_{02}/(I_{01} + I_{02})}$  — коэффициент модуляции,  $K_{12} = k_1 - k_2$  — волновой вектор решетки (световой и записываемой голографической).

Записанная решетка стирается в процессе эксплуатации при дальнейших облучениях кристалла за счет фотопроводимости. Однако еще в работе [5] было показано, что решетку можно зафиксировать, т. е. очень значительно увеличить время стирания. Популярная до настоящего времени модель объяснения фиксации, приведенная в [5] и поддержанная в других работах, описывает процесс фиксации, следующим образом. При облучении светом ток  $j$  (формула (2)) обусловлен фотовозбужденными электронами. Последние, перемещаясь, захватываются на относительно глубокие энергетические уровни. При облучении светом с распределением (3) образуется синусоидальный рельеф заселенности ловушек (ставших донорами) — ”электронная матрица”. При последующем после записи нагревании кристалла начинает доминировать ионная проводимость. Наведенная светом ”электронная матрица” экранируется ионами, т. е. образуется и ”ионная матрица”. После возвращения кристалла к исходной температуре облучение светом с равномерной интенсивностью приводит к выравниванию электронного заселения за счет неравномерного поглощения ”электронной матрицы” и процессов диффузии. При этом возникают поля, обусловленные нечувствительным к световому облучению распределением ионов, т. е. ”ионной матрицей”.

В настоящей работе приведены экспериментальные данные о записи голографических фильтров в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ . Рассмотрены факторы, ранее мало обсуждавшиеся в литературе, которые влияют на качество записываемых интерференционных решеток, на термическую фиксацию и на спектральные характеристики решеток.

## 1. Некоторые характеристики записи голографических решеток во встречных пучках

Исследовались чистые и легированные Fe монокристаллические образцы  $\text{LiNbO}_3$ . Применялась схема записи отражательных голограмм во встречных пучках (угол схождения пучков  $\varphi$  равен или близок  $180^\circ$ ). Длина волны записывающих пучков  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ , их интенсивности близки по величинам ( $I_{01} \approx I_{02} \approx 0.5 \text{ W/cm}^2$ ). Минимальный шаг решетки  $\Lambda = \lambda / (2n \sin \varphi) = 112 \text{ nm}$ . Вектор решетки  $K_{12}$  параллелен оси  $Z$  ( $K_{12} \parallel Z$ , где  $Z$  является осью третьего порядка, параллельной вектору спонтанной поляризации кристалла).

Наблюдался рост дифракционной эффективности ( $\eta$ ) записываемых решеток с увеличением концентрации примеси Fe. Так, при толщине кристаллов вдоль оси  $Z$  ( $L_z$ ), равной  $3 \text{ mm}$ , в номинально чистых образцах дифракционная эффективность  $\eta \leq 0.01$ , а в легированных Fe с концентрациями  $0.01$  и  $0.1 \text{ wt.}\%$   $\eta$  достигает  $0.3$  и  $0.8$  соответственно. В этих легированных Fe кристаллах дифракционная эффективность  $\eta$  становится одинаковой ( $0.8$ – $0.9$ ) при увеличении толщины кристал-

ла до  $10 \text{ mm}$ . В номинально чистых кристаллах при  $L_z = 10 \text{ mm}$   $\eta$  не превышает  $0.01$ – $0.05$ .

Обращает на себя внимание факт сильной асимметрии дифракционной эффективности:  $\eta$  при считывании пучков с волновым вектором  $k_-$ , направленным противоположно направлению оси  $Z$  (или имеющим отрицательную проекцию на эту ось), в несколько раз (в 3 раза) превышает ту, которая считается пучком с вектором  $k_+$ .

При относительно длительных экспозициях обнаруживается перекачка интенсивности записывающих пучков в пучки, отраженные от внутренних (выходных) граней кристалла. Особенно сильная перекачка (до  $80\%$ ) осуществляется из пучка с вектором  $k_+$ .

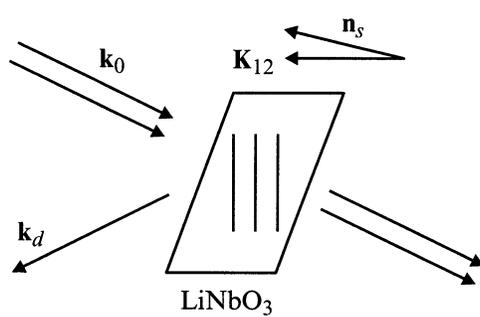
## 2. Фиксированные голографические решетки

Исследовались кристаллы  $\text{LiNbO}_3$ , легированные Fe ( $0.01$ – $0.1 \text{ wt.}\%$ ). Фиксирование проводилось тепловым методом — после записи голограммы кристалл нагревался до практически полного исчезновения дифракции, затем нагреватель отключался, и температура кристалла возвращалась к исходной за счет естественного теплообмена. Решетки восстанавливались с помощью облучения кристалла белым светом кварцевой лампы накаливания, либо пучком лазерного света, падающим на кристалл под углом, отличным от угла Брэгга, или имеющим длину волны, отличающуюся от записывающей. В экспериментальной схеме был реализован контроль интенсивности дифракции в процессах нагрева, охлаждения и восстановительного облучения.

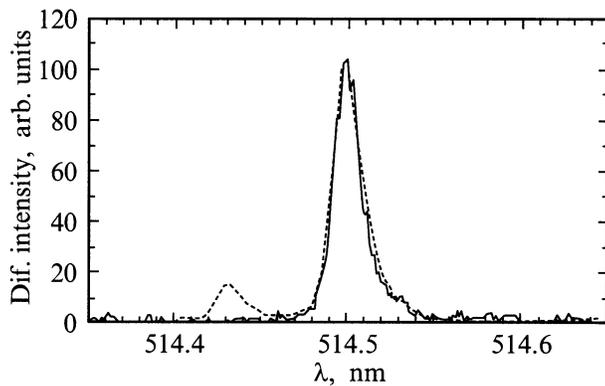
Найдено, что фиксация происходит при температурах нагрева от  $90$  до  $180^\circ\text{C}$ . При этом для полного исчезновения голограммы при  $90^\circ\text{C}$  кристалл приходится выдерживать в термостате около часа, а при  $180^\circ\text{C}$  — несколько минут. Исследования проведены на пяти группах кристаллов с разным содержанием Fe (от  $0.01$  до  $0.1 \text{ wt.}\%$ ).

Величина  $\eta$  фиксированной решетки относительно исходной снижается в  $1.2$ – $4$  раза в зависимости от теплового и восстановительного режимов и количества Fe в образцах. Хорошее восстановление происходит на кристаллах с высоким содержанием Fe. Однако в кристаллах, сильнолегированных Fe ( $0.1 \text{ wt.}\%$ ), закрепленная решетка быстро релаксирует за счет темновой проводимости (характерные времена составляют несколько часов для комнатной температуры). Повторное облучение этого кристалла равномерным светом вновь восстанавливает голограмму, процесс релаксации и восстановления может повторяться многократно.

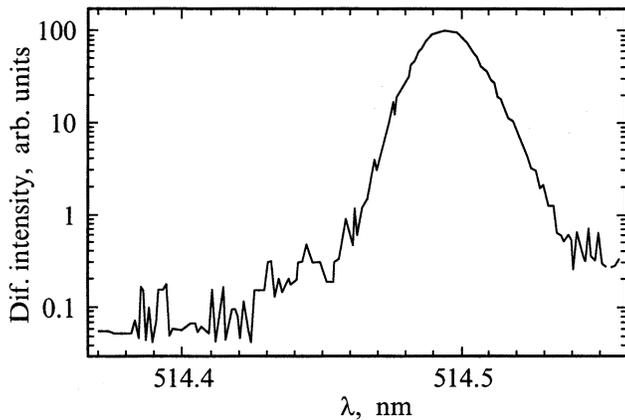
Исследования спектральных характеристик дифракции на фиксированных решетках проводились по следующей схеме (рис. 1). Полихроматический свет коллимируется в параллельный пучок ( $k_0$ ) и направляется на кристалл



**Рис. 1.** Оптическая схема дифракции на голографическом фильтре.



**Рис. 2.** Спектр дифрагированного пучка при неполяризованном источнике света (штриховая линия) и при поляризованном (сплошная линия).



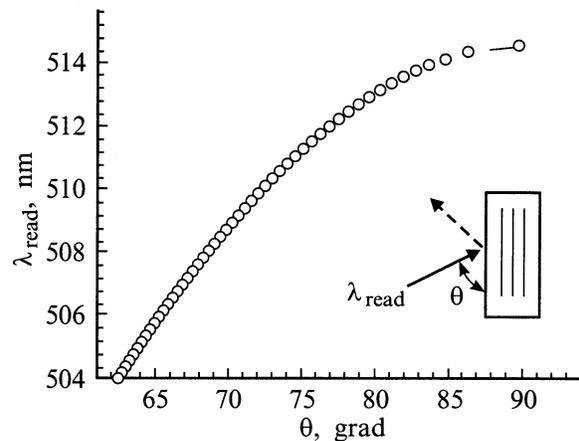
**Рис. 3.** Спектр дифрагированного пучка при поляризованном источнике света в логарифмическом масштабе.

ниобата лития с записанной решеткой. Свет, удовлетворяющий условию Брэгга ( $k_d(\lambda) = k_0(\lambda) + K_{12}$ ), дифрагирует в параллельный пучок  $k_d$ . Световые лучи, не удовлетворяющие условиям Брэгга для записанной решетки, проходят через кристалл. Дифрагированный на решетке свет направляется через спектральный прибор

на фотоприемник. Нормаль грани кристалла  $n_s$  располагается под таким углом к вектору решетки  $K_{12}$ , который обеспечивает полное пространственное разделение дифрагированного и отраженного от поверхности пучков.

Далее будут приведены спектральные характеристики для фильтра, записанного на образце диаметром 12 mm,  $L_z = 10$  mm с содержанием Fe 0.01 wt.%. Полученная дифракционная эффективность зафиксированной решетки составляла  $\geq 60\%$ . С учетом поглощения в кристалле и отражения от поверхностей в дифрагированный пучок приходится до 15% падающего на кристалл света, удовлетворяющего условию Брэгга. В качестве источника исходного света использовался свет лампы накаливания. Измерения спектров света, дифрагированного на фильтре, проведены на двухрешеточном спектрометре ДФС-24.

При освещении неполяризованным белым светом в спектре дифрагированного пучка обнаруживается наличие двух пиков (рис. 2): основной ( $\lambda = 514.5$  nm) и дополнительный, сдвинутый на 0.7 nm. Поляризации света в них взаимно перпендикулярны, а интенсивности примерно равны (видна на рис. 2 разница между двумя пиками соответствует поляризационной селективности ДФС-24). При освещении поляризованным светом можно выделить один пик (рис. 2). Ширины пиков, изображенных на рис. 2, оказались порядка инструментального разрешения прибора ДФС-24, которое было независимо определено из спектрального отклика прибора на лазерную линию 514.5 nm. Оценки показали, что с учетом уширения спектральным прибором спектральная ширина линии отражения фильтра составляет не более 0.01 nm. На рис. 3 спектр дифрагированного света показан в логарифмическом масштабе для характеристики эффективности подавления света, не удовлетворяющего условию Брэгга вблизи максимума дифракции. Видно, что свет, отстроенный от максимума дифракции на 0.1 nm, подавлен не хуже, чем на 3 порядка по интенсивности.



**Рис. 4.** Зависимость длины волны  $\lambda$  дифрагирующего света от угла падения для решетки, записанной встречными пучками с длиной волны 514.5 nm.

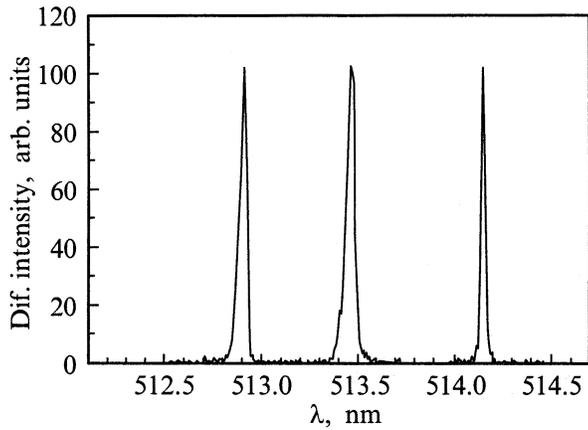


Рис. 5. Спектры дифрагированного света при трех разных углах падения полихроматического пучка.

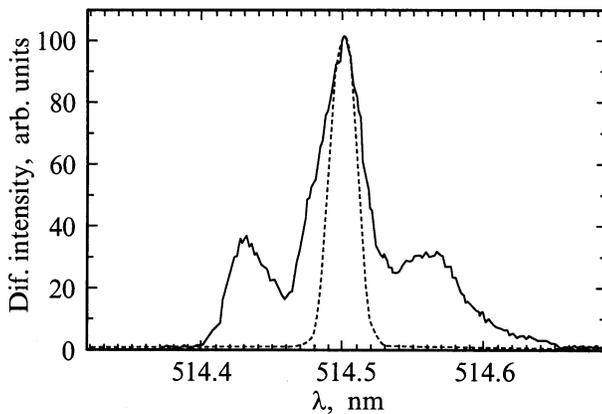


Рис. 6. Спектр дифрагированного пучка на решетке, при записи которой выполнялись условия: разность  $K_{12}$  не параллельна  $Z$  и не лежит в одной плоскости с  $Z$  (сплошная линия). Штриховая линия соответствует разрешению спектрометра.

Изменяя угол падения ( $Q$ ) исследуемого пучка света на кристалл с записанным голографическим фильтром, можно сдвигать максимум дифракции фильтра согласно условиям Брэгга для отражательных голограмм [3]

$$\Lambda^2 = \lambda^2 / (n^2 - \cos^2 Q). \quad (4)$$

Как видно из расчетной кривой (рис. 4), спектральный сдвиг максимума дифракции ( $\lambda_{\text{read}}$ ) может достигать 10 nm и более. В экспериментах эта возможность проверена анализом спектра дифракции фильтра при разных углах падения исходного полихроматического света на кристалл. На рис. 5 приведены экспериментальные данные спектральных характеристик фильтров при трех разных углах  $Q$ .

В работе исследовалось также смещение линии фильтра под действием внешнего поля. Оно равно  $\pm 0.07$  nm при приложении поля  $\pm 10$  kV/cm в направлении, перпендикулярном оси  $Z$ , и равно нулю, если поле приложено вдоль оси  $Z$ . Результат согласуется с расчетами по из-

вестным электрооптическим коэффициентам (это можно понять из анализа, проведенного в [6]). Выбор геометрии записи (т.е.  $K_{12} \parallel Z$ ) является оптимальным для получения большой  $\eta$  и существенной отстройки от эффектов фотоиндуцированного рассеяния света. Однако в этой геометрии влияние электрического поля на позицию максимума дифракции фильтра оказывается минимальным по сравнению с некоторыми другими ориентациями  $K_{12}$  по отношению к кристаллографическим осям кристалла.

Результаты, представленные на рис. 2, 3 и 5, получены на решетке, при записи которой выполнялись условия:  $K_{12} \parallel Z$ , а поляризации записываемых пучков перпендикулярны плоскости падения ( $\varphi \neq 180^\circ$ ). При невыполнении одного из этих условий появляется второй дополнительный пик в длинноволновой области спектра. Поляризации света в правом и левом сателлитах взаимно перпендикулярны. При увеличении экспозиции в область медленного по времени нарастания  $\eta(t)$  полуширина линии отражения фильтра может существенно возрастать. Рис. 6 демонстрирует влияние этих ухудшающих факторов на спектральные свойства фильтра. При записи этого фильтра разность  $K_{12}$  была не параллельна  $Z$  и не лежала в одной плоскости, а время экспозиции было увеличено в 3 раза по сравнению с оптимальным.

### 3. Обсуждение результатов

Здесь мы приводим объяснения экспериментальных результатов, которые не требуют детального обсуждения механизмов записи и фиксации на микроскопическом уровне.

Из экспериментов следует, что запись, проводимая основными пучками, может происходить хуже (с меньшей  $\eta$ ), чем основным пучком и отраженным от выходной грани. Этому способствует несколько причин. Одна из них связана с неустойчивостью фаз световых волн в объеме кристалла. Фазы основных пучков меняются стохастически из-за относительных механических колебаний элементов оптической схемы и за счет конвективных движений воздуха, неодинаковых в пространствах распространения пучков. Это приводит к пространственному колебанию максимумов интерференции и соответственно к уменьшению ее контраста и уменьшению амплитуды записываемой решетки.

Интерференционная картина основного и отраженного от выходной грани пучков не испытывает пространственных смещений внутри кристалла. Известно, что пучности (или максимумы интерференции) располагаются на фиксированном расстоянии от отражающей грани независимо от перемещения кристалла в любой плоскости (за исключением вращательных колебаний). Такая стоячая световая решетка легко записывается без применения специальных мер защиты от механических колебаний элементов оптической схемы и конвективных движений воздуха.

Есть еще фактор, одновременно влияющий на величину  $\eta$ , асимметрию  $\eta$  и спектральное разрешение записываемой решетки. Он связан с перекачкой интенсивностей между пучками, участвующими в записи решеток. Известно, что в LiNbO<sub>3</sub> под действием света с распределением  $I_0 \cos K_{12}x$  записывается решетка  $\Delta n_h \cos(K_{12}x - \psi)$ . Она представляет сумму двух решеток  $\Delta n_h \cos(K_{12}x - \psi) = \Delta n_n \cos K_{12}x + \Delta n_s \sin K_{12}x$ ,  $\Delta n_h = \sqrt{\Delta n_n^2 + \Delta n_s^2}$ . Одна из них — несдвиговая ( $\Delta n_n \cos K_{12}x$ ) — совпадает по фазе со световой интерференционной решеткой, другая — сдвиговая ( $\Delta n_s \sin K_{12}x$ ) — смещена на четверть периода ( $\Lambda/4$ ). На первой решетке возможна нестационарная перекачка интенсивностей, причем только при их различии на входе в кристалл  $I_{01} \neq I_{02}$ . На выходе их интенсивности  $I_1$  и  $I_2$  при дифракционной эффективности несдвиговой решетки, равной  $\eta_n$ , можно записать в виде

$$I_1 = I_{01}(1 - \eta_n) + I_{02}\eta_n; \quad I_2 = I_{02}(1 - \eta_n) + I_{01}\eta_n.$$

В случае сдвиговой решетки появляется дополнительный член [7]  $\pm 2\sqrt{I_{01}I_{02}(1 - \eta_n)\eta_n}$ , описывающий интерференционную перекачку, возникающую в результате совмещения распространения в пространстве двух пучков со сдвигом фаз, равным 0 или  $\pi$ . В случае несдвиговой решетки основные пучки  $I_{01}(1 - \eta)$ ,  $I_{02}(1 - \eta)$  и совмещенные с ними дифрагированные ( $I_{02}\eta$ ,  $I_{01}\eta$ ) различаются по фазе на  $\pm\pi/2$ . Поэтому интерференционный член отсутствует.

Интерференционная перекачка интенсивности асимметрична относительно оси  $Z$ : положительна для  $k_-$  и отрицательна для  $k_+$ -пучков. Эта асимметрия существенно влияет на характеристики записи во встречных пучках. Давно замечено [8], что при облучении кристалла вдоль оси  $Z$  одним пучком  $k_+$ -пучок может полностью трансформироваться в отраженный  $k'_-$  и, наоборот, отраженный  $k'_+$  трансформироваться в основной  $k_-$ . Это эффекты индуцированного отражения и просветления. В первом случае слабый (отраженный) пучок усиливается, в результате чего формируется световая решетка с улучшенным контрастом, и записываемая решетка обладает большей величиной  $\eta$ . В стационарном состоянии основной пучок  $k_+$  может не проходить через кристалл, а проникать в него на толщину меньше  $L_z$ , на которой выполняется условие ( $\eta_s \approx 0.5$ ) полной перекачки интенсивности. Пучок  $k_-$  проходит через кристалл и даже с небольшим усилением за счет перекачки в него интенсивности отраженного пучка  $k'_+$ . Асимметрия изменения интенсивности пучков  $k_+$  и  $k_-$  на решетках  $k_+ - k'_-$ ,  $k_- - k'_+$  и приводит к асимметрии  $\eta$  при считывании. Надо принять во внимание, что отраженный пучок присутствует и при считывании. Это означает, что при считывании продолжает участвовать интерференционная перекачка  $k_+$ - и  $k_-$ -пучков. В процессе записи перекачка интенсивности осуществляется и между основными пучками. Можно заметить, что при равных интенсивностях пучков на входах в кристалл перекачка приводит к дисбалансу

интенсивностей и соответственно к уменьшению контраста интерференции и уменьшению амплитуды записываемой решетки. Между основной  $k_+ - k_- = K_{12}$ - и дополнительной  $k_+ - k'_-$ -решетками возникает конкуренция по записи. Выполнение более идеальных условий (полное отсутствие стохастических изменений фаз, увеличение при перекачке контраста интерференционной картины) позволяет решетке  $k_+ - k'_-$ , начиная с какого-то момента времени, лидировать в записи. Тройное ослабление пучка  $k_+$  (поглощение, перекачка интенсивности на двух решетках  $k_+ - k'_-$  и  $k_+ - k_-$ ) приводит к ослаблению его интенсивности с ростом глубины проникновения. В результате этого уменьшается эффективная толщина записанной решетки ( $k_+ - k_- = K_{12}$ ), и в соответствии с (1) увеличивается ширина спектрального разрешения (что отражено на рис. 6).

Мы видим, что сдвиговая решетка приводит к нежелательным эффектам при создании голографических интерференционных фильтров. Минимизировать ее вклад можно, используя оптимальную экспозицию кристалла по времени при записи голографической решетки (в начальные моменты облучения превалирует запись основной решетки  $k_+ - k_- = K_{12}$ , из-за большей амплитуды интерференционных максимумов), делая просветляющие покрытия (уменьшающие интенсивность отраженных пучков), герметизируя или вакуумируя оптическую схему и устраняя ее механические колебания (уменьшающие стохастические колебания фаз основных пучков).

Причины появления сателлитов в спектре дифрагированного света связаны с анизотропными свойствами кристалла — электрооптикой и двулучепреломлением. Рассмотрим случай, когда вектор записываемой решетки  $K_{12}$  параллелен оси  $Z$  и  $\varphi \neq 180^\circ$ . В зависимости от направления поляризации света в пучках возможны три случая.

1) Поляризация перпендикулярна плоскости падения пучков и соответственно оси  $Z$ . По определению это пучки с обыкновенной поляризацией ( $e_0$ ). Они записывают решетку с вектором  $K_{12}^0 = k_1^0 - k_2^0$ .

2) Когда вектор поляризации лежит в плоскости падения, то поляризация пучков ( $e_e$ ) необыкновенная. Записывается решетка  $K_{12}^e = k_1^e - k_2^e$ .

3) В промежуточном варианте, когда для вектора поляризации не выполнены условия первого или второго случаев, в записывающих пучках имеются световые волны  $e_0$ - и  $e_e$ -поляризаций. Записываются  $K_{12}^0$ - и  $K_{12}^e$ -решетки. Такая же ситуация реализуется, когда вектор  $K_{12}$  не параллелен  $Z$ .

При выполнении условия Брэгга на одной и той же решетке могут дифрагировать пучки света как с  $e_0$ - так и  $e_e$ -поляризациями. Удовлетворяя условиям Брэгга (4) по углу для лучей  $e_0$  неполяризованного пучка белого света, условие Брэгга для лучей  $e_e$  выполняется, как видно из (4), на другой длине волны. В результате при считывании белым светом появятся два пика дифракции со взаимно перпендикулярными поляризациями

( $\lambda_0$  и  $\lambda_e$ ). Пучок с одной поляризацией  $e_e$  или  $e_0$  будет дифрагировать с такой же  $e_e$ - или  $e_0$ -поляризацией.

Направление сдвига второго пика от основной линии  $\lambda_0$  (на которой происходила запись) можно определить из равенства  $\Lambda_0 = \Lambda_e$ , так как дифракция происходит на одной решетке. Из этого равенства и (4) (считая  $Q \approx \pi/2$ ) следует  $\lambda_e n_e / n_0 = \lambda_0$ .  $\text{LiNbO}_3$  является отрицательным кристаллом, т.е.  $n_0 > n_e$ . Видно, что сдвиг  $\lambda_e$  от  $\lambda_0$  происходит в коротковолновую область, и наоборот, если в качестве основной взять линию на волне  $\lambda_e$ . При записи решетки пучками с промежуточной (между  $e_e$  и  $e_0$ ) поляризацией записываются две решетки:  $K_{12}^e$  и  $K_{12}^0$ . Дифракция на них в соответствии со сделанным выше выводом будет происходить в основную линию ( $\lambda_0$  и  $\lambda_e$ ) и в два сателлита: коротковолновый с поляризацией  $e_e$  и длинноволновый с поляризацией  $e_0$ . В основной линии свет должен быть деполяризован (из-за присутствия света с  $e_e$ - и  $e_0$ - поляризациями).

Таким образом, в работе проведен экспериментальный анализ спектральных характеристик голографических фильтров на  $\text{LiNbO}_3$ . Показано, что характеристики фильтра могут меняться в зависимости от условий записи и считывания.

Созданный в результате исследований узкополосный ( $\Delta\lambda \leq 0.01$  nm) интерференционный фильтр на кристалле  $\text{LiNbO}_3$  проходит испытания в Институте солнечной и земной физики СО РАН. С помощью фильтра изучается распределение интенсивности некоторых спектральных линий, излучаемых с поверхности Солнца.

Авторы благодарят коллег из ИСЗФ СО РАН В.М. Григорьева и П.Г. Папушева за интерес к работе и организацию частичной финансовой помощи для создания фильтра, а также А.М. Пугачева за активное участие в работе на начальном этапе исследований.

## Список литературы

- [1] A. Askin, C.D. Boyd, T.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, H.J. Levishtein. *J. Nassan. Appl. Phys. Lett.* **9**, 72 (1966).
- [2] G.A. Rakuljic, V. Leyva. *Optics Letters* **18**, 6, 459 (1993).
- [3] Р. Кольер, К. Берхарт, Л. Лин. *Оптическая голография*. Мир, М. (1973). 686 с.
- [4] М. Лайнс, А. Гласс. *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы*. Мир, М. (1981). 736 с.
- [5] J.J. Amodei, D.L. Staebler. *Appl. Phys. Lett.* **18**, 12, 540 (1971).
- [6] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоточувствительные голографические среды в голографии и обработка информации*. Наука, Л. (1983). 270 с.
- [7] J.J. Amodei. *Appl. Phys. Lett.* **18**, 1, 22 (1971).
- [8] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. *ЖЭТФ* **74**, 5, 1599 (1978).