

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВУХПУЧКОВОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИЧЕСКИХ  
ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАММАХ В  
КРИСТАЛЛАХ СИЛЕНИТОВ**

Методические указания к лабораторной работе по курсу  
«Оптические и акустооптические методы обработки информации»  
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

**Шандаров Станислав Михайлович**  
**Шмаков Сергей Сергеевич**

Исследование динамики двухпучкового взаимодействия на динамических отражательных голограммах в кристаллах силленитов: методические указания к лабораторной работе по курсу «Оптические и акустооптические методы обработки информации» для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика» / С.М. Шандаров, С.С. Шмаков; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск : ТУСУР, 2012. - 22 с.

Целью настоящей работы является изучение динамики формирования динамических отражательных голограмм в кубических фоторефрактивных кристаллах силленитов, обладающих естественной оптической активностью, в процессе которого изменяются во времени параметры слабого сигнального пучка, взаимодействующего с сильным опорным пучком.

Предназначено для студентов очной, очно-заочной и заочной форм, обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика» по дисциплине «Оптические и акустооптические методы обработки информации».

© Шандаров Станислав Михайлович, 2012  
© Шмаков Сергей Сергеевич, 2012

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ  
Зав.кафедрой ЭП  
\_\_\_\_\_ С.М. Шандаров  
«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВУХПУЧКОВОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИЧЕСКИХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ  
ГОЛОГРАММАХ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ**

Методические указания к лабораторной работе по курсу  
«Оптические и акустооптические методы обработки информации»  
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

Разработчик

д-р. физ.-мат. наук. наук,  
проф. каф.ЭП  
\_\_\_\_\_ С.М. Шандаров  
«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г

ассистент каф. ЭП  
\_\_\_\_\_ С.С. Шмаков  
«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г

## Содержание

1 Введение.....	5
2 Теоретическая часть.....	6
2.1 Общие уравнения, описывающие встречное взаимодействие световых волн в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах .....	6
2.2 Анизотропия вкладов внутримодовых и межмодовых процессов во взаимодействие .....	9
2.3 Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн .....	12
2.4 Приближение неистощаемой накачки .....	14
2.5 Контрольные вопросы .....	15
3 Экспериментальная часть.....	15
3.1 Схема лабораторной установки .....	15
3.2 Методика эксперимента.....	17
3.3 Задание на работу .....	18
3.4 Методические указания по выполнению работы.....	18
3.5 Содержание отчета .....	20
Список литературы .....	20

## 1 Введение

Оптические и акустооптические методы обработки информации предполагают ее запись на оптический транспарант в виде функции пропускания или изменения показателя преломления, а затем его зондирование пучком света. Далее полученное одномерное или двумерное распределение светового поля может быть подвергнуто различным интегральным и спектральным преобразованиям, в частности, прямому и обратному преобразованиям Фурье и пространственной фильтрации двумерного спектра исходного оптического сигнала.

В качестве динамических транспарантов, способных формироваться в реальном масштабе времени, могут использоваться фоторефрактивные кристаллы. Они позволяют использовать голографические методы записи информации и характеризуются высокой разрешающей способностью, превышающей 10 000 линий на миллиметр.

Фоторефрактивные кубические кристаллы силленитов  $Bi_{12}MO_{20}$  ( $M = Ge, Si, Ti$ ) характеризуются быстрым нелинейным откликом и обладают естественной оптической активностью. Интерес к данным кристаллам связан с возможностью их использования в прикладных устройствах оптической обработки информации и динамической голографии. Для записи голографических решеток и взаимодействия на них световых волн наиболее часто используется попутное двухпучковое взаимодействие, когда лучи пересекаются в кристалле под углом, существенно меньшим  $90^\circ$ . Однако максимальная эффективность взаимодействия без приложенного к кристаллу внешнего электрического поля может быть получена при встречном распространении этих пучков. В этом случае амплитуда фоторефрактивной решетки, формирующейся за счет диффузионного механизма, в отсутствие насыщения ловушек обратно пропорциональна ее периоду. Преимуществом отражательных решеток, эффективное двухволновое взаимодействие на которых в кристаллах силленитов описано в монографии [1], сборнике статей [2] и в других работах (см., например, [3, 4]), является и возможность их простого формирования, когда сигнальный пучок возникает из пучка накачки при отражении от выходной грани. Это позволяет существенно снизить зависимость процессов взаимодействия световых волн от внешних факторов, таких как вибрация элементов оптической схемы. Отражательные решетки и схемы на их основе могут быть использованы для создания узкополосных оптических фильтров, голографических интерферометров и для других практических применений.

Целью настоящей работы является знакомство с векторной теоретической моделью, описывающей взаимодействие световых пучков на

фоторефрактивной отражательной голограмме в кристаллах силленитов в условиях фотоиндуцированного поглощения света и экспериментальное изучение динамики формирования динамических отражательных голограмм в кристалле титаната висмута.

## 2 Теоретическая часть

### 2.1 Общие уравнения, описывающие встречное взаимодействие световых волн в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах

Основываясь на результатах работы [3], рассмотрим взаимодействие световых волн сигнала ( $s$ ) и накачки ( $p$ ) с волновыми нормальными  $\mathbf{n}_s$  и  $\mathbf{n}_p$ , распространяющихся в противоположных направлениях параллельно оси  $x$  в кубическом фоторефрактивном кристалле (рис. 2.1), принадлежащем к классу симметрии 23. При отсутствии приложенных к кристаллу внешних полей и при слабом оптическом поглощении, световые поля этих волн ввиду присущей кристаллу естественной оптической активности могут быть записаны в виде суперпозиции циркулярно-поляризованных волн:

$$\mathbf{E}_p(x) = \left\{ C_{p1}(x) \mathbf{e}_1 \exp(-ik_0 n_1 x) + C_{p2}(x) \mathbf{e}_2 \exp(-ik_0 n_2 x) \right\} \exp\left(-\frac{\alpha}{2} x\right), \quad (2.1)$$

$$\mathbf{E}_s(x) = \left\{ C_{s1}(x) \mathbf{e}_1^* \exp(ik_0 n_1 x) + C_{s2}(x) \mathbf{e}_2^* \exp(ik_0 n_2 x) \right\} \exp\left(\frac{\alpha}{2} x\right), \quad (2.2)$$

где  $\mathbf{e}_{1,2} = (\mathbf{y}_0 \pm i\mathbf{z}_0) / \sqrt{2}$  - соответствующие левой и правой круговой поляризации единичные векторы, а  $n_{1,2} = n_0 \pm \rho / k_0$  - показатели преломления собственных волн;  $k_0 = 2\pi / \lambda$  - волновое число для вакуума;  $n_0$  и  $\alpha$  - коэффициенты преломления и поглощения для невозмущенного кристалла и  $\rho$  - его удельное оптическое вращение.

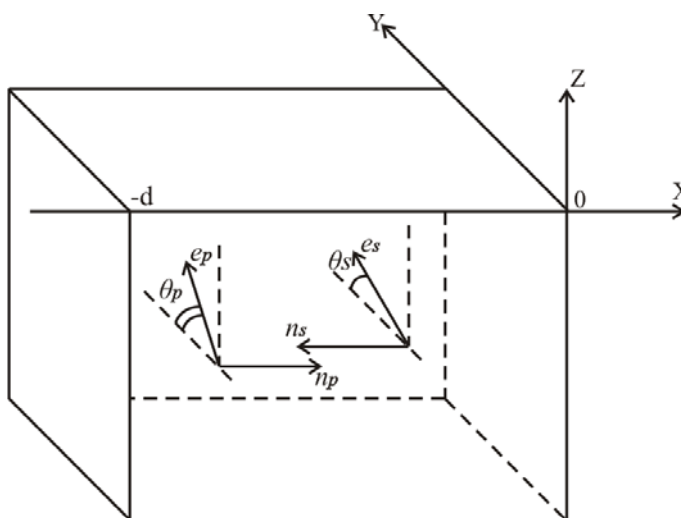


Рисунок 2.1 - Встречная геометрия двухволнового взаимодействия в фоторефрактивном кристалле

Образованная в кристалле волнами сигнала и накачки интерференционная картина имеет вектор решетки  $\mathbf{K} = 2k_0 n_0 \mathbf{x}_0$  и распределение интенсивности

$$I(x) = I_0(x) \left[ 1 + \frac{m(x)}{2} \exp(iKx) + \frac{m^*(x)}{2} \exp(-iKx) \right], \quad (2.3)$$

где  $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  – пространственный период картины, а ее средняя интенсивность  $I_0$  и контраст  $m$  определяются выражениями:

$$I_0(x) = \left[ |C_{p1}(x)|^2 + |C_{p2}(x)|^2 \right] \exp(-\alpha x) + \left[ |C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2 \right] \exp(\alpha x), \quad (2.4)$$

$$m(x) = 2 \frac{C_{s1}(x)C_{p2}^*(x) + C_{s2}(x)C_{p1}^*(x)}{I_0(x)}. \quad (2.5)$$

Неравномерное освещение кристалла приводит к неоднородному фотовозбуждению носителей заряда. Перемещаясь в кристалле за счет диффузионного механизма перераспределения, они формируют решетку поля пространственного заряда. Для случая  $m \ll 1$  можно полагать, что это поле содержит только первую пространственную гармонику с периодом  $\Lambda = \lambda/2n_0$ , сдвинутую относительно интерференционной картины на четверть этого периода, а ее амплитуда является линейной по контрасту:

$$E_1(x, t) = -im(x)E_{sc}(t), \quad (2.6)$$

где динамика формирования поля определяется функцией  $E_{sc}(t)$ , зависящей от механизма перераспределения носителей заряда. Ввиду того, что кристаллы симметрии 23 обладают пьезоэлектрическими свойствами, в их фоторефрактивный отклик будет давать вклад, наряду с электрооптическим, и фотоупругий эффект. Из-за сложной структуры дефектных центров, в кристалле могут формироваться и амплитудные решетки, связанные с эффектами фотоиндуцированного изменения поглощения света. В линейном приближении по контрасту  $m$  амплитуду первой пространственной гармоники абсорбционной решетки представим в виде

$$\Delta\alpha_1(x, t) = m(x)\alpha_g(t),$$

где  $\alpha_g(t)$  – параметр, характеризующий пространственно-неоднородные фотоиндуцированные изменения поглощения в кристалле. Учитывая локальную связь абсорбционной компоненты решетки с интерференционной картиной, а также вклады электрооптического и фотоупругого эффектов в ее фазовую составляющую, представим относительную диэлектрическая проницаемость кристалла на частоте световой волны в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon(x,t) = \varepsilon^0 + \frac{\Delta\varepsilon^{ph}(x,t)}{2} \exp(iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^{ph*}(x,t)}{2} \exp(-iKx) + \\ + \frac{\Delta\varepsilon^a(x,t,m)}{2} \exp(iKx) + \frac{\Delta\varepsilon^a(x,t,m^*)}{2} \exp(-iKx). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Компоненты тензоров  $\varepsilon^0$ ,  $\Delta\varepsilon^{ph}$  и  $\Delta\varepsilon^a$  для невозмущенного кристалла и наведенных в нем возмущений диэлектрической проницаемости с учетом приведенных в работах [1, 5] соотношений определяются выражениями:

$$\varepsilon_{mn}^0 = \left( n_0^2 - i \frac{n_0 \alpha}{k_0} \right) \delta_{mn} - i \frac{2n_0 \rho}{k_0} (\delta_{mnp} m_p), \quad (2.8)$$

$$\Delta\varepsilon_{mn}^{ph} = im \left( n_0^4 r_{41}^S E_{sc} \Delta b_{mn} \right), \quad \Delta\varepsilon_{mn}^a(m) = -im \left( \frac{n_0}{k_0} \alpha_g \delta_{mn} \right), \quad (2.9)$$

$$\Delta b_{mn} = \left[ |\delta_{mnp}| p_p + \frac{1}{r_{41}^S} (P_{mnkl}^E p_l \gamma_{ki} e_{pir} p_p p_r) \right], \quad (2.10)$$

где  $\delta_{mn}$  - единичный симметричный тензор второго ранга,  $\delta_{mnp}$  - единичный антисимметричный тензор третьего ранга,  $p_p$  - направляющие косинусы вектора решетки  $\mathbf{K} \parallel \mathbf{x}_0$ ,  $r_{41}^S$  и  $P_{mnkl}^E$  - компоненты электрооптического тензора зажатого кристалла и фотоупругого тензора, измеренные при постоянном электрическом поле;  $\gamma_{ki}$  - компоненты тензора, обратного к  $\Gamma_{ik} = C_{ijkl}^E p_j p_l$ ;  $C_{ijkl}^E$  и  $e_{pir}$  - компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Использование метода медленно меняющихся амплитуд и приведенных выше соотношений позволяет из волнового уравнения для кубических гиротропных кристаллов получить уравнения связанных волн, описывающих взаимодействие волн сигнала и накачки на отрагательной голографической решетке, в следующем виде:

$$\frac{dC_{S1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[ g_I^* C_{P1} \exp(-i2\rho x) + (g_E - g_\alpha) C_{P2} \right] \exp(-\alpha x), \quad (2.11)$$

$$\frac{dC_{S2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[ (g_E - g_\alpha) C_{P1} + g_I C_{P2} \exp(i2\rho x) \right] \exp(-\alpha x), \quad (2.12)$$

$$\frac{dC_{P1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* \left[ g_I C_{S1} \exp(i2\rho x) + (g_E + g_\alpha) C_{S2} \right] \exp(\alpha x), \quad (2.13)$$

$$\frac{dC_{P2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m^* \left[ (g_E + g_\alpha) C_{S1} + g_I^* C_{S2} \exp(-i2\rho x) \right] \exp(\alpha x), \quad (2.14)$$



где  $\gamma = k_0 n_0^3 r_{41}^s E_{SC}$  - постоянная связи;  $g_I = (\mathbf{e}_1^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_2)$  и  $g_E = (\mathbf{e}_1^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_1) = (\mathbf{e}_2^* \cdot \Delta \mathbf{b} \cdot \mathbf{e}_2)$  - тензорные свертки, описывающие соответственно вклад во встречное взаимодействие внутримодовых (без изменения собственного показателя преломления) и межмодовых процессов,  $g_\alpha = \alpha_g / (k_0 n_0^3 r_{41}^s E_{SC})$  - коэффициент, описывающий относительный вклад абсорбционной решетки в двухпучковое взаимодействие.

Система уравнений (2.11)-(2.14) может быть использована для анализа двухволнового взаимодействия на отражательных голографических решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах при произвольной поляризации световых пучков.

## 2.2 Анизотропия вкладов внутримодовых и межмодовых процессов во взаимодействие

Входящие в уравнения (2.11)-(2.14) коэффициенты  $g_I$ ,  $g_E$  и  $g_\alpha$  определяют эффективность и поляризационные характеристики взаимодействия волн сигнала и накачки на отражательной решетке. Абсорбционная решетка дает вклад в межмодовый процесс двухпучковой связи, происходящий с изменением собственного показателя преломления. Характеризующий этот вклад коэффициент  $g_\alpha$  является действительной величиной, не зависящей от ориентации вектора решетки  $\mathbf{K}$  относительно кристаллографической системы координат. Анизотропия электрооптического эффекта и вторичного фотоупругого вклада приводят к ориентационной зависимости другого действительного коэффициента,  $g_E$ , дающего вклад в межмодовые процессы.

Для ее анализа определим ориентацию оси  $x$ , с которой совпадает вектор  $\mathbf{K}$  принятой нами системы координат  $xuz$  (рис. 2.1) относительно кристаллографических осей [001] и [100], сферическими координатными углами  $\beta$  и  $\alpha$  (рис. 2.2). Будем считать, что ось  $z$  всегда лежит в плоскости (001), а ось  $y$  ориентирована в плоскости, проходящей через вектор решетки  $\mathbf{K}$  и направление [001] (см. рис.2.2).

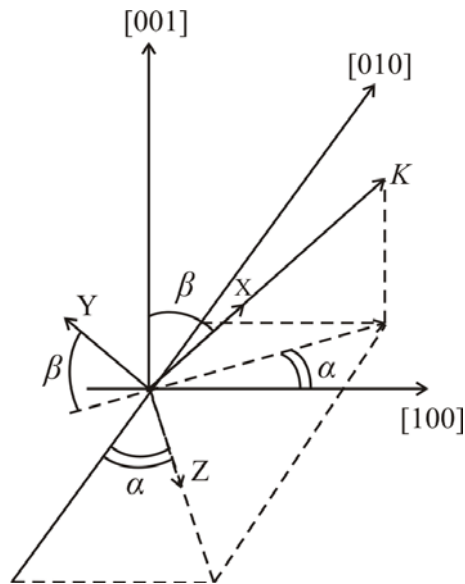
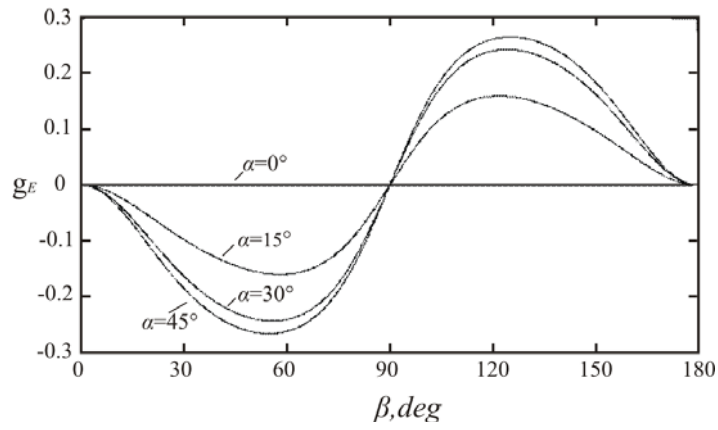


Рисунок 2.2 - Ориентация осей рабочей системы координат  $x, y, z$  (см. рис. 2.1) относительно кристаллографических осей

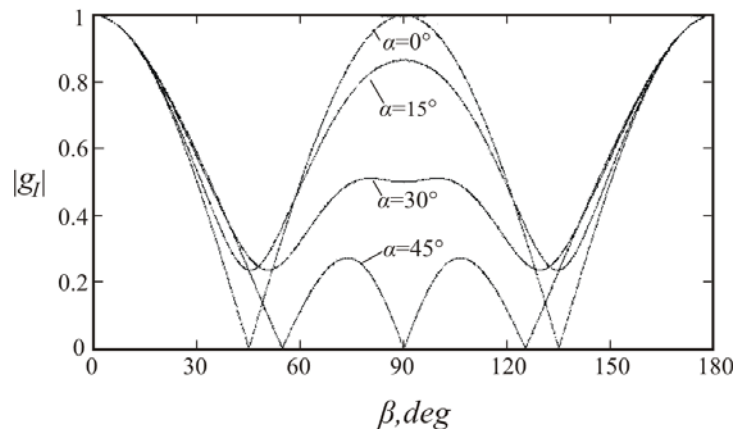
Рассчитанные для кристалла титаната висмута зависимости  $g_E$  от ориентационного угла  $\beta$  при некоторых постоянных углах  $\alpha$ , представленные на рис. 2.3, *a*, с учетом симметрии кристалла полностью отражают анизотропию этого коэффициента. Отсюда следует, что при ориентации вектора отражательной решетки в кристаллографических плоскостях типа  $\{100\}$  (то есть  $(100)$ ,  $(010)$  и  $(001)$ ) вклад ее фазовой (фоторефрактивной) составляющей в межмодовые процессы отсутствует. Максимальных значений этот вклад достигает при ориентациях вектора  $\mathbf{K}$  в плоскостях типа  $\{110\}$ , вдоль кристаллографических направлений вида  $\langle 111 \rangle$ .

Анизотропия коэффициента  $g_I = |g_I| \exp(i\varphi_I)$ , дающего вклад во внутримодовые процессы и в общем случае являющегося комплексным, иллюстрируется рис. 2.3, *б* и 2.3, *в*, где представлены ориентационные зависимости его модуля и аргумента для кристалла титаната висмута. Модуль коэффициента  $g_I$  достигает максимума при ориентации вектора решетки вдоль кристаллографических направлений вида  $\langle 100 \rangle$  (рис.3, *б*). В этом случае связь взаимодействующих на отражательной решетке встречных волн, обусловленная ее фоторефрактивной компонентой, осуществляется только за счет внутримодовых процессов ( $|g_I| = 1$ ,  $g_E = 0$ ).

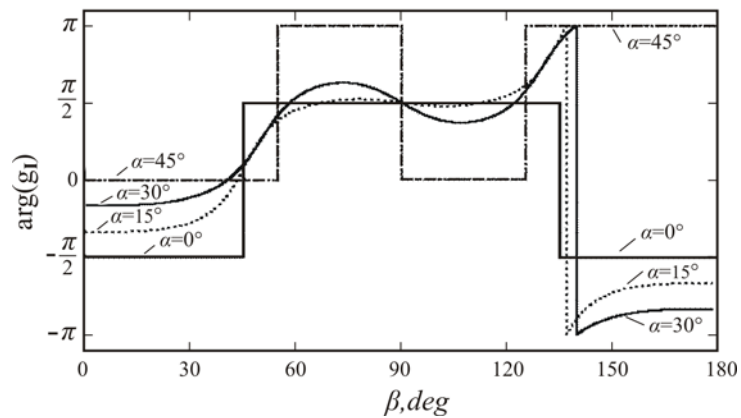
Значения коэффициентов связи  $g_E$  и  $g_I$  для кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (ВТО) и  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) при наиболее часто используемых вариантах их ориентации представлены в табл. 2.1.



a



б



в

Рисунок 2.3 - Зависимости действительного коэффициента  $g_E$ , характеризующего эффективность межмодовых процессов (a), а также модуля (б) и аргумента (в) коэффициента  $g_I$ , характеризующего внутримодовые процессы, от угла  $\beta$  между вектором решетки и кристаллографической осью [001] для различных ориентационных углов  $\alpha$ .

Таблица 2.1 – Коэффициенты  $g_E$  и  $g_I$ , характеризующие межмодовые и внутримодовые процессы соответственно для различных направлений вектора отражательной решетки в кристаллах ВТО и BSO

Направление распространения волны накачки $[mnp]$		[100]	$[\bar{1}00]$	$[1\bar{1}0]$	$[\bar{1}\bar{1}0]$	[111]	$[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	$[11\bar{2}]$	$[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$
ВТО	$g_I$	$i$	$-i$	0	0	0	0	-0.467	0.467
	$g_E$	0	0	0	0	-0.266	0.266	0.216	-0.216
BSO	$g_I$	$-i$	$i$	0	0	0	0	0.407	-0.407
	$g_E$	0	0	0	0	0.235	-0.235	-0.130	0.130

При ориентации вектора  $\mathbf{K}$  вдоль направлений вида  $\langle 111 \rangle$  вклад этой компоненты во внутримодовые процессы отсутствует, в то время как коэффициент межмодовой связи принимает экстремальные значения ( $g_E = \pm 0.266$  для ВТО, см. рис. 2.3, *a* и табл. 2.1). Отметим, что фазовая составляющая отражательной решетки не приводит к взаимодействию волн при ориентации вектора  $\mathbf{K}$  вдоль кристаллографических направлений вида  $\langle 110 \rangle$  ( $|g_I| = 0$ ,  $g_E = 0$ ). Для такого среза кубического фоторефрактивного кристалла встречное взаимодействие возможно только на амплитудной (абсорбционной) компоненте отражательной решетки.

Модуль коэффициента  $g_I$  определяется только ориентацией оси  $x$ , которая совпадает с направлением вектора решетки  $\mathbf{K}$ , и не зависит от ориентации осей  $y$  и  $z$  относительно кристаллографической системы координат (рис. 2.2). Однако аргумент  $\varphi_I$  коэффициента  $g_I$  инвариантностью к выбору осей  $y$  и  $z$  не обладает, поскольку фазы входящих в уравнения комплексных амплитуд собственных волн (см. формулы (2.3)), характеризующих их поляризационное состояние, также зависят от ориентации этих осей. Приведенные на рис. 2.3, *b* ориентационные зависимости отражают поведение аргумента коэффициента  $g_I$  для выбранной (рис. 2.2) системы координат  $xuz$ . В этом случае коэффициент  $g_I$  является чисто мнимым при векторе отражательной решетки, ориентированном в кристаллографических плоскостях типа  $\{100\}$ , и чисто вещественным для плоскостей типа  $\{110\}$ .

### 2.3 Двухпучковое взаимодействие линейно поляризованных волн

Из уравнений (2.11)-(2.14) и (2.6) следует, что при линейной поляризации взаимодействующих волн их амплитуды удовлетворяют условиям  $C_{p1}(x) = C_{p2}^*(x) = C_p(x)$  и  $C_{s1}(x) = C_{s2}^*(x) = C_s(x)$  и могут быть представлены в виде:

$$C_{p1,2}(x) = |C_p(x)| \exp(\mp i\varphi_p(x)), \quad C_{s1,2}(x) = |C_s(x)| \exp(\pm i\varphi_s(x)). \quad (2.15)$$

В этом случае контраст интерференционной картины в кристалле, определяемый формулой (6), является действительной функцией координаты  $x$ :

$$m(x) = 2 \frac{C_s(x)C_p(x) + C_s^*(x)C_p^*(x)}{I_0(x)} = 2 \frac{|C_s(x)||C_p(x)| \cos(\varphi_s(x) - \varphi_p(x))}{|C_p(x)|^2 \exp(-\alpha x) + |C_s(x)|^2 \exp(\alpha x)}, \quad (2.16)$$

а уравнения связанных волн (11)-(14) сводятся к следующим двум уравнениям:

$$\frac{dC_s}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[ |g_I| C_p \exp(-i(2\rho x + \varphi_I)) + (g_E - g_a) C_p^* \right] \exp(-\alpha x), \quad (2.17)$$

$$\frac{dC_p}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[ |g_I| C_s \exp(i(2\rho x + \varphi_I)) + (g_E + g_a) C_s^* \right] \exp(\alpha x). \quad (2.18)$$

Переходя к интенсивностям волн сигнала  $\tilde{I}_s(x) \sim \left[ |C_{s1}(x)|^2 + |C_{s2}(x)|^2 \right] \exp(\alpha x)$  и накачки  $\tilde{I}_p(x) \sim \left[ |C_{p1}(x)|^2 + |C_{p2}(x)|^2 \right] \exp(-\alpha x)$  в кристалле, из системы уравнений (2.17) и (2.18) получаем

$$\frac{\partial \tilde{I}_s}{\partial x} = \alpha \tilde{I}_s - \gamma \left( |g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E - g_a) \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s \tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \tilde{I}_p}{\partial x} = -\alpha \tilde{I}_p - \gamma \left( |g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E + g_a) \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s \tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \varphi_s}{\partial x} = \frac{\gamma}{2} \left( |g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + (g_E - g_a) \sin(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_p}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial x} = \frac{\gamma}{2} \left( |g_I| \sin(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) - (g_E + g_a) \sin(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi) \frac{\tilde{I}_s}{\tilde{I}_s + \tilde{I}_p}, \quad (2.22)$$

где  $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_p$ .

Уравнения (2.19) – (2.22) позволяет полностью описать встречное взаимодействие при линейной поляризации волн для произвольной ориентации кристалла с учетом электрооптического и фотоупругого эффектов и дифракции на абсорбционной решетке.

В случае пренебрежимо малого вклада абсорбционной решетки во взаимодействие из уравнений (19) и (20) получаем

$$\frac{1}{(\tilde{I}_s \tilde{I}_p)} \frac{d(\tilde{I}_s \tilde{I}_p)}{dx} = -\gamma \left( |g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi) \right) \cos(\Delta\varphi). \quad (2.23)$$

Интегрирование этого выражения приводит к результату

$$\begin{aligned} \tilde{I}_s(x)\tilde{I}_p(x) &= \tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0) \times \\ &\times \exp\left\{-\gamma \int_0^x \left(|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi)\right) \cos(\Delta\varphi) dx\right\}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

позволяющего ввести эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия в кристалле с толщиной, равной  $d$ , в виде:

$$\Gamma_{eff} = \frac{\gamma}{d} \int_{-d}^0 \left(|g_I| \cos(2\rho x + \varphi_I + \varphi_s + \varphi_p) + g_E \cos(\Delta\varphi)\right) \cos(\Delta\varphi) dx. \quad (2.25)$$

Отметим, что данный коэффициент может быть выражен через интенсивности взаимодействующих волн:

$$\Gamma_{eff} = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{\tilde{I}_s(-d)\tilde{I}_p(-d)}{\tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0)} \right\}, \quad (2.26)$$

которые, в свою очередь, могут быть легко определены из экспериментальных данных.  $\Gamma_{eff}$  характеризует эффективность встречного векторного взаимодействия на фазовой отражательной решетке и не зависит от поглощения света в кристалле, а также от изменений поглощения, происходящих (см. [2, 3]) в процессе ее формирования.

## 2.4 Приближение неистощаемой накачки

Систему уравнений нелинейных (2.11)-(2.14) можно решить, используя приближение неистощаемой накачки, когда взаимодействующие в кристалле пучки накачки ( $P$ ) и сигнала ( $S$ ) имеют интенсивности, удовлетворяющие неравенству  $\tilde{I}_p(x) \gg \tilde{I}_s(x)$ .

Как следует из (2.24) и (2.25), эти интенсивности, вследствие взаимодействия на отражательной решетке, связаны известным соотношением [2-4]:

$$\tilde{I}_s(x)\tilde{I}_p(x) = \tilde{I}_s(0)\tilde{I}_p(0) \exp(-\Gamma_{eff}x), \quad (2.27)$$

где эффективный коэффициент усиления  $\Gamma_{eff}(t) = (2\pi/\lambda)n_0^3 r_{eff} E_{SC}(t)$  определяется эффективными параметрами, учитывающими особенности встречного взаимодействия и динамику формирования решетки: электрооптической постоянной  $r_{eff}$  и зависящим от времени полем пространственного заряда  $E_{SC}$ . Интенсивности волн сигнала и накачки в кристалле,  $\tilde{I}_s$  и  $\tilde{I}_p$ , могут быть определены на входной и выходной гранях  $x = -d$  и  $x = 0$  из измеряемых значений интенсивностей пучков (см. рис. 2.1) из следующих соотношений:

$$\tilde{I}_p(-d) = (1-R)I_0, \quad \tilde{I}_p(0) = \frac{I_P}{1-R}, \quad \tilde{I}_s(-d) = \frac{I_S}{1-R}, \quad \tilde{I}_s(0) = R\tilde{I}_p(0) = \frac{RI_P}{1-R}, \quad (2.28)$$

где предполагаются равные коэффициенты отражения  $R$  от входной и выходной граней кристалла.

В случае выполнения приближения неистощаемой накачки можно полагать

$$\tilde{I}_p(x) = \tilde{I}_p(0) \exp(-\alpha x), \quad (2.29)$$

что позволяет найти коэффициент поглощения кристалла из простого соотношения

$$\alpha(t) = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{I_0(1-R)^2}{I_p(t)} \right]. \quad (2.30)$$

При этом не требуется использования сравнительно сложных процедур определения зависимости  $\alpha(t)$  (см., например, работу [6]) из экспериментальных данных. Эффективный коэффициент усиления в этом случае, с использованием соотношений (2.27) и (2.28), также может быть легко найден из экспериментальных данных, как

$$\Gamma_{eff}(t) = \ln[I_S(t)/RI_p(t)]/d + \alpha(t). \quad (2.31)$$

## 2.5 Контрольные вопросы

1. Суперпозиция каких собственных волн используется для математического описания распространения светового пучка по гиротропному кристаллу?

2. Как можно получить распределение интенсивности света в интерференционной картине в случае его распространения в гиротропном кристалле?

3. Каким вектором решетки и контрастом характеризуется интерференционная картина при встречном распространении опорной сигнальной волн в гиротропном кристалле?

4. Какие коэффициенты связи определяют вклад во внутримодовые и межмодовые процессы при взаимодействии на отражательной голограмме?

5. Какой срез кристалла характеризуется максимальной эффективностью внутримодовых процессов взаимодействия?

6. Какими соотношениями определяется эффективный коэффициент усиления для встречного взаимодействия? Из каких экспериментальных данных можно определить его величину?

7. Как из экспериментальных данных можно рассчитать коэффициент оптического поглощения при выполнении условий приближения неистощаемой накачки?

## 3 Экспериментальная часть

### 3.1 Схема лабораторной установки

На рис. 3.1 изображена схема установки, используемой в настоящей лабораторной работе.

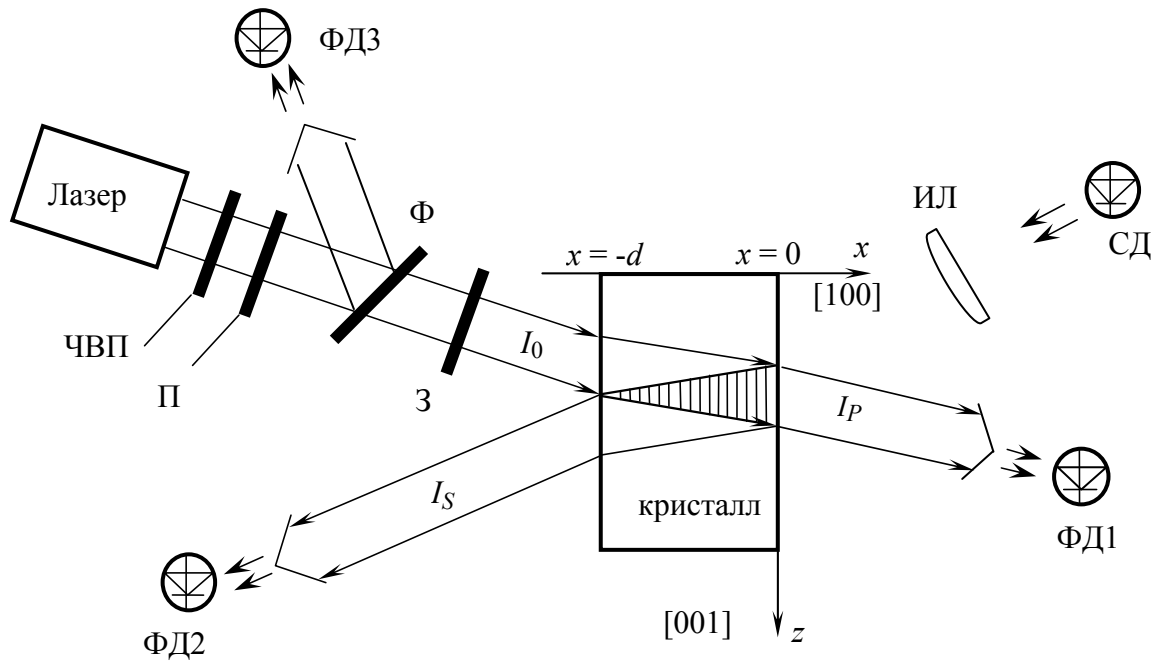


Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки для исследования динамики двухпучкового взаимодействия на отражательной голограмме в кубическом фоторефрактивном кристалле среза (100)

На схеме лабораторной установки показаны следующие элементы и устройства: четвертьволновая пластинка ЧВП; поляризатор П; светоделительная пластинка Ф; фотодиоды ФД1-3; затвор З; падающий пучок  $I_0$ ; сигнальный пучок  $I_S$ ; опорный пучок  $I_P$ ; изображающая линза ИЛ; светодиод СД.

В экспериментах исследуется двухпучковое взаимодействие на отражательной голограмме, формируемой картиной интерференции падающего пучка  $I_0$  и сравнительно слабого «сигнального» пучка  $I_S$ , отраженного от «входной» грани кристалла, расположенной при  $x=0$ . Этот отраженный пучок изменяет свою интенсивность в кристалле  $\tilde{I}_S(x,t)$  как за счет взаимодействия на формирующейся фоторефрактивной голограмме, так и за счет оптического поглощения, которое изменяется во времени вследствие развития эффекта фотоиндуцированного поглощения света, то есть коэффициент оптического поглощения есть функция  $\alpha(t)$ . Таким образом, интенсивность сигнального пучка  $I_S(t)$ , измеряемого с помощью фотодиода ФД2, определяется интенсивностью  $\tilde{I}_S(-d,t)$  на выходной грани кристалла  $x=-d$ . Эти две интенсивности связаны третьим соотношением в формулах (2.28).

Интенсивность пучка накачки  $I_P$ , прошедшего через кристалл и измеряемого с помощью фотодиода ФД1, также изменяется во времени вследствие взаимодействия на отражательной голограмме и развития процесса фотоиндуцированного поглощения света. Интенсивность прошедшего пучка  $I_P(t)$  определяется значением интенсивности  $\tilde{I}_P(0,t)$  в кристалле,  $x=0$ ; они связаны вторым соотношением в формулах (2.28).

В качестве источника когерентного излучения в установке используется



гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения 633 нм. Для контроля его выходной мощности используется фотодиод ФД3, на который попадает лазерный пучок, отделяемый от основного пучка с помощью стеклянной делительной пластины. Ориентация вектора поляризации входного пучка задаётся с помощью четвертьволновой пластинки и поляризатора. Затвор З используется для блокировки входного пучка, а формирующиеся при настройке установки фоторефрактивные голограммы в его отсутствие могут быть стерты излучением полупроводникового светодиода, которое концентрируется на кристалле с помощью изображающей линзы ИЛ.

Используемые в экспериментах кристаллы ВТО среза (100) имеют толщину от 1 до 5 мм и небольшую клиновидность, позволяющую отделять пучки, отраженные от «выходной» (при  $x = -d$ ) и от входной (при  $x=0$ ) граней.

### 3.2 Методика эксперимента

До проведения эксперимента необходимо выполнить юстировку собранной схемы с входным пучком  $I_0$  малой интенсивности, который не приводил бы к записи эффективной фоторефрактивной решетки. Юстировка заключается в установке фотодиодов ФД1-3 таким образом, чтобы во входные окна полностью входили световые пучки, интенсивности которых  $I_S(t)$ ,  $I_P(t)$ ,  $I_k(t)$  (контрольный пучок) должны быть измерены.

Фотодиод ФД2 должен быть установлен на таком расстоянии от кристалла, при котором отраженный от «выходной» грани  $x = -d$  световой пучок, не показанный на рис. 3.1, пространственно разделяется с «сигнальным» пучком  $I_S$ , имеющим меньшую интенсивность.

После юстировки излучение гелий-неонового лазера перекрывается затвором З и производится стирание записанных при юстировке в кристалле отражательных голограмм излучением светодиода СД. Необходимо также убрать из схемы не показанный на рис. 3.1 светофильтр, уменьшающий интенсивность лазерного пучка  $I_0$  при проведении юстировки.

Поскольку используемые фотодиоды могут иметь разные значения токовой монохроматической чувствительности, необходимо перед юстировкой измерить каждым фотодиодом значение фототока при падении на них пучка  $I_0$  и рассчитать коэффициенты соответствия для каждого фотодиода (например, взять коэффициент  $K_1 = 1$  для фотодиода, показания которого оказались наибольшими, пусть это будет ФД1, тогда для фотодиода ФД2 показания необходимо умножать на коэффициент  $K_2$ , который будет являться отношением показаний, полученных с использованием ФД2, к соответствующим показаниям для ФД1). Для контрольного фотодиода выравнивающий коэффициент соответствия можно не рассчитывать, так как в ходе обработки экспериментальных данных учитываются только его относительные изменения.

После стирания паразитных голограмм в течение около 10 мин. светодиод отключается, и по сигналу одного из студентов

(хронометриста), фиксирующего время отсчетов показаний микроамперметров, измеряющих токи фотодиодов ФД1-3, открывается затвор З. Ещё три студента, выполняющие лабораторную работу, фиксируют в таблице, форма которой будет приведена ниже, показания этих микроамперметров в необходимые моменты времени по команде хронометриста.

### 3.3 Задание на работу

1. Ознакомиться с вышеизложенной теорией.
2. Вывести систему уравнений (2.11) – (2.14) (с методикой вывода можно познакомиться в [1-3]).
3. Собрать экспериментальную установку согласно рис. 3.1.
4. Измерить коэффициенты соответствия фотодиодов ФД1 и ФД2, провести юстировку положения фотодиодов, осуществить стирание паразитных отражательных голограмм в соответствии с методикой, описанной в подразд. 3.2, установить ориентацию вектора поляризации светового пучка  $I_0$ , заданную преподавателем.
5. Снять экспериментальную зависимость динамики изменения интенсивности пучков  $I_S(t)$ ,  $I_P(t)$  и  $I_k(t)$  по методике, описанной в подразд. 3.2. Данные всех наблюдателей необходимо занести в табл. 3.1, приведенную ниже в подразд. 3.4.
6. Рассчитать из экспериментальных данных временную зависимость эффективного коэффициента усиления для встречного взаимодействия  $\Gamma_{eff}(t)$ , используя строгое соотношение (2.27).
7. Рассчитать из экспериментальных данных временную зависимость оптического поглощения в приближении неистощаемой накачки по формуле (2.30). На основе полученной зависимости  $\alpha(t)$  рассчитать временную зависимость  $\Gamma_{eff}(t)$  в приближении неистощаемой накачки по формуле (2.31).
8. Сравнить полученные экспериментальные зависимости для  $\Gamma_{eff}(t)$ ; объяснить наблюдаемые различия.
9. Сделать отчет по проделанной работе.

### 3.4 Методические указания по выполнению работы

Экспериментальные данные по динамике интенсивностей пучков рекомендуется занести в итоговую табл. 3.1. Во второй, третий и четвертый столбцы заносятся соответствующие показания микроамперметров. Интенсивности опорного и сигнального пучков в пятом и шестом столбцах, соответственно, рассчитываются с учетом коэффициентов соответствия светодиодов  $K_1$  и  $K_2$  и нормировки на интенсивность контрольного пучка  $I_k(t)$  в данный момент времени, отнесенного к начальному значению  $I_k(0)$ .

Таблица 3.1 – Результаты экспериментов и расчетов

$t, \text{с}$	$I_{Pt}$	$I_{St}$	$I_K$	$I_P$	$I_S$	$\Gamma$
0						
5						
10						
15						
20						
25						
30						
40						
50						
60						
80						
100						
120						
150						
180						
210						
240						
300						
...						
1500						

В седьмой столбец рекомендуется занести значения через дробную черту значения  $\Gamma_{eff}(t)$ , рассчитанные в  $\text{см}^{-1}$  по строгой формуле и в приближении неистощаемой накачки.

Для отображения полученных временных зависимостей рекомендуется использование пакета программ Mathcad. Пример графика, на котором представлены нормированные к начальным значениям временные зависимости  $I_S(t)$  и  $I_P(t)$ , приведен на рис. 3.2.

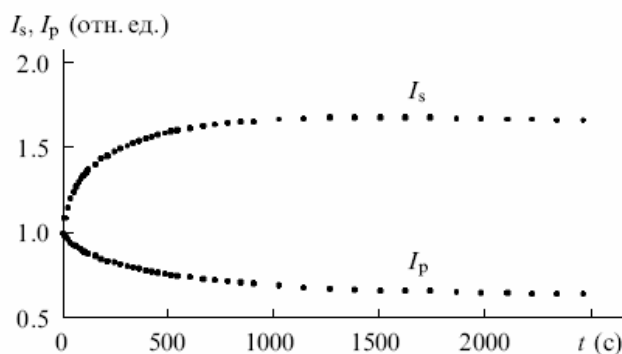


Рисунок 3.2 - Динамика взаимодействия пучков на отражательной голограмме в кристалле ВТО

### 3.5 Содержание отчета

3.5.1. При составлении отчета необходимо руководствоваться общими требованиями и правилами оформления отчета о лабораторной работе.

3.5.2. В соответствующих разделах отчета необходимо представить:

- 2) схему экспериментальной установки;
- 4) таблицы экспериментальных данных;
- 5) результаты расчетов, предусмотренных заданием;
- 6) графики зависимостей  $I_S(t)$ ,  $I_P(t)$ ,  $\Gamma_{eff}(t)$  и  $\alpha(t)$ .
- 7) выводы.

### Список литературы

1. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах : монография / С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов. – Томск : Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2012. – 242 с., [http://edu.tusur.ru/training/publications?chair\\_id=13&page=17](http://edu.tusur.ru/training/publications?chair_id=13&page=17).

2. Взаимодействие световых волн на отражательных голографических решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах : сб. статей / под ред. С.М. Шандарова и А.Л. Толстика. – Томск : Томск. гос. ун-т систем упр. И радиоэлектроники, 2007. – 100 с.

3. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартьянов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – С.163–168.

4. С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, Ю.Н. Кульчин, Р.В. Ромашко, А.Л. Толстик, В.В. Шепелевич. Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, №11.– С.1059-1069.

5. Б.И. Стурман, Е.В. Подвиллов, В.П. Каменов, Е. Нипполайнен, А.А. Камшилин. Векторное взаимодействие волн в кубических фоторефрактивных кристаллах // ЖЭТФ. – 2001. – Т. 119. – С. 125-142.

6. Е.Ю. Агеев, С.М. Шандаров, С.Ю. Веретенников, А.Г. Мартьянов, В.А. Каташов, А.А. Камшилин, В.В. Прокофьев, В.В. Шепелевич. Двухволновое взаимодействие на отражательной решетке в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, №4.– С. 343-345.

Учебное пособие

Шандаров С.М., Шмаков С.С.

Исследование динамики двухпучкового взаимодействия на динамических отражательных голограммах в кристаллах силленитов:

Методические указания к лабораторной работе по курсу  
«Оптические и акустооптические методы обработки информации»  
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

Усл. печ. л.                      Препринт  
Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники  
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40