

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

Кафедра электронных приборов

Голографические методы в фотонике и оптоинформатике

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ДВУХПУЧКОВОГО УСИЛЕНИЯ**

Методические указания к лабораторной работе  
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

2012

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

Определение эффективного коэффициента двухпучкового усиления = Голографические методы в фотонике и оптоинформатики: методические указания к лабораторной работе для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика» / С.С. Шмаков, С.М. Шандаров; 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. - 17 с.

Целью данной работы является определение эффективного коэффициента двухпучкового усиления в кубическом фотрелрактивном кристалле класса симметрии 23.

Пособие предназначено для студентов очной и заочной форм, обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика» по дисциплине «Голографические методы в фотонике и оптоинформатики».

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.

Голографические методы в фотонике и оптоинформатике

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ДВУХПУЧКОВОГО УСИЛЕНИЯ**

Методические указания к лабораторной работе  
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

РАЗРАБОТЧИКИ:

ассистент каф. ЭП

\_\_\_\_\_ С.С. Шмаков

профессор каф. ЭП

\_\_\_\_\_ С.М. Шандаров

## Содержание

1 Введение .....	5
2 Теоретическая часть .....	5
2.1 Общие уравнения .....	5
2.2 Контрольные вопросы.....	8
3 Экспериментальная часть .....	8
3.1 Схема лабораторной установки и приближение неистощаемой накачки .....	8
3.2 Поляризационная зависимость коэффициента двухпучкового усиления	10
3.3. Задание.....	13
3.4 Порядок выполнения работы и методические указания .....	13
3.5 Содержание отчета.....	15
Список литературы.....	15

## 1 Введение

Фоторефрактивные кубические кристаллы силленитов  $\text{Vi}_{12}\text{MO}_{20}$  ( $M = \text{Ge}, \text{Si}, \text{Ti}$ ) характеризуются быстрым нелинейным откликом и обладают естественной оптической активностью. Интерес к данным кристаллам связан с возможностью их использования в устройствах 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 продемонстрировано в работах, 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.

## 2 Теоретическая часть

### 2.1 Общие уравнения

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:

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

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

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.

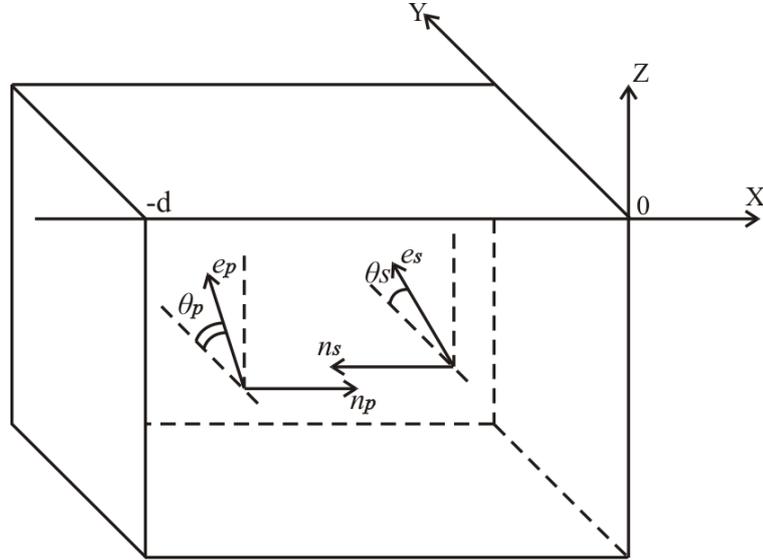


Рисунок 2.1 - Встречная геометрия двухволнового взаимодействия в фоторефрактивном кристалле

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 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 тензора 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 отражательной 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 Контрольные вопросы

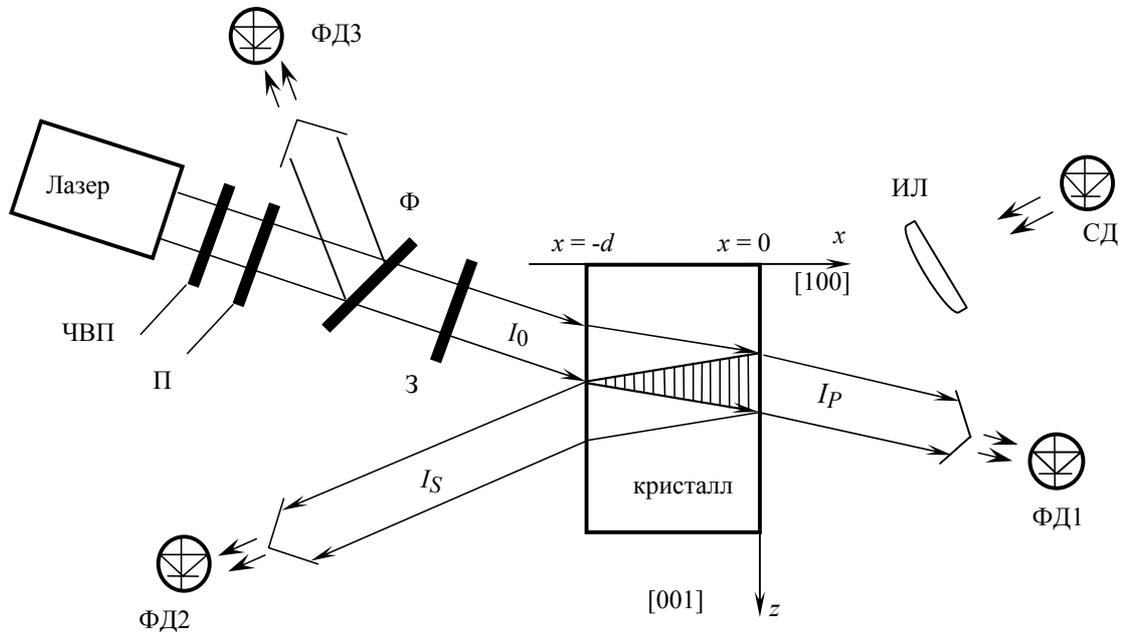
1. Амплитуда первой пространственной гармоники абсорбционной решетки
2. Диэлектрическая проницаемость кристалла
3. Волновое уравнение для кубических гиротропных кристаллов
4. Эффективный коэффициент усиления
5. Интенсивность волн сигнала и накачки в кристалле
6. Состояние поляризации сигнального пучка

## 3 Экспериментальная часть

### 3.1 Схема лабораторной установки и приближение неистощаемой накачки

На рис. 3.1 изображена схема используемой в настоящей лабораторной работе установки. В лабораторную установку входят следующие устройства:

четвертьволновая пластинка; поляризатор; светоделительная пластинка; фотодиоды; затвор; падающий пучок; сигнальный пучок; опорный пучок; изображающая линза; светодиод.



ЧВП – четвертьволновая пластинка; П – поляризатор; Ф – светоделительная пластинка; ФД1-3 – фотодиоды; З – затвор;  $I_0$  – падающий пучок;  $I_S$  – сигнальный пучок;  $I_P$  – опорный пучок; ИЛ – изображающая линза; СД – светодиод.

Рисунок 3.1 - Схема модифицированной экспериментальной установки для исследования динамики формирования отражательных фоторефрактивных голограмм в условиях некогерентной подсветки

Систему (2.11) - (2.14) можно решить, используя приближение неистошаемой накачки, когда взаимодействующие в кристалле пучки накачки ( $P$ ) и сигнала ( $S$ ) имеют интенсивности, удовлетворяющие неравенству  $\tilde{I}_P(x) \ll \tilde{I}_S(x)$ .

В общем случае эти интенсивности, вследствие взаимодействия на отражательной решетке, связаны известным соотношением:

$$\tilde{I}_S(x)\tilde{I}_P(x) = \tilde{I}_S(0)\tilde{I}_P(0)\exp(-\Gamma_{eff}x), \quad (3.1)$$

где эффективный коэффициент усиления  $\Gamma_{eff}(t) = (2\pi/\lambda)n_0^3r_{eff}E_{SC}(t)$  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:

$$\tilde{I}_P(-d) = (1 - R)I_0, \quad \tilde{I}_P(0) = \frac{I_P}{1 - R}, \quad \tilde{I}_S(-d) = \frac{I_S}{1 - R}, \quad \tilde{I}_S(0) = R\tilde{I}_P(0) = \frac{RI_P}{1 - R}, \quad (3.2)$$

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

В случае выполнения приближения неистощаемой накачки можно полагать

$$\tilde{I}_P(x) = \tilde{I}_P(0) \exp(-\alpha x), \quad (3.2)$$

что позволяет найти коэффициент поглощения кристалла из простого соотношения

$$\alpha(t) = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{I_0(1 - R)^2}{I_P(t)} \right]. \quad (3.3)$$

При этом не требуется использования сравнительно сложных процедур определения зависимости  $\alpha(t)$  из экспериментальных данных. Эффективный коэффициент усиления в этом случае, с использованием соотношений (3.1) и (3.2), также может быть легко найден из экспериментальных данных, как

$$\Gamma_{eff}(t) = \ln[I_S(t)/RI_P(t)]/d + \alpha(t). \quad (3.4)$$

### 3.2 Поляризационная зависимость коэффициента двухпучкового усиления

Как известно, эффективность встречного двухпучкового взаимодействия в образцах среза (100) в случае использования линейно-поляризованного излучения зависит от ориентации его вектора поляризации на входной грани кристалла. Кроме того, при взаимодействии на отражательной голограмме в кристаллах силленитов среза (100) изменяется поляризация сигнального пучка. В настоящей лабораторной работе состояние поляризации сигнального пучка будем определять углом  $\beta_S$  между его вектором поляризации и осью  $y$  в лабораторной системе координат (рис. 3.1).

В приближении неистощаемой накачки комплексные амплитуды соответствующих пучку накачки собственных волн  $C_{P1}$  и  $C_{P2}$  не зависят от координаты  $x$ , а уравнения, определяющие эволюцию комплексных амплитуд  $C_{S1}(x)$  и  $C_{S2}(x)$ , могут быть получены из уравнений связанных волн (2.11)-(2.14) в следующем виде:

$$\frac{dC_{S1}}{dx} = -\frac{\gamma}{4} m \left[ g_I^* C_{P1} \exp(-i2\rho x) + (g_E - g_\alpha) C_{P2} \right] \exp(-\alpha x), \quad (3.5)$$

$$\frac{dC_{S2}}{dx} = -\frac{\gamma}{4}m[(g_E - g_\alpha)C_{P1} + g_I C_{P2} \exp(i2\rho x)]\exp(-\alpha x). \quad (3.6)$$

Общее решение уравнений (3.5) и (3.6) для комплексных амплитуд светового поля сигнальной волны (2.2) может быть записано в интегральной форме:

$$C_{S1}(x) = C_{S1}(0) + \frac{m(0)}{2}\{C_{P2}[\exp G(x) - 1] + C_{P1}^* \Phi(x)\}, \quad (3.7)$$

$$C_{S2}(x) = C_{S2}(0) + \frac{m(0)}{2}\{C_{P1}[\exp G(x) - 1] + C_{P2}^* \Phi(x)\}, \quad (3.8)$$

$$\text{где } G(x) = -\frac{\gamma x}{2}\left\{(g_E - g_\alpha) + 2\text{Im}\left[g_I \frac{C_{P1}^* C_{P2} \exp(i2\rho x) - 1}{I_{P0} 2\rho x}\right]\right\}, \quad (3.9)$$

$$\Phi(x) = -\frac{\gamma}{2I_{P0}} \int_0^x \exp[G(\xi)] \left[ g_I^* C_{P1}^2 \exp(-i2\rho\xi) - g_I C_{P2}^2 \exp(i2\rho\xi) \right] d\xi, \quad (3.10)$$

а интенсивность пучка накачки и контраст интерференционной картины при  $x = 0$  определяются следующими выражениями:

$$I_{P0} = |C_{P1}|^2 + |C_{P2}|^2, \quad (3.11)$$

$$m(0) = 2 \frac{C_{S1}(0)C_{P2}^* + C_{S2}(0)C_{P1}^*}{I_{P0}}. \quad (3.12)$$

Для расчета поляризационных зависимостей определим интенсивности взаимодействующих волн в кристалле, с учетом соотношений (2.1) и (2.2) для их векторных амплитуд, как

$$\tilde{I}_P(x) = |\mathbf{E}_P(x)|^2 = \left[ |C_{P1}|^2 + |C_{P2}|^2 \right] \exp(-\alpha x) = I_{P0} \exp(-\alpha x), \quad (3.13)$$

$$\tilde{I}_S(x) = |\mathbf{E}_S(x)|^2 = \left[ |C_{S1}(x)|^2 + |C_{S2}(x)|^2 \right] \exp(\alpha x). \quad (3.14)$$

При линейной поляризации взаимодействующих волн их комплексные амплитуды могут быть представлены в виде

$$C_{P1,2}(x) = |C_P(x)| \exp(\mp i\varphi_P(x)), \quad C_{S1,2}(x) = |C_S(x)| \exp(\pm i\varphi_S(x)). \quad (3.15)$$

В рассматриваемом случае неистощаемой накачки, с учетом (3.13) получаем

$$|C_P(x)| = \text{const} = \sqrt{\frac{I_{P0}}{2}}, \quad (3.16)$$

$$\varphi_P(x) = \varphi_P(0). \quad (3.17)$$

Учтем также, что при формировании отражательной голограммы при взаимодействии падающего пучка накачки с отраженным от выходной грани образца  $x = 0$  сигнальным пучком их фазы связаны соотношениями

$$\varphi_s(0) = \varphi_p(0) = \theta_{p_0} = \theta_0 + \rho d, \quad (3.18)$$

где  $\theta_{p_0}$  и  $\theta_0$  - углы между вектором поляризации светового поля на выходной и входной гранях кристалла, соответственно, и осью  $u$  используемой системы координат;  $\rho$  - удельное вращение плоскости поляризации. С учетом изложенного выше, из соотношений (3.15) - (3.18) и (3.2) для начальных значений комплексных амплитуд, определяющих эволюцию поля сигнальной волны при взаимодействии на отражательной голограмме в соответствии с уравнениями (3.7) - (3.10), получаем

$$C_{p_{1,2}} = \sqrt{\frac{I_{p_0}}{2}} \exp[\mp i(\theta_0 + \rho d)], \quad C_{s_{1,2}}(0) = \sqrt{\frac{RI_{p_0}}{2}} \exp[\pm i(\theta_0 + \rho d)]. \quad (3.19)$$

С использованием (3.13), (3.14) и (3.19) из формулы (15) можно получить следующие соотношения для расчета эффективного коэффициента двухпучкового усиления в кристалле толщиной  $d$ :

$$\Gamma_{eff} = -\frac{1}{d} \ln \left( \frac{|C_{s_1}(-d)|^2 + |C_{s_2}(-d)|^2}{|C_{s_1}(0)|^2 + |C_{s_2}(0)|^2} \right) = -\frac{1}{d} \ln \left( \frac{|C_{s_1}(-d)|^2 + |C_{s_2}(-d)|^2}{RI_{p_0}} \right). \quad (3.20)$$

Следует отметить, что значение  $I_{p_0}$  в (3.20) на результат влиять не будет, т.к. оно сокращается, если раскрыть выражения  $C_{s_1}(-d)$  и  $C_{s_2}(-d)$ .

Для расчета поляризационной зависимости  $\beta_s(\theta_0)$  для ориентации вектора поляризации сигнального пучка  $\mathbf{E}_s(-d)$  в лабораторной системе координат (рис. 2.1) воспользуемся уравнением (2), из которого получаем:

$$\begin{aligned} \beta_s &= \arctg \left[ \frac{(\mathbf{E}_s(-d) \cdot \mathbf{z}_0)}{(\mathbf{E}_s(-d) \cdot \mathbf{y}_0)} \right] = \\ &= \arctg \left( \frac{i[C_{s_2}(-d) \exp(-i\rho d) - C_{s_1}(-d) \exp(i\rho d)]}{C_{s_2}(-d) \exp(-i\rho d) + C_{s_1}(-d) \exp(i\rho d)} \right). \end{aligned} \quad (3.21)$$

Следует отметить, что в рассматриваемом приближении неистощаемой накачки выбор значений  $I_{p_0}$  и  $R$  не влияет на результаты расчетов зависимостей  $\Gamma_{eff}(\theta_0)$  и  $\beta_s(\theta_0)$  по полученным соотношениям (3.20) и (3.21), с использованием формул (3.7) - (3.10) и (3.19). Кроме того, данные рассчитываемые характеристики кристалла не зависят и от его коэффициента поглощения  $\alpha$ .

Таким образом, для численного расчета поляризационных зависимостей стационарных значений эффективного коэффициента двухпучкового усиления  $\Gamma_{eff}(\theta_0)$  и поляризационного угла сигнального пучка  $\beta_s(\theta_0)$  при

взаимодействии на отражательной голограмме, соответствующих экспериментальным данным, разработана следующая методика.

1. Задаются известные параметры кристалла класса силленитов: толщина  $d$ ; удельное оптическое вращение  $\rho$ ; коэффициент отражения от граней  $R$ ; значения тензорных сверток  $g_E$  и  $g_I$  для рассматриваемого среза.

2. Задаются параметры входного пучка накачки: интенсивность  $I_{P0}$  (как отмечалось выше, может быть задана произвольной) и набор необходимых значений входного поляризационного угла  $\theta_0$ .

3. Задаются варьируемые параметры кристалла, подлежащие определению из экспериментальных данных: постоянная связи  $\gamma$  и абсорбционная составляющая решетки  $g_a$ .

4. По формулам (3.20) и (3.21), с использованием соотношений (3.7) - (3.10) и (3.19) рассчитываются поляризационные зависимости  $\Gamma_{eff}(\theta_0)$  и  $\beta_S(\theta_0)$  для всего набора значений  $\theta_0$ .

5. Результаты расчета  $\Gamma_{eff}(\theta_0)$  и  $\beta_S(\theta_0)$  сопоставляются с экспериментальными результатами, и, с использованием метода наименьших квадратов, подгоняются под них соответствующим изменением варьируемых параметров  $\gamma$  и абсорбционной составляющей решетки  $g_a$ .

### 3.3. Задание

5.1. Ознакомиться с вышеизложенной теорией.

5.2. Получить систему уравнений (2.11) – (2.14) (методику получения можно посмотреть в [2]).

5.3. Собрать экспериментальную установку согласно рис. 3.1.

5.4. Снять экспериментальные данные при поляризации излучения, указанной преподавателем

5.5. Рассчитать поляризационную зависимость коэффициента двухпучкового взаимодействия и поляризационного состояния сигнального пучка.

5.6. Сделать отчет о проделанной работе

### 3.4 Порядок выполнения работы и методические указания

Юстировку собранной схемы нужно проводить с входящим пучком  $I_0$  малой интенсивности, который не приводил бы к записи фоторефрактивной решетки. После юстировки излучение He-Ne лазера нужно закрыть и убрать светофильтр, служащий для юстировки. Т.к. мощность He-Ne лазера может быть нестабильной, то рекомендуется светоделительной пластинкой разделить пучок  $I_0$  и одну часть направить на контрольный фотодиод ФДЗ, и далее показания с фотодиода ФДЗ применить для контроля мощности. Кроме

того, разные фотодиоды могут показывать разные значения фототока от одного источника света, поэтому нужно измерить каждым фотодиодом значение фототока при падении на них пучка  $I_0$  и рассчитать коэффициенты соответствия для каждого фотодиода (например взять коэффициент  $K1 = 1$  для фотодиода, показания которого оказались большими, пусть это будет ФД1, тогда для фотодиода показания необходимо умножить на коэффициент  $K2$ , который будет являться отношением показаний ФД1 к показаниям ФД2). Для контрольного фотодиода коэффициент можно не считать, так как в ходе расчета он сократится.

Снять экспериментальные данные при поляризации излучения, указанной преподавателем. Для этого необходимо открыть излучение He-Ne лазера и записывать показания с фотодиодов ФД1, ФД2 и ФД3 в табл. 3.1 ( $I_{Pt}$ ,  $I_{St}$ ,  $I_K$ )

Таблица 3.1 - Результаты

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

Пример динамики взаимодействия пучков представлен на рис.3.2

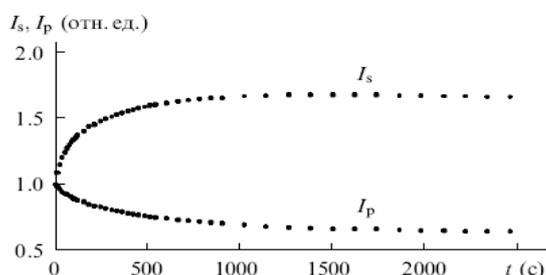


Рисунок 3.2 - Динамика взаимодействия пучков

Пусть значение  $I_{K0}$  – значение контрольного фототока при  $t = 0$  с, тогда  $I_P = I_{P0} \cdot I_{K0} / I_K$ ;  $I_S = I_{S0} \cdot K_2 \cdot I_{K0} / I_K$ , таким образом будет учтено изменение мощности лазера и различные значения фотодиодов с одного источника света. Полученные значения занести в таблицу ( $I_P$ ,  $I_S$ ). С помощью формулы (3.1) или (3.5), в зависимости от использования приближения, рассчитать значения эффективного коэффициента двухпучкового усиления  $\Gamma$ .

Используя методику, описанную в п.3.2, получить поляризационную зависимость коэффициента двухпучкового взаимодействия и поляризационного состояния сигнального пучка.

### 3.5 Содержание отчета

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

3.4.2. В соответствующих разделах отчета необходимо представить:

- 1) задание;
- 2) схему устройства;
- 4) таблицы экспериментальных данных;
- 5) результаты расчетов, предусмотренных заданием;
- 6) выводы.

### Список литературы

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. - СПб: Наука, 1992. – 320 с.

2. 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. 35. - С.163–168.

3. Шандаров С.М., Буримов Н.И., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Толстик А.Л., Шепелевич В.В. Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. 2008. 38. 11. - С.1059-1069

4. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах: монография. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2007. – 242 с.

5. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах: Пер с англ. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

Учебное пособие

Шмаков Сергей Сергеевич  
Шандаров Станислав Михайлович

Определение эффективного коэффициента двухпучкового усиления

Методические указания к лабораторной работе  
по дисциплине «Голографические методы в фотонике и оптоинформатики»

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