

На правах рукописи

Мурашко Иван Викторович

ИССЛЕДОВАНИЕ САМОДИФРАКЦИИ СЛОЖНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ
В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

01.04.03 — радиофизика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2001

Работа выполнена в Санкт-Петербургском Государственном Техническом Университете.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, проф.
Водоватов И. А.

Научный консультант: доктор технических наук, проф.
Петрунькин В. Ю.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, проф.,
Кожевников Н. М.

кандидат физико-математических наук,
Калинцев А. Г.

Ведущая организация: Санкт-Петербургский Физико-Технический
Институт им. А. Ф. Иоффе РАН

Защита состоится “ ____ ” _____ 2001 года в ____ ч. ____ мин на заседании Диссертационного совета Д 212.229.01 при Санкт-Петербургском Государственном Техническом Университете по адресу: 195251, С. Петербург, Политехническая ул., 29, 2-й учебный корпус, ауд. ____

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке СПбГТУ

Отзывы на автореферат, заверенные гербовой печатью организации, просьба направлять по указанному адресу в двух экземплярах не позднее, чем за две недели до защиты.

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2001.

Учёный секретарь Диссертационного совета
доктор физико-математических наук, проф.

Титов А. И.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. Поиск новых способов хранения и обработки информации предполагает поиск и изучение новых областей физики. Одной из таких областей, является динамическая голография. В настоящее время накоплен большой объем знаний по природе фоторефрактивного эффекта. Исследованы различные схемы обработки оптической информации на базе фоторефрактивных кристаллов (ФРК). Достаточно хорошо исследованы пограничные состояния: начальные моменты записи решеток и стационарные состояния. Еще больший интерес представляет динамика записи голографических решеток. Теоретическое исследование этой задачи представляется трудоемкой задачей, поэтому в большинстве случаев при рассмотрении этой задачи пренебрегают некоторыми, порой очень важными эффектами, в частности фенингом. Все это вместе взятое обуславливает актуальность исследований, направленных на изучение динамики записи голографических решеток в ФРК.

Цель работы. Настоящая работа направлена на создание адекватной модели взаимодействия сложных световых пучков в ФРК. Основное внимание при этом уделялось решению следующих проблем:

- учету влияния фенинга на характеристики различных оптических схем, использующих ФРК, прежде всего рассматривались схемы двойного некогерентного отражающего зеркала (ДНОЗ) (наиболее общая схема) и схема полулинейного генератора
- учету влияния дополнительных примесей в ФРК
- разработке эффективных программ расчета характеристик данных схем

Научная новизна. Построена общая модель самодифракции света в ФРК с учетом влияния фенинга. При этом дифрагирующие лазерные пучки представляются не плоскими волнами, а в более общем случае - световыми пучками со сложным распределением по угловым координатам. Данная физическая модель является наиболее близкой к действительности. На базе этой модели исследованы процессы записи голографических решеток в

схеме ДНОЗ и схеме полулинейного генератора с большим числом поперечных мод. В схеме ДНОЗ впервые проведены расчеты динамики записи голографических решеток в предположении сложного характера примесей ФРК.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Показано, что построенная общая модель самодифракции света в ФРК, адекватно описывает экспериментально наблюдаемые эффекты в схеме ДНОЗ и в схеме полулинейного генератора.
2. Показано, что модель ФРК с числом примесей больше 1 хорошо описывает экспериментально наблюдаемые процессы записи-стирания голографических решеток в ФРК.
3. Показана принципиальная возможность распознавания оптических образов в оптических системах на базе ФРК посредством разности времен восстановления записанных и записываемых оптических образов.

Практическая значимость диссертации заключается в следующем:

1. Предложенная теория самодифракции сложных световых пучков в ФРК позволяет рассчитывать характеристики устройств обращения волнового фронта, в частности наиболее важных из них: ДНОЗ и полулинейного генератора.
2. Предложенная теория записи голографических решеток в ФРК позволяет рассчитывать характеристики оптических систем распознавания оптических образов на базе ФРК.

Апробация работы. Основные результаты, полученные автором, опубликованы в 6 печатных работах. Они неоднократно докладывались в СПбГТУ, СПбБГТУ, а также на следующих конференциях:

- I и II Всероссийские научные конференции студентов-радиофизиков (С. Петербург, 1997 и 1998)
- International Workshop on Nondestructive Testing and Computer Simulation in Science and Engineering (St. Petersburg, Russia, 1998)

- 7-я Петербургская школа-семинар-выставка Лазеры для медицины, биологии и экологии (С. Петербург, 1999)
- Лазеры. Измерения. Информация (С. Петербург, 2000)
- Международной научной конференции “Оптика кристаллов” “ОС-2000” (Мозырь, Беларусь, 2000)

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка используемой литературы, включающего 43 наименования. Объем работы составляет 131 страницу, включая 107 страниц основного текста и 46 рисунков.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность исследуемой проблемы, сформулирована цель и задачи диссертационной работы, перечислены полученные в диссертации новые результаты, их практическая ценность и представлены положения, выносимые на защиту.

В главе 1 рассмотрены основы эффекта фоторефракции. Выведены уравнения, описывающие изменение во времени голографических решеток, записываемых в результате самодифракции света в ФРК. Был произведен учет фенинга в данных уравнениях. Рассматривались два случая: первый когда в кристалле присутствуют примеси одного сорта (рис. 1(слева)), и случай с примесями двух сортов (рис. 1(справа)).

В главе 2 рассмотрена наиболее общая схема самодифракции световых пучков в ФРК: схема ДНОЗ. В этой схеме ФРК освещается с двух сторон двумя взаимно некогерентными лазерными пучками (рис. 2). В результате самодифракции данных световых пучков на общих голографических решетках образуются световые пучки обращенные по отношению к исходным.

Была поставлена задача в которой для каждого из двух взаимодействующих световых пучков, падающих на кристалл с обеих сторон, выделялись по три составляющих: сигнал, обращенная волна и фенинг (рис. 2). Для светового пучка падающего слева:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{1s} + \vec{E}_{1c} + \vec{E}_{1f}$$

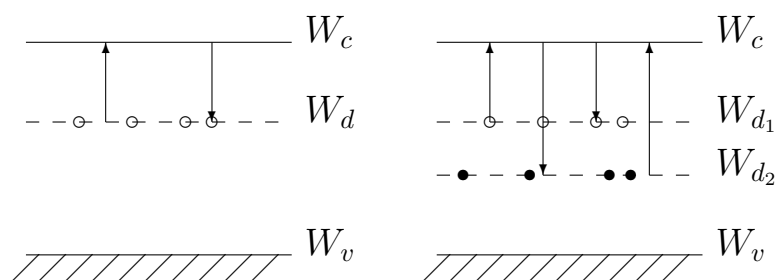


Рис. 1. Энергетическая схема ФРК с одним частично компенсированным донорным уровнем W_d (слева) и с двумя частично компенсированными донорными уровнями W_{d1} и W_{d2} (справа). W_c - зона проводимости, W_v - валентная зона. Стрелками указаны оптические переходы и процессы рекомбинации подвижных электронов

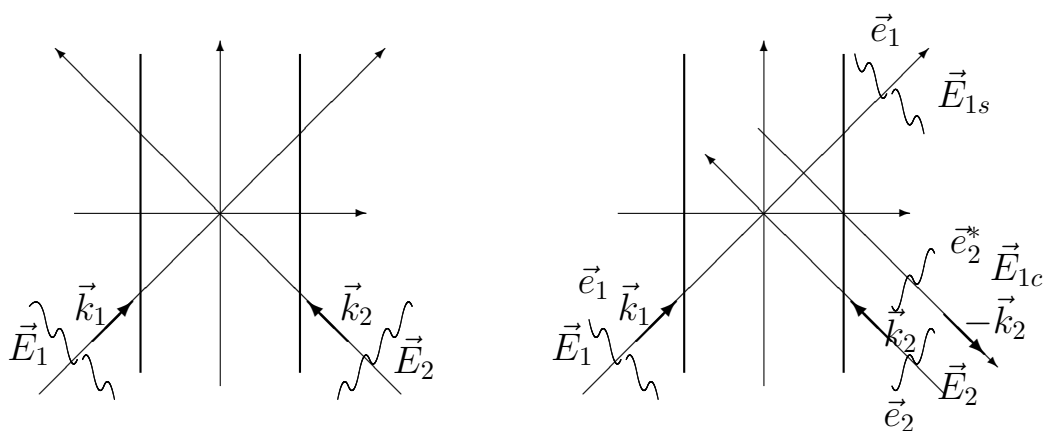


Рис. 2. Схема ДНОЗ. Постановка задачи (слева). Разделение на компоненты (справа).

и справа -

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{2s} + \vec{E}_{2c} + \vec{E}_{2f},$$

где \vec{E}_{1s} - прямая волна, имеющая структуру волны падающей на кристалл слева; \vec{E}_{1c} - обращенная волна, имеющая структуру обращенную по отношению к волне падающей на кристалл справа. Через \vec{E}_{1f} обозначен остаток, имеющий смысл волны рассеянной на случайных неоднородностях показателя преломления. Компоненты волны \vec{E}_2 , распространяющейся с другой стороны кристалла имеют аналогичный смысл.

Примем

$$\begin{aligned}\vec{E}_{1s} &= A_{1s}(z, t)\vec{e}_1(\vec{r})e^{-i(\vec{k}_1\vec{r})}, \vec{E}_{1c} = A_{1c}(z, t)\vec{e}_2^*(\vec{r})e^{i(\vec{k}_2\vec{r})}, \\ \vec{E}_{1f} &= A_{1f}(z, t)\vec{e}_{1f}(\vec{r}, t)e^{i(\vec{k}_2\vec{r})},\end{aligned}$$

где $\vec{e}_1(\vec{r})$ - распределение поля невозмущенной волны, падающей слева; $\vec{e}_2(\vec{r})$ - распределение поля невозмущенной волны, падающей справа; $\vec{e}_{1f}(\vec{r})$ - распределение случайно рассеянного поля.

Соотношения, описывающие компоненты поля \vec{E}_2 , можно записать по аналогии:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{2s} &= A_{2s}(z, t)\vec{e}_2(\vec{r})e^{-i(\vec{k}_2\vec{r})}, \vec{E}_{2c} = A_{2c}(z, t)\vec{e}_1^*(\vec{r})e^{i(\vec{k}_1\vec{r})}, \\ \vec{E}_{2f} &= A_{2f}(z, t)\vec{e}_{2f}(\vec{r}, t)e^{i(\vec{k}_1\vec{r})},\end{aligned}$$

Были получены усредненные уравнения, описывающие изменение амплитуд взаимодействующих световых пучков. Для этого предполагалось, что источниками рассеянных полей являются эквивалентные токи. Для нахождения амплитуд этих полей применялась лемма Лоренца.

Результирующая система уравнений, описывающая самодифракцию световых пучков в схеме ДНОЗ состоит из двух частей. Первая - так называемые материальные уравнения, которые описывают процессы формирования голографических решеток в ФРК под воздействием падающих на кристалл световых пучков (1(2)). Вторая часть - описывает дифракцию световых пучков на данных голографических решетках (3, 4).

Для материальных уравнений мы будем различать два случая. Первый - кристалл с примесями одного сорта, а второй - кристалл с примесями двух сортов.

Для первого случая имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i \frac{E_D}{E_q} \right) \right) M &= iB\Gamma \frac{(A_{1s}^* A_{1c} + A_{2s}^* A_{2c})}{I_0} + \frac{M_0}{\tau_{eff}}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i \frac{E_D}{E_q} \right) \right) M_{1f} &= iC_1\Gamma \frac{A_{1s}^* A_{1f}}{I_0} + \frac{M_{1f_0}}{\tau_{eff}}, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i \frac{E_D}{E_q} \right) \right) M_{2f} &= iC_2\Gamma \frac{A_{2s}^* A_{2f}}{I_0} + \frac{M_{2f_0}}{\tau_{eff}}. \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) через Γ обозначен коэффициент нелинейной связи, I_0 - суммарная интенсивность света, освещающего ФРК, τ_{eff} - некоторое характерное время, E_D - диффузионное поле, E_q - некоторое поле через которое учитывается эффект насыщения ловушек, т. е. учитывается тот факт что число примесных центров - ограничено. Через B и $C_{1,2}$ обозначены так называемые коэффициенты перекрытия:

$$\begin{aligned} B &= \int_S (\vec{e}_1^* \vec{e}_2^*) (\vec{e}_1 \vec{e}_2) ds, \\ C_1 &= \left\langle \int_S (\vec{e}_1 \vec{e}_{1f}^*) (\vec{e}_1^* \vec{e}_{1f}) ds \right\rangle, \\ C_2 &= \left\langle \int_S (\vec{e}_2 \vec{e}_{2f}^*) (\vec{e}_2^* \vec{e}_{2f}) ds \right\rangle. \end{aligned}$$

В целях упрощения дальнейших выкладок предполагалось, что

$$B = const|_t, C_{1,2} = const|_t.$$

Кроме того, в уравнение введены начальные затравки:

$$M_0 = const|_t, M_{1f_0} = const|_t, M_{2f_0} = const|_t.$$

Во втором случае уравнения писались для двух решеток (у каждой - свое характерное время). Для второй решетки был введен коэффициент нелинейной связи $\Gamma^{(2)}$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i \frac{E_D}{E_q} \right) \right) M^{(1)} &= iB\Gamma \frac{(A_{1s}^* A_{1c} + A_{2s}^* A_{2c})}{I_0} - \\ &- \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 - i \frac{E_D}{E_m^{(1)}} \right) M^{(2)} + \frac{M_0^{(1)}}{\tau_{eff}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_I^{(2)}}\right) M^{(2)} &= i \frac{\tau_{eff}}{\tau_m^{(2)}} B \Gamma^{(2)} \frac{(A_{1s}^* A_{1c} + A_{2s}^* A_{2c})}{I_0} + \frac{M_0^{(2)}}{\tau_m^{(2)}}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i \frac{E_D}{E_q}\right)\right) M_{1f}^{(1)} &= i C_1 \Gamma \frac{(A_{1s}^* A_{1f})}{I_0} - \\
&\quad - \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 - i \frac{E_D}{E_m^{(1)}}\right) M_{1f}^{(2)} + \frac{M_{1f_0}^{(1)}}{\tau_{eff}}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_I^{(2)}}\right) M_{1f}^{(2)} &= i \frac{\tau_{eff}}{\tau_m^{(2)}} C_1 \Gamma^{(2)} \frac{(A_{1s}^* A_{1f})}{I_0} + \frac{M_{1f_0}^{(2)}}{\tau_m^{(2)}}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i \frac{E_D}{E_q}\right)\right) M_{2f}^{(1)} &= i C_2 \Gamma \frac{(A_{2s}^* A_{2f})}{I_0} - \\
&\quad - \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 - i \frac{E_D}{E_m^{(1)}}\right) M_{2f}^{(2)} + \frac{M_{2f_0}^{(1)}}{\tau_{eff}}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_I^{(2)}}\right) M_{2f}^{(2)} &= i \frac{\tau_{eff}}{\tau_m^{(2)}} C_2 \Gamma^{(2)} \frac{(A_{2s}^* A_{2f})}{I_0} + \frac{M_{2f_0}^{(2)}}{\tau_m^{(2)}}. \tag{2}
\end{aligned}$$

В (2) вводились характерные времена для второй решетки: $\tau_m^{(2)}$ и $\tau_I^{(2)}$. Система уравнений (2) была получена в приближении

$$\tau_m^{(2)} \ll \tau_{eff}, \quad \tau_I^{(2)} \ll \tau_{eff}.$$

Также как и в (1)

$$\begin{aligned}
B &= const|_t, \quad C_{1,2} = const|_t, \\
M_0^{(1,2)} &= const|_t, \quad M_{1f_0}^{(1,2)} = const|_t, \quad M_{2f_0}^{(1,2)} = const|_t.
\end{aligned}$$

В уравнениях (1, 2) вполне понятен физический смысл коэффициентов перекрытия B и $C_{1,2}$ - они определяют ту часть кристалла в которой происходит взаимодействие между соответствующими световыми пучками. Из этого определения следует, что $B < 1$ и $C_{1,2} < 1$.

Для световых полей слева

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_{1s}}{\partial z} &= -iD \{A_{1c} M^* + A_{1f} M_{1f}^*\}, \\
\frac{\partial A_{1c}}{\partial z} &= -iD A_{1s} M, \\
\frac{\partial A_{1f}}{\partial z} &= -iD A_{1s} M_{1f}, \tag{3}
\end{aligned}$$

и справа

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_{2s}}{\partial z} &= iD \{A_{2c}M^* + A_{2f}M_{2f}^*\}, \\
 \frac{\partial A_{2c}}{\partial z} &= iDA_{2s}M, \\
 \frac{\partial A_{2f}}{\partial z} &= iDA_{2s}M_{2f},
 \end{aligned} \tag{4}$$

где в целях удобства полагалось, что $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, так что $D = \frac{\omega}{c} \frac{1}{2 \cos \theta} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$.

По данным уравнениям были проведены численные расчеты. Наиболее часто используемая ранее модель ФРК с примесями одного сорта, хорошо описывает экспериментально наблюдаемые особенности динамики роста обращенной волны в схеме ДНОЗ, как то - осциллирующие колебания в установившемся режиме, зависимости стационарного уровня от коэффициентов нелинейной связи и т. п. Вместе с тем, в работе [1] были проведены эксперименты на запись — стирание голографических решеток. В [1] строились зависимости времени восстановления обращенной волны (время выхода на некоторый уровень от стационарного, например на уровень 0.7) от времени стирания. Стирание производилось кратковременным перекрытием (время перекрытия - время стирания) одного из лазерных пучков, например того, который падает на кристалл справа. Результат представлен на рис. 3 (график слева). Несмотря на то, что случай кристалла с примесями одного сорта хорошо описывает особенности динамики генерации обращенной волны - здесь он дает совершенно иные результаты, чем те которые экспериментально наблюдались в [1]. Наибольшее соответствие, в данном случае демонстрирует случай с кристаллом с примесями двух сортов (рис. 3 (график справа)). На данных графиках видно, что можно различать записанные голографические решетки в ФРК (случай малых времен стирания) и еще не записанные решетки (случай больших времен стирания) по времени восстановления обращенной волны.

Данные результаты позволяют нам надеяться на построение устройств распознавания оптических образов на базе ФРК. В частности, очевидно будет работать схема в которой оптические образы записываются в ФРК по схеме ДНОЗ. В качестве одного из световых пучков в ДНОЗ используется записываемый оптический образ, а в качестве второго - подаваемые под

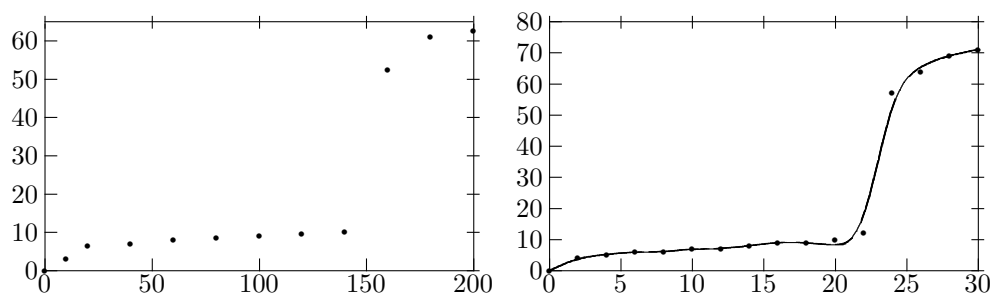


Рис. 3. Зависимость времени восстановления от времени стирания. Справа экспериментальные данные, а слева - расчетная кривая.

разными углами (для каждого из записываемых образов - свой угол) плоские волны. В результате, если при распознавании одновременно с неизвестным оптическим образом подавать все плоские волны, используемые при записи, то очевидно первой по времени, будет появляться обращенная плоская волна, соответствующая той, которая использовалась при записи данного оптического образа. Таким образом, по времени выхода на стационарный уровень обращенной волны в ДНОЗ можно судить о том записан или нет тот или иной оптический образ в ФРК.

В главе 3 рассмотрена схема полулинейного генератора (рис. 4). Схема полулинейного генератора представляет собой ФРК с расположенным за ним зеркалом (см. рис. 4). В этой схеме накачка с одной из сторон (слева) производится лазером, а с другой стороны (справа) за счет светового пучка отраженного от зеркала. С точки зрения обращения волнового фронта данная схема выигрывает по сравнению с ДНОЗ за счет того что требует только один источник когерентного лазерного излучения в качестве накачки. С другой стороны схема полулинейного генератора является более сложной при проведении теоретических исследований. В данной работе было показано, что модель самодифракции света в ФРК для схемы ДНОЗ может быть распространена и на более сложную схему полулинейного генератора.

Данная схема рассматривалась и ранее, в частности в [2], где предполагалось что в резонаторе полулинейного генератора присутствует только одна мода. Фенинг, в [2] представлялся в виде плоской волны. Свободной от этих недостатков является работа [3], но в ней рассматривается только начальный момент генерации и пороговые условия генерации.

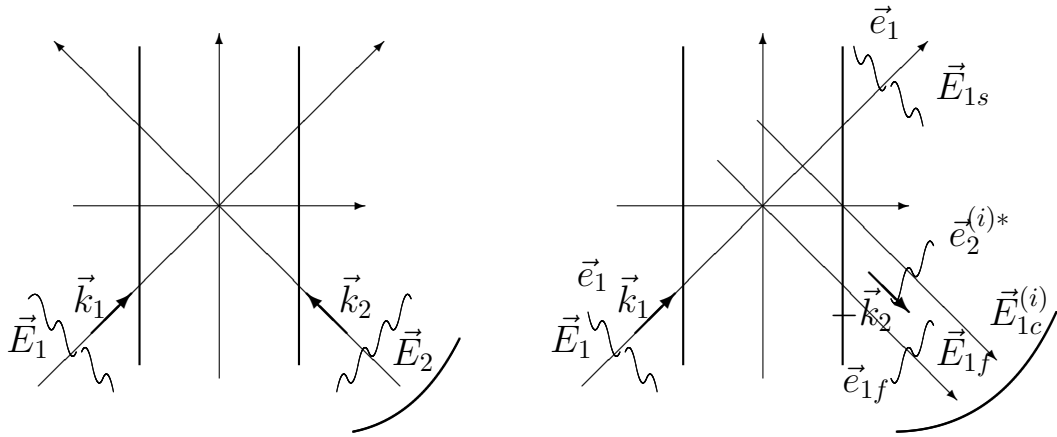


Рис. 4. Схема полулинейного генератора. Постановка задачи (слева). Разделение на компоненты (справа).

В настоящей работе были впервые выведены уравнения, в которых учитывается многомодовый характер поля в резонаторе полулинейного генератора, кроме того был рассмотрен не только начальный момент генерации обращенной волны, как это было сделано в [3], но и исследован стационарный режим генерации.

Для вывода уравнений, описывающих самодифракцию света в такой схеме предполагалось, что в устройстве генерируется некоторая совокупность мод, каждая мода в которой обладает тем свойством, что волна моды падающая на зеркало и отраженная от него обладают обращенными фронтами. Помимо совокупности мод поля может существовать рассеянный фон - фенинг, который отражаясь от зеркала падает на кристалл. Предполагалось, что нам известна каждая мода, т. е. известно распределение поля в ней.

С учетом сказанного можно развить теорию однолинейного генератора. При сделанном предположении о том, что можно пренебречь отражающими решетками поля в кристалле, световые пучки, распространяющиеся слева и справа можно рассматривать независимо.

Особый интерес представляет поле, отраженное от зеркала. Данное поле можно разложить по модам резонатора, образованного зеркалом и правой гранью резонатора. В дальнейшем предполагалось, что некоторая совокупность компонент данного разложения является изначально выде-

ленной. Предполагалось, что отдельная мода резонатора имеет распределение $\vec{e}_2^{(i)}$.

Запишем поле слева от фоторефрактивного кристалла в следующем виде (рис. 4):

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{1s} + \sum_i \vec{E}_{1c}^{(i)} + \vec{E}_{1f}, \quad (5)$$

где \vec{E}_{1s} - прямая волна, имеющая структуру волны падающей на кристалл слева (распределение - \vec{e}_1); $\vec{E}_{1c}^{(i)}$ - обращенная волна, в данном случае это та часть исходного лазерного пучка которая на правой грани кристалла (т. е. на выходе из кристалла) имеет структуру обращенную по отношению к части отраженного от зеркала светового пучка, имеющего распределение $\vec{e}_2^{(i)}$. Таким образом $\vec{E}_{1c}^{(i)}$ является модой резонатора. Через \vec{E}_{1f} обозначен остаток, имеющий смысл волны рассеянной на случайных неоднородностях показателя преломления.

Поле справа от кристалла запишем в следующем виде (рис. 4):

$$\vec{E}_2 = \sum_i \vec{E}_{2s}^{(i)} + \vec{E}_{2c} + \vec{E}_{2d} + \vec{E}_{2f},$$

где $\vec{E}_{2s}^{(i)}$ - прямая волна, имеющая структуру рассматриваемой совокупности мод резонатора; \vec{E}_{2c} - обращенная волна, имеющая структуру обращенную по отношению к волне падающей на кристалл слева. Через \vec{E}_{2d} обозначено рассеянное излучение падающее на кристалл справа (это тот остаток который получается после вычета из всего светового пучка, отраженного от зеркала, той его части которая соответствует рассматриваемой совокупности мод резонатора). При этом следует сделать важное предположение относительно \vec{E}_{2d} : \vec{E}_{2d} не коррелирует с световыми пучками имеющими структуру обращенную по отношению к \vec{E}_1 , где \vec{E}_1 определяется соотношением (5). Через \vec{E}_{2f} обозначен остаток - фенинг.

В случае схемы полулинейного генератора, в отличие от ДНОЗ, мы ограничились рассмотрением случая ФРК с одним сортом примесей, соответственно уравнения для среды выглядят следующим образом:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i \frac{E_D}{E_q} \right) \right) M^{(i)} = i \Gamma B^{(i)} \frac{A_{1s}^* A_{1c}^{(i)} + A_{2s}^{(i)*} A_{2c}}{I_0} + \frac{M_0^{(i)}}{\tau_{eff}},$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i\frac{E_D}{E_q}\right)\right) M_{1f} &= i\Gamma C_1 \frac{A_{1s}^* A_{1f}}{I_0} + \frac{M_{1f_0}}{\tau_{eff}}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i\frac{E_D}{E_q}\right)\right) M_{2f}^{(i)} &= i\Gamma C_2^{(i)} \frac{A_{2s}^{(i)*} A_{2f}}{I_0} + \frac{M_{2f_0}^{(i)}}{\tau_{eff}}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i\frac{E_D}{E_q}\right)\right) M_d &= i\Gamma C_d \frac{A_{2c} A_{2d}^*}{I_0} + \frac{M_{d_0}}{\tau_{eff}}, \\
\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_{eff}} \left(1 + i\frac{E_D}{E_q}\right)\right) M_{fd} &= i\Gamma C_{fd} \frac{A_{2f} A_{2d}^*}{I_0} + \frac{M_{fd_0}}{\tau_{eff}}. \tag{6}
\end{aligned}$$

где коэффициенты перекрытия удовлетворяют следующим соотношениям

$$B^{(i)} = \text{const}|_t < 1, C_1 = \text{const}|_t < 1, C_2^{(i)} = \text{const}|_t < 1.$$

Данные коэффициенты имеют тот же смысл что и коэффициенты перекрытия B, C_1, C_2 , которые были введены для схемы ДНОЗ. Для коэффициентов перекрытия C_d и C_{fd} , которые определяются следующими соотношениями:

$$C_d = \left\langle \int_S (\vec{e}_1^* \vec{e}_d^*) (\vec{e}_1 \vec{e}_d) ds \right\rangle$$

и

$$C_{fd} = \left\langle \int_S (\vec{e}_{2f} \vec{e}_d^*) (\vec{e}_{2f}^* \vec{e}_d) ds \right\rangle.$$

предполагалось, что

$$C_d = \text{const}|_t < 1, C_{fd} = \text{const}|_t < 1,$$

Также как и в случае ДНОЗ -

$$M_0^{(i)} = \text{const}|_t, M_{1f_0} = \text{const}|_t, M_{2f_0}^{(i)} = \text{const}|_t,$$

$$M_{d_0} = \text{const}|_t, M_{fd_0} = \text{const}|_t,$$

представляют собой постоянные во времени затравочные решетки.

Для полей падающих на кристалл слева:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_{1s}}{\partial z} &= -iD \left\{ A_{1f} M_{1f}^* + \sum_i A_{1c}^{(i)} M^{(i)*} \right\}, \\
\frac{\partial A_{1c}^{(i)}}{\partial z} &= -iD A_{1s} M^{(i)}, \\
\frac{\partial A_{1f}}{\partial z} &= -iD A_{1s} M_{1f}. \tag{7}
\end{aligned}$$

Для полей падающих на кристалл справа (поле в резонаторе)

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_{2c}}{\partial z} &= iD \left\{ A_{2d}M_d + \sum_i A_{2s}^{(i)}M^{(i)} \right\}, \\
\frac{\partial A_{2s}^{(i)}}{\partial z} &= iD \left\{ A_{2c}M^{(i)*} + A_{2f}M_{2f}^{(i)*} \right\}, \\
\frac{\partial A_{2d}}{\partial z} &= iD \left\{ A_{2c}M_d^* + A_{2f}M_{fd}^* \right\}, \\
\frac{\partial A_{2f}}{\partial z} &= iD \left\{ A_{2d}M_{fd} + \sum_i A_{2s}^{(i)}M_{2f}^{(i)} \right\}.
\end{aligned} \tag{8}$$

В (7, 8) по аналогии с (3, 4) в целях удобства полагалось, что $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, так что $D = \frac{\omega}{c} \frac{1}{2 \cos \theta} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$.

Особые слова следует сказать о граничных условиях. Для полей, падающих на кристалл слева:

$$\begin{aligned}
A_{1s}|_{z=0} &= A_{1s_0}, \\
A_{1c}^{(i)}|_{z=0} &= 0, \\
A_{1f}|_{z=0} &= 0.
\end{aligned} \tag{9}$$

Справа картина несколько иная:

$$\begin{aligned}
A_{2s}^{(i)}|_{z=d} &= r A_{1c}^{(i)}|_{z=d}, \\
A_{2c}|_{z=d} &= 0, \\
A_{2d}|_{z=d} &= r A_{1f}|_{z=d}, \\
A_{2f}|_{z=d} &= 0,
\end{aligned} \tag{10}$$

где r - коэффициент отражения от зеркала. Очевидно что для r справедлива следующая оценка

$$r < 1.$$

Кроме потерь при отражении от зеркала, которые обычно составляют величину порядка $1 \div 10\%$, мы запишем в r и другие потери, как то потери в самом резонаторе, потери при отражении части светового пучка от граней кристалла и т. п. С учетом данных предположений представляется возможным использовать для r следующую оценку $r \approx 0.1$.

Расчеты проводились в приближении существования двух мод резонатора, при этом одна из мод была выделена по затравке, а вторая по

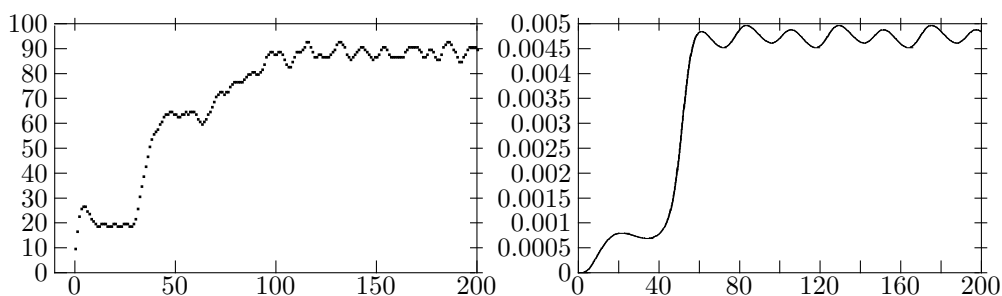


Рис. 5. Динамика развития генерации обращенной волны в схеме полулинейного генератора. Экспериментальные данные (график слева) и расчетная кривая (график справа) Присутствует “площадка” в начальный момент генерации обращенной волны.

коэффициенту перекрытия $B^{(i)}$ для этой моды. Это позволило объяснить экспериментально наблюдаемые “площадки” которые предшествуют установившемуся режиму в схеме полулинейного генератора (рис. 5 (график слева)). Расчетная кривая представлена на рис. 5 (график справа). Если посмотреть как ведут себя при этом моды резонатора, то окажется что “площадке” соответствует установившийся режим моды, выделенной по затравке, которая в дальнейшем подавляется той модой, которая имеет больший коэффициент нелинейной связи (коэффициент перекрытия). Установившийся режим соответствует установившемуся режиму моды с большим коэффициентом нелинейной связи.

Кроме того исследовались зависимости динамики генерации обращенной волны от таких параметров, как коэффициент нелинейной связи Γ и величина начальных затравок $M_0^{(i)}$. Также, в целях сравнения с результатами которые были получены ранее [2], был рассмотрен случай, когда в резонаторе присутствует только одна выделенная мода.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

1. Построена общая модель самодифракции света в ФРК с учетом влияния фенинга.
2. Составлены программы для расчета ДНОЗ и полулинейного генератора на базе ФРК.
3. Продемонстрировано применение данных программ для расчета вре-

менных характеристик в экспериментах на запись-стирание голографических решеток в ДНОЗ.

4. Расчеты, проведенные в рамках данной работы показали хорошее совпадение с экспериментальными данными. Расчеты позволили объяснить некоторые особенности динамики генерации обращенной волны, экспериментально наблюдаемые в ДНОЗ и полулинейном генераторе, как то осцилляции интенсивности обращенной волны в установившемся режиме ДНОЗ и полулинейного генератора, “площадка” предшествующая стационарному режиму генерации обращенной волны в схеме полулинейного генератора и т. п.
5. Показано, что модель ФРК с числом примесей больше 1 хорошо описывает экспериментально наблюдаемые процессы записи-стирания решеток в ФРК.
6. Исследована генерация в схеме полулинейного генератора с большим числом поперечных мод.
7. Показано, что экспериментально наблюдаемая “площадка”, предшествующая стационарному режиму генерации в схеме полулинейного генератора, соответствует установившемуся режиму слабо выделенной моды в случае, когда в резонаторе полулинейного генератора присутствует несколько мод.

Кроме того, в заключении намечены перспективы будущих исследований по теме диссертации.

Литература

1. Петров М.П., Колфилд Х.Д., Мокрушина Е.В. Некогерентное двойное обращающее зеркало на $Bi_{12}TiO_{20}$. // Квантовая электроника. - 1992. - т. 19, N 3. - с. 289-294.
2. Зозуля А. А. Влияние фенинга на характеристики самонакачивающихся систем четырехволнового смешения в фоторефрактивных средах. // Квантовая электроника. - 1992. - т. 19, №8. - с. 733 - 751.

3. Бельдюгина П. И., Мамаев А. В., Шкунов В. В. Динамика самостарта генерации в полулинейном ОВФ-зеркале с большим числом поперечных мод. // Квантовая электроника. - 1992. - т. 19, №7. - с. 691-697.

Основное содержание диссертационной работы изложено в следующих публикациях:

1. Мурашко И. В. Порог генерации в модели двойного обращения. // I Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков. Тезисы докладов. - 1997. - с. 72-74.
2. Nikiforov F. N., Murashko I. V., Vodovatov I. A. and Mokrushina E. V. Averaged equations model for the double phase conjugation dynamics. // International scientific conference "Optics of Crystals" Mozyr, Belarus, 26-30 September, 2000, Proc. of SPIE, 2000 (to be published).
3. Никифоров Ф. Н., Мурашко И. В., Водоватов И. А., Петрунькин В. Ю., Мокрушина Е. В. Динамика двойного обращения волновых фронтов в фоторефрактивных кристаллах. // Письма в ЖТФ. - 2000. - т. 26, №2. - с. 77-85.
4. Nikiforov F. N., Murashko I. V., Petrun'kin V. Yu. and Mokrushina E. V. The Dynamics of Double Reversal of Wave Fronts in Photorefractive Crystals. // Technical Physics Letters. - 2000. - v. 26, N 1. - p. 81-84.
5. Petrunkin V. Ju., Vodovatov I. A., Murashko I. V. Effect of fanning on the characteristics of double phase-conjugate mirror. // Proc. of SPIE. - 1999. - v. 3687. - p. 42-48.
6. Никифоров Ф. Н., Мурашко И. В., Водоватов И. А., Петрунькин В. Ю. Обращение волнового фронта в кристалле ВТО. // II Всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков. Тезисы докладов. - 1998. - с. 64-65.