

Фильтрация динамических искажений в системах с инерционной фоторефрактивной нелинейностью

В.А.Выслоух, В.Кутузов, В.В.Шувалов

Разработана и опробована эффективная численная схема решения задач, моделирующих динамику нелинейного взаимодействия в фоторефрактивных кристаллах. По критерию максимального подавления динамических фазовых искажений оптимизирована схема двухлучкового энергообмена в InP:Fe .

Введение

В последние годы все больший интерес вызывают системы нелинейной коррекции фазовых искажений, основанные на применении фоторефрактивных кристаллов (ФРК) [1]. В первую очередь этот интерес связан с возможностью реализации в ФРК высокоэффективных нелинейных процессов при весьма низкой интенсивности накачки [2]. В то же время для фоторефрактивной нелинейности принципиально характерны инерционность и нелокальность отклика [3], позволяющие осуществить и нелинейные преобразования совершенно новых типов.

В классическом варианте системы коррекции [4] нелинейная среда используется для ОВФ подавляемого на нее светового пучка. При этом компенсация фазовых искажений последнего достигается только после вторичного прохода обращенной волны по оптически-неоднородной трассе. Именно это резко сужает область применимости систем подобного типа. Исключить необходимость второго прохода позволяют так называемые однопроходные системы коррекции [5], в которых взаимодействуют два пространственно-модулированных световых пучка. Модуляция фронта одного из них – сигнала – содержит передаваемую информацию и приобретенные на трассе искажения. Второй пучок – накачка – промодулирован только фазовым рельефом трассы. При нелинейном взаимодействии пучков происходит вычитание их фаз и восстанавливается волновой фронт, содержащий лишь полезную информацию. Для формирования накачки по той же трассе может быть передан дополнительный пучок с плоским волновым фронтом [6]. Возможна также реализация схем, в которых фронт накачки формируется с помощью пространственных фильтров непосредственно из сигнального пучка [7].

Применение инерционных ФРК позволяет реализовать новый тип однопроходных систем коррекции динамических искажений. Суть метода заключается в динамическом усреднении (фильтрации) фазы обрабатываемого сигнала, которое может быть реализовано непосредственно в процессе нелинейного взаимодействия. Впервые этот метод был рассмотрен в [8], там же были

приведены и первые экспериментальные результаты. Наиболее перспективная область его применения – передача информации через турбулентную атмосферу.

Цель настоящей работы – численное моделирование нелинейного взаимодействия пространственно-модулированных световых полей в ФРК. Фактически проводилась оптимизация однопроходной системы компенсации динамических фазовых искажений по критерию их максимального подавления в схеме двухлучкового энергообмена.

1. Теория

В основу использованной модели была положена классическая система материальных уравнений для ФРК [3]. Именно из нее в аналитическом виде были определены все стационарные решения. Для расчета временной динамики использовался ее упрощенный вариант [9]:

$$\frac{\partial E_{sc}}{\partial x} = \frac{4\pi\rho}{\epsilon},$$

$$\frac{\partial j}{\partial x} = -\frac{\partial \rho}{\partial t},$$

$$j = e\mu(n_d + n_e)(E_0 + E_{sc}) + \mu k_B T \frac{\partial n_e}{\partial x},$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \alpha I - \alpha_r n_e + \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x}. \quad (1)$$

Здесь ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость; e и μ – заряд и подвижность свободного носителя; k_B – постоянная Больцмана; T – температура. Решение (1) сохраняет все основные особенности переходных процессов при формировании пространственно-неоднородных распределений внутреннего поля E_{sc} , плотности объемного заряда ρ и плотности тока j . При записи системы (1) считалось, что параметры, описывающие фотогенерацию свободных носителей α и их рекомбинацию α_r , являются константами и не зависят от концентраций темновых (n_d) и фотоиндуцированных (n_e) свободных носителей. Предполагалось, что ФРК находится во внешнем поле E_0 , и учитывались как дрейфовая, так и диффузионная компоненты плотности тока j .

Система (1) вместе со стандартным волновым уравнением

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp} A + 2k^2 \frac{\delta n}{n} A \quad (2)$$

для амплитуды светового поля A с волновым вектором \mathbf{k} формировала самосогласованную задачу. Здесь n и δn – показатель преломления ФРК и нелинейная добавка к нему, определяемая по известным формулам электрооптического эффекта [3] из решения (1). При численном решении этой задачи ФРК рассматривался как набор последовательно расположенных вдоль продольной оси тонких нелинейных слоев. Считалось, что в пределах каждого слоя все входящие в (1) функции, включая интенсивность светового поля I , зависят только от поперечной координаты x . Их изменение вдоль оси z между слоями учитывалось численным решением (2). Граничное и начальное условия соответствовали «включению» в момент времени $t = 0$ двух световых пучков, падающих на первый слой симметрично к нормали.

Уравнение (2) на каждом шаге по времени решалось с использованием разделения по физическим факторам и быстрого преобразования Фурье. При этом распределение δn в каждом из слоев рассчитывалось из (1) как результат перехода к новым стационарным распределениям с начальными условиями, известными из предыдущего шага.

При моделировании предполагалось, что волновой фронт сигнального пучка на входе в ФРК (индекс «in») дополнительно промодулирован по фазе в соответствии с выражением

$$\delta\varphi^{\text{in}} = A_s \sin k_s x + A_n \sin(k_n x - \Omega t). \quad (3)$$

Здесь первое слагаемое с амплитудой A_s и пространственной частотой k_s моделирует передаваемый по трассе информативный сигнал, а второе – с A_n и k_n соответственно – динамические искажения с частотой Ω . Критерием качества восстановления передаваемой информации являлось усредненное по входной апертуре среднеквадратичное отклонение фазы полученного после взаимодействия в ФРК пучка (индекс «out») от полезного сигнала

$$\beta^{\text{out}} = ((\delta\varphi^{\text{out}} - A_s \sin k_s x)^2)^{1/2}. \quad (4)$$

Поясним возможность фильтрации динамических искажений в выходном поле системы на простейшем примере. Пусть на ФРК наряду с плоской волной накачки с амплитудой E_1 падает сигнальная волна с амплитудой E_2 и искажениями вида (3). Тогда полное поле на входе в ФРК имеет вид

$$E = E_1 \exp(-ik_x x) + E_2 \exp(ik_x x + i\delta\varphi^{\text{in}}), \quad (5)$$

где k_x – поперечная проекция волнового вектора. Тогда в приближении заданных полей и пренебрежении дифракцией распределение интенсивности света в ФРК представляет собой линейную суперпозицию интерференционных решеток с разными пространственными частотами:

$$I = EE^* = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 J_0(A_n) \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(A_s) \exp[i(2k_x + mk_s)]$$

$$+ 2E_1 E_2 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{l \neq 0} J_m(A_s) J_l(A_s) \exp\{i[(2k_x + mk_s + lk_n)x - l\Omega t]\}. \quad (6)$$

Здесь $J_m(x)$ – функция Бесселя m -го порядка. Если предположить теперь, что из-за своей инерционности ФРК не отслеживает переменную составляющую в (6), то в нем формируются решетки показателя преломления только на пространственных частотах $2k_x + mk_s$, соответствующих информативной части сигнала. Это значит, что при чисто диффузионном механизме транспортировки заряда (нелокальный отклик, $E_0 = 0$) будут усиливаться только спектральные компоненты поля на этих частотах. Таким образом, при $\Omega \gg 1/\tau$, где τ – характерное время отклика ФРК, и не кратности пространственных частот информативной и шумовой частей спектра k_s и k_n стационарное значение

$$\beta_{\text{st}}^{\text{out}} = \frac{\beta^{\text{in}}}{\gamma} \quad (7)$$

определяется только коэффициентом усиления за проход по полю γ . Однако даже в этом простейшем примере при нарушении любого из перечисленных выше условий ситуация может кардинально измениться. Задача еще более усложняется при учете самовоздействия, дифракционного распыливания пучков, частотных расстройек и т. д. При этом аналитический анализ даже стационарных решений, не говоря уже о переходных процессах, становится невозможным и приходится проводить численное моделирование.

2. Результаты численного моделирования

В численной модели использовались значения параметров, соответствующие характеристикам известного ФРК ближнего ИК диапазона InP:Fe [1, 2]. Считалось, что его эффективный электрооптический коэффициент равен 1.45 пм/В, показатель преломления – 3.3, а параметр μ/α_r , характеризующий длину пробега свободных носителей, – $1.5 \cdot 10^{-4}$ см²/В. При моделировании ФРК длиной 1 мм разбивался вдоль оси z на 20–50 последовательных тонких слоев, в пределах которых все пространственно-неоднородные распределения в апертуре 3 мм описывались массивами по 4096 точек. Сигнальный пучок диаметром 0.5 мм направлялся в ФРК под углом, обеспечивающим запись просветных решеток показателя преломления с периодом 5 мкм.

Проведенные расчеты подтвердили как принципиальную возможность эффективного подавления динамических фазовых искажений, так и количественную оценку (7). В реализациях, удовлетворяющих перечисленным в разд.1 условиям, сразу после включения нелинейного взаимодействия β^{out} начинало экспоненциально уменьшаться с постоянной времени τ от своего начального уровня β^{in} , плавно приближаясь к $\beta_{\text{st}}^{\text{out}}$ (7). Однако при нарушении любого из вышеупомянутых условий происходили кардинальные изменения характера зависимости $\beta^{\text{out}}(t)$.

На рис.1 проиллюстрирована роль кратности пространственных частот сигнала и шума для степени подавления динамических искажений. Видно, что при $k_s = k_n$ на зависимости $\beta^{\text{out}}(t)$ появляются характерные осцилляции с частотой Ω . Отметим и то, что их амплитуда прак-

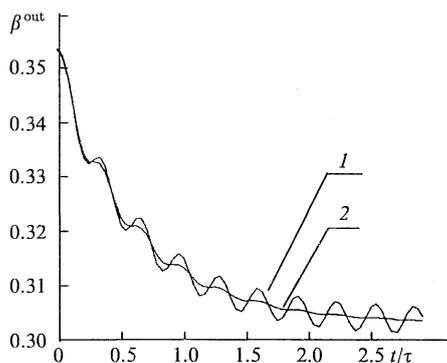


Рис.1. Влияние кратности пространственных частот информативного сигнала k_s и динамического шума $k_n = 130 \text{ см}^{-1}$ на зависимость среднеквадратичного отклонения фазы β^{out} от нормированного времени t/τ при $\Omega t \gg 1$, $E_0 = 0$, $k_s = 130$ (1) и 100 см^{-1} (2).

тически не уменьшается с ростом t . Однако такое неожиданное, на первый взгляд, поведение $\beta^{\text{out}}(t)$ легко можно понять, исходя из самых простых качественных соображений. Действительно, в рассмотренной ситуации даже при $\Omega \gg 1/\tau$ в ФРК всегда записываются объемные решетки показателя преломления на пространственных частотах $2k_x + mk_s$. Так, для чисто нелокального отклика из (6) вытекает следующее выражение для пространственно-неоднородной части распределения показателя преломления в ФРК:

$$\delta n(x) = 2E_1 E_2 J_0(A_n) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} i(2k_x + mk_s) J_m(A_s) \times \exp[i(2k_x + mk_s)]. \quad (8)$$

Очевидно, что при $k_s = k_n$ условия брэгговской дифракции на решетке (8) оказываются выполненными и происходит синхронное перераспределение шумовых компонент входного поля и последующее их усиление. Таким образом, полной фильтрации динамического шума в этой ситуации происходить и не должно. Легко убедиться, что ширина области значений k_n , в пределах которой наблюдается такой режим, определяется спектральной селективностью записанной объемной решетки, т. е. в конечном счете апертурой взаимодействующих пучков.

Как правило, применяемые в реальных экспериментах ФРК никогда не обладают нелинейным откликом чисто нелокального характера. Это может быть связано, например, с использованием внешнего статического поля E_0 для повышения эффективности нелинейного процесса [10]. Как показал численный анализ, в этой ситуации степень подавления динамических искажений существенно зависит от частотной расстройки между сигналом и накачкой $\Delta\omega$. На рис.2 представлены типичные зависимости $\beta^{\text{out}}(t)$ для различных $\Delta\omega$. При этом реализации на рис.2,б соответствуют преобладанию в нелинейном отклике нелокальной составляющей; в противном случае (рис.2,а) компенсации динамических искажений при $\Delta\omega = 0$ не происходит. Она становится возможной лишь при некотором дополнительном частотном сдвиге волны накачки $\Delta\omega \neq 0$.

Физическую причину этого второго неожиданного результата можно пояснить следующим образом. В том случае, если отклик ФРК не является чисто нелокальным, оптимальные для энергообмена фазовые соотношения между решеткой показателя преломления и интерференционной картиной поля – фазовый сдвиг в четверть пе-

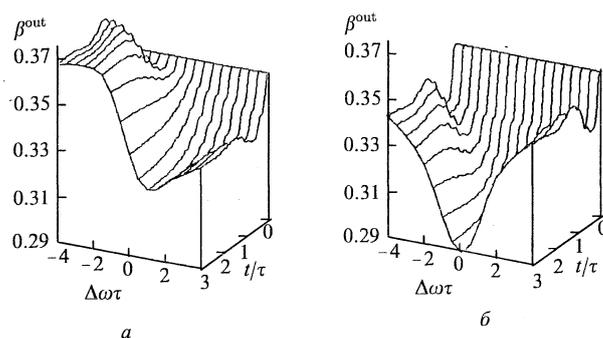


Рис.2. Трансформация зависимости $\beta^{\text{out}}(t/\tau)$ при изменении нормированной частотной расстройки взаимодействующих пучков $\Delta\omega t$ для смешанного ($E_0 = 5.5 \text{ кВ/см}$, б) и чисто нелокального ($E_0 = 0$, а) откликов.

риода решетки – оказываются выполненными для сдвинутых по частоте спектральных компонент сигнала, т. е. для его шумовых составляющих. При этом именно эти компоненты усиливаются более эффективно и их подавления не происходит. Оптимизировать фазовые соотношения для информативной составляющей сигнала в нашей конкретной задаче можно несколькими, в принципе достаточно хорошо известными способами. Например, можно ввести дополнительный частотный сдвиг волны накачки [11], что и демонстрирует рис.2, а, либо поместить ФРК во внешнее переменное поле. Последний способ позволяет реализовать наиболее высокие коэффициенты усиления [12].

На рис.3 проиллюстрированы эффекты, возникающие при нарушении условия $\Omega \gg 1/\tau$. Поскольку рассматриваемая здесь система работает как фильтр, отсекающий область высоких частот, она может подавлять лишь искажения, характерные времена изменения которых существенно меньше характерных времен формирования ступеней в ФРК. При нарушении этого условия наряду с решетками, записываемыми информативной частью сигнала, будут формироваться и решетки на частотах $l\Omega$ (6), соответствующие его динамической составляющей. В результате шумовые компоненты также будут усиливаться, что должно приводить к ухудшению степени компенсации искажений. На рис.3 для различных соотношений между локальной и нелокальной составляющими в нелинейном отклике приведены зависи-

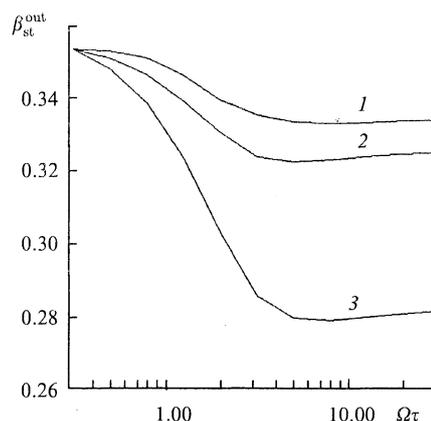


Рис.3. Зависимости $\beta^{\text{out}}_{\text{ст}}(t \gg \tau)$ от нормированной частоты динамических искажений Ωt при различных фазовых соотношениях между решеткой показателя преломления и интерференционной картиной для $E_0 = 5.5$ (1, 2) и 15 кВ/см (3), $\Delta\omega t = 0$ (1) и 1 (2, 3).

мости $\beta_{st}^{out}(\Omega)$ (при $t \gg \tau$), которые подтверждают приведенные качественные соображения. Отметим, что здесь, как и в предыдущем случае, наилучшее качество компенсации достигается при создании оптимального фазового сдвига между записываемой решеткой и интерференционной картиной поля.

Заключение

Описанная выше эффективная схема численного решения самосогласованных задач, возникающих при моделировании динамики нелинейного взаимодействия пространственно-модулированных световых полей в ФРК, опробована нами на примере системы, реализованной в геометрии двухпучкового энергообмена. Нам удалось показать применимость такой системы для коррекции динамических фазовых искажений и оптимизировать условия ее работы. Однако аналогичный подход может быть распространен и на более сложные задачи, такие как анализ динамики ОВФ и других нестационарных явлений в системах, реализованных в геометрии четырехпучкового взаимодействия. Из общих соображений их применение предпочтительнее для подавления динамических искажений, поскольку в этом случае генерируется выходной пучок, несущий только полезную информацию. Использованный подход дает возможность учесть дифракционное распыление взаимодействующих пространственно-модулированных пучков, их самовоздействие, истощение накачек и т. д., позволяя тем самым практически точно решить задачи, которые до сих пор не

имели аналитических решений. При этом открывается возможность проанализировать и их наименее изученный класс – так называемые самонакачивающиеся схемы ОВФ [13].

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке со стороны US Army Research Laboratory по контракту № 68171-94-C-9147 с US Army Research Office (London, UK).

1. *Photorefractive materials and their applications* (topics in applied physics) (Berlin, Springer, 1989, vol.62).
2. *Photorefractive materials and their applications* (topics in applied physics) (Berlin, Springer, 1988, vol.61).
3. Kukhtarev N. et al. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
4. Hellwarth R.W. *J. Opt. Soc. Amer.*, **67**, 1 (1977).
5. Ивахник В.В. и др. *Квантовая электроника*, **7**, 989 (1980).
6. Yariv A., Koch T.L. *Optics Letts*, **7**, 113 (1982).
7. Барашков М.С. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 1502 (1983).
8. Oldekop E., Siahmakoun A. *Proc. SPIE*, **1396**, 174 (1991).
9. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб., Наука, 1992).
10. Mainguet V. *Optics Letts*, **13**, 657 (1988).
11. McDonald K.R., Feinberg J. *Phys. Rev. Letts*, **55**, 821 (1985).
12. Liu D.T. et al. *Optics Comms*, **72**, 384 (1989).
13. Cronin-Colomb M. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **20**, 12 (1984).

V.A.Vysloukh, V.Kutuzov, V.V.Shuvalov. **Filtering of dynamic distortions in systems with a finite-response photorefractive nonlinearity.**

An effective numerical method for the solution of problems modelling the dynamics of a nonlinear interaction in a photorefractive crystal is developed and tested. The criterion of strongest suppression of dynamic phase distortions is used to optimise a system with two-beam energy exchange in InP:Fe.