

3. Walrafen G. E., Fisher M. R., Hokmabadi M. S., Yang W. H.//J. Chem. Phys. 1986. 85, N 12. P. 6970.
4. Shivaglal M. C., Singh Surjit//J. Mol. Liq. 1990. 46, Spec. issue. P. 297.
5. Walrafen G. E., Hokmabadi M. S., Yang W. H.//J. Chem. Phys. 1986. 85, N 11. P. 6964.
6. Ricci M. A., Signorolli G., Mazzacurati V.//J. Phys.: Condens. Matter. 1990. 2, Suppl. A—С. P. 183.
7. Габричидзе З. А.//Структура и роль воды в живом организме. Л., (изд. ЛГУ), 1966. С. 94.
8. Иваньян Л. И., Левшин Л. В., Рыжиков Б. Д.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. 36, № 1. С. 32.

Поступила в редакцию
04.08.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА, СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 4

УДК 621.378.325

ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ СЛОЖНОГО ПРОФИЛЯ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО СЛОЯ С ЗАДНИМ ЗЕРКАЛОМ

С. Д. Куницын, А. П. Сухоруков, В. А. Трофимов

(кафедра радиофизики)

Рассматривается неколлинеарное взаимодействие падающего и отраженного от зеркала пучков в нелинейном слое. Анализируются искажения траекторий центров тяжести пучков в зависимости от угла падения и начального профиля интенсивности. Выявлены условия возникновения и характер автоколебаний пучков в нелинейном слое.

Взаимодействие встречных световых пучков широко изучается на протяжении многих лет [1—3], так как оно применяется во многих лазерных системах и используется в задачах нелинейной оптики, таких, как обращение волнового фронта (ОВФ) (см., напр. [4]). Однако в подавляющем большинстве работ взаимодействие встречных волн рассматривалось в приближении их коллинеарного распространения. Взаимодействие пересекающихся волновых пучков в нелинейной среде приводит к искажению их траекторий. При самофокусировке пучки притягиваются друг к другу, а при дефокусировке — отталкиваются. Таким образом, после прохождения области взаимодействия направления пучков изменяются. Такую картину можно наблюдать как при попутном, так и при встречном распространении пучков. Особый интерес представляет случай, когда встречная волна идет не от внешнего источника, а образуется в результате отражения прямой волны от зеркала, расположенного в самой нелинейной среде или на ее задней границе. Зеркало создает обратную связь между падающим и отраженным пучками, что может приводить к более ярким нелинейным эффектам. Так, при определенных условиях падающий под углом на экран и отраженный пучки могут совпасть, и возможно установление режима осцилляций их траекторий [5—7].

Нелинейное взаимодействие пересекающихся пучков зависит от угла между ними. Этот угол определяет протяженность области взаимодействия и степень влияния распределенной нелинейной линзы, образуемой в среде падающим пучком, на отраженный и наоборот. Так как линзовые эффекты определяются профилем интенсивности пучков, то характер искажения траекторий и динамические эффекты, безуслов-

но, зависят от амплитудного профиля падающего пучка на входе в нелинейный слой.

В работах [5, 8] рассмотрено отражение гауссова пучка только для одного угла падения. Для установления общих закономерностей отражения волновых пучков от нелинейного слоя нами проведено численное моделирование статических и динамических эффектов при отражении волновых пучков для разных углов падения и нескольких характерных профилей интенсивности: гауссового, гипергауссового (одногогорбого) и с провалом интенсивности на оси (двугорбого). Для простоты анализа и упрощения численного моделирования мы выбрали двумерную модель взаимодействия. Уравнения, описывающие этот процесс, в безразмерных переменных имеют вид

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\partial A_1}{\partial z} + \theta \frac{\partial A_1}{\partial x} + i \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + ig[|A_1|^2 + 2|A_2|^2]A_1 = 0. \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{\partial A_2}{\partial z} + \theta \frac{\partial A_2}{\partial x} + i \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + ig[|A_2|^2 + 2|A_1|^2]A_2 = 0.$$

Здесь A_1 и A_2 — комплексные амплитуды падающей и отраженной волн, нормированные на пиковое значение амплитуды входного пучка, z — продольная координата, измеряемая в дифракционных длинах $L_d = 2ka^2$, a — апертура падающей волны на входе в нелинейную среду, k — волновое число, x — поперечная координата, нормированная на апертуру a , θ — угол падения первого пучка и угол отражения в линейной среде второго пучка, нормированный на дифракционную расходимость $\theta_d = 1/(2ka)$; коэффициент g характеризует отношение начальной мощности гауссова пучка $P_0 = cn_0 E_0^2 a / (8 \sqrt{2\pi})$ к его критической мощности $P_{cr} = cn_0 \lambda^2 / (32\pi^2 \sqrt{2\pi} |\epsilon_2| a)$ (ϵ_2 — нелинейная добавка к показателю преломления в линейной среде n_0 , E_0^2 — интенсивность пучка), t — время, нормированное на время пробега пучком дифракционной длины.

Граничные условия для системы уравнений (1) имеют вид

$$A_1(z=0, x, t) = Q f_{nm}(x) (1 - \exp(-10t)), \quad (2)$$

$$A_2(z=L, x, t) = R A_2(z=L, x, t), \quad A_{1,2}|_{x=0,B} = 0.$$

где $Q^2 = \int \exp(-2(x-x_0)^2) dx / \int f_{nm}^2(x) dx$, x_0 — начальная координата центра пучка, f_{nm} — функция распределения амплитуды на входе в нелинейную среду, которая задавалась в виде

$$f_{nm}(x) = (x-x_0)^n \exp(-(x-x_0)^m) \quad (3)$$

для одногорбых ($n=0$) и двугорбых ($n=m$) пучков ($m=2, 4, 6, 8, 10$), L — задняя граница нелинейной среды, R — коэффициент отражения экрана, который в дальнейшем полагается равным единице, если специально не приводится его значение, B — граничное значение по поперечной координате. Введение в (2) параметра Q обусловлено тем, что полученные результаты будут сравниваться при одинаковой входной мощности пучков, имеющих разные пространственные распределения.

Отметим, что система уравнений (1) с граничными условиями (2), (3) решалась с использованием консервативных разностных схем методом итераций [9]. Вычисления прекращались при достижении относительной точности 0,001.

В численных экспериментах нами изучалось влияние встречной

волны на распространение падающего пучка. При этом исследовались положения центров пучков

$$X_{c_j}^2 = \int_0^x x |A_j(x, z, t)|^2 dx / P_j, \quad j = 1, 2,$$

их эффективные радиусы, определенные по второму моменту распределения интенсивности.

$$a_j^2 = \int_0^x x^2 |A_j(x, z, t)|^2 dx / P_j - X_{c_j}^2,$$

а также поперечное распределение интенсивности пучков (здесь $P_j = \int |A_j(x, z, t)|^2 dx$ — нормированная мощность пучка). Для практики представляет интерес изменение угла наклона пучка θ_j к оси z , который определялся следующим образом:

$$\theta_j = \theta_0 + \int \frac{d\varphi}{dx} |A_j(x, z, t)|^2 dx / P_j, \quad (4)$$

где $\varphi = \arctg(\text{Im } A_j / \text{Re } A_j)$, θ_0 — начальный угол наклона.

Одногорбые пучки. Остановимся сначала на рассмотрении взаимодействия одногорбых падающего и отраженного пучков в среде с $|g| = 6$ на трассе длиной $L = 0,2$ до момента времени $t = 1$, которое в пять раз превосходит характерное время пробега волны до экрана. Типичные результаты расчетов траекторий движения центров тяжести одногорбых пучков в момент времени $t = 1$ приведены на рис. 1.

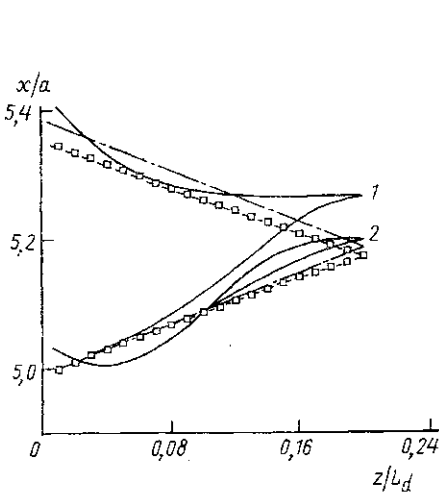


Рис. 1. Зависимость координат центров тяжести одногорбых пучков от z при их встречном взаимодействии в линейной (штрих-пунктирные кривые), дефокусирующей (пунктирные) и фокусирующей (сплошные) средах для $|g| = 6$; параметр $m = 4$ (1) и 8 (2), $\theta_0 = 1$. Точками указаны значения центра тяжести пучка для дефокусирующей среды и $m = 8$

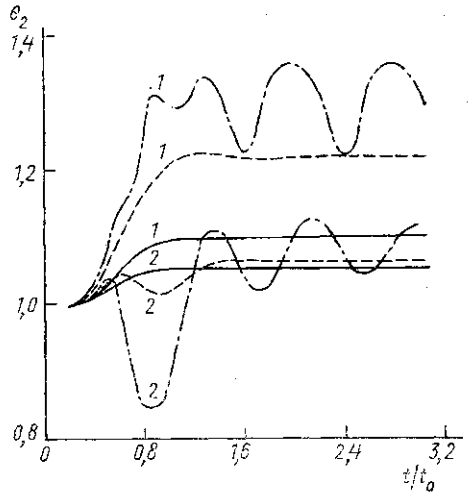


Рис. 2. Изменение угла θ_2 наклона траектории центра тяжести отраженного одногорбого пучка на выходе из фокусирующей среды в зависимости от времени t для $m = 4$ (1) и 8 (2); $g = 1$ (сплошные кривые), 2 (штриховые) и 6 (штрих-пунктирные)

В отличие от линейной среды (штрих-пунктир) в дефокусирующей среде (пунктир) падающий пучок отталкивается от отраженного,

и точка отражения находится в другом месте экрана. Если среда фокусирующая, то падающий пучок притягивается к отраженному (сплошные кривые), при этом их взаимодействие проявляется сильнее и более существенно зависит от начального профиля падающего пучка. Так, при $m=8$ (рис. 1) отраженный пучок захватывается падающим и повторяет его траекторию.

Такой характер распространения обусловлен изменением профилей интенсивности взаимодействующих волн. Например, в фокусирующей среде падающий одногорбый пучок с $m=4$ распадается вблизи экрана на две ярко выраженные нити с неодинаковыми значениями пиковой интенсивности. По мере распространения отраженной волны происходит перекачка мощности из одной нити в другую. В дефокусирующей же среде падающий пучок по мере его распространения почти сохраняет свой первоначальный профиль.

Обратимся к анализу эволюции параметра пучка θ_j . На рис. 2 представлена зависимость от времени угла распространения θ_2 отраженного пучка на выходе из нелинейного фокусирующего слоя протяженностью $L=0,2$. Начальный угол падения пучка $\theta_0=1$. При слабых нелинейностях для пучка с $m=4$ (кривые с номерами 1) колебания значения угла почти не проявляются (сплошная и пунктирная кривые для $g=1$ и 2 соответственно). С увеличением g до 3 (штрих-пунктир) величина θ_2 испытывает ярко выраженные колебания, что обусловлено сильным взаимодействием с падающей волной. Период колебаний равен 0,8, что равно удвоенному времени пробега пучка до экрана и обратно. На этом же рисунке (кривые с номерами 2) представлены те же зависимости, но при $m=8$. В этом случае автоколебания имеют ту же амплитуду, но значения угла распространения отраженного пучка меньше, чем при $m=4$.

Двугорбые пучки. Неколлинеарное взаимодействие двугорбых встречных пучков проследим на примере рис. 3, где представлена эволюция положения центра тяжести оптических пучков в присутствии отражающего экрана. Как и в случае взаимодействия одногорбых пучков, точка отражения на зеркале сдвигается относительно ее положения в линейной среде (штрих-пунктирные кривые). В фокусирующей среде (сплошные кривые) падающий пучок притягивается к отраженному. Заметим, что с ростом m действие фокусирующей (дефокусирующей) линзы уменьшается (возрастает). Качественно же характер взаимодействия аналогичен рассмотренному выше случаю распространения одногорбых пучков.

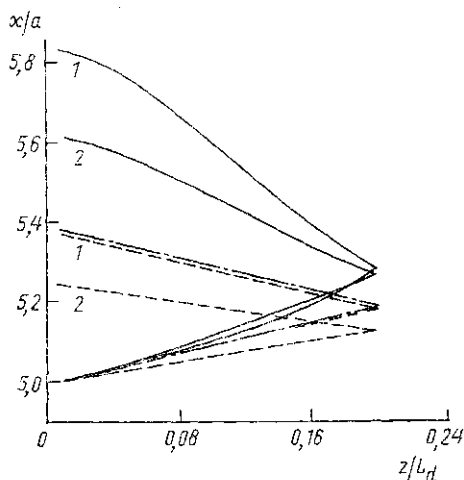


Рис. 3. Эволюция положения центров тяжести двугорбых пучков вдоль z при их встречном взаимодействии в линейной (штрих-пунктирные кривые), а также дефокусирующей (штриховые) и фокусирующей (сплошные) средах для $|g|=6$ с параметром $m=4$ (1) и 8 (2)

Взаимодействие падающей волны с отраженной приводит к значительному изменению профилей интенсивности по сравнению с начальными (с провалом интенсивности на оси). Так, например,

в фокусирующей среде щелевая структура пучка (для рассмотренного двумерного случая) нарушается: с обеих сторон от основных пиков появляются дополнительные пикчи. В дефокусирующей среде начальная пространственная структура также разрушается, причем с увеличением параметра m это разрушение становится все более выраженным, число дополнительных субпучков растет. Их возникновение в случае самофокусировки обусловлено захватом части отраженного пучка субпучками падающего излучения, а для противоположного случая — отражением от менее плотной области среды, занятой оптическим излучением, распространяющимся в прямом направлении.

Для практики представляет интерес зависимость угла выхода $\theta_2(0)$ отраженного пучка из нелинейной среды от угла падения входного. Это важно, в частности, в задачах коррекции смещения центра светового пучка при транспортировке оптической энергии и при обращении волнового фронта (ОВФ) на встречных пучках, так как нелинейная зависимость угла отражения от угла падения входного излучения привносит неконтролируемую расстройку волновых векторов, что ухудшает качество и эффективность ОВФ, характеризуемые коэффициентом отражения.

Другой аспект возникающей проблемы связан с реализацией осцилляций во времени угла выхода и положения центра пучка. Это приводит как к существенно нестационарному процессу взаимодействия волн, так и к возможности усиления сигналов, имеющих определенную временную и пространственную отстройку от основной (мощной) волны. На данном принципе построена, например, работа систем, разрабатываемых авторами в работе [4].

Для иллюстрации зависимости возникновения колебательных режимов от начальной мощности входного излучения, падающего на фокусирующую среду под углом $\theta_0=1$, приведен рис. 4. Как видим, их

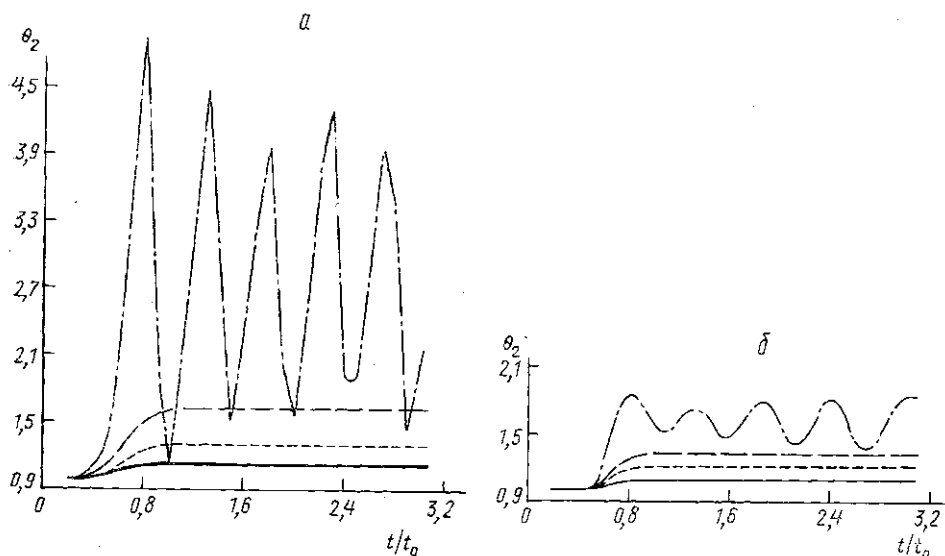


Рис. 4. Изменение угла θ_2 наклона траектории центра тяжести отраженного двугорбого пучка в фокусирующей среде в зависимости от времени t для $m=4$ (а) и 8 (б): $g=1$ (сплошные кривые), 2 (точечные), 3 (штриховые) и 6 (штрих-пунктирные)

возникновение зависит в большей степени от начальной мощности пучка, а амплитуда колебаний $\theta_2(0)$ определяется также и начальным распределением интенсивности оптического излучения.

Анализ данных, приведенных в таблице, показывает, что при исследованной входной мощности оптического излучения возникновение осцилляций угла выхода отраженного излучения зависит от начально-

Зависимость угла выхода и режима изменения отраженного оптического излучения от угла падения на фокусирующую среду входного излучения для $R = 1$ и $g = 3$

Профиль пучка	θ_0	Режим изменения $\theta_2(0)$	Стационарное (или среднее) значение $\theta_2(0)$
Одногорбый	0,1	Колебания отсутствуют	0,05
»	0,3	»	0,1
»	0,5	»	0,17
»	0,7	Колебательный	0,57
»	0,9	»	0,75
»	2	»	2,4
«	3	Колебания отсутствуют	3,2
Двугорбый	0,1	»	0,15
»	0,3	»	0,5
»	0,5	»	0,75
»	0,7	»	1
»	0,9	Колебательный	0,97
»	2	»	2
»	3	Колебания отсутствуют	3,2

Примечание. При колебательном режиме приведено среднее значение $\theta_2(0)$.

го профиля пучка и угла падения на нелинейную среду. Нетрудно видеть, что наименее подвержен колебательному режиму двугорбый пучок.

Наибольшая амплитуда осцилляций угла выхода из нелинейного слоя достигается для гауссова начального профиля пучка. При переходе к одногорбым пучкам ($m=8$) значение угла распространения также начинает осциллировать (см. таблицу), но при малых начальных углах падения ($\theta_0 \cong 1$) амплитуда осцилляций значительно меньше. С ростом параметра m амплитуда колебаний уменьшается как у одногорбых, так и у двугорбых пучков. Для последних порог возникновения колебаний примерно в два раза выше, чем для гауссовых той же мощности.

Таким образом, при анализе нестационарного отражения от нелинейного слоя с задним зеркалом необходимо учитывать угол падения, профиль интенсивности, протяженность слоя и коэффициент отражения зеркала. В работе показано, что если угол падения примерно равен отношению радиуса падающего пучка к толщине нелинейного слоя, то наблюдается наибольшее искажение траекторий пучков. При этом значении угла падения динамические эффекты, проявляющиеся в колебаниях угла наклона и поперечных радиусов двух взаимодействующих пучков, возникают при меньших мощностях, чем для других углов падения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-16059) и Международного научного фонда (грант МОС-000).

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов С. Н. // Изв. вузов, Радиофизика. 1975. 18, № 4. С. 615.
2. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1983. 26, № 1. С. 26.
3. Firth W. J., Page C. // Opt. Lett. 1988. 13, N 12. P. 1096.
4. Сухоруков А. П., Титов В. Н., Трофимов В. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. 54, № 6. С. 315.
5. Куницын С. Д., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Изв. АН, сер. физ. 1993. 57, № 2. С. 52.
6. Антипов О. А., Дворянинов Н. А., Шешкаускас В. // Письма в ЖЭТФ. 1991. 53, № 12. С. 586.
7. Kupitsyn S. D., Sukhorikov A. P., Trofimov V. A. // Bull. of the Russian Acad. of Sci. Phys.: Supplement. Physics of Vibrations. 1993. 57, N 4. P. 184.
8. Куницын С. Д., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. Препринт физ. ф-та МГУ. М., 1991. № 18.
9. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. Математическое моделирование в нелинейной оптике. М., 1989.

Поступила в редакцию
21.12.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.61:537.226.4

УСИЛЕНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО И МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЕГНЕТОАНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ

Б. И. Садовников, М. Х. Харрасов, А. У. Абдуллин

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Рассмотрено взаимодействие спиновых волн с упругими и сегнетоэлектрическими волнами в сегнетоантиферромагнетиках с орторомбической симметрией. Показана возможность обменного усиления параметров магнитоупругого и магнитоэлектрического взаимодействий при определенных величине и ориентации внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей.

В последние годы значительно вырос интерес к исследованию сегнетоантиферромагнетиков — кристаллов со структурой перовскита, у которых возможно сосуществование антиферромагнитного и сегнетоэлектрического дальнего порядка [1—3]. Это вызвано прежде всего тем, что они являются весьма перспективными материалами для использования в современной электронике [4].

В данной работе мы изучим возможность обменного усиления параметров магнитоупругой и магнитоэлектрической связи в антиферромагнитных структурах с орторомбической симметрией (пространственная группа D_{2h}).

Систему будем описывать гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_M + \mathcal{H}_{EI} + \mathcal{H}_F + \mathcal{H}_{M-EI} + \mathcal{H}_{MF} + \mathcal{H}_{F-EI}, \quad (1)$$

где учитываются энергии магнитной (M), упругой (EI), сегнетоэлектрической (F) частей системы и энергии их взаимодействия.

Будем считать, что магнитная подсистема состоит из двух зеркальных магнитных подрешеток, и при наличии внешнего постоянного однородного магнитного поля \mathbf{H}_0 магнитную энергию выберем в виде

$$\mathcal{H}_M = \int_{(V)} dr \left\{ \frac{1}{2} \alpha_{ijn}^{\alpha\beta} (\nabla_j M_i^\alpha) (\nabla_n M_m^\beta) + I_{jm}^{\alpha\beta} M_j^\alpha M_m^\beta - H_{0j}^\alpha M_j^\alpha \right\},$$