

Нестационарные процессы при встречном коллинеарном взаимодействии световых пучков в схеме с отражающим зеркалом

1. Введение

Одной из перспективных оптически бистабильных (ОБ) схем является схема, основанная на взаимодействии встречных волн, одна из которых появляется при отражении другой от экрана, имеющего отверстие в его центре [1-6]. С уменьшением ее размеров она приобретает ряд преимуществ по сравнению как с абсорбционными ОБ схемами, так и с дисперсионными ОБ схемами, в которых используются резонаторы. Так ОБ элементы, реализуемые на возрастающем поглощении, могут потреблять много оптической мощности для переключения системы из одного состояния в другое, а дисперсионные ОБ элементы на основе резонаторов мультистабильны и в них возможно обогащение модового состава оптического излучения, что способно привести к изменению условий переключения системы.

Ранее [4] нами исследовались дифракционные эффекты в ОБ схеме, когда на выходную грань кристалла нанесен слой с заданным пространственно распределенным коэффициентом отражения. В результате математического моделирования был сделан вывод о существенно нестационарном характере взаимодействия встречных световых импульсов. Показана зависимость процесса от длительности импульса, пространственного распределения интенсивности пучка, его фокусировки, пространственного распределения коэффициента отражения зеркала. Существенную роль здесь играет дифракция пучков и кольцевой профиль отраженного оптического излучения. Однако для завершения исследования представляется необходимым изучение следующих вопросов. В работе [4] была выявлена характерная особенность взаимодействия встречных импульсов, заключающаяся в возможности реализации осциллирующих режимов выходной мощности при переходе к длинным импульсам. Осталось неясным вопрос о природе осцилляций: чем обусловлены эти режимы: пространственной трансформацией первоначально гауссового излучения или нестационарностью процесса. Для ответа на него следует рассмотреть встречное взаимодействие световых волн в случае полностью отражающего зеркала. Представляет интерес также влияние поглощения среды, величины коэффициента отражения и способа описания выходной апертуры на изучаемый процесс. Именно эти проблемы исследуются в данной работе на основе математического моделирования, причем рассматривается как стационарный, так и нестационарный отклик нелинейной среды.

2. Постановка задачи

Коллинеарное распространение встречного взаимодействия световых волн оно описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\frac{\partial A_{\pm}}{\partial t} \pm \frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} + iD \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_{\pm}}{\partial r} \right) + i \alpha n_{\pm} A_{\pm} + \delta_{\circ} A_{\pm} = 0, \quad (1)$$

$$0 < t < L_t, \quad 0 < z < z_0 = 1.$$

Здесь A_{\pm} - медленно изменяющиеся амплитуды падающей и отраженной от зеркала, расположенного в сечении $z_0 = 1$ волн, нормированные на амплитуду падающего пучка, t - время, нормированное на τ_n время пробега световым сигналом среды, z - нормированная на длину среды продольная координата, D - коэффициент, равный отношению длины среды к дифракционной длине $l_a = 2ka^2$, k - волновое число пучка, a - его начальный радиус, поперечная координата r измеряется в единицах a , n_{\pm} - возмущение показателя преломления среды для волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, α - коэффициент нелинейности δ_0 - коэффициент поглощения световой энергии по амплитуде.

В зависимости от соотношения времени τ_n пробега световым импульсом среды и времени τ_p релаксации нелинейности отклик среды описывается либо релаксационным уравнением

$$\tau_0 \frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} + n_{\pm} = |A_{\pm}|^2 + 2|A_{\mp}|^2, \quad (2)$$

где $\tau_0 = \tau_p / \tau_n$, либо соотношениями

$$n_{\pm} = |A_{\pm}|^2 + 2|A_{\mp}|^2. \quad (3)$$

На вход в нелинейную среду подается сфокусированный пучок

$$A_{+|z=0} = 0.5 \exp(-r^m + iFr^2) I_0^{0.5}(t) / Q, \quad m = 2, 4, 6, \dots \quad (4)$$

Q - норма пространственного распределения, F характеризует фокусировку. Амплитуда обратной волны в сечении расположения экрана ($z = z_0$) вычисляется по формуле

$$A_{-|z=z_0} = R_0 A_{+|z=z_0} (1 - j\rho) \exp(ir^2 / R_3), \quad (5)$$

$$\rho = \exp\left(-\left(r/R_a\right)^{m_3}\right), \quad m_3 = 2, 4, 6, \dots, j=1; 0$$

Здесь R_3 - кривизна отражающего экрана, R_a - радиус приемной апертуры, R_0 - коэффициент отражения зеркала, $j=0$ соответствует сплошному зеркалу. $I_0(t)$ - форма импульса, которая задавалась в виде

$$I_0(t) = \begin{cases} \exp(-2((t-2)/\tau)^2), & 0 \leq t < 2 \\ 1, & 2 \leq t \leq L_t - 3 \\ \exp(-2((t-(L_t-3))/\tau)^2), & L_t - 3 < t \leq L_t \end{cases} \quad (6)$$

В (6) L_t - безразмерная длительность импульса, τ характеризует крутизну его фронтов.

3. Результаты моделирования

Математическое моделирование проводилось на основе консервативной разностной схемы, что гарантировало наличие сеточных аналогов инвариантов, которыми обладает задача (1)-(2) или (1),(3). Значения параметров

варьировались в широком диапазоне:

$$|\alpha| = 2,5 \div 37,5; R_a = 0,1 \div 0,4; D = 0,0625 \div 0,25; L_t = 9 \div 13; R_3 = 1 \div 5; F = 0 \div 3,3.$$

Цель расчетов заключалась во-первых, в выяснении причин реализации осциллирующих режимов выходной мощности падающей волны (для этого проводились расчеты взаимодействия волн при отражения падающего излучения от сплошного зеркала, т.е. в (5) полагалось $j = 0$). Во-вторых, более подробно, чем в [4], исследуется случай нестационарного отклика среды. Изучается также влияние поглощения на колебательные режимы зависимости выходной мощности, принимаемой в заданную апертуру, от входной мощности $P_{in}(t) = 0,25I_0(t)$. При этом для описания выходной мощности используются следующие формулы:

$$\begin{aligned} P_{out}^{(1)}(t) &= 4 \int_0^{\infty} \exp\left(-\left(r/R_a\right)^2\right) \left|A_{+|z=z_0}\right|^2 r dr, \\ P_{out}^{(2)}(t) &= 4 \int_0^{\infty} \exp\left(-2\left(r/R_a\right)^2\right) \left|A_{+|z=z_0}\right|^2 r dr, \\ P_{out}^{(3)}(t) &= 4 \int_0^{\infty} \left(2 \exp\left(-\left(r/R_a\right)^2\right) - \exp\left(-2\left(r/R_a\right)^2\right)\right) \left|A_{+|z=z_0}\right|^2 r dr. \end{aligned} \quad (7)$$

Влияние формы выходного отверстия. Как следует из проведенных расчетов в случае мгновенного отклика не поглощающей $\tau_0 = \delta_0 = 0$ среды, форма выходного отверстия не влияет ни на частоту временных колебаний мощности, ни на их амплитуду, ни на временное положение отдельных максимумов. Наблюдается лишь изменение величин локальных максимумов выходной мощности, которые для $P_{out}^{(2)}$ примерно в 2 раза меньше, чем для $P_{out}^{(1)}$ (Рис. 1, кривые 2 и 1), а для $P_{out}^{(3)}$ примерно в 1.5 раза больше, чем для $P_{out}^{(1)}$ (Рис. 1, кривые 3 и 1). В данном варианте на реализацию самопересечений зависимостей выходной мощности от входной мощности оптического излучения форма выходного отверстия также не влияет (Рис. 2 а,б,в). Важно подчеркнуть, аналогичные изменения в зависимости от формы выходного отверстия получены также при меньших по модулю значениях коэффициента нелинейности α , различных значениях коэффициента дифракции D и меньшей длительности импульса. Однако наличие начальной фокусировки может повлиять на реализацию гистерезисных зависимостей $P_{out}(P_{in})$ при переходе от одной формы описания выходного отверстия к другой. Так при $D = 0,125; R_a = 0,4; R_3 = 5; \alpha = -12,25; F = 2,5; L_t = 9$ самопересечение имеет место в случае $P_{out}^{(1)}$ и отсутствует при использовании $P_{out}^{(2)}$. Возможно также и обратное влияние. Например, при $D = 0,125; R_a = 0,1; R_3 = 1; \alpha = -18,75; F = 2,5; L_t = 13$ для $P_{out}^{(1)}$ имеет место одно самопересечение, а для $P_{out}^{(2)}$ - два самопересечения.

Аналогичное влияние формы выходного отверстия наблюдается при меньших величинах коэффициентов нелинейности и фокусировки и одновременно при больших значениях кривизны отражающего зеркала и радиуса приемной апертуры (Рис.3).

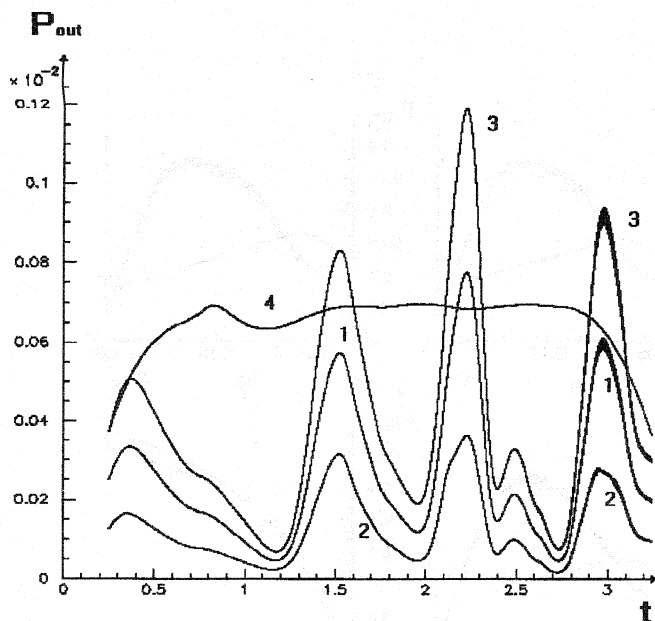


Рис. 1. Влияние формы выходного отверстия на временные осцилляции выходной мощности падающего излучения. Параметры: $\alpha = -18,75$, $R_a = 0,1$, $R_s = 1$, $D = 0,125$, $L_t = 13$, $\tau_0 = \delta_0 = F = 0$, $R_0 = 0,95$. Кривые 1-3 соответствуют описанию выходной мощности по формулам $P_{out}^{(1)}$ - $P_{out}^{(3)}$. Кривая 4 иллюстрирует расчет в случае сплошного зеркала с описанием области выходной апертуры $P_{out}^{(3)}$.

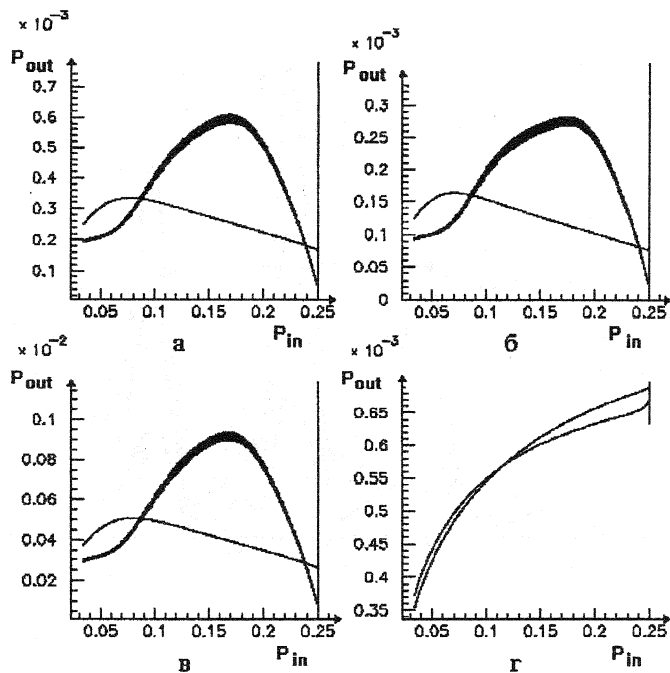


Рис.2. Влияние формы выходного отверстия на гистерезисную зависимость выходной мощности падающего излучения от входной. Параметры соответствуют Рис. 1. Кривые а – вычислены по формулам $P_{out}^{(1)}$ - $P_{out}^{(3)}$. Кривая г соответствует расчету полного отражения с формулой $P_{out}^{(3)}$.

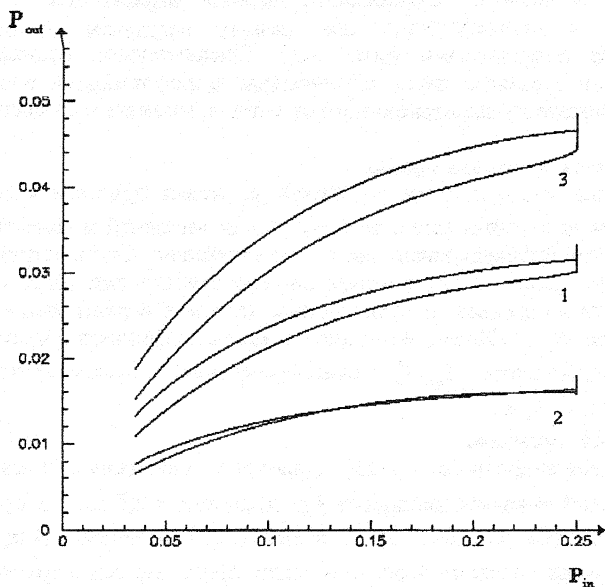


Рис.3. Влияние формы выходного отверстия на реализацию гистерезисной зависимости выходной мощности от входной. Параметры: $\alpha = -12,25$, $R_a = 0,6$, $R_3 = 5$, $D = 0,125$, $L_t = 9$, $F = 0,7$, $R_0 = 0,95$. Кривые 1-3 соответствуют формулам $P_{out}^{(1)} - P_{out}^{(3)}$.

Влияние сплошного зеркала на динамику встречного взаимодействия двух волн.

В этом пункте в случае сплошного зеркала под выходной апертурой подразумевается область на зеркале, которая соответствовала бы этому отверстию.

Прежде всего заметим, что в прозрачной среде с мгновенным нелинейным откликом наличие полностью отражающего зеркала ($j=0$) существенно изменяет характер колебательной зависимости мощности $P_{out}^{(3)}(t)$, попадаемой в

область выходной апертуры, и также сказывается на реализации гистерезисной зависимости $P_{out}(P_{in})$ (рис.1, 2). Так максимальная концентрация мощности в области первоначального расположения отверстия в случае полностью отражающего зеркала уменьшается примерно в два раза, а временные колебания мощности примерно в 10 раз меньше по амплитуде, чем для частично отражающего зеркала (рис.1, кривые 3 и 4). При этом двойное самопересечение, имевшее место для частично отражающего зеркала вырождается в одно самопересечение, и соответственно два разных состояния становятся значительно менее контрастными (рис.2 в,г). Следовательно, осцилляции выходной мощности светового пучка обусловлены трансформацией профиля интенсивности светового пучка, отраженного от зеркала, имеющего отверстие на его оси.

Влияние коэффициента отражения зеркала.

Изменение величины коэффициента отражения R_0 может привести к весьма заметному искажению картины временных колебаний выходной мощности как при наличии начальной фокусировки, так и в ее отсутствие. Соответствующий расчет иллюстрирует рис.4 а, на котором хорошо заметно смещение пиков выходной мощности во времени и существенное (почти в 2 раза) увеличение одного из пиков при $R_0 = 1$. Из рис. 4 б видно влияние коэффициента отражения на наличие самопересечений $P_{out}(P_{in})$: самопересечение, имевшее место при $R_0 = 0,95$, исчезает при $R_0 = 1$.

Поглощение световой мощности.

Поглощение световой энергии ($\delta_0 = 0,125$) приводит к уменьшению амплитуды временных колебаний выходной мощности $P_{out}^{(3)}$ примерно в 2,5 раза, а также к уменьшению их частоты (см. рис. 5). С возрастанием величины δ_0 до 0,25 колебания практически исчезают. При этом также пропадает самопересечение зависимостей $P_{out}(P_{in})$, имевшее место при меньших значениях коэффициента поглощения. Следовательно, линейное поглощение световой энергии с одной стороны стабилизирует процесс взаимодействия, с другой стороны оно может привести к исчезновению бистабильной зависимости выходной мощности оптического излучения от его входной мощности.

Нестационарный отклик среды.

Расчеты в случае нестационарного отклика среды (см. (2)) показали, что форма выходного отверстия влияет на реализацию гистерезисных зависимостей $P_{out}(P_{in})$ аналогично тому, как это было в случае стационарного отклика среды (рис. 6). При этом качественного изменения колебательной зависимости выходной мощности во времени при различных формах выходного отверстия не получено.

Анализ временных колебаний выходной мощности при различных значениях коэффициента отражения R_0 не выявил качественных изменений. Так же, как и при $R_0 = 0,95$, при $R_0 = 1$ реализация гистерезисных зависимостей $P_{out}(P_{in})$ достигается в случае $\tau_0 < 0,25$ (τ_0 - отношение времени релаксации к времени пробега импульсом нелинейной среды). Однако точка самопересечения на графике $P_{out}(P_{in})$ смещается влево, т.е. имеет место для меньших значений

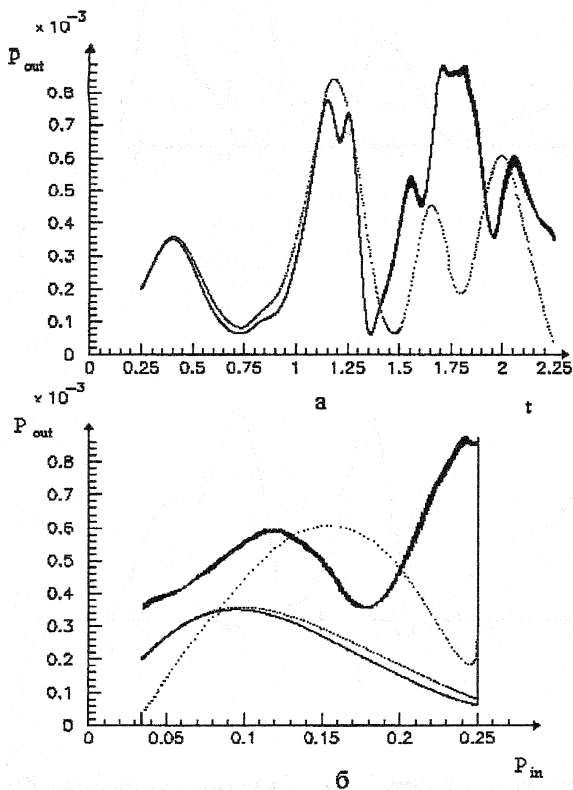
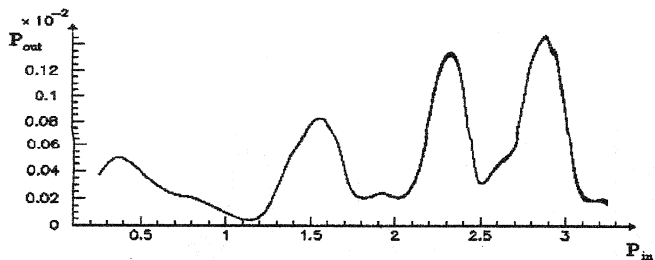
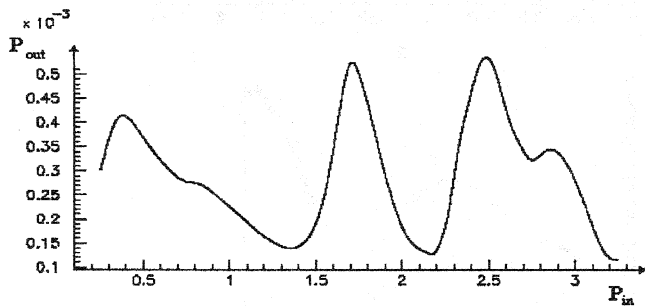
P_{in} 

Рис.4. Временные осцилляции выходной мощности падающего излучения (а) и график $P_{out}^{(2)}(P_{in})$ (б) в зависимости от величины коэффициента отражения. Сплошные кривые соответствуют $R_0 = 1$, точечные кривые - $R_0 = 0,95$. Остальные параметры: $\alpha = -12,25$, $R_e = 0,1$, $R_s = 1$, $D = 0,0625$, $L = 9$, $\tau_0 = \delta_0 = F = 0$.



а



б

Рис. 5. Влияние поглощения на временные осцилляции выходной мощности $P_{out}^{(3)}$ при распространении светового импульса в безрелаксационной среде. Кривая а иллюстрирует случай с $\delta_0 = 0$, кривая б соответствует $\delta_0 = 0,5$. Остальные параметры: $\alpha = -18,75$, $R_a = 0,1$, $R_3 = 1$, $D = 0,125$, $L_t = 13$, $F = 0$, $R_0 = 1$.

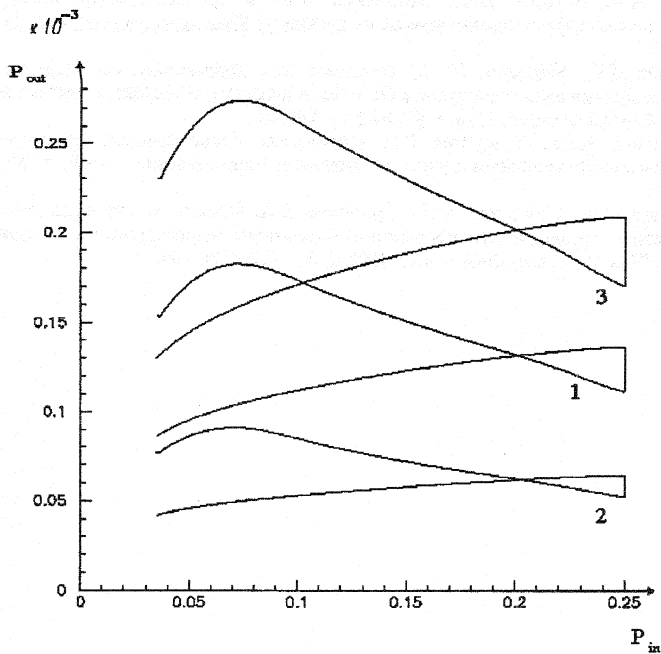


Рис.6. Влияние формы выходного отверстия на зависимость $P_{out}(P_{in})$ в случае нестационарного отклика среды для $\tau_0 = 0,01z_0$. Номера кривых соответствуют формулам $P_{out}^{(1)} - P_{out}^{(3)}$. Остальные параметры: $\alpha = -25$, $R_a = 0,1$, $R_3 = 1$, $D = 0,25$, $L_t = 9$, $F = 0$, $R_0 = 0,95$.

Литература

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света./ Пер. с англ. М., Мир, 1988 г., 515 с.
2. Bjorkholm et. al. Optical bistability based on self-focusing: an approximate analysis. // IEEE J. of Quantum Electronics, 1982, v. QE-18, N12, p. 2016-2022.
3. Борщ А.А., Бродин М.С., Лукомский В.П. и др. Поперечная оптическая бистабильность при самодефокусировке встречных пучков. // Квантовая электроника, 1987, т. 14, N4, с. 736-742.
4. Захарова И.Г., Карамзин Ю.Н., Трофимов В.А. Дифракционные эффекты при встречном взаимодействии световых пучков в ОБ схеме с зеркалом, имеющим отверстие на его оси. // Изв.РАН. Сер. физическая, 1996, т. 60, № 3, с.1432-148.
5. Никитенко К.Ю., Трофимов В.А. Оптическая бистабильность на встречных неколлинеарно распространяющихся пучках.// Оптика и спектроскопия , 1998, т. 85, N6, с.976-978.
6. Кунинин С.Д., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Отражение световых пучков с гауссовым и сложным профилем интенсивности от керровского нелинейного слоя с зеркалом обратной связи. //Изв. РАН. Сер. физическая, 1995, т. 59, N12, с. 26 - 34.