

Пространственные и временные характеристики четырехволнового преобразователя излучения в параболическом волноводе с резонансной нелинейностью

Е.В. Воробьева¹, В.В. Ивахник¹, Д.Р. Капизов¹

¹ Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

С использованием функции временного отклика, функции размытия точки проанализированы пространственные и временные характеристики вырожденного четырехволнового преобразователя в многомодовом волноводе с резонансной нелинейностью. Для четырехволнового преобразователя при условии одномодовых с равными номерами мод волнами накачки получены зависимости ширины временного отклика от номера моды объектной волны, интенсивности первой волны накачки, длины волновода. Показано, что наибольший вклад в амплитуду объектной волны обусловлен модой волновода, номер которой совпадает с номерами мод одномодовых волн накачки. Для стационарного режима учет пространственной структуры гауссовой волны накачки приводит с уменьшением ширины пучка накачки к монотонному уменьшению с последующим выходом на постоянное значение полуширины модуля функции размытия точки. При одномодовых волнах накачки с равными номерами мод с увеличением номера моды волн накачки наблюдается перераспределение энергии, сосредоточенной в побочных максимумах изображения точечного сигнала, улучшение качества обращения волнового фронта.

Ключевые слова: четырехволновой преобразователь излучения, параболический волновод, резонансная нелинейность, функция размытия точки, временной отклик.

Цитирование: Воробьева, Е.В. Пространственные и временные характеристики четырехволнового преобразователя излучения в параболическом волноводе с резонансной нелинейностью / Е.В. Воробьева, В.В. Ивахник, Д.Р. Капизов // Компьютерная оптика. – 2023. – Т. 47, № 1. – С. 27-35. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1199.

Citation: Vorobeva EV, Ivakhnik VV, Kapizov DR. Spatial and time characteristics of a four-wave radiation converter in a parabolic waveguide with resonant nonlinearity. Computer Optics 2023; 47(1): 27-35. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1199.

Введение

Волноводы с резонансной нелинейностью являются перспективными устройствами нелинейной оптики. В таких устройствах подбором частот волн, взаимодействующих в среде, может быть реализовано высокое значение нелинейной восприимчивости, на несколько порядков превышающее значение нелинейной восприимчивости, например, в среде с керровской нелинейностью. Одновременно большая длина взаимодействия без существенного изменения на ней плотности мощности излучения взаимодействующих волн позволяет с высокой эффективностью наблюдать различные нелинейные явления при использовании сравнительно маломощных источников излучения. В последнее время в литературе обсуждается возможность использования четырехволновых взаимодействий в многомодовых волноводах для решения задач адаптивной оптики, пространственной и временной обработки сигналов, квантовой криптографии, интерферометрии и т.д. [1–13].

Решение этих задач невозможно без ответа на вопрос о соответствии пространственно-временной структуры отраженной (объектной) волны с про-

странственно-временной структурой падающей (сигнальной) волны [14–31].

Если пространственные и временные характеристики вырожденных ($\omega + \omega - \omega = \omega$), квазивырожденных ($\omega + \omega_1 - \omega = \omega_1$) четырехволновых преобразователей излучения, обращающих волновой фронт падающей волны, в пространственно неограниченных в поперечном направлении средах с различным видом нелинейности, в том числе и с резонансной нелинейностью, с использованием понятий функции размытия точки, функции временного отклика, исследованы достаточно подробно [14, 21, 27, 30–34], то изучение характеристик четырехволновых преобразователей в многомодовых волноводах с различным типом нелинейности, по мнению авторов, проводились в недостаточно полной мере [35–38]. В частности, отсутствуют работы по изучению временных характеристик четырехволнового преобразователя в многомодовом волноводе с резонансной нелинейностью, влиянию на качество обращения волнового фронта (ОВФ) пространственной структуры падающих на грани волновода волн накачки.

В настоящей работе анализируются пространственные и временные характеристики вырожденного

четырёхволнового преобразователя излучения в двумерном параболическом волноводе с резонансной нелинейностью в схеме со встречными волнами накачки.

1. Уравнения, описывающие четырехволновое взаимодействие

Пусть имеется многомодовый волновод с резонансной нелинейностью, расположенный вдоль оси Z между плоскостями $z = 0$ и $z = \ell$. Волновод состоит из вещества с показателем преломления $n(x)$ и коэффициентом поглощения α_0 . В состав вещества волновода входит ансамбль частиц с коэффициентом поглощения $\alpha_1 \ll \alpha_0$. Энергетическое состояние частиц описывается трехуровневой системой с возбужденными синглетным и триплетным уровнями. Число частиц в основном, возбужденных синглетном и триплетном уровнях – (N_1) , (N_2) и (N_3) соответственно.

В волноводе распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами A_1, A_2 и сигнальная волна с комплексной амплитудой A_3 . Наличие ансамбля частиц приводит к появлению составляющей резонансной нелинейной поляризации, пропорциональной $A_1 A_2 A_3^*$, которая и выступает в качестве источника объектной волны с комплексной амплитудой A_4 . Волновой фронт объектной волны «обращен» по отношению к волновому фронту сигнальной волны.

В среде с нелинейным коэффициентом поглощения вырожденное четырехволновое взаимодействие описывается уравнением Гельмгольца вида [39]

$$\left[\nabla^2 + k^2 n^2(x) - 2ik(\alpha_0 + \alpha_1) \right] (A + A^*) = 0, \quad (1)$$

где

$$A = \sum_{i=1}^4 A_i, \quad \alpha_1 = N_1 \sigma_{12} - N_2 \sigma_{21}, \quad k = \frac{\omega}{c},$$

– волновое число, ω – циклическая частота излучения, c – скорость света в вакууме, σ_{12} (σ_{21}) – сечение поглощения (излучения) между основным и возбужденным синглетным уровнями.

Уравнение (1) дополняется системой кинетических уравнений [40]

$$\begin{cases} \frac{\partial N_1}{\partial t} = -N_1 I \sigma_{12} + N_2 (I \sigma_{21} + \delta_{21}) + (N - N_1 - N_2) \delta_{31}, \\ \frac{\partial N_2}{\partial t} = N_1 I \sigma_{12} - N_2 (I \sigma_{21} + \delta_{21} + \delta_{23}). \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $I = AA^*$ – интенсивность излучения, δ_{ij} – вероятность безызлучательных переходов между i и j энергетическими уровнями. Считаем, что общая концентрация частиц $N = N_1 + N_2 + N_3$ не меняется во времени, не зависит от пространственных координат.

2. Вывод выражений для функции временного отклика и функции размытия точки

Разложим амплитуды взаимодействующих волн по модам волновода, не содержащего ансамбль частиц,

$$A_j(x, z, t) = \sum_{p=0}^M a_{jp}(z, t) f_p(x, z). \quad (3)$$

Здесь $f_p(x, z) = \tilde{f}_p(x) \exp(-i\beta_p z)$ – p -я мода волновода, β_p – комплексная постоянная распространения p -й моды, M – число отсечки, $a_{jp}(z, t)$ – коэффициенты в разложении амплитуд волн по модам волновода, $j = 1 \div 4$.

Четырёхволновое взаимодействие будем рассматривать, используя приближение заданного поля по первой волне накачки ($|A_1| \gg |A_q|, q = 1 \div 3$) и условие малого коэффициента отражения ($|A_4/A_3| \ll 1$). Учитывая выражение для интенсивности

$$I = A_1 A_1^* + A_1 A_3^* + A_1^* A_3,$$

представим заселенности энергетических уровней в виде

$$N_j(\vec{r}, t) = N_{j0}(x, z, t) + \sum_{p=0}^M \tilde{N}_{jp}(z, t) \tilde{f}_p(x), \quad (4)$$

$$j = 1 \div 3.$$

Здесь N_{j0} и \tilde{N}_{jp} – средние значения и коэффициенты в разложении заселенностей энергетических уровней по модам волновода.

Из уравнения Гельмгольца с учетом (3–4) получим систему уравнений, описывающую изменение вдоль оси волновода коэффициентов в разложении амплитуд взаимодействующих волн по модам волновода, вида

$$\begin{cases} \frac{\partial a_j}{\partial z} = 0, \quad j = 1n, 2m, 3s, \\ \frac{\partial a_{4r}(z, t)}{\partial z} = -\frac{k\sigma_{12}}{\beta_r} \sum_{m=0}^M \sum_{p=0}^M a_{2m}(t) \times \\ \times [\tilde{N}_{1p}(z, t) - \tilde{N}_{2p}(z, t)] \gamma_{mpr} \exp[-i(\beta_m - \beta_r)z]. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $\gamma_{mpr} = \int \tilde{f}_m(x) \tilde{f}_p(x) \tilde{f}_r^*(x) dx$ – интеграл перекрытия трех мод волновода. Считаем, что вероятности вынужденных переходов с основного состояния в возбужденное синглетное и обратно совпадают, т.е. $\sigma_{12} = \sigma_{21}$.

При выполнении условий на границах волновода

$$\begin{aligned} a_{1n}(z=0, t) &= a_{1n}^0(t), \quad a_{2m}(z=\ell, t) = a_{2m}^0(t), \\ a_{3s}(z=0, t) &= a_{3s}^0(t), \quad a_{4r}(z=\ell, t) = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

из (5) найдем на передней грани волновода коэффициенты в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода

$$\begin{aligned} a_{4r}(z=0, t) &= -\frac{k\sigma_{12}}{\beta_r} \sum_{m=0}^M \sum_{p=0}^M a_{2m}^0(t) \gamma_{mpr} \times \\ &\times \int_0^\ell [\tilde{N}_{1p}(z, t) - \tilde{N}_{2p}(z, t)] \exp[-i(\beta_m - \beta_r)z] dz. \end{aligned} \quad (7)$$

Временные зависимости коэффициентов $\tilde{N}_{1p}(z, t)$ и $\tilde{N}_{2p}(z, t)$ однозначно определяют зависимость от времени коэффициентов в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода.

Будем считать, что первая волна накачки возбуждает в волноводе одну моду с номером n . С учетом (4) система уравнений (2) распадается на две связанные системы уравнений:

1) для средних значений заселенности

$$\begin{cases} \frac{\partial N_{10}(x, z, t)}{\partial t} = -N_{10}(x, z, t)[I_0(x, z, t)\sigma_{12} + \delta_{31}] + N_{20}(x, z, t)[I_0(x, z, t)\sigma_{12} + \delta_{21} - \delta_{31}] + N\delta_{31}, \\ \frac{\partial N_{20}(x, z, t)}{\partial t} = N_{10}(x, z, t)I_0(x, z, t)\sigma_{12} - N_{20}(x, z, t)[I_0(x, z, t)\sigma_{12} + \delta_{21} + \delta_{23}], \\ N = N_{10} + N_{20} + N_{30}, \end{cases} \quad (8)$$

2) для коэффициентов в разложении заселенностей энергетических уровней по модам волновода

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{N}_{1p}(z, t)}{\partial t} = -\tilde{N}_{1p}(z, t)[\tilde{I}_{np}(z, t)\sigma_{12} + \delta_{31}] + \tilde{N}_{2p}(z, t)[\tilde{I}_{np}(z, t)\sigma_{12} + \delta_{21} - \delta_{31}] + F_p(z, t), \\ \frac{\partial \tilde{N}_{2p}(z, t)}{\partial t} = \tilde{N}_{1p}(z, t)\tilde{I}_{np}(z, t)\sigma_{12} - \tilde{N}_{2p}(z, t)[\tilde{I}_{np}(z, t)\sigma_{12} + \delta_{21} + \delta_{23}] - F_p(z, t), \\ \tilde{N}_{1p} + \tilde{N}_{2p} + \tilde{N}_{3p} = 0. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь

$$I_0(x, z, t) = |a_{1n}^0|^2 \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_n^*(x) \exp[-i(\beta_n - \beta_n^*)z],$$

$$\tilde{I}_{np}(z, t) = |a_{1n}^0|^2 \gamma_{npp} \exp[-i(\beta_n - \beta_n^*)z],$$

$$F_p(z, t) = -\sum_{s=0}^M a_{1n}^0(t) a_{3s}^{0*}(t) \exp[-i(\beta_n - \beta_s^*)z] \times \int \alpha_{10}(x, z, t) \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_s^*(x) \tilde{f}_p^*(x) dx,$$

$$\gamma_{npp} = \int |\tilde{f}_n(x)|^2 |\tilde{f}_p(x)|^2 dx.$$

Пусть в начальный момент времени ($t=0$) все частицы находятся на основном энергетическом уровне

$$N_{10}(t=0) = N, N_{20,30}(t=0) = 0, \quad (10)$$

$$\tilde{N}_{jp}(z, t=0) = 0, j = 1 \div 3. \quad (11)$$

Используя систему уравнений (8) с учетом начальных условий (10), при условии, что амплитуда первой волны накачки не меняется с течением времени ($a_{1n}^0(t) = const$), найдем значения средних заселенностей основного и возбужденного синглетного энергетических уровней, среднее значение коэффициента поглощения ансамбля частиц

$$\begin{aligned} \alpha_{10}(x, z, t) = \sigma_{12}(N_{10} - N_{20}) = -N\sigma_{12} \left\{ \frac{1}{1 + bI_0} + \frac{[2I_0\sigma_{12} + \delta_{31} + \lambda_2](\delta_{31} + \lambda_1)}{\lambda_1(\lambda_2 - \lambda_1)} \exp(\lambda_1 t) - \right. \\ \left. - \frac{[2I_0\sigma_{12} + \delta_{31} + \lambda_1](\delta_{31} + \lambda_2)}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)} \exp(\lambda_2 t) \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Зная N_{10} и N_{20} , решая систему уравнений (9) с учетом начальных условия (11), найдем коэффициенты в разложении заселенностей энергетических уровней по модам волновода [37]

$$\tilde{N}_{2p}(z, t) = D_{1p} \exp(\lambda_1^{np} t) + D_{2p} \exp(\lambda_2^{np} t), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{1p}(z, t) = \frac{\tilde{I}_{np}(z)\sigma_{12} + \delta_{21} - \delta_{31}}{\lambda_1^{np} + I_0\sigma_{12} + \delta_{31}} D_{1p} \exp(\lambda_1^{np} t) + \\ + \frac{\tilde{I}_{np}(z)\sigma_{12} + \delta_{21} - \delta_{31}}{\lambda_2^{np} + I_0\sigma_{12} + \delta_{31}} D_{2p} \exp(\lambda_2^{np} t), \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$b = \frac{\sigma_{12}(\delta_{23} + 2\delta_{31})}{\delta_{31}(\delta_{23} + \delta_{21})},$$

$$\lambda_{1,2}(x, z) = -\frac{[2I_0\sigma_{12} + \delta_{21} + \delta_{31} + \delta_{23}]}{2} \pm$$

$$\pm \left\{ \frac{1}{4} [2I_0\sigma_{12} + \delta_{21} + \delta_{31} + \delta_{23}]^2 - \right.$$

$$\left. - I_0[\sigma_{12}(2\delta_{31} + \delta_{23})] - \delta_{31}(\delta_{21} + \delta_{23}) \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$D_{1,2p}(z, t) = \pm \frac{\lambda_{2,1}^{np} + 2\tilde{I}_{np}(z)\sigma_{12} + \delta_{21} + \delta_{23}}{\lambda_1^{np} - \lambda_2^{np}} \times$$

$$\times \int_0^t F_p(z, t') \exp(-\lambda_{1,2}^{np} t') dt'.$$

Для определения $\lambda_{1,2}^{np}$ в выражении для $\lambda_{1,2}$ необходимо заменить $I_0(x, z)$ на $\tilde{I}_{np}(z)$.

Подставив (13) и (14) в (7), найдем коэффициенты в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода

$$a_{4r}(z=0, t) = \sum_{s=0}^M \int_0^t \chi_{nsr}(t, t') a_{3s}^{0*}(t') dt'. \quad (15)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \chi_{nsr}(t, t') = & -a_{1n}^0 \frac{k}{\beta_r} \sum_{m=0}^M \sum_{p=0}^M a_{2m}^0(t) \gamma_{mpr} \times \\ & \times \int_0^{\ell} \frac{\exp(-i\Delta_{nmsr}z)}{\lambda_1^{np}(z) - \lambda_2^{np}(z)} \{ B_1^{np}(z) \exp[\lambda_1^{np}(t-t')] + \\ & + B_2^{np}(z) \exp[\lambda_2^{np}(t-t')] \} \times \\ & \times \left[\int \alpha_{10}(x, z, t') \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_s^*(x) \tilde{f}_p^*(x) dx \right] dz \quad - \end{aligned} \quad (16)$$

функция временного отклика,

$$\begin{aligned} B_{1,2}^{np}(z) = & \pm \sigma_{12} \left[\lambda_{2,1}^{np}(z) + 2\tilde{I}_{np}(z) \sigma_{12} + \delta_{21} + \delta_{23} \right] \times \\ & \times \left[\frac{\lambda_{1,2}^{np}(z) - \delta_{21} + 2\delta_{31}}{\lambda_{1,2}^{np}(z) + \tilde{I}_{np}(z) \sigma_{12} + \delta_{31}} \right], \end{aligned}$$

$\Delta_{nmsr} = \beta_n - \beta_m - \beta_s^* + \beta_r$ – волновая расстройка.

Функция временного отклика устанавливает однозначную связь между временными зависимостями r -го и s -го коэффициентов в разложении по модам волновода амплитуд объектной и сигнальной волн.

Для четырехволнового преобразователя излучения в волноводе, удовлетворяющем условию $\text{Re}(\Delta_{nmsr}) \neq 0$, $\ell \text{Re}(\Delta_{nmsr}) \gg 1$ (длинный волновод), в случае одномодовой второй волны накачки, интенсивность которой, как и интенсивность первой волны накачки, не зависит от времени ($a_{2m}^0(t) = \text{const}$), а номер моды совпадает с номером моды первой волны накачки ($n=m$), временная зависимость r -го коэффициента в разложении по модам волновода амплитуды объектной волны полностью определяется зависимостью от времени r -го коэффициента в разложении амплитуды сигнальной волны по модам волновода

$$a_{4r}^{n=m}(z=0, t) = \int_0^t \chi_{nrr}(t, t') a_{3r}^{0*}(t') dt'. \quad (17)$$

Если номера мод одномодовых волн накачки не совпадают ($n \neq m$), то основной вклад в амплитуду объектной волны определяет мода волновода с номером, равным номеру моды второй волны накачки

$$a_{4r}^{r=m}(z=0, t) = \int_0^t \chi_{mmm}(t, t') a_{3s-n}^{0*}(t') dt'. \quad (18)$$

Для длинного волновода и равных номеров мод одномодовых волн накачки при установившемся режиме ($\alpha_{10}(x, z, t) = \alpha_{10}(x, z)$) функция временного отклика является однородной функцией вида

$$\begin{aligned} \chi_{nrr}(t-t') = & -a_{1n}^0 a_{2m}^0 N \sigma_{12} \sum_{p=0}^M \gamma_{npr} \times \\ & \times \int_0^{\ell} \frac{\exp(-2\alpha_0 z)}{\lambda_1^{np}(z) - \lambda_2^{np}(z)} \{ B_1^{np}(z) \exp[\lambda_1^{np}(t-t')] + \\ & + B_2^{np}(z) \exp[\lambda_2^{np}(t-t')] \} \left[\int \frac{\tilde{f}_n(x) \tilde{f}_r^*(x) \tilde{f}_p^*(x)}{bI_0(x, z) + 1} dx \right] dz. \end{aligned} \quad (19)$$

Знание функции временного отклика позволяет установить однозначную связь между временными зависимостями комплексных амплитуд сигнальной и объектной волн.

Если в качестве сигнальной волны взять волну от точечного источника ($A_3(x, z=0) = \delta(x-x_0)$, x_0 – расстояние от источника до оси волновода), то с учетом (19) выражение для амплитуды объектной волны (функция размытия точки (ФРТ)) можно записать следующим образом

$$G(x, x_0, t, z=0) = \sum_{r=0}^M \sum_{s=0}^M \tilde{f}_r(x) \tilde{f}_s^*(x_0) \int_0^t \chi_{nsr}(t, t') dt'. \quad (20)$$

При использовании четырехволновых преобразователей излучения в системах коррекции фазовых искажений вид ФРТ позволяет определить качество восстановления волнового фронта, пространственные и временные характеристики оптически неоднородной среды, которые могут быть скомпенсированы при обратном прохождении через эту среду волны с ОВФ [14].

3. Обсуждение результатов

В качестве двумерного волновода рассмотрим волновод, показатель преломления которого меняется по параболическому закону

$$n^2(x) = n_1^2 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right],$$

где a, Δ – параметры, задающие изменение показателя преломления. Модами волновода являются функции Гаусса–Эрмита [41]

$$\tilde{f}_p(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi(2^p p! \omega_0^2)}} H_p(x\sqrt{2}/\omega_0) \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_0^2}\right), \quad (21)$$

$$\beta_p = (k^2 n_1^2 - 2ikn_1 \alpha_0 - q_p^2)^{1/2}. \quad (22)$$

Здесь $H_p(x\sqrt{2}/\omega_0)$ – функция Эрмита p -го порядка,

$$\omega_0^2 = \frac{2a}{kn_1\sqrt{2\Delta}}, \quad q_p^2 = \frac{2(2p+1)}{\omega_0^2}.$$

Пусть частицы характеризуются параметрами $\sigma_{12} = \sigma_{21} = 10^{-16} \text{ см}^2$, $\delta_{21} = 1,54 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\delta_{23} = 5,6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\delta_{31} = 1,28 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, $N = 2,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [40, 42]. В параболическом волноводе ($n_1 = 1,36$, $\alpha_0 = 0,1 \text{ см}^{-1}$,

$\omega_0 = 1,141$ мкм) распространяется излучение на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм.

3.1. Функция временного отклика

Численный анализ выражения (19) с учетом приосевых мод [17] показывает монотонное уменьшение значения функции временного отклика с течением времени. Введем понятие ширины функции временного отклика. Это временной отрезок ($\Delta\tau_{nr}$), в течение которого значение функции временного отклика по сравнению с максимальным значением уменьшается в 2 раза

$$\chi_{nr}(t-t' = \Delta\tau_{nr}) = \frac{1}{2} \chi_{nr}(t-t' = 0). \tag{23}$$

В случае малой интенсивности первой волны накачки ($bI_0^m < 10^2$, $I_0^m = I_0(x=0, z=0)$) и при условии $\lambda_1^{np} \rightarrow 0$, что справедливо для случая $\delta_{31} \ll \delta_{21}$, δ_{23} и почти всегда реализуется в трехуровневой схеме с триплетным метастабильным уровнем [40], ширина временного отклика определяется выражением

$$\Delta\tau_{nr} = \frac{1}{\delta_{21}\lambda_2^{nr}} \ln \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{B_1^{nr}}{B_2^{nr}} \right) \right]. \tag{24}$$

Ширина временного отклика $\Delta\tau_{nr}$ не зависит от длины волновода, номеров мод волн накачки, объектной волны, полностью определяется параметрами ансамбля частиц.

При большой интенсивности первой волны накачки ($bI_0^m > 10$) с увеличением длины волновода ширина временного отклика увеличивается, выходя на постоянное значение $\Delta\tau_{nr}^0$ (рис. 1а). Рост интенсивности волны накачки увеличивает разность между значением $\Delta\tau_{nr}^0$ и значением ширины временного отклика при длине волновода (ℓ_1), начиная с которой волновод можно считать длинным (для параболического волновода $\ell_1 \approx 10k\ell_1\omega_0^2$). Ширина временного отклика $\Delta\tau_{nr}^0$ с увеличением интенсивности волны накачки уменьшается.

Максимальное значение временного отклика ($\chi^m = \chi(t-t' = 0)$) с увеличением длины волновода возрастает, выходя затем на постоянное значение. Величина этого постоянного значения увеличивается с ростом интенсивности первой волны накачки (рис. 1б). Коэффициент поглощения α_0 в основном определяет длину волновода, на которой максимальное значение функции временного отклика выходит на постоянное значение.

При интенсивности первой волны накачки $bI_0^m < 15$ наибольшее значение максимума временного отклика наблюдается при совпадении номера моды в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода с номером моды волн накачки (рис. 2). Именно эта мода волновода дает наибольший вклад в амплитуду объектной волны.

В случае одномодовых волн накачки с номером моды $n=m=0$ при $bI_0^m > 10^3$ с увеличением номера моды в разложении амплитуды объектной волны по

модам волновода ширина временного отклика увеличивается, выходя на постоянное значение $\Delta\tau_0$ (рис. 3а). Причем разность между $\Delta\tau_0$ и значением $\Delta\tau_{00}$ с увеличением интенсивности первой волны накачки возрастает. При номерах мод волн накачки $n=m \neq 0$ с увеличением номера моды в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода ширина временного отклика осциллирующе меняется около среднего значения (рис. 3б). Амплитуда осцилляций с ростом номера моды волн накачки уменьшается, а с ростом интенсивности первой волны накачки увеличивается (рис. 3б).

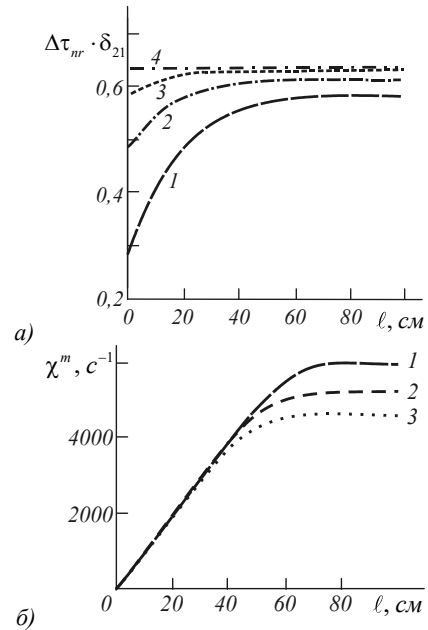


Рис. 1. Зависимость ширины (а), максимального значения (б) временного отклика от длины волновода при $m = \kappa = 0$, $bI_0^m = 27,4 \times 10^4$ (1), $6,8 \times 10^4$ (2), $1,7 \times 10^4$ (3), $6,8$ (4)

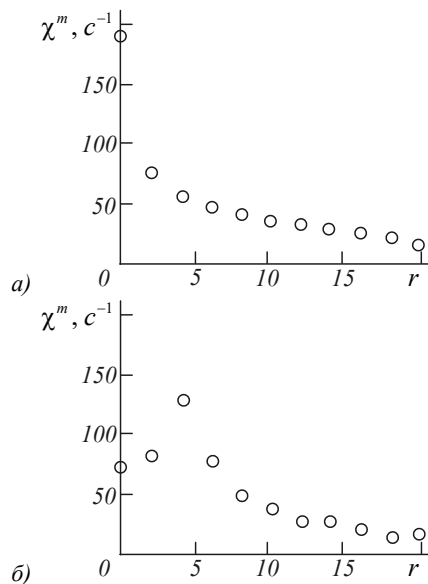


Рис. 2. Зависимость максимального значения функции временного отклика от номера моды объектной волны при $\ell = 5$ см а) $n = 0$, $bI_0^m = 1,6$; б) $n = 4$, $bI_0^m = 0,6$

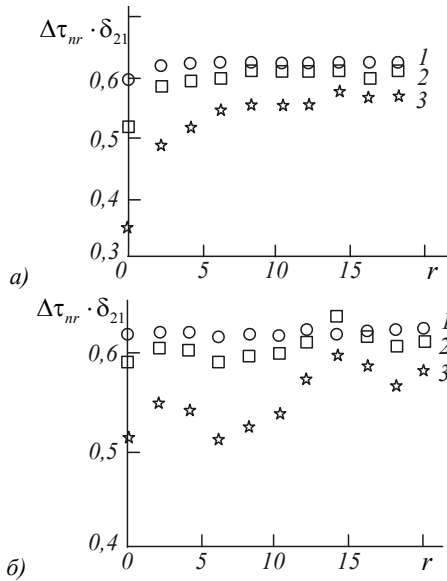


Рис. 3. Зависимость ширины временного отклика от номера моды в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода при $\ell = 5$ см,

a) $n = 0$ $bI_0^m = 1,7 \times 10^4$ (1), $6,8 \times 10^4$ (2), $27,4 \times 10^4$ (3);
 б) $n = 8$ $bI_0^m = 0,5 \times 10^4$ (1), $2,0 \times 10^4$ (2), $8,0 \times 10^4$ (3)

Зависимость функции временного отклика не только от номера моды волн накачки, но и от номера моды в разложении амплитуды сигнальной волны по модам волновода свидетельствует о влиянии при больших интенсивностях волн накачки не только временной, но и пространственной структуры комплексной амплитуды $A_3^*(x, z = 0, t)$ на временную зависимость комплексной амплитуды $A_4(x, z = 0, t)$.

3.2. Функция размытия точки

Выражение для ФРТ четырехволнового преобразователя излучения (24) с учетом $\chi_{nsr}(t, t')$ переписывается следующим образом

$$G_1(x, x_0, t, z = 0) = -a_{1n}^0 \sum_{r=0}^{M_1} \tilde{f}_r(x) \sum_{m=0}^{M_1} \sum_{s=0}^{M_1} \sum_{p=0}^{M_1} \tilde{f}_s(x_0) \times$$

$$\times a_{2m}^0 \gamma_{mps} \int_0^\ell \frac{\exp(-i\Delta_{nmsr}z)}{\lambda_1^{np}(z) - \lambda_2^{np}(z)} \times$$

$$\times \int_0^t \left\{ B_1^{np}(z) \exp[\lambda_1^{np}(t-t_1)] + \right.$$

$$\left. + B_2^{np}(z) \exp[\lambda_2^{np}(t-t_1)] \right\} \times$$

$$\times \left[\int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{10}(x_1, z, t_1) \tilde{f}_n(x_1) \tilde{f}_r^*(x_1) \tilde{f}_p^*(x_1) dx_1 \right] dt dz. \quad (25)$$

Здесь M_1 – число приосевых мод.

Выражение (25) описывает изменение во времени ФРТ четырехволнового преобразователя излучения в волноводе, заполненном ансамблем частиц.

В стационарном случае ($t \rightarrow \infty$) выражение для ФРТ преобразуется к виду:

$$G_{sr1}(x, x_0, z = 0) = -N \sigma_{12} \sum_{r=0}^{M_1} \tilde{f}_r(x) \sum_{m=0}^{M_1} \sum_{s=0}^{M_1} \sum_{p=0}^{M_1} \tilde{f}_s(x_0) \times$$

$$\times a_{1n}^0 a_{2m}^0 \gamma_{mps} \int_0^\ell \frac{\exp(-i\Delta_{nmsr}z)}{\lambda_1^{np}(z) - \lambda_2^{np}(z)} \left\{ B_1^{np}(z) + B_2^{np}(z) \right\} \times \quad (26)$$

$$\times \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{f}_n(x_1) \tilde{f}_r^*(x_1) \tilde{f}_p^*(x_1)}{bI_0(x_1, z) + 1} dx_1 \right] dz.$$

Численный анализ выражений (25–26) показывает, что основная доля энергии в изображении сигнала от точечного источника сосредоточена в центральном максимуме ФРТ.

Пусть сигнальная волна распространяется от точечного источника, расположенного на оси волновода ($x_0 = 0$). Будем характеризовать качество обращения волнового фронта (разрешающую способность) полушириной центрального максимума модуля ФРТ (Δx), которая определяется из решения уравнения

$$|G(x = \Delta x, x_0, t, z = 0)| = \frac{1}{2} |G(x = 0, x_0, t, z = 0)|. \quad (27)$$

Анализ выражения (26) показывает, что с увеличением номера одномодовых волн накачки наблюдается перераспределение энергии, сосредоточенной в «хвостах» ФРТ, и уменьшение полуширины модуля функции размытия точки (рис. 4). Улучшение качества ОВФ с ростом номера моды волн накачки, по-видимому, связано с более «равномерным» распределением с увеличением номера моды интенсивности волн накачки по поперечному сечению волновода [31, 43].

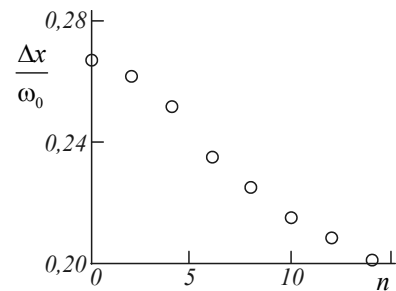


Рис. 4. Зависимость полуширины модуля ФРТ от номера мод волн накачки при $\ell = 5$ см, $bI_0^m = 3,2$

С увеличением интенсивности первой волны накачки полуширина модуля ФРТ монотонно уменьшается. При этом максимальное значение модуля ФРТ вначале увеличивается, достигает наибольшего значения, а затем уменьшается. Характер зависимости полуширины модуля ФРТ четырехволнового преобразователя излучения в параболическом волноводе от номера моды волн накачки, интенсивности первой волны накачки сходен с аналогичными зависимостями для четырехволнового преобразователя излучения в волноводе с зеркальными стенками с резонансной нелинейностью [37].

Пусть первая волна накачки является одномодовой с номером моды $n = 0$, а амплитуда второй волны накачки в зависимости от поперечной координаты на задней грани волновода меняется по Гауссову закону

$$A_2(x, z = \ell) \sim \exp\left(-\frac{x^2}{d^2}\right).$$

Здесь d – радиус пучка накачки. В качестве частиц рассматривались частицы, моделируемые двухуровневой схемой энергетических уровней. При $d \leq 0,5\omega_0$ уменьшение радиуса Гауссова пучка накачки приводит к уменьшению полуширины модуля ФРТ (рис. 5). В случае многомодовых волн накачки функцию размытия точки четырехволнового преобразователя можно представить в виде суммы ФРТ, соответствующих одномодовым волнам накачки. Когерентное сложение таких ФРТ и приводит при учете Гауссовой структуры второй волны накачки к улучшению разрешающей способности четырехволнового преобразователя излучения. Сходная зависимость полуширины модуля ФРТ от радиуса Гауссова пучка накачки наблюдается для четырехволнового преобразователя излучения в волноводе с тепловой нелинейностью [38].

В диапазоне $0,05\omega_0 \leq d \leq 0,5\omega_0$ с коэффициентом корреляции 0,97 приближенное выражение, устанавливающее связь между полушириной модуля ФРТ четырехволнового преобразователя излучения и радиусом пучка накачки, есть:

$$\Delta x = \eta d + 0,266\omega_0. \tag{28}$$

Здесь $\eta = 0,150; 0,072$ при $2I_0^m \sigma_{12} / \delta_{21} = 0,16; 1,6$ соответственно.

Выражение (28) позволяет оценить влияние на разрешающую способность четырехволнового преобразователя как радиуса пучка накачки, так и поперечных размеров волновода.

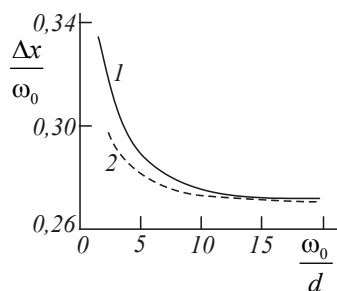


Рис. 5. Уменьшение полуширины модуля ФРТ при изменении радиуса пучка накачки при $\ell = 5$ см, $2I_0^m \sigma_{12} / \delta_{21} = 0,16$ (1); $1,6$ (2)

Заключение

С использованием функции временного отклика для четырехволнового преобразователя излучения в двумерном параболическом волноводе с резонансной нелинейностью проанализирована связь между временными зависимостями амплитуд объектной и сигнальной волн.

Показано, что при большой интенсивности первой волны накачки зависимость от времени амплитуды объектной волны на передней грани волновода определяется не только временными зависимостями амплитуд сигнальной волны, волн накачки на гранях волновода, но и их пространственной структурой. При одномодовых волнах накачки с равными номерами мод:

1) зависимость от времени r -го коэффициента в разложении по модам волновода амплитуды объектной волны полностью определяется временной зависимостью r -го коэффициента в разложении по модам волновода амплитуды сигнальной волны;

2) наибольший вклад в амплитуду объектной волны дает мода волновода, номер которой совпадает с номером моды волн накачки;

3) при $n = 0$ увеличение номера моды в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода приводит к росту ширины функции временного отклика с последующим выходом на постоянное значение.

С использованием выражения для ФРТ при стационарном режиме четырехволнового взаимодействия показано, что в случае одномодовых волн накачки с $n = t$ увеличение номера моды волн накачки, рост интенсивности первой волны накачки приводит к перераспределению энергии, сосредоточенной в «хвостах» функции размытия точки и, следовательно, к улучшению разрешающей способности четырехволнового преобразователя излучения. При распределении по Гауссову закону на задней грани волновода амплитуды второй волны накачки наблюдается с уменьшением радиуса пучка накачки монотонному уменьшению с последующим выходом на постоянное значение полуширины модуля функции размытия точки, что свидетельствует об улучшении качества ОВФ.

Заметим, что, хотя численный анализ пространственных и временных характеристик четырехволнового преобразователя излучения в длинном волноводе с резонансной нелинейностью проводился для конкретных параметров ансамбля частиц ($\sigma_{12} = \sigma_{21} = 10^{-16}$ см², $\delta_{21} = 1,54 \cdot 10^9$ с⁻¹, $\delta_{23} = 5,6 \cdot 10^8$ с⁻¹, $\delta_{31} = 1,28 \cdot 10^3$ с⁻¹, $N = 2,2 \cdot 10^{13}$ см⁻³), волновода с параболическим профилем показателя преломления ($n_1 = 1,36$, $\alpha_0 = 0,1$ см⁻¹, $\omega_0 = 1,141$ мкм), длины волны взаимодействующих волн $\lambda = 0,53$ мкм, изменение значений этих параметров в рамках используемых приближений не меняет существенно характер полученных зависимостей.

References

[1] Turitsyn SK, Bednyakova AE, Fedoruk MP, Papernyi SB, Clements WRL. Inverse four-wave mixing and self-parametric amplification in optical fibre. *Nat Photonics* 2015; 9: 608-664. DOI: 10.1038/NPHOTON.2015.150.
 [2] Weng Y, He X, Wang J, Pan Z. All-optical ultrafast wavelength and mode converter based on intermodal four-wave mixing in few-mode fibers. *Opt Commun* 2015; 348: 7-12. DOI: 10.1016/j.optcom.2015.03.018.

- [3] Nazemosadat E, Pourbeyram H, Mafi A. Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers. *J Opt Soc Am B* 2016; 33(2): 144-150. DOI: 10.1364/JOSAB.33.000144.
- [4] Anjum OF, Guasoni M, Horak P, Jung Y, Petropoulos P, Richardson DJ, Parmigiani F. Polarization insensitive four wave mixing based wavelength conversion in few-mode optical fibers. *J Lightw Technol* 2018; 36(17): 3678-3683. DOI: 10.1109/JLT.2018.2834148.
- [5] Zhang H, Bigot-Astruc M, Bigot L, Sillard P, Fatome J. Multiple modal and wavelength conversion process of a 10-Gbit/s signal in a 6-LP-mode fiber. *Opt Express* 2019; 27(11): 15413-15425. DOI: 10.1364/OE.27.015413.
- [6] Gupta R, Kaler RS. Nonlinear Kerr and intermodal four-wave mixing effect in mode-division multiplexed multimode fiber link. *Opt Eng* 2019; 58(3): 036108. DOI: 10.1117/1.OE.58.3.036108.
- [7] Zhang H, Bigot-Astruc M, Sillard P, Fatome J. Spatially multiplexed picosecond pulse-train generation in a 6 LP mode fiber based on multiple four-wave mixings. *Appl Opt* 2019; 58(31): 8570-8576. DOI: 10.1364/AO.58.008570.
- [8] Yuan J, Kang Z, Li F, Zhang X, Sang X, Zhou G, Wu Q, Yan B, Wang K, Yu C, Tam HY, Wai PKA. LDemonstration of intermodal four-wave mixing by femtosecond pulses centered at 1550 nm in an air-silica photonic crystal fiber. *J Lightw Technol* 2017; 35(12): 2385-2390. DOI: 10.1109/JLT.2017.2681183.
- [9] Yulin AV, Skryabin DV, Russell PSJ. Four-wave mixing of linear waves and solitons in fibers with higher-order dispersion. *Opt Lett* 2004; 29(20): 2411-2413. DOI: 10.1364/OL.29.002411.
- [10] Esmaeelpour M, Essiambre RJ, Fontaine NK, Ryf R, Toulouse J, Sun Y, Lingle R. Power fluctuations of intermodal four-wave mixing in few-mode fibers. *J Lightw Technol* 2017; 35(12): 2429-2435. DOI: 10.1109/JLT.2017.2660459.
- [11] Mondal P, Bhatia N, Mishra V, Haldar R, Varshney SK. Cascaded Raman and intermodal four-wave mixing in conventional non-zero dispersion-shifted fiber for versatile ultra-broadband continuum generation. *J Lightw Technol* 2018; 36(12): 2351-2357. DOI: 10.1109/JLT.2018.2809914.
- [12] Guasoni M, Parmigiani F, Horak P, Fatome J, Richardson DJ. Intermodal four-wave mixing and parametric amplification in kilometer-long multimode fibers. *J Lightw Technol* 2017; 35(24): 5296-5305. DOI: 10.1109/JLT.2017.2767103.
- [13] Trägårdh J, Pikálek T, Stibůrek M, Simpson S, Cifuentes A, Čížmár T. CARS microscopy through a multimode fiber probe with reduced four-wave mixing background. In: *Biophotonics congress: Biomedical optics 2022 (Translational, Microscopy, OCT, OTS, BRAIN), Technical digest series (Optica Publishing Group, 2022)* 2022: JM3A.43. DOI: 10.1364/TRANSLATIONAL.2022.JM3A.43.
- [14] Voronin ES, Petnikova VM, Shuvalov VV. Use of degenerate parametric processes for wave front correction (review). *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1981; 11(5): 551-561. DOI: 10.1070/QE1981v01n05ABEH006899.
- [15] Barashkov MS, Matveev IN, Petnikova VM, Umnov AF, Ustinov ND, Shuvalov VV. Compensation of phase distortions in a single-transit wavefront-reversal system with a degenerate four-photon interaction. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1982; 12(11): 1524-1525. DOI: 10.1070/2FQE1982v012n11ABEH006186.
- [16] Lukin VP. Adaptive optics in the formation of optical beams and images. *Physics-Uspekhi* 2014; 57(6): 556-592. DOI: 10.3367/UFNe.0184.201406b.0599.
- [17] Lukin VP, Kanev FY, Kulagin OV. Possibilities of joint application of adaptive optics technique and nonlinear optical phase conjugation to compensate for turbulent distortions. *Quantum Electron* 2016; 46(5): 481-484. DOI: 10.1070/QEL15874.
- [18] Zhou P, Fan D. Terahertz-wave generation by surface-emitted four-wave mixing in optical fiber. *Chin Opt Lett* 2011; 9(5): 051902. DOI: 10.3788/COL201109.051902.
- [19] Pourbeyram H, Nazemosadat E, Mafi A. Detailed analysis of amplified spontaneous four-wave mixing in a multimode fiber. *Frontiers in Optics* 2015: FW5F.3. DOI: 10.1364/FIO.2015.FW5F.3.
- [20] Chuprina IN, An PP, Zubkova EG, Kovalyuk VV, Kalachev AA, Goltzman GN. Optimisation of spontaneous four-wave mixing in a ring microcavity. *Quantum Electron* 2017; 47(10): 887-891. DOI: 10.1070/QEL16511.
- [21] Lera G, Nieto-Vesperinas M. Phase conjugation by four-wave mixing of statistical beams. *Phys Rev A* 1990; 41(11): 6400-6405. DOI: 10.1103/PhysRevA.41.6400.
- [22] Erokhin AI, Kovalev VI, Miheev PA, Faizullof FS. Quality of wavefront reversal of multifrequency radiation by four-wave interaction. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1985; 15(1): 116-119. DOI: 10.1070/QE1985v015n01ABEH005879.
- [23] Ben' VN, Bondarenko SV, Ivakin EV, Rubanov AS. Influence of the angular selectivity on imaging properties of a four-wave wavefront-reversing mirror. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1987; 17(2): 239-241. DOI: 10.1070/QE1987v017n02ABEH007248.
- [24] Arutunyan VM, Agadjanyan SA, Muradyan A, Oganyan AA, Papazyan TA. Efficiency and quality investigation of the phase conjugation of degenerate four-wave parametric mixing of picosecond pulses in a resonance dye. *Opt Commun* 1984; 50(3): 123-126. DOI: 10.1016/0030-4018(84)90148-2.
- [25] Il'inykh PN, Kovalev VI, Suvorov MB. Spatial characteristics of a beam and quality of phase conjugation of radiation from a CO2 laser with InAs in its resonator. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1990; 20(6): 609-612. DOI: 10.1070/QE1990v020n06ABEH006623.
- [26] Ivleva LI, Korol'kov SA, Lyubomudrov OV, Mamaev AV, Polozkova NM, Shkunov VV. Efficiency and quality of four-wave phase conjugation of a signal with a time-dependent spatial structure. *Quantum Electron* 1995; 25(3): 247-251. DOI: 10.1070/QE1995v025n03ABEH000336.
- [27] Ill'inskii YA, Petnikova VM. Influence of linear filtering on wavefront reconstruction. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1980; 10(2): 250-252. DOI: 10.1070/QE1980v010n02ABEH009960.
- [28] Kirsanov AV, Yarovoi VV. Phase conjugation of a speckle-inhomogeneous beam by an Nd glass oscillator based on four-wave mixing with feedback. *Quantum Electron* 1997; 27(3): 239-244. DOI: 10.1070/QE1997v027n03ABEH000910.
- [29] Betin AA, Ergakov KV, Mitropol'skii OV. Reflection of speckle-inhomogeneous CO2 laser radiation under four-wave interaction conditions with feedback. *Quantum Electron* 1994; 24(1): 59-62. DOI: 10.1070/QE1994v024n01ABEH000020.
- [30] Dmitriev VG. *Nonlinear optics and wavefront reversal [In Russian]*. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 2003. ISBN: 5-9221-0080-7.

- [31] Ivakhnik VV. Wavefront reversal at four-wave interactions [In Russian]. Samara: Samara State University; 2010. ISBN: 978-5-86465-471-2.
- [32] Akimov AA, Vorobeveva EV, Ivakhnik VV. The time response of a four-wave converter of radiation on thermal nonlinearity [In Russian]. Computer Optics 2011; 35(4): 462-466.
- [33] Ivakhnik VV, Savelyev MV. Four-wave mixing in a transparent medium based on electrostriction and Dufour effect at large reflectance. Physics Procedia 2015; 73: 26-32. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.09.117.
- [34] Akimov AA, Ivakhnik VV, Nikonov VI. Four-wave interaction on resonance and thermal nonlinearities in a scheme with concurrent pump waves at high conversion coefficients. Radiophysics and Quantum Electronics 2015; 57: 672-679. DOI: 10.1007/s11141-015-9553-x.
- [35] Vorobieva EV, Ivakhnik VV, Luneva MV. Time dependence of the point spread function of a four-wave converter in a waveguide with thermal nonlinearity [In Russian]. Vestnik of Samara University, Natural Science Series 2014; 10(121): 130-139. DOI: 10.18287/2541-7525-2014-20-10-130-139.
- [36] Ivakhnik VV, Kapizov DR, Nikonov VI. Four-wave interaction in a multimode waveguide with a thermal nonlinearity in a circuit with codirectional pumping waves [In Russian]. Physics of Wave Processes and Radio Systems 2020; 23(3): 27-33. DOI: 10.18469/1810-3189.2020.23.3.27-33.
- [37] Vorobyeva EV, Ivakhnik VV, Kaurov AV. The spatial characteristics of a four-wave converter of radiation in multimode waveguide with resonant nonlinearity. Physics of Wave Processes and Radio Systems 2018; 21(1): 4-11.
- [38] Ivakhnik VV, Kapizov DR, Nikonov VI. Quality of wavefront reversal for four-wave interaction in a multimode waveguide with thermal nonlinearity. Computer Optics 2022; 46(1): 48-55. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1011.
- [39] Vinogradova MB, Rudinko OV, Sukhorukov AP. Theory of waves [In Russian]. Moscow: URSS Publisher; 2019. ISBN: 978-5-9710-6283-7.
- [40] Tikhonov EA, Shpak MT. Nonlinear optical phenomena in organic compounds [In Russian]. Kiev: "Naukova Dumka" Publisher; 1984.
- [41] Adams MJ. An introduction to optical waveguide. New York: John Wiley and Sons Ltd; 1981.
- [42] Slyusareva E, Gerasimova M, Plotnikov A, Szykh A. Spectral study of fluorone dyes sorption on chitosan-based polyelectrolyte complexes. J Colloid Interface Sci 2014; 417: 80-87. DOI: 10.1016/j.jcis.2013.11.016.
- [43] Zel'dovich BY, Pilipetskii NF, Shkunov VV. Wavefront reversal [In Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1985.

Сведения об авторах

Воробьева Елена Владимировна, 1977 года рождения. Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптики и спектроскопии Самарского университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: loginovaely@mail.ru.

Ивахник Валерий Владимирович, 1951 года рождения. Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии Самарского университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: ivakhnik@ssu.samara.ru.

Капизов Дархан Рахметулович, 1996 года рождения. Аспирант кафедры оптики и спектроскопии Самарского университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: darkhankapizov@gmail.com.

ГРНТИ: 29.33.27

Поступила в редакцию 27 июня 2022 г. Окончательный вариант – 22 июля 2022 г.

Spatial and time characteristics of a four-wave radiation converter in a parabolic waveguide with resonant nonlinearity

E.V. Vorobeva¹, V.V. Ivakhnik¹, D.R. Kapizov¹

¹Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34

Abstract

Spatial and temporal characteristics of a degenerate four-wave converter in a multimode waveguide with resonant nonlinearity in a scheme with counter-pumping waves are analyzed using the time response function and the point spread function. For single-mode pump waves with equal mode numbers, the dependences of the time response width on the waveguide length, the intensity of the first pump waves, and the mode number in the mode expansion of the object wave amplitude are obtained for the four-wave converter. The greatest contribution to the object wave amplitude is shown to be from the waveguide mode whose number coincides with the mode number of single-mode pump waves. For the stationary model, taking into account the spatial structure of the Gaussian pump wave leads to a monotonous decrease with a decrease in the pump beam width, followed by a constant value of the PSF module width. With single-mode pump waves with equal mode numbers, An increase in the mode number of the pump waves leads to a redistribution of energy concentrated in the side maxima of the point signal image and improvement in the quality of the wavefront reversal for a model with single-mode pump waves with equal mode numbers.

Keywords: four-wave converter of radiation, parabolic waveguide, resonant nonlinearity, point spread function, time response.

Citation: Vorobeva EV, Ivakhnik VV, Kapizov DR. Spatial and time characteristics of a four-wave radiation converter in a parabolic waveguide with resonant nonlinearity. *Computer Optics* 2023; 47(1): 27-35. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1199.

Authors' information

Elena Vladimirovna Vorobeva (b.1977). Candidate in Physics & Maths, associate professor of Optics and Spectroscopy department of Samara National Research University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography. E-mail: loginovaely@mail.ru.

Valery Vladimirovich Ivakhnik (b.1951). Doctor in Physics & Maths, professor, Head of Optics and Spectroscopy department of Samara National Research University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography. E-mail: ivakhnik@ssu.samara.ru.

Darkhan Rakhmetulovich Kapizov (b. 1996). 1st year postgraduate student of Optics and Spectroscopy department, Samara National Research University, Samara, Russia. Research interests: nonlinear optics, dynamic holography. E-mail: darkhankapizov@gmail.com.

Received June 27, 2022. The final version – July 22, 2022.
