

Четырехволновое взаимодействие в многомодовом волноводе с тепловой нелинейностью в схеме с попутными волнами накачки

В.В. Ивахник, Д.Р. Капизов, В.И. Никонов

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

Аннотация – Авторы проанализировали пространственную селективность четырехволнового преобразователя излучения в многомодовом волноводе с тепловой нелинейностью в схеме с попутными волнами накачки. Показано, что полуширина модуля функции размытия точки, характеризующая качество преобразования изображения, определяется в основном поперечными размерами волновода. С увеличением угла падения волн накачки на переднюю грань волновода уменьшается как величина максимального значения, так и полуширина модуля функции размытия точки. Запись в волноводе двух температурных решеток приводит к модуляции функции размытия точки с периодом обратно пропорциональным углу падения волн накачки.

Ключевые слова – четырехволновое взаимодействие, функция размытия точки, тепловая нелинейность, волновод.

Введение

В последние годы пристальное внимание уделяется исследованию четырехволновых взаимодействий в волноводах [1–6]. Это обусловлено возможностью высокой концентрации энергии взаимодействующих волн в волноводах на больших длинах взаимодействия, что позволяет значительно повысить эффективность четырехволновых преобразователей при использовании сравнительно маломощных источников излучения.

Для решения задач нелинейной адаптивной оптики, обработки в реальном времени оптических сигналов, изображений с использованием четырехволновых преобразователей излучения используются многомодовые волноводы в схемах со встречными и попутными волнами накачки. Если в схеме со встречными волнами накачки при четырехволновом взаимодействии волна с обращенным волновым фронтом распространяется навстречу падающей волне, то в схеме с попутными волнами накачки волна происходит обращение лишь поперечной составляющей волнового вектора падающей волны. Выбор схемы взаимодействия определяется решаемой с использованием четырехволновых преобразователей излучения задачей [7; 8].

Любая оптическая система, в том числе и четырехволновой преобразователь излучения, осуществляет преобразование комплексной амплитуды падающей на него волны с определенной точностью, которая существенным образом за-

висит от вида нелинейной среды, в которой реализуется четырехволновое взаимодействие [9–11]. С использованием метода функции размытия точки (ФРТ) проведено исследование пространственных и временных характеристик четырехволновых преобразователей излучения в зеркальном, параболическом волноводе в схеме со встречными волнами накачки в средах с керровской, резонансной, тепловой нелинейностями [6; 12; 13], в схеме с попутными волнами накачки в параболическом волноводе с керровской нелинейностью [14].

Несомненный интерес представляет исследование качества обращения волнового фронта четырехволновым преобразователем в схеме с попутными волнами накачки в многомодовых волноводах с тепловой нелинейностью.

1. Функция размытия точки четырехволнового преобразователя в многомодовом волноводе с тепловой нелинейностью

Рассмотрим вырожденное четырехволновое взаимодействие с попутными волнами накачки в волноводе с тепловой нелинейностью, расположенном между плоскостями $z = 0$ и $z = \ell$. На волновод падают две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и сигнальная волна с комплексной амплитудой A_3 . В результате вырожденного четырехволнового взаимодействия $(\omega + \omega - \omega = \omega)$ генерируется объектная волна A_4 (рис. 1). Исходное уравнение Гельмгольца, описывающее такое взаимодействие, есть

$$\left\{ \nabla^2 + k^2 n^2(x) + \frac{2k^2}{n_1} \left(\frac{dn}{dT} \right) \delta T - 2ik\alpha \right\} (A + A^*) = 0. \quad (1)$$

Здесь $A = \sum_{j=1}^4 A_j$, $n(x)$ – показатель преломления;

$k = \frac{\omega}{c}$, α – амплитудный коэффициент поглощения; ω – циклическая частота; c – скорость света в вакууме; δT – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения; n_1 – значение показателя преломления на оси волновода; $\frac{dn}{dT}$ – термооптический коэффициент; x – поперечная координата.

Уравнение (1) необходимо дополнить уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \delta T + \frac{2\alpha}{\Lambda c_p \rho} A A^* = 0. \quad (2)$$

Здесь Λ – коэффициент температуропроводности; c_p – удельная теплоемкость; ρ – объемная плотность вещества.

Изменение температуры представим в виде суммы медленно и быстро меняющихся в зависимости от поперечной координаты x составляющих

$$\delta T(x, z) = \delta T_0(x, z) + \delta T_{31}(x, z) + \delta T_{32}(x, z) + \delta T_{31}^*(x, z) + \delta T_{32}^*(x, z).$$

Здесь $\delta T_0(z)$, $\delta T_{31}(x, z)$, $\delta T_{32}(x, z)$ – изменения температуры, обусловленные распространением волн накачки, интерференцией волн накачки с сигнальной волной. В общем случае в среде записываются две температурные решетки. Однако если одна из волн накачки, например вторая волна, не когерентна первой волне накачки и сигнальной волне, то в нелинейной среде записывается одна температурная решетка (δT_{31}).

Разложим взаимодействующие волны по модам волновода, не содержащего тепловой нелинейности:

$$A_j(x, z) = \sum_{n=0}^N a_{jn}(z) f_n(x, z), \quad j = 1, 4. \quad (3)$$

где $f_n(x, z) = \tilde{f}_n(x) \exp\{-i\beta_n z\}$ – n -я мода волновода; β_n – постоянная распространения n -й моды; $a_{jn}(z)$ – коэффициенты в разложении амплитуд волн по модам волновода; N – число отсечки.

Меняющиеся в зависимости от поперечной координаты составляющие температуры представим следующим образом:

$$\delta T_{31}(x, z) = \sum_{p=0}^N \delta T_{p1}(z) \tilde{f}_p(x), \quad (4)$$

$$\delta T_{32}(x, z) = \sum_{p=0}^N \delta T_{p2}(z) \tilde{f}_p(x).$$

Здесь $\delta T_{p1,2}$ – спектры температурных решеток.

Подставив (4) в (2) с учетом (3), получим:

$$\frac{d^2 \delta T_{p1}}{dz^2} + \delta T_{p1} \int \tilde{f}_p \frac{d^2 \tilde{f}_p}{d^2 x} dx = \quad (5)$$

$$= -\frac{\alpha}{\Lambda c_p \rho} \sum_{n=0}^N \sum_{k=0}^N a_{1n} a_{3s}^* \Gamma_{n,s,p} \exp[-i(\beta_n - \beta_s^*)z].$$

$$\frac{d^2 \delta T_{p2}}{dz^2} + \delta T_{p2} \int \tilde{f}_p \frac{d^2 \tilde{f}_p}{d^2 x} dx = \quad (6)$$

$$= -\frac{\alpha}{\Lambda c_p \rho} \sum_{m=0}^N \sum_{k=0}^N a_{2m} a_{3s}^* \Gamma_{m,s,p} \exp[-i(\beta_m - \beta_s^*)z].$$

Здесь $\Gamma_{n,s,p} = \int \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_s^*(x) \tilde{f}_p(x) dx$ – интеграл перекрытия, характеризующий эффективность взаимодействия трех мод волновода. При выводе уравнения (5)–(6) использовалось условие ортонормированности мод волновода: $\int f_n(x) f_m(x) dx = \delta_{nm}$, где δ_{nm} – символ Кронекера. Для решения уравнений (5), (6) необходимо задать как вид мод волновода, так и граничные условия на изменение температуры на передней и задней гранях волновода.

В приближении заданного поля по волнам накачки, без учета их самовоздействия и малом коэффициенте преобразования из (1) с учетом (3), (4), получим уравнение, описывающее изменение коэффициентов в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода:

$$i\beta_r \frac{da_{4r}}{dz} = \frac{k^2}{n_1} \frac{dn}{dT} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{2m} \Gamma_{r,p,m} \delta T_{p1}(z) \exp[-i(\beta_m - \beta_r)z] + \quad (7)$$

$$+ \frac{k^2}{n_1} \frac{dn}{dT} \sum_{n=0}^N \sum_{p=0}^N a_{1n} \Gamma_{r,p,n} \delta T_{p2}(z) \exp[-i(\beta_n - \beta_r)z].$$

С учетом граничного условия на задней грани волновода $a_{4r}(z=0) = 0$ коэффициенты в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода есть

$$a_{4r}(z = \ell) = -i \frac{k^2}{\beta_r n_1} \frac{dn}{dT} \left[\sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{2m} \Gamma_{r,p,m} \times \int_0^\ell \delta T_{p1}(z) \exp[-i(\beta_m - \beta_r)z] dz + \quad (8)$$

$$+ \sum_{n=0}^N \sum_{p=0}^N a_{1n} \Gamma_{r,p,n} \int_0^{\ell} \delta T_{p2}(z) \exp[-i(\beta_n - \beta_r)z] dz \Big].$$

В качестве источника сигнальной волны возьмем точечный источник, расположенный на передней грани волновода в точке с координатой x_0 .

С учетом (8) выражение для функции размытия точки (ФРТ) четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в волноводе есть

$$G(x, x_0) = -i \frac{k^2}{n_1} \frac{dn}{dT} \left[\sum_{r=0}^N \frac{\tilde{f}_r(x)}{\beta_r} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{2m} \Gamma_{r,p,m} \times \right. \\ \times \int_0^{\ell} \delta T_{p1}(z) \exp[-i(\beta_m - \beta_r)z] dz + \\ \left. + \sum_{r=0}^N \frac{\tilde{f}_r(x)}{\beta_r} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{1n} \Gamma_{r,p,n} \times \right. \\ \left. \times \int_0^{\ell} \delta T_{p2}(z) \exp[-i(\beta_n - \beta_r)z] dz \right], \quad (9)$$

где $\delta T_{p1,2}(z)$ находится из решения уравнений (5), (6) при граничном условии на коэффициенты в разложении амплитуды сигнальной волны по модам волновода $a_{3s}(z=0) = \tilde{f}_k(x_0)$.

2. Четырехволновой преобразователь излучения в параболическом волноводе

Рассмотрим двумерный параболический волновод с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(x) = n_1^2 \left[1 - 2\varepsilon_2 \left(x/x_q \right)^2 \right]$. Модами такого волновода являются функции Гаусса – Эрмита [15]:

$$\tilde{f}_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{2^n n! \omega_0}} H_n \left(\frac{x\sqrt{2}}{\omega_0} \right) \exp \left(-\frac{x^2}{\omega_0^2} \right). \quad (10)$$

Здесь $H_n \left(\frac{x\sqrt{2}}{\omega_0} \right)$ – функция Эрмита n -го порядка, $\omega_0^2 = \frac{2x_q}{k\sqrt{2\varepsilon_2}}$. Для приосевых мод

$\left(\frac{2\sqrt{2\varepsilon_2}}{x_q} \left(n + \frac{1}{2} \right) \ll k \right)$ постоянная распространения есть

$$\beta_n \approx kn_1 - i\alpha - \frac{2\sqrt{2\varepsilon_2}}{x_q} \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (11)$$

С учетом (11) выражение для волновой растройки переписывается следующим образом:

$$\Delta_{nmsr} = \beta_n + \beta_m - \beta_s^* - \beta_r = \\ = -\frac{2\sqrt{2\varepsilon_2}}{x_q} [n + m - s - r] - 2i\alpha. \quad (12)$$

Для параболического волновода

$$-\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_p \frac{d^2 \tilde{f}_p}{dx^2} dx = \frac{2p+1}{\omega_0^2} = q_p^2. \quad (13)$$

Подставив (11) в (5) и (6), получим решение уравнений:

$$\delta T_{p1}(x, z) = \sum_{n=0}^N \sum_{s=0}^N a_{1n} a_{3s}^* \Gamma_{n,s,p} \chi_{n,s,p}(z), \\ \delta T_{p2}(x, z) = \sum_{m=0}^N \sum_{s=0}^N a_{2m} a_{3s}^* \Gamma_{m,s,p} \chi_{m,s,p}(z). \quad (14)$$

Здесь

$$\chi_{j,s,p}(z) = \frac{\alpha}{\Lambda c_p \rho} \frac{1}{q_p^2 + (\beta_j - \beta_s^*)^2} \times \\ \times \left\{ \exp[-iz(\beta_j - \beta_s^*)] - \frac{sh[q_p z]}{sh[q_p \ell]} \right. \\ \left. \times \exp[-i\ell(\beta_j - \beta_s^*)] - \frac{sh[q_p(\ell - z)]}{sh[q_p \ell]} \right\}.$$

– весовая функция, $j = n, m$.

Выражения (14) получены при условии неизменности температуры на гранях нелинейного слоя ($\delta T_{31}(x, z=0) = \delta T_{31}(x, z=\ell) = 0$, $\delta T_{32}(x, z=0) = \delta T_{32}(x, z=\ell) = 0$).

Подставив (14) в (9) и проинтегрировав по координате z , получим выражение для ФРТ четырехволнового преобразователя излучения в длинном ($\ell \operatorname{Re}(\Delta_{nmsr}) \gg 1$, $\operatorname{Re}(\Delta_{nmsr}) \neq 0$) параболическом волноводе с тепловой нелинейностью в схеме с попутными волнами накачки вида

$$G_1(x, x_0) = -i \frac{\alpha k^2}{\Lambda c_p \rho n_1} \frac{dn}{dT} \sum_{r=0}^N \frac{\tilde{f}_r(x)}{\beta_r} \\ \times \sum_{m=0}^N \sum_{n=0}^N \sum_{p=0}^N a_{1n} a_{2m} \tilde{f}_{n+m-r}^*(x_0) \times \\ \times \left\{ \Gamma_{n,p,n+m-r} \Gamma_{r,p,m} \frac{1}{q_p^2 + (\beta_n - \beta_{n+m-r}^*)^2} \times \right. \\ \times \left[\frac{1 - \exp(-2\alpha\ell)}{2\alpha} - \frac{1}{sh(q_p \ell) [q_p^2 + (\beta_m - \beta_r)^2]} \right] \times \\ \times [q_p ch(q_p \ell) - i(\beta_m - \beta_r) sh(q_p \ell)] + \\ \left. + [q_p ch(q_p \ell) + i(\beta_m - \beta_r) sh(q_p \ell)] - \right.$$

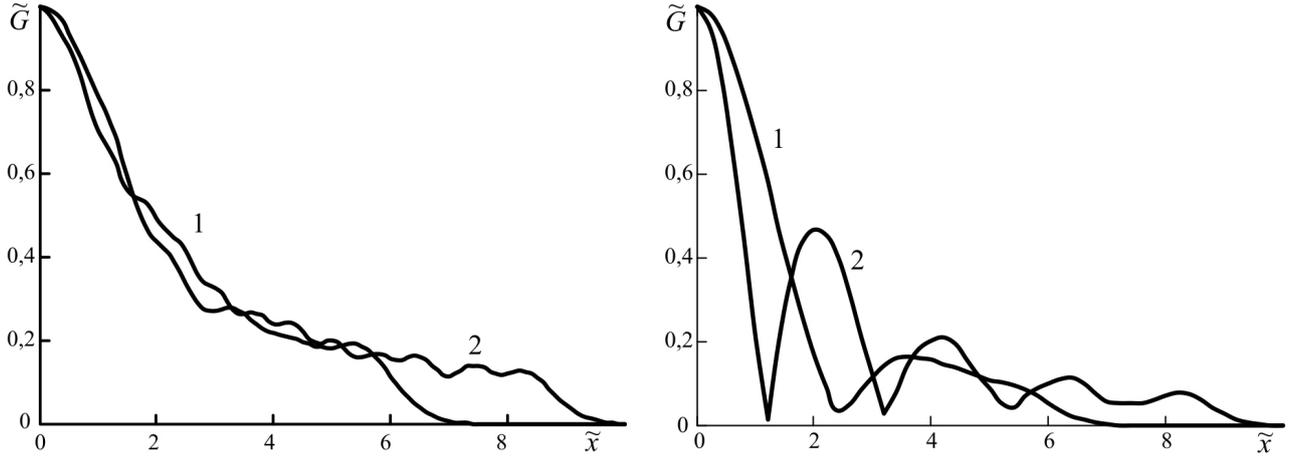


Рис. 1. Зависимость модуля функции размытия точки от поперечной для одной (а) и двух (б) температурных решеток при $kl = 10^5$, $\theta = 3^\circ$, $k\omega_0 = 20$ (1), $k\omega_0 = 40$ (2)
Fig. 1. Dependence of the modulus of the point blurring function on the transverse one for one (a) and two (b) temperature grids at $kl = 10^5$, $\theta = 3^\circ$, $k\omega_0 = 20$ (1), $k\omega_0 = 40$ (2)

$$\begin{aligned}
 & -q_p \left[\exp[-i\ell(\beta_m - \beta_r)] + \exp[-i\ell(\beta_n - \beta_{n+m-r}^*)] \right] \Big\} + \quad (15) \\
 & + \Gamma_{m,p,n+m-r} \Gamma_{r,p,n} \frac{1}{q_p^2 + (\beta_m - \beta_{n+m-r}^*)^2} \times \\
 & \times \left\{ \frac{1 - \exp(-2\alpha\ell)}{2\alpha} - \frac{1}{sh(q_p\ell) [q_p^2 + (\beta_n - \beta_r)^2]} \right\} \times \\
 & \times \left[q_p ch(q_p\ell) - i(\beta_n - \beta_r) sh(q_p\ell) + \right. \\
 & \left. + [q_p ch(q_p\ell) + i(\beta_n - \beta_r) sh(q_p\ell)] - \right. \\
 & \left. - q_p \left[\exp[-i\ell(\beta_n - \beta_r)] + \exp[-i\ell(\beta_m - \beta_{n+m-r}^*)] \right] \right\}.
 \end{aligned}$$

При выводе выражения (15) учитывали связь между номерами мод взаимодействующих волн $r = n + m - s$.

3. Обсуждение результатов

На рис. 1, а, б приведены нормированные на максимальное значение ($G_{1,max}$) характерные графики зависимостей модуля ФРТ ($\tilde{G} = G_1/G_{1,max}$) от нормированной поперечной координаты ($\tilde{x} = x\sqrt{2}/\omega_0$) при условии записи в нелинейной среде одной (рис. 1, а) и двух температурных решеток (рис. 1, б). При расчете ФРТ считалось $\alpha\ell \ll 1$, использовались приосевые моды волновода, количество которых определялось из условия $N_1 = \left[\frac{0,1(k\omega_0)^2}{4} \right]$. В качестве волн накачки рассматривались плоские волны, падающие на переднюю грань волновода под углами θ_1 и θ_2 соответственно: $A_1(x, z = 0) = \exp(-ikx \sin \theta_1)$, $A_2(x, z = 0) = \exp(-ikx \sin \theta_2)$.

При записи в волноводе одной или двух температурных решеток и условии, что волны накачки падают на переднюю грань волновода под равными углами ($\theta_1 = -\theta_2 = \theta$), модуль ФРТ, расположенной на оси волновода, обладает симметрией относительно поперечной координаты ($|G_1(x, x_0 = 0)| = |G_1(-x, x_0 = 0)|$).

При записи в волноводе одной температурной решетки, например первой волной накачки и сигнальной волной, и условии, что вторая волна накачки падает на переднюю грань волновода под углом, равным по величине углу падения первой волны накачки, с ростом поперечной координаты, наблюдается уменьшение с небольшими осцилляциями модуля ФРТ (рис. 1, а). В этом случае для характеристики качества преобразования излучения введем полуширину модуля функции размытия точки Δx , определяемую из решения уравнения $G_1(x = \Delta x, x_0 = 0) = 0,5G_{1,max}$. (16)

С увеличением угла падения волн накачки на переднюю грань волновода полуширина (рис. 2, кривая 1), максимальное значение (рис. 2, кривая 2) модуля ФРТ монотонно уменьшаются.

В зависимости от поперечной координаты фаза ФРТ на ее удвоенной полуширине меняется по закону, близкому к линейному. При этом изменение фазы ($\varphi(x, x_0)$) функции размытия точки на полуширине модуля ФРТ ($\Delta\varphi = \varphi(x = \Delta x, x_0 = 0) - \varphi(x = 0, x_0 = 0)$) с ростом угла θ увеличивается $\Delta\varphi = \beta\theta$.

Здесь β – коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров волновода, значения волнового числа.

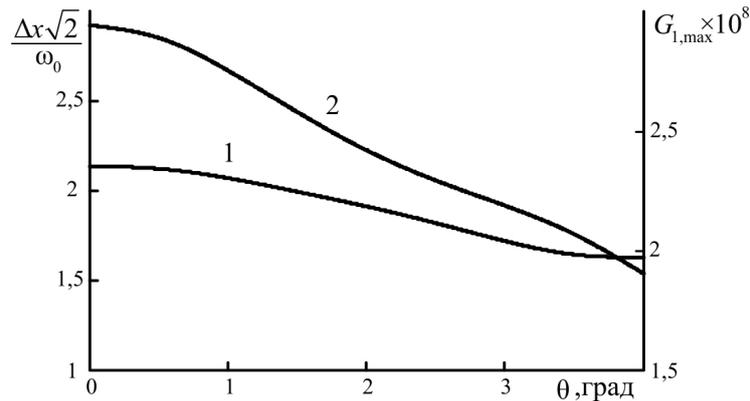


Рис. 2. Зависимость полуширины (1) и максимального значения (2) модуля функции размытия точки от угла падения волн накачки для случая одной тепловой решетки при $kl = 10^5$, $k\omega_0 = 20$

Рис. 2. Dependence of the half-width (1) and maximum value (2) of the modulus of the point spreading function on the angle of incidence of pump waves for the case of one thermal grating at $kl = 10^5$, $k\omega_0 = 20$

При $k\omega_0 = 20$, $kl = 10^5$ увеличение угла падения волн накачки от нуля до 4° приводит к уменьшению максимального значения модуля ФРТ в 1,8 раза, изменению полуширины модуля ФРТ от $1,51\omega_0$ до $1,15\omega_0$. Коэффициент пропорциональности между изменением фазы и углом падения волн накачки с точностью 5 % равен $\beta = 0,103\pi$ радиан/градус.

Увеличение поперечных размеров волновода слабо влияет на нормированную полуширину модуля ФРТ. Наблюдается увеличение энергии, сосредоточенной в «хвостах» ФРТ.

Если вторая волна накачки падает на переднюю грань волновода под углом, отличным от угла падения первой волны накачки, то симметрия модуля ФРТ относительно поперечной координаты нарушается. В этом случае для характеристики качества преобразования изображения введем ширину модуля ФРТ:

$$\Delta x_1 = |x_1 - x_2|,$$

где значения поперечных координат $x_{1,2}$ определяются из решения уравнения

$$G_1(x = x_{1,2}, x_0) = 0,5G_{1,max}. \quad (17)$$

При фиксированном угле падения первой волны накачки, например $\theta_1 = 3^\circ$ и $k\omega_0 = 20$, $kl = 10^5$, изменение угла падения второй волны в диапазоне от -4° до 4° приводит к изменению максимального значения модуля ФРТ на 28 %, изменению ширины модуля ФРТ в пределах от $2,39\omega_0$ до $3,02\omega_0$. Минимальное значение ширины модуля ФРТ наблюдается при условии, что угол падения второй волны накачки $\theta_2 \approx -\theta_1$. Этот результат качественно согласуется с характером изменения ширины модуля ФРТ четырехволнового преобразователя в схеме с попутными волнами накачки от угла падения второй волны накачки в неограниченной по поперечным размерам среде с тепловой нелинейностью.

Если в волноводе записываются две температурные решетки, то в результате дифракции волн накачки на этих решетках возникают две объектные волны, интерференция которых приводит к появлению «тонкой» структуры ФРТ (рис. 1, б). Приближенное выражение для числа периодов на удвоенной ширине модуля ФРТ может быть найдено путем деления на $\pi/4$ изменения фазы на полуширине модуля ФРТ. Ширина огибающей модуля ФРТ по-прежнему, как и при записи в волноводе одной температурной решетки, определяется поперечным размером волновода, а период «тонкой» структуры – углом падения волн накачки на переднюю грань волновода. Диффузия тепла вдоль оси X приводит к небольшому сужению огибающей модуля ФРТ четырехволнового преобразователя на тепловой нелинейности по сравнению с огибающей модуля ФРТ четырехволнового преобразователя на керровской нелинейности. Так, при $k\omega_0 = 40$ и $\theta \rightarrow 0$ полуширина модуля ФРТ четырехволнового преобразователя на керровской нелинейности составляет $2,07\omega_0$ [14], а на тепловой нелинейности – $2,14\omega_0$.

Заключение

Для вырожденного четырехволнового преобразователя излучения в схеме с попутными волнами накачки в волноводе с тепловой нелинейностью значение ширины модуля ФРТ, как и для четырехволнового преобразователя излучения в волноводе с керровской нелинейностью, определяется в основном поперечными размерами волновода.

При записи в волноводе одной температурной решетки и $\theta_1 = -\theta_2$ увеличение угла падения волн накачки уменьшает как величину максимально-го значения, так и полуширину модуля ФРТ. При

записи в волноводе двух температурных решеток наблюдается «тонкая» структура ФРТ, период которой с увеличением угла падения волн накачки на переднюю грань волновода уменьшается.

Список литературы

1. All-optical ultrafast wavelength and mode converter based on intermodal four-wave mixing in few-mode fibers / Y. Weng [et al.] // *Optics Communications*. 2015. Vol. 348. P. 7–12. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2015.03.018>.
2. Nazemosadat E., Pourbeyram H., Mafi A. Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers // *Journal of the Optical Society of America B*. 2016. Vol. 33, No. 2. P. 144–150. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.33.000144>.
3. Inverse four-wave mixing and self-parametric amplification in optical fibre / S.K. Turitsyn [et al.] // *Nature Photonics*. 2015. Vol. 9, No. 9. P. 608–614. DOI: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.150>.
4. Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous four wave mixing: influence of self-phase modulation / X. Ma [et al.] // *Optics Communications*. 2011. Vol. 284, No. 19. P. 4558–4562. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.06.011>.
5. Четырехволновое взаимодействие пикосекундных импульсов в полых волноводах: согласование фаз и влияние высших волноводных мод / А.Н. Наумов [и др.] // *ЖЭТФ*. 2001. Т. 120, Вып. 2. С. 280–290.
6. Воробьева Е.В., Ивахник В.В., Кауров А. Пространственные характеристики четырехволнового преобразователя излучения в многомодовом световоде с резонансной нелинейностью // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2018. Т. 21, № 1. С. 4–11. URL: <https://journals.ssau.ru/index.php/pwp/article/view/7059>.
7. Дмитриев В.Г. *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта*. М.: Физматлит, 2003. 256 с.
8. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта*. М.: Наука, 1985. 240 с.
9. Ивахник В.В., Никонов В.И. Функция размытия точки четырехволнового «ОВФ-зеркала» на тепловой нелинейности // *Оптика и спектроскопия*. 1997. Т. 82, Вып. 1. С. 55–59.
10. Акимов А.А., Ивахник В.В., Никонов В.И. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии на резонансной и тепловой нелинейностях при больших коэффициентах отражения // *Оптика и спектроскопия*. 2013. Т. 115, № 3. С. 80–87.
11. Ивахник В.В., Савельев М.В. Пространственная селективность четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде в схеме с попутными волнами накачки // *Компьютерная оптика*. 2016. Т. 40, №3. С.322–330. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2016-40-3-322-330>.
12. Доронина Л.В., Ивахник В.В., Некрасова Г.Э. Качество ОВФ при четырехфотонном взаимодействии в параболическом световоде // *Известия вузов. Физика*. 1991. Т. 34, Вып. 4. С. 20–24.
13. Ивахник В.В., Никонов В.И., Харская Т.Г. Четырехволновое преобразование излучения на тепловой нелинейности в световоде с параболическим профилем // *Известия вузов. Приборостроение*. 2006. Т. 49, № 8. С. 54–60.
14. Ивахник В.В., Капизов Д.Р., Никонов В.И. Четырехволновое взаимодействие в многомодовом волноводе с керровской нелинейностью в схеме с попутными волнами накачки // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2019. Т. 22, № 2. С. 13–18. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2019.22.2.13-18>.
15. Адамс М. *Введение в теорию оптических волноводов*. М.: Мир, 1984. 512 с.

References

1. Weng Y. et al. All-optical ultrafast wavelength and mode converter based on intermodal four-wave mixing in few-mode fibers. *Optics Communications*, 2015, vol. 348, pp. 7–12. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2015.03.018>.
2. Nazemosadat E., Pourbeyram H., Mafi A. Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, vol. 33, no. 2, pp. 144–150. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.33.000144>.
3. Turitsyn S.K. et al. Inverse four-wave mixing and self-parametric amplification in optical fibre. *Nature Photonics*, 2015, vol. 9, no. 9, pp. 608–614. DOI: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.150>.
4. Ma X. et al. Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous four wave mixing: influence of self-phase modulation. *Optics Communications*, 2011, vol. 284, no. 19, pp. 4558–4562. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.06.011>.
5. Naumov A.N. et al. Four-wave interaction of picosecond pulses in hollow waveguides: phase matching and the influence of higher waveguide modes. *ZhETF*, 2001, vol. 120, no. 2, pp. 280–290. (In Russ.)
6. Vorob'eva E.V., Ivakhnik V.V., Kaurov A. Spatial characteristics of a four-wave radiation converter in a multimode fiber with resonant nonlinearity. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2018, vol. 21, no. 1, pp. 4–11. URL: <https://journals.ssau.ru/index.php/pwp/article/view/7059>. (In Russ.)
7. Dmitriev V.G. *Nonlinear Optics and Wavefront Reversal*. Moscow: Fizmatlit, 2003, 256 p. (In Russ.)
8. Zel'dovich B.Ja., Pilipetskij N.F., Shkunov V.V. *Wavefront Reversal*. Moscow: Nauka, 1985, 240 p. (In Russ.)
9. Ivakhnik V.V., Nikonov V.I. The function of blurring a point of a four-wave «PC-mirror» on thermal nonlinearity. *Optika i spektroskopija*, 1997, vol. 82, no. 1, pp. 55–59. (In Russ.)
10. Akimov A.A., Ivakhnik V.V., Nikonov V.I. Wavefront reversal at four-wave interaction at resonant and thermal nonlinearities at high reflection coefficients. *Optika i spektroskopija*, 2013, vol. 115, no. 3, pp. 80–87. (In Russ.)

11. Ivahnik V.V., Savel'ev M.V. Spatial selectivity of a four-wave radiation converter in a transparent two-component medium in a scheme with concurrent pump waves. *Komp'yuternaja optika*, 2016, vol. 40, no. 3, pp. 322–330. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2016-40-3-322-330>. (In Russ.)
12. Doronina L.V., Ivahnik V.V., Nekrasova G.E. The quality of phase conjugation in four-photon interaction in a parabolic fiber. *Izvestija vuzov. Fizika*, 1991, vol. 34, no. 4, pp. 20–24. (In Russ.)
13. Ivahnik V.V., Nikonov V.I., Harskaja T.G. Four-wave conversion of radiation by thermal nonlinearity in a fiber with a parabolic profile. *Izvestija vuzov. Priborostroenie*, 2006, vol. 49, no. 8, pp. 54–60. (In Russ.)
14. Ivahnik V.V., Kapizov D.R., Nikonov V.I. Four-wave interaction in a multimode waveguide with Kerr nonlinearity in a scheme with concurrent pump waves. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2019, vol. 22, no. 2, pp. 13–18. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2019.22.2.13-18>. (In Russ.)
15. Adams M. *Introduction to the Theory of Optical Waveguides*. Moscow: Mir, 1984, 512 p. (In Russ.)

Physics of Wave Processes and Radio Systems 2020, vol. 23, no. 3, pp. 27–33

DOI 10.18469/1810-3189.2020.23.3.27-33

Received 7 July 2020
Accepted 3 August 2020

Four-wave interaction in a multimode waveguide with a thermal nonlinearity in a circuit with codirectional pumping waves

Valery V. Ivakhnik, Darkhan R. Kapizov, Vladimir I. Nikonov

Samara National Research University
34, Moskovskoye shosse,
Samara, 443086, Russia

Abstract – The spatial selectivity of a four-wave radiation converter in a multimode waveguide with thermal nonlinearity in a circuit with incident pump waves is analyzed. It is shown that the half-widths of the modulus of the point spread function, which characterizes the image conversion quality, are mainly determined by the transverse dimensions of the waveguide. With an increase in the angle of incidence of the pump waves on the front face of the waveguide, it decreases both the maximum value and the half-width of the modulus of the point spread function. The recording of two temperature gratings in the waveguide leads to a modulation of the point spread function with a period inversely proportional to the angle of incidence of the pump waves.

Keywords – four-wave mixing, point-spread function, thermal nonlinearity, waveguide.

Информация об авторах

Ивахник Валерий Владимирович, 1951 г. р., доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии, декан физического факультета Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева.

Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: ivakhnik@ssau.ru

Капизов Дархан Рахметулович, 1996 г. р., магистрант 1-го года обучения кафедры оптики и спектроскопии Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева.

Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: darkhankapizov@gmail.com

Никонов Владимир Иванович, 1959 г. р., кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптики и спектроскопии Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева.

Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: nikon5919@mail.ru

Information about the Authors

Valery V. Ivakhnik, born in 1951, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor, head of the Department of Optics and Spectroscopy, dean of the Physics Department, Samara National Research University, Samara, Russia.

Research interests: nonlinear optics, dynamic holography.

E-mail: ivakhnik@ssau.ru

Darkhan R. Kapizov, born in 1996, 1st year master student of the Department of Optics and Spectroscopy, Samara National Research University, Samara, Russia.

Research interests: nonlinear optics, dynamic holography.

E-mail: darkhankapizov@gmail.com

Vladimir I. Nikonov, born in 1959, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, associate professor of the Department of Optics and Spectroscopy, Samara National Research University, Samara, Russia.

Research interests: nonlinear optics, dynamic holography.

E-mail: nikon5919@mail.ru