

Функция размытия точки четырехволнового преобразователя излучения в многомодовом волноводе с керровской нелинейностью

Е.В. Воробьева, 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 – Получено выражение для функции размытия точки четырехволнового преобразователя излучения в многомодовом волноводе с керровской нелинейностью с учетом перекачки энергии из объектной волны в сигнальную и наоборот. Для одномодовых волн накачки с равными номерами мод показано наличие точек «генерации», и найдены условия на параметры волновода, характеристики взаимодействующих волн, при которых условия «генерации» реализуются. Вблизи первой точки «генерации» вид функции размытия точки определяет мода волновода, номер которой совпадает с номером моды волн накачки. Для четырехволнового преобразователя излучения в волноводе с бесконечно проводящими поверхностями качество обращения волнового фронта вблизи второй точки «генерации» совпадает с качеством обращения волнового фронта при малом коэффициенте отражения. Для четырехволнового преобразователя излучения в параболическом волноводе вблизи второй и следующих точек «генерации» вид функции размытия точки определяет одна из мод волновода.

Ключевые слова – четырехволновой преобразователь излучения, функция размытия точки, керровская нелинейность.

Введение

Интерес к четырехволновому взаимодействию в волноводах обусловлен возможностью реализации в них больших эффективностей преобразования (коэффициентов отражения) за счет увеличения области нелинейного взаимодействия без существенного изменения интенсивностей взаимодействующих волн [1–5].

Использование четырехволновых преобразователей излучения в системах адаптивной оптики, в системах обработки в реальном масштабе времени изображений, временных сигналов [6–9] невозможно без установления соответствия между пространственно-временными характеристиками взаимодействующих волн [10; 11].

В работах [12–15] в приближениях заданного поля по волнам накачки, малого коэффициента отражения с использованием метода функции размытия точки (ФРТ) проанализировано качество обращения волнового фронта (ОВФ) четырехволновыми преобразователями излучения в многомодовых волноводах при использовании сред с различным типом нелинейности, с учетом схемы распространения взаимодействующих волн, пространственной структуры волн накачки. Однако приближение малого коэффициента отражения не позволяет рассмотреть влияние интенсивностей волн накачки на качество обращения волнового фронта.

Целью настоящей работы является исследование качества обращения волнового фронта четырехволновым преобразователем излучения в многомодовых волноводах с керровской нелинейностью при больших коэффициентах отражения, когда необходимо учитывать не только перекачку энергии их волн накачки в сигнальную и объектную волны, но и перекачку энергии из объектной волны в сигнальную и наоборот.

1. Вывод выражения для ФРТ

Рассмотрим типичную схему вырожденного четырехволнового взаимодействия $\omega + \omega - \omega = \omega$ со встречными волнами накачки. На нелинейную среду, расположенную между плоскостями $z = 0$ и $z = \ell$, падают две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и сигнальная волна с комплексной амплитудой A_3 . В результате четырехволнового взаимодействия генерируется объектная волна с комплексной амплитудой A_4 , распространяющаяся навстречу сигнальной волне и имеющая волновой фронт, обращенный по отношению к волновому фронту сигнальной волны (рис. 1).

В приближении заданного поля по волнам накачки, без учета изменения диэлектрической проницаемости среды вследствие самовоздействия, самодифракции волн накачки, система уравнений, описывающая четырехволновое взаимодействие, имеет вид [10]:

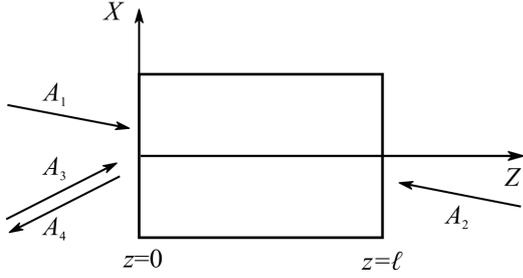


Рис. 1. Схема четырехволнового взаимодействия
Fig. 1. Scheme of four-wave interaction

$$\begin{cases} \{\nabla^2 + k^2 n^2(x)\} A_{1,2} = 0, \\ \{\nabla^2 + k^2 n^2(x)\} A_{3,4} = \frac{24\pi\omega^2 \chi^{(3)}}{c^2} A_1 A_2 A_{4,3}^*. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость; $n(x)$ – показатель преломления; $k = \omega/c$; ω – циклическая частота; c – скорость света в вакууме.

Пусть четырехволновое взаимодействие реализуется в волноводе. Разложим амплитуды взаимодействующих волн по модам волновода:

$$\begin{aligned} A_1(x, z) &= \sum_{n=0}^N a_{1n}(z) \tilde{f}_n(x) \exp(-i\beta_n z), \\ A_3(x, z) &= \sum_{s=0}^N a_{3s}(z) \tilde{f}_s(x) \exp(-i\beta_s z), \\ A_2(x, z) &= \sum_{m=0}^N a_{2m}(z) \tilde{f}_m(x) \exp(i\beta_m z), \\ A_4(x, z) &= \sum_{r=0}^N a_{4r}(z) \tilde{f}_r(x) \exp(i\beta_r z). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $a_{jn}(z)$ – коэффициенты в разложении амплитуд взаимодействующих волн по модам волновода; $\tilde{f}_n(x)$ – n -я мода волновода; β_n – постоянная распространения n -й моды; $j = 1, 4$; N – число отсечки.

С учетом (2) в приближении медленно меняющихся амплитуд система уравнений (1) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{da_{1n}}{dz} &= 0, \quad \frac{da_{2m}}{dz} = 0, \\ \frac{da_{3s}}{dz} &= -i \frac{12\pi\omega^2 \chi^{(3)}}{c^2 \beta_s} \times \\ &\times \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N \sum_{r=0}^N a_{1n} a_{2m} a_{4r}^* \gamma_{nmsr} \exp(-i\Delta_{nmsr} z), \\ \frac{da_{4r}}{dz} &= i \frac{12\pi\omega^2 \chi^{(3)}}{c^2 \beta_r} \times \end{aligned} \quad (3)$$

$$\times \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N \sum_{r=0}^N a_{1n} a_{2m} a_{3s}^* \gamma_{nmsr} \exp(-i\Delta_{nmsr} z),$$

где $\gamma_{nmsr} = \int \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_m(x) \tilde{f}_s(x) \tilde{f}_r(x) dx$ – интеграл перекрытия, $\Delta_{nmsr} = \beta_n - \beta_m - \beta_s + \beta_r$.

Рассмотрим четырехволновое взаимодействие в длинном волноводе ($\Delta_{nmsr} \ell \gg 1$, $\Delta_{nmsr} \neq 0$). Если волны накачки одномодовые с равными номерами мод $A_{1,2}(x, z) = a_{1,2n} \exp(\mp i\beta_n z)$, то из условия синхронизма вытекает, что r -я мода объектной волны однозначно связана с r -й модой сигнальной волны.

От системы связанных уравнений для коэффициентов в разложении амплитуд сигнальной и объектной волн по модам волновода (3) можно перейти к дифференциальным уравнениям второго порядка:

$$\frac{d^2 a_{3,4r}}{dz^2} + G_{nr}^2 a_{3,4r} = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$G_{nr} = \frac{12\pi\omega^2 \chi^{(3)}}{c^2 \beta_r} \gamma_{nnrr} a_{1n}^{(0)} a_{2n}^{(0)},$$

$$a_{1n}^{(0)} = a_{1n}(z=0), \quad a_{2n}^{(0)} = a_{2n}(z=\ell).$$

При выполнении граничных условий

$$a_{3s}(z=0) = a_{3s}^{(0)}, \quad a_{4r}(z=\ell) = 0 \quad (5)$$

значение коэффициентов в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода на передней грани нелинейного слоя есть

$$a_{4r}(z=0) = -i a_{3r}^{(0)*} \operatorname{tg}(G_{nr} \ell). \quad (6)$$

Если четырехволновое взаимодействие реализуется в кольцевом резонаторе, осуществляющем обратную связь по сигнальной и объектной волнам, то граничные условия на коэффициенты a_{3s} и a_{4r} имеют вид [16; 17]

$$\begin{aligned} a_{3s}(z=0) &= \sqrt{1-R_1} a_{3s}^{(0)} + \sqrt{R_1 R_2} a_{3s}(z=\ell), \\ a_{4r}(z=\ell) &= \sqrt{R_1 R_2} a_{4r}(z=0). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь R_1 – коэффициент отражения полупрозрачного зеркала связи; R_2 – коэффициент отражения зеркал, осуществляющих перенос амплитуд сигнальной и объектной волн с одной грани волновода на другую.

С учетом граничных условий (7) значение коэффициентов в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода на передней грани нелинейного слоя есть

$$a_{4r}(z=0) = -i\sqrt{1-R_1} \times \frac{a_{3r}^{(0)*} \sin(G_{nr}\ell)}{[1+R_1R_2] \cos(G_{nr}\ell) - 2\sqrt{R_1R_2}}. \quad (8)$$

При $R_1 = R_2 = 0$ из выражения (8) получается выражение (6).

В качестве сигнальной волны возьмем волну от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя в точке с координатой x_0 ($A_3(x, z=0) = \delta(x-x_0)$). Зная выражения для коэффициентов в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода, найдем выражение для ФРТ на передней грани волновода:

$$\Gamma(x, x_0, z=0) = -i\sqrt{1-R_1} \times \sum_{r=0}^N \frac{\tilde{f}_r(x) \tilde{f}_r(x_0) \sin(G_{nr}\ell)}{[1+R_1R_2] \cos(G_{nr}\ell) - 2\sqrt{R_1R_2}}. \quad (9)$$

При отсутствии обратной связи по сигнальной и объектной волнам выражение для ФРТ примет вид

$$\Gamma_1(x, x_0, z=0) = -i \sum_{r=0}^N \tilde{f}_r(x) \tilde{f}_r(x_0) \operatorname{tg}(G_{nr}\ell). \quad (10)$$

Выражения (9), (10) полностью описывают качество преобразования излучения при четырехволновом взаимодействии в многомодовом волноводе с керровской нелинейностью при наличии (9) и отсутствии (10) обратной связи по объектной и сигнальной волнам.

2. Анализ результатов

При выполнении условий

$$[1+R_1R_2] \cos(G_{nr}\ell) - 2\sqrt{R_1R_2} = 0 \quad (11)$$

коэффициент r -й моды в выражении для ФРТ (8) стремится к бесконечности (точка «генерации»), именно эта мода и будет определять вид ФРТ.

В случае отсутствия обратной связи по объектной и сигнальной волнам условие «генерации» (11) переписывается следующим образом:

$$\cos(G_{nr}\ell) = 0. \quad (12)$$

Если в качестве волновода используется волновод с бесконечно проводящими поверхностями, расположенными на расстоянии $2a$, то модами такого волновода являются функции [18]:

$$\tilde{f}_n(x) = \frac{1}{\sqrt{a}} \sin\left[\frac{\pi(n+1)}{2a}x\right]. \quad (13)$$

Интеграл перекрытия мод волновода с бесконечно проводящими поверхностями есть

$$\gamma_{nnr} = \frac{1}{4a} \begin{cases} 3, & \text{если } r = n, \\ 2, & \text{если } r \neq n. \end{cases} \quad (14)$$

При выполнении граничных условий (5) первая точка «генерации» наблюдается при условии

$$G_{nn}\ell = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \frac{\omega^2 \chi^{(3)} \ell}{c^2 ka} a_{1n}^{(0)} a_{2n}^{(0)} = \frac{1}{18}. \quad (15)$$

Вторая точка «генерации» наблюдается при условии

$$G_{nr}\ell = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \frac{\omega^2 \chi^{(3)} \ell}{c^2 ka} a_{1n}^{(0)} a_{2n}^{(0)} = \frac{1}{12}. \quad (16)$$

При записи условий (15), (16) считали, что вид ФРТ определяют приосевые моды волновода ($\beta_r \approx k$) [14]. Условия (15) и (16) позволяют при известных параметрах волновода с бесконечно проводящими стенками, значении нелинейной восприимчивости найти интенсивности волн накачки, при которых реализуются условия «генерации».

Вблизи первой точки «генерации» вид ФРТ определяет мода волновода, номер которой равен номеру мод волн накачки.

Вблизи второй точки «генерации» вклад в выражения для ФРТ моды волновода, номер которой совпадает с номером мод волн накачки, пренебрежимо мал. С увеличением числа приосевых мод, учитываемых при расчете ФРТ, отсутствие одной моды в выражениях (9) и (10) слабо сказывается на виде ФРТ. Таким образом, вблизи второй точки «генерации» четырехволновой преобразователь излучения осуществляет преобразование сигнальной волны с высоким качеством и большим коэффициентом отражения.

Наличие двух точек «генерации» при четырехволновом взаимодействии в волноводе с бесконечно проводящими поверхностями предполагает наличие в выражении для ФРТ моды, номер которой равен номеру мод волн накачки. Если это условие не выполняется (например, рассматривается функция размытия точки, расположенной на оси волновода, и номер мод волн накачки нечетный), то для этой точки существует одна точка «генерации», определяемая выражением (16).

Рассмотрим в качестве волновода параболический волновод $\varepsilon(x) = n_1^2[1 - 2\varepsilon_2(x/x_q)^2]$, модами которого являются функции Гаусса – Эрмита [18]:

$$\tilde{f}_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{2^n n! \omega_0}} H_n\left(\frac{x\sqrt{2}}{\omega_0}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_0^2}\right). \quad (17)$$

Здесь

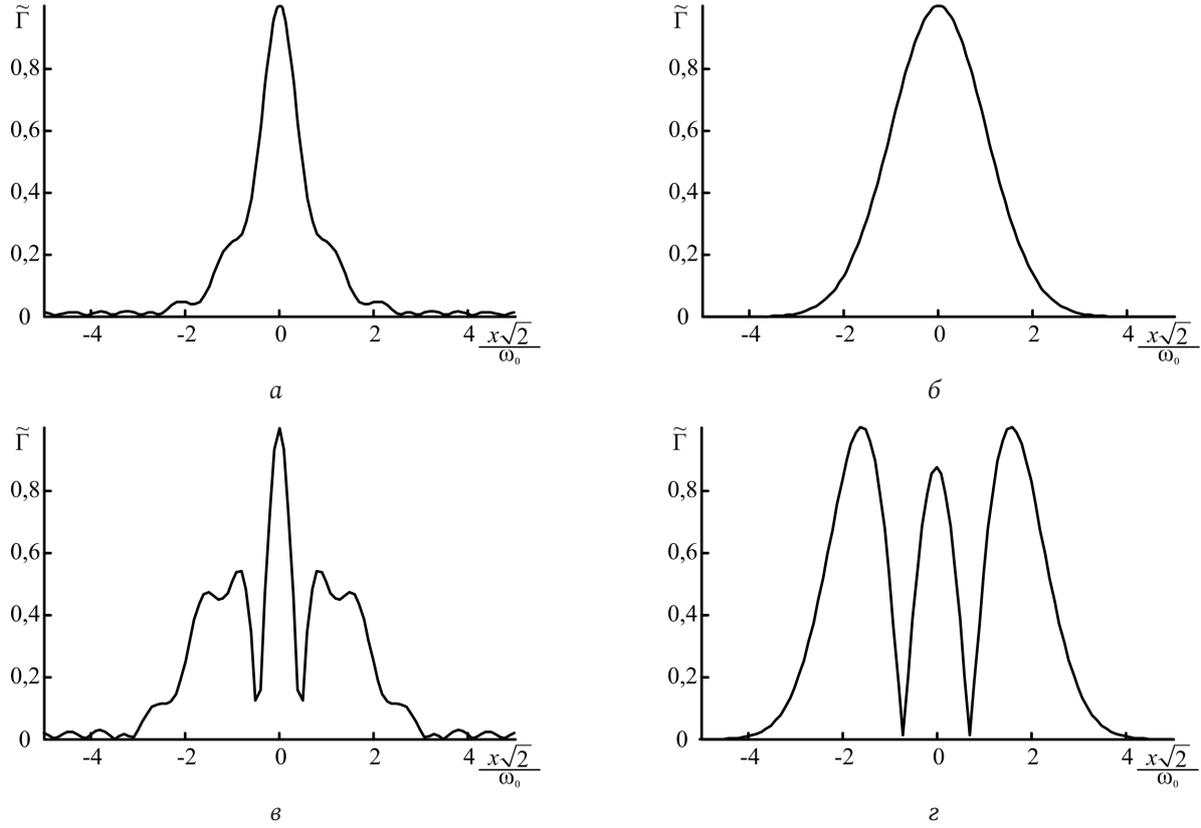


Рис. 2. Зависимость модуля ФРТ от поперечной координаты при $k\omega_0 = 20$, $N_1 = 20$, $n = 0$, $G_0 = 10^{-3}$ (а), 1,57 (б - первая точка «генерации»), 3 (в), 4,19 (г - вторая точка «генерации»)

Fig. 2. Dependence of the PSF modulus on the transverse coordinate at $k\omega_0 = 20$, $N_1 = 20$, $n = 0$, $G_0 = 10^{-3}$ (а), 1,57 (б - the first «generation» point), 3 (в), 4,19 (г is the second point of «generation»)

$$H_n \left(\frac{x\sqrt{2}}{\omega_0} \right)$$

- функция Эрмита n -го порядка,

$$\omega_0^2 = \frac{2x_q}{k\sqrt{2\varepsilon_2}}.$$

С учетом (17) выражение для ФРТ (10) примет вид

$$\Gamma_2(x, x_0, z=0) = -i \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_{r=0}^{N_1} \frac{1}{2^r r! \omega_0} \times \quad (18)$$

$$\times H_r \left(\frac{x_0 \sqrt{2}}{\omega_0} \right) H_r \left(\frac{x \sqrt{2}}{\omega_0} \right) \exp \left(-\frac{x^2 + x_0^2}{\omega_0^2} \right) \text{tg}(G_{nr} \ell).$$

Вид ФРТ существенным образом зависит от интеграла перекрытия. Подробный анализ интеграла перекрытия четырех мод параболического волновода приведен в работе [12]. Интеграл перекрытия γ_{nnrr} имеет максимум при $n=r$. По мере увеличения разности между номерами мод $|n-r|$ значение интеграла перекрытия монотонно уменьшается.

На рис. 2 приведены характерные графики нормированного модуля ФРТ четырехволнового

преобразователя излучения ($\tilde{\Gamma} = |\Gamma_2(x, x=0, z=0)| / |\Gamma_{2,\max}|$, $\Gamma_{2,\max}$ - наибольшее значение модуля ФРТ) при различных значениях нормированной интенсивности волн накачки

$$\left(G_0 = \frac{12\pi\omega^2 \chi^{(3)} \ell}{c^2 k} \gamma_{0000} a_{1n}^{(0)} a_{2n}^{(0)} \right).$$

Как и при четырехволновом взаимодействии в волноводе с бесконечно проводящими поверхностями, при четырехволновом взаимодействии в параболическом волноводе для волн накачки с номерами мод $n=0, 2, 6, \dots$ первая точка «генерации» наблюдается при совпадении номера моды объектной волны с номером мод волн накачки (рис. 2, б). Вблизи этой точки «генерации» вид ФРТ определяет мода волновода, номер которой совпадает с номером мод волн накачки.

Уменьшение с увеличением номера мод волн накачки значения интеграла перекрытия γ_{nnnn} приводит к росту интенсивности волн накачки, при которых реализуется условие «генерации».

В отличие от четырехволнового преобразователя излучения в волноводе с бесконечно проводящими поверхностями, для четырехволнового

преобразователя излучения в параболическом волноводе число точек «генерации» равно числу мод, учитываемых при нахождении ФРТ. Вблизи этих точек «генерации» вид ФРТ определяет одна мода волновода с номером $r \neq n$ (рис. 2, з).

На рис. 3 для волн накачки с номером моды $n = 0$ приведена зависимость полуширины центрального максимума ФРТ (Δx), определяемая из уравнения

$$|\Gamma_2(x = \Delta x, x = 0, z = 0)| = \frac{1}{2} \Gamma_{2, \max}, \quad (19)$$

от нормированной интенсивности волн накачки. По мере приближения интенсивности волн накачки к интенсивности, при которой реализуется условие наблюдения первой точки «генерации», полуширина модуля ФРТ увеличивается, что свидетельствует об ухудшении качества преобразования излучения. При дальнейшем увеличении интенсивности волн накачки ($G_0 \geq 1.7$) основная доля энергии изображения точечного сигнала перестает быть сосредоточена в центральном максимуме (рис. 2, в), что не позволяет использовать значение Δx для оценки качества ОВФ.

Учет наличия положительной обратной связи по объектной и сигнальной волнам без изменения вида ФРТ значительно снижает значения интенсивностей волн накачки, при которых реализуется условие «генерации»:

$$G_{nr} \ell = \arccos \left(\frac{2\sqrt{R_1 R_2}}{1 + R_1 R_2} \right). \quad (20)$$

Так, например, при параметрах кольцевого резонатора $R_1 = 0,5$, $R_2 = 0,8$ значения интенсивности волн накачки, при котором наблюдается первая точка «генерации» при четырехволновом взаимодействии в волноводе с бесконечно про-

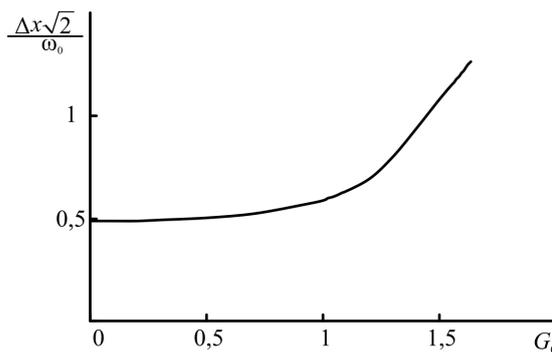


Рис. 3. Зависимость полуширины модуля функции размытия точки от интенсивности при $k\omega_0 = 20$, $N_1 = 20$
 Fig. 3. Dependence of the half-width of the modulus of the point blur function on the intensity at $k\omega_0 = 20$, $N_1 = 20$

водящими поверхностями, оказывается в 3 раза меньше, чем при отсутствии обратной связи по объектной и сигнальной волнам.

Заключение

Учет перекачки энергии из сигнальной волны в объектную и наоборот при четырехволновом взаимодействии в волноводе с керровской нелинейностью при одномодовых волнах накачки приводит к появлению точек «генерации», в которых коэффициент отражения стремится к бесконечности. Найдены условия на параметры волновода, волн накачки, при которых реализуется условие «генерации». Вблизи первой точки «генерации» вид ФРТ определяет мода волновода, номер которой совпадает с номером мод волн накачки.

Наличие положительной обратной связи на сигнальную и объектную волны без изменения вида ФРТ приводит к значительному уменьшению значения интенсивностей волн накачки, при которых реализуется условие «генерации».

Список литературы

1. Inverse four-wave mixing and self-parametric amplification in optical fibre / S.K. Turitsyn [et al.] // Nature Photonics. 2015. Vol. 9, no. 9. P. 608–615. DOI: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.150>
2. 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>
3. 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>
4. Polarization-insensitive four-wave-mixing-based wavelength conversion in few-mode optical fibers / O.F. Anjum [et al.] // Journal of Lightwave Technology. 2018. Vol. 36, no. 17. P. 3678–3683. DOI: <https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2834148>
5. Multiple modal and wavelength conversion process of a 10-Gbit/s signal in a 6-LP-mode fiber / H. Zhang [et al.] // Optics Express. 2019. Vol. 27, no 11. P. 15413–15425. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.27.015413>
6. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 240 с.
7. Дмитриев В.Г. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта. М.: Физматлит, 2003. 256 с.
8. Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous fourwave 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>

9. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip / R. Salem [et al.] // *Optic Letters*. 2008. Vol. 33, no. 10. P. 1047–1049. DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.33.001047>
10. Ивахник В.В. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. Самара: Самарский университет, 2010. 246 с.
11. Воронин Э.С., Петникова В.М., Шувалов В.В. Использование вырожденных параметрических процессов для коррекции волновых фронтов (обзор) // *Квантовая электроника*. 1981. Т. 8, № 5. С. 917–935. URL: <http://mi.mathnet.ru/qe6899>
12. Доронина Л.В., Ивахник В.В., Некрасова Г.Э. Качество ОВФ при четырехфотонном взаимодействии в параболическом световоде // *Известия высших учебных заведений. Физика*. 1991. Т. 34, № 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 высших учебных заведений. Приборостроение*. 2006. Т. 49, № 8. С. 54–60.
14. Воробьева Е.В., Ивахник В.В., Кауров А.В. 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/pwp/article/view/7059>
15. 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>
16. Ивахник В.В. Фильтрация оптического излучения при невырожденном четырехфотонном взаимодействии // *Известия высших учебных заведений. Физика*. 1982. Т. 25, № 9. С. 97–99.
17. Акимов А.А., Гузаиров С.А., Ивахник В.В. Четырехволновое взаимодействие на тепловой нелинейности в схеме с положительной обратной связью // *Компьютерная оптика*. 2018. Т. 42, № 4. С. 534–541. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2018-42-4-534-541>
18. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.

References

1. Turitsyn S.K. et al. Inverse four-wave mixing and self-parametric amplification in optical fibre. *Nature Photonics*, 2015, vol. 9, no. 9, pp. 608–615. DOI: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.150>
2. 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>
3. 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>
4. Anjum O.F. et al. Polarization-insensitive four-wave-mixing-based wavelength conversion in few-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, vol. 36, no. 17, pp. 3678–3683. DOI: <https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2834148>
5. Zhang H. et al. Multiple modal and wavelength conversion process of a 10-Gbit/s signal in a 6-LP-mode fiber. *Optics Express*, 2019, vol. 27, no. 11, pp. 15413–15425. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.27.015413>
6. Zel'dovich B.Ya., Pilipetskiy N.F., Shkunov V.V. *Wavefront Reversal*. Moscow: Nauka, 1985, 240 p. (In Russ.)
7. Dmitriev V.G. *Nonlinear Optics and Wavefront Reversal*. Moscow: Fizmatlit, 2003, 256 p. (In Russ.)
8. Ma X. et al. Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous fourwave 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>
9. Salem R. et al. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip. *Optic Letters*, 2008, vol. 33, no. 10, pp. 1047–1049. DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.33.001047>
10. Ivahnik V.V. *Wavefront Reversal in Four-Wave Interaction*. Samara: Samarskiy universitet, 2010, 246 p. (In Russ.)
11. Voronin E.S., Petnikova V.M., Shuvalov V.V. Using degenerate parametric processes for wavefront correction (review). *Kvantovaya elektronika*, 1981, vol. 8, no. 5, pp. 917–935. URL: <http://mi.mathnet.ru/qe6899> (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 vysshih uchebnyh zavedenij. 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 vysshih uchebnyh zavedenij. Priborostroenie*, 2006, vol. 49, no. 8, pp. 54–60 (In Russ.)
14. Vorob'eva E.V., Ivahnik V.V., Kaurov A.V. 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/pwp/article/view/7059> (In Russ.)
15. 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.)
16. Ivahnik V.V. Filtration of optical radiation in a nondegenerate four-photon interaction. *Izvestija vysshih uchebnyh zavedenij. Fizika*, 1982, vol. 25, no. 9, pp. 97–99 (In Russ.)
17. Akimov A.A., Guzairov S.A., Ivahnik V.V. Four-wave interaction on thermal nonlinearity in a positive feedback circuit. *Komp'yuternaja optika*, 2018, vol. 42, no. 4, pp. 534–541. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2018-42-4-534-541> (In Russ.)
18. Adams M. *Introduction to the Theory of Optical Waveguides*. Moscow: Mir, 1984, 512 p. (In Russ.)

Physics of Wave Processes and Radio Systems 2021, vol. 24, no. 1, pp. 15–21

DOI 10.18469/1810-3189.2021.24.1.15-21

Received 26 October 2020
Accepted 27 November 2020

Point spread function of a four-wave radiation converter in a multimode waveguide with Kerr nonlinearity

Elena V. Vorob'eva, Valery V. Ivakhnik, Darkhan R. Kapizov, Vladimir I. Nikonov

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

Abstract – An expression is obtained for the point spread function of a four-wave radiation converter in a multimode waveguide with Kerr nonlinearity, taking into account the transfer of energy from the object wave to the signal wave and vice versa. For single-mode pump waves, the presence of «generation» points is shown and conditions are found on the waveguide parameters, characteristics of the interacting waves, under which the «generation» condition is realized. In the vicinity of the «generation» points, the shape of the point spread function is determined by one of the waveguide modes, the number of which coincides with the number of the pump wave mode. For a four-wave radiation converter in a waveguide with infinitely conducting surfaces, the quality of the wavefront conjugation near the second «generation» point coincides with the quality of the wavefront conjugation at a low reflection coefficient. For a four-wave radiation converter in a parabolic waveguide near the second and next «generation» points, the shape of the point spread function is determined by one of the waveguide modes.

Keywords – four-wave radiation converter, point spread function, Kerr nonlinearity.

Информация об авторах

Воробьева Елена Владимировна, 1977 г. р., кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптики и спектроскопии Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: loginovaely@mail.ru

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

Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: ivakhnik@ssau.ru

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

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, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: nikon5919@mail.ru

Information about the Authors

Elena V. Vorob'eva was born in 1977, 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: loginovaely@mail.ru

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

Research interests: nonlinear optics, dynamic holography.

E-mail: ivakhnik@ssau.ru

Darkhan R. Kapizov was born in 1996, 1st year postgraduate 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 was 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