

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ФУНКЦИИ РАЗМЫТИЯ ТОЧКИ ДЛЯ АНАЛИЗА КАЧЕСТВА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ (ОБЗОР)

В.В. Ивахник<sup>1</sup>, Т.Г. Харская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский государственный университет, Самара, Россия

### Аннотация

Методом функции размытия точки изучено качество обращения волнового фронта четырёхволновым преобразователем излучения на тепловой нелинейности. Представлены результаты анализа зависимости ширины модуля функции размытия точки (ФРТ) от угла между волнами накачки, толщины нелинейного слоя, схемы четырёхволнового взаимодействия, частотного сдвига волн накачки и их пространственной структуры.

**Ключевые слова:** обращение волнового фронта, четырёхволновой преобразователь, тепловая нелинейность.

### Введение

При использовании четырехволновых преобразователей излучения, обращающих в реальном масштабе времени волновой фронт, в системах коррекции фазовых искажений необходимо знать, насколько точно пространственно-временная структура волны с обращенным волновым фронтом (ОВФ) соответствует пространственно-временной структуре, падающей на четырехволновой преобразователь волны. Знание такой связи позволяет определить как характерный минимальный размер неоднородностей искажающей среды, которые могут быть скомпенсированы при повторном прохождении волны с ОВФ через эту среду, так и характерный минимальный временной масштаб изменения неоднородностей [1,2].

Вид этой связи существенным образом зависит от характеристик нелинейной среды, в которой осуществляется четырёхволновое взаимодействие.

Одним из распространённых методов анализа качества преобразования излучения при многоволновых взаимодействиях является метод, основанный на нахождении и анализе функции размытия точки (ФРТ). Этим методом, к настоящему моменту, достаточно подробно изучена точность преобразования изображения при трехфотонных параметрических взаимодействиях как с понижением, так и с повышением частоты [3-6], точность обращения волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии в средах с керровской нелинейностью [7-9].

При этом практически отсутствуют работы, посвященные изучению качества обращения волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии в средах с тепловым механизмом нелинейности [10-12]. До сих пор среды с тепловой нелинейностью являются наиболее перспективными средами для обращения волнового фронта излучения среднего ИК-диапазона длин волн. Тепловая нелинейность присутствует и оказывает существенное влияние при четырехволновом взаимодействии и на других типах нелинейности [13-15].

### 1. Вырожденное четырехволновое взаимодействие с плоскими волнами накачки [16]

Пусть в плоском слое с тепловой нелинейностью толщиной  $\ell$  распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами  $A_1$  и  $A_2$ , сигнальная волна с амплитудой  $A_3$ . В результате вырожденного четырехволнового взаимодействия  $\omega + \omega - \omega = \omega$  генерируется объектная волна с амплитудой  $A_4$  (рис.1).

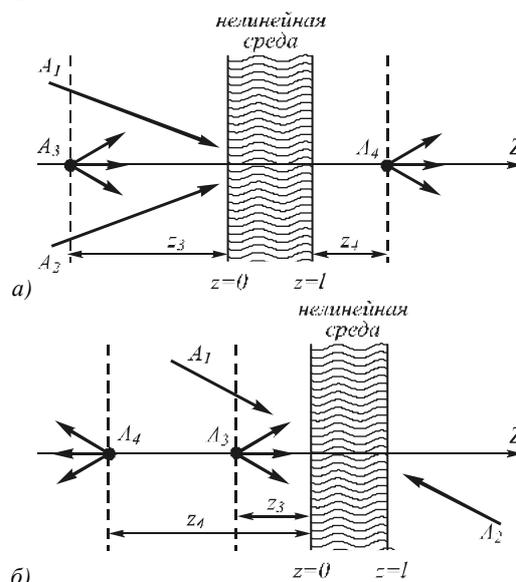


Рис.1. Схемы четырёхволнового преобразователя излучения с попутными волнами накачки (а); со встречными волнами накачки (б)

Стационарное волновое уравнение, описывающее такое взаимодействие, имеет вид

$$\left\{ \nabla^2 + \left[ k^2 \left( 1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) - 2ik\alpha \right] \right\} \left( \sum_{j=1}^4 A_j + \text{к.с.} \right) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $n_0$  – среднее значение показателя преломления,  $k$  – волновое число,  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $\delta T$  – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения.

Пространственное изменение температуры  $\delta T$  описывается уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \delta T + \frac{1}{\Lambda c_p v} \delta q = 0, \quad (2)$$

где  $\Lambda$  – коэффициент температуропроводности,  $c_p$  – удельная теплоемкость,  $v$  – объемная плотность вещества. С учетом линейного по интенсивности поглощения излучения веществом

$$\delta q = \alpha A A^* \quad (3)$$

Здесь  $\alpha$  – коэффициент поглощения.

Будем рассматривать четырехволновое взаимодействие при следующих предположениях: 1) справедливо приближение заданного поля по волнам накачки ( $|A_{1,2}|^2 \gg |A_{3,4}|^2$ ); 2) коэффициент преобразования мал ( $|A_3|^2 \gg |A_4|^2$ ); 3) учитывается тепловая решетка, образованная при интерференции первой волны накачки с сигнальной волной (рассматривается случай, когда вторая волна накачки и сигнальная волна некогерентны).

Изменение температуры представим в виде суммы двух слагаемых:

$$\delta T = \delta T_0 + \delta T_{31} + \text{к.с.}, \quad (4)$$

одно из которых  $\delta T_0$  связано с распространением в среде волн накачки, а другое  $\delta T_{31}$  – с интерференцией первой волны накачки с сигнальной волной.

Разложим составляющую изменения температуры  $\delta T_{31}$  по гармоническим решеткам

$$\delta T_{31}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}_T, z) \exp(-i\vec{\kappa}_T \vec{\rho}) d\vec{\kappa}_T.$$

Здесь  $\delta \tilde{T}_{31}$  – амплитуда спектра тепловой решетки,  $\vec{\rho}(x, y)$  – поперечная составляющая радиус-вектора  $\vec{r}$ ,  $\vec{\kappa}_T = \vec{\kappa}_1 - \vec{\kappa}_3 = \vec{\kappa}_4 - \vec{\kappa}_2$  – пространственный вектор гармонической решетки.

Пусть волны накачки являются плоскими волнами

$$A_j(\vec{r}) = A_{j0}(z) \exp\{-i\vec{\kappa}_j \vec{\rho} - ik_{jz} z\}, \quad j = 1, 2. \quad (5)$$

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам

$$A_{3,4}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{3,4}(\vec{\kappa}_{3,4}, z) \exp\{-i\vec{\kappa}_{3,4} \vec{\rho} - ik_{3,4z} z\} d\vec{\kappa}_{3,4}.$$

Здесь  $\vec{\kappa}_j$  и  $k_{jz}$  – поперечная и продольная составляющие волнового вектора  $\vec{k}_j$ .

Учитывая сделанные выше предположения, в приближении медленно меняющихся амплитуд волновое уравнение (1) распадается на четыре уравнения вида

$$\frac{dA_{j0}}{dz} + i \frac{k}{k_{jz}} \left\{ \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 - i\alpha \right\} A_{j0} = 0, \quad j = 1, 2, \quad (6)$$

$$\frac{d\tilde{A}_3(\vec{\kappa}_3, z)}{dz} + i \frac{k}{k_{3z}} \left\{ \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z) - i\alpha \right\} \times$$

$$\times \tilde{A}_3(\vec{\kappa}_3, z) = 0$$

$$\frac{d\tilde{A}_4(\vec{\kappa}_4, z)}{dz} + i \frac{k}{k_{4z}} \left\{ \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z) - i\alpha \right\} \tilde{A}_4(\vec{\kappa}_4, z) =$$

$$= i \frac{k^2}{k_{4z} n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}_T = \vec{\kappa}_4 - \vec{\kappa}_3, z) \times$$

$$\times A_{20}(z) \exp\{-i(k_{2z} - k_{4z})z\}.$$

При анализе уравнений (6-8) не будем учитывать влияние изменения длины взаимодействия на амплитуды волн, распространяющихся в среде, т.е.  $k/k_{jz} \approx 1$ .

Уравнение Пуассона распадается на два уравнения

$$\frac{d^2 \delta T_0}{dz^2} + \frac{\alpha}{\Lambda c_p v} (A_{10}(z) A_{10}^*(z) + A_{20}(z) A_{20}^*(z)) = 0, \quad (9)$$

$$\left( \frac{d^2}{dz^2} - \kappa_T^2 \right) \delta \tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}_T, z) =$$

$$= -\frac{\alpha}{\Lambda c_p v} A_{10}(z) \tilde{A}_3^*(\vec{\kappa}_3, z) \exp\{-i(k_{1z} - k_{3z})z\}. \quad (10)$$

В предположении, что распространение волн не меняет температуру на передней и задней гранях нелинейной среды

$$\delta T(z=0) = \delta T(z=l) = 0, \quad (11)$$

с учетом граничных условий

$$A_{10}(z=0) = A_{10}^0,$$

$$\tilde{A}_3(\vec{\kappa}_3, z=0) = \tilde{A}_{30}(\vec{\kappa}_3), \quad (12)$$

получим решения уравнений (6)-(7)

$$A_{10}(z) = A_{10}^0 \exp\{-\alpha z - iC(z)\},$$

$$\tilde{A}_3(\vec{\kappa}_3, z) = \tilde{A}_{30}(\vec{\kappa}_3) \exp\{-\alpha z - iC(z)\}, \quad (13)$$

$$\text{где } C(z) = \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1) dz_1.$$

С учетом изменения вдоль оси Z амплитуд волн накачки и сигнальной волны уравнение (10) имеет решение вида

$$\delta \tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}_T, z) = \frac{f A_{10}^0 \tilde{A}_{30}^*}{\beta^2 - \kappa_T^2} \times \left\{ \left[ \frac{1}{2sh\kappa_T \ell} \left\{ \exp(-\kappa_T z) [\exp(\kappa_T \ell) - \exp(-\beta \ell)] \right\} + \frac{1}{2sh\kappa_T \ell} \left\{ \exp(\kappa_T z) [\exp(-\beta \ell) - \exp(-\kappa_T \ell)] \right\} \right] - \exp(-\beta z) \right\}. \quad (14)$$

$$\text{Здесь } f = \alpha / \Lambda c_p v, \quad \kappa_T = |\vec{\kappa}_T|, \quad \beta = 2\alpha + i(k_{1z} - k_{3z}).$$

Если четырёхволновое взаимодействие осуществляется в схеме с попутной геометрией и вторая волна накачки – плоская ( $A_2 = A_{20}(z) \exp\{-ik_2 \bar{r}\}$ ), то составляющая температуры  $\delta T_0$  имеет вид

$$\begin{aligned} \delta T_0 = & \frac{1}{4\alpha\Lambda v c_p} \left\{ I_1 [\exp(-2\alpha z) - 1] + \right. \\ & + I_2 \exp(-2\alpha \ell) [\exp(2\alpha z) - 1] + \\ & \left. + \frac{z}{\ell} [1 - \exp(-2\alpha z)] (I_1 - I_2), \right. \end{aligned} \quad (15)$$

где  $I_j = (A_{j0}^0)^2$ ,  $A_{20}^0 = A_{20}(z = \ell)$ .

С учётом выражения (14) связь между амплитудой пространственного спектра объектной и амплитудой пространственного спектра сигнальной волны на задней грани нелинейного слоя в схеме с попутными волнами накачки (рис.1а)  $\tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z = \ell)$  с точностью до постоянного множителя имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z = \ell) = & \frac{fA_{10}^0 A_{20}^0 \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3)}{\beta^2 - \kappa_T^2} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{2sh\kappa_T \ell} \frac{[\exp(-\beta \ell) - \exp(\kappa_T \ell)]}{[\kappa_T + ip]} \times \right. \\ & \times [\exp(\kappa_T \ell - ip\ell) - 1] + \\ & + \frac{1}{2sh\kappa_T \ell} \frac{[\exp(-\beta \ell) - \exp(-\kappa_T \ell)]}{[\kappa_T - ip]} \times \\ & \left. \times [\exp(-\kappa_T \ell - ip\ell) - 1] + \frac{[\exp(-2\alpha \ell) - 1]}{2\alpha} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь  $p = (k_{4z} - k_{2z})$ .

В схеме со встречными волнами накачки (рис.1б) выражение, связывающее амплитуду пространственного спектра объектной волны  $\tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z = 0)$  с амплитудой пространственного спектра сигнальной волны на передней грани нелинейного слоя, совпадает с выражением (16) при замене параметра  $p$  на  $-p$ .

Пусть сигнальная волна распространяется от точечного источника, расположенного на расстоянии  $z_3$  от передней грани нелинейного слоя (плоскость фокусировки сигнальной волны):  $A_3(\bar{\rho}, z_3) = \delta(\bar{\rho} - \bar{\rho}_0)$ . Будем рассматривать поле объектной волны на расстоянии  $z_4$  от задней грани нелинейного слоя (плоскость фокусировки объектной волны) в схеме с попутными волнами накачки, на расстоянии  $z_4$  от передней грани нелинейного слоя в схеме со встречными волнами накачки.

ФРТ характеризует отклик линейной оптической системы на точечный сигнал. С учетом (16) выражение для функции размытия точки четырёхволно-

вого преобразователя излучения, на тепловой нелинейности в центре поля зрения ( $\bar{\rho}_0 = 0$ ) в параксиальном приближении примет вид

$$\begin{aligned} G(\bar{\rho}, z_3, z_4) = & fA_{10}^0 A_{20}^0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\beta^2 - \kappa_T^2} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{2sh\kappa_T \ell} \frac{[\exp(-\beta \ell) - \exp(\kappa_T \ell)]}{[\kappa_T + ip]} \times \right. \\ & \times [\exp(\kappa_T \ell - ip\ell) - 1] + \\ & + \frac{1}{2sh\kappa_T \ell} \frac{[\exp(-\beta \ell) - \exp(-\kappa_T \ell)]}{[\kappa_T - ip]} \times \\ & \left. \times [\exp(-\kappa_T \ell - ip\ell) - 1] + \frac{[\exp(-2\alpha \ell) - 1]}{2\alpha} \right\} \times \\ & \times \exp \left[ i \frac{\kappa_4^2}{2k} z_4 - i \frac{\kappa_3^2}{2k} z_3 - i \bar{\kappa}_4 \bar{\rho} \right] d\bar{\kappa}_4, \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\bar{\kappa}_3 = \bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2 - \bar{\kappa}_4$ . Выражение (17) полностью описывает качество ОВФ четырёхволновым преобразователем излучения. На рис.2 приведен характерный график зависимости нормированного на максимальное ( $G_{\max}$ ) значение модуля ФРТ ( $\tilde{G} = |G/G_{\max}|$ ) от поперечной координаты.

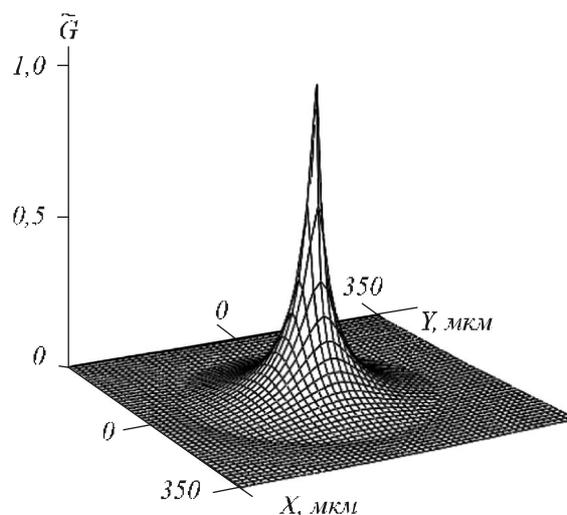


Рис.2. Зависимость модуля ФРТ четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с учётом одной тепловой решётки от поперечных координат

Численный анализ выражения функции размытия точки проводился для излучения  $CO_2$  – лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм). В качестве нелинейной среды использовался сероуглерод ( $n_0 = 1,6$ ,  $\alpha = 1$  см $^{-1}$ ).

Количественной мерой качества ОВФ может служить ширина модуля ФРТ.

Направление координатных осей  $X$  и  $Y$  выберем таким образом, чтобы ось  $X$  лежала в плоскости волнового вектора первой волны накачки и точечного источника сигнальной волны, а ось  $Y$  была направлена перпендикулярно этой плоскости. Вве-

дем понятие ширины модуля ФРТ в направлении осей X и Y ( $\Delta x = |x_1 - x_2|$ ,  $\Delta y = |y_1 - y_2|$ ), где  $x_{1,2}$  и  $y_{1,2}$  определяются из условий

$$|G(x = x_{1,2}, y = 0)| = \frac{1}{2} G_{\max}, \quad (18)$$

$$|G(x = 0, y = y_{1,2})| = \frac{1}{2} G_{\max}. \quad (19)$$

Расчеты показывают, что при фиксированном положении плоскости фокусировки сигнальной волны существует оптимальное положение плоскости фокусировки объектной волны (плоскость оптимальной фокусировки), в пределах которой ширина модуля ФРТ минимальна. Положения плоскостей оптимальной фокусировки объектной волны при рассмотрении ширины модуля ФРТ в направлениях, задаваемых осями X ( $z_{\text{доп.1}}$ ) и Y ( $z_{\text{доп.2}}$ ), различны.

На рис.3 приведены характерные графики зависимости ширины модуля ФРТ в направлении оси X в плоскостях оптимальной фокусировки от направления распространения волн накачки как в схеме с попутными (кривая 2), так и в схеме со встречными (кривая 1) волнами накачки. Считалось, что волновой вектор второй волны накачки расположен в плоскости XZ.

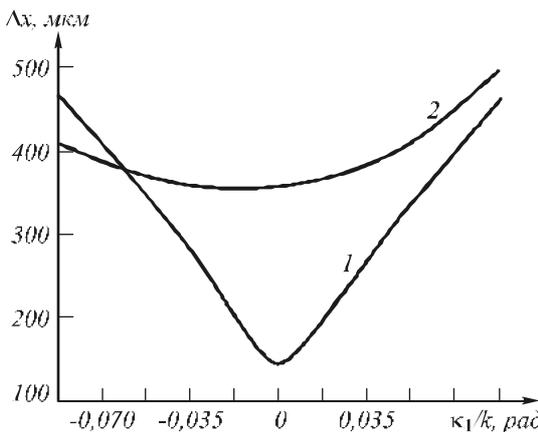


Рис.3. Зависимость ширины модуля ФРТ от направления распространения первой волны накачки при  $\alpha\ell = 0,3$ :

- 1) схема со встречными волнами накачки,  $\kappa_2/k = 0 \text{ рад}$ ;  
2) схема с попутными волнами накачки,  $\kappa_2/k = -0,017 \text{ рад}$

Минимальное значение ширины модуля ФРТ наблюдается при совпадении направлений распространения волн накачки в схеме с попутными волнами накачки и при распространении строго навстречу друг другу волн накачки в схеме со встречными волнами накачки. По мере отклонения направления распространения первой волны накачки от направления распространения второй волны наблюдается монотонное увеличение ширины модуля ФРТ. Скорость изменения ширины модуля ФРТ по мере отклонения направления распространения первой волны накачки от направления распространения второй волны в

схеме со встречными волнами накачки выше, чем в схеме с попутными волнами накачки.

Ширина модуля ФРТ четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с ростом толщины нелинейного слоя увеличивается быстрее в схеме с попутными волнами накачки, чем в схеме со встречными волнами накачки (рис.4).

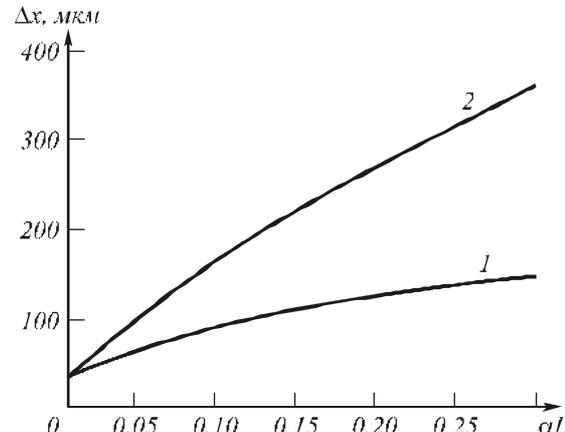


Рис.4. Зависимость ширины модуля ФРТ от толщины нелинейного слоя: 1) схема со встречными волнами накачки,  $\kappa_1/k = \kappa_2/k = 0$ ; 2) схема с попутными волнами накачки,  $\kappa_1/k = -\kappa_2/k = 0,017 \text{ рад}$

Как следует из выражения (17), при  $z_3 \neq 0$  по сравнению с  $z_3 = 0$  поворот волн накачки приводит к смещению ФРТ в поперечном направлении на величину  $(\bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2) z_3 / k$ , возникает постоянный фазовый набег равный  $(\bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2)^2 z_3 / k$ . Смещение положения максимума модуля ФРТ относительно положения исходной точки ( $\Delta \bar{\zeta}$ ), как и для четырехволнового преобразователя в среде с керровской нелинейностью [20], хорошо описывается выражением

$$\Delta \bar{\zeta} = \frac{(\bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2)}{k} \left( z_3 + \frac{\ell}{2n_0} \right).$$

В схеме со встречными волнами накачки, распространяющимися строго вдоль оси Z, положение плоскости оптимальной фокусировки совпадает с положением плоскости фокусировки сигнальной волны.

## 2. Четырехволновое взаимодействие в схеме с попутными волнами накачки, при учете двух тепловых решеток [17,18]

Наряду с тепловой решеткой, образованной при интерференции первой волны накачки и сигнальной волны, существенную роль в характеристике четырехволнового преобразователя излучения может сыграть учет еще одной тепловой решетки, возникающей при интерференции второй волны накачки и сигнальной волны. Особенно это важно при рассмотрении четырехволнового взаимодействия в схеме с попутными волнами накачки (рис.1а) при условии, что как сигнальная, так и волны накачки – это волны от одного и того же источника излучения.

В этом случае изменение температуры представим в виде суммы трёх слагаемых:

$$\delta T = \delta T_0 + \delta T_{31} + \delta T_{32} + \kappa.c. \quad (20)$$

Учитывая наличие в нелинейной среде двух тепловых решеток, представим объектную волну в виде суммы двух волн  $A_4 = A_{41} + A_{42}$ , каждую из которых также разложим по плоским волнам

$$A_{4j}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{4j}(\vec{\kappa}_{4j}, z) \exp\{-i\vec{\kappa}_{4j}\vec{\rho} - ik_{4jz}z\} d\vec{\kappa}_{4j}, \quad j=1,2.$$

Проводя рассуждения, аналогичные рассуждениям, приведенным при наличии одной тепловой решетки, получим с точностью до постоянного множителя выражения для пространственных спектров амплитуд объектной волны на задней грани нелинейного слоя

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{4j}(\vec{\kappa}_{4j} = \vec{\kappa}_j - \vec{\kappa}_3, z = \ell) &= \frac{fA_{10}^0 A_{20}^0 \tilde{A}_{30}^*(\vec{\kappa}_3)}{\beta^2 - \kappa_{Tj}^2} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta\ell) - \exp(\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} + ip]} \times \right. \\ &\times [\exp(\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \\ &+ \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta\ell) - \exp(-\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} - ip_j]} \times \\ &\left. \times [\exp(-\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \frac{[\exp(-2\alpha\ell) - 1]}{2\alpha} \right\}, \end{aligned} \quad (21)$$

где  $\beta_j = 2\alpha + i(k_{jz} - k_{3z})$ ,  $\kappa_{Tj} = |\vec{\kappa}_j - \vec{\kappa}_3|$ ,  $p_1 = (k_{2z} - k_{41z})$ ,  $p_2 = (k_{1z} - k_{42z})$ . В параксиальном приближении при условии, что волны накачки падают на нелинейную среду под одинаковыми углами ( $\vec{\kappa}_1 = -\vec{\kappa}_2$ ):  $p_j = (\kappa_{4j}^2 - \kappa_1^2) / 2k$ .

С учетом (14) получим с точностью до постоянного множителя выражение для функции размытия точки четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки в центре поля зрения в виде

$$\begin{aligned} G_p(\vec{\rho}, z_3, z_4) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta\ell) - \exp(\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} + ip]} \times \right. \\ &\times [\exp(\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \\ &+ \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta\ell) - \exp(-\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} - ip_j]} \times \\ &\times [\exp(-\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \\ &\left. + \frac{[\exp(-2\alpha\ell) - 1]}{2\alpha} \right\} \times \\ &\times \exp\left[i\frac{\kappa_{4j}^2}{2k}z_4 - i\frac{\kappa_3^2}{2k}z_3 - i\vec{\kappa}_{4j}\vec{\rho}\right] d\vec{\kappa}_{4j}. \end{aligned} \quad (22)$$

Будем считать, что волновые вектора волн накачки лежат в плоскости  $XZ$  (плоскость волн накачки). В качестве нелинейной среды возьмем ацетон ( $\alpha = 40\text{см}^{-1}$ ,  $n_0 = 1,36$ ).

На рис.5 приведен характерный график зависимости от поперечных координат нормированного на максимальное значение модуля функции размытия точки, полученный методом численного анализа выражения (22).

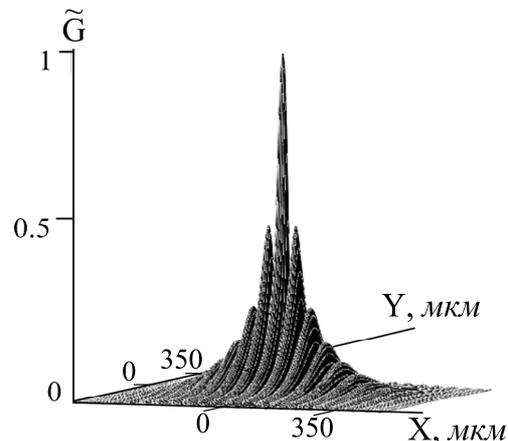


Рис.5. Вид модуля функции размытия точки, угол между волнами накачки  $6^\circ$  и  $\alpha\ell = 1,44$

Из-за интерференции двух объектных волн  $A_{41}$ ,  $A_{42}$ , генерируемых в нелинейной среде, вид модуля функции размытия точки в плоскости волн накачки имеет периодическую структуру с выраженным центральным максимумом. С увеличением угла между волнами накачки увеличивается число максимумов. Расстояние между максимумами и их ширина, в том числе и ширина центрального максимума, уменьшаются.

Численный анализ выражения (22) показывает, что при малых углах падения волн накачки на нелинейную среду  $\kappa_j/k \ll 1$  и  $\alpha\ell < 1$  положение плоскостей  $z_{4opt\perp}$  и  $z_{4opt\parallel}$  совпадает и определяется выражением вида

$$z_{4opt\perp} = z_{4opt\parallel} = z_3 + \frac{\ell}{n_0}. \quad (23)$$

При фиксированном направлении распространения одной из плоских волн накачки, например, первой ( $\vec{\kappa}_1 = const$ ) изменение направления распространения второй волны накачки приводит к изменению ширины модуля ФРТ в плоскостях оптимальной фокусировки, изменению положений плоскостей оптимальной фокусировки. При увеличении угла между волнами накачки наблюдается резкое уменьшение ширины модуля ФРТ в плоскости волн накачки (кривые 1,2 на рис.6) и незначительное уменьшение ширины модуля ФРТ в плоскости перпендикулярной плоскости волн накачки (кривые 3,4 на рис.6). При этом увеличивается и

расстояние между плоскостями оптимальной фокусировки  $z_{4opt//}$  и  $z_{4opt\perp}$ .

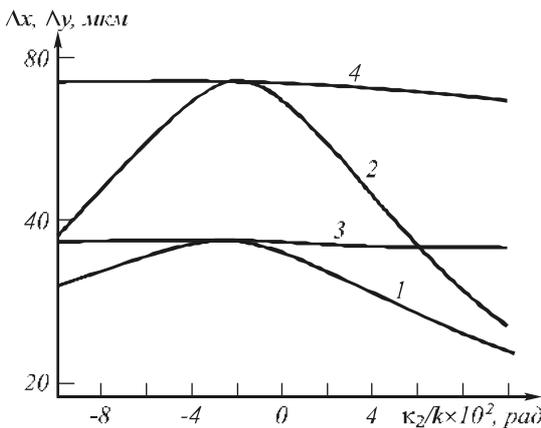


Рис.6. Зависимость ширины модуля ФРТ от угла, под которым распространяется вторая волна накачки: кривые 1,2 в плоскости волн накачки; кривые 3,4 в плоскости перпендикулярной волнам накачки;  $\kappa_1/k=0,017$  рад;  $\ell=400$  мкм (2,4), 200 мкм (1,3)

Зависимость ширины модуля ФРТ в плоскости волн накачки от угла между волнами накачки при  $|\bar{\kappa}_{1,2}|/k \ll 1$  хорошо описывается параболической функцией

$$\Delta x = \Delta x_0 \left\{ 1 - \frac{\mu}{k^2} [\kappa_1 - \kappa_2]^2 \right\}, \quad (24)$$

где  $\Delta x_0$  – ширина модуля ФРТ при совпадении направления распространения волн накачки ( $\bar{\kappa}_1 = \bar{\kappa}_2$ ),  $\kappa_j = |\bar{\kappa}_j|$ ,  $\mu$  – параметр, характеризующий скорость изменения ширины модуля ФРТ в зависимости от угла между волнами накачки, возрастающий с увеличением толщины нелинейного слоя. При  $\ell = 400$  мкм параметр  $\mu = 179$ .

С физической точки зрения, сужение модуля ФРТ в плоскости волн накачки аналогично уменьшению ширины пятна при дифракции Фраунгофера на двух отверстиях с ростом расстояния между отверстиями.

Увеличение толщины нелинейного слоя приводит к относительному сдвигу положения плоскостей оптимальной фокусировки к нелинейному слою. При этом ширина модуля ФРТ в плоскостях оптимальной фокусировки  $z_{4opt//}$  и  $z_{4opt\perp}$  изменяется по закону прямо пропорциональному толщине нелинейного слоя в степени одна вторая

$$\Delta x = \beta_1 \sqrt{\ell}, \quad \Delta y = \beta_2 \sqrt{\ell}. \quad (25)$$

Здесь  $\beta_j$  – коэффициенты,  $\beta_1 < \beta_2$ . Величина коэффициента  $\beta_1$  уменьшается с увеличением угла между волнами накачки.

### 3. Квазивырожденное четырехволновое взаимодействие [19]

Интерес к квазивырожденному четырехволновому взаимодействию  $\omega_1 + \omega_2 - \omega_1 = \omega_2$  обусловлен

возможностью наряду с получением волны с обращенным волновым фронтом одновременно осуществлять перевод излучения с одной частоты на другую, что оказывается предпочтительно при решении целого ряда задач. Первая волна накачки и сигнальная волна имеют частоты равные  $\omega_1$ , а частоты объектной волны и второй волны накачки равны  $\omega_2$ .

В схеме со встречными волнами накачки выражение для амплитуды пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя совпадает с выражением (16) при условии, что  $(\bar{k}_1 - \bar{k}_3)_z = (\kappa_3^2 - \kappa_1^2) / 2k_1$ ,  $p = (\kappa_4^2 - \kappa_2^2) / 2k_2$  в схеме с попутными волнами накачки,  $p = -(\kappa_4^2 - \kappa_2^2) / 2k_2$  в схеме со встречными волнами накачки,  $k_1 = \omega_1 n_{01} / c$ ,  $k_2 = \omega_2 n_{02} / c$ ,  $n_{01}$  и  $n_{02}$  – значения показателя преломления на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

Численный анализ выражения для ФРТ квазивырожденного четырехволнового преобразователя излучения проводился для излучения  $CO_2$  лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм), которое записывает тепловую решётку и  $He-Ne$  лазера ( $\lambda_1 = 0,63$  мкм), который генерировал вторую волну накачки. В качестве нелинейной среды использовался слой ацетона.

#### 3.1. Схема со встречными волнами накачки

Пусть волны накачки распространяются вдоль оси  $Z$  строго навстречу друг другу. В этом случае ФРТ зависит от модуля поперечной координаты. На рис.7 (кривая 1) приведен график зависимостей ширины модуля ФРТ в плоскости оптимальной фокусировки ( $\Delta\rho$ ) от отношения частот волн накачки.

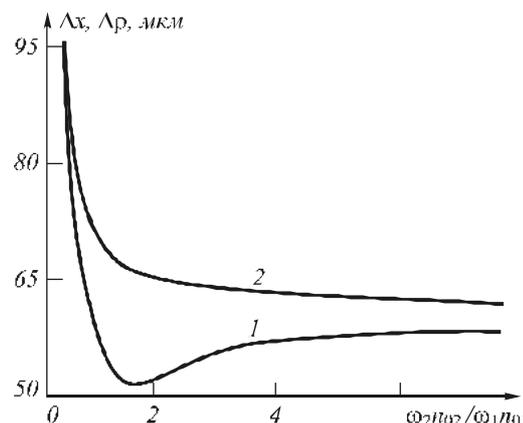


Рис. 7. Зависимость ширины модуля ФРТ от отношения частот волн накачки: 1) схема со встречными волнами накачки,  $\kappa_1/k = \kappa_2/k = 0$ ; 2) схема с попутными волнами накачки,  $\kappa_1/k = -\kappa_2/k = 0,017$  рад;  $\alpha_1 \ell = 1,6$ ;  $k_1 \ell = 322$

Ширина модуля ФРТ в плоскости оптимальной фокусировки минимальна при вырожденном четырехволновом взаимодействии. По мере отклонения частоты второй волны накачки от частоты волн, за-

писывающих тепловую решетку, ширина модуля ФРТ монотонно возрастает.

При фиксированных параметрах волн накачки увеличение толщины нелинейного слоя приводит к монотонному росту ширины модуля ФРТ (рис.8. кривая 1). Если нелинейная среда «тонкая» ( $\alpha\ell < 1$ ), то, как и для вырожденного четырехволнового преобразователя излучения, ширина модуля ФРТ прямо пропорциональна  $\ell^{1/2}$ .

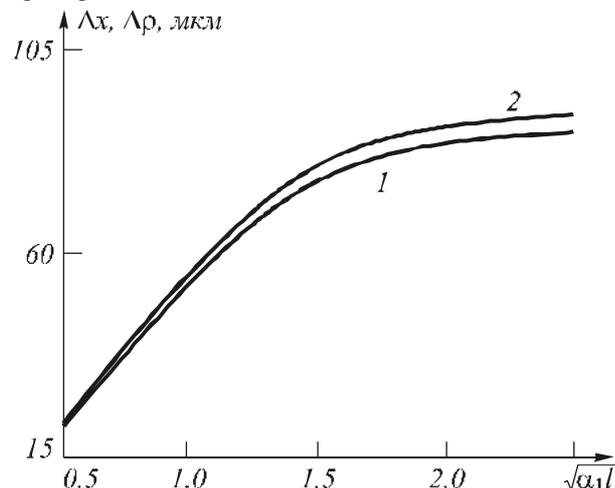


Рис.8. Зависимость ширины модуля ФРТ от толщины нелинейного слоя: 1) схема со встречными волнами накачки; 2) схема с попутными волнами накачки;  $k_2/k_1=17$

### 3.2. Схема с попутными волнами накачки

Пусть при распространении волн накачки выполняется условие  $\vec{\kappa}_1 + \vec{\kappa}_2 = 0$ . В этой схеме изменение ФРТ четырехволнового преобразователя излучения зависит как от координаты  $x$ , так и от координаты  $y$ .

На рис.7 (кривая 2) для плоскости перпендикулярной плоскости волн накачки приведен график зависимости ширины модуля ФРТ в плоскости оптимальной фокусировки от отношения частот волн накачки. В плоскости волн накачки значение ширины модуля ФРТ отличается от значения в плоскости перпендикулярной плоскости волн накачки менее чем на 1%. С увеличением частоты второй волны накачки ширина модуля ФРТ в плоскости оптимальной фокусировки, монотонно убывая, выходит на постоянное значение.

Как и в схеме со встречными волнами накачки, увеличение толщины нелинейного слоя приводит к росту ширины модуля ФРТ (рис.8. кривая 2). При этом зависимости  $\Delta x$  и  $\Delta y$  от толщины нелинейного слоя с точностью 0,1% при  $k_2/k_1 \approx 17$  совпадают.

## 4. Влияние пространственной структуры волн накачки [16,17]

### 4.1. Одна тепловая решетка

Рассмотрим вырожденное четырехволновое взаимодействие в схеме со встречными волнами накачки

ки при условии записи в нелинейной среде тепловой решетки  $\delta T_{31}$ .

Пусть вторая волна накачки является плоской, а амплитуда первой волны накачки меняется по гауссову закону

$$A_1(\vec{r}) = \left[ \frac{1}{a^2} + i \frac{k}{2R} \right]^{-1/2} \exp \left\{ -\rho^2 \left[ \frac{1}{a^2} + i \frac{k}{2R} \right] - ikz \right\}, \quad (26)$$

$$A_2(\vec{r}) = \exp \{ ikz \}.$$

Здесь  $2a$  – диаметр волны накачки,  $R$  – радиус кривизны волнового фронта. Выражение (26) может быть использовано для оценки влияния на вид ФРТ самовоздействия гауссовой волны накачки, приводящего к изменению кривизны волнового фронта.

При учете пространственной структуры волн накачки ФРТ четырехволнового преобразователя излучения есть когерентная сумма функций размытия точки  $(G(\vec{\rho}, z_3, z_4, \vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_2))$ , соответствующих плоским волнам накачки

$$G_r(\vec{\rho}, z_3, z_4) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\vec{\rho}, z_3, z_4, \vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_2) d\vec{\kappa}_1 d\vec{\kappa}_2. \quad (27)$$

С учетом (17), (26) выражение для ФРТ с точностью до постоянного множителя примет вид

$$G_r(\vec{\rho}, z_3, z_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\beta^2 - \kappa_T^2} \times \left\{ \frac{1}{2sh\kappa_T\ell} \frac{[\exp(-\beta\ell) - \exp(\kappa_T\ell)]}{[\kappa_T + ip]} [\exp(\kappa_T\ell - ip\ell) - 1] + \frac{1}{2sh\kappa_T\ell} \frac{[\exp(-\beta\ell) - \exp(-\kappa_T\ell)]}{[\kappa_T - ip]} \right. \\ \left. \times [\exp(-\kappa_T\ell - ip\ell) - 1] + \frac{[\exp(-2\alpha\ell) - 1]}{2\alpha} \right\} \times \\ \times \exp \left[ -\frac{\kappa_1^2}{4} \left[ \frac{1}{a^2} + i \frac{k}{2R} \right]^{-1} \right] \times \\ \times \exp \left[ i \frac{\kappa_4^2}{2k} z_4 - i \frac{\kappa_3^2}{2k} z_3 - i \vec{\kappa}_4 \vec{\rho} \right] d\vec{\kappa}_1 d\vec{\kappa}_2. \quad (28)$$

На рис.9 (а, б) сплошными линиями приведены характерные графики зависимости ширины модуля ФРТ от радиуса волны накачки, кривизны волнового фронта, полученные при численном анализе выражения (28). В качестве нелинейной среды рассматривался сероуглерод ( $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $n_0 = 1,6$ ).

Уменьшение радиуса волны накачки, увеличение кривизны ее волнового фронта приводит к увеличению расходимости волны накачки и, как следствие, к увеличению ширины модуля ФРТ четырехволнового преобразователя. По мере удаления плоскости фокусировки объектной волны от передней грани нелинейного слоя скорость изменения ширины модуля ФРТ с увеличением расходимости волны накачки возрастает.

Для качественного анализа влияния пространственной структуры волны накачки на качество

ОВФ заменим ФРТ четырехволнового преобразователя излучения с плоскими волнами накачки в плоскости оптимальной фокусировки гауссовой функцией

$$G_1(\bar{\rho}, z_3, \bar{\kappa}_1) = \frac{1}{b_0} \exp \left\{ -\frac{1}{b_0^2} \left( \bar{\rho} - \frac{\bar{\kappa}_1}{k} \left( z_3 + \frac{\ell}{2n_0} \right) \right)^2 + i \frac{\kappa_1^2}{2k} \left( z_3 + \frac{\ell}{2n_0} \right) \right\} \quad (29)$$

Здесь  $b_0$  – параметр, характеризующий ширину модуля ФРТ в случае плоских волн накачки, распространяющихся строго навстречу друг другу. При записи выражения (29) учитывали, что для плоских волн накачки при совпадении плоскостей фокусировки сигнальной и объектной волн ( $z_3 = z_4$ ) поворот первой волны накачки на угол  $|\bar{\kappa}_1|/k$  приводит к смещению изображения в поперечном направлении на величину  $\frac{|\bar{\kappa}_1|}{k} \left( z_3 + \frac{\ell}{2n_0} \right)$ , возникает постоянный набег фазы равный  $\frac{\kappa_1^2}{2k} \left( z_3 + \frac{\ell}{2n_0} \right)$ .

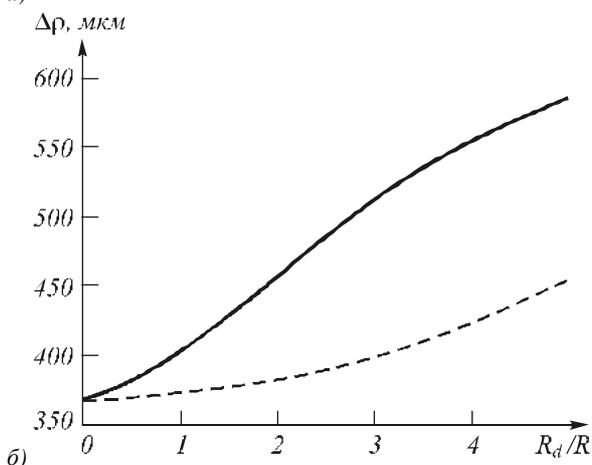
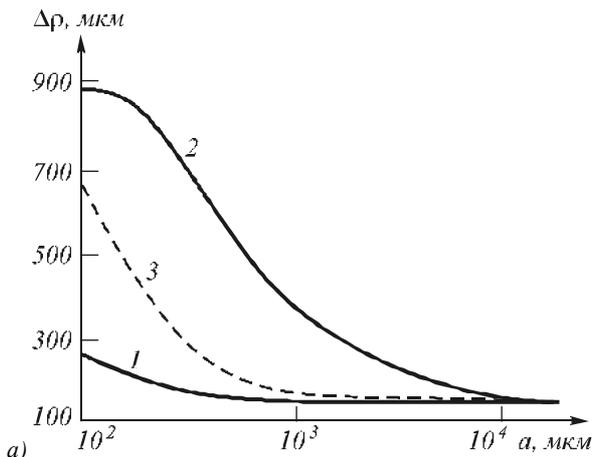


Рис.9. Зависимость ширины модуля ФРТ от а) радиуса первой волны накачки,  $a\ell=0,3$ ,  $z_3/\ell=0$  (1), 7 (2,3); б) кривизны волнового фронта волны накачки,  $a\ell=0,3$ ,  $z_3/\ell=7$

Подставив (29) в (27), получим приближенное выражение для ФРТ. Модуль приближенного выражения для ФРТ с точностью до постоянного множителя имеет вид

$$|G_{s1}(\rho, z_3)| = \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{b_0^2} \left[ 1 - \frac{t\eta \left( \frac{1}{1+\xi^2} + \eta \right)}{\left( \frac{1}{1+\xi^2} + t\eta \right)^2 + \left( \frac{\xi}{1+\xi^2} + \eta \right)^2} \right] \right\}, \quad (30)$$

где  $R_d = \frac{ka^2}{2}$ ,  $R_g = \frac{kb_0^2}{2}$ ,  $\xi = \frac{R_d}{R}$ ,  $t = \frac{z_3 + \ell/2n_0}{R_g}$ ,  $\eta = \frac{z_3 + \ell/2n_0}{R_d}$ .

Используя (30), найдём приближённые выражения для ширины модуля ФРТ в двух предельных случаях: 1) опорная волна с плоским волновым фронтом ( $R=\infty$ ), 2) опорная волна от точечного источника ( $a=0$ )

$$\Delta\rho_1 = 2b_0 \sqrt{\ln 2} \left[ 1 - \frac{t\eta(1+\eta)}{(1+t\eta)^2 + \eta^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (31)$$

$$\Delta\rho_2 = 2b_0 \sqrt{\ln 2} \left[ 1 + \frac{R}{z_3 + \ell/2n_0} \right]^{-1} \times \left\{ \left( 1 + \frac{R}{z_3 + \ell/2n_0} \right)^2 + t^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (32)$$

Из выражения (32) следует, что максимальное увеличение ширины модуля ФРТ при изменении кривизны волнового фронта волны накачки наблюдается при расположении точечного источника опорной волны на передней грани нелинейного слоя

$$\Delta\rho_2(R=0) = \{1+t^2\}^{\frac{1}{2}} \Delta\rho_2(R=\infty). \quad (33)$$

Штриховыми линиями на рис.9 изображены графики зависимости ширины модуля ФРТ, полученные с использованием выражения (30). Наблюдается качественное соответствие зависимостей ширины модуля ФРТ, полученных как с использованием точного, так и приближенного выражений для ФРТ. Отличие значений ширины модуля ФРТ, полученных с использованием точного и приближенного выражений, по-видимому, связано с наличием у ФРТ, рассчитанной по формуле (17), широких «хвостов», которые не учитываются при аппроксимации функции размытия точки гауссовой функцией.

#### 4.2. Две тепловые решетки

Рассмотрим вырожденное четырехволновое взаимодействие в схеме с попутными волнами накачки при условии записи в нелинейной среде тепловых решеток  $\delta T_{31}$  и  $\delta T_{32}$ .

Пусть одна из волн накачки, например, вторая является плоской, а пространственный спектр амплитуды первой волны накачки меняется по гауссову закону

$$\tilde{A}_1(\bar{\kappa}_1, z=0) = \exp\left\{-\frac{a^2(\bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_{10})^2}{4}\right\}, \quad (34)$$

$$\tilde{A}_2(\bar{\kappa}_2, z=0) = \delta(\bar{\kappa}_2 - \bar{\kappa}_{20}).$$

Подставив в (27) выражение для ФРТ при условии плоских волн накачки (22) с учетом (34), получим выражение для функции размытия точки четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с попутными волнами накачки, которое в центре поля зрения с точностью до постоянного множителя имеет вид

$$\begin{aligned} G_{r2} = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta\ell) - \exp(\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} + ip]} \times \right. \\ & \times [\exp(\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \\ & + \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta\ell) - \exp(-\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} - ip_j]} \times \\ & \times [\exp(-\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \\ & + \left. \frac{[\exp(-2\alpha\ell) - 1]}{2\alpha} \right\} \exp\left[ i \frac{\kappa_{4j}^2}{2k} z_4 - i \frac{\kappa_3^2}{2k} z_3 - i \bar{\kappa}_{4j} \bar{\rho} \right] \times \\ & \times \exp\left\{ -\frac{a^2(\bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_{10})^2}{4} \right\} d\bar{\kappa}_{4j} d\bar{\kappa}_1. \end{aligned} \quad (35)$$

Заметим, что при выводе выражений (28), (35) не учитывалось изменение температуры ( $\delta T_0$ ) вследствие распространения в нелинейной среде волн накачки.

В качестве нелинейной среды рассматривался ацетон ( $\alpha = 40 \text{ см}^{-1}$ ,  $n_0 = 1,36$ ).

Численный анализ выражения (35) показывает, что увеличение расходимости волны накачки приводит к монотонному уменьшению ширины модуля ФРТ. Такая зависимость перестает выполняться, начиная с определённого значения расходимости, при котором величина центрального максимума модуля ФРТ становится меньше, чем удвоенная величина соседних максимумов. С увеличением расходимости сближаются значения ширины модуля ФРТ в плоскости волн накачки и в плоскости перпендикулярной волнам накачки (рис. 10, кривые 1,2).

Для качественного анализа влияния расходимости волны накачки на вид ФРТ в плоскости волн накачки заменим ФРТ четырехволнового преобразователя с плоскими волнами накачки гауссовой функцией

$$G'(x, \kappa_1, \kappa_2) = \frac{1}{\Delta x_0} \exp\left\{ -\frac{x^2}{a_0^2 [1 - \mu(\kappa_1 - \kappa_2)^2]^2} \right\}, \quad (36)$$

где  $a_0 = 0,6\Delta x_0$ . При записи выражения (36) учитывали изменение ширины модуля ФРТ в зависимости от угла между плоскими волнами накачки по параболическому закону (24).

Подставив (36) в (27) и проинтегрировав по  $d\bar{\kappa}_1$  и  $d\bar{\kappa}_2$ , получим приближенное выражения для ФРТ в виде

$$\begin{aligned} G_2(x) = & \sqrt{\frac{4\pi}{8\pi\mu x^2 + a^2 a_0^2}} \times \\ & \times \exp\left\{ -\frac{x^2}{a_0^2} - (\kappa_{10} - \kappa_{20})^2 \left[ \frac{a^2}{4} + \left( 1 + \frac{8\mu x^2}{a^2 a_0^2} \right)^{-1} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (37)$$

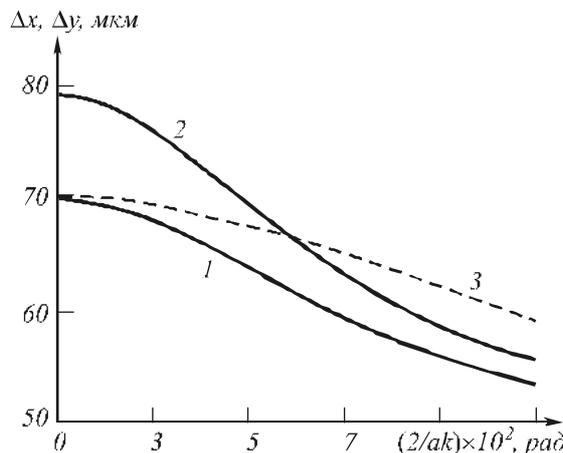


Рис. 10. Зависимость ширины модуля ФРТ в плоскости волн накачки (1,3), в плоскости перпендикулярной волнам накачки (2) от расходимости второй волны накачки;  $\bar{\kappa}_{10} = -\bar{\kappa}_{20}$ ;  $\kappa_{10}/k = 0,017 \text{ рад.}$ ;  $\ell = 400 \text{ мкм}$

На рис.10 (кривая 3) приведена зависимость ширины модуля ФРТ от расходимости волны накачки, рассчитанная с использованием выражения (37). Наблюдается качественное согласие полученных зависимостей как с использованием точного, так и приближенного выражений для ФРТ. Однако с увеличением расходимости волны накачки отличие между точным и приближенным значениями ширины модуля ФРТ возрастает, что связано, по видимому, с нарушением параболической зависимости ширины модуля ФРТ в случае плоских волн накачки с ростом угла между волнами накачки.

### Заключение

Проведем сравнение полученных в работе численных результатов ширины модуля ФРТ, определяющей разрешение четырехволнового преобразователя излучения, с имеющимися экспериментальными результатами.

В работе [11] представлены результаты эксперимента по восстановлению волнового фронта при вырожденном четырехволновом взаимодействии на тепловой нелинейности. Запись тепловой решетки осуществлялась излучением  $\text{CO}_2$ -лазера в схеме со встречными волнами накачки, в качестве нелинейной среды использовался  $\text{CSCl}_4$ . Удалось скомпенсировать искажения, внесённые в сигнальную волну фазовой пластинкой с характерным размером неоднородностей около 400 мкм. Таким образом, экспериментально полученное разрешение четырехволнового преобразователя излучения составило не менее 400 мкм. К сожа-

лению, в работе не уточняется толщина нелинейного слоя и положение плоскости фокусировки объектной волны, которые использовались в эксперименте по компенсации фазовых искажений. Авторы осуществляли четырехволновое взаимодействие в нелинейной среде, толщина которой менялась от 100 мкм до 5 мм.

Ширина модуля ФРТ, рассчитанная с использованием выражения (17), в области оптимальной фокусировки при толщине слоя четыреххлористого углерода  $\ell=600$  мкм (именно при такой толщине в работе [12] коэффициент отражения достигал максимального значения) составляет 80 мкм. При увеличении толщины нелинейной среды до 3 мм ширина модуля ФРТ в области оптимальной фокусировки увеличилась до 130 мкм, отстройка области фокусировки объектной волны от области оптимальной фокусировки на 6 мм приводит к увеличению ширины модуля ФРТ до 440 мкм.

В работе [12] экспериментально исследовалось преобразование изображения при квазивырожденном четырехволновом взаимодействии на теплой нелинейности в схеме со встречными волнами накачки. Тепловая решётка записывалась излучением  $CO_2$  лазера, вторая волна накачки генерировалась  $He-Ne$  лазером ( $\lambda_1=0,63$  мкм). В качестве нелинейной среды рассматривался слой ацетона. Экспериментально было зарегистрировано изображение одномерной сетки с диаметром проволоки 35 мкм. Изображение проволоки было размыто до 150 мкм.

Численный анализ выражения ФРТ квазивырожденного четырехволнового преобразователя излучения с учетом частот волн накачки, параметров нелинейной среды, взятых из работы [12], показывает, что ширина модуля ФРТ в плоскости оптимальной фокусировки в схеме с плоскими встречными волнами накачки равна 57 мкм. Отстройка плоскости фокусировки сигнальной волны от плоскости оптимальной фокусировки на 3 мм приводит к увеличению ширины модуля ФРТ до 91 мкм.

Таким образом, сравнение экспериментальных и численных значений разрешений четырехволновых преобразователей излучения показывает их хорошее качественное совпадение.

### Литература

1. **Воронин, Э.С.** Использование вырожденных параметрических процессов для коррекции волновых фронтов / Э.С. Воронин, В.М. Петникова, В.В. Шувалов // Квантовая электроника. -1981. – Т.8. №5. – С.917-934.
2. **Воронин, Э.С.** Компенсация фазовых искажений при вырожденном четырехволновом взаимодействии / Э.С. Воронин [и др.] // Квантовая электроника. -1979. – Т.6. №9. – С.2009-2013.
3. **Стрижевский, В.Л.** Параметрическое преобразование инфракрасного излучения с повышением частоты и его применение / В.Л. Стрижевский, Э.С. Воронин // УФН. -1989. – Т.127. -№1. – С.99-133.
4. **Гайнер, А.В.** Преобразование изображения из ИК-области в видимую с большой угловой апертурой / А.В. Гайнер, Г.В. Кривошеков, Р.И. Соколовский // Оптика и спектроскопия. -1973. – Т.34. В.2. – С.401-407.
5. **Корниенко, Н.Е.** Визуализация инфракрасных изображений методами нелинейной оптики/ Н.Е. Корниенко, В.С. Овечко, В.Л. Стрижевский // Квантовая электроника. -1975. – В.9. –С.148-179.
6. **Воронин, Э.С.** Компенсация фазовых искажений при трёхчастотном параметрическом взаимодействии / Э.С. Воронин [и др.] // Квантовая электроника. -1979. – Т.6. -№6. -С.1304-1309.
7. **Ивахник, В.В.** Точность обращения волнового фронта (ОВФ) при четырехфотонном параметрическом взаимодействии / В.В. Ивахник, Г.Э. Некрасова, В.И. Никонов // Оптика и спектроскопия. -1990. – Т.68. В.3. –С.620-624.
8. **Ивахник, В.В.** Качество обращения волнового фронта при попутном четырехфотонном взаимодействии / В.В. Ивахник, Э.Г. Мартасова, В.И. Никонов // Оптика и спектроскопия. -1991. – Т.70. В.1. – С.118-122.
9. **Ивахник, В.В.** Качество отражения падающей волны четырехволновым «ОВФ-зеркалом» / В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Оптика и спектроскопия. -1991. -Т.71. В.5. – С.847-851.
10. **Ивахник, В.В.** Функция размытия точки четырехволнового “ОВФ-зеркала” на тепловой нелинейности / В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Оптика и спектроскопия, 1997. – Т.82. В.1. – С.55-59.
11. **Бетин, А.А.** Отражение излучения  $CO_2$ -лазера при вырожденном четырехволновом взаимодействии в жидкостях / А.А. Бетин, Е.А. Жуков, О.В. Митропольский // Квантовая электроника. -1985. – Т.12. -№9. –С.1890-1894.
12. **Бетин, А.А.** Регистрация излучения среднего ИК диапазона при записи фазовых голограмм в поглощающей жидкостях / А.А. Бетин [и др.] // Журнал технической физики. -1987. – Т.57. -№5. – С.925-931.
13. **Иванов, В.И.** Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах / В.И. Иванов [и др.] // Оптический журнал, 2004. – Т.71. №9. – С.26-27.
14. **Иванов, В.И.** Термодиффузный механизм записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентных средах / В.И. Иванов, К.Н. Окишев // Письма в ЖТФ. -2006. – Т.32. -№22. – С.66-68.
15. **Betin, A.A.** 200 W phase-conjugate mirror for CW radiation / A.A. Betin [and other] // Optics Comm. -2008. -V.281. – P.3143-3148.
16. **Ивахник, В.В.** Пространственная селективность динамических голограмм на тепловой нелинейности / В.В. Ивахник, В.И. Никонов, Т.Г. Харская // Физика волновых процессов и радиотехнические системы -2008. – Т.11. -№4. -С.71-76.
17. **Ивахник, В.В.** Анализ пространственных характеристик четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки / В.В. Ивахник, В.И. Никонов, Т.Г. Харская // Компьютерная оптика. -2006. – В.30. – С.4-6.
18. **Ивахник, В.В.** Влияние структуры волны накачки на пространственные характеристики четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки / В.В. Ивахник, Т.Г. Харская // Компьютерная оптика. -2007. – Т.31. -№4. – С.40-43.
19. **Ивахник, В.В.** Качество обращения волнового фронта квазивырожденным четырехволновым преобразователем излучения на тепловой нелинейности / В.В. Ивахник, В.И. Никонов, Т.Г. Харская // Известия Самарского научного центра РАН. -2007. – Т.9. -№3. – С.635-639.
20. **Глушенкова О.П.** Качество обращения волнового фронта при четырехфотонном параметрическом взаимодействии с поворотом / О.П. Глушенкова В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Квантовая электроника. -1985. – Т.12. -№5, – С.439-441.

---

## USE OF THE METHOD OF THE POINT SPREAD FUNCTION FOR THE ANALYSIS OF QUALITY OF PHASE CONJUGATION VIA A FOUR-WAVE RADIATION CONVERTER IN THERMAL NONLINEAR MEDIA (REVIEW)

*Ivakhnik V.V.<sup>1</sup> (dean of physical faculty, e-mail: ivakhnik@ssu.samara.ru),*

*Harskaya T.G.<sup>1</sup> (engineer, e-mail: harta@ssu.samara.ru)*

*<sup>1</sup>Samara State University, Samara, Russia*

### **Abstract**

Quality of phase conjugation via a four-wave radiation converter in thermal nonlinear medium is studied by the method of the point spread function. We investigate dependence of the width of point spread function module of the angle between pump waves, thickness of nonlinear layer, scheme of four-wave mixing, frequency shift of the pump waves and its spatial structure.

**Key words:** phase conjugation, four-wave radiation converter, thermal nonlinearity.

**Citation:** Ivakhnik VV, Harskaya TG Use of the method of the point spread function for the analysis of quality of phase conjugation via a four-wave radiation converter in thermal nonlinear media (review). *Computer Optics* 2009; 33(1): 17-26.

### **References**

- [1] Voronin ES, Petnikova VM, Shuvalov VV. Use of degenerate parametric processes for wavefront correction (review). *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1981; 11 (5): 551-61.
- [2] Voronin ES, et al. Compensation of phase distortions in degenerate four-frequency interaction. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1979; 9(9): 1180-84.
- [3] Voronin ES, Strizhevskii VL. Parametric up-conversion of infrared radiation and its applications. *Soviet Physics Uspekhi* 1979; 22(1): 26-45.
- [4] Gainer AV, Krivoshchekov GV, Sokolovskii RI. Theory of image conversion in nonlinear optical systems. *Optics and spectroscopy* 1973; 34(2): 401-7.
- [5] Kornienko NE, Ovechko VS, Strizhevskii VL. Visualization of infrared images by a nonlinear optics method. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1975; 9: 148-79.
- [6] Voronin ES, et al. Compensation for phase distortions by three-frequency parametric interaction. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1979; 6(6): 1304-9.
- [7] Ivakhnik VV, Nekrasova GE, Nikonov VI. Precision of the wavefront reversal (WFR) under the four-photon parametric interaction. *Optics and Spectroscopy* 1990; 68(3): 620-4.
- [8] Ivakhnik VV, Martasova EG, Nikonov VI. The quality of wavefront reversal (WFR) under the forward four-photon interaction. *Optics and Spectroscopy* 1991; 70(1): 118-22.
- [9] Ivakhnik VV, Nikonov VI. Reflectivity quality of incident wave by four-wave phase-conjugating mirror. *Optics and Spectroscopy* 1991; 71(5): 847-51.
- [10] Ivakhnik VV, Nikonov VI. The point spread function of a four-wave phase-conjugation mirror on the basis of thermal nonlinearity. *Optics and Spectroscopy* 1997; 82(1): 47-51.
- [11] Betin AA, Zhukov EA, Mitropolski OV. Reflection of the CO<sub>2</sub> laser radiation in the case of four-wave interaction in liquids. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1985; 15(5): 1248-51.
- [12] Betin AA, et al. Emission registration in the middle IR range during the recording of phase holograms in absorbing fluids. *Technical Physics* 1987; 57(5): 925-31.
- [13] Ivanov VI, et al. Dynamic holograms in microheterogeneous liquid-phase media. *Journal of Optical Technology* 2004; 71(9): 586-7.
- [14] Ivanov VI, Okishev KN. Thermodiffusion mechanism of dynamic amplitude hologram recording in a two-component medium. *Technical Physics Letters* 2006; 32(11): 967-8.
- [15] Betin AA, et al. 200 W phase-conjugate mirror for CW radiation. *Optics Comm* 2008; 281: 3143-8.
- [16] Ivakhnik VV, Nikonov VI, Harskaya TG. Spatial selectivity of dynamic hologram are recorded in medium with thermal nonlinear. *Physics of Wave Processes and Radiotechnical Systems* 2008; 11(4): 71-6.
- [17] Ivakhnik VV, Nikonov VI, Harskaya TG. The analysis of spatial characteristics of four-wave radiation converter on thermal nonlinearity in the diagram with passing pumping waves [in Russian]. *Computer optics* 2006; 30: 4-9.
- [18] Ivakhnik VV, Harskaya TG. Influence of structure of the pumping waves on spatial characteristics of the four-wave radiation converter on thermal nonlinearity in the diagram with passing pumping waves [in Russian]. *Computer optics* 2007; 31(4): 40-3.
- [19] Ivakhnik VV, Nikonov VI, Harskaya TG. The quality of phase conjugate waves via partially degenerate four-wave mixing in thermal nonlinear medium [in Russian]. *Bulletin of Samara Scientific Center of Russian Academy of Sciences* 2007; 9(3): 635-9.
- [20] Glushenkova OP, Ivakhnik VV, Nikonov VI. Quality of the wavefront reversal in four-photon parametric interaction with rotation. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1985; 15(2): 293-4.