

Шестиволновой преобразователь излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки

А.А. Акимов, Е.В. Воробьева, В.В. Ивахник

Самарский университет
443086, Российская Федерация, г. Самара
Московское шоссе, 34

Исследована пространственная селективность шестиволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки при нестационарном и стационарном режимах. Проанализировано влияние на ширину полосы пространственных частот шестиволнового преобразователя толщины нелинейной среды, угла падения волн накачки, их волновых чисел. Проведено сравнение пространственной селективности четырех- и шестиволновых преобразователей излучения.

Ключевые слова: шестиволновой преобразователь излучения, тепловая нелинейность, пространственная селективность.

Введение

В системах нелинейной адаптивной оптики для обработки в реальном масштабе времени изображений оптических сигналов могут применяться как четырех-, так и шестиволновые преобразователи излучения [1]. При четырехволновом взаимодействии генерируется волна с обращенным волновым фронтом (ОВФ). При шестиволновом взаимодействии может генерироваться как волна с обращенным волновым фронтом [2–10], так и волна с удвоенным обращенным волновым фронтом [11–14]. В системах адаптивной оптики волна с удвоенным обращенным волновым фронтом может использоваться для компенсации фазовых искажений, возникающих при прохождении излучения, например, через среды с регулярными неоднородностями. При этом оптический путь, который в неоднородной среде проходит сигнальная волна, должен быть в два раза меньше оптического пути, который проходит в неоднородной среде волна с удвоенным обращенным волновым фронтом.

Практическое применение четырех-, шестиволновых преобразователей в системах коррекции фазовых искажений для обработки изображений требует знания того, насколько точно амплитуда волны с обращенным волновым фронтом или с удвоенным обращенным волновым фронтом соответствует амплитуде сигнальной волны. Если вопрос о качестве обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в средах с различными механиз-

мами нелинейности исследован достаточно подробно [1], то изучению соответствия амплитуды волны с удвоенным обращенным волновым фронтом с амплитудой сигнальной волны уделено недостаточно внимания. Исследована лишь пространственная селективность шестиволновых преобразователей излучения, осуществляющих удвоенное обращение волнового фронта сигнальной волны, на керровской и тепловой нелинейностях в схеме со встречными волнами накачки [13; 14].

Еще одной перспективной схемой для реализации шестиволнового взаимодействия является схема с попутными волнами накачки. В схеме взаимодействия с попутными волнами накачки волна с удвоенным обращенным волновым фронтом распространяется в направлении сигнальной волны.

Представляет несомненный интерес изучение пространственно-временных характеристик шестиволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки.

1. Вывод основных выражений, описывающих шестиволновое взаимодействие на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки

Пусть в плоском слое с тепловой нелинейностью толщиной l попутно распространяются две

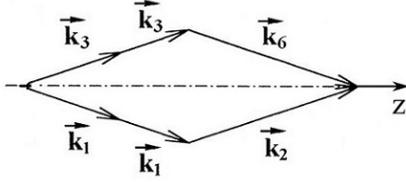


Рис. 1. Схема шестиволнового взаимодействия с попутными волнами накачки

волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 , частотами ω_1 и ω_2 , волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 и сигнальная волна с комплексной амплитудой A_3 , частотой ω_1 , волновым вектором \vec{k}_3 . В результате шестиволнового взаимодействия $\omega_1 + \omega_1 + \omega_2 - \omega_1 - \omega_1 = \omega_2$ генерируется объектная волна с удвоенным обращенным волновым фронтом с комплексной амплитудой A_6 , частотой ω_2 , волновым вектором \vec{k}_6 (рис. 1).

Уравнения Гельмгольца, описывающие распространение и взаимодействие волн на частотах ω_1 и ω_2 в среде с тепловой нелинейностью, имеют вид [14]:

$$\left(\nabla^2 + k_1^2 + \frac{2k_1^2}{n_{10}} \left[\frac{dn}{dT} \delta T + \frac{1}{2} \frac{d^2n}{dT^2} \delta T^2 \right] - 2ik_1\alpha_1 \right) \times (A_{1,3} + A_{1,3}^*) = 0,$$

$$\left(\nabla^2 + k_2^2 + \frac{2k_2^2}{n_{20}} \left[\frac{dn}{dT} \delta T + \frac{1}{2} \frac{d^2n}{dT^2} \delta T^2 \right] - 2ik_2\alpha_2 \right) \times (A_{2,6} + A_{2,6}^*) = 0. \quad (1)$$

Здесь $k_{1,2} = |\vec{k}_{1,2}| = \omega_{1,2}n_{10,20} / c$; $n_{10,20}$ – средние значения показателя преломления на частотах $\omega_{1,2}$; c – скорость света в вакууме; $\alpha_{1,2}$ – коэффициенты поглощения на частотах $\omega_{1,2}$; δT – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения; $\frac{dn}{dT}$ и $\frac{d^2n}{dT^2}$ – термооптические коэффициенты первого и второго порядка соответственно.

Учитывая интерференцию сигнальной волны с первой волной накачки и приближение заданного поля по волнам накачки $(|A_{1,2}|^2 \gg |A_{3,6}|^2)$, выражение для интенсивности взаимодействующих волн можно записать следующим образом:

$$I = I_1 + I_2,$$

где $I_1 = A_1A_1^* + A_1A_3^* + A_1^*A_3$, $I_2 = A_2A_2^*$.

Уравнения (1) дополняются нестационарным уравнением теплопроводности, описывающим пространственное изменение температуры

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} = \nabla^2 \delta T + \frac{\alpha_1 I_1 + \alpha_2 I_2}{\Lambda c_p \nu}. \quad (2)$$

Здесь Λ – коэффициент теплопроводности; c_p – удельная теплоемкость; ν – объемная плотность вещества.

Изменение температуры можно представить в виде суммы быстро (δT_{31}) и медленно (δT_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих:

$$\delta T(\vec{r}, t) = \delta T_0(\vec{r}, t) + \delta T_{31}(\vec{r}, t) + \delta T_{31}^*(\vec{r}, t).$$

Изменение температуры δT_0 связано с распространением в среде волн накачки, а изменение температуры δT_{31} – с интерференцией первой волны накачки с сигнальной волной.

Считаем волны накачки плоскими

$$A_{1,2}(\vec{r}, t) = \tilde{A}_{1,2}(z, t) \exp(-i\vec{k}_{1,2}\vec{r}).$$

Комплексные амплитуды сигнальной и объектной волн разложим по плоским волнам:

$$A_{3,6}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{3,6}(\vec{k}_{3,6}, z, t) \times \exp(-i\vec{k}_{3,6}\vec{\rho} - ik_{3,6z}z) d\vec{k}_{3,6}.$$

Здесь $\tilde{A}_{3,6}(\vec{k}_{3,6}, z, t)$ – пространственные спектры сигнальной и объектной волн; $\vec{r}(\vec{\rho}, z)$ – радиус-вектор; $\vec{\rho}$ – поперечная составляющая радиус-вектора; $\vec{k}_{3,6}$ и $k_{3,6z}$ – поперечные и продольные составляющие волновых векторов $\vec{k}_{3,6}$; $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_3|$, $|\vec{k}_2| = |\vec{k}_6|$.

Быстро меняющуюся составляющую температуры разложим по гармоническим решеткам:

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

где $\delta \tilde{T}_{31}$ и \vec{k}_T – пространственный спектр и пространственный вектор температурной решетки.

С учетом приближения малого коэффициента преобразования $(|A_6|^2 \ll |A_3|^2)$ выражение для пространственного спектра объектной волны на задней грани нелинейного слоя есть [14]

$$\tilde{A}_6(\vec{k}_6, z = \ell, t) = -i \frac{k_2}{2n_{20}} \frac{d^2n}{dT^2} \tilde{A}_{20}(t) \times \exp[-C(\ell, t)] \int_0^\ell \exp[-i(k_{2z} - k_{6z})z] \times \int_{-\infty}^{+\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{1T}, z, t) \times \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T = \vec{k}_6 - \vec{k}_2 - \vec{k}_{1T}, z, t) d\vec{k}_{1T} dz. \quad (3)$$

Здесь

$$C(\ell, t) = \int_0^\ell \left\{ i \frac{k_2}{n_{20}} \left[\frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2 n}{dT^2} (\delta T_0)^2 \right] + \alpha_2 \right\} dz_1,$$

$\tilde{A}_{20}(t) = \tilde{A}_{20}(z=0, t)$, \bar{k}_2 и k_{2z} – поперечная и продольная составляющая волнового вектора \bar{k}_2 . Выражение (3) получено при условии $\bar{k}_6 = 2\bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_3 - \bar{k}'_3$.

При неизменности температуры на гранях нелинейного слоя и выполнении начального условия $\delta \tilde{T}_{31}(\bar{k}_T, z, t=0) = 0$ выражение для пространственного спектра температурной решетки имеет вид [15]

$$\begin{aligned} \delta \tilde{T}_{31}(\bar{k}_T, z, t) &= \frac{2\alpha_1}{c_p \nu \ell} \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi n}{\ell} z\right) \times \\ &\times \left\{ \int_0^t \tilde{A}_{10}(t_1) \tilde{A}_{30}^*(\bar{k}_3, t_1) \exp\left\{-\gamma_n^2(t-t_1)\right\} \times \right. \\ &\times \left[\int_0^\ell \exp\left\{-i(k_{1z} - k_{3z})z_1 - 2\alpha_1 z_1\right\} \times \right. \\ &\times \left. \left. \sin\left(\frac{\pi n}{\ell} z_1\right) dz_1 \right] dt_1 \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\gamma_n^2 = \Lambda \left[(\pi n/\ell)^2 + \bar{k}_T^2 \right]$, $\tilde{A}_{10}(t) = \tilde{A}_{10}(z=0, t)$, $\tilde{A}_{30}(\bar{k}_3, t) = \tilde{A}_{30}(\bar{k}_3, z=0, t)$.

В стационарном режиме ($t \rightarrow \infty$) при условии неизменности во времени амплитуды первой волны накачки выражение для пространственного спектра температурной решетки есть

$$\begin{aligned} \delta \tilde{T}_{31}(\bar{k}_T, z) &= \\ &= \frac{f}{\beta^2 - \kappa_T^2} \left\{ \frac{1}{2sh(\kappa_T \ell)} \left\{ \exp(-\kappa_T z) \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \left[\exp(\kappa_T \ell) - \exp(-\beta \ell) \right] \right\} + \right. \\ &+ \frac{1}{2sh(\kappa_T \ell)} \left\{ \exp(\kappa_T z) \left[\exp(-\beta \ell) - \right. \right. \\ &\left. \left. - \exp(-\kappa_T \ell) \right] \right\} - \exp(-\beta z) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $f = \left[\alpha_1 \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{30}^*(\bar{k}_3) \right] / (\Lambda c_p \nu)$, $\beta = 2\alpha_1 + i(k_{1z} - k_{3z})$, $\kappa_T = |\bar{k}_T| = |\bar{k}_1 - \bar{k}_3|$.

В параксиальном приближении при распространении волн накачки в направлении оси Z имеем

$$k_{1z} - k_{3z} = \frac{\kappa_3^2 - \kappa_1^2}{2k_1}, \quad k_{2z} - k_{6z} = \frac{\kappa_6^2 - \kappa_2^2}{2k_2}.$$

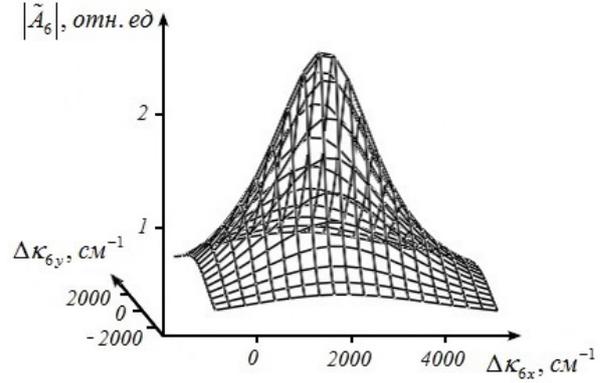


Рис. 2. Пространственный спектр объектной волны при $t = 0.04$ с, $k_1 = 0.5k_2$, $\ell = 0.01$ см, $\alpha_1 = 10$ см⁻¹, $\kappa_{1,2} = \mp 0.01k_{1,2}$, $\Lambda = 10^{-4}$ см²/с

Выражение (3) с учетом (4), (5) позволяет проанализировать пространственную, пространственно-временную селективность шестиволнового преобразователя излучения.

2. Обсуждение результатов

Анализ пространственного спектра объектной волны проводился при условии распространения сигнальной волны от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя ($\tilde{A}_{30}^*(\bar{k}_3, t) = 1$). Считалось, что длина волны первой волны накачки и сигнальной волны равна 1.06 мкм, а длина волны второй волны накачки равна 0.53 мкм.

На рис. 2 при условии $\bar{k}_1 \parallel \bar{k}_2$ приведен характерный график пространственного спектра объектной волны. Наблюдается максимум пространственного спектра, положение которого определяет пространственная частота второй волны накачки (\bar{k}_2). По мере отклонения пространственной частоты объектной волны (\bar{k}_6) от пространственной частоты второй волны накачки идет монотонное уменьшение модуля пространственного спектра объектной волны.

Для характеристики качества удвоенного обращения волнового фронта при шестиволновом взаимодействии в плоскости волн накачки ($\bar{k}_2 \bar{k}_6 = \kappa_2 \kappa_6$) введем ширину полосы пространственных частот

$$\Delta \kappa_6 = |\kappa_{61} - \kappa_{62}|,$$

где значения κ_{61} и κ_{62} лежат в плоскости волн накачки и определяются из условия

$$\left| \tilde{A}_6(\kappa_{61,62}, z = \ell, t) \right| = \frac{1}{2} \left| \tilde{A}_{6 \max}(z = \ell, t) \right|.$$

Здесь $\tilde{A}_{6 \max}$ – наибольшее значение модуля пространственного спектра объектной волны.

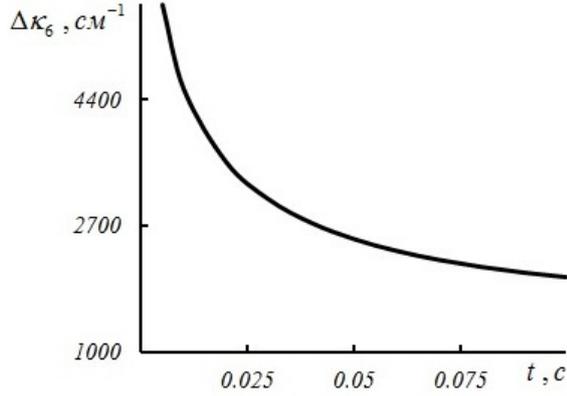


Рис. 3. Временная зависимость ширины полосы пространственных частот при $k_1 = 0.5 k_2$, $\ell = 0.01$, $\alpha_1 = 10 \text{ см}^{-1}$, $\kappa_{1,2} = \mp 0.01 k_{1,2}$, $\Lambda = 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$

Качество удвоенного обращения волнового фронта обратно пропорционально ширине полосы пространственных частот объектной волны.

С течением времени ширина полосы пространственных частот уменьшается, выходя на стационарное значение (рис. 3). Как и для четырехволнового преобразователя на тепловой нелинейности [15] с ростом коэффициента теплопроводности скорость изменения во времени ширины полосы пространственных частот увеличивается.

Для стационарного режима ($t \rightarrow \infty$) при шестиволновом взаимодействии в схеме с попутными волнами накачки, как и в схеме со встречными волнами накачки [14], ширина полосы пространственных частот объектной волны обратно пропорциональна толщине нелинейного слоя (рис. 4, прямая 1). Изменение соотношения между волновыми числами волн накачки слабо влияет на вид зависимости ширины полосы пространственных частот от обратной толщины нелинейного слоя.

Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость ширины полосы пространственных частот объектной волны ($\Delta\kappa_4$) для квазивырожденного четырехволнового преобразователя излучения $\omega_1 + \omega_2 - \omega_1 = \omega_2$ на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки (рис. 4, прямая 2). При расчете использовалось выражение для пространственного спектра волны с обращенным волновым фронтом, взятое из монографии [1]:

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z = \ell) = & -\frac{ik_2 f}{\beta^2 - \kappa_T^2} \frac{dn}{dT} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{2sh(\kappa_T \ell)} \frac{[\exp(-\beta \ell) - \exp(\kappa_T \ell)]}{[\kappa_T + ip]} \times \right. \\ & \left. \times [\exp(-\kappa_T \ell - ip \ell) - 1] + \right. \end{aligned} \quad (6)$$

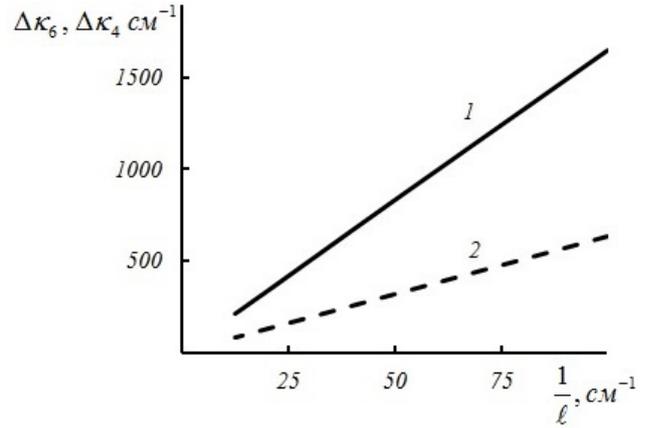


Рис. 4. Зависимость ширины полосы пространственных частот от обратной толщины нелинейного слоя при $k_1 = 0.5 k_2$, $\alpha_1 = 10 \text{ см}^{-1}$, $\kappa_{1,2} = \mp 0.01 k_{1,2}$

$$\begin{aligned} & + \frac{1}{2sh(\kappa_T \ell)} \frac{[\exp(-\beta \ell) - \exp(-\kappa_T \ell)]}{[\kappa_T - ip]} \times \\ & \times [\exp(\kappa_T \ell - ip \ell) - 1] + \\ & \left. + \frac{[\exp(-\beta \ell - ip \ell) - 1]}{\beta + ip} \right\}. \end{aligned}$$

Здесь $p = k_{2z} - k_{4z} = (\kappa_4^2 - \kappa_2^2)/2k_2$. Выражение (6) записано при условии $\bar{\kappa}_4 = \bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2 - \bar{\kappa}_3$.

Хотя характер изменения ширины полос пространственных частот от обратной толщины нелинейного слоя как для шестиволнового преобразователя излучения, так и для четырехволнового преобразователя совпадает, однако ширина полосы пространственных частот для четырехволнового преобразователя излучения примерно в 2.6 раза меньше, чем для шестиволнового преобразователя.

Из (3) с учетом рассчитанных значений ширины полосы пространственных частот объектной волны следует, что входящий в выражение множитель $\exp[-i(k_{2z} - k_{6z})z]$ слабо влияет на пространственную селективность шестиволнового преобразователя излучения с попутными волнами накачки. В результате наблюдается слабая зависимость ширины полосы пространственных частот объектной волны от частоты второй волны накачки. Необходимым условием, при котором частота второй волны накачки будет влиять на ширину полосы пространственных частот, является условие $(\Delta\kappa_6)^2 \ell / k_2 > 1$.

На рис. 5 при условии падения волн накачки на нелинейную среду под одинаковыми углами представлены зависимости ширины полосы пространственных частот от угла падения волн накачки ($\theta = \kappa_1 / k_1$) для шестиволнового (рис. 5, кривая 1) и квазивырожденного четырехволно-

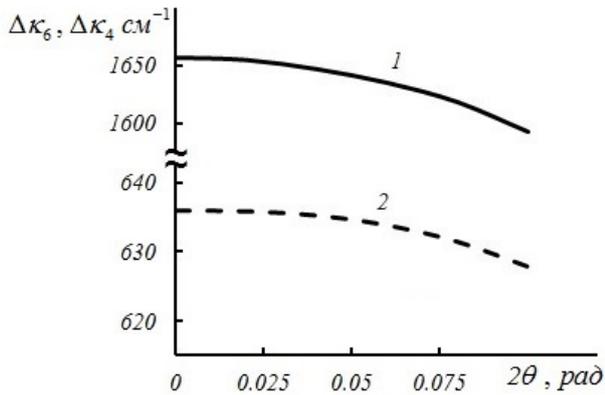


Рис. 5. Зависимость ширины полосы пространственных частот объектной волны от угла падения волн накачки при $k_1 = 0.5k_2$, $\ell = 0.01$ см, $\alpha = 10$ см⁻¹

вого (рис. 5, кривая 2) преобразователей излучения.

Увеличение угла падения волн накачки на нелинейную среду приводит к уменьшению ширины полосы пространственных частот. Причем при изменении угла падения волн накачки в диапазоне от 0 до 0.04 рад относительные изменения ширины полос четырехволнового и шестиволнового преобразователей излучения равны соответственно 0.7 % и 2.3 %.

Значение ширины полосы пространственных частот в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки ($\vec{k}_2\vec{k}_6 = 0$), с точностью ± 0.4 % совпадает со значением ширины полосы пространственных частот в плоскости волн накачки.

Заключение

Для шестиволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки получена временная зависимость ширины полосы пространственных частот объектной волны с удвоенным обращенным волновым фронтом при использовании сигнальной волны от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя.

Показано, что в стационарном случае ширина полосы пространственных частот волны с удвоенным обращенным волновым фронтом обратно пропорциональна толщине нелинейного слоя, уменьшается с увеличением угла падения волн накачки на нелинейную среду. При сравнении шестиволнового и квазивырожденного четырехволнового преобразователей излучения в схемах с попутными волнами накачки установлено, что характер изменения ширины полос их пространственных частот от обратной толщины нелинейного слоя, угла падения волн накачки совпадает.

Сделаем два замечания.

1. Нелинейный характер связи между комплексными амплитудами объектной и сигнальной волн позволяет по введенной в работе ширине полосы пространственных частот лишь качественно оценивать влияние рассмотренных выше параметров на пространственную селективность шестиволнового преобразователя излучения.

2. Если в выражении (3) для упрощения расчетов перейти от двумерного интеграла по переменным κ_{1Tx} и κ_{1Ty} к одномерному, например, по переменной κ_{1Tx} , то характер зависимости ширины полосы пространственных частот шестиволнового преобразователя излучения от времени, толщины нелинейного слоя, угла падения волн накачки не изменится. Однако абсолютное значение ширины полосы пространственных частот уменьшится. Так, например, при $k_1 = 0.5k_2$, $\alpha_1 = 10$ см⁻¹, $\kappa_{1,2} = \mp 0.01k_{1,2}$, $\ell = 0.01$ см если от двумерного интеграла перейти к одномерному, то вместо значения ширины полосы пространственных частот 1646 см⁻¹ получим значение 1260 см⁻¹.

Список литературы

- Ивахник В.В. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. Самара: Самарский университет, 2010. 246 с.
- Обращение волнового фронта при вырожденном четырех- и шестифотонном взаимодействии в полупроводниках / А.А. Борщ [и др.] // Известия АН СССР. Сер.: Физическая. 1981. Т. 45. № 6. С. 938–944.
- Blouin A., Galarneau P., Denariez-Roberge M.-M. Degenerate six-wave mixing using high order bragg diffraction in semiconductor-doped glass // Optics communications. 1989. V. 72. № 3–4. P. 249–252.
- Bao C., Zhang J., Wang S. Dual-frequency phase conjugation wave generation with the high-order nonlinear effect by nondegenerate six-wave mixing in photorefractive Fe:LiNbO₃ // Applied Optics. 1988. V. 27. № 21. P. 4572–4577.
- Wongerghem Van B., Saltiel S.M., Rentzepis P.M. Relationship between phase-conjugation efficiency grating response time in semiconductor-doped glasses // Journal of the Optical Society of America B. 1989. V. 6. № 10. P. 1823–1827.
- Ивахник В.В., Никонов В.И. Точность обращения волнового фронта при вырожденном шестифотонном взаимодействии // Известия вузов. Сер.: Физика. 1990. № 7. С. 100–102.
- Jabbour Z.J., Malcuit M.S., Huennekens J. Broadly tunable near-infrared six-wave mixing processes in potassium vapor // Applied Physics B. 1991. V. 52. № 4. P. 281–289.

8. Nonlinear formation of dynamic holograms and multiwave mixing in resonant media / A.S. Rubanov [et al.] // *Optics communications*. 2000. V. 181. № 1–3. P. 183–190.
9. Ormachea O. Comparative analysis of multi-wave mixing and measurements of the higher-order nonlinearities in resonant media // *Optics communications*. 2006. V. 268. № 2. P. 317–322
10. Coexisting four-wave mixing and six-wave mixing in three-level atomic system / Z. Zhang [et al.] // *Optics Communications*. 2012. V. 285. № 17. P. 3627–3630.
11. Карпук С.М., Рубанов А.С., Толстик А.Л. Удвоенное фазовое сопряжение при квадратичной записи динамических голограмм в резонансных средах // *Оптика и спектроскопия*. 1996. Т. 80. № 2. С. 313–318.
12. Агишев И.Н., Толстик А.Л. Высокоэффективное шести-волновое взаимодействие в линейно поглощающих органических жидкостях // *Письма в ЖТФ*. 2009. Т. 35. Вып. 8. С. 35–40.
13. Ивахник В.В., Никонов В.И. Удвоенное сопряжение волнового фронта с преобразованием частоты при невырожденном шестифотонном взаимодействии // *Оптика и спектроскопия*. 1993. Т. 75. Вып. 2. С. 385–391.
14. Ивахник В.В., Никонов В.И., Савельев М.В. Удвоенное обращение волнового фронта при шестиволновом взаимодействии на тепловой нелинейности // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2015. Т. 18. № 1. С. 13–17.
15. Акимов А.А., Воробьева Е.В., Ивахник В.В. Временные характеристики четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки // *Компьютерная оптика*. 2013. Т. 37. № 1. С. 25–30.

Six-wave radiation converter on thermal nonlinearity in the scheme with codirectional pumping waves

A.A. Akimov, E.V. Vorob'eva, V.V. Ivakhnik

The spatial selectivity of six-wave radiation converter on thermal nonlinearity in the scheme with codirectional pumping waves has been investigated at nonstationary regime and stationary regime. The influence of thickness of a nonlinear medium, angle of incidence of pumping waves and wave numbers of pumping waves on the bandwidth of spatial frequencies of six-wave converter has been analyzed. The comparison of the spatial selectivity between four-wave radiation converter and six-wave radiation converter has been made.

Keywords: six-wave radiation converter, thermal nonlinearity, spatial selectivity.
