

ВРЕМЕННОЙ ОТКЛИК ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Акимов А.А., Воробьёва Е.В., Ивахник В.В.
Самарский государственный университет

Аннотация

Получено выражение для временного отклика четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности. Численно показано, что увеличение толщины нелинейного слоя приводит к росту ширины временного отклика. Проанализирована временная зависимость качества обращения волнового фронта четырёхволновым преобразователем излучения.

Ключевые слова: четырёхволновое взаимодействие, тепловая нелинейность, четырёхволновой преобразователь излучения, временной отклик.

Введение

Важнейшей характеристикой любого четырёхволнового преобразователя излучения является соответствие между комплексными амплитудами падающей (сигнальной) и преобразованной (объектной) волн. Знание такого соответствия позволяет решить вопрос о целесообразности применения четырёхволновых преобразователей в системах нелинейной адаптивной оптики, в системах обработки и преобразования изображения и т. д. [1].

Линеаризация уравнений, описывающих четырёхволновое взаимодействие, в приближении заданного поля по волнам накачки, относительно комплексных амплитуд сигнальной (A_3) и объектной (A_4) волн позволяет установить интегральную связь между временными зависимостями этих волн

$$A_4(t) = \int_0^t \chi(t, t_1) A_3^*(t_1) dt_1.$$

Здесь $\chi(t, t_1)$ – временной отклик.

При четырёхволновом взаимодействии в тонких нелинейных средах (фотохромных, фоторефрактивных, средах с тепловой, резонансной нелинейностями) выражение для временного отклика хорошо описывается одной или суммой экспоненциальных функций [2-5]. В частности, ширина временного отклика четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности, на резонансной нелинейности с учётом диффузии частиц зависит от пространственных частот взаимодействующих волн. В [4] для среды с резонансной нелинейностью показано, что учёт толщины нелинейного слоя оказывает существенное влияние на характеристики временного отклика.

Представляет несомненный интерес исследование временного отклика четырёхволнового преобразователя на тепловой нелинейности с учётом толщины нелинейного слоя, изучение временной динамики качества обращения волнового фронта таким преобразователем излучения.

1. Вывод выражения для временного отклика

Исходное скалярное волновое уравнение, описывающее вырожденное четырёхволновое взаимодействие $\omega = \omega + \omega - \omega$ в среде с тепловой нелинейностью, есть [4]

$$\left\{ \nabla^2 + \left[k^2 \left(1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) - 2ik\alpha \right] \right\} (A + A^*) = 0. \quad (1)$$

Уравнение (1) дополняется нестационарным уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 \delta T + \frac{\alpha}{c_p \nu} AA^*. \quad (2)$$

Здесь $A = \sum_{j=1}^4 A_j$, A_1 и A_2 – комплексные амплитуды волн накачки, δT – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения, c_p – теплоёмкость, Λ – температуропроводность, ν – плотность вещества, n_0 – среднее значение показателя преломления, $k = \frac{\omega n_0}{c}$, α – коэффициент поглощения.

В приближении заданного поля по первой волне накачки, при учёте решётки, возникающей при интерференции первой волны накачки и сигнальной волны, распределение интенсивности можно записать следующим образом

$$I = AA^* = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3, \quad (3)$$

где $I_0 = A_1 A_1^*$.

С учётом (3) изменение температуры среды можно представить в виде суммы быстро (δT_{31}) и медленно (δT_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих

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

Волновое уравнение (1) распадается на систему уравнений вида

$$\begin{cases} \left\{ \nabla^2 + k^2 \left(1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \right) - 2ik\alpha \right\} A_m = 0, \quad m = 1 \div 3, \\ \left\{ \nabla^2 + k^2 \left(1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \right) - 2ik\alpha \right\} A_4 = \\ = -\frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_{31} A_2. \end{cases} \quad (4)$$

Нестационарное уравнение теплопроводности распадается на два уравнения

$$\begin{cases} \frac{\partial \delta T_0}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 \delta T_0 + \frac{\alpha I_0}{c_p \nu}, \\ \frac{\partial \delta T_{31}}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 \delta T_{31} + \frac{\alpha A_1 A_3^*}{c_p \nu}. \end{cases} \quad (5)$$

Пусть волны накачки плоские:

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

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам

$$A_j(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_j(\vec{k}_j, z, t) \exp(-i\vec{k}_j\vec{\rho} - ik_{jz}z) d\vec{k}_j, \quad (6)$$

$$j = 3, 4,$$

а быстро осциллирующую составляющую температуры – по гармоническим решёткам

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

Здесь $\tilde{A}_j(\vec{k}_j, z, t)$ – пространственный спектр j -ой волны, $\delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t)$ – пространственный спектр тепловой решётки, \vec{k}_j и k_{jz} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \vec{k}_j .

В приближении медленно меняющихся амплитуд, с учётом разложения взаимодействующих волн по плоским волнам, а быстро изменяющейся в пространстве составляющей температуры по гармоническим решёткам, от систем уравнений (4), (5) можно перейти к следующим системам уравнений

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{A}_m}{dz} + \frac{k}{k_{mz}} \left(i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \alpha \right) \tilde{A}_m = 0, \quad m = 1 \div 3, \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} + \frac{k}{k_{4z}} \left(i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \alpha \right) \tilde{A}_4 = \\ = - \frac{ik^2}{k_{4z}n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} \tilde{A}_2 \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z], \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \delta T_0}{\partial t} = \Lambda \frac{d^2 \delta T_0}{dz^2} + \frac{\alpha I_0}{c_p v}, \\ \frac{\partial \delta \tilde{T}_{31}}{\partial t} = \Lambda \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_T^2 \right) \delta \tilde{T}_{31} + \\ + \frac{\alpha \tilde{A}_1 \tilde{A}_3^* \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z]}{c_p v}. \end{cases} \quad (8)$$

Системы уравнений (7), (8) получены при условии $\vec{k}_T = \vec{k}_1 - \vec{k}_3 = -\vec{k}_2 + \vec{k}_4$. Эти системы уравнений необходимо дополнить граничными условиями:

– на амплитуды взаимодействующих волн:

$$\tilde{A}_1(z=0, t) = \tilde{A}_{10}(t),$$

$$\tilde{A}_2(z=l, t) = \tilde{A}_{20}(t),$$

$$\tilde{A}_3(\vec{k}_3, z=0, t) = \tilde{A}_{30}(\vec{k}_3, t),$$

$$\tilde{A}_4(\vec{k}_4, z=l, t) = 0;$$

– на изменение температуры:

$$\delta T_0(z=0) = \delta T_0(z=l) = 0,$$

$$\delta T_{31}(z=0) = \delta T_{31}(z=l) = 0.$$

Граничные условия на изменения температуры записаны при условии неизменности температуры на гранях нелинейного слоя.

Решение первых трёх уравнений системы (7) есть

$$\begin{aligned} \tilde{A}_1(z, t) &= \tilde{A}_{10}(t) \exp[-C_1(z, t)], \\ \tilde{A}_2(z, t) &= \tilde{A}_{20}(t) \exp[-C_2(z, t) + C_2(l, t)], \\ \tilde{A}_3(\vec{k}_3, z, t) &= \tilde{A}_{30}(\vec{k}_3, t) \exp[-C_3(z, t)], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{где } C_j(z, t) = \frac{k}{k_{jz}} \int_0^z \left(\frac{ik}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z_1, t) + \alpha \right) dz_1.$$

Сделаем замену $\tilde{A}_4(z, t) = \tilde{A}'_4(z, t) \exp[-C_4(z, t)]$.

Тогда с учётом (9) при квазиколлинеарной геометрии взаимодействующих волн уравнение, описывающее изменение пространственного спектра объектной волны, примет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}'_4(\vec{k}_4, z, t)}{dz} &= - \frac{ik^2}{k_{4z}n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) \tilde{A}_{20}(t) \times \\ &\times \exp\{-iz(k_{2z} - k_{4z}) + C_2(l, t)\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из уравнения (10) следует, что временную зависимость пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейной среды можно представить следующим образом

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\vec{k}_4, z=0, t) &= - \frac{ik^2}{k_{4z}n_0} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{20}(t) \exp[C_2(l, t)] \times \\ &\times \int_0^l dz \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) \exp\{-iz(k_{2z} - k_{4z})\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Используя (8), решение для пространственного спектра быстро меняющейся составляющей температуры представим в виде [6]

$$\begin{aligned} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) &= \frac{2\alpha}{c_p v l} \sum_{m=1}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi m}{l} z\right) \times \\ &\times \left[\int_0^t \tilde{A}_{10}(t') \tilde{A}_{30}^*(\vec{k}_4, t') \exp\{-\omega_m^2(t-t')\} \times \right. \\ &\left. \int_0^l \exp[-iz_1(k_{1z} - k_{3z}) - 2\alpha z_1] \sin\left(\frac{\pi m}{l} z_1\right) dz_1 \right] dt', \end{aligned} \quad (12)$$

$$\text{где } \omega_m^2 = \Lambda \left[\left(\frac{\pi m}{l} \right)^2 + \kappa_T^2 \right].$$

Тогда временной отклик четырёхволнового преобразователя на тепловой нелинейности можно записать следующим образом

$$\begin{aligned} \chi(\kappa, t, t_1) &= \tilde{A}_{10}(t_1) \tilde{A}_{20}(t) \times \\ &\times \exp[C_2(l, t)] \chi_1(\kappa, t - t_1). \end{aligned} \quad (13)$$

$$\text{Здесь } \chi_1(\kappa, t - t_1) = \chi_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m^2 \left[(-1)^m \exp\left(\frac{ik^2 l}{2k}\right) - 1 \right]}{\left[\left(\frac{\pi m}{l} \right)^2 - \left(\frac{\kappa^2}{2k} \right)^2 \right]} \times$$

$$\times \frac{\left[(-1)^m \exp\left(-\frac{i\kappa^2 l}{2k} - 2\alpha l\right) - 1 \right]}{\left[\left(\frac{\pi m}{l}\right)^2 + \left(2\alpha + \frac{i\kappa^2}{2k}\right)^2 \right]} \exp\left[-\omega_m^2 (t-t_1)\right], \quad (14)$$

$$\chi_0 = \frac{2i\pi^2 k \alpha}{n_0 c_p \nu l^3} \frac{dn}{dT}.$$

Выражение (14) записано в параксиальном приближении $\left(k_{jz} = k - \frac{\kappa_j^2}{2k}\right)$ при распространении волн накачки навстречу друг другу строго вдоль оси Z ($|\vec{\kappa}_4| = |\vec{\kappa}_3| = |\vec{\kappa}_T| = \kappa$).

Выражение (13) с учётом (14) устанавливает однозначную связь между временными зависимостями пространственных спектров объектной и сигнальной волн, позволяет проанализировать изменение качества обращения волнового фронта во времени.

2. Обсуждение результатов

Численный анализ временного отклика четырёхволнового преобразователя излучения проводился при условии независимости от времени амплитуд волн накачки. При фиксированном значении пространственной частоты κ с ростом $(t-t_1)$ модуль временного отклика монотонно убывает. В качестве количественной характеристики временного отклика может выступать ширина временного отклика (Δt) , определяемая из выражения

$$|\chi_1(\kappa, t-t_1 = \Delta t)| = \frac{1}{2} |\chi_1(\kappa, t-t_1 = 0)|.$$

Ширина временного отклика характеризует время записи тепловой решетки. На рис. 1 приведена зависимость от пространственной частоты нормированной ширины временного отклика $\left(\Delta t_1 = \Delta t \frac{\Lambda}{l^2}\right)$.

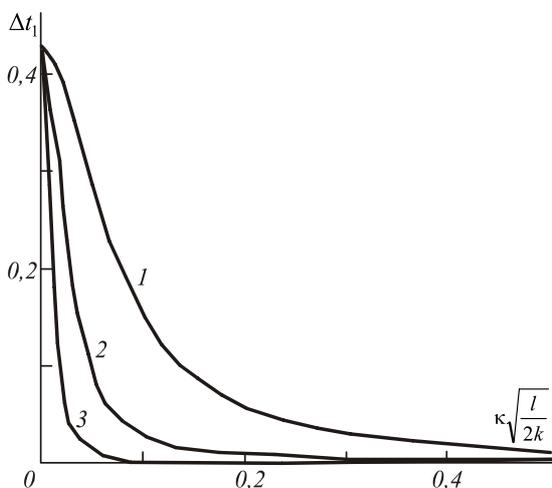


Рис. 1. Зависимость ширины временного отклика от пространственной частоты при $kl = 10^3$ (1), 10^4 (2), 10^5 (3)

Как и для четырёхволнового преобразователя излучения, в тонком нелинейном слое [2] с ростом пространственной частоты ширина временного отклика уменьшается. При фиксированных параметрах нелинейной среды увеличение частоты (ω) взаимодействующих волн приводит к росту скорости уменьшения ширины временного отклика.

Для анализа зависимости ширины временного отклика от толщины рассмотрим четырёхволновое взаимодействие излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм в нелинейной среде CCl_4 , для которой $dn/dT = 5,4 \cdot 10^{-4} K^{-1}$, $n_0 = 1,46$, $\alpha = 9 \text{ см}^{-1}$, $\Lambda c_p \nu = 1,03 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \times (\text{см} \times \text{с} \times \text{К})^{-1}$ [7]. С увеличением толщины нелинейной среды ширина временного отклика, монотонно возрастая, выходит на постоянное значение (рис. 2). Величина этого постоянного значения, значение толщины нелинейной среды, при которой происходит выход на постоянное значение, с увеличением пространственной частоты объектной волны уменьшается.

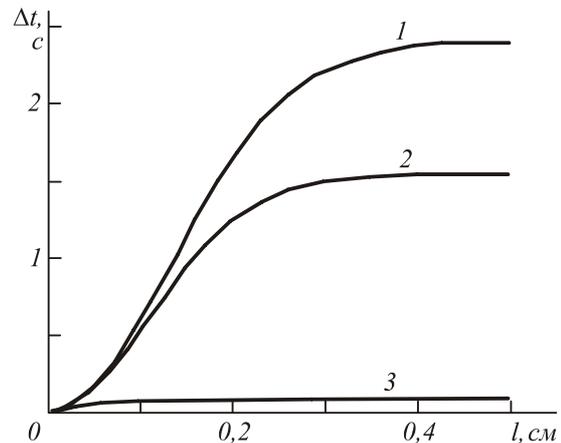


Рис. 2. Зависимость ширины временного отклика от толщины нелинейного слоя при $\kappa = 1 \text{ см}^{-1}$ (1), 10 см^{-1} (2), 100 см^{-1} (3)

Для анализа временной зависимости качества обращения волнового фронта возьмём сигнальную волну от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя, пространственный спектр которой не меняется во времени $\tilde{A}_{30}(\kappa, t_1) = 1$. Тогда, используя (14), с точностью до постоянного множителя пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя есть

$$\tilde{A}'_4(\kappa, z=0, t) = \exp\left[C_2(l, t)\right] \int_0^t \chi_1(\kappa, t-t_1) dt_1 = \chi_0 \exp\left[C_2(l, t)\right] \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m^2 \left[(-1)^m \exp\left(\frac{i\kappa^2 l}{2k}\right) - 1 \right]}{\left[\left(\frac{\pi m}{l}\right)^2 - \left(\frac{\kappa^2}{2k}\right)^2 \right]} \times$$

$$\times \frac{\left[(-1)^m \exp\left(-\frac{i\kappa^2 l}{2k} - 2\alpha l\right) - 1 \right]}{\left[\left(\frac{\pi m}{l}\right)^2 + \left(2\alpha + \frac{i\kappa^2}{2k}\right)^2 \right]} \left(\frac{1 - \exp[-\omega_m^2 t]}{\omega_m^2} \right). \quad (15)$$

При анализе качества обращения волнового фронта в качестве нелинейной среды использовался CCl_4 . На рис. 3 приведены модули пространственных спектров объектной волны в различные моменты времени. Увеличение пространственной частоты приводит к монотонному уменьшению модуля пространственного спектра объектной волны. Причём с увеличением времени возрастает значение пространственного спектра на низких пространственных частотах, при этом значение пространственного спектра на высоких пространственных частотах не меняется.

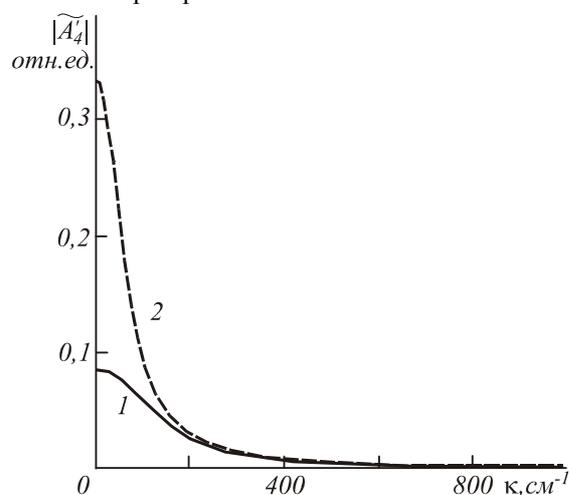


Рис. 3. Пространственный спектр объектной волны в моменты времени $t = 0,1$ с (1), $0,5$ с (2)

В качестве количественной характеристики качества обращения волнового фронта может выступать полуширина полосы пространственных частот ($\Delta\kappa$), в пределах которой сосредоточена основная энергия объектной волны [4].

С течением времени коэффициент отражения $\left(R = \left| \frac{\tilde{A}_4(\kappa = 0, z = 0, t)}{\tilde{A}_{30}^*} \right| \right)$ возрастает, достигая стационарного значения (рис. 4), полуширина полосы пространственных частот уменьшается, также выходя на постоянное (стационарное) значение (рис. 4). Время выхода на стационарное значение существенным образом зависит от толщины нелинейного слоя: для $l = 0,05$ см оно составляет примерно $0,8$ с, а для $l = 0,1$ см – около 2 с.

Стационарное значение ширины полосы пространственных частот уменьшается с ростом толщины нелинейного слоя. Уменьшение ширины полосы пространственных частот означает ухудшение качества обращения объектной волны. Причём в начальный момент времени ($0 < t < 0,1$ с) качество об-

ращения волнового фронта от толщины слоя с тепловой нелинейностью не зависит.

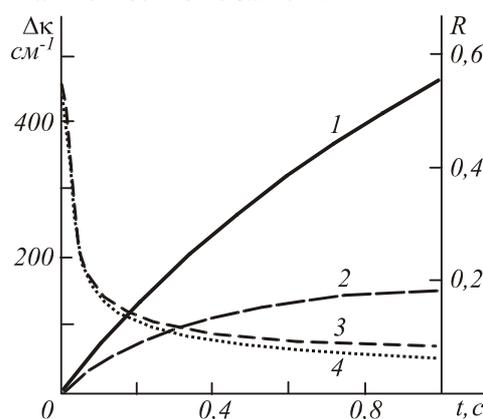


Рис. 4. Временная зависимость коэффициента отражения (1, 2) и полуширины полосы пространственных частот (3, 4) при $l = 0,1$ см (1, 3), $l = 0,05$ см (2, 4)

Заключение

Получено аналитическое выражение для временного отклика вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с учётом толщины нелинейной среды. Установлено, что рост толщины нелинейной среды приводит к увеличению ширины временного отклика.

Показано, что с течением времени качество обращения волнового фронта четырёхволновым преобразователем излучения, оцениваемое по полуширине полосы пространственных частот, ухудшается, достигая стационарного значения.

Благодарности

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 -2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063).

Литература

1. **Дмитриев, В.Г.** Нелинейная оптика и обращение волнового фронта / В.Г. Дмитриев. – М.: Физматлит, 2003. – 256 с.
2. **Васильев, Л.А.** Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии в среде с тепловой нелинейностью / Л.А. Васильев, М.Г. Галушкин, А.М. Серёгин // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 8. – С. 1571-1575. – ISSN 0368-7147.
3. **Петров, М.П.** Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – Л.: Наука, 1983. – 270 с.
4. **Ивахник, В.В.** Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии / В.В. Ивахник. – Самара: Самарский университет, 2010. – 246 с. – ISBN 978-5-86465-471-2.
5. **Агейчик, А.А.** Исследование инерционности тепловых динамических голограмм в $^{34}SF_6$ при четырёхволновом взаимодействии излучения импульсного CO_2 -лазера / А.А. Агейчик, Ю.А. Резунков, В.В. Степанов // Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20, № 1. – С. 84-88. – ISSN 0368-7147.

6. **Тихонов, А.Н.** Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1977. – 736 с.
7. **Басов, Н.Г.** Среды для обращения волнового фронта излучения CO₂-лазеров / Н.Г. Басов, В.И. Ковалёв, Ф.С. Файзулло // Известия академии наук СССР. Серия физическая. – 1987. – Т. 51, № 2. – С. 280-287. – ISSN 0367-6765.

References

1. **Dmitriev, V.G.** Nonlinear Optics and WaveFront Reversal / V.G. Dmitriev. – Moscow: "Fizmatlit" Publisher, 2003. – 256 p. – (In Russian).
2. **Vasil'ev, L.A.** Wavefront reversal in four-wave interaction in a medium with a thermal nonlinearity / L.A. Vasil'ev, M.G. Galushkin, A.M. Seregin, N.V. Cheburkin // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1982. – V. 12, N 8. – P. 1007-1009. – ISSN 0049-1748. – (In Russian).
3. **Petrov, M.P.** Photosensitive electro-optical mediums in holography and optical information processing /

- M.P. Petrov, S.I. Stepanov, A.V. Khomenko —Leningrad: "Nauka" Publisher, 1983. – 270 p. – (In Russian).
4. **Ivakhnik, V.V.** Wavefront reversal at four-wave interactions / V.V. Ivakhnik. – Samara: "Samara state university" Publisher, 2010. – 246 p. – ISBN 978-5-86465-471-2. – (In Russian).
5. **Ageichik, A.A.** Response time of dynamic thermal holograms in ³⁴SF₆ in four-wave mixing of CO₂-laser pulses / A.A. Ageichik, Yu.A. Rezunkov, V.V. Stepanov // Quantum Electronics. – 1993. – V. 23, N 1. – P. 71-75. – ISSN 0049-1748. – (In Russian).
6. **Tikhonov, A.N.** Equations of mathematical physics / A.N. Tikhonov, A.A. Samarskii. – New York: Dover Publications, 1990. — 765 p. — ISBN 0486664228.
7. **Basov, N.G.** Mediums for wavefront reversal of CO₂-laser radiation / N.G. Basov, V.I. Kovalev, F.S. Fайзулло // Bulletin of USSR Academy of Science: Physics. – 1987. – V. 51, N 2. – P. 280-287. – ISSN 0367-6765 – (In Russian).

THE TIME RESPONSE OF A FOUR-WAVE CONVERTER OF RADIATION ON THERMAL NONLINEARITY

A.A. Akimov, E.V. Vorobeva, V.V. Ivakhnik
Samara State University

Abstract

An expression for the time response of a four-wave converter of radiation on thermal nonlinearity has been obtained. It has been shown numerically, that the increases of thickness of a nonlinear layer lead to the growth of time response width. The time dependence of wavefront reversal quality at four-wave interaction has been analyzed.

Key words: four-wave interaction, thermal nonlinearity, four-wave converter of radiation, time response.

Сведения об авторах



Ивахник Валерий Владимирович, 1951 года рождения. Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии, декан физического факультета Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: ivakhnik@ssu.samara.ru.

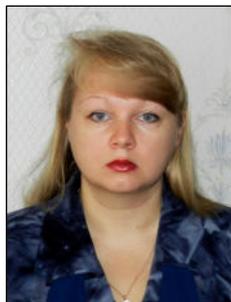
Valery Vladimirovich Ivakhnik (b.1951). Doctor in Physics & Maths, professor, Head of Chair of Optics and Spectroscopy, Dean of Faculty of Physics of Samara State University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography.



Акимов Александр Александрович, 1988 года рождения. Инженер кафедры оптики и спектроскопии Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: alexakimov50@mail.ru.

Aleksandr Aleksandrovich Akimov (b.1988). Engineer of Chair of Optics and Spectroscopy of Samara State University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography.



Воробьева Елена Владимировна, 1977 года рождения. Кандидат физико-математических наук, ведущий инженер кафедры оптики и спектроскопии Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: loginovaely@mail.ru.

Elena Vladimirovna Vorobeva (b.1977). Candidate in Physics & Maths, lead engineer of Chair of Optics and Spectroscopy of Samara State University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography.

Поступила в редакцию 24 октября 2011 г.