

Исследование термооптических искажений активного элемента (Nd:YVO₄) при различных способах его крепления

В.В.Кийко, Е.Н.Офицеров

Исследованы термооптические искажения активного элемента (Nd:YVO₄) твердотельного лазера с аксиальной диодной накачкой при различных способах его крепления. Исследования проводились с помощью метода Гартмана. Разработана и экспериментально проверена математическая модель расчета оптической силы термической линзы, возникающей в кристалле при накачке. Показано, что при аксиальной накачке в активном элементе, запаянном в медный теплоотвод, в случае его конвективного охлаждения оптическая сила возникающей тепловой линзы в два раза меньше, чем при конвективном охлаждении кристалла без теплоотвода. Экспериментальные и теоретические результаты исследований находятся в хорошем согласии.

Ключевые слова: лазер, диодная накачка, тепловая линза.

1. Введение

В процессе работы твердотельных лазеров происходит нагрев активных элементов вследствие преобразования части поглощенной энергии накачки в тепло [1, 2]. В настоящее время одним из самых распространенных активных элементов малогабаритных лазеров является Nd:YVO₄. Вследствие малого коэффициента теплопроводности при непрерывной накачке в активных элементах этого типа возникает значительный градиент температуры в плоскости сечения, перпендикулярной направлению накачки, что приводит к появлению больших температурных напряжений в кристалле. Под действием напряжений изменяются положение системы оптических осей и главные значения показателя преломления. Изменение оптических свойств кристалла связано как с температурным изменением показателя преломления (dn/dT), так и с зависимостью показателя преломления от температурных напряжений ($dn/d\sigma_{x,y}$).

Термические искажения вызывают появление тепловой линзы и наведенного двулучепреломления. Кроме того, в области накачки возникают термические деформации поверхности элемента, которые приводят к искажению волнового фронта излучения, возбуждению угловых типов колебаний высокого порядка и увеличению расходимости, а также оказывают влияние на поляризационные характеристики генерируемого излучения. Возникающие напряжения могут привести к разрушению кристалла [1]. Таким образом, нагрев активного элемента сильно влияет на свойства генерируемого излучения и является одним из основных факторов, определяющих работу лазера.

Использование диодной накачки обеспечивает увеличение КПД лазера, но не устраняет проблему термооп-

тического влияния накачки на характеристики лазерного излучения. При торцевой диодной накачке поперечное сечение пучка в активном элементе составляет несколько сотен микрон при типичной средней мощности в несколько ватт. Плотность энергии в перетяжке велика, поэтому в кристалле образуется тепловая линза, сопоставимая с термооптическими искажениями, возникающими в активных элементах при ламповой накачке.

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований тепловой линзы в активном элементе Nd:YVO₄, представляющем собой пластину ($3 \times 3 \times 1$ мм), при двух способах его крепления: за две торцевые грани, что приближает условия охлаждения к конвективным (рис.1), и внутри медных пластин через слой индия, покрывающий всю поверхность кристалла (за исключением центральной области диаметром 1.2 мм), что улучшает условия охлаждения (рис.2).

2. Теоретическая модель

Задача о нагреве активного элемента излучением накачки сводится в общем случае к решению уравнения теплопроводности, которое описывает пространственно-

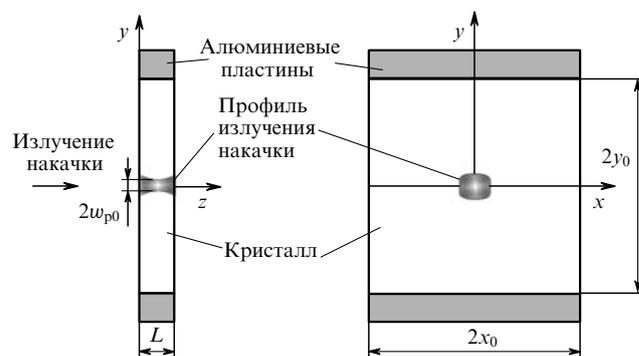


Рис.1. Крепление активного элемента Nd:YVO₄, обеспечивающее конвективные условия охлаждения кристалла без теплоотвода.

В.В.Кийко, Е.Н.Офицеров. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: hkww@ran.gpi.ru, oficerov@ran.gpi.ru,

Поступила в редакцию 6 марта 2006 г.

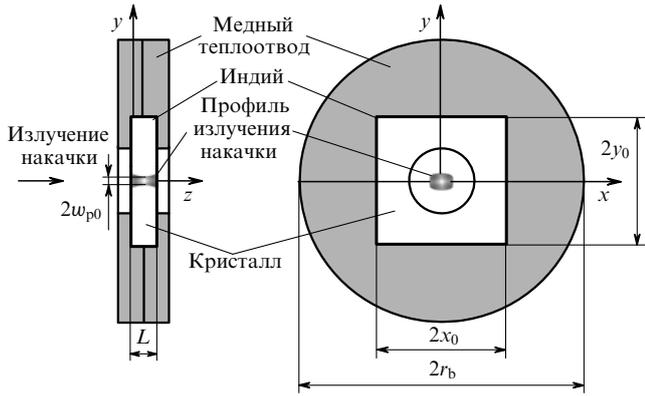


Рис.2. Крепление активного элемента Nd:YVO₄, обеспечивающее конвективные условия охлаждения системы кристалл–теплоотвод.

временное изменение температуры в активной среде. Для изотропных тел дифференциальное уравнение теплопроводности имеет следующий вид [1, 3]:

$$c(T)\rho_m(T) \frac{\partial T}{\partial t}(x, y, z, t) = \nabla[K(T)\nabla T(x, y, z, t)] + Q(x, y, z, t), \quad (1)$$

где $T(x, y, z, t)$ – пространственно-временное распределение температуры; $Q(x, y, z, t)$ – тепловой поток, который является частью мощности излучения накачки; $c(T)$ – удельная теплоемкость; $\rho_m(T)$ – плотность материала; $K(T)$ – коэффициент теплопроводности. Рассмотрим решение уравнения (1) при следующих условиях:

– временной промежуток между текущим моментом времени и началом действия накачки достаточно велик, т. е. влияние начальных условий не сказывается на распределении температуры в среде;

– коэффициенты теплопроводности и удельной теплоемкости, а также плотность не зависят от температуры: $K(T) = K = \text{const}$, $c(T) = c = \text{const}$, $\rho_m(T) = \rho = \text{const}$.

Для решения уравнения теплопроводности введем несколько упрощений:

– Вследствие малости (относительно поперечных размеров кристалла) поперечного сечения области накачки (0.3–0.5 мм) в уравнении (1) возможен переход к цилиндрическим координатам, в которых приведенный радиус кристалла $r_0 = (x_0^2 + y_0^2)^{1/2}$ (где $2x_0, 2y_0$ – размеры кристалла в декартовых координатах (рис.1 и 2)).

– Область накачки в активной среде близка к цилиндрической.

– Активный элемент Nd:YVO₄ изотропен по коэффициенту теплопроводности K . Считаем, что $K = 5.23 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ [4–6].

После перехода к цилиндрическим координатам уравнение (1) примет вид [2]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{Q(\rho, z)}{K}. \quad (2)$$

Рассматривая стационарное распределение температуры в активном элементе, зададим тепловой поток в виде приведенного гауссова распределения [4, 5]:

$$Q(\rho, z) = P_{\text{abs}} p(\rho, z) \frac{\alpha_{p0}}{1 - \exp(-\alpha_{p0}L)} \exp(-\alpha_{p0}L), \quad (3)$$

$$p(\rho, z) = \frac{2}{\pi w_p^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{w_p^2(z)}\right], \quad (4)$$

где α_{p0} – коэффициент поглощения среды на длине волны накачки; $P_{\text{abs}} = P_p[1 - \exp(-\alpha_{p0}L)]$ – поглощенная мощность накачки; P_p – мощность излучения накачки; L – длина кристалла; $w_p(z)$ – поперечный размер области накачки в активной среде, который в нашем случае определяется выражением [5, 6]

$$w_p^2(z) = w_{p0}^2 \left[1 + \left(\frac{M^2 \lambda_p z}{\pi n_0 w_{p0}^2}\right)^2\right] \approx w_{p0}^2, \quad (5)$$

где w_{p0} – минимальный радиус области накачки в активном элементе; λ_p – длина волны накачки; n_0 – коэффициент преломления активной среды; M^2 – параметр качества излучения накачки [7].

Решение дифференциального уравнения теплопроводности (2) было получено для следующих граничных условий.

1. *Конвективное охлаждение активного элемента (рис.1).* В этом случае основной закон взаимодействия между поверхностью кристалла и окружающей средой записывается в виде граничного условия третьего рода (закон Ньютона)

$$-\frac{\partial T(\rho, z)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=r_0} = \frac{h}{K} [T(r_0, z) - T_m], \quad (6)$$

где T_m – температура окружающей среды; h – коэффициент теплообмена с окружающей средой.

2. *Конвективное охлаждение активного элемента с медным теплоотводом (рис.2).* Система кристалл–теплоотвод обладает идеальным тепловым контактом, поэтому в данном случае имеет место равенство температур в месте контакта кристалла и теплоотвода:

$$T_{\text{cr}}(\rho, z)|_{\rho=r_0} = T_{\text{Cu}}(\rho, z)|_{\rho=r_0}, \quad (7)$$

и равенство удельных потоков тепла в каждой точке (при отсутствии тепловыделений в этих точках) [8]:

$$-K \left[\frac{dT_{\text{cr}}(\rho, z)}{d\mathbf{n}} \right] \Big|_{\rho=r_0} = -K_{\text{Cu}} \left[\frac{dT_{\text{Cu}}(\rho, z)}{d\mathbf{n}} \right] \Big|_{\rho=r_0}, \quad (8)$$

где $T_{\text{cr}}(\rho, z)$ и $T_{\text{Cu}}(\rho, z)$ – температуры кристалла и медного теплоотвода на поверхности контакта; \mathbf{n} – нормаль к поверхности раздела; K_{Cu} – коэффициент теплопроводности меди.

Решение уравнения теплопроводности в первом случае имеет вид

$$\Delta T_1(\rho, z) = T(\rho, z) - T_m = \frac{P_{\text{abs}} \alpha_{p0} \exp(-\alpha_{p0}z)}{4\pi K [1 - \exp(-\alpha_{p0}L)]} \times \left[2 \exp\left(-\frac{2r_0^2}{w_{p0}^2}\right) \ln\left(\frac{r_0}{\rho}\right) + E_1\left(\frac{2r_0^2}{w_{p0}^2}\right) - E_1\left(\frac{2\rho^2}{w_{p0}^2}\right) \right],$$

где $E_1(2r_0^2/w_{p0}^2)$ [9] – экспоненциально-интегральная функция второго порядка малости, которой можно пренебречь. Тогда получаем

$$\Delta T_1(\rho, z) = \frac{P_{\text{abs}} \alpha_{p0} \exp(-\alpha_{p0}z)}{4\pi K [1 - \exp(-\alpha_{p0}L)]} \times$$

$$\times \left[2 \exp\left(-\frac{2r_0^2}{w_{p0}^2}\right) \ln\left(\frac{r_0}{\rho}\right) - E_1\left(\frac{2\rho^2}{w_{p0}^2}\right) \right]. \quad (9)$$

Решение дифференциального уравнения во втором случае имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta T_2(\rho, z) = T(\rho, z) - T_{cr} = & \frac{P_{abs}\alpha_{p0}}{4\pi Khr_b \ln(r_b/r_0)} \\ & \times \frac{\exp(-\alpha_{p0}z)}{1 - \exp(-\alpha_{p0}L)} \left\{ 2Khr_b \exp\left(-\frac{2r_b^2}{w_{p0}^2}\right) \ln\left(\frac{r_0}{\rho}\right) \right. \\ & + hr_b E_1\left(\frac{2r_b^2}{w_{p0}^2}\right) \ln\left(\frac{r_b}{r_0}\right) + hr_b \left[E_1\left(\frac{2r_0^2}{w_{p0}^2}\right) - E_1\left(\frac{2\rho^2}{w_{p0}^2}\right) \right] \\ & \left. + (hr_b \ln \rho + KK_{Cu}) \left[E_1\left(\frac{2r_b^2}{w_{p0}^2}\right) - E_1\left(\frac{2\rho^2}{w_{p0}^2}\right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где r_b – радиус медного теплоотвода. Исключая функции второго порядка малости $E_1(2r_0^2/w_{p0}^2)$ и $E_1(2r_b^2/w_{p0}^2)$, получаем

$$\begin{aligned} \Delta T_2(\rho, z) = & \frac{P_{abs}\alpha_{p0}}{4\pi K \ln(r_b/r_0)} \frac{\exp(-\alpha_{p0}z)}{1 - \exp(-\alpha_{p0}L)} \\ & \times \left[2K \exp\left(-\frac{2r_b^2}{w_{p0}^2}\right) \ln\left(\frac{r_0}{\rho}\right) - E_1\left(\frac{2\rho^2}{w_{p0}^2}\right) \right]. \quad (10) \end{aligned}$$

Член $E_1(2\rho^2/w_{p0}^2)$ в (9), (10) можно представить в виде квадратичного степенного ряда по ρ и записать как $2\rho^2/w_{p0}^2$ [9]. В этом случае уравнения (9), (10) преобразуются к виду

$$\Delta T_1(\rho, z) \approx \frac{P_{abs} \alpha_{p0} \exp(-\alpha_{p0}z)}{4\pi K} \frac{2\rho^2}{1 - \exp(-\alpha_{p0}L) w_{p0}^2}, \quad (11)$$

$$\Delta T_2(\rho, z) \approx \frac{P_{abs} \alpha_{p0} \exp(-\alpha_{p0}z)}{4\pi K \ln(r_b/r_0)} \frac{2\rho^2}{1 - \exp(-\alpha_{p0}L) w_{p0}^2}. \quad (12)$$

Приведенное фокусное расстояние тепловой линзы f , возникающей в активной среде во время накачки, зависит от изменения фазы волны $\Delta\Phi$ в кристалле и описывается выражением [3]

$$f = \frac{k\rho^2}{2\Delta\Phi}, \quad (13)$$

где k – волновое число. Полное изменение фазы $\Delta\Phi$, зависящее от показателя преломления n , который, в свою очередь, зависит от градиента dn/dT , возникающего во время накачки, описывается уравнением

$$\Delta\Phi = \int_0^L k \Delta n(\rho, z) dz, \quad (14)$$

где $\Delta n(\rho, z) = \Delta T(\rho, z)(dn/dT)$. Среднее распределение температурного поля по сечению кристалла находится путем среднеквадратичной аппроксимации распределения поля температуры $\Delta T(\rho, z)$ параболой по всему сечению активного элемента [1]. В первом приближении можно ограничиться локальной составляющей кривизны температурного поля в центральной точке.

Следовательно, приведенное фокусное расстояние тепловой линзы, возникающей в кристалле во время накачки, описывается уравнением

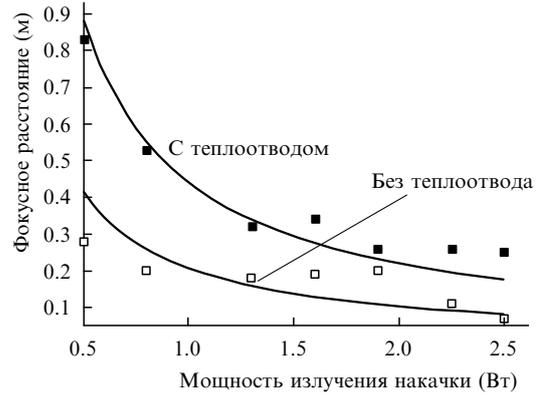


Рис. 3. Теоретические (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости фокусного расстояния тепловой линзы от мощности излучения накачки для различных способов крепления (охлаждения).

$$f = \frac{\rho^2}{2 \int_0^L \Delta T(\rho, z)(dn/dT) dz}. \quad (15)$$

Подставляя (11) и (12) в (15), получаем зависимости приведенного фокусного расстояния тепловой линзы для двух способов крепления кристалла, показанных на рис. 1 и 2 соответственно:

$$f(P_p) = \frac{\pi K w_{p0}^2}{P_p [1 - \exp(-\alpha_{p0}L)] (dn/dT)}, \quad (16)$$

$$f(P_p) = \frac{\pi K w_{p0}^2 \ln(r_b/r_0)}{P_p [1 - \exp(-\alpha_{p0}L)] (dn/dT)}. \quad (17)$$

Для расчета фокусного расстояния возникающей в активном элементе тепловой линзы воспользуемся характеристиками кристалла YVO₄: Nd, приведенными в [10]: $K = 5.23 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\alpha_{p0} = 19.3 \text{ см}^{-1}$, $P_p = 0.5 - 2.5 \text{ Вт}$, $w_{p0} = 0.2 \times 10^{-3} \text{ м}$, $dn/dT = 3 \times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, $x_0 = y_0 = 1.5 \times 10^{-3} \text{ м}$, $2r_b = 24 \times 10^{-3} \text{ м}$.

Расчетные зависимости фокусного расстояния тепловой линзы от мощности излучения накачки для двух случаев крепления активного элемента приведены на рис. 3 (сплошные линии). Видно, что при конвективном охлаждении кристалла с теплоотводом оптическая сила тепловой линзы в два раза меньше, чем при конвективном охлаждении без теплоотвода.

3. Экспериментальные результаты

Исследования термооптических искажений проводились на экспериментальной установке (рис. 4) методом Гартмана [11, 12]. В состав установки входят лазерный диод АТС-2550, его блок питания LDD-9А и фокусирующая система излучения, исследуемый активный элемент Nd: YVO₄, коллимирующий объектив, набор светофильтров ИКС1,5,6 и НС1,8, диафрагма Гартмана, видеокамера LCL 902HS с источником питания и ЭВМ. Источник накачки с длиной волны $\lambda = 808 \text{ нм}$ одновременно использовался и в качестве источника опорного излучения. Активный элемент Nd: YVO₄ устанавливался в перетяжку пучка накачки. Диафрагма Гартмана была выполнена в виде набора отверстий, расположенных в узлах гексагональной сетки пятого порядка. Диаметр отверстий составлял 0.2 мм, диаметр гексагональной сетки – 3.5 мм.

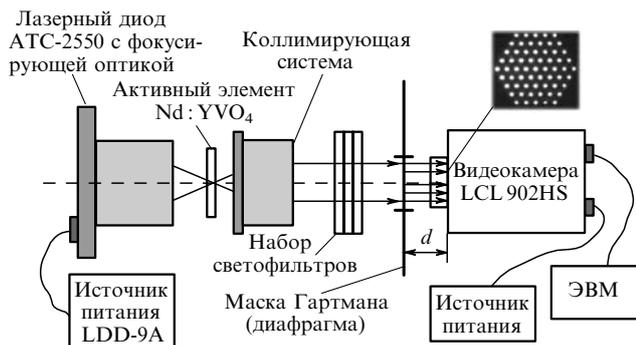


Рис.4. Схема экспериментальной установки.

Диафрагма располагалась на расстоянии $d = 15.8$ мм от видеокамеры в выходном зрачке оптической системы.

Измерения проводились следующим образом. Для каждого значения мощности излучения накачки телевизионной камерой регистрировались два изображения диафрагмы Гартмана (рис.4): одно – для длины волны лазерного диода, соответствующей максимуму поглощения излучения накачки в активном элементе, и другое – для длины волны излучения, соответствующей минимуму поглощения. Длина волны излучения лазерного диода задавалась путем изменения его температуры. Предварительно проведенная калибровка показала, что форма волнового фронта излучения лазерного диода практически не зависит от его температуры. Среднеквадратичные изменения этой формы без установленного активного элемента не превышали 3% при изменении температуры на 15°C .

Далее для полученных изображений диафрагмы Гартмана определялись координаты «центров тяжести» световых пятен, а затем – смещения «центров тяжести» искаженного тепловой линзой волнового фронта (соответствующего максимуму поглощения излучения накачки) относительно опорного волнового фронта (соответствующего минимуму поглощения). По полученным смещениям «центров тяжести» световых пятен вычислялись локальные наклоны волнового фронта, по которым восстанавливалась его форма, описываемая весовыми коэффициентами разложения по первым десяти полиномам Цернике. Приведенное фокусное расстояние определялось по радиусу кривизны ближайшей к восстановленному волновому фронту опорной сферы, рассчитанной методом наименьших квадратов.

Экспериментально полученные значения фокусного расстояния тепловой линзы для нескольких значений мощности излучения накачки показаны точками на рис.3. Приведенные зависимости показывают достаточно хорошее совпадение экспериментальных и теоретических результатов.

Поскольку метод Гартмана позволяет восстановить практически полную форму волнового фронта, экспериментально были исследованы aberrации более высоких порядков, которые оказывают существенное влияние на дифракционную расходимость выходного излучения твердотельного лазера. Для численной оценки качества возникающей тепловой линзы было рассчитано среднеквадратичное отклонение искаженного тепловой линзой волнового фронта от опорного волнового фронта, полученного при минимальной тепловой линзе в кристалле.

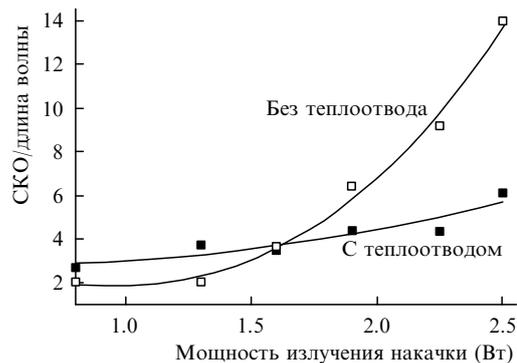


Рис.5. Теоретические (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости от мощности излучения накачки среднеквадратичного отклонения (СКО) искаженного тепловой линзой волнового фронта от опорного волнового фронта сферы (в единицах длины волны лазера).

Экспериментальные зависимости среднеквадратичных отклонений от мощности накачки представлены на рис.5. Видно, что при мощности накачки более 1.7 Вт среднеквадратичные отклонения волнового фронта от опорного в случае конвективного охлаждения кристалла без теплоотвода имеют в два раза большую величину, чем при конвективном охлаждении кристалла с медным теплоотводом.

4. Заключение

Проведенные исследования термооптических искажений активного элемента $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ при различных способах его крепления, обеспечивающих два типа охлаждения, показали, что закрепление кристалла внутри конвективно охлаждаемого медного теплоотвода приводит к двукратному уменьшению оптической силы возникающей тепловой линзы. При этом наблюдается не только увеличение фокусного расстояния тепловой линзы, но и уменьшение доли aberrаций высоких порядков. Следовательно, при конвективном охлаждении системы активный элемент – медный теплоотвод можно ожидать увеличения КПД и повышения параметра качества выходного излучения лазера по сравнению с конвективным охлаждением кристалла без теплоотвода при прочих равных условиях.

1. Koechner W., Bass M. *Solid-State Lasers: a Graduate Text* (New York: Springer-Verlag, 2003).
2. Schmid M., Graf Th., Weber H.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17** (8), 1398 (2000).
3. Innocenzi M.E., Yura H.T., Fincher C.L., Feieds R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **56** (19), 1831 (1990).
4. Chen Y.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (2), 234 (1999).
5. Peng X., Xu L., Asundi A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38** (9), 1291 (2002).
6. Chen Y.F., Liao T.S., Huang C.F., Lin K.H., Wang S.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32** (11), 2010 (1996).
7. *Optics and Optical Instruments. Lasers and Laser Related Equipment. Test Methods for Beam Widths, Divergence Angle and Beam Propagation Factor* (Geneva: ISO 11146, 2005).
8. Гребер Г., Эрк С. *Основы учения о теплообмене* (М.: ИЛ, 1958).
9. Abramowitz M., Stegun I.A. *Handbook of Mathematical Functions* (New York: Dover, 1965).
10. Sennaroglu A. *Opt. Quantum Electron.*, **32**, 1307 (2000).
11. Malacara D. *Appl. Opt.*, **11** (1), 99 (1972).
12. Morales A., Malacara D. *Appl. Opt.*, **22** (4), 3957 (1983).