

В.А. Банах, Б.Н. Чен

КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ КОГЕРЕНТНО ОСВЕЩЕННЫХ ОБЪЕКТОВ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Анализируется влияние корреляции встречных волн на качество изображения объектов, наблюдаемых через случайно-неоднородную среду. Показано, что в случае согласования приемопередающих апертур когерентного источника и телескопа при учете корреляции волн, подсвечивающей объект и отраженной от него, качество изображения <точечного> объекта и разрешение изображения <двухточечного> объекта значительно возрастают.

Известно, что пространственно-временная неоднородность случайной среды приводит к искажениям изображения наблюдаемого объекта. Изображение размывается, границы его становятся нечеткими, что приводит к потере информации о мелкомасштабных деталях объекта.

Проблеме видения через случайно-неоднородные среды уделяется значительное внимание исследователей. Все работы, посвященные данной тематике, условно можно разделить на три блока. Первый блок [1] связан с длинноэкспозиционными изображениями самосветящихся или подсвечиваемых некогерентным оптическим источником объектов. Теория этих работ основывается на представлении пространственного спектра изображения в виде произведения пространственных спектров объекта и длинноэкспозиционной передаточной функции системы <телескоп + случайно-неоднородная среда>. Задача анализа изображения объекта в этом случае сводится к нахождению длинноэкспозиционной передаточной функции вышеозначенной системы <телескоп + случайно-неоднородная среда>.

Второй крупный блок работ связан с короткоэкспозиционными изображениями самосветящихся или подсвечиваемых некогерентным оптическим источником объектов. Методологическая основа прикладных работ этого блока базируется на методе Лабейри [2, 3].

Следующий блок работ можно объединить под общим названием <теория когерентных изображений> [4], под которой понимается разнообразный круг вопросов, связанных с формированием и обработкой изображений объектов, освещаемых когерентным оптическим источником. Одним из аспектов этого направления является исследование когерентных изображений в таких ситуациях, когда излучение, падающее на объект, коррелирует с рассеянным вследствие прохождения оптической волной одних и тех же неоднородностей среды в прямом и обратном направлениях [5–10]. Изучению влияния корреляции встречных волн на <качество> когерентных изображений в турбулентной атмосфере и посвящена данная статья.

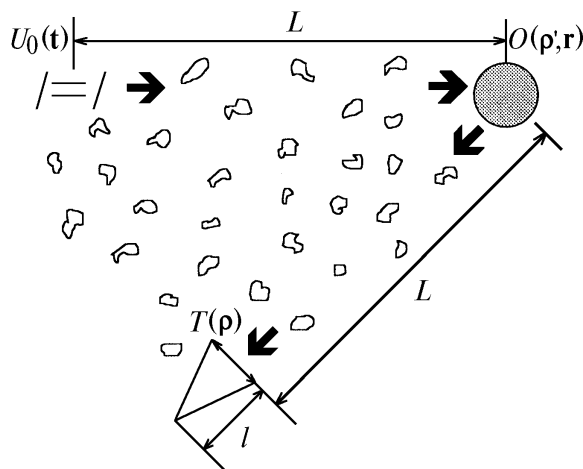


Рис. 1. Геометрическая схема формирования изображения

Рассмотрим, как показано на рис. 1, объект, амплитудный коэффициент отражения которого описывается функцией $O(\rho', \mathbf{r})$. Здесь ρ', \mathbf{r} – двумерные векторы. Данный объект подсвечивается когерентным оптическим источником, распределение поля которого в плоскости излучающей апертуры описывается функцией $U_0(\mathbf{t})$ и отстоящим от наблюдаемого объекта $O(\rho', \mathbf{r})$ на расстояние L . Объект $O(\rho', \mathbf{r})$ наблюдается через удаленный от объекта на расстояние L телескоп, амплитудный коэффициент пропускания приемной линзы которого описывается функцией $T(\rho)$.

Определим качество изображения объекта функционалом [10]:

$$\theta(l) = \int d^2 \omega \omega^2 |N(l, \omega)|^2 / \int d^2 \omega |N(l, \omega)|^2. \quad (1)$$

Здесь $N(l, \omega)$ – нормированный пространственный спектр средней интенсивности оптической волны в плоскости l за приемной линзой телескопа

$$N(l, \omega) = S(l, \omega) / S(l, 0),$$

где $S(l, \omega) = \int d^2 \rho'' \langle I(l, \rho'') \rangle \exp(i\omega \rho'')$ – пространственный спектр средней интенсивности; ω – пространственная частота. Средняя интенсивность $\langle I(l, \rho'') \rangle$ в плоскости l за приемной линзой телескопа равна [11]

$$\begin{aligned} \langle I(l, \rho'') \rangle = & \left(\frac{k}{2\pi l} \right)^2 \int d^2 t_{1,2} U_0(\mathbf{t}_1) U_0^*(\mathbf{t}_2) \int d^2 \rho'_{1,2} \int d^2 r_{1,2} \langle O(\rho'_1, \mathbf{r}_1) O^*(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle \int d^2 \rho_{1,2} T(\rho_1) T(\rho_2) \times \\ & \times \langle G_{\text{np}}(x_0; \rho'_1, \mathbf{t}_1) G_{\text{np}}^*(x_0; \rho'_2, \mathbf{t}_2) G_{\text{от}}(x_0, x; \rho_1, \mathbf{r}_1) G_{\text{от}}^*(x_0, x; \rho_2, \mathbf{r}_2) \rangle \exp \left[\frac{ik}{2l} \left(1 - \frac{l}{F} \right) (\rho_1^2 - \rho_2^2) - \frac{ik}{l} (\rho_1 - \rho_2) \rho'' \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где $G_{\text{np}}(x, x_0; \rho, \mathbf{t})$ и $G_{\text{от}}(x_0, x; \rho, \mathbf{r})$ – функции Грина на трассах соответственно <источник–объект> и <объект–телескоп>; F_l – фокусное расстояние приемной линзы телескопа; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; x_0 определяет положение плоскости оптического источника и телескопа; x – положение плоскости объекта.

В дальнейшем будем рассматривать в качестве среды турбулентную атмосферу с колмогоровским спектром при реализации на трассе условий сильных флуктуаций интенсивности [11]. Оптический источник зададим в виде гауссова пучка шириной $2a$ и радиусом кривизны волнового фронта F . Для функции $T(\rho)$ воспользуемся гауссовой аппроксимацией с эффективным радиусом a_l .

Известно [11], что в области сильных флуктуаций интенсивности можно записать

$$\langle I(l, \rho'') \rangle = \langle I(l, \rho'') \rangle_1 + \langle I(l, \rho'') \rangle_2, \quad (3)$$

$$S(l, \omega) = S_1(l, \omega) + S_2(l, \omega).$$

Первое слагаемое в выражении (3) описывает влияние среды на распространение оптической волны, когда подсвечивающая объект и отраженная от объекта волны проходят по разным неоднородностям среды, т.е. некоррелированы. Второе слагаемое в (3) отвечает за корреляцию этих волн. Наличие этого слагаемого определяет специфику формирования когерентных изображений подсвечивающих объектов по сравнению с изображениями самосветящихся когерентных источников.

Влияние второго слагаемого в формулах (3) на качество изображения удобно рассмотреть на примере объекта <точечных> размеров. Пространственный спектр точечного объекта $S_0(l, \omega)$ равняется постоянной величине, а среда и дифракция на апертурах оптического источника и приемного телескопа играют роль высокочастотных фильтров. Поэтому пространственный спектр изображения объекта получается из пространственного спектра объекта как результат фильтрации его высокочастотных компонент.

Для точечного объекта имеем

$$O(\rho, \mathbf{r}) = 4\pi/k^2 \delta(\mathbf{r}) \delta(\rho - \mathbf{r}), \quad (4)$$

где $\delta(\mathbf{r})$ – дельта-функция Дирака. Воспользовавшись (4) в (2) для слагаемого $S_1(l, \omega)$ в (3), получим

$$S_1(l, \omega) = \text{const} (g^2 + 2p)^{-1} \exp \left[-\omega^2/\omega_0^2 (1 + \Omega_l^2 Q^2 + 2p \Omega_l / \Omega) \right], \quad (5)$$

где $\omega_0 = 2 a_i k / l$; $g^2 = 1 + \Omega^2 (1 - L/F)^2$; $Q = 1 + L(1/l - 1/F)$; $p = 2\Omega/(3g)$; $\Omega = ka^2/L$, $\Omega_l = ka_l^2/L$ – числа Френеля излучающей апертуры и телескопа соответственно; $q = 0,82 \beta_0^{-12/5}$; $\beta_0^2 = 0,31 C_\varepsilon^2 k^{7/6} L^{11/6}$ – параметр, характеризующий турбулентные условия распространения на трассе; C_ε^2 – структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости среды. В рассматриваемом случае сильных флуктуаций интенсивности параметр β_0^2 принимает значения, существенно превышающие единицу.

Из выражения (5) следует, что наилучшее изображение точечного объекта в телескопе получается в плоскости l^* , которая определяется из формулы тонкой линзы [12]

$$Q = 1 + L/l^* - L/F_l = 0. \quad (6)$$

Амплитуда слагаемого $S_1(l, \omega)$ пропорциональна $\beta_0^{-12/5}$, характерный масштаб его убывания порядка

$$\omega_1 \sim \omega_0 (1 + Q^2 + 2p \Omega_l / \Omega)^{-1/2}.$$

Для слагаемого $S_2(l, \omega)$ в (3) в случае точечного объекта имеем

$$S_2(l, \omega) = \text{const} AB [\Omega^2 \left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 + A \Omega \Omega_l \left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 p^2 + B^2]^{-1} \exp \left\{ -\frac{\omega^2}{\omega_0^2} [C + AB \Omega_l^2 Q^2 - B p^2 \Omega_l \Omega^{-1} [\Omega^2 \left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 + A \Omega \Omega_l \left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 p^2 + B^2]^{-1} [1 + A \Omega \Omega_l \left(1 - \frac{L}{F}\right) Q]^2] \right\}, \quad (7)$$

где введены обозначения

$$A = [1 + p(1 + \Omega_l / \Omega)]^{-1}; \quad B = 1 + p; \quad C = 1 + p \Omega_l / \Omega.$$

Из выражения (7) следует, что амплитуда слагаемого $S_2(l, \omega)$ пропорциональна $\beta_0^{-24/5}$, а характерный масштаб его убывания порядка $\omega_2 \sim \omega_0$. Таким образом, хотя амплитуда слагаемого S_2 значительно меньше амплитуды слагаемого S_1 при $\beta_0^2 \gg 1$, его характерный масштаб убывания существенно больше характерного масштаба убывания слагаемого S_1 , ($\omega_2/\omega_1 \sim (1 + \Omega_l^2 Q^2 + 2p \Omega_l / \Omega)^{1/2} \gg 1$).

Поведение слагаемых S_1 и S_2 показано на рис. 2, где N_0 обозначает нормированный пространственный спектр точечного объекта; $N_1^i = S_1(l^*, \omega)/S_1(l, 0)$ и $N_1^f = S_1(F_p, \omega)/S_1(l, 0)$ описывают пространственные спектры изображения этого же объекта без учета корреляции встречных волн в плоскости резкого изображения ($l = l^*$) и в фокальной плоскости телескопа ($l = F_p$) соответственно; $N_2^f = S_2(F_p, \omega)/S_1(l, 0)$ показывает относительный вклад второго слагаемого $S_2(l, \omega)$ в пространственный спектр изображения точечного объекта в фокальной плоскости телескопа.

В полном соответствии с тем, что размер изображения в плоскости l^* минимален, спектр $S_1(l^*, \omega)$ шире, чем $S_1(F_p, \omega)$. В то же время, как видно из рис. 2, слагаемое $S_2(F_p, \omega)$ содержит информацию о высокочастотной части пространственного спектра точечного объекта, которая отфильтровывается неоднородной средой в отсутствие корреляции встречных волн. Следовательно, учет слагаемого S_2 должен приводить к улучшению качества изображения объекта.

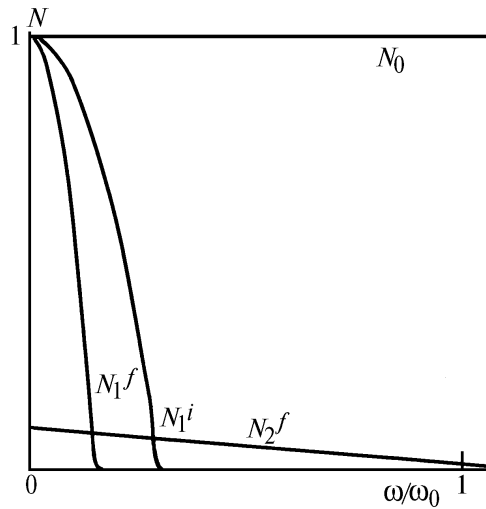


Рис. 2. Схематическое поведение слагаемых S_1 и S_2

Воспользовавшись определением (1) и выражениями (5), (7), вычислим функционал $\theta_1(I^*)$, который характеризует качество изображения точечного объекта в плоскости резкого изображения без учета корреляции встречных волн, и функционал $\theta(F)$, который характеризует качество изображения того же объекта в фокальной плоскости приемной линзы телескопа с учетом корреляции прямой и обратной волн. Определим величину M как отношение $\theta(F)$ к $\theta_1(I^*)$. Ясно, что значение $M > 1$ соответствует улучшению, а $M < 1$ ухудшению качества изображения.

На рис. 3 представлены зависимости величины M от числа Френеля освещающего точечный объект когерентного источника при различных значениях числа Френеля приемной линзы телескопа. Параметр β_0^2 равен 50.

Из рис. 3 следует, что улучшение качества изображения, согласно критерию (1), наблюдается, когда апертуры когерентного источника и приемной линзы телескопа имеют одинаковые размеры ($\Omega = \Omega_i$). В этом случае когерентное слагаемое S_2 дает вклад, соизмеримый со слагаемым S_1 . Таким образом, корреляция встречных волн в условиях сильных флуктуаций интенсивности при наблюдении объекта в фокальной плоскости может приводить к выигрышу по сравнению с изображением в сопряженной плоскости I^* . Если условие согласования апертур не соблюдается ($\Omega \gg \Omega_i$ или $\Omega \ll \Omega_i$), то улучшения качества изображения не происходит.

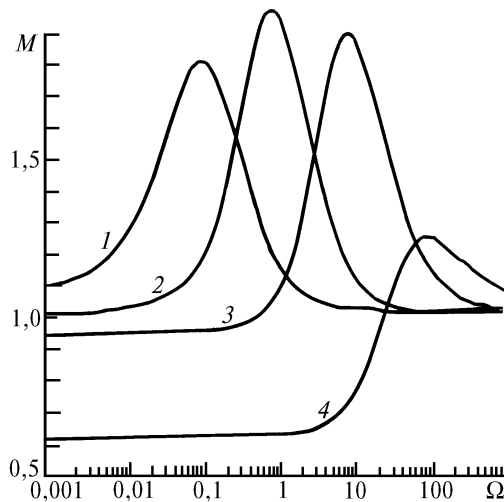


Рис. 3. Зависимости величины $M = \theta(F) / \theta_1(I^*)$ для точечного объекта от числа Френеля когерентного источника. Кривая 1 - $\Omega_i = 0,1$; 2 - $\Omega_i = 1$; 3 - $\Omega_i = 10$; 4 - $\Omega_i = 100$

Данный результат имеет наглядное физическое объяснение и впервые был показан на примере вычисления средней интенсивности изображения в [13]. Если принять во внимание [14] то обстоятельство, что лучи оказываются когерентными (коррелированными) между собой вследствие дальних корреляций только в области, ограниченной размерами выходной апертуры, то становится ясно, что телескоп с меньшими, чем $2a$, размерами собирает не все когерентные лучи, а использование приемной линзы телескопа больших размеров приводит к относительному уменьшению когерентной составляющей рассеянного излучения $\langle I(l, \rho'') \rangle_2$ в выражении (3) по сравнению с возрастающим вкладом некогерентной компоненты $\langle I(l, \rho'') \rangle_1$.

Рассмотрим, как скажется корреляция встречных волн на разрешении объектов, наблюдаемых в турбулентной атмосфере в когерентном свете. Представим функцию $O(\rho, \mathbf{r})$ для <двухточечного> объекта в следующем виде:

$$O(\rho, \mathbf{r}) = (2p/k^2) [\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) + \delta(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0)] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (8)$$

где $2r_0$ – расстояние между двумя точечными объектами.

Подставив (8) в (2), несложно получить выражение для распределения интенсивности изображения двухточечного объекта. На рис. 4 и 5 представлены результаты расчета на основании этого выражения зависимости распределения интенсивности двухточечного объекта в сопряженной плоскости и в фокальной плоскости приемной линзы телескопа при различных расстояниях между точечными объектами. По оси абсцисс на рис. 4 и 5 отложено нормированное на l/ka расстояние в поперечной к оптической оси телескопа плоскости.

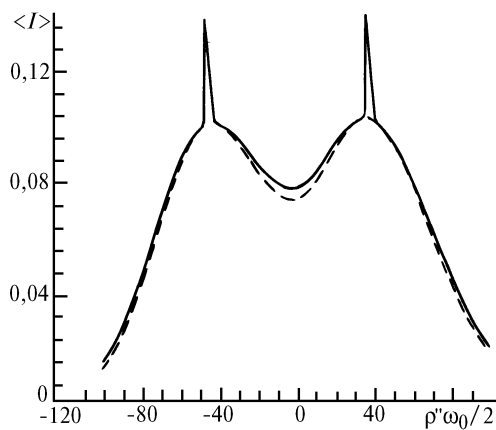


Рис. 4. Распределение интенсивности изображения двухточечного объекта при $r_0/\rho_n = 150, \Omega = 10, \Omega_t = 10, \beta_0^2 = 50$

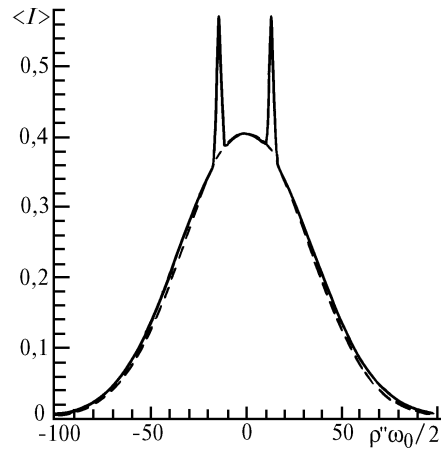


Рис. 5. Распределение интенсивности изображения двухточечного объекта при $r_0/\rho_n = 50, \Omega = 10, \Omega_t = 10, \beta_0^2 = 50$

Рассмотрим изображение двухточечного объекта в сопряженной (штриховая кривая на рис. 4 и 5) и в фокальной (сплошная кривая без пиков на рис. 4 и 5) плоскостях без учета корреляции встречных волн. Из рисунков видно, что по мере уменьшения расстояния между двумя точечными объектами их разрешение в изображении падает вплоть до того, что они становятся полностью неразрешимыми.

Рассмотрим изображение двухточечного объекта в фокальной плоскости, но с учетом корреляции встречных волн. Из рис. 4 и 5 видно (сплошная кривая с пиками), что в этом случае разрешение двухточечного объекта повышается (рис. 4) и не исчезает даже тогда, когда расстояние между двумя точечными объектами уменьшается настолько, что их изображения в отсутствие корреляции встречных волн или при их наблюдении в сопряженной плоскости не разрешаются приемной системой.

Для количественной оценки повышения разрешающей способности телескопа при наблюдении двухточечного объекта за счет корреляции встречных волн введем функцию <видности> изображения по формуле

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}),$$

где через I_{\max} обозначено максимальное значение интенсивности в изображении, а через I_{\min} – значение интенсивности при $\rho'' = 0$.

На рис. 6 представлены зависимости видности изображения двухточечного объекта при различных способах наблюдения. По оси абсцисс отложено нормированное на ρ_n расстояние между двумя точечными объектами. Здесь ρ_n – радиус когерентности поля плоской волны на трассе длиной L , который выражается через ранее введенные параметры следующим образом:

$$\rho_n^2 = L / (1,22 k \beta_0^{12/5}).$$

Из рис. 6 видно, что разрешение изображения двухточечного объекта за счет корреляции встречных волн при условии согласования размеров приемной и передающей апертур существенно повышается.

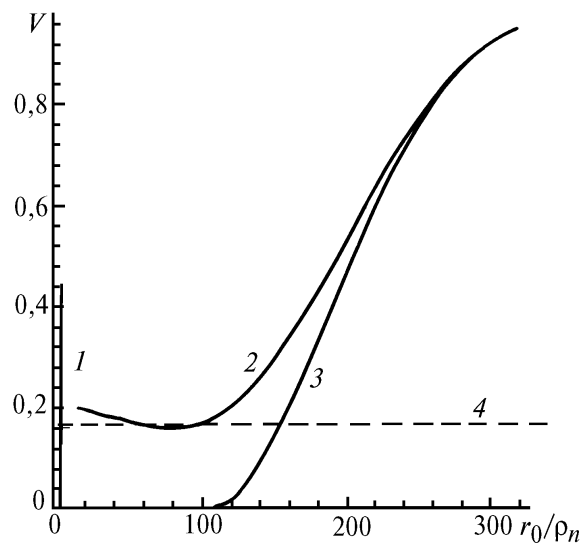


Рис. 6. Видность изображения двухточечного объекта $\Omega = 10$, $\Omega_t = 10$: 1 – видность изображения двухточечного объекта в плоскости резкого изображения при $\beta_0^2 = 0$; 2, 3 – видность изображения двухточечного объекта в фокальной плоскости при $\beta_0^2 = 50$; 2 – с учетом корреляции встречных волн; 3 – без учета корреляции встречных волн; 4 – уровень разрешения по критерию Рэлея

Таким образом, корреляция встречных волн может приводить к существенному повышению качества изображения и разрешающей способности телескопа при когерентной подсветке объекта наблюдения.

1. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 528 с.
2. Labeurie A. // Astron. and Astrophys. 1970. V. 6. P. 85.
3. Токовинин А. А. Звездные интерферометры. М.: Наука, 1988.
4. Бакут П. А., Мандросов В. И., Матвеев И. Н., Устинов Н. Д. Теория когерентных изображений. М.: Радио и связь, 1987. 264 с.
5. Mavroidis T., Dainty J. C., Northcott M. J. // J. Opt. Soc. Am. A. 1990. V. 7. N 3. P. 348–355.
6. Agrovskii B. S., Bogaturov A. N., Gurvich A. S., Kireev S. V., Myakinin V. A. // J. Opt. Soc. Am. A. 1991. V. 8. №7. P. 1142–1147.
7. Solomon C. J., Lane R. G., Mavroidis T., Dainty J. C. // Journal of modern optics. 1991. V. 38. №11. P. 1993–2008.
8. Mavroidis T., Solomon C. J., Dainty J. C. // J. Opt. Soc. Am. A. 1991. V. 8. №7. P. 1003–1013.
9. Mazar R., Bronshtein A., Kodner L. // Proc. SPIE Atmospheric Propagation and Remote Sensing II. 1993. V. 1968. P. 249–257.
10. Bogaturov A. N. // Proc. SPIE Atmospheric Propagation and Remote Sensing II. 1993. V. 1968. P. 270–281.
11. Зуев В. Е., Банах В. А., Покасов В. В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 272 с.
12. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
13. Банах В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. №12. С. 1507–1509.
14. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах. М. 1984. (Препринт N 20(382)/ Институт радиотехники и электроники АН СССР).

V. A. B a n a k h, B. N. C h e n. **Quality of Imaging of Coherently Illuminated Objects in Random Medium.**

The effect of correlation of counter waves on a quality of objects image viewed through a randomly-inhomogeneous medium is analyzed in the paper. It is shown that correlation of the wave incident on the viewed object and the reflected one causes a betterment of quality of the image of a point object as well as an impovement of resolution of the image of two-point object. The effect becomes maximum in the case of proximity of the sizes of the transmitting aperture and the telescope object-lens.