

П.А. Бакут, И.А. Рожков, А.Д. Ряхин

### ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПАССИВНЫХ МЕТОДОВ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ. III. ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

На основании зависимости для точности оценки квадрата модуля пространственного спектра изображения объекта по серии искаженных атмосферой коротко-экспозиционных изображениях получены выражения для потенциального разрешения в случае формирования изображений по излучаемому нагретой поверхностью объекта инфракрасному излучению. Показано, что этот режим наблюдений наиболее предпочтителен для объектов, угловые размеры которых больше атмосферного предела разрешения.

В предыдущих статьях [1, 2] авторы оценили возможности спеклинтерферометрических методов формирования изображений по отражаемому объектом солнечному излучению в видимом диапазоне длин волн. Было показано, что при угловом размере объекта  $\theta_0 \gtrsim \theta_a$ , где  $\theta_a = 4\lambda/(\pi \cdot r_0)$  — среднее «атмосферное» разрешение [3],  $\lambda$  — длина волны,  $r_0$  — параметр Фрида [4], характеризующий области корреляции атмосферных искажений поля на апертуре [3], достижимо разрешение  $\sim 10^{-7}$  рад, а при  $\theta_0 \ll \theta_a$  — до  $2 \cdot 10^{-8}$  рад. Последнее значение соответствует диаметру апертуры телескопа  $D$  около 30 м, что предполагает использование синтезированных телескопов (СТ) [5]. При таком диаметре появляется возможность эффективно формировать изображения объекта в инфракрасном диапазоне длин волн в окнах прозрачности атмосферы (например, 8–12 мкм) по тепловому излучению нагретой Солнцем поверхности объекта. Этот диапазон характеризуется следующими положительными особенностями:

- возможностью круглосуточного наблюдения в связи с отсутствием при  $\lambda \geq 4$  мкм эффекта рассеяния излучения Солнца в земной атмосфере [6];
- отсутствием эффектов серповидности (затемнения) тепловых изображений;
- значительным уменьшением влияния атмосферных искажений.

Для иллюстрации последней особенности заметим, что согласно закону «5/3» для структурной функции искажений  $D_A(v)$  размер  $r_0$  зависит от длины волны  $\lambda$  как  $\lambda^{6/3}$  и возрастает от 0,1 м при  $\lambda = 0,6$  мкм до 2,5 м при  $\lambda = 10$  мкм. В действительности, по-видимому, размер области корреляции достигает 3 ... 5 м. Дело в том, что закон  $D_A(v) = 6,88 \cdot (v/r_0)^{5/3}$  справедлив только при  $v \ll L_a$ , где  $L_a \sim 10$  м — интервал насыщения структурной функции (внешний масштаб турбулентности). Замедление роста  $D_A(v)$  при  $v \sim L_a$ , существенное для апертур телескопов  $D \gtrsim L_a$ , и приводит к увеличению корреляционного размера. Одновременно с ростом  $r_0$  убывает дисперсия ( $\sigma_a = 1/2D_a(\infty)$ ) фазовых искажений пропорционально  $\lambda^{-2}$ . Если на 0,6 мкм она по оценкам [7] составляет  $\sim 10^3$  рад<sup>2</sup>, то на 10 мкм — около 4 рад<sup>2</sup>. И наконец, в ИК-диапазоне существенно возрастает временной интервал корреляции искажений  $T_k$ . Поскольку  $T_k \sim r_0/\sigma_v$  [8], где  $\sigma_v$  — среднее значение флуктуаций скоростей переноса отдельных атмосферных слоев, то при переходе в ИК-диапазон  $T_k$  возрастает с 0,01 до 0,3...0,5 с. Все эти особенности делают ИК-наблюдения весьма перспективными, что и побудило авторов оценить соответствующее потенциальное разрешение.

Согласно принятой в [2] методике определим предельное разрешение  $\theta_p$  как величину, обратную максимальной пространственной частоте  $f_p$ , на которой  $Q(\mathbf{f}) \geq 5$ . Здесь через  $Q(\mathbf{f})$  обозначено отношение сигнал-шум (ОСШ), характеризующее точность оценки квадрата модуля пространственного спектра (ПС)  $|O(\mathbf{f})|^2$  искомого изображения объекта по зарегистрированной серии  $M$  короткоэкспозиционных (искаженных атмосферой и шумами регистрации) изображений (КИ). Для отношения  $Q(\mathbf{f})$  справедливо общее выражение вида

$$Q(\mathbf{f}) = \sqrt{M} \frac{E^2 \sqrt{S_0 \cdot S_j}}{\sigma_p^2 S_p} |O(\mathbf{f})|^2 < |H(\mathbf{f})|^2 >, \quad (1)$$

где  $E$  — средняя энергия одного КИ;  $\sigma_p^2$  — дисперсия ПС шумов регистрации;  $S_0$ ,  $S_j$  и  $S_p$  — площади областей корреляции ПС распределений соответственно неискаженного изображения объекта, КИ и шумов регистрации,  $\langle |H(\mathbf{f})|^2 \rangle$  — оптическая передаточная функция (ОПФ) системы «атмосфера — телескоп». Раскрывая входящие в (1) члены согласно [2], получаем следующее более детальное представление:

$$Q(f) = \sqrt{M} \xi \eta \frac{\rho_0^2 \cdot \Theta_0^2 S_{\text{КИ}} \sqrt{S_0 S_J} \Delta \lambda \cdot \Delta \lambda_{\text{к}}}{\rho_0 \Theta_0^2 + \rho_{\text{ф}} S_{\text{КИ}}} \frac{T T_{\text{к}}}{T + T_{\text{к}}} \frac{0,34 r_s^2}{2 \pi^2 f^2} B(f), \quad (2)$$

где  $\xi$  – коэффициент пропускания оптики телескопа;  $\eta$  – квантовая эффективность регистратора;  $\rho_0$  и  $\rho_{\text{ф}}$  – спектральные плотности принимаемых потоков соответственно сигнального излучения от объекта и фонового излучения (считается, что регистратор работает в режиме ограничения фоном);

$$S_{\text{КИ}} = \left( \Theta_0 + \frac{4\lambda}{\pi r_s} \right)^2 - \text{средний угловой размер КИ}; \quad S_0 = \frac{\pi}{8 \cdot \Theta_0^2},$$

$$S_J = \frac{\pi}{4} \min \left( \frac{1}{\Theta_0}, \frac{\lambda}{r_s} \right) \cdot \min \left( \frac{1}{2\Theta_0}, \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \cdot f \right); \quad (3)$$

$\Delta \lambda_{\text{к}} = \frac{r_s}{f}$  – спектральный интервал корреляции ПС КИ;  $\Delta \lambda$  – ширина спектрального диапазона регистрируемого излучения;  $T$  – время экспозиции КИ;  $r_s$  – эффективный размер пространственной области корреляции атмосферных искажений, приближенно равный

$$r_s = \begin{cases} \frac{3,8 \cdot D_{\text{т}} \cdot r_0}{D_{\text{т}} + 3,8 \cdot r_0} & \text{при } D_{\text{т}} \lesssim 3,8 \cdot r_0, \\ r_0 \cdot (1 + 1,43 \sqrt{r_0 / D_{\text{т}}}) & \text{при } D_{\text{т}} \gtrsim 3,8 \cdot r_0. \end{cases} \quad (4)$$

$D_{\text{т}}$  – диаметр отдельной приемной апертуры СТ;  $B(f)$  – ОПФ телескопа. Последняя функция зависит от типа СТ.

С этой точки зрения различают две основные концепции [5] сегментированные телескопы, в которых непосредственно набирают квазисплошное «гигантское» зеркало из большого числа почти прилегающих друг к другу асферичных фрагментов, при этом  $D_{\text{т}} = D$ ; многозеркальные телескопы, состоящие из малого числа  $N_{\text{т}}$  заметно разнесенных в пространстве приемных телескопов диаметра  $D_{\text{т}}$ , работающих в режиме когерентного и синфазного сложения световых потоков в общей фокальной плоскости, при этом  $D > D_{\text{т}}$ . В первом случае ОПФ СТ практически совпадает с ОПФ классического телескопа и аппроксимируется как

$$B(f) = 1 - f / f_{\text{д}}, \quad (5)$$

где  $f_{\text{д}} = D / \lambda$  – дифракционная частота отсечки. Во втором при наиболее эффективном с точки зрения формирования изображений безызыточном расположении  $N_{\text{т}}$  телескопов она приближенно равна

$$B(f) = 1 / N_{\text{т}}. \quad (6)$$

В дальнейшем для общности анализа будем считать, что  $B(f_{\text{п}}) = 0,1$ , что соответствует либо  $f_{\text{п}} = 0,9 f_{\text{д}}$ , либо  $N_{\text{т}} = 10$ . Кроме того, будем считать, что  $D \gg r_0$ , но  $D_{\text{т}} \approx r_0$ , так что в обоих случаях  $r_s \approx r_0$ .

Для последующего анализа необходимо определить значения  $\rho_0$  и  $\rho_{\text{ф}}$ . В [6] показано, что равновесная температура  $t_{\text{п}}$  поверхности сферического объекта радиуса  $r$  без внутренних источников энергии поглощающего и излучающего по законам черного тела с коэффициентами  $\alpha$  и  $\epsilon$  равна

$$t_{\text{п}} = 645 \cdot \left( 0,0475 \frac{\alpha}{\epsilon} + 0,008 \right)^{1/4}. \quad (7)$$

Соответствующие точка максимума  $\lambda_{\text{max}}$  и значение  $W_{\text{max}}$  спектральной плотности  $W_{\lambda}(\lambda)$  излучения определяются как [6]

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{max}} &= A / t_{\text{п}}; \\ W_{\text{max}} &= B \cdot t_{\text{п}}^5, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $A = 2898$  мкм К,  $B = 1,29 \cdot 10^{-19}$  Вт  $\cdot$  м $^{-2}$   $\cdot$  мкм $^{-1}$   $\cdot$  К $^{-5}$ . Типично  $\alpha / \epsilon \approx 1,5$ , что приводит к значениям  $t_{\text{п}} \approx 340^{\circ}\text{K}$ ,  $\lambda_{\text{max}} = 8,5$  мкм,  $W_{\text{max}} = 59$  Вт  $\cdot$  м $^{-2}$   $\cdot$  мкм $^{-1}$ . В то же время в окне прозрачности 8 ... 12 мкм при средней длине волны  $\lambda_0 = 10$  мкм и ширине диапазона  $\Delta \lambda = 4$  мкм средняя плотность излучения  $W_0$  равна 55 Вт  $\cdot$  м $^{-2}$   $\cdot$  мкм $^{-1}$ .

Плотность излучения объекта в единичный телесный угол равна  $\varepsilon \cdot r^2 \cdot W_0$ , а плотность принимаемого излучения в плоскости апертуры телескопа равна  $\frac{\varepsilon \cdot r^2}{R_2} \cdot W_0 \cdot K_a^{\text{cosec} \varphi_0}$ , где  $R$  — дальность до объекта;  $\varphi_0$  — угол места его наблюдения,  $K_a$  — коэффициент пропускания атмосферы. В результате получаем, что плотность  $\rho_0$  излучения с единицы телесного угла в единицу времени на единицу площади приемной апертуры в единичном спектральном диапазоне определяется как

$$\rho_0 = \frac{\varepsilon}{\pi} \cdot W_0 \cdot K_a^{\text{cosec} \varphi_0}. \quad (9)$$

Подставляя в (3) характерные значения  $\varepsilon = 0,6$ ,  $K_a = 0,8$ ,  $\varphi_0 = \pi/6$  при  $T_p = 340^\circ\text{K}$  и пересчитывая плотность через число фотонов по правилу  $1 \text{ Вт} = 5 \cdot 10^{18} \lambda \text{ фотон} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $\lambda$  — в мкм), имеем

$$\rho_0 = 3,4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}. \quad (10)$$

В ИК-диапазоне шумы регистрации обусловлены флуктуациями как сигнального излучения от объекта, так и фонового теплового излучения атмосферы и зеркал телескопа. Считая, что и атмосфера, и зеркала характеризуются температурой в  $t_a = 300 \text{ K}$ , на основании данных, представленных в [6], заключаем, что плотность излучения ясного неба при  $\lambda = 10 \text{ мкм}$  равна  $5,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ . Эффективная плотность излучения зеркал телескопа с единицы площади в единичный телесный угол равна  $\varepsilon_3 \cdot K_3 \cdot W_{\text{та}}(\lambda_0)/\pi$ , где  $\varepsilon_3$  — коэффициент излучения зеркал ( $\varepsilon_3 \approx 0,05$ ),  $K_3$  — число «тепловых» зеркал в оптико-механическом тракте ( $K_3 \sim 5$ ), что приводит к значению  $1,23 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ . В результате имеем, что эффективная плотность фоновых квантов равна

$$\rho_\phi = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad (11)$$

т.е. в ИК-диапазоне (в отличие от видимого) мощности сигнала и фона сравнимы по величине. Это приводит к тому, что с точки зрения абсолютной величины достигаемого разрешения более предпочтительно формировать изображения крупноразмерных объектов. Действительно, при  $\Theta_0 \sim \Theta_p \ll \Theta_a$  отношение  $Q$ , как следует из (2), оказывается пропорциональным  $\Theta_0$  и монотонно увеличивается при росте  $\Theta_0$ , достигая насыщения при  $\Theta_0 \gtrsim \Theta_a$ .

Осуществим в этих предельных случаях количественные оценки потенциального разрешения, считая  $T \gg T_k = 0,4 \text{ с}$ ,  $\Delta\lambda_k \ll \Delta\lambda = 4 \text{ мкм}$ ,  $\xi = 0,6$ ,  $\eta = 0,5$ ,  $r_0 = 4 \text{ м}$ . При  $\Theta_0 \gg \Theta_a$  имеем

$$Q(f) = 6,8 \cdot 10^{-3} \sqrt{M} \cdot \zeta \cdot \eta \cdot T_k \rho_0^2 / (\rho_0 + \rho_\phi) (r_0/f)^3 B(f) = 1,16 \cdot 10^{24} \sqrt{M} / f^3. \quad (12)$$

Решая уравнение  $Q(1/\Theta_p) = 5$ , получаем зависимость разрешения  $\Theta_p$  от числа изображений  $M$  в виде

$$\Theta_p = \frac{1,6 \cdot 10^{-8}}{M^{1/6}} \text{ рад}, \quad (13)$$

что при  $M = 100$  приводит к значению  $\Theta_p = 0,8 \cdot 10^{-8}$  рад. Необходимо подчеркнуть, что существенное улучшение разрешающей способности по сравнению с видимым диапазоном ( $\Theta_p \sim 10^{-7}$  рад) в основном связано с рассмотренным выше значительным уменьшением влияния атмосферных искажений, в частности, с увеличением радиуса  $r_0$ .

Для малоразмерного объекта при  $\Theta_0 \sim \Theta_p$  имеем

$$Q(f) = 9,6 \cdot 10^{-3} \sqrt{M} \cdot \zeta \cdot \eta \cdot \frac{\rho_0^2}{\rho_\phi} \Theta_0 \Delta\lambda^{1/2} T_k \cdot \left(\frac{r_0}{f}\right)^{5/2} B(f) = 4,7 \cdot 10^{21} \Theta_0 \cdot \frac{\sqrt{M}}{f^{5/2}}. \quad (14)$$

Решая уравнение при  $\Theta_0 = \Theta_p$ , получаем зависимость

$$\Theta_p = \frac{10^{-6}}{M^{1/7}}, \quad (15)$$

что при  $M = 100$  приводит к значению  $\Theta_p = 5 \cdot 10^{-7}$  рад.

В заключение отметим, что для достижения разрешения  $\sim 10^{-8}$  рад на длине волны  $\lambda = 10 \text{ мкм}$  необходимо построение СТ с апертурой диаметра  $D = 10^3 \text{ м}$ , что пока невозможно. Но при создании более реальных в настоящее время СТ с эквивалентным диаметром около  $25 \text{ м}$ , предназначенных для работы как в видимом ( $\Theta_d \sim 2 \cdot 10^{-8}$  рад), так и в инфракрасном ( $\Theta_d \sim 4 \cdot 10^{-7}$  рад) диапазонах, в

силу наличия большого запаса по разрешению (ОСШ) в последнем случае оптимизацию конструкции СТ целесообразно осуществлять для видимого диапазона.

1. Бакут П.А., Рожков И.А., Ряхин А.Д. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 4. С. 394—397.
2. Бакут П.А., Рожков И.Д., Ряхин А.Д. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 4. С. 398—403.
3. Бакут П.А., Ряхин А.Д., Свиридов К.Н. и др. //Известия вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 3. С. 274.
4. Fried D.L. //JOSA. 1966. Т. 56. С. 1372.
5. Fender J.S. //SPIE, 1986. Т. 643. С. 122.
6. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М.: Мир, 1972. Гл. 4.
7. Рытов С.М., Кравцов Ю.Д., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику: Ч. 1. Случайные процессы. М.: Наука, 1978.
8. Roddier F. //The effect of atmospheric turbulence in optical astronomy. Progress in Optics XIX. N.-Holland, 1981.

Поступила в редакцию  
5 февраля 1990 г.

**P. A. Bakut, I. A. Rozhkov, A. D. Ryakhin. Estimation of Potential Resolution of Passive Methods for Image Formation Through the Turbulent Atmosphere. III. Infrared Speckle Interferometry.**

Based on the dependence of accuracy of estimation of the squared spatial spectrum modulus of an object image using a series of short-exposure images distorted by the atmosphere the expressions are obtained for potential resolution in the case of image formed by IR radiation emitted by its heated surface. It is shown that such an observation mode is most useful when the angular dimensions of the object exceed the atmospheric limit of resolution.