«Оптика атмосферы», **3**, № 4 (1990)

АДАПТИВНАЯ ОПТИКА

УДК 522.617 :535.3.087

П.А. Бакут, И.А. Рожков, А.Д. Ряхин

ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПАССИВНЫХ МЕТОДОВ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ. 1. СПЕКЛ- ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ В ТРАДИЦИОННЫХ ТЕЛЕСКОПАХ

На основании статистической модели искаженных атмосферой изображений и общих принципов их обработки выявляется зависимость предельного разрешения от условий наблюдения для традиционных телескопов со сплошной апертурой. Дается количественная оценка разрешения при типичных значениях параметров. Показано, что спекл-интерферометрия наиболее предпочтительна для формирования изображений малоразмерных объектов.

Турбулентная атмосфера Земли, случайным образом искажая световое излучение от наблюдаемых через ее толщу объектов, ограничивает реальное разрешение в формируемых изображениях величиной около 1 угл. с., что на один-два порядка хуже дифракционного разрешения современных телескопов. На решение этой актуальной в оптической астрономии и локации проблемы уже несколько десятилетий направлены усилия многих научных групп. В результате предложено множество различных методов формирования изображений, только обзору которых посвящено уже более десятка работ (например [1]). Сейчас не только экспериментально достигнуты хорошие результаты при работе по реальным объектам, но и теоретически обобщены закономерности и выявлены особенности различных групп методов. В связи с этим на повестку дня встала задача сравнительной оценки их потенциальных возможностей и ограничений. В настоящей и последующих статьях авторы с этой точки зрения рассматривают группы методов, предназначенных для формирования изображений по отраженному солнечному излучению.

Наиболее простой подход к решению проблемы видения заключается в последовательной регистрации и совместной статистической обработке серии коротко-экспозиционных изображений (КИ) наблюдаемого стационарного объекта. Впервые подобный метод был предложен и апробирован французским ученым Лабейри [2]. Он обратил внимание, что каждое КИ неразрешаемой звезды представляет собой случайный набор спеклов — пятен, сравнимых по размеру с дифракционным пятном Эйри. В результате КИ протяженного объекта можно рассматривать как случайную сумму независимых субизображений, соответствующих отдельным пятнам и несущим в закодированном виде информацию об объекте с дифракционным разрешением. При этом обработка сводится к выделению этой информации и устранению случайности путем усреднения по множеству реализаций.

В развитие методов Лабейри были предложены и другие методы, отличающиеся конкретными схемами обработки, но не основной идеей [3—7]. В астрономии эти методы известны под общим условным названием спекл-интерферометрии (СИ). Их статистический анализ показывает [8], что сущность обработки заключается в измерении корреляционных функций флуктуаций интенсивности J относительно среднего распределения $\langle J \rangle$. В силу этого возможности СИ характеризуются отношением Q дисперсии флуктуаций σ_J^2 к дисперсии ошибки ее оценки по зарегистрированной серии КИ. Эта ошибка обусловлена неполным статистическим усреднением как собственных флуктуаций интенсивности, так и шумов регистрации. В настоящей статье авторами будут получены и проанализированы выражения для отношения Q в случае использования традиционных телескопов со сплошными апертурами.

На основании статистической модели КИ [9] несложно убедиться, что среднеквадратическое отклонение квадрата флуктуаций от их среднего значения σ_J^2 с точностью константы порядка единицы равно дисперсии σ_J^2. В свою очередь дисперсия зависит от квадрата среднего как

$$\sigma_J^2 = \kappa_0 \cdot \kappa_\lambda \cdot \kappa_T \cdot < J^2 >, \tag{1}$$

где параметр

$$\kappa_0 = \left(\frac{\Theta_д}{\Theta_а} \cdot \frac{\Theta_0 + \Theta_а}{\Theta_0 + \Theta_р} \right)^2 \tag{2}$$

описывает уменьшение контраста флуктуаций за счет их пространственного усреднения в КИ, а параметры

$$\kappa_\lambda = \Delta\lambda_к/(\Delta\lambda + \Delta\lambda_к), \tag{3}$$

$$\kappa_T = T_к/(T + T_к) \tag{4}$$

учитывают влияние спектрального и временного усреднений соответственно. Здесь Θ_0 — угловой размер объекта; $\Theta_д = \lambda/D$ — дифракционное разрешение телескопа; $\Theta_а = \lambda/r_0$ — среднее атмосферное разрешение; $\Theta_р$ — эффективное разрешение, достигаемое при обработке заданной серии КИ ($\Theta_а \le \Theta_р \le \Theta_д$), $\Delta\lambda_к = r_0 \cdot \Theta_р$ и $T_к = r_0/\sigma_v$ — спектральный [10] и временной [11] интервалы корреляции атмосферных искажений; λ — средняя длина волны; $\Delta\lambda$ и T — спектральный и временной интервалы при регистрации КИ; D — диаметр апертуры телескопа; r_0 — параметр Фрида [12]; σ_v — средняя величина флуктуаций скоростей переноса отдельных турбулентных слоев атмосферы [11]. Число независимых реализаций M, используемых для оценки статистических характеристик флуктуаций, определяется как произведение числа КИ $M_и$ и среднего числа некоррелированных субизображений $M_с$ в каждом КИ, причем можно считать, что

$$M_с = \left(\frac{\Theta_0 + \Theta_а}{\Theta_0 + \Theta_д}\right)^2. \tag{5}$$

Что касается средней интенсивности КИ, то, определяя ее через число зарегистрированных фотонов на дифракционный элемент разрешения, для значения $\langle J\rangle$ имеем

$$< J > = \rho_0 \cdot \Delta\lambda \cdot T \cdot \xi \cdot \eta \cdot \lambda^2 \cdot (\Theta_0/(\Theta_0 + \Theta_а))^2, \tag{6}$$

где ξ — коэффициент пропускания оптики телескопа; η — квантовая эффективность регистратора, а ρ_0 — число фотонов принимаемого от объекта светового излучения с единицы телесного угла за единицу времени на единицу площади апертуры при единичной ширине спектрального диапазона. Анализируя законы отражения солнечного излучения от разрешаемых телескопом космических объектов околоземного пространства, можно показать, что ρ_0 не зависит от размеров и удаления объектов. Типичная яркость с угловой площади в 1 (угл.с.)^2 в звездных величинах оценивается как $+3^m$. Для сравнения отметим, что экспериментально измеренные поверхностные яркости Луны, Венеры и Меркурия составляют соответственно $3{,}7^m$, $2{,}0^m$ и $3{,}9^m$ [13].

При оценке шумов регистрации будем учитывать только принципиально неустранимые квантовые эффекты, связанные со случайностью числа регистрируемых фотонов. В результате для эффективной дисперсии шумов $\sigma_р^2$ получаем уравнение вида

$$\sigma_р^2 = < J > \cdot \Theta_р^2/\Theta_д^2. \tag{7}$$

Объединяя вышеизложенное, для искомого отношения Q имеем следующее выражение:

$$Q = \sqrt{M} \cdot (\sigma_J^2/(\sigma_J^2 + \sigma_р^2)) = \sqrt{M_и \cdot M_с} \cdot (\gamma/(\gamma + 1)), \tag{8}$$

где параметр $\gamma = \sigma_J^2 / \sigma_р^2$ характеризует отношение сигнал-шум в эффективном элементе разрешения КИ. Отсюда, в частности, следует, что при наблюдении ярких объектов, когда $\gamma \gg 1$ и $Q = \sqrt{M}$, уже $M = 25$ независимых реализаций достаточно для восстановления практически дифракционного изображения. Более того, при наблюдении на большом телескопе яркого объекта с малыми угловыми размерами, когда $\Theta_д \lesssim \Theta \ll \Theta_а$ и, как следствие, $M_с \gg 1$, появляется возможность восстановления всего по одному КИ [14].

Для определения предельных возможностей СИ необходим анализ случая $\gamma \ll 1$, так как при $\Theta_р$ и $\Theta_д \to 0$ также и $\gamma \to 0$. При этом выражение (8) для точности Q преобразуется к виду

$$Q = \sqrt{M} \cdot \gamma = \sqrt{M_и} \cdot \rho_0 \cdot \lambda^2 \cdot \xi \cdot \eta \frac{\Delta\lambda \cdot \Delta\lambda_к}{\Delta\lambda + \Delta\lambda_к} \cdot \frac{T \cdot T_к}{T + T_к} \cdot \left(\frac{\Theta_р}{\Theta_а} \cdot \frac{\Theta_0}{\Theta_0 + \Theta_р}\right)^2 \cdot \frac{\Theta_0 + \Theta_а}{\Theta_0 + \Theta_д}. \tag{9}$$

Проанализируем полученную зависимость.

1. Q монотонно возрастает при увеличении $\Delta\lambda$ и T. В то же время можно считать, что при $T \geq 2 \cdot T_к$ и $\Delta\lambda \geq 2 \cdot \Delta\lambda_к$ практически уже достигается максимум. При этом функции $T \cdot T_к/(T_к+T)$ и $\Delta\lambda \cdot \Delta\lambda_к/(\Delta\lambda_к+\Delta\lambda)$ заменяются на $T_к$ и $\Delta\lambda_к$.

2. При $\Theta_0 \leq \Theta_а$ точность Q зависит от размеров объекта Θ_0 как $\Theta_р^2 / \Theta_а \cdot \Theta_0$ и достигает максимума для объектов на пределе разрешения при $\Theta_0 \approx \Theta_д$. При $\Theta_0 \gg \Theta_а$ точность $Q \sim \Theta_р^2 / \Theta_а^2$ и не зависит от размеров объекта. Таким образом, СИ в видимом диапазоне длин волн наиболее предпочтительна для формирования изображений малоразмерных объектов при $\Theta_0 \ll \Theta_а$.

3. Точность Q зависит от значения параметра Фрида r_0, характеризующего пространственный размер области корреляции атмосферных искажений, как r_0 — для малоразмерных ($\Theta_0 < \Theta_а$) и как r_0^4 — для крупноразмерных объектов ($\Theta > \Theta_а$).

4. Точность Q прямо пропорциональна корню из числа зарегистрированных КИ. Это означает, что при прочих равных условиях:

– выбор удачного места или времени наблюдения с большим в два раза значением r_0 позволяет уменьшить требуемое число КИ на два порядка;

– для повышения эффективного разрешения в два раза (при $\Theta_р = \Theta_д$) необходимо увеличить число КИ в 64 раза;

– при одинаковом эффективном разрешении в восстановленных изображениях крупноразмерного ($\Theta_0 > \Theta_а$) и малоразмерного ($\Theta_0 \approx \Theta_д$) объектов в первом случае потребовалось использование в $(D/r_0)^2$ раз больше исходных КИ, чем во втором.

5. Предельное значение эффективного разрешения $\Theta_р$ практически не зависит от величины дифракционного разрешения $\Theta_д$ (при $\Theta_р \geq \Theta_д$). Это означает, что уменьшение $\Theta_д$ ниже определенного порога при фиксированных ρ_0, r_0, η, ξ, $T_к$ и λ теряет смысл.

Оценим это предельное разрешение. При $\Theta_0 \gg \Theta_а$ из (9) относительно $\Theta_р$ получаем уравнение:

$$\sqrt{M_и}\, \rho_0 \cdot \xi \cdot \eta \cdot r_0^3 \cdot T_к \cdot \Theta_р^3 = Q, \tag{10}$$

решение которого при типичных значениях $\lambda = 0{,}6$ мкм, $\xi = 0{,}5$, $\eta = 0{,}2$, $T_к = 0{,}01$ с, $Q = 5$, $r_0 = 0{,}1$ м, $\rho_0 = 2 \cdot 10^{26}$ м$^{-3} \cdot$ с$^{-1} \cdot$ ср$^{-1}$ (третья звездная величина) имеет вид

$$\Theta_р = 3 \cdot 10^{-7} / M_и^{1/6} \text{ (рад)}. \tag{11}$$

При $M_и = 10^3$ из (11) получаем $\Theta_р = 10^{-7}$ рад. Это значение разрешения, соответствующее диаметру апертуры телескопа $D = 5$ м, по-видимому, и является практическим пределом СИ при наблюдении крупноразмерных объектов. В то же время для малоразмерных объектов ситуация иная. Так, полагая $\Theta_д = \Theta_р = \Theta_0 \ll \Theta_а$, из (9) получаем уравнение вида

$$\sqrt{M_и}\, \rho_0 \cdot \xi \cdot \eta \cdot r_0^2 \cdot T_к \cdot \Theta_р^2 = 8\, Q, \tag{12}$$

решение которого при тех же значениях параметров записывается как

$$\Theta_р = 2 \cdot 10^{-7} / M_и^{1/4} \text{ (рад)}.$$

Более существенная зависимость $\Theta_р$ от числа КИ позволяет уже при $M_и = 10^4$ достигать разрешения $2 \cdot 10^{-8}$ рад, что соответствует диаметру $D = 25$ м. Пятикратное увеличение потенциального разрешения еще раз подчеркивает предпочтительность использования СИ для формирования изображений малоразмерных объектов.

В заключение отметим, что проведенный анализ выполнялся с точностью до множителей порядка единицы, что и определяет меру его достоверности.

1. Бакут П.А., Устинов Н.Д., Троицкий И.Н. и др. //Зарубежная радиоэлектроника. 1976. Ч. I. № 7. С. 15; 1976. Ч II. № 9. С. 3. 1977. Ч. III. № 1. С. 3; 1977. Ч. IV. № 4. С. 55.
2. Labeyrie A. //Astron. and Astrophvs., 1970. V. 6. P. 85.
3. Welter G.L.. Worden S.P. //JOSA. 1978. V. 68. P. 1271.
4. Mc Glamery B.L. NASA Special Publication, 1971.
5. Knox K.T., Thompson B.J. //Astron. J. 1974. V. 193. P. 45.
6. Aitken G.J.M., Desaulniers D.L. //Opt. Commun. 1979. V. 28. P. 26.
7. Lohman A.W., Weigelt G., Wirnitzer B. //Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 4028.
8. Бакут П.А., Ряхин А.Д., Свиридов К.Н. //Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. С. 1446.
9. Бакут П.А., Ряхин А.Д., Свиридов К.Н. и др. //Изв вузов. Сер. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 3. С. 274.
10. Karo D.P., Schneiderman A.M. //Opt. Engineering, 1977. V. 16. P. 72.

11. R o d d i e r F., G i l l i J. M., L u n d G. //J. Optics. 1982. V. 13. № 5. P. 263.
12. F r i e d D. L. //JOSA. 1966. V. 56. P. 1372.
13. Y o u n g A. T. //Astroph. J. 1974. V. 189. P. 587.
14. Б э й т с Р. Х. Т., М и л н е р М. О. //Построение изображений в астрономии по функциям когерентности. М.: Мир, 1982. С. 182.

Поступила в редакцию
9 октября 1989 г.

P. A. B a k u t, I. A. R o z h k o v, A. D. R y a k h i n. **Estimation of Potential Resolution in Images Formed by Passive Methods Through turbulent Atmosphere I. Speckle-Interferometry in Traditional Telescopes.**

Based on the statistical model of images disturbed by atmosphere and on general principles of image restoration the dependence of limiting resolution on the observation conditions is determined for traditional telescopes with contineous aperture. The quantitative estimations are obtained for typical values of the parameters. It is shown that speckle-interferometry is preferable for forming images of small size objects.