«Оптика атмосферы», **1**, № 11 (1988) УДК 621.373.8

А.В. Ануфриев, Ю.А. Зимин, В.Н. Лопаткин, А.И. Толмачев

АПОСТЕРИОРНАЯ ПАРАЛЛЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ ПРИ АДАПТИВНОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Теоретически исследуется алгоритм адаптивного построения изображений объектов, наблюдаемых через атмосферу. Апостериорная параллельная обработка информации позволяет повысить быстродействие и предельные энергетические возможности алгоритма.

При адаптивном восстановлении изображений удаленных объектов, наблюдаемых через атмосферу, часто пользуются методом максимизации функций резкости [1]. Предельные энергетические возможности данного метода ограничиваются квантовым характером принимаемого излучения. В видимом диапазоне применение функций резкости позволяет существенно улучшать изображения объектов 1-й звездной величины и ярче [2]. В данной статье рассматривается вопрос о повышении предельных энергетических возможностей метода максимизации функций резкости при апостериорной параллельной обработке информации. За основу примем адаптивный алгоритм с использованием пространственного спектра изображений [3].

При отсутствии аддитивных шумов спектр Фурье некогерентного изображения [4]

$$F(\boldsymbol{f})=\int\limits_{\Omega_p} I(\boldsymbol{x})\, e^{2\pi i \boldsymbol{f}\boldsymbol{x}}\, d\boldsymbol{x}=F_0(\boldsymbol{f})\, H(\boldsymbol{f}), \tag{1}$$

где Ω_p — область регистрации в плоскости изображений $\boldsymbol{x}$; $\boldsymbol{f}$ — пространственная частота; $I(\boldsymbol{x})$ — интенсивность изображения; $F_0(\boldsymbol{f})=\int\limits_{\Omega_p} I_0(x)e^{2\pi i f x}d\boldsymbol{x}$ — спектр Фурье идеального изображения $I_0(\boldsymbol{x})$; $H(\boldsymbol{f})=S^{-1}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\boldsymbol{w}(\boldsymbol{\rho})\boldsymbol{w}(\boldsymbol{\rho}-z\lambda\boldsymbol{f})\exp[\chi(\boldsymbol{\rho})+i\psi(\boldsymbol{\rho})+\chi(\boldsymbol{\rho}-z\lambda\boldsymbol{f})-i\psi(\boldsymbol{\rho}-z\lambda\boldsymbol{f})]d\boldsymbol{\rho}$ — атмосферно-линзовая передаточная функция; ρ — координата в плоскости приемной апертуры; S — площадь апертуры; λ — средняя длина волны излучения; $\boldsymbol{z}$ — расстояние между плоскостью изображения и плоскостью апертуры; $\boldsymbol{w}(\rho)$ — функция зрачка (равна единице на приемной апертуре и нулю вне ее); $\varphi(\rho)$ и $\chi(\rho)$ — атмосферные фазовые и амплитудные искажения; $\theta(\rho)$ — фазовые искажения, вносимые адаптивной системой; $\psi(\rho)=\theta(\rho)+\varphi(\rho)$. При внесении субапертурой $\Delta_n (n=1,\dots, N$; N — число субапертур адаптивного устройства) фазового возмущения прямоугольной формы ($\theta(\boldsymbol{\rho})=\theta_n(\tilde{\boldsymbol{w}})(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_n^0)$, θ_n — величина возмущения, функция $\tilde{\boldsymbol{w}}(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_n^0)$ равна единице на субапертуре Δ_n с центром в точке $\boldsymbol{\rho}_n^0$ и нулю вне ее) изменение пространственного спектра изображения равно

$$\Delta F(\boldsymbol{f},\ \theta_n)=F_0(\boldsymbol{f})\,\Delta H(\boldsymbol{f},\ \theta_n)=F_0(\boldsymbol{f})\,S^{-1}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\boldsymbol{w}(\boldsymbol{\rho})\,\boldsymbol{w}(\boldsymbol{\rho}-z\lambda\boldsymbol{f})\exp[\chi(\boldsymbol{\rho})+ i\varphi(\boldsymbol{\rho})+\chi(\boldsymbol{\rho}-z\lambda\boldsymbol{f})-i\varphi(\boldsymbol{\rho}-z\lambda\boldsymbol{f})]\,[e^{i\theta_n\tilde{w}(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_n^0)-i\theta_n\tilde{w}(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_n^0-z\lambda\boldsymbol{f})}-1]\,d\boldsymbol{\rho}. \tag{2}$$

Свяжем атмосферные фазовые искажения в центрах соседних субапертур $\boldsymbol{\rho}_n^0$. Для этого выберем такое значение пространственной частоты $\boldsymbol{f}$, при которой $z\lambda\boldsymbol{f}=\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{a}$ — вектор расстояния между центрами соседних субапертур. В этом случае, используя тождество $e^{i\alpha}-e^{i\beta}=2i\sin\frac{\alpha-\beta}{2}e^{i\frac{\alpha+\beta}{2}}$, для малых амплитудных флуктуации $\chi(\rho)=0$ и модели фазовых искажений $\varphi(\boldsymbol{\rho})=\sum\limits_{n=1}^{N}\varphi_n\tilde{\boldsymbol{w}}(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_n^0)$ (φ_n — значения атмосферных фазовых искажений) при условии $w(\rho+\boldsymbol{a})=w(\rho-\boldsymbol{a})=1$ получим:

$$\Delta F(\boldsymbol{a},\ \theta_n)=2iF_0(\boldsymbol{a})\,S^{-1}\sin\frac{\theta_n}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\tilde{w}(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_n^0)\left\{w(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{a})\exp\left[i\varphi(\boldsymbol{\rho})-\right.\right.$$

$$-i\varphi(\rho-a)+\frac{i\theta_n}{2}\Big]-w(\rho+a)\exp\Big[i\varphi(\rho+a)-i\varphi(\rho)-$$

$$-\frac{i\theta_n}{2}\Big]\Big\}\,d\rho=2\Delta S^{-1}\,|F_0(a)|\exp\Big[\frac{i}{2}\varphi(\rho_n^0+a)-\frac{i}{2}\varphi(\rho_n^0-a)-$$

$$-i\arg F_0(a)\Big]\{\cos[S_n(a)+\theta_n]-\cos S_n(a)\},\qquad(3)$$

где Δ — площадь субапертуры,

$$S_n(a)=\varphi(\rho_n^0)-\frac{1}{2}\varphi(\rho_n^0-a)-\frac{1}{2}\varphi(\rho_n^0+a).\qquad(4)$$

В соотношении (3) выражение в фигурной скобке зависит только от вносимого субапертурой Δ_n адаптивного устройства известного фазового возмущения θ_n и от величины $S_n(\boldsymbol{a})$, определяемой согласно (4) атмосферными фазовыми искажениями. Если измерить разности $\Delta F(\boldsymbol{a},\theta_n^1)$ и $\Delta F(\boldsymbol{a},\theta_n^2)$ для двух различных возмущений $\theta_n^1=-\frac{\pi}{2}$ и $\theta_n^2=\frac{\pi}{2}$, то из (3) можно найти величину $S_n(\boldsymbol{a})$:

$$S_n(a)=\operatorname{arctg}\frac{\Delta F\left(a,\ \frac{\pi}{2}\right)-\Delta F\left(a,\ -\frac{\pi}{2}\right)}{\Delta F\left(a,\ \frac{\pi}{2}\right)+\Delta F\left(a,\ -\frac{\pi}{2}\right)}.\qquad(5)$$

Заметим, что величины $S_n(\boldsymbol{a})$ можно определить, не имея априорной информации о форме наблюдаемого объекта. Физический смысл величины $S_n(\boldsymbol{a})=-\frac{1}{2}\{[\varphi(\boldsymbol{\rho}_n^0+\boldsymbol{a})-\varphi(\boldsymbol{\rho}_n^0)]-[\varphi(\boldsymbol{\rho}_n^0)-\varphi(\boldsymbol{\rho}_n^0-\boldsymbol{a})]\}$ очень прост — она определяется разностью разностей атмосферных фазовых искажений в соседних точках приемной апертуры. При малых $\boldsymbol{a}$, когда $|\boldsymbol{a}|\lessapprox\boldsymbol{\rho}_0$ (ρ_0 — радиус корреляции атмосферных фазовых искажений), величина $S_n^{(a)}\simeq-\frac{1}{2}|\boldsymbol{a}|^2\varphi_a^{\|}(\boldsymbol{\rho}_n^0)$, т. е. пропорциональна второй пространственной производной в направлении вектора $\boldsymbol{a}$ от функции $\varphi(\rho)$ в точке $\boldsymbol{\rho}=\boldsymbol{\rho}_n^0$. По вторым частным производным $\frac{\partial^2\varphi}{\partial\rho_1^2}$ и $\frac{\partial^2\varphi}{\partial\rho_2^2}$ в двух ортогональных направлениях $\boldsymbol{n}_1$ и $\boldsymbol{n}_2$ ($\rho=\rho_1\boldsymbol{n}_1+\rho_2\boldsymbol{n}_2$, $\boldsymbol{n}_1$ и $\boldsymbol{n}_2$ — единичные векторы) можно определить и саму функцию фазовых искажений $\varphi(\rho)$ с точностью до члена $a_0+a_1\rho_1+a_2\rho_2+a_3\rho_1\rho_2$. Абсолютное значение фазы a_0 и наклон волнового фронта $a_1\rho_1+a_2\rho_2$ являются несущественными для задачи распознавания, а для компенсации сферической аберрации $a_3\rho_1\rho_2$ надо найти a_3. Для этого достаточно одного дополнительного измерения величины $S_n(\boldsymbol{n}_1+\boldsymbol{n}_2)|\boldsymbol{a}|\sim\frac{\partial^2\varphi}{\partial\rho_1\partial\rho_2}=a_3$. Таким образом, мы видим, что при помощи соотношений (3)—(5) можно восстановить объектный волновой фронт и построить изображение объекта произвольной формы.

Согласно (3) нахождение неизвестных $S_n(\boldsymbol{a})$ свелось к нахождению фазы гармонической зависимости $\Delta F(\boldsymbol{a},\theta_n)$ от величины адаптивного возмущения θ_n. На практике наряду с сигнальным полем $F(\boldsymbol{f})$ всегда присутствует некоторое шумовое поле. Оно обусловлено фоновым излучением, собственным шумом фотоприемника и квантовым характером сигнала. Шум может быть приведен к плоскости пространственных частот $\boldsymbol{f}$, где он с высокой степенью точности может считаться белым со спектральной плотностью N_0. При наблюдении детерминированной зависимости $\Delta F(\boldsymbol{a},\theta_n)$ с искомым неизвестным параметром $S_n(\boldsymbol{a})$ от θ_n на фоне белого шума потенциальная точность измерения $S_n(\boldsymbol{a})$ определяется соответствующим диагональным элементом информационной матрицы Фишера и равна [5]:

$$\sigma^2=\frac{N_0S^2}{2T\Delta^2|F_0(a)|^2},\qquad(6)$$

где T — время регистрации одного изображения. Так как для измерения величины $S_n(\boldsymbol{a})$ нужно зарегистрировать $2N+1$ различных изображений, то $T=t_0/(2N+1)$, где t_0 — время замороженности атмосферы. Введем отношение сигнал-шум. При наблюдении изменений фурье-поля в точке $\boldsymbol{f} = \boldsymbol{a}/z\lambda$ в течение времени T сигнальная составляющая, определяемая фазовыми адаптивными возмущениями, равна [см. (3)] $\Delta S^{-1} T|F_0(\boldsymbol{a})|$, а шум характеризуется величиной $N_0 T$.

Для квадратной субапертуры размера а×а = Δ под отношением сигнал-шум будем понимать величину

$$q \equiv q(\boldsymbol{a}) = \frac{T}{N_0}\frac{a^4}{S^2}|F_0(\boldsymbol{a})|^2. \tag{7}$$

Тогда дисперсия ошибки измерений $S_n(\boldsymbol{a})$ равна

$$\sigma^2 = \frac{1}{2q}. \tag{8}$$

Предельно возможные отношения сигнал-шум определяются квантовым характером сигнального излучения. В этом случае сигнал равен среднему числу фотоотсчетов $\langle n \rangle$ с субапертуры Δ, а шум характеризуется дисперсией числа фотоотсчетов со всей апертуры площади $N\Delta$, т. е.

$$q_{\max} = \frac{<n>^2}{<n>N} = \frac{<n>}{N}. \tag{9}$$

Для существенного улучшения изображения необходимо восстановление объектного волнового фронта с ошибкой $\sigma_0 \lesssim 0{,}4\pi$ [1]. При оптимальном восстановлении волнового фронта известными методами [6, 7] ошибка σ_0 слабо (логарифмически) растет с числом субапертур N и составляет примерно 1,5÷2,5σ. Поэтому в большинстве практических ситуаций достаточно точности одного измерения $\sigma \le 0{,}2\pi$. Точности $\sigma \le 0{,}2\pi$ отвечает отношение сигнал-шум $q \ge 1{,}25$. Для этого за время наблюдения T надо зарегистрировать с одной субапертуры в среднем $\langle n \rangle \ge 1{,}25N$ фотоотсчетов. Число фотоотсчетов связано с яркостью объекта, выраженной в звездных величинах [8],

$$m^* = 16{,}5 - 2{,}5\lg\left(\frac{<n>\Delta v_{\text{вид}}}{Ta^2\gamma\tau_{\text{атм}}\tau_{\text{опт}}\Delta v}\right), \tag{10}$$

где $\tau_{\text{опт}}$ и $\tau_{\text{атм}}$ — коэффициенты пропускания света оптикой и атмосферой; γ — квантовый выход фотоприемника; $\Delta v_{\text{вид}}$ — спектральная ширина видимого диапазона; Δv — спектральная ширина фильтра приемника. Полагая $\tau_{\text{атм}} = 0{,}7$, $\tau_{\text{опт}} = 0{,}5$, $\gamma = 0{,}15$, $\Delta v_{\text{вид}}/\Delta v = 20$, $a = 7$ см, $t_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ с, N=16, $T = 10^{-4}$ с, получим $m^* \lesssim 1$. Жесткое ограничение энергетических возможностей метода максимизации функций резкости обусловлено тем, что за время регистрации $T \sim 10^{-4}$ с с площади $\Delta \sim 49$ см^2 нужно зафиксировать порядка 20 квантов.

Энергетически более выгодно регистрировать сигнальное поле в плоскости приемной апертуры при помощи датчика волнового фронта в течение времени t_0 с последующей апостериорной обработкой на ЭВМ. В этом случае энергия принимаемого сигнала возрастает в $(2N + 1)$ раз. По измеренным величинам $S_n(\boldsymbol{a})$ последовательно находятся: функция атмосферных фазовых искажений $\varphi(\rho)$, передаточная функция $H(\boldsymbol{f})$, спектр неискаженного изображения $F_0(\boldsymbol{f}) = F(\boldsymbol{f})/H(\boldsymbol{f})$ и само изображение $I_0(\boldsymbol{x}) = F^{-1}\{F_0(\boldsymbol{f})\}$, где F^{-1} означает обратное преобразование Фурье.

Для дальнейшего увеличения энергетических возможностей метода максимизации функций резкости нужно использовать параллельную обработку информации. Согласно (3) сигнальная составляющая зависит лишь от поля на трех субапертурах с центрами в точках $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_n^0, \boldsymbol{\rho}_n^0 + \boldsymbol{a}$, а в шумовую составляющую вносит вклад поле со всех N субапертур адаптивного устройства. Поэтому при апостериорном вычислении величин $S_n(\boldsymbol{a})$ нет смысла обрабатывать поле со всей апертуры площади $N\Delta$, а можно ограничиться тремя субапертурами. За счет уменьшения шумовой составляющей достигается энергетический выигрыш в $N/3$ раз. Обработку поля на различных тройках субапертур и вычисление $S_n(\boldsymbol{a})$ для различных n можно проводить параллельно. Это существенно снижает время обработки информации.

Таким образом, апостериорное распараллеливание повышает энергетические возможности метода максимизации функций резкости и существенно сокращает время обработки информации. Энергетический выигрыш равен $\frac{1}{3}N(2N+1)$. Оценки показывают, что такой выигрыш позволяет восстанавливать изображения объектов 6÷7 звездной величины.

1. Адаптивная оптика/Под ред. Э.А. Витриченко. М.: Мир. 1980.
2. Buffington A., Crawford F.S., Muller R.A., Orth C.D.//J. Opt. Soc. Amer. 1977. V. 67. № 3. С. 304.
3. Устинов Н.Д., Зимин Ю.А., Протопопов В.В., Толмачев А.И.// Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 11. С. 2342.
4. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир. 1970.
5. Левин Б.Р. Теоретические основы радиотехники. Т. 2. М.: Сов. радио. 1975.
6. Fried D.L.//J. Opt. Soc. Amer. 1977. V. 67 № 3. P. 370.
7. Hudgin R.H.//J. Opt. Soc. Amer. 1977. V. 67. № 3. P. 375.
8. Бакут П.А., Свиридов К.Н., Устинов Н.Д.//Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 2. С. 341.

Поступила в редакцию
8 августа 1988 г.

A.V. Anufriev, Yu.A. Zimin, V.N. Lopatkin, A.I. Tolmachev. A Posteriori Parallel Information Processing for Adaptive Image Restoration.

An adaptive image restoration algorithm for objects observed through the atmosphere was studies theoretically. The proposed a posteriori parallel information processing procedure increases the operating speed and enhances the algorithm power potential.