

П. А. БАКУТ, И. Н. ТРОИЦКИЙ, О. И. ХАРИТОНОВА  
(Москва)

## АДАПТИВНЫЕ МЕТОДЫ УЛУЧШЕНИЯ КАЧЕСТВА ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В реальных практических ситуациях на качество формируемых оптических изображений существенное влияние оказывают флуктуации фазового фронта принимаемого поля. Физически эти флуктуации обуславливаются как распространением светового излучения в турбулентной атмосфере, так и фазовыми искажениями, вносимыми самой приемной системой. Математически эти эффекты могут быть учтены путем добавления к фазе поля в плоскости апертуры некоторой случайной функции  $\varphi(\rho)$  ( $\rho$  — радиус-вектор точки в плоскости апертуры). Проблеме выделения полезной информации при наличии подобных фазовых искажений посвящено сравнительно много разнообразных исследований [1, 2].

В последнее время в ряде работ зарубежных авторов сообщаются результаты по применению адаптивных методов к решению обсуждаемой задачи; соответствующая информация систематизирована и подробно проанализирована в обзоре [3]. Нет никаких сомнений в том, что обсуждаемые методы чрезвычайно перспективны. Однако имеющиеся результаты относятся к условиям, весьма далеким от тех, которые реализуются на практике. Кроме того, остается не выясненным характер оптимальности этих методов, что, в частности, необходимо для того, чтобы определить их место среди других известных способов обработки поля [1, 2]. Цель настоящей работы — наметить пути использования общей теории статистических решений для создания адаптивных алгоритмов и синтезировать конкретный алгоритм, способный работать в реальных практических условиях.

Рассмотрим случай, когда объект освещается монохроматическим излучением с частотой  $\omega_0$ . В этом случае поле, рассеянное объектом в апертурной плоскости, может быть записано в виде

$$\varepsilon(\rho, t) = \varepsilon_c(\rho, t) + n(\rho, t) = \operatorname{Re} \varepsilon(\rho) e^{i\omega_0 t} + n(\rho, t), \quad (1)$$

где

$$\varepsilon(\rho) = \int E(\mathbf{r}) H(\rho - \mathbf{r}) d\mathbf{r}; \quad H(\rho - \mathbf{r}) = \frac{1}{i\lambda R} e^{ikR + \frac{ik}{2R} |\mathbf{r} - \rho|^2};$$

$R$  — расстояние до объекта;  $E(\mathbf{r})$  — комплексная амплитуда поля в картинной плоскости;  $n(\rho, t)$  описывает световой фон, являясь нормальным  $\delta$ -коррелированным случайным процессом со спектральной плотностью  $N_0$ , так что  $\langle n(\rho_1, t_1) n(\rho_2, t_2) \rangle = N_0 \delta(\rho_1 - \rho_2) \delta(t_1 - t_2)$ . Величина  $E(\mathbf{r})$  является случайной, и ее статистические характеристики определяются формой объекта и свойствами его поверхности. Для реального шероховатого объекта [4]  $E(\mathbf{r})$  — реализация нормального случайного процесса, у которого

$$\langle E(\mathbf{r}_1) E^*(\mathbf{r}_2) \rangle = U((\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2),$$

$$\langle E(\mathbf{r}_1) E(\mathbf{r}_2) \rangle = 0,$$

где  $U(\cdot)$  описывает распределение световой интенсивности по объекту. При сформулированных условиях поле  $\varepsilon(\rho, t)$  также является нор-

мальным и согласно [5] описывается функционалом плотности вероятности вида

$$F[\varepsilon(\rho, t)] = K_0 \exp \left\{ -\frac{1}{2} \int_0^T \int_0^T \int_{\Omega} \int_{\Omega} W(\rho_1, t_1, \rho_2, t_2) \varepsilon(\rho_1, t_1) \times \right. \\ \left. \times \varepsilon(\rho_2, t_2) d\rho_1 d\rho_2 dt_1 dt_2 \right\}, \quad (2)$$

где  $K_0$  — константа, не зависящая от конкретной реализации поля;  $\Omega$  — область апертуры;  $T$  — время наблюдения;  $W(\cdot)$  определяется из решения уравнения

$$\int_0^T \int_{\Omega} R(\rho_1, t_1, \rho_2, t_2) W(\rho_2, t_2, \rho_3, t_3) d\rho_2 dt_2 = \delta(t_1 - t_3) \delta(\rho_1 - \rho_3) \quad (3)$$

( $R(\cdot)$  есть корреляционная функция поля  $\varepsilon(\rho, t)$ ).

Проведя необходимое усреднение, находим

$$R(\rho_1, t_1, \rho_2, t_2) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int U(\mathbf{r}) H(\rho_1 - \mathbf{r}) H^*(\rho_2 - \mathbf{r}) \times \\ \times e^{i\omega_0(t_1 - t_2)} d\mathbf{r} + N_0 \delta(\rho_1 - \rho_2) \delta(t_1 - t_2). \quad (4)$$

В соответствии с видом функции  $R(\cdot)$  и рекомендациями [5] по методу решения интегрального уравнения (4) функцию  $W(\cdot)$  ищем в виде

$$W(\rho_2, t_2, \rho_3, t_3) = \operatorname{Re} \int V(\mathbf{r}) H(\rho_2 - \mathbf{r}) H^*(\rho_3 - \mathbf{r}) \times \\ \times e^{i\omega_0(t_2 - t_3)} d\mathbf{r} + \frac{1}{N_0} \delta(\rho_2 - \rho_3) \delta(t_2 - t_3). \quad (5)$$

Подставляя (4) в (5), приходим к уравнению

$$\frac{1}{2N_0} \int U(\mathbf{r}) e^{i\frac{k}{R}r(\rho_1 - \rho_3)} d\mathbf{r} + N_0 \int V(\mathbf{r}) e^{i\frac{k}{R}r(\rho_1 - \rho_3)} d\mathbf{r} + \\ + \frac{T}{4} \frac{S}{(\lambda R)^2} \iint U(\mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_2) e^{i\frac{k}{R}(r_1 \rho_1 - r_2 \rho_3)} h(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 = 0, \quad (6)$$

где  $h(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = \frac{1}{S} \int_{\Omega} \exp \left[ i \frac{k}{R} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \rho \right] d\rho$ ;  $S$  — площадь области  $\Omega$ .

Для произвольной функции  $U(\mathbf{r})$  уравнение (6) удается решить в явном виде в двух крайних случаях: при высоком угловом разрешении, когда  $h(\cdot)$  — существенно более узкая функция, чем  $U(\mathbf{r})$  и  $V(\mathbf{r})$ , и при низком угловом разрешении, когда выполняется обратное условие. Так как нас интересуют вопросы формирования качественного оптического изображения, для чего заведомо должно быть обеспечено высокое угловое разрешение, то ниже нами будет рассматриваться именно такая ситуация. Тогда, как нетрудно убедиться, из уравнения (6) находим

$$V(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2N_0^2} \frac{U(\mathbf{r})}{1 + \frac{T}{4N_0} U(\mathbf{r})}, \quad (7)$$

что приводит к следующему выражению для функционала плотности вероятности:

$$F[\varepsilon(\rho, t)] = K_0 \exp \left\{ -\frac{1}{2N_0} \int_0^T \int_{\Omega} \varepsilon^2(\rho, t) d\rho dt - \frac{1}{2} \int V(\mathbf{r}) \left| \int_{\Omega} H(\rho - \mathbf{r}) \varepsilon_0(\rho) d\rho \right|^2 d\mathbf{r} \right\}, \quad (8)$$

где  $\varepsilon_0(\rho) = \int_0^T \varepsilon(\rho, t) e^{i\omega_0 t} dt$ .

Воспользовавшись этим равенством, можно выписать условный функционал плотности вероятности  $F[\varepsilon(\rho, t)/\varphi(\rho)]$  при некоторых фиксированных фазовых искажениях  $\varphi(\rho)$ :

$$F[\varepsilon(\rho, t)/\varphi(\rho)] = K_0 \exp \left\{ -\frac{1}{2N_0} \int_0^T \int_{\Omega} \varepsilon^2(\rho, t) \rho dt - \frac{1}{2} \int V(\mathbf{r}) \left| \int_{\Omega} H(\rho - \mathbf{r}) \varepsilon_0(\rho) e^{i\varphi(\rho)} d\rho \right|^2 d\mathbf{r} \right\}. \quad (9)$$

Один из важных способов синтеза оптимальных методов обработки принимаемой информации основывается на отыскании безусловного функционала плотности вероятности, который находится путем усреднения (9) по всем возможным реализациям  $\varphi(\rho)$ . Подобный путь для случая плохого углового разрешения был рассмотрен в работе [6], где и получены соответствующие оптимальные операции. Один из недостатков такого подхода — требование полной априорной информации относительно фазовых флуктуаций. В реальных ситуациях подобная информация часто отсутствует, и тогда функцию  $\varphi(\rho)$ , входящую в (9), приходится рассматривать как некоторый неизвестный функциональный параметр.

Максимизируя функционал (9) по  $\varphi(\rho)$ , можно найти оценку  $\hat{\varphi}(\rho)$  максимального правдоподобия для функции  $\varphi(\rho)$ . Получаемый после замены  $\varphi(\rho)$  на  $\hat{\varphi}(\rho)$  функционал  $F[\varepsilon(\rho, t)/\hat{\varphi}(\rho)]$  зависит только от реализации поля  $\varepsilon(\rho, t)$  и поэтому может служить отправным пунктом для отыскания оптимальных операций.

Аналитическое решение сформулированной задачи приводит к следующим результатам. После функционального дифференцирования равенства (9) по  $\varphi(\rho)$  находим, что  $\hat{\varphi}(\rho)$  является решением уравнения

$$\operatorname{Im} \left\{ \varepsilon_0(\rho) e^{i\hat{\varphi}(\rho)} \int_{\Omega} v(\rho, \rho_1) \varepsilon_0^*(\rho_1) e^{-i\hat{\varphi}(\rho_1)} d\rho_1 \right\} = 0, \quad (10)$$

где

$$v(\rho, \rho_1) = \int \frac{U(\mathbf{r})}{1 + \frac{T}{4N_0} U(\mathbf{r})} H(\rho_1 - \mathbf{r}) H^*(\rho_2 - \mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

В общем случае точное решение уравнения (10) найти не удастся, так что приходится привлекать для его решения приближенные методы. Один из этих методов основывается на разложении функции

$$\Psi(\rho - \rho_1) = \arg \int V(\mathbf{r}) e^{-i\frac{\hbar}{R}(\rho - \rho_1)\mathbf{r}} d\mathbf{r}$$

в ряд Тейлора в окрестности нулевой точки. Тогда, если пренебречь

членами, содержащими скалярные произведения  $(\rho\rho_1)^n$  ( $\rho \neq \rho_1$ ,  $n > 0$ ), получаем  $\widehat{\varphi}(\rho) = -\frac{k}{2R}|\rho|^2 - \Psi(\rho) - \arg \varepsilon_0(\rho)$ . Подставляя это выражение в  $F[\varepsilon(\rho, t)/\widehat{\varphi}(\rho)]$ , приходим к равенству

$$F[\varepsilon(\rho, t)] = K_0 \exp \left\{ -\frac{1}{2N_0} \int_0^T \int_{\Omega} \varepsilon^2(\rho, t) d\rho dt + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} q \int V(\mathbf{r}) \left| \int_{\Omega} \bar{\varepsilon}_0(\rho) |e^{-i\Psi(\rho) - i\frac{k}{R}\rho\mathbf{r}} d\rho \right|^2 d\mathbf{r} \right\}, \quad (11)$$

где

$$\bar{\varepsilon}_0(\rho) = \sqrt{\frac{S}{TQ}} \varepsilon_0(\rho); \quad Q = \frac{T}{2} \frac{S}{(\lambda R)^2} \int U(\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Непосредственно из самого полученного функционала следует, что определение достаточной статистики в данном случае в основном связано с вычислением второго слагаемого, входящего в экспоненту (11). Согласно математическому выражению, определяющему второе слагаемое, для его вычисления следует получить оптическое изображение, которое должно быть сформировано весьма необычным образом: оно синтезируется из амплитудной информации принимаемого поля и некоторой средней фазовой информации эталонного поля, определяемой видом функции  $\Psi(\rho)$ . Построенное таким образом изображение просвечивается через маску с коэффициентом прозрачности, пропорциональным функции  $V(\mathbf{r})$ . Суммарная прошедшая энергия и оказывается пропорциональной искомой величине. Все описанные операции могут быть реализованы технически, но осуществить их в реальном масштабе времени на современном уровне развития голографической техники не удастся. Именно это обстоятельство и приводит к необходимости, наряду с аналитическим решением сформулированной выше математической задачи, развивать методы ее решения, позволяющие осуществить поиск максимума функционала непосредственно в процессе регистрации.

Очевидно, что для этого необходимо в течение времени, не превышающего время, за которое может измениться случайная реализация  $\varphi(\rho)$ , регистрировать значения величины  $y[\chi(\rho)] = \int V(\mathbf{r}) \left| \int_{\Omega} H(\rho - \right.$

$\left. -\mathbf{r}) \varepsilon_0(\rho) e^{i\chi(\rho)} d\rho \right|^2 d\mathbf{r}$ , соответствующие различным значениям  $\chi(\rho)$ . Тогда,

привлекая известные методы поиска максимума, можно подобрать такую функцию  $\chi(\rho)$ , при которой величина  $y$ , а следовательно, и функционал (9) достигают своего максимума. Для нахождения величины  $y[\chi(\rho)]$  следует к фазе принимаемого поля добавить некоторое фазовое распределение, задаваемое на апертуре и описываемое функцией  $\chi(\rho)$ , после чего сформировать оптическое изображение и вычислить интеграл от произведения его интенсивности и функции  $V(\mathbf{r})$ . Из изложенного видно, что описываемый подход приводит к процессу, который в точности совпадает с используемым в адаптивных методах [3], если в них в качестве функции резкости принять величину  $y[\chi(\rho)]$ . Обратим внимание, что при стремлении к нулю величины шумового фона функция  $y[\chi(\rho)]$  полностью совпадает с одним из видов функции резкости [6], предложенной из чисто физических соображений.

Однако, несмотря на то, что данная функция резкости и является оптимальной, с точки зрения технической реализации всего адаптивного процесса она часто оказывается неудовлетворительной. Проявляется

это в том, что рассматриваемая функция резкости оказывается настроенной на вполне определенное изображение. Поэтому в том случае, когда интерес представляет не какое-то одно изображение, весь адаптивный процесс следует повторять столько раз, сколько различных изображений может наблюдаться. Естественно, что в реальном масштабе времени это оказывается невыполнимой технической задачей. В итоге приходится отказываться от оптимальной функции резкости, заменяя ее хотя и неоптимальной, но позволяющей осуществить единый подбор фазового фронта независимо от конкретного изображения. При этом очевидно, что чем больше априорной информации относительно возможных изображений удастся учесть в конструируемой функции резкости, тем более эффективен процесс адаптации.

Физический смысл оптимальной функции резкости проявляется в том, что максимизируемая величина оказывается пропорциональной суммарной энергии, приходящейся на область, соответствующую тому изображению, на которое оно настраивается. Поэтому естественное обобщение состоит в таком изменении этой области, чтобы она подходила под всевозможные изображения с учетом имеющейся о них априорной информации. На практике часто оказываются известными с той или иной степенью точности размеры возможных объектов, что позволяет оценить площадь, засвечиваемую формируемым изображением, или, по крайней мере, представить возможную минимальную ее величину.

Как хорошо известно, формируемое изображение при высококогерентном под свете обладает ярко выраженной пятнистой структурой. Принимая во внимание этот эффект, а также все сделанные выше замечания, целесообразно в качестве новой более универсальной функции резкости принять величину суммарной интенсивности некоторого числа  $M_1$  пятен, имеющих максимальную интенсивность. Конкретное значение  $M_1$  должно выбираться так, чтобы при данных условиях все  $M_1$  пятен, обладающих максимальной интенсивностью, с достаточно большой вероятностью находились в области, соответствующей наблюдаемому изображению. Если после максимизации данной функции резкости имеется возможность повторить процесс адаптации, то первоначальное число пятен, определяющих ее величину, может быть увеличено до некоторого значения  $M_2$ . Само  $M_2$  также определяется из аналогичных условий, что и  $M_1$ , но с учетом уже нового подстроенного изображения. Повидимому, если число подобных циклов увеличивать, то в итоге можно прийти к почти оптимальной функции резкости, но настроенной именно на наблюдаемое изображение.

Технически введение функции  $\chi(\rho)$  в фазу принимаемого поля может быть достигнуто [3] путем использования специального активного оптического элемента, поверхность которого состоит из  $m_0$  отдельных сегментов. Обозначим через  $\Delta_m(\rho)$  функцию, которая равна единице внутри области  $m$ -го сегмента и нулю вне его. Тогда  $\chi(\rho)$  имеет вид

$$\chi(\rho) = \sum_{m=1}^{m_0} \chi_m \Delta_m(\rho),$$

где  $\chi_m$  — независимые между собой величины, которым в процессе управления активным оптическим элементом могут быть присвоены требуемые значения. Естественно, что в данном случае нельзя сформировать любую функцию  $\chi(\rho)$  и, следовательно, нельзя рассчитывать на нахождение точного максимального значения величины  $y$ . Конечно, уменьшая области  $\Omega_m$ , можно приблизиться к сколь угодно точному представлению любой функции  $\chi(\rho)$  и тем самым устранить отмеченный недостаток. Однако на практике часто реализуется такая ситуация,

при которой уменьшение областей  $\Omega_m$  оказывается целесообразным лишь до некоторого предела.

Мы имеем в виду случай, когда известна некоторая ограниченная априорная информация относительно статистических характеристик фазовых флуктуаций, например о величине пространственного радиуса корреляции. Тогда естественно искать максимум функции резкости не для любых функций  $\chi(\rho)$ , а лишь для тех, которые достаточно вероятны. Собственно, это условие и накладывает определенные ограничения на выбор областей  $\Omega_m$ . Таким образом, с учетом того, что

$$\chi(\rho) = \sum_{m=1}^{m_0} \chi_m \Delta_m(\rho),$$
 задача нахождения функции  $\chi(\rho)$ , обеспечивающей максимум выбранной функции резкости, сводится к определению соответствующего оптимального вектора  $\chi = \{\chi_1, \dots, \chi_m\}$ .

Следует особо подчеркнуть принципиальный характер сделанного замечания. Дело в том, что если при максимизации функции резкости и, в частности, оптимальной функции резкости, не используются никакие априорные сведения относительно характера флуктуаций  $\varphi(\rho)$ , то, как уже указывалось выше, весь процесс адаптации можно рассматривать лишь как один из методов формирования величины  $y$ . Организация адаптивного процесса с учетом этих сведений позволяет практически получить решение более сложной математической задачи, а именно осуществить максимизацию функционала  $F[\varepsilon(\rho, t)/\varphi(\rho)]$  при тех условиях, которым удовлетворяет функция  $\varphi(\rho)$ . Найти аналитическое решение поставленной задачи при ограниченных априорных сведениях оказывается чрезвычайно сложно, в то время как описанная процедура позволяет на практике получать хотя и приближенное, но вполне приемлемое решение.

Для того чтобы выявить основные технические параметры адаптивного процесса, при котором достигается требуемое качество формируемого изображения, нами осуществлено статистическое моделирование всего процесса на ЭВМ. Разработанная для этого программа состоит из следующих основных блоков: формирования поля шероховатого объекта в зоне Фраунгофера; имитации фазовых искажений; формирования оптического изображения; вычисления функции резкости; управления подбором фаз.

Блок формирования поля осуществляет расчет поля в зоне Фраунгофера для зеркального и шероховатого объектов с использованием быстрого преобразования Фурье. Для шероховатого объекта исходное поле в картинной плоскости формируется из распределения амплитуд, соответствующего данному объекту, и случайной совокупности набора фаз. Значения этих фаз наигрываются независимо друг от друга в ячейках картинной плоскости, размеры которых меньше элементов разрешения моделируемой оптической системы, что, собственно, и позволяет получить случайные реализации поля, соответствующего рассеянию от объекта с шероховатой поверхностью. Рассчитанное в зоне Фраунгофера поле препарируется так, что из него выделяются распределения амплитуд и фаз.

Блок имитации фазовых искажений осуществляет реализацию случайной функции, выступающей в дальнейшем в качестве случайной реализации фазовых искажений, вносимых турбулентной атмосферой. Эта функция аппроксимируется функцией, имеющей некоторое постоянное значение внутри зон, соответствующих данному радиусу корреляции. Сами постоянные значения являются равномерно распределенными на отрезке  $[-\pi, \pi]$  и независимыми между собой случайными величинами. Полученная таким образом конкретная реализация складывается с фазовым распределением рассчитанной для фраунгоферовой зоны реализации поля.

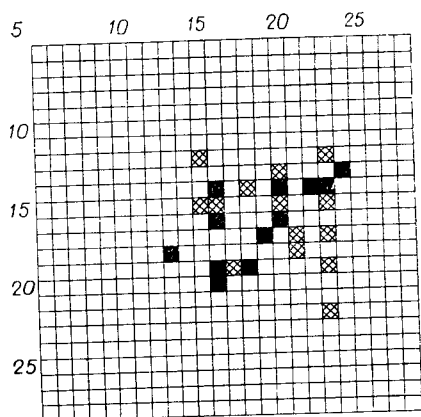


Рис. 1.

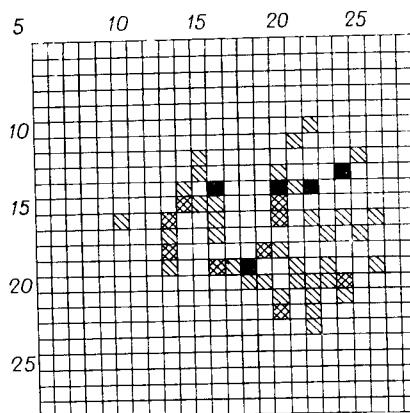


Рис. 2.

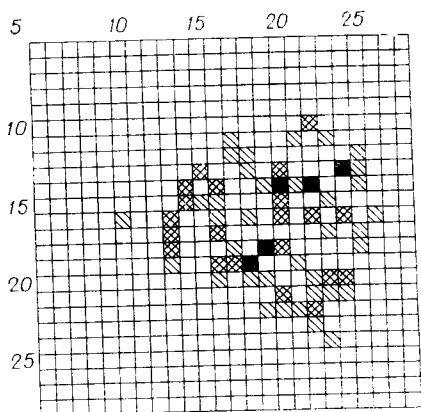


Рис. 3.

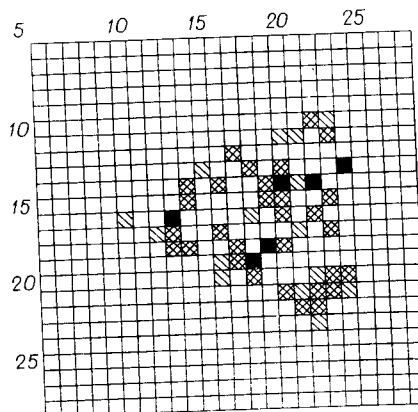


Рис. 4.

Блок формирования оптического изображения служит для вычисления распределения интенсивности в фокальной плоскости, для чего вновь используется быстрое преобразование Фурье. Фокальная плоскость представляет собой мозаичную структуру, размеры ячеек которой согласованы с разрешающей способностью моделируемой оптической системы. В блоке, предназначенном для вычисления функции резкости, осуществляется выбор требуемого числа ячеек, обладающих максимальной яркостью, и определяется значение суммарной интенсивности во всех выделенных ячейках.

Блок управления фазовым распределением производит подбор величин  $\chi_m$  с учетом заданных ограничений, накладываемых на возможные их значения, и таким образом, чтобы обеспечить максимум сформированной функции резкости. Управление фазами осуществляется последовательно по каждому значению  $\chi_m$  от  $m=1$  до  $m_0$ .

Разработанная программа позволяет варьировать общее число циклов подстройки фаз и при этом изменять функцию резкости таким образом, что входящее в нее число ячеек с максимальной интенсивностью на каждом новом цикле увеличивается.

В качестве наглядной иллюстрации на рис. 1—4 приводятся наиболее типичные изображения, полученные в процессе работы описанной программы. Эти результаты соответствуют ситуации, когда угловое разрешение оптической системы таково, что на наблюдаемое изображение приходится порядка 120 элементов разрешения. Относительно фазовых

флуктуаций предполагалось, что они обладают таким радиусом корреляции, при котором общее число независимых фазовых ячеек на апертурной плоскости составляет 64. В выделенных на рисунках ячейках треугольника, а на рис. 2—4 — изображения, соответствующие данной реализации и полученные после адаптации. При этом адаптация осуществлялась по сформулированной выше универсальной функции резкости. На рис. 2 представлено изображение, являющееся результатом первого цикла адаптации, когда функция резкости формировалась из 10 максимальных значений; на рис. 3 и 4 — изображения, полученные после второго и третьего циклов, когда число максимальных значений, включаемых в функцию резкости, увеличивалось соответственно до 40 и 70. Во всех циклах величины  $\chi_m$  варьировались в пределах четырех возможных значений, и то из этих значений, которому соответствовала максимальная величина функции резкости, и фиксировалось в данном цикле.

Из приведенных изображений видно, как в процессе адаптации улучшается качество формируемого изображения. Анализ имеющегося в настоящее время обширного материала, полученного с помощью описанной программы, позволяет сделать следующий общий вывод: для больших телескопов, когда радиус их входной апертуры превышает на порядок радиус корреляции фазовых флуктуаций, обусловленных турбулентной атмосферой, а число элементов разрешения на наблюдаемый объект оказывается порядка 100, для получения качественного изображения необходимо при использовании универсальной функции резкости проводить два-три цикла подбора фаз  $\chi_m$ , причем каждое значение  $\chi_m$  следует варьировать в пределах четырех эквидистантных величин.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бакут П. А., Устинов Н. Д., Троицкий И. Н., Свиридов К. Н. Методы обработки световых полей при наблюдении объектов через турбулентную среду. Ч. I. Телескопический прием.— «Зарубеж. радиоэлектроника», 1976, т. 7, с. 15—42.
2. Бакут П. А., Устинов Н. Д., Троицкий И. Н., Свиридов К. Н. Методы обработки световых полей при наблюдении объектов через турбулентную среду. Ч. II. Голографические методы.— «Зарубеж. радиоэлектроника», 1976, т. 9, с. 3—30.
3. Бакут П. А., Устинов Н. Д., Троицкий И. Н., Свиридов К. Н. Методы обработки световых полей при наблюдении объектов через турбулентную среду. Ч. III. Адаптивные методы.— «Зарубеж. радиоэлектроника», 1977, т. 1, с. 3—28.
4. Goodman J. W. Some effects of target-induced scintillation on optical radar performance.— "Proc. IEEE", 1965, vol. 53, p. 1688—1700.
5. Бакут П. А., Большаков И. А., Герасимов Б. М., Курикса А. А., Репин В. Г., Тартаковский Г. П., Широков В. В. Вопросы статистической теории радиолокации. Т. I, II. М., «Сов. радио», 1963.
6. Muller R. A., Buffinston A. Real-time correction of atmospherically degraded telescope images through image sharpening.— "J. Opt. Soc. Am.", 1974, vol. 64, p. 1200—1210.

Поступила в редакцию 6 февраля 1978 г.