

Зенг Зонгуонг, Венг Нингуан, Шанг Джун, Ванг Янгджиан

МЕРЦАНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Исследуется вероятность обусловленных мерцаниями замираний сигнала при измерениях волнового фронта. Представлены результаты численного моделирования распределения флуктуаций интенсивности и фазы на плоскости входной апертуры. Проведено сравнение результатов расчетов с результатами измерений в искусственной турбулентной среде. Предложенный численный метод может быть использован при создании оптических систем, при проверке расчетных соотношений и анализе особенностей турбулентности.

1. Введение

Ограничения, налагаемые турбулентностью на адаптивное управление, исследованы достаточно хорошо [1–5], но существует и другой эффект, влияющий на коррекцию искажений. Это — эффект воздействия мерцаний на точность измерений волнового фронта. Так, при возрастании интенсивности турбулентности или при уменьшении яркости источника излучения, из-за ограничений динамического диапазона и чувствительности датчиков волнового фронта возрастает вероятность возникновения точек с нулевой интенсивностью и появления в картине распределения темных областей. Следовательно, в некоторые моменты времени на датчик волнового фронта не будут поступать сигналы. Определение вероятности провала в измерениях имеет большое значение для построения эффективной адаптивной оптической системы. Известно, что чем больше датчиков и деформируемых зеркал входит в систему, тем выше эффективность компенсации искажений. При этом чем меньше размеры линз датчика, тем выше разрешение в измерениях волнового фронта и выше вероятность замирания сигнала. В атмосферных оптических системах связи для приемных телескопов требуются большие апертуры, поэтому влияние мерцаний возрастает. В связи с этим было проведено исследование эффекта усреднения мерцаний на апертуре [6, 7].

Для того чтобы определить вероятность провала в измерениях волнового фронта, необходимо исследовать мерцания интенсивности света в фокальной плоскости датчика волнового фронта. Эти мерцания зависят от средней интенсивности на субапертуре датчика, от флуктуаций разности фаз и их корреляции с флуктуациями интенсивности.

Основное внимание в статье мы уделяем обсуждению численных исследований флуктуаций освещенности и описанию метода, который может быть использован для вычисления распределения вероятностей средней интенсивности света в плоскости зрачка датчика. Прямое численное моделирование может быть основано на статистических особенностях интенсивности и фазы флуктуирующего поля. Для вычисления распределения вероятности также может быть использован метод фазового экрана. Проверкой результатов моделирования является проведение экспериментов с искусственной турбулентной средой, имеющей характеристики однородной и изотропной конвективной турбулентности.

2. Численное моделирование

Интенсивность света $I(l)$ в фокальной плоскости датчика волнового фронта задается следующим образом:

$$I(l) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(q_1) E^*(q_2) W(q_1) W^*(q_2) G(l, q_1) G^*(l, q_2) dq_1 dq_2, \quad (1)$$

где l — координата фокальной плоскости; E — поле в плоскости зрачка; q_1, q_2 — координаты в плоскости зрачка; $W(q)$ — функция передачи апертуры; G — функция Грина. Примем, что

$$G = \frac{k}{2\pi i F} \exp \left[\frac{ik}{2F} (l - q)^2 \right], \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны; F — фокусное расстояние.

Для плоской волны с фазой φ

$$E = E_0(q) e^{-i\varphi(q)}, \quad (3)$$

При замене переменных

$$2R = q_1 + q_2, \rho = q_1 - q_2 \quad (4)$$

мы можем записать уравнение (1) в виде

$$I(l) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0\left(R + \frac{\rho}{2}\right) E_0^*\left(R - \frac{\rho}{2}\right) \exp\left[-i\left(\frac{k}{F}l\rho - \Delta\varphi(R, \rho)\right)\right] W\left(R + \frac{\rho}{2}\right) W^*\left(R - \frac{\rho}{2}\right) dR d\rho, \quad (5)$$

$$\text{где } \Delta\varphi(R, \rho) = \varphi\left(R + \frac{\rho}{2}\right) - \varphi\left(R - \frac{\rho}{2}\right).$$

Когда интенсивность турбулентности среды, в которой распространяется свет, не очень велика, логарифм амплитуды $E(R)$ и фаза $\varphi(R)$ являются нормальными случайными величинами и корреляция между ними может не учитываться [8]. Следовательно, $I(R)$ и ее плотность вероятности могут быть легко определены численным решением уравнения (5). Для того чтобы продемонстрировать эффект влияния мерцаний на измерения волнового фронта и проверить результаты численного моделирования, была найдена плотность распределения вероятности средней интенсивности света в плоскости зрачка субапертуры. Расчеты были проведены потому, что распределение $I(R)$ можно было легко измерить.

В случаях, когда влияние флуктуаций на измерения наклонов волнового фронта невелико, уравнение (5) может быть сокращено до

$$I(l) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(R) \exp\left[-i\left(\frac{k}{F}l\rho - \Delta\varphi(R, \rho)\right)\right] W\left(R + \frac{\rho}{2}\right) W^*\left(R - \frac{\rho}{2}\right) dR d\rho, \quad (6)$$

где $I(r) = E^2(R)$. Средняя интенсивность света в плоскости S зрачка субапертуры может быть записана как интеграл по плоскости S :

$$I(S) = \frac{1}{S} \int_S I(R) dR, \quad (7)$$

где S — площадь зрачка субапертуры.

Аналитическое выражение для распределения плотности вероятности $P_b(I)$ интенсивности света I получить очень сложно. Хотя ряды логарифмов нормально распределенных случайных величин были записаны аналитически, для полного описания необходимо привлечение численного моделирования. При расчетах случайное поле $x(r)$, включающее 512×512 точек и имеющее плотность вероятности $P(x)$, генерировалось компьютером.

$$P(x) = (1/\sqrt{2\pi\sigma_x}) \exp(-x^2/2\sigma_x^2). \quad (8)$$

Поле яркости $Y(P)$ может быть получено в результате интегрирования и преобразования:

$$Y(P) = \int_{-\infty}^{\infty} B_b(R-r) x(r) dr, \quad (9)$$

где $B_b(r)$ — корреляция алгоритма интенсивности в двух точках; r — расстояние между этими точками. Можно показать, что распределение $Y(R)$ является нормальным вследствие того, что весовые коэффициенты функции модуляции $B_b(r)$ одинаковы для всех $x(r)$. Выполним преобразование

$$\ln I(R) = \sigma_{\ln I} \frac{Y(R)}{\sigma_Y} - \frac{\sigma_{\ln I}^2}{2}, \quad (10)$$

где $\sigma_{\ln I}$ и σ_Y — независимые вариации $\ln I(R)$ и $Y(R)$. Существует следующее соотношение между плотностью вероятности $P(Y)$ и $P(\ln I(R))$:

$$P(Y) dY = P[\ln I(R)] d[\ln I(R)]. \quad (11)$$

При вычислении средней интенсивности света $I(S)$ и плотности вероятности $P_s(l)$ поля $I(S)$, поле освещенности $Y(R)$ может быть разделено на множество областей с диаметром d . Значение $I(R)$ также может быть вычислено в результате обратного преобразования спектра мерцаний со случайной амплитудой. Так как средняя интенсивность света на апертуре непосредственно зависит от корреляции флуктуаций, описанный выше подход к использованию корреляции модуляций будет применен при моделировании.

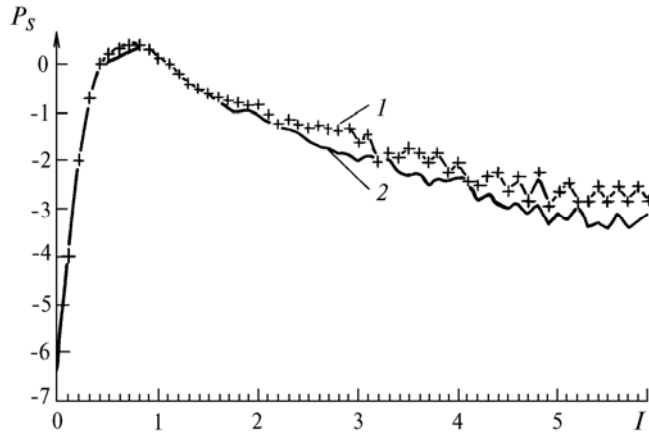


Рис. 1. Плотность вероятности распределения средней интенсивности света в плоскости зрачка апертуры. $d = \sqrt{\lambda L}$, $\sigma_{int}^2 = 0,8$. Кривая 1 – экспериментальные результаты; 2 – численный эксперимент

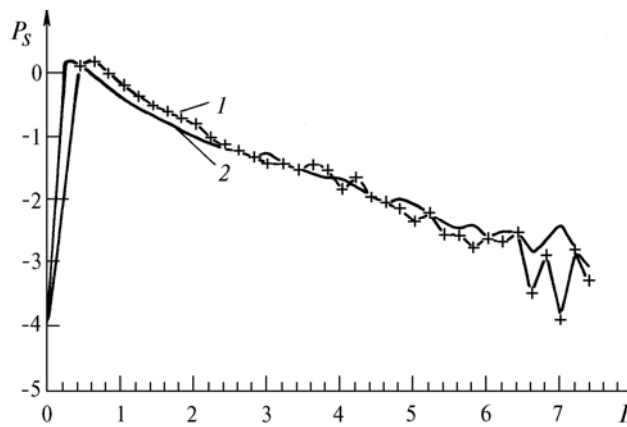


Рис. 2. Плотность вероятности распределения средней интенсивности света в плоскости зрачка апертуры. $d = \sqrt{\lambda L}$, $\sigma_{int}^2 = 2,4$. Кривая 1 – экспериментальные результаты; 2 – численный эксперимент на основе метода фазового экрана

Результат численного определения $P_S(I)$ при $d = \sqrt{\lambda L}$, $\sigma_{int}^2 = 0,8$ представлен на рис. 1. Значение $B_B(\rho)$, измеренное в конвективной турбулентности, использовалось для вычисления $I(S)$. Нужно отметить, что $B_B(r)$, измеренное в слабой конвективной турбулентности, спадает до нуля медленнее, чем теоретически найденное $B_B(r)$.

Разработанный метод фазового экрана [10], предназначенный для уменьшения эффектов влияния расчетной сетки на мерцания, использовался для вычисления $I(R)$ и плотности вероятности распределения средней интенсивности света $I(S)$. Результаты представлены на рис. 2. Отличие от предыдущих численных экспериментов заключается в том, что вначале моделируется турбулентность, затем решением волнового уравнения находится поле волны, прошедшей турбулентный слой.

3. Измерения

Для моделирования атмосферной турбулентности был использован резервуар длиной 2 м, содержащий среду, обладающую свойствами конвективной турбулентности. В лабораторной модели турбулентность являлась стационарной и имела широкий инерционный интервал. Измерения флуктуаций угла прихода показали, что флуктуации разности фаз являются нормальными и некоррелированными с интенсивностью света. Наблюдаемые выбросы и квазиупорядоченная структура оказались похожими на соответствующие характеристики пограничного конвективного слоя атмосферы. В проведенных экспериментах в турбулентной среде распространялся луч He–Ne-лазера, увеличение дистанции распространения достигалось за счет отражения пучка от зеркал и повторного прохода трассы. Записывалось световое поле и вычислялись его параметры после прохода пучком круглой субапертуры диаметром d . Измеренная плотность вероятности мерцаний яркости имела вид нормальной логарифмической функции. Полученная экспериментально плотность вероятности средней интенсивности света приводится на рис. 1 и 2.

4. Обсуждение результатов

Параметры, соответствующие рис. 1: $d=V)L$, $\sigma_p=0,8$, турбулентность слабая. Вероятность нулевых средних значений интенсивности света близка к нулю. Максимальная средняя интенсивность достигает 8. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментальными. То есть если датчик волнового фронта имеет достаточный динамический диапазон и диаметр субапертуры $d = VAL$, то эффект мерцаний может не учитываться. Если интенсивность турбулентности велика, корреляционная функция $V_n(r)$ уменьшается до нуля более медленно, чем для слабой турбулентности. Поэтому при параметрах, соответствующих рис. 2 ($\sigma_p=2,4$), вероятность нулевых средних значений интенсивности света уменьшается также более медленно. Результаты численных расчетов по определению плотности вероятности на основе метода фазового экрана не согласуются с экспериментальными. Хотя вычисленная плотность вероятности мерцаний имеет нормальный закон распределения, функция корреляции в этом случае, по-видимому, определяется не точно. Методы численного моделирования, основанные на статистических характеристиках интенсивности и фазы световой волны, являются простыми и могут найти широкое применение в различных областях. На основе этих методов может быть определена вероятность замирания сигнала. Кроме этого, аналитически определенные характеристики, такие как влияние внешнего масштаба на измерения центра тяжести пучка, эффект усреднения мерцаний на апертуре, можно проверить с использованием этих методов.

Рассмотренные методы прямого численного моделирования не дают реалистичную картину распределения светового поля. В нестабильной атмосфере и проведенных нами лабораторных экспериментах регистрируемая картина распределения походит на сеть с небольшими узлами. Аналогичная структура наблюдается в численных экспериментах, проводимых на основе метода фазового экрана. Но какие статистические характеристики отражает эта структура? Интересная проблема, не правда ли? Существуют ли другие параметры поля яркости, коррелирующие с характеристиками турбулентности, такими как периодичность тонкой структуры, квазиупорядоченность и т.д.? Мы описали статистическую схему получения поля яркости. Какую информацию можно получить с ее помощью из анализа движения и изменений распределения света, кроме данных о средней скорости поперечного ветра?

1. Fante R. L. // J. Opt. Soc. Am. 1976. № 66. P. 730–735.
2. Greenwood D. P. // J. Opt. Soc. Am. 1979. № 69. P. 549–553.
3. Yura H. T. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1985. № 2. P. 765–773.
4. Tavis M. T. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1978. № 4. P. 57–59.
5. Frehlich R. G. // J. Opt. Soc. Am. 1990. № 7. P. 2119–2140.
6. Wang S. J. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1983. № 73. P. 831–837.
7. Yura H. T. et al. // Ap. Opt. 1983. № 22. P. 1608–1609.
8. Strohben J. W. Modern Theories in the Propagation of Optical Waves in a Turbulent Medium, Laser Beam Propagation in the Atmosphere. Berlin: Springer.-Verlag. 1978.
9. Barakat R. // J. Opt. Soc. Am. 1976. № 66. P. 211–216.
10. Wang Y. et al. High Power Laser and Particle Beams (to be publish).

Институт оптики и точной механики.
г. Хефей, Китай

Поступила в редакцию
2 октября 1992 г.

Zeng Zonguonг, Weng Ninghuan, Shang Dzhun, Wang Yingjian. **Scintillation and the Wave Front Measurements.**

This paper presents some results of numerical simulations of the light intensity and phase fluctuation distributions over the aperture of a wave front sensor. The calculations results are compared with the data of laboratory modelling of turbulence. The numerical method proposed in this paper can be used for design of the optical devices and for testing the theoretical results.