

А.П. Сухоруков, В.М. Фадеев, Э.Н. Шумилов

ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА МНОГОПУЧКОВУЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ

Проведено обобщение теории многопучковой интерференции в однородных средах на случайно-неоднородные. Установлена связь статистически усредненной интерференции полей пучков, образующих двумерную периодическую структуру, с двумерным спектром оптической передаточной функции атмосферы. Получены аналитические выражения, описывающие искажения интерференционных картин и их контраст при различных параметрах одномерной периодической структуры пучков. Проанализирована зависимость многопучковой интерференции от этих параметров и указаны ее характерные особенности, обусловленные влиянием атмосферной турбулентности. Основные выводы подтверждены результатами расчетов и экспериментально полученными данными.

Турбулентные свойства атмосферы при интерференции когерентных пучков проявляются в смещениях интерференционной картины и колебаниях ее контраста [1]. Влияние атмосферной турбулентности на двухпучковую интерференцию достаточно хорошо изучено [2]. Воздействие же атмосферы на многопучковую интерференцию оставалось неисследованным. В то же время теоретические и экспериментальные данные по многопучковой интерференции могут быть использованы, например, в целях оптимального выбора параметров многовибраторных адаптивных систем [3].

В данной работе рассматриваются особенности многопучковой интерференции в случайно-неоднородных средах. Теоретические расчеты подтверждаются результатами, полученными по экспериментально зарегистрированным на приземной атмосферной трассе картинам интерференции нескольких пучков. Анализ многопучковых интерференционных картин позволяет сравнительно просто и быстро определить такой важный статистический параметр, как радиус когерентности излучения в атмосфере.

Для исследования влияния атмосферной турбулентности на многопучковую интерференцию воспользуемся обобщенным методом Гюйгенса — Кирхгофа [4], согласно которому поле в произвольной точке $r = \{\rho, z\}$ определяется с помощью поля $E_0(\rho')$ в плоскости $z = 0$ по формуле

$$E(r) = \frac{\kappa \exp(ikr)}{2\pi ir} \int E_0(\rho') \exp \left[ik\rho' \left(\frac{\rho'}{2z} - \theta \right) + \Psi(r; \rho') \right] d^2\rho', \quad (1)$$

где $\kappa = 2\pi/\lambda$, — волновое число; $\theta = \rho/r$ — вектор с проекциями $\theta_{1,2}$, равными первым двум направляющим косинусам; Ψ — случайный набег комплексной фазы, приобретаемый при распространении сферической волны от точки $r' = \{\rho', 0\}$ до r ; $r = (\rho^2 + z^2)^{1/2}$, $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$.

Далее мы будем рассматривать интерференционную картину в зоне Фраунгофера или в фокальной плоскости оптической системы. Многопучковое излучение формируется с помощью непрозрачного экрана с периодически расположенными равноразмерными отверстиями, коэффициент пропускания которых характеризуется функцией $K(\rho')$. Поэтому начальное распределение поля в (1) запишем в виде

$$E(\rho') = A_0 \exp \left(-\frac{ik\rho'^2}{2z} \right) \sum_{m=-M_1}^{M_2} \sum_{n=-N_1}^{N_2} K(\rho' - \rho'_{mn}), \quad (2)$$

где A_0 — амплитуда поля подсветки. Для определенности положим, что отверстия в экране в количестве $MN = (M_1 + M_2 + 1)(N_1 + N_2 + 1)$ расположены с периодом p_1 , вдоль оси x' и с периодом p_2 вдоль оси y' с центрами в точках $\rho'_{mn} = \{mp_1, np_2, 0\}$, $-M_1 \leq m \leq M_2$, $-N_1 \leq n \leq N_2$, а их максимальный эффективный размер $2a$ не превышает радиуса когерентности излучения в плоскости z .

После подстановки выражения (2) в (1) и замены переменной интегрирования ρ' на разность $\rho' - \rho'_{mn}$ поле в плоскости наблюдения представляется следующим образом:

$$E(r) = \frac{\kappa A_0 S_0 \exp(ikr)}{2\pi ir} F(\theta) \sum_{m=-M_1}^{M_2} \sum_{n=-N_1}^{N_2} \exp [\Psi_{mn}(r) - ik\theta \rho'_{mn}], \quad (3)$$

где величина $S_0 = \int K(\rho') d^2\rho'$ является эффективной площадью пропускания отдельного отверстия

экрана, а нормированная к единице и вообще комплексная функция $F(\theta) = S_0^{-1} \int K(\rho') \exp(-ik\theta\rho') d^2\rho'$ описывает угловой спектр дифрагирующего на отверстиях излучения. Отметим, что в силу принятого выше условия случайный набег комплексной фазы поля в пределах с (m, n) -го отверстия заменен в (3) на его значение в центре отверстия $\Psi_{mn}(r) = \Psi(r; \rho'_{mn})$.

Из (3) находим, что статистически усредненная интенсивность интерференционного поля при нормальном законе распределения вероятностей флуктуации комплексной фазы Ψ и их пространственной однородности [4, 5], подчиняется закону

$$I(r) = I_0(r) |F(\theta)|^2 J(\theta). \quad (4)$$

Здесь $I_0(r) = (cn_0 / 8\pi) \cdot (S_0 / \lambda r)^2 |A_0|^2$ является осевой (на расстоянии r) интенсивностью пучка от отдельного источника излучения экрана (c – скорость света в вакууме; n_0 – показатель преломления воздуха), а интерференционная функция случайно-неоднородной среды

$$J(\theta) = \sum_{\alpha=-(M-1)}^{M-1} \sum_{\beta=-(N-1)}^{N-1} (M - |\alpha|) (N - |\beta|) \Pi(\mathbf{P}_{\alpha\beta}) \cos \alpha k p_1 \theta_1 \cos \beta k p_2 \theta_2 \quad (5)$$

выражается через оптическую передаточную функцию (ОПФ) турбулентной атмосферы [6] $\Pi(\rho') = \exp[-D_{\Psi\Psi^*}(\rho') / 2]$ от аргумента ρ' , вычисляемую в точках $\mathbf{P}_{\alpha\beta} = \{\alpha p_1, \beta p_2\}$ плоскости $z = 0$ с помощью поперечной структурной функции комплексной фазы

$$D_{\Psi\Psi^*}(\Delta\rho', z) = \langle |\Psi(r; \rho + \Delta\rho') - \Psi(r; \rho')|^2 \rangle.$$

Можно показать, что искаженная в неоднородной среде многопучковая интерференционная картина описывается сверткой неискаженного распределения интенсивности и двумерного спектра ОПФ атмосферы

$$\mathcal{N}(\mathbf{x}) = (2\pi)^{-2} \int \Pi(\rho) \exp(-i\mathbf{x}\rho) d^2\rho, \quad (6)$$

а именно

$$J(\theta) = \int \int \mathcal{N}(\kappa\theta - \mathbf{x}) \cdot H(M, p_1 x_1 / 2) \cdot H(N, p_2 x_2 / 2) dx_1 dx_2, \quad (7)$$

где $H(Q, x) = (\sin^2 Qx) / \sin^2 x$ является введенной в [7] интерференционной функцией однородной среды; Q – натуральное число.

В случае однородной среды, для которой $D_{\Psi\Psi^*}(\rho') = 0$, и, следовательно, $\mathcal{N}(\mathbf{x}) = \delta(\mathbf{x})$ интерференционная функция $J(\theta)$ совпадает с произведением интерференционных функций однородной среды $H(M, kp_1\theta_1 / 2) \cdot H(N, kp_2\theta_2 / 2)$, так что выражение (4) совместно с (7) описывает многопучковую интерференцию полей MN точечных когерентных источников излучения [7]. Наличие неоднородности среды приводит к нарушению когерентности источников и искажению картины интерференции, проявляющемуся в усреднении ее в пределах ширины спектра ОПФ (6).

Выражение (6) может быть представлено в дифференциальной форме, если воспользоваться операторным формализмом. Эквивалентная замена в (6) аргумента ОПФ на дифференциальный оператор ($i\nabla_{\mathbf{x}} = i\{\partial / \partial x_1; \partial / \partial x_2\}$) дает

$$\mathcal{N}(\mathbf{x}) = \Pi(i\nabla_{\mathbf{x}}) \delta(\mathbf{x}). \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), получаем

$$J(\theta) = \Pi(i\kappa^{-1}\nabla_{\theta}) H(M, \kappa p_1 \theta_1 / 2) H(N, \kappa p_2 \theta_2 / 2). \quad (9)$$

В частном случае, при широко используемой параболической аппроксимации структурной функции $D_{\Psi\Psi^*}(\rho) = 2\rho^2 / \rho_k^2$, учитывающей локальную изотропность флуктуации комплексной фазы в атмосфере, выражения (8), (9) принимают вид

$$\mathcal{H}(\mathbf{x}) = \prod_{j=1}^2 \left(1 + \frac{1}{\rho_k^2} \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} + \frac{1}{2! \rho_k^4} \frac{\partial^4}{\partial x_j^4} + \dots \right) \delta(x_j); \quad (8')$$

$$J(\theta) = \prod_{j=1}^2 \left(1 + \frac{1}{\kappa^2 \rho_k^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta_j^2} + \frac{1}{2! \kappa^4 \rho_k^4} \frac{\partial^4}{\partial \theta_j^4} + \dots \right) H\left(Q_j \frac{\kappa p_j \theta_j}{2}\right), \quad (9')$$

где ρ_k — радиус когерентности излучения; $Q_1 = M$, $Q_2 = N$.

Таким образом, оптические неоднородности среды приводят к возникновению и наложению на интерференционную картину в однородной среде дополнительных интерференционных картин, представляющих собой пространственные производные от распределения интенсивности первой, что и проявляется в ее искажении.

Далее приведем результаты амплитудных расчетов интерференции полей M пучков, расположенных в линейку с периодом $p = p_1$ вдоль оси x' ($N = 1$). При расчетах используем гауссовскую аппроксимацию

$$\Pi(\rho) = [1 - \Pi(\rho_0)] \exp\left(-\frac{\rho^2}{R^2}\right) + \Pi(\rho_0), \quad (10)$$

хорошо воспроизводящую ход ОПФ в интервале $0 \leq \rho \leq \rho_0$ по ее значению $\Pi(\rho_0)$ и параметру $R = \min(\rho_0, \rho_k)$, $\rho_0 = Mp$ — база пучков в линейке.

Расчет спектра $\mathcal{H}(\mathbf{x})$ по формуле (6) с помощью (10) и подстановка результата в (7) дают

$$J(\theta_1) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} [1 - \Pi(\rho_0)] \frac{R}{p} \int_{-\infty}^{\infty} H\left(M, \frac{\gamma}{2}\right) \exp\left[-\frac{R^2(\gamma - \kappa p \theta_1)^2}{4p^2}\right] d\gamma + \Pi(\rho_0) H\left(M, \frac{\kappa p \theta_1}{2}\right). \quad (11)$$

В случае, когда база пучков в линейке меньше радиуса когерентности или не сильно превышает его, применяя формулу (10) для вычисления ординарной суммы (5) и учитывая в ней слагаемые с $|\alpha| \leq \mathcal{M} - 1$ ($1 < \mathcal{M} = [\chi\mu]$, $[x]$ — целая часть x , $\chi \simeq 1$ и определяется ниже, $\mu = \rho_k/p$), для которых возможна замена $\exp(-\alpha^2 p^2/R^2)$ на единицу, имеем [8]:

$$J(\theta_1) = \begin{cases} H\left(M, \frac{\kappa p \theta_1}{2}\right), & M \leq \mathcal{M}, \\ \left[[1 - \Pi(\rho_0)] \left[1 + (M - \mathcal{M}) \frac{\sin \frac{\kappa p \theta_1}{2} \sin \frac{(2\mathcal{M} - 1) \kappa p \theta_1}{2}}{\sin^2 \frac{\mathcal{M} \kappa p \theta_1}{2}} \right] \right] \times \\ \times H\left(\mathcal{M}, \frac{\kappa p \theta_1}{2}\right) + \Pi(\rho_0) H\left(M, \frac{\kappa p \theta_1}{2}\right), & \mathcal{M} \leq M \lesssim \chi \mathcal{M}. \end{cases} \quad (12)$$

При $\rho_0 \geq \rho_k$ воспользуемся гауссовским представлением первого множителя подынтегральной функции в (11)

$$H\left(M, \gamma/2\right) \simeq M^2 \exp\left[-\pi^{-1} (M\gamma'/2)^2\right], \quad (13)$$

$-\pi \leq \gamma' = \gamma - 2\pi m \leq \pi$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ и после интегрирования найдем

$$J(\theta_1) = \Pi(\rho_0) H\left(M, \frac{\kappa p \theta_1}{2}\right) + \frac{1}{2} uM [1 - \Pi(\rho_0)] \sum_{m=-\infty}^{\infty} \times \\ \times \exp\left[-\frac{u^2 (\kappa p \theta_1 - 2\pi m)^2}{4\pi}\right] \times \left\{ \Phi\left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} v \left(1 + \frac{u^2 (\kappa p \theta_1 - 2\pi m)}{v^2}\right)\right] + \right. \\ \left. + \Phi\left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} v \left(1 - \frac{u^2 (\kappa p \theta_1 - 2\pi m)}{v^2}\right)\right] \right\}, \quad (14)$$

где обозначено $u = (M^2 + v^2)^{-1/2}$, $v = (M^2 + v^2)^{1/2}$, $v = \pi^{1/2}\mu$, $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ — интеграл вероятности. Последнее выражение допускает следующее представление:

$$J(\theta'_1) = \Pi(\rho_0) H\left(M, \frac{\kappa p \theta'_1}{2}\right) + M [1 - \Pi(\rho_0)] \times$$

$$\times \begin{cases} u \exp\left(-\frac{u^2 \kappa^2 p^2 \theta'^2_1}{4\pi}\right), & 1 \lesssim v \lesssim M, \\ \Phi\left(\frac{V\sqrt{\pi}}{2} M\right), & v < 1 < M, \end{cases} \quad (14')$$

где $\theta'_1 = \theta_1 - 2\pi m / \kappa p$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$).

Как видно из (12), (14), (14'), распределение интенсивности в обоих случаях остается периодическим. Причем параметр χ в \mathcal{M} (см. (12)), определяемый из условия стыковки областей допустимых значений M в (12), (14'), оказывается $\chi \simeq \pi^{1/4}$. Формула (12) точно, а формулы (14), (14') с высокой точностью уже при $M \geq 2$ удовлетворяют закону сохранения энергии излучения, т.е. условию

$$\int_{-\pi}^{\pi} J(\zeta / \kappa p) d\zeta = 2\pi M.$$

Согласно (12), (14), (14') искаженная в неоднородной среде многопучковая интерференционная картина представляет собой аддитивное наложение на ослабленную интерференцию M когерентных пучков дополнительной по интенсивности периодической интерференции меньшего числа когерентных источников излучения. Количество последних определяется параметром μ — источниками, располагающимися внутри области протяженностью ρ_k . Поэтому характер M -пучковой интерференции существенно зависит от отношения базы линейки пучков к радиусу когерентности излучения $M/\mu = \rho_0/\rho_k$. Если при $\rho_0/\rho_k \leq \pi^{1/4}$ искажения интерференционной картины в соответствии с (12) практически происходит, то в области $\pi^{1/4} \lesssim \rho_0/\rho_k \lesssim \pi^{1/2}$, с возникновением дополнительной интерференции, искажения начинают проявляться уже заветным образом. Действительно, ширина полос дополнительной интерференционной картины, определяемая с помощью (12) по расстоянию между ближайшими максимумом и минимумом интенсивности центральной полосы, составляет в этой области $\Delta d \simeq \lambda z / \pi^{1/4} \rho_k$ и, следовательно, $\rho_0 / \pi^{1/4} \rho_k$ раз превышает их ширину в однородной среде.

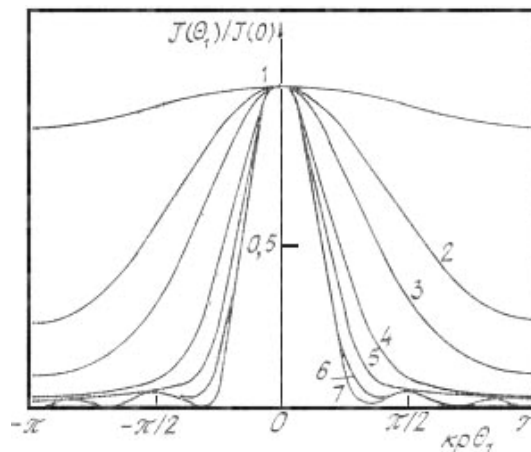


Рис. 1. Нормированная интерференционная функция случайно-неоднородной среды, рассчитанная по формуле (5), при различных значениях параметра μ для шести точечных источников излучения, образующих одномерную периодическую структуру. Значения μ : 1 = 0,5; 2 = 1; 3 = 1,5; 4 = 3; 5 = 5; 6 = 10; 7 = 20

При дальнейшем возрастании отношения $\rho_0/\rho_k > \pi^{1/2}$ интерференционная картина согласно (14') настолько искажается, что интерференционные полосы принимают гауссовскую форму, а при $\rho_0/\rho_k \gg \pi^{1/2}$ интерференция пропадает совсем. Эти выводы подтверждаются и численными расчетами

нормированной к единице функции $J(\theta_1)$, результаты которых для случая шестипучковой интерференции представлены на рис. 1. Расчеты проводились по формуле (5) при $N = 1$, в которой ОПФ турбулентной атмосферы задавалась законом [4]

$$P(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_k)^{5/3}]. \quad (15)$$

Для сравнения на рис. 2 приведены микрофотограммы типичных короткоэкспозиционных интерференционных картин, зарегистрированных экспериментально на приземной 150-метровой атмосферной трассе от шести точечных источников излучения, располагавшихся с изменяемым периодом. Как видно, зависимости, соответствующие одинаковым значениям параметра μ , на обоих рисунках, достаточно хорошо совпадают друг с другом. Статистическое усреднение экспериментальных результатов дает еще лучшее совпадение.

Важнейшей характеристикой картин M -пучковой интерференции в неоднородной среде является их контраст $\Gamma_M = \left[J(0) - J\left(\frac{\pi}{kp}\right) \right] / \left[J(0) + J\left(\frac{\pi}{kp}\right) \right]$, рассчитываемый в соответствии с (5) по формуле

$$\Gamma_M(p) = \frac{2 \sum_{\kappa=1}^{\lfloor M/2 \rfloor} (M - 2\kappa + 1) \Pi((2\kappa - 1)p)}{M + 2 \sum_{\kappa=1}^{\lfloor M/2 \rfloor} (M - 2\kappa) \Pi(2\kappa p)}. \quad (16)$$

Асимптотические представления функции $\Gamma_M(p)$, получаемые на основе решения (14) и выражения (16) (при учете (15)) в следующем виде:

$$\Gamma_M(p) = \begin{cases} \text{th} \left(\frac{\pi^2}{8} \cdot \frac{M^2 \rho_k^2}{\rho_k^2 + M^2 p^2} - \frac{\ln 2}{2} \right), & p < \pi^{1/2} \rho_k \ll M p, \\ 2 \left(1 - \frac{1}{M} \right) \exp[-(p/\rho_k)^{5/3}], & \rho_k < p, \end{cases} \quad (17)$$

показывают, что контраст интерференционной картины монотонно возрастает с увеличением количества пучков и уменьшением периода их расположения. На рис. 3 представлена зависимость контраста Γ_M от нормированного на ρ_k периода расположения пучков при различных M . Расчеты производились по формуле (16), в которой ОПФ турбулентной атмосферы задавалась тем же законом (15).

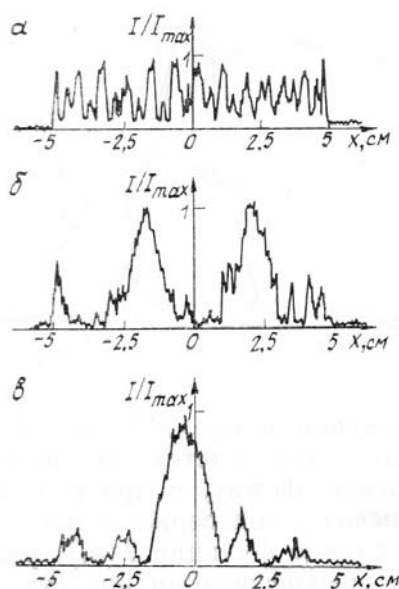


Рис. 2. Микрофотограммы экспериментально зарегистрированных на приземной атмосферной трассе интерференционных картин, образуемых шестью световыми пучками с круговым сечением ($a = 0,3$ мм, $\lambda = 0,63$ мкм) при различных значениях параметра μ . Протяженность трассы $z = 150$ м, диаметр приемной апертуры $D_a = 10$ см, время экспозиции $t_s = 8$ мс. $a - \mu = 0,9$; $б - \mu = 3,6$; $в - \mu = 9$

Анализ выражения (17) позволяет установить, что контраст интерференционной картины $\Gamma_M \geq th 0,5$ достигается, если период расположения трех или более пучков удовлетворяет условию $\rho \approx \rho_k$ (см. рис. 3). В противном случае интерференция оказывается слабоконтрастной и при периоде пучков $p > \pi^{1/2} \rho_k$ в соответствии с (14), (14') вырождается в засветку с постоянным уровнем интенсивности от M некогерентных источников излучения. На эту засветку одновременно накладывается сильно ослабленная интерференция тех же M , но уже когерентных пучков. В этом находит отражение особенность M -пучковой интерференции в неоднородной среде, выражающаяся в значительном увеличении уровня среднего фона в сравнении со случаем интерференции в однородной среде, как только период расположения пучков начинает превышать радиус когерентности излучения.

Другая особенность многопучковой интерференции в неоднородной среде проявляется в поведении ширины интерференционных полос при увеличении количества пучков M или их базы ρ_0 . Как уже было отмечено выше, искажения интерференционной картины обнаруживаются в уширении интерференционных полос. С помощью (14') можно получить формулу для оценки их эффективной ширины по уровню спада интенсивности в центральной полосе до значения e^{-m} ($0 < m < m_0$) от максимальной величины в центре

$$d_m + d_0 m^{1/2} (1 + \pi \rho_k^2 / \rho_0^2)^{1/2}, \quad (18)$$

где обозначено $d_0 = 2\lambda z / \pi \rho_k$, $m_0 = (\pi / 4)(M^{-2} + p^2 / \pi \rho_k^2)^{-1}$.

В соответствии с формулой (18) при увеличении количества пучков или периода их расположения полосы дополнительной интерференционной картины в отличие от интерференции в однородной среде не могут стать уже предельной величины d_0 , определяемой радиусом когерентности излучения ρ_k . Данная особенность многопучковой интерференции наглядно иллюстрируется графиками рис. 4, на которых показано изменение нормированной ширины интерференционных полос по уровню спада интенсивности до e^{-1} с увеличением периода расположения пучков и их количества.

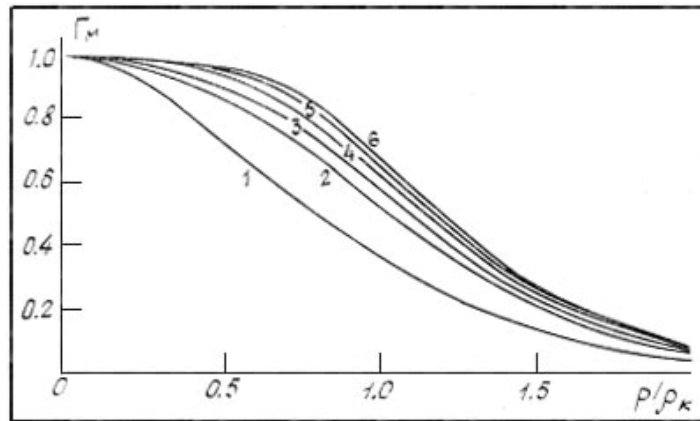


Рис. 3. Зависимость контраста интерференционных картин в случайно-неоднородной среде от периода расположения пучков p при следующем количестве пучков M : 1–2; 2–4; 3–6; 4–10; 5–20; 6–100

Как следует из рис. 4, эффективная ширина полос d_1 в области $\rho_0 > \pi^{1/2} \rho_k$ имеет тенденцию оставаться практически постоянной и равной, в соответствии с (18), d_0 , а при $\rho_0 \geq M \rho_k$ даже несколько возрастает. Нижняя граница варьирования периода, $\pi^{1/2} \rho_k / M \leq p$, определяющая область ограничения спада величины d_1 , уменьшается с возрастанием числа пучков, что видно из графиков. Относительная же эффективная ширина полос по отношению к периоду их следования $P = \lambda z / p$ в области ограничения $\pi^{1/2} / M \leq p / \rho_k \leq 1,26$ составляет $d_1 / P \approx 2p \rho_k$. Этот результат хорошо подтверждается экспериментом (рис. 2, а).

Пунктиром на рис. 4 показана граница области $d_1 = P = \pi \rho_k d_0 / 2p$, в пределах которой контраст интерференционных полос $\Gamma_M \geq th 0,5$. Последнее условие позволяет определить с помощью (17) границы допустимого изменения периода расположения пучков в формуле (18)

$$0 \leq p(M) \leq \rho_k \left[\ln \frac{2(1 - M^{-1})}{th 0,5} \right]^{3/5},$$

хорошо совпадающие с соответствующими границами графиков рис. 4.

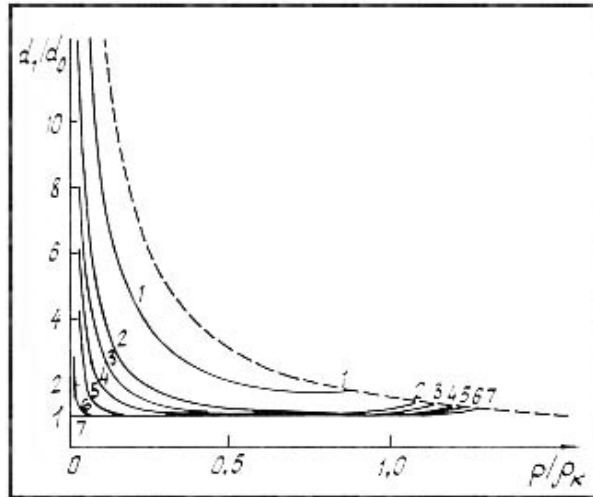


Рис. 4. Зависимость эффективной ширины интерференционных полос d_1 в случайно-неоднородной среде от периода расположения пучков ρ при следующем количестве пучков M : 1—2; 2—4; 3—6; 4—10; 5—20; 6—100; 7— $M \rightarrow \infty$. Пунктиром показана граница области допустимых значений периода

Отметим, что некоторое увеличение эффективной ширины полос, наблюдающееся при периоде расположения пучков $\rho \geq \rho_k$ (см. рис. 4), указывает на то, что их профиль интенсивности в данной области оказывается более широким по сравнению с гауссовским, даваемым формулой (14'). В этом легко убедиться, если при получении выражения (14') из (14) в последнем удержать, кроме m -го, дополнительно $(m + 1)$ -е и $(m - 1)$ -е слагаемые.

Полученные результаты позволяют довольно просто определить радиус когерентности излучения в случайно-неоднородной среде. А именно, постепенно увеличивая период расположения пучков и измеряя при этом минимально возможную эффективную ширину интерференционных полос, равную $d_0 \sqrt{m}$ можно оценить величину ρ_k по формуле $\rho_k = 2\sqrt{m}\lambda z / \pi \min d_m$.

Подобная оценка по эффективной ширине полос d_0 интерференционной картины, представленной на рис. 2, а, дает величину $\rho_k = 0,9$ см, хорошо согласующуюся с экспериментальными результатами, полученными другими методами на аналогичных трассах [9, 10].

В заключение авторы выражают благодарность Н.Е. Туваеву за проведение вычислений.

1. Хэнбери Р. Браун. Измерение угловых диаметров звезд. — УФН, 1972, т. 108, с. 529.
2. Синцов В. Н., Запругаев А. Ф. Апертурный синтез в оптике. — УФН, 1974, т. 114, с. 670. 1
3. Обзор: Состояние разработок и перспективы развития адаптивной оптики. Радиоэлектроника за рубежом, информационный бюллетень. — М., 1978, № 4, с. 846.
4. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1976.
5. Грачева М. Е., Гурвич А. С., Ломадзе С. О., Покасов В. В., Хрупин А. С. Распределение вероятностей «сильных» флуктуации интенсивности света в атмосфере. — Изв. вузов. Радиофизика, 1974, т. 17, с. 105.
6. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). — М.: Сов. радио, 1977.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ. Под ред Г.П. Мотулевич — М.: Наука, 1973.
8. Матвеев И. Н., Сухоруков А. П., Фадеев В. М., Шумилов Э. Н. — Тез. докл. V Всесоюз. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. — Томск: ИОА ТФ СО АН СССР, 1979, ч. IV, с. 131.
9. Born Q. K., Vogenberger R., Erben K. D., Frank F., Mohr F., Sepp G. — Appl. Optics, 1975, v. 14, p. 2857.
10. James E. Pearson. — Appl. Optics, 1976, v. 15, p. 622.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
20 августа 1987 г.

A.P. Sukhorukov, V.M. Fadeev, E.N. Shumilov. **The influence of atmospheric turbulence on multibeam interference.**

The multibeam interference theory in homogeneous media was generalized for the case of random-inhomogeneous media. The connection of statistically averaged interference of the beam fields, forming two-dimensional periodic structure, with two-dimensional spectrum of the atmospheric optical transmission function was determined. Analytical expressions describing the interference pictures distortions and their contrast at different parameters of one-dimensional periodic beams structure were obtained. The multibeam interference dependence on these parameters was analyzed and its characteristic peculiarities due to the atmospheric turbulence were indicated. The main conclusions were confirmed by the results of calculations and by the data obtained experimentally.