

Я. Байкал

Усреднение мерцаний сигнала за счет скорости передачи данных в открытых оптических системах с использованием некогерентных источников излучения

Чанкайский университет, факультет электронной и коммуникационной техники, г. Анкара, Турция

Поступила в редакцию 26.08.2004 г.

Исследуется влияние скорости передачи информации на индекс мерцаний для открытых оптических широкополосных приложений с использованием некогерентных источников излучения. С этой целью представлены флуктуации интенсивности, показывающие влияние скорости на индекс мерцаний в присутствии атмосферной турбулентности. Ширина полосы модуляции некогерентного источника выбирается много меньше несущей частоты, что позволяет использовать узкополосное приближение. Фактор усреднения для пространственно некогерентного источника представляет собой усреднение в условиях слабой атмосферной турбулентности за счет частоты модуляции интенсивности. Найдено, что мерцания уменьшаются с увеличением скорости передачи через турбулентную атмосферу. Это уменьшение зависит не от длины волны несущей оптической системы, а от внешнего масштаба турбулентности. До 10 Гбит/с уменьшение пренебрежимо мало для реальных значений внешнего масштаба. Но когда турбулентное образование включает в себя очень большие вихри, скорость передачи данных может оказывать заметное влияние на уменьшение мерцаний даже при скоростях до 10 Гбит/с. В пределе нулевой скорости передачи информации наши результаты корректно сводятся к хорошо известным мерцаниям для пространственно некогерентного монохроматического излучения.

Введение

Открытые оптические (ОО) системы связи стали одними из наиболее широко используемых систем связи, особенно в метрополитене. Современные широкополосные ОО-системы, использующие лазерные источники излучения, применяются для передачи данных со скоростью до 10 Гбит/с в основном по горизонтальным линиям длиной до нескольких километров. Также применяются и ОО-системы с использованием некогерентных источников на основе светодиодов благодаря их экономичности и более широкому диапазону дальностей. Такие системы обычно работают в инфракрасном диапазоне длин волн 0,85 и 1,55 мкм.

Атмосферная турбулентность накладывает значительные ограничения на ОО-линии связи, поскольку она приводит к возникновению зависимости сигнала от шума в форме мерцаний интенсивности. Флуктуации интенсивности в ОО-линиях и различные методы их снижения изучались в работах [1–5]. С целью уменьшения мерцаний интерес представляет усреднение за счет размеров апертуры приемника и передатчика и за счет частотного состава излучения источника [6–10]. В работе [11] также сообщалось о мерцаниях сверхкоротких оптических импульсов в турбулентной среде.

В данной работе исследуется влияние скорости передачи информации на мерцания при работе ОО-системы с пространственно некогерентным источником. Рассматриваются когерентные во времени

(т.е. монохроматические), но не когерентные в пространстве источники, излучение которых модулируется частотой много меньшей частоты несущей, т.е. оправданным является применение узкополосного приближения. Узкополосная аппроксимация является реалистичной и при таком ограничении, и наш анализ оказывается справедливым даже для очень высоких скоростей передачи данных в инфракрасном диапазоне, которые пока что далеки от практического применения. В данной работе рассматривается канал прямой связи (от точки к точке) на одной длине волны, а детектор предполагается точечным. Используется принцип Гюйгенса–Френеля для пространственно некогерентного источника с модуляцией интенсивности, контур которой соответствует гауссовому.

Получено уравнение для расчета влияния усреднения, которое количественно показывает, как уровень мерцаний понижается и даже становится приемлемым с ростом скорости передачи данных. Фактор усреднения, исследуемый в данной работе, является нормализованной величиной, так что он описывает улучшение качества связи по отношению к абсолютному уровню мерцаний в канале связи. Таким образом, низкий фактор усреднения означает, что рабочие характеристики атмосферной оптической линии связи улучшаются (в смысле турбулентности) при работе с высокими скоростями передачи данных, что может являться одним из элементов конструкции линии связи.

Наши результаты показывают усредняющее влияние скорости передачи данных на мерцания, т.е. мерцания сглаживаются с ростом скорости передачи данных. Для пространственно некогерентного источника конечного размера в условиях слабой турбулентности было найдено, что эффект усреднения за счет скорости передачи информации зависит от величины внешнего масштаба турбулентности. В пределах практически применимых скоростей передачи информации до 2,5 или 10 Гбит/с фактор усреднения оказался пренебрежимо малым для реалистичных значений внешнего масштаба, которые составляют менее 100 м. Однако когда турбулентное образование включает в себя очень большие вихри, эффект усреднения может быть заметным при скоростях до 10 Гбит/с.

1. Усреднение для пространственно некогерентного источника в условиях слабой турбулентности

В недавней работе [10] уже исследовался индекс мерцаний в турбулентной среде для когерентного излучения с конечной скоростью передачи данных в результате модуляции интенсивности. Поэтому здесь мы только кратко коснемся этих результатов, а затем введем пространственно некогерентный источник конечного размера α_s и определим влияние скорости передачи информации на индекс мерцания.

Мгновенную интенсивность можно найти по формуле

$$I = (1/T_d) \int_{T_0 - T_d/2}^{T_0 + T_d/2} dt |u(L, \mathbf{p}, t)|^2, \quad (1)$$

где T_0 — начальный момент времени, T_d — время отклика детектора; \mathbf{p} — пространственные координаты в плоскости приемника; $u(L, \mathbf{p}, t)$ — поле при $z=L$, т.е. в плоскости приемника; L — длина трассы. Изменение во времени поля в плоскости приемника описывается уравнением преобразования Фурье

$$u(L, \mathbf{p}, t) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} df u(L, \mathbf{p}, f) \exp(i2\pi ft), \quad (2)$$

где $u(L, \mathbf{p}, f)$ — решение с помощью расширенного принципа Гюйгенса—Френеля, f — частота. Для полихроматического излучения с центром полосы примерно на частоте несущей f_0

$$\begin{aligned} u(L, \mathbf{p}, t) = & \exp[i2\pi f_0(t + L/c)] \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi df_1 A_p(L, \mathbf{p}, f_0 + f_1) \exp[i2\pi f_1(t + L/c)] + \\ & + \exp[-i2\pi f_0(t + L/c)] \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi df_2 A_n(L, \mathbf{p}, f_2 - f_0) \exp[i2\pi f_2(t + L/c)], \quad (3) \end{aligned}$$

где A_p и A_n — положительная и отрицательная части комплексного временно-частотного спектра

в плоскости приемника соответственно, A_p задается следующей формулой:

$$\begin{aligned} A_p(L, \mathbf{p}, f_0 + f_1) = & (f_0 + f_1)/(icL) \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{s} A_{ps}(f_0 + f_1) u(0, \mathbf{s}, f_0 + f_1) \times \\ & \times \exp[i\pi(c/L)(f_0 + f_1)(\mathbf{p} - \mathbf{s})^2 + \psi(\mathbf{s}, \mathbf{p}, f_0 + f_1)]. \quad (4) \end{aligned}$$

Аналогично можно получить A_n , подставляя $f_2 - f_0$ вместо $f_0 + f_1$ в (4). Здесь A_{ps} и A_{ns} — положительная и отрицательная части комплексного временно-частотного спектра источника; $u(0, \mathbf{s}, f_0 + f_1)$ описывает поле в плоскости источника на частоте $f_0 + f_1$, \mathbf{s} — поперечная координата источника; c — скорость света в вакууме; $\psi(\mathbf{s}, \mathbf{p}, f_0 + f_1)$ — решение по методу Рытова, соответствующее случайной части комплексной фазы сферической волны на частоте $f_0 + f_1$, распространяющейся от точечного источника $(0, \mathbf{s})$ до точки наблюдения (L, \mathbf{p}) .

При записи A_p и A_n предполагалось, что возможно разделить временно-частотный спектр источника за счет цифровой модуляции интенсивности и пространственного распределения поля источника. Подставляя A_p в (4), A_n в (3) и используя свойство эрмитовости для спектра источника (т.е. $A_{ps}^*(f) = A_{ns}(f)$ и $A_{ps}^*(-f) = A_{ns}^*(f)$, где «*» означает комплексное сопряжение), можно найти мгновенную интенсивность для точечного приемника на оптической оси $\mathbf{p} = 0$:

$$\begin{aligned} I = & 2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (2\pi)^2 df_1 df_2 (f_0 + f_1)(f_0 + f_2) / (cL)^2 P_c(f_0 + f_1, f_0 + f_2) \times \\ & \times \text{sinc}[\pi T_d(f_1 - f_2)] \exp[i2\pi(f_1 - f_2)(T_0 + L/c)] \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{s}_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{s}_2 \Gamma_2^s(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, f_0 + f_2) \times \\ & \times \exp\{i\pi/(Lc)[(f_0 + f_1)\mathbf{s}_1^2 - (f_0 + f_2)\mathbf{s}_2^2]\} \times \\ & \times \exp[\psi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) + \psi^*(\mathbf{s}_2, \mathbf{0}, f_0 + f_2)], \quad (5) \end{aligned}$$

где

$$P_c(f_0 + f_1, f_0 + f_2) = \langle A_{ps}(f_0 + f_1) A_{ps}^*(f_0 + f_2) \rangle_s$$

в общем случае представляет собой взаимный частотный спектр интенсивности импульса, который включает в себя как временную когерентность источника с центром примерно на частоте несущей f_0 , так и модуляцию интенсивности. $\Gamma_2^s(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, \Gamma_2^s f_0 + f_2)$ — функция взаимной когерентности источника второго порядка, включающая эффекты пространственной когерентности и определяемая как

$$\begin{aligned} \Gamma_2^s(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, f_0 + f_2) = & \langle u(0, \mathbf{s}_1, f_0 + f_1) u^*(0, \mathbf{s}_2, f_0 + f_2) \rangle_s = \\ = & \langle u_d(0, \mathbf{s}_1, f_0 + f_1) u_d^*(0, \mathbf{s}_2, f_0 + f_2) u_r(0, \mathbf{s}_1, f_0 + f_1) \times \\ & \times u_r^*(0, \mathbf{s}_2, f_0 + f_2) \rangle_s. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь $u_d(0, \mathbf{s}_1, f_0 + f_1)$ и $u_r(0, \mathbf{s}_1, f_0 + f_1)$ соответствуют детерминированной и случайной (за счет пространственной декорреляции) частям поля источника соответственно.

Заметим, что уравнение (6) записано при условии, что время отклика детектора T_d достаточно продолжительно для получения большого числа проб случайной части падающего поля. Что касается турбулентной части, время когерентности среды (≈ 1 мс) значительно превышает T_d .

В данной статье мы исследуем влияние усреднения за счет скорости модуляции на индекс мерцаний, поэтому влияние временной когерентности источника не рассматривается, т.е. источник излучения, подлежащий модуляции, предполагается монохроматическим. Таким образом:

$$P_c(f_0 + f_1, f_0 + f_2) = A_{ps}(f_0 + f_1)A_{ps}^*(f_0 + f_2)$$

представляет собой взаимный частотный спектр интенсивности импульса, который содержит информацию, модулированную по интенсивности с центром примерно на частоте несущей f_0 . На практике компоненты с различной частотой вносят незначительный вклад в этот частотный спектр. Основной вклад приходит от компонент с близкой частотой, и поэтому взаимный частотный спектр интенсивности импульса $P_c(f_0 + f_1, f_0 + f_2)$ можно представить в виде дельта-функции:

$$P_c(f_0 + f_1, f_0 + f_2) = P(f_0 + f_1)\delta(f_1 - f_2), \quad (7)$$

где $\delta(f_1 - f_2)$ — дельта-функция Дирака; $P(f_0 + f_1)$ — частотный спектр интенсивности импульса, который содержит информацию, модулированную по интенсивности. Другими словами, $P(f_0 + f_1)$ — это Фурье-образ изменения во времени формы импульса. Следует отметить, что использование представления в форме дельта-функции (7) значительно упрощает рассмотрение, но вносит определенную неточность в результат, которая приближается к нулю для очень широких импульсов. Таким образом, наши результаты оказываются приемлемыми в узкополосном приближении с лучшей точностью при низких скоростях передачи информации.

Подставляя (7) в (5) и проводя интегрирование по f_2 , мы получаем следующее выражение для мгновенной интенсивности:

$$I = 8\pi^2 / (cL)^2 \int_{-\infty}^{\infty} df_1 (f_0 + f_1)^2 P(f_0 + f_1) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\mathbf{s}_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\mathbf{s}_2 \Gamma_2^s(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, f_0 + f_1) \times \\ \times \exp\{i\pi / (Lc) [(f_0 + f_1)(\mathbf{s}_1^2 - \mathbf{s}_2^2)]\} \times \\ \times \exp[\psi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) + \psi^*(\mathbf{s}_2, \mathbf{0}, f_0 + f_1)]. \quad (8)$$

Для пространственно некогерентного источника функция взаимной когерентности второго порядка Γ_2^s задается δ -функцией (см. [12, формулы (20)–(74)]) и для $k = 2\pi(f_0 + f_1)/c$ имеет вид

$$\Gamma_2^s(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, f_0 + f_1) = \\ = [c / (f_0 + f_1)]^2 I[(\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) / 2] \delta(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2), \quad (9)$$

где $I[(\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) / 2]$ — интенсивность в точке $(\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) / 2$ на плоскости источника. Подставляя (9) в (8), получаем

$$I = 8\pi^2 / L^2 \int_{-\infty}^{\infty} df_1 P(f_0 + f_1) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\mathbf{s}_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\mathbf{s}_2 I[(\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) / 2] \delta(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2) \times \\ \times \exp\{i\pi / (Lc) [(f_0 + f_1)(\mathbf{s}_1^2 - \mathbf{s}_2^2)]\} \times \\ \times \exp[\psi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) + \psi^*(\mathbf{s}_2, \mathbf{0}, f_0 + f_1)], \quad (10)$$

где

$$\psi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) = \chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) + iS(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1);$$

ψ , χ и S — флуктуации волны, логарифма амплитуды и фазы на частоте $f_0 + f_1$ соответственно. Проводя интегрирование по \mathbf{s}_2 , можно свести уравнение (10) к

$$I = 8\pi^2 / L^2 \int_{-\infty}^{\infty} df_1 P(f_0 + f_1) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\mathbf{s}_1 I(\mathbf{s}_1) \exp[2\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1)]. \quad (11)$$

Используя закон сохранения энергии при слабой турбулентности, т.е. $\langle \exp[2\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1)] \rangle_m = 1$, можно из уравнения (11) найти среднюю интенсивность для пространственно некогерентного импульса:

$$\langle I \rangle = 8\pi^2 / L^2 \int_{-\infty}^{\infty} df_1 P(f_0 + f_1) \int_{-\infty}^{\infty} d^2\mathbf{s}_1 I(\mathbf{s}_1). \quad (12)$$

Распределение интенсивности в плоскости источника считается гауссовым:

$$I(\mathbf{s}_1) = \exp(-\mathbf{s}_1^2 / \alpha_s^2), \quad (13)$$

где α_s — размер источника. Изменения во времени гауссова импульса можно представить следующим образом:

$$p(t) = [1 / (4\pi)] \exp(-t^2 / T_b^2), \quad (14)$$

где T_b обозначает эффективную продолжительность одного бита. Вычисление Фурье-преобразования гауссова импульса и сдвиг относительно частоты несущей f_0 дают

$$P(f) = [1 / (2\pi^{1/2} R_b)] \exp\{-[2\pi(f_0 - f) / R_b]^2\}, \quad (15)$$

где $R_b = 2 / T_b$ определяется как скорость передачи информации в открытой оптической системе.

Подставляя (13) и (15) в (12), проводя интегрирование с использованием [14, уравнение (3.321.3)], можно найти среднюю интенсивность для пространственно некогерентного импульса

$$\langle I \rangle = 2(\pi\alpha_s / L)^2. \quad (16)$$

С использованием (11) получаем

$$\begin{aligned} \langle I^2 \rangle &= 8\pi^2 / L^2 \int_{-\infty}^{\infty} df_1 P(f_0 + f_1) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} df_2 P(f_0 + f_2) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{s}_1 I(\mathbf{s}_1) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{s}_2 I(\mathbf{s}_2) \times \\ &\times \langle \exp[2\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) + 2\chi(\mathbf{s}_2, \mathbf{0}, f_0 + f_2)] \rangle_m. \quad (17) \end{aligned}$$

В условиях слабой турбулентности для χ , описываемых распределением Гаусса, $\langle \rangle_m$ в (17) можно приближенно представить как

$$\begin{aligned} \langle \exp[2\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) + 2\chi(\mathbf{s}_2, \mathbf{0}, f_0 + f_2)] \rangle_m &\approx \\ &\approx 1 + 4B_\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, f_0 + f_2), \quad (18) \end{aligned}$$

где $B_\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, f_0 + f_2)$ — ковариационная функция двух источников сферических волн от флуктуаций логарифма амплитуды, которая определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} B_\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, f_0 + f_2) &= \langle [\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) - \\ - \langle \chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{0}, f_0 + f_1) \rangle_m][\chi(\mathbf{s}_2, \mathbf{0}, f_0 + f_2) - \langle \chi(\mathbf{s}_2, \mathbf{0}, f_0 + f_2) \rangle_m] \rangle_m. \quad (19) \end{aligned}$$

Для B_χ мы использовали приближение, описываемое [15, уравнение (12)], т.е.

$$\begin{aligned} B_\chi(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, f_0 + f_1, f_0 + f_2) &\approx \\ &\approx \sigma_\chi^2 \exp[-|\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2|^2 \rho_0^{-2} - (2\pi)^2 (f_1 - f_2)^2 \Omega^{-2}], \quad (20) \end{aligned}$$

где $\sigma_\chi^2 = 0,124k_0^7/6 C_n^2 L^{11/6}$ — дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды для сферической волны с частотой несущей f_0 (следует заметить, что коэффициент в σ_χ^2 из [15] должен быть исправлен на 0,124); $\rho_0 = (0,545k_0^2 C_n^2 L)^{-3/5}$ — радиус когерентности среды; $k_0 = 2\pi f_0 / c$ — волновое число на частоте несущей; $\Omega^{-2} = 0,39 C_n^2 L_0^{5/3} L c^{-2}$, C_n^2 — структурная постоянная; L_0 — внешний масштаб турбулентности.

Отметим, что в нашем представлении ковариации (20) для пространственно некогерентного импульса мы опирались на статью [15], поскольку в ней также исследовался пространственно некогерентный источник с конечным спектром (немонокроматический источник). Детальный вывод зависимости от внешнего масштаба турбулентности (через Ω^{-2}) ковариационной функции флуктуаций логарифма амплитуды за счет конечного спектра источника можно найти в более ранней статье того же автора [16, уравнение (12)].

Подставляя уравнения (13), (15), (18) и (20) в (17), получаем $\langle I^2 \rangle$ для пространственно некогерентного импульса:

$$\begin{aligned} \langle I^2 \rangle &= 8\pi^2 / L^2 \int_{-\infty}^{\infty} df_1 [1 / (2\pi^{1/2} R_b)] \exp[-(2\pi)^2 f_1^2 / R_b^2] \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} df_2 [1 / (2\pi^{1/2} R_b)] \exp[-(2\pi)^2 f_2^2 / R_b^2] \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{s}_1 \exp(-\mathbf{s}_1^2 / \alpha_s^2) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{s}_2 \exp(-\mathbf{s}_2^2 / \alpha_s^2) \times \\ &\times \{1 + 4\sigma_\chi^2 \exp[-|\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2|^2 \rho_0^{-2} - (2\pi)^2 (f_1 - f_2)^2 \Omega^{-2}]\}. \quad (21) \end{aligned}$$

Проводя замену переменных $f_c = (f_1 + f_2)/2$, $f_d = f_1 - f_2$, $\mathbf{s}_c = (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)/2$, $\mathbf{s}_d = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2$, перегруппировку и интегрирование в (21) с использованием уравнения (3.321.8) из [14], мы приходим к следующему выражению для $\langle I^2 \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle I^2 \rangle &= [2(\pi\alpha_s / L)^2]^2 (1 + 4\sigma_\chi^2 / \{[1 + (2\alpha_s^2 / \rho_0^2)] \times \\ &\times [1 + (T^2 R_b^2)]^{1/2}\}). \quad (22) \end{aligned}$$

Здесь R_b — скорость передачи информации, Гбит/с; $T = (8,667 C_n^2 L_0^{5/3} L)^{1/2}$ определяется как фактор турбулентного усреднения скорости передачи данных для пространственно некогерентного источника.

При помощи уравнений (16) и (22) можно представить индекс мерцаний

$$m^2 = (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2) / \langle I \rangle^2 \quad (23)$$

как

$$m^2 = 4\sigma_\chi^2 / \{[1 + (2\alpha_s^2 / \rho_0^2)][1 + (T^2 R_b^2)]^{1/2}\}. \quad (24)$$

Индекс мерцаний в форме (24) относится к пространственно некогерентному импульсному источнику конечного размера, работающему в условиях слабой турбулентности, и включает в себя внешний масштаб турбулентности. В предельном случае отсутствия модуляции, т.е. $R_b = 0$ в (24), индекс мерцаний принимает вид $4\sigma_\chi^2 / [1 + (2\alpha_s^2 / \rho_0^2)]$, соответствующий индексу мерцаний за счет пространственно некогерентного монохроматического источника конечного размера в условиях слабой турбулентности. Этот результат совпадает с результатом, полученным в пределе пространственно некогерентной монохроматической волны в условиях слабой турбулентности [17]. Таким образом, член в уравнении (24), который мы назвали RAF_{sis} (Rate Averaging Factor — фактор усреднения):

$$RAF_{sis} = 1 / [1 + (T^2 R_b^2)]^{1/2}, \quad (25)$$

для пространственно некогерентного источника отвечает за усреднение в условиях слабой атмосферной турбулентности за счет модуляции интенсивности. Можно видеть, что мерцания уменьшаются по мере того, как скорость передачи данных через атмосферу увеличивается.

2. Результаты и заключение

Факторы усреднения за счет скорости передачи данных, проанализированные в настоящей статье, являются нормализованными величинами, поэтому они описывают улучшение качества связи по сравнению с абсолютным уровнем мерцаний линии передачи. Таким образом, низкие значения фактора говорят об улучшении рабочих характеристик атмосферной оптической линии связи (по отношению к турбулентности) при работе с высокой скоростью передачи информации, что может быть элементом конструкции линии.

Уравнение (25) показывает, что в условиях слабой атмосферной турбулентности фактор усреднения для пространственно некогерентного источника (RAF_{sis}) зависит от длины трассы L , внешнего масштаба турбулентности L_0 и структурной постоянной, но не зависит от длины волны несущей открытой оптической системы связи (рис. 1).

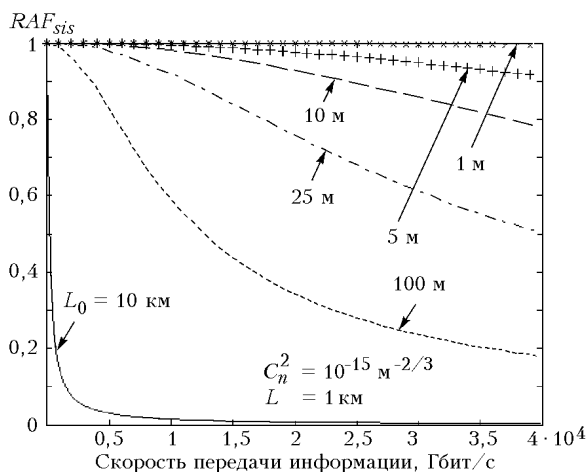


Рис. 1. Фактор усреднения для пространственно некогерентного источника в зависимости от скорости передачи данных в условиях слабой турбулентности для различных значений внешнего масштаба турбулентности L_0

При малых значениях L_0 усреднение оказывается неэффективным даже для очень высоких скоростей. Для очень больших значений внешнего масштаба, когда спектр мощности коэффициента преломления включает близкие к нулю пространственные частоты, т.е. когда турбулентность можно представить колмогоровским спектром, можно получить заметное снижение мерцаний при очень высоких скоростях передачи данных.

Рис. 2 призван помочь в понимании эффекта усреднения за счет скорости передачи данных для пространственно некогерентного источника в пределах доступных на сегодняшний день скоростей передачи информации, т.е. для R_b до 2,5 или 10 Гбит/с. Из рис. 2 видно, что усреднение пренебрежимо мало для реалистичных значений внешнего масштаба, которые составляют менее 100 м. Однако, когда турбулентное образование включает вихри очень больших размеров, усреднение может

быть эффективным при скоростях передачи до 10 Гбит/с. В атмосферных линиях передачи L_0 может изменяться от 1 до 100 м.

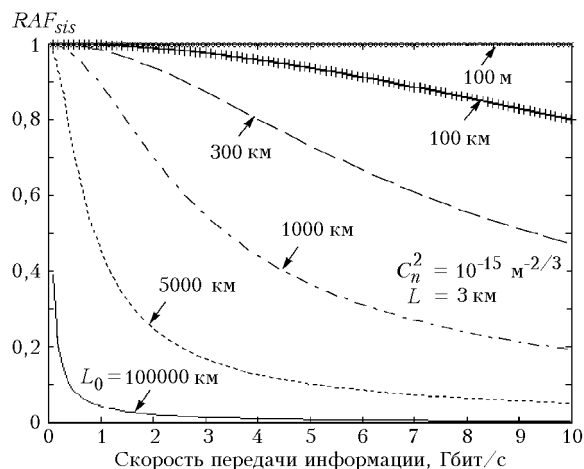


Рис. 2. Фактор усреднения для пространственно некогерентного источника в зависимости от скорости передачи данных в условиях слабой турбулентности для различных значений L_0 в пределах доступных на сегодняшний день скоростей передачи информации

Анализ рис. 1 и 2 показывает, что в одном случае наблюдается наихудшее (т.е. максимальное) значение фактора усреднения. Если турбулентность на линии, работающей со скоростью передачи 10 Гбит/с, характеризуется внешним масштабом от 100 м до 100 км, то эффективное значение RAF_{sis} должно равняться 1 (наихудший случай), а не 0,8. Кроме того, можно заметить, что ширина полосы также оказывает значительное влияние на границах интервалов, показанных на рис. 1 и 2, т.е. при очень большой скорости передачи данных и/или при очень больших значениях внешнего масштаба турбулентности.

1. Zhu X. and Kahn J.M. Free-space optical communication through atmospheric turbulence channels // IEEE Trans. Commun. 2002. V. 50. N 8. P. 1293–1300.
2. Zhu X., Kahn J.M., and Wang J. Mitigation of turbulence-induced scintillation noise in free-space optical links using temporal-domain detection techniques // IEEE Photon. Techn. Lett. 2003. V. 15. N 4. P. 623–625.
3. Andrews L.C., Phillips R.L., Hopen C.Y., and Al-Habash M.A. Theory of optical scintillation // J. Opt. Soc. Amer. A. 1999. V. 16. N 6. P. 1417–1429.
4. Andrews L.C., Al-Habash M.A., Hopen C.Y., and Phillips R.L. Theory of optical scintillation: Gaussian-beam wave model // Waves Random Media. 2001. V. 11. N 3. P. 271–291.
5. Baykal Y. Scintillation index for a multimode laser incidence in weak atmospheric turbulence // Opt. Commun. 1987. V. 62. N 5. P. 295–299.
6. Baykal Y. and Plonus M.A. Frequency averaging for beam waves in weak and very strong turbulence // IEEE Trans. Antennas and Propag. 1982. V. 30. N 4. P. 802–805.
7. Tokovinin A.A. Polychromatic scintillation // J. Opt. Soc. Amer. A. 2003. V. 20. N 4. P. 686–689.

8. *Churnside J.H.* Aperture averaging of optical scintillations in the turbulent atmosphere // *Appl. Opt.* 1991. V. 30. N 15. P. 1982–1994.
9. *Andrews L.C., Phillips R.L., and Hopen C.Y.* Aperture averaging of optical scintillations: power fluctuations and the temporal spectrum // *Waves Random Media*. 2000. V. 10. N 1. P. 53–71.
10. *Ricklin J.C. and Davidson F.M.* Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam // *J. Opt. Soc. Amer. A*. 2003. V. 20. N 5. P. 856–866.
11. *Kelly D.E.T.T.S. and Andrews L.C.* Temporal broadening and scintillations of ultrashort optical pulses // *Waves Random Media*. 1999. V. 9. N 3. P. 307–325.
12. *Исмаири А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981.
13. *Fried D.L.* Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures // *J. Opt. Soc. Amer.* 1966. V. 56. N 10. P. 1372–1379.
14. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971.
15. *Fante R.L.* Intensity fluctuations of an optical wave in a turbulent medium. Effect of source coherence // *Optica Acta*. 1981. V. 28. N 9. P. 1203–1207.
16. *Fante R.L.* Multiple-frequency mutual coherence functions for a beam in a random medium // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1978. AP-26. N 4. P. 621–623.
17. *Baykal Y.* Coherence and turbulence effects on the intensity scintillations at optical frequencies: Ph.D dissertation. Northwestern University, Evanston, Ill., 1982.

***Baykal Ya.* Rate averaging in free space optics systems using incoherent sources.**

Effect of the information rate on the scintillation index is examined for free space optical (FSO) broadband access applications that use spatially incoherent sources. For this purpose, intensity fluctuations are formulated indicating the effect of the rate on the scintillation index in the presence of the atmospheric turbulence. The bandwidth of modulation of the incoherent source is taken to be much smaller than the carrier frequency, i.e., narrowband approximation is employed. Rate averaging factor for spatially incoherent source is derived as to represent the averaging in weak atmospheric turbulence due to rate of modulation of the intensity. It is found that the scintillations decrease as the rate of transmission through atmospheric turbulence increases. This decrease is independent of the carrier wavelength of the FSO system but depends on the outer scale of turbulence. Up to 10 Gbps, the decrease is negligible for realistic outer scale values. When extremely large eddies are present in the formation of turbulence, rate can be effective in the reduction of the scintillations even at rates up to 10 Gbps. In the limit when the information rate is taken as zero, our results correctly reduce to the known scintillations for spatially incoherent monochromatic excitation.