РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

PACS 42.68.Ay; 42.68.Bz; 42.68.Ge

Модель фазового экрана для численного моделирования распространения лазерного пучка в дожде

И.П.Лукин, Д.С.Рычков, А.В.Фалиц, Лай Кин Сенг, Лю Мин Ронг

Предложен метод численного моделирования распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере при выпадении дождя, основанный на обобщении метода фазовых экранов для сплошной случайно-неоднородной среды. В модели фазового экрана для дискретной компоненты гетерогенной среды «воздух – капли дождя» амплитудный экран, описывающий рассеяние оптического поля на дискретных частицах среды, заменен эквивалентным фазовым экраном, обладающим спектром корреляционной функции флуктуаций эффективной диэлектрической проницаемости, сходным со спектром дискретной рассеивающей компоненты – капель воды в воздухе. «Турбулентный» фазовый экран построен на основе модели Колмогорова, а в модели «дождевого» экрана используется экспоненциальное распределение числа капель дождя по величине их радиусов в зависимости от интенсивности дождя. Результаты численного моделирования сравниваются с известными теоретическими оценками для крупномасштабной дискретной рассеивающей среды.

Ключевые слова: *лазерный пучок, рассеяние излучения в дожде, фазовый экран, численное моделирование.*

1. Введение

При распространении в атмосфере лазерные пучки испытывают фазовые искажения вследствие флуктуаций диэлектрической проницаемости среды. Эти флуктуации связаны не только с турбулентными неоднородностями плотности воздуха, но и с наличием в атмосфере дискретной составляющей: частиц аэрозоля, тумана, атмосферных осадков [1 – 4]. Рассеяние лазерного излучения на каплях дождя приводит, как и в турбулентной атмосфере, к уширению пучка и появлению в нем флуктуаций интенсивности [4]. Кроме того, происходит ослабление интенсивности излучения за счет поглощения на дискретных рассеивателях [4, 5].

Ранее уже проводились экспериментальные и теоретические исследования статистических характеристик поля лазерного пучка, распространяющегося в дожде [4 – 12]. Так же как и в случае турбулентной атмосферы, распространение лазерных пучков в дожде может быть описано в параболическом приближении скалярного волнового уравнения [13]. Совместное воздействие турбулентных и дискретных (капли воды) неоднородностей атмосферы на поле лазерного пучка изучено менее подробно как из-за математических трудностей, возникающих при исследовании свойств пучка в переходной области значений индекса мерцаний плоской волны [11], так и вследствие недостатка экспериментальных данных, что связано уже со сложностью разделения влияния турбулентности и рассеяния в дожде на характеристики оптического излучения [7 – 8]. В настоящее время продолжается развитие методов численного моделирования [14 – 17], широко применяется метод фазовых экранов [14 – 16]. В работе [17] рассмотрены корпускулярный и волновой подходы к статистическому моделированию распространения лазерного излучения в дискретных рассеивающих средах. Одним из вопросов, который необходимо разрешить при реализации метода расщепления, является определение функции рассеяния оптического излучения одной частицы [17].

В настоящей работе предлагается модель фазового экрана, учитывающего рассеяние на дискретных рассеивателях в турбулентной среде. Исходя из экспоненциального закона распределения числа капель воды по размерам с учетом его зависимости от интенсивности дождя [1], получены формулы для спектра корреляционной функции флуктуаций эффективной диэлектрической проницаемости дискретной компоненты турбулентной атмосферы при выпадении дождя. Для турбулентной компоненты принята модель Колмогорова, учитывающая влияние внутреннего масштаба неоднородностей [18]. Представлены результаты численного моделирования распространения лазерного пучка на трассе в турбулентной атмосфере при выпадении дождя, проведено сравнение с известными теоретическими оценками.

2. Спектр корреляционной функции флуктуаций эффективной диэлектрической проницаемости атмосферы с осадками

В мороси и дожде всегда выполняются условия, когда длина волны λ оптического излучения много меньше характерного масштаба дискретных неоднородностей среды – капель воды. Распространение монохроматического излучения (лазерного пучка) в крупномасштабной случайно-неоднородной среде можно описывать параболическим уравнением [4, 18]

И.П.Лукин, Д.С.Рычков, А.В.Фалиц. Институт оптики атмосферы СО РАН, Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 1; e-mail: lukin_ip@iao.ru, dsr@iao.ru, falits@iao.ru
Lai Kin Seng, Liu Min Rong. DSO National Laboratories 20, Science Park Drive, Singapore 118230; e-mail: lkinseng@dso.org.sg, lminrong@dso.org.sg

Поступила в редакцию 25 декабря 2007 г., после доработки – 31 марта 2009 г.

$$2\mathrm{i}k\frac{\partial U(\boldsymbol{r})}{\partial z}+\Delta_\perp U(\boldsymbol{r})+k^2\varepsilon(\boldsymbol{r})U(\boldsymbol{r})=0. \qquad (1)$$

Здесь $k=2\pi/\lambda$ – волновое число; $\varepsilon(\boldsymbol{r})$ – диэлектрическая проницаемость среды; z – направление распространения; $(x,y)\equiv\boldsymbol{\rho}$ – поперечные координаты. Величина $U(\boldsymbol{r})$ представляет собой комплексную амплитуду поля $E(\boldsymbol{r})$ лазерного пучка:

$$E(\boldsymbol{r})=U(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{\mathrm{i}kz},$$

$$U(\boldsymbol{\rho},z=0)=U_0\exp\left(-\frac{\rho^2}{2a_0^2}-\frac{\mathrm{i}k\rho^2}{2F}\right), \qquad (2)$$

где U_0 – амплитуда начального распределения гауссова пучка; a_0 – радиус пучка; F – радиус кривизны волнового фронта.

Эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\boldsymbol{r})$ рассматриваемой гетерогенной среды «воздух – капли воды» является комплексной величиной [9, 10]. Действительная ее часть связана с турбулентностью, а мнимая – с дискретными рассеивателями:

$$\varepsilon(\boldsymbol{r})=\langle\varepsilon(\boldsymbol{r})\rangle+\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{r}),$$

$$\langle\varepsilon(\boldsymbol{r})\rangle=\mathrm{Re}\langle\varepsilon(\boldsymbol{r})\rangle+\mathrm{i}\,\mathrm{Im}\langle\varepsilon(\boldsymbol{r})\rangle\cong1+\mathrm{i}\langle\varepsilon_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r})\rangle, \qquad (3)$$

$$\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{r})=\mathrm{Re}\,\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{r})+\mathrm{i}\,\mathrm{Im}\,\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{r})=\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r})+\mathrm{i}\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r}).$$

Спектр $\Phi_{\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{t}}}(\boldsymbol{\kappa}_\perp,\kappa_z)$ корреляционной функции флуктуаций диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{r})$ определяется согласно модели Колмогорова – Обухова [18]:

$$\Phi_{\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{t}}}(\boldsymbol{\kappa}_\perp,\kappa_z)=A_{\mathrm{t}}C_\varepsilon^2(\kappa_0^2+\kappa_z^2+\kappa_\perp^2)^{-11/6}$$

$$\times\exp\left\{-\left[(\kappa_\perp^2+\kappa_z^2)/\kappa_{\mathrm{m}}^2\right]\right\}, \qquad (4)$$

где C_ε^2 – структурная константа поля флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха; $\boldsymbol{\kappa}_\perp,\kappa_z$ – спектральные координаты; $\kappa_0=2\pi/L_0$; $\kappa_{\mathrm{m}}=5.92/l_0$; L_0 и l_0 – внешний и внутренний масштабы неоднородностей среды. О константе A_{t} речь пойдет ниже.

Компонента $\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r})$ диэлектрической проницаемости системы «воздух – капли воды», связанная с дискретными рассеивателями, определяется в первую очередь распределением $p\,(a_{\mathrm{p}},J)$ радиусов капель a_{p} в зависимости от интенсивности дождя J согласно закономерности Лоу – Парсонса [1 – 4]:

$$p\,(a_{\mathrm{p}},J)=M_0(J)\exp(-\Lambda(J)a_{\mathrm{p}}), \qquad (5)$$

где $M_0(J)=4.382\times10^6J^{0.112}$ м$^{-4}$; $\Lambda(J)=5932\,J^{-0.182}$ м$^{-1}$. Исходя из этого удобно исследовать статистические характеристики поля лазерного пучка, распространяющегося в дожде, как функции величины J. Спектр корреляционной функции $\Phi_{\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}}(\boldsymbol{\kappa},J)$ флуктуаций $\varepsilon_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r})$ согласно [10] имеет следующий вид:

$$\Phi_{\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}}(\boldsymbol{\kappa},J)=\frac{2}{\pi k^4}\int_0^\infty\mathrm{d}a_{\mathrm{p}}\,p\,(a_{\mathrm{p}},J)\left|f_0(\boldsymbol{\kappa},a_{\mathrm{p}})\right|^2, \qquad (6)$$

где $f_0(\boldsymbol{\kappa},a_{\mathrm{p}})$ – амплитуда рассеяния волны на отдельной частице радиусом a_{p}. Поскольку капли мороси или дождя велики по сравнению с длиной волны λ, то в качестве амплитуды рассеяния можно взять ее дифракционную часть [2, 3] и аппроксимировать (6) квадратичной экспонентой

$$\Phi_{\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}}(\boldsymbol{\kappa},J)=A_{\mathrm{p}}C_{\mathrm{p}}^2(J)\exp(-\kappa^2a_{\mathrm{m}}^2/4), \qquad (7)$$

где

$$C_{\mathrm{p}}^2(J)\cong1.28\times10^{-12}J^{1.822}k^{-2} \qquad (8)$$

– константа, аналогичная C_ε^2; a_{m} – масштаб неоднородностей среды, эквивалентной дискретной рассеивающей среде со средним радиусом капель a_{m}. Можно показать, что флуктуации $\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r})$ связаны с объемным медианным радиусом капель [1, 4]

$$a_{\mathrm{m}}=6.19\times10^{-4}J^{0.182}, \qquad (9)$$

а не со средним или среднеквадратичным радиусом. Среднее значение $\langle\varepsilon_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r})\rangle$ определяет величину оптической толщи

$$\tau=2\pi z\int_0^\infty\mathrm{d}a\,a^2p(a,J), \qquad (10)$$

с которой связано ослабление интенсивности излучения в дискретной рассеивающей среде. В рамках принятых относительно спектра $\Phi_{\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}}(\boldsymbol{\kappa},J)$ приближений величина τ есть

$$kz\langle\varepsilon_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r})\rangle\cong\tau=2.638\times10^{-4}zJ^{0.658}. \qquad (11)$$

Спектр корреляционной функции флуктуаций эффективной диэлектрической проницаемости среды «воздух – капли воды» есть сумма спектров (4) и (7):

$$\Phi_{\tilde{\varepsilon}}(\boldsymbol{\kappa}_\perp,\kappa_z,J)=\Phi_{\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{t}}}(\boldsymbol{\kappa}_\perp,\kappa_z)+\Phi_{\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}}(\boldsymbol{\kappa}_\perp,\kappa_z,J). \qquad (12)$$

Таким образом, мы заменили среду «воздух – капли воды» эквивалентной сплошной средой с характерными масштабами a_{m}, l_0, L_0, в которой рассеяние излучения сопровождается его ослаблением, определяемым величиной τ. Такая замена позволяет в дальнейшем считать, что при выпадении осадков лазерный пучок распространяется в турбулентной атмосфере как в сплошной среде, и применять метод расщепления [15] к уравнению (1) при разработке алгоритма численного (статистического) моделирования.

3. Алгоритм моделирования распространения лазерного пучка в дожде

Уравнение распространения (1) в гетерогенной среде «воздух – капли воды» со спектром корреляционной функции (12) флуктуаций $\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{r})$ (3) имеет вид

$$2\mathrm{i}k\frac{\partial U(z,\boldsymbol{\rho})}{\partial z}+\Delta_\perp U(z,\boldsymbol{\rho})$$

$$=-k^2U(z,\boldsymbol{\rho})\left[\mathrm{i}\frac{\tau(z)}{kz}+\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{t}}(\boldsymbol{\rho})+\tilde{\varepsilon}_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{\rho})\right]. \qquad (13)$$

Применение метода расщепления по физическим параметрам [15] для решения уравнения (13) приводит к разбиению трассы заданной длины L на слои, длина которых Δz удовлетворяет условиям слабого (тонкого) экрана:

$$\Delta z \ll 1,\ \beta^2_{0,\mathrm{pw}}(\Delta z) \ll 1, \tag{14}$$

где $\beta^2_{0,\mathrm{pw}}$ – дисперсия флуктуаций интенсивности плоской волны в первом приближении метода плавных возмущений (МПВ) для турбулентной среды [18]. В середине каждого слоя располагается амплитудно-фазовый экран, определяющий искажения прошедшего этот слой поля:

$$U(\Delta z, \boldsymbol{\rho}) = U(0, \boldsymbol{\rho}) \times \exp\left(\frac{\mathrm{i}k}{2}\int_0^{\Delta z}\frac{\mathrm{i}\tau(z)}{kz}\mathrm{d}z\right)\exp\left[\mathrm{i}\Psi_\mathrm{t}(\boldsymbol{\rho}) - \Psi_\mathrm{p}(\boldsymbol{\rho})\right], \tag{15}$$

где $U(0,\boldsymbol{\rho})$ – падающее поле; $U(\Delta z,\boldsymbol{\rho})$ – поле, прошедшее слой; $\Psi_\mathrm{t}(\boldsymbol{\rho})$ – случайный набег фазы при рассеянии на турбулентных неоднородностях; $\exp\left[-\Psi_\mathrm{p}(\boldsymbol{\rho})\right]$ – случайное изменение амплитуды поля, вызванное дискретными рассеивателями. Величина

$$\exp\left(-\frac{k}{2}\int_0^{\Delta z}\frac{\tau(z)\mathrm{d}z}{kz}\right) = \exp\left(-\frac{\tau(\Delta z)}{2}\right) \tag{16}$$

определяет ослабление поля дискретной рассеивающей компонентой среды. Таким образом, влияние дискретной компоненты случайной среды на лазерный пучок, прошедший слой Δz, определяется амплитудным экраном

$$\exp\left[-\tau(\Delta z)/2 - \Psi_\mathrm{p}(\boldsymbol{\rho})\right]. \tag{17}$$

В работе [12] была показана возможность замены сомножителя $\exp[-\Psi_\mathrm{p}(\boldsymbol{\rho})]$ на эквивалентный фазовый экран $\exp[\mathrm{i}\tilde{\Psi}_\mathrm{p}(\boldsymbol{\rho})]$, где $\tilde{\Psi}_\mathrm{p}(\boldsymbol{\rho})$ – случайный набег фазы, приобретаемый волной при прохождении слоя, такой, что случайное смещение $\exp[-\Psi_\mathrm{p}(\boldsymbol{\rho})]$ реализуется при последующей дифракции поля за экраном. Такая замена допустима в силу условия (14) для слабого (тонкого) экрана. Поскольку $\tau(\Delta z)$ не зависит от поперечных координат, то общее ослабление лазерного пучка, прошедшего трассу длиной L, можно определить сомножителем $\exp[-\tau(L)/2]$ после выполнения всех шагов Δz по трассе, состоящих в последовательном умножении поля на фазовый экран и в свободной дифракции поля между экранами. Генерация двумерного ($N \times N$) фазового экрана осуществляется по формуле

$$\Psi(j\Delta x, l\Delta y, J) = \sum_{n=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1}\sum_{m=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1}(\xi_{nm} + \mathrm{i}\zeta_{nm})\exp\left[2\pi\mathrm{i}\left(\frac{jn+lm}{N}\right)\right] \times\left\{\frac{\Phi_\Psi(n/N\Delta x, m/N\Delta y, J)}{N^2\Delta x\Delta y}\right\}^{1/2}, \tag{18}$$

где Δx, Δy – расстояния между узлами; N – число узлов; $(\xi,\ \zeta)$ – случайные последовательности, имеющие равное нулю среднее и равную единице дисперсию; спектр корреляционной функции фазы $\Phi_\Psi(\boldsymbol{\kappa}_\perp, J)$ связан со спектром корреляционной функции флуктуаций диэлектрической проницаемости соотношением [14–16]

$$\Phi_\Psi(\boldsymbol{\kappa}_\perp, J) = \frac{k^2\Delta z}{4}\Phi_{\tilde{\varepsilon}}(\boldsymbol{\kappa}_\perp, 0, J). \tag{19}$$

Теперь определим константы A_t и A_p в выражениях для спектров (4) и (7), сохраняя связь между параметром C^2_ε (или $C^2_\mathrm{p}(J)$) с одной стороны и дисперсией флуктуаций интенсивности σ^2_I с другой в том же виде, что и в первом приближении МПВ для плоской волны в турбулентной среде без масштабов (в дожде), т. е. считая, что $\sigma^2_{I,\mathrm{t}} \approx \beta^2_{0,\mathrm{pw}} \ll 1$ и $\sigma^2_{I,\mathrm{p}} \approx \tau \ll 1$. В этом приближении дисперсия флуктуаций интенсивности волны в случайно-неоднородной среде определяется формулой [18]

$$\sigma^2_I = \pi k^2 z\int_0^\infty \mathrm{d}\kappa_\perp\left(1 - k\frac{\sin\kappa_\perp z/k}{\kappa_\perp z}\right)\Phi_\varepsilon(\kappa_\perp, 0). \tag{20}$$

Подстановкой спектра (5) в формулу (20) вычисляем константу A_t:

$$A_\mathrm{t} = \frac{\beta^2_{0,\mathrm{pw}}}{(2\pi)^2 C^2_\varepsilon k^{7/6}z^{11/6}f_1(\kappa_0, \kappa_m)}, \tag{21}$$

где $\beta^2_{0,\mathrm{pw}} = 0.31C^2_\varepsilon k^{7/6}z^{11/6}$ [18]; функция

$$f_1(\kappa_0, \kappa_\mathrm{m}) = \int_0^\infty \mathrm{d}x\left(1 - \frac{\sin x}{x}\right)\left(\tilde{\kappa}^2_0 + x\right)^{-11/6}\exp\left(-\frac{x}{\tilde{\kappa}^2_\mathrm{m}}\right)$$

– фактор масштабов неоднородностей;

$$\tilde{\kappa}^2_0 = \kappa^2_0\frac{z}{k} = \frac{2\pi\lambda z}{L^2_0},\ \ \tilde{\kappa}^2_\mathrm{m} = \kappa^2_\mathrm{m}\frac{z}{k} = \left(\frac{5.92}{l_0}\right)^2\frac{z}{k}$$

– нормированные масштабы неоднородностей.

Аналогичным образом определим константу

$$A_\mathrm{p} = \frac{\tau(L, J)}{\pi^2 k^3 C^2_\mathrm{p} f_2(a_\mathrm{m})}, \tag{22}$$

где

$$f_2(a_\mathrm{m}) = \frac{4L}{ka^2_\mathrm{m}} - \arctan\left(\frac{4L}{ka^2_\mathrm{m}}\right).$$

На рис.1 показаны сгенерированные в соответствии с формулами (18)–(22) случайные наборы значений фазы на сетке с числом узлов $N = 2^{10}$ и разрешением $\mathrm{d}x = 0.3$ мм для случаев однородной атмосферы с дождем, турбулентной атмосферы и гетерогенной среды «воздух – капли воды».

4. Обсуждение результатов

При распространении излучения в дожде на поле лазерного пучка действуют, помимо дифракционного уширения, два фактора: уширение вследствие рассеяния на каплях воды и общее ослабление при рассеянии и поглощении на дискретных частицах согласно закону Бугера [1–4]. При этом в распределении средней интенсивности пучка можно выделить два масштаба: первый из них определяется дифракцией ($a_\mathrm{a}(L) \cong a_0(1 + \Omega_0^{-2})^{1/2}$, где $\Omega_0 = ka^2_0/z$ – френелевское число пучка), а второй

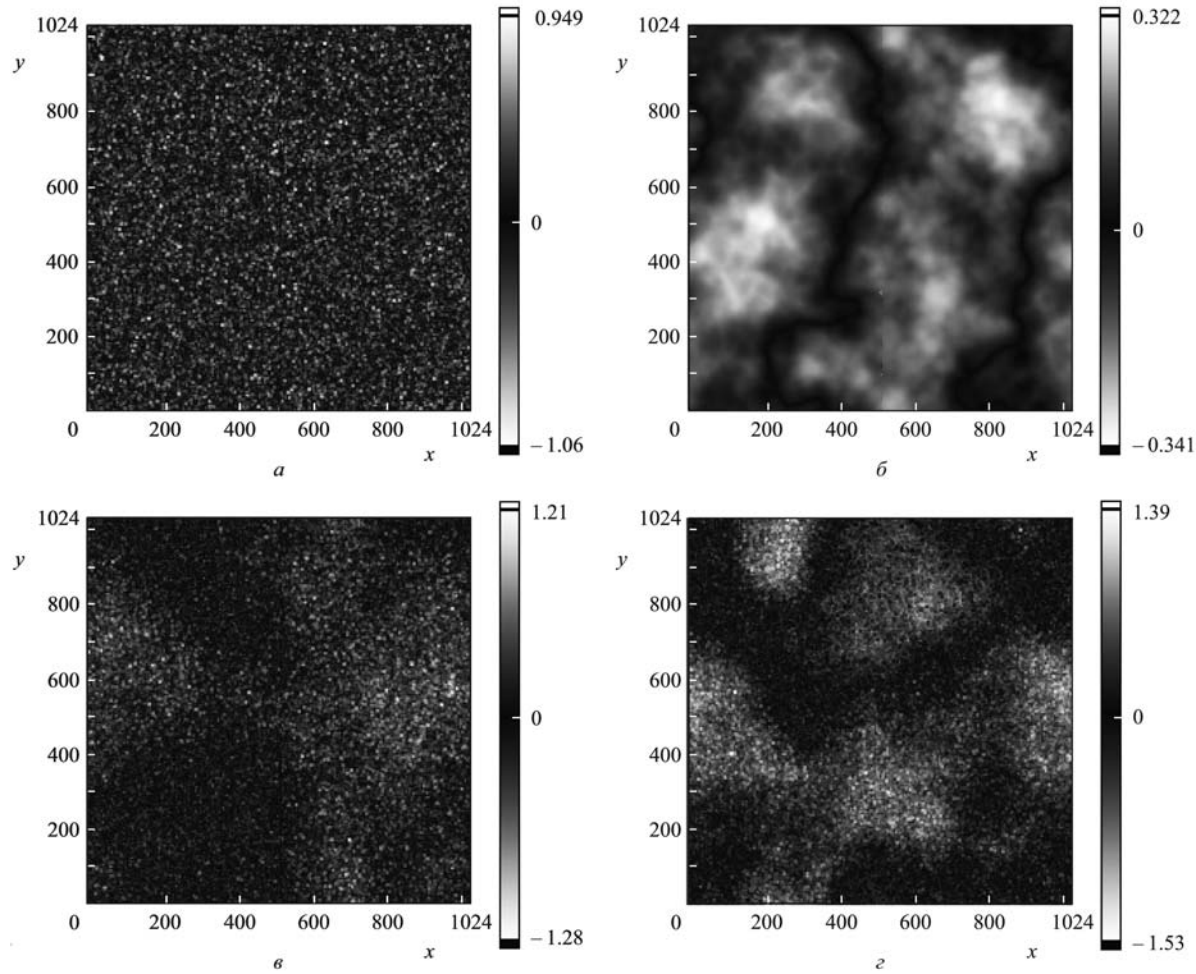

Рис.1. Вид фазовых экранов для дисперсной среды «капли дождя в однородной атмосфере» (*а*), для турбулентной атмосферы (в соответствии с моделью Колмогорова – Обухова (4)) (*б*) и для турбулентной атмосферы с дождем (*в*, *г*). Генерация экранов проведена при $\lambda = 10^{-6}$ м, $\Delta z = 30$ м, $J = 40$ мм/ч (*а*), $C_\varepsilon^2 = 4\times10^{-15}$ м$^{-2/3}$, $l_0 = 1.2\times10^{-2}$ м, $L_0 = 100$ м (*б*), тех же условиях, что и для рис. *а* и *б* (*в*), а также при $J = 30$ мм/ч, $C_\varepsilon^2 = 4\times10^{-14}$ м$^{-2/3}$, $l_0 = 2\times10^{-3}$ м, $L_0 = 100$ м и $\Delta z = 30$ м (*г*).

связан с размерами капель воды. На рис.2 представлены результаты моделирования и расчет средней интенсивности пучка в первом приближении МПВ, когда $\tau < 1$:

$$\frac{\langle I(\boldsymbol{\rho}, z)\rangle}{I_{\rm d}(\boldsymbol{\rho}, z)}{\rm e}^{\tau/2} = 1 - \frac{A_0}{\pi}$$

$$\times\left\{a_{\rm m}^{-2} - \int_0^1 {\rm d}x\exp\left(\frac{\rho^2}{4}\frac{\xi^2(x)}{a_{\rm m}^2+\beta(x)}\right)\left(a_{\rm m}^2+\beta(x)\right)^{-1}\right\}, \quad (23)$$

где

$$I_{\rm d}(\boldsymbol{\rho}, z) = \frac{\Omega_0^2}{1+\mu^2\Omega_0^2}\exp\left(-\frac{\rho^2}{a_0^2}\frac{\Omega_0^2}{1+\mu^2\Omega_0^2}\right) \quad (24)$$

– интенсивность пучка в отсутствие дождя (свободная дифракция);

$$\mu = 1 - z/F;\ x = z/F;\ \beta(x) = (2a_0k)^2(1+\mu^2\Omega_0^2)^{-1};$$

$$\xi(x) = 4\Omega_0 x(1+\mu^2\Omega_0^2)^{-1};$$

$$A_0 = \frac{\lambda\tau(L, J)z/2}{4z/ka_{\rm m}^2 - \arctan(4z/ka_{\rm m}^2)}.$$

Дифракционный радиус пучка $a_{\rm d}(L)$ отмечен на рис.2. Здесь же представлены результаты приближенного расчета средней интенсивности пучка по формулам (14) – (17) для 20 фазовых экранов, расположенных равномерно вдоль трассы.

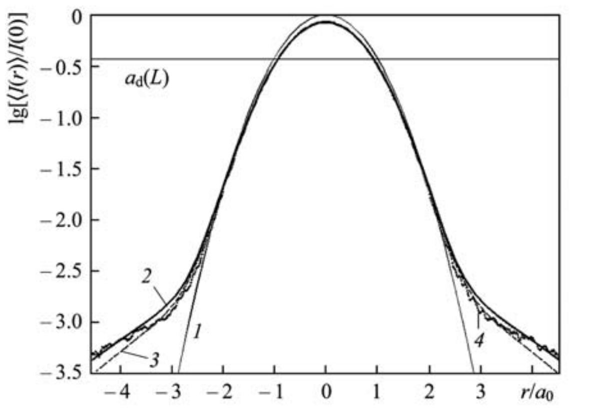

Рис.2. Средняя интенсивность коллимированного пучка радиусом $a_0 = 3$ см, распространяющегося в дожде ($a_{\rm d}(L)$ – дифракционный радиус пучка в конце трассы длиной $L = 600$ м; *1* – свободная дифракция (24); *2* – формула (23); *3* – аппроксимация решений (13) – (16) для 20 фазовых экранов в первом приближении МПВ; *4* – моделирование для $\tau = 0.25$, $a_{\rm m} = 0.8$ мм).

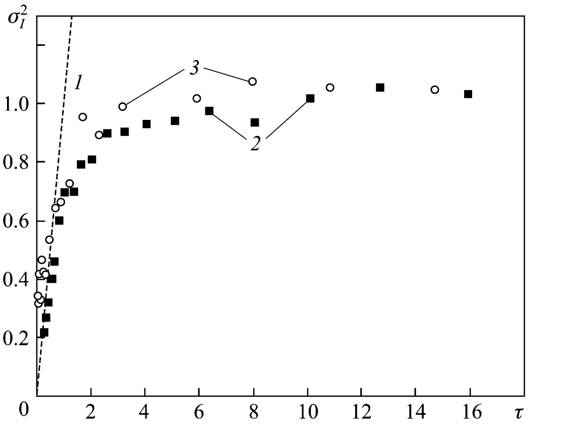

Рис.3. Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности плоской волны в случае МПВ (*1*), дождя (*2*) и среды «воздух – капли воды» при $\beta_0^2 = 0.3$ (*3*).

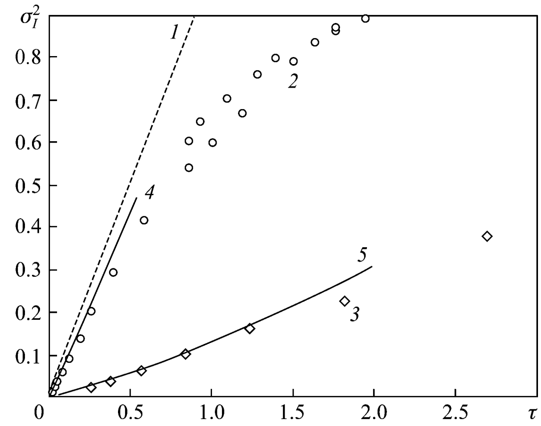

Рис.5. Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности коллимированного пучка радиусом $a_0 = 3$ см в дожде при $\tau \lesssim 1$: *1* – плоская волна, МПВ; *2*, *4* – пучок, $\Omega_0 = 57$; *3*, *5* – пучок, $\Omega_0 = 5.7$ (*2*, *3* – моделирование; *4*, *5* – МПВ).

При малых оптических толщах дисперсия флуктуаций интенсивности плоской волны определяется величиной τ [7, 9, 11, 12] (рис.3),

$$\sigma_{I,\mathrm{pw}}^2 \simeq \tau, \ \tau \ll 1, \tag{25}$$

как и в случае турбулентной атмосферы при $\beta_0^2 \ll 1$ [18]:

$$\sigma_{I,\mathrm{pw}}^2 \simeq \beta_0^2, \ \beta_{I,\mathrm{pw}}^2 = 0,31 C_\varepsilon^2 k^{7/6} z^{11/6} \ll 1. \tag{26}$$

При $\tau > 1$ величина $\sigma_{I,\mathrm{pw}}^2$ сравнима с единицей, и при дальнейшем росте оптической толщи она стремится к единице [10, 12]:

$$\sigma_{I,\mathrm{pw}}^2 \simeq 1, \ \tau \gg 1. \tag{27}$$

Дополнительное влияние турбулентности на дисперсию флуктуаций интенсивности плоской волны, распространяющейся в дожде, проявляется на рис.3 как смещение зависимости *2* вдоль оси абсцисс к началу координат. Вклады турбулентных искажений и флуктуаций, связанных с рассеянием на каплях воды, в дисперсию флуктуаций интенсивности аддитивны в области $\tau < 1$ как для плоской волны, так и для ограниченного лазерного пучка (рис. 4).

Для гауссова пучка, распространяющегося в дожде, дисперсия флуктуаций интенсивности на его оси в приближении МПВ определяется формулой [9, 12]

$$\sigma_I^2(z) \simeq \frac{\tau k a_0 a_\mathrm{m}}{2z} \left(\mu^2 + \Omega_0^{-2}\right)^{1/2}$$

$$\times \arctan\left[\frac{2z}{k a_0 a_\mathrm{m}} \left(\mu^2 + \Omega_0^{-2}\right)^{1/2}\right], \tag{28}$$

где $\mu = 1 - z/F; \tau < 1$. В зависимости от числа Френеля Ω_0 пучка области (по τ) применимости формулы (28) различны. На рис. 5 представлены результаты моделирования распространения пучков с $\Omega_0 = 5.7$ и 57. Сравнение зависимостей *2*, *4* и *3*, *5* на рис. 5 показывает, что при малом числе Френеля формулу (28) допустимо использовать и при $\tau > 1$ (рис. 4, кривые *3*, *5*). С увеличением τ дисперсия флуктуаций интенсивности гауссова пучка имеет максимум при достаточно больших числах Френеля (рис. 6, зависимости *1*, *3*). Однако уменьшение Ω_0 ведет к исчезновению максимума (переход к режиму сферической волны, рис. 6, зависимости *2*, *4*).

Как уже отмечено выше, влияние турбулентности на величину σ_I^2 гауссова пучка, распространяющегося в дожде, проявляется в смещении зависимостей $\sigma_I^2(\tau)$ вдоль оси абсцисс к началу координат. Это ведет к уменьшению значений τ оптической толщи трассы, при которых дисперсия σ_I^2 пучка переходит в насыщение (стремится к единице). При этом зависимости $\sigma_I^2(\tau)$, $\sigma_I^2(\tau, \beta_0^2)$ как в отсутствие турбулентности, так и при $\beta_0^2 \sim 1$ сливаются (рис. 6).

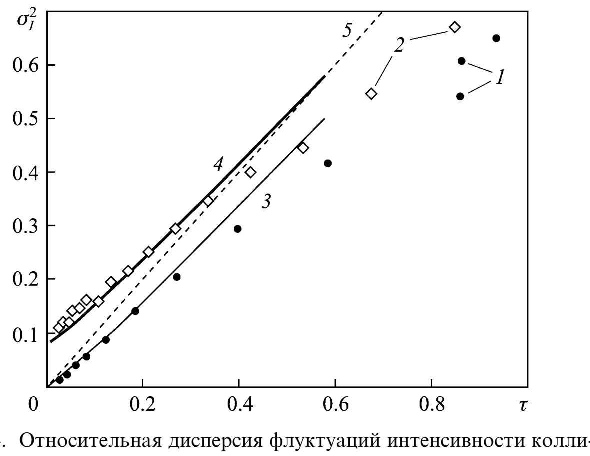

Рис.4. Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности коллимированного пучка радиусом $a_0 = 3$ см (число Френеля $\Omega_0 = 57$) в дожде при $\tau \lesssim 1$ (*1*, *3*) и в среде «воздух – капли воды» при $\beta_0^2 = 0.1$ (*2*, *4*); *5* – дождь, плоская волна, МПВ (*1*, *2* -моделирование, *3*, *4* – МПВ).

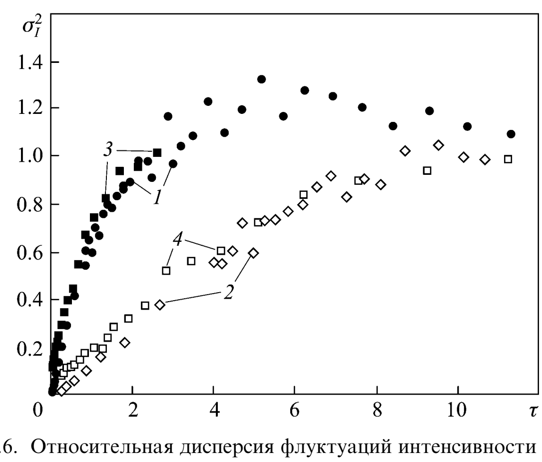

Рис.6. Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности коллимированного пучка радиусом $a_0 = 3$ см в дожде при $\tau > 1$ (*1*, *2*) и в гетерогенной среде «воздух – капли воды» (*3*, *4*); $\Omega_0 = 57$ (*1*, *3*) и 5.7 (*2*, *4*).

5. Заключение

В работе предложена модель фазового экрана с гауссовым спектром корреляционной функции флуктуаций эффективной диэлектрической проницаемости, масштаб спектра определяется объемным медианным радиусом капель воды. Представлены результаты численного моделирования распространения лазерного пучка в дожде и в турбулентной атмосфере с осадками методом фазовых экранов. Результаты моделирования согласуются с известными теоретическими оценками средней интенсивности и дисперсии флуктуаций интенсивности пучка в приближении МПВ для обеих компонент гетерогенной среды «воздух – капли дождя».

Показано, что для малых чисел Френеля лазерного пучка область применимости результатов МПВ можно распространить на значения $\tau > 1$. В области $\tau < 1$, $\beta_0^2 < 1$ вклады турбулентных искажений и рассеяния в дожде в дисперсию флуктуаций интенсивности лазерного пучка аддитивны. Для больших чисел Френеля пучка относительная дисперсия флуктуаций интенсивности пучка имеет максимум в переходной области значений $\tau > 1$. Для обеих сред («воздух – капли воды» и только дождь) дисперсии σ_I^2 при $\tau \gg 1$ стремятся к единице и совпадают при насыщении.

1. Мак-Картни Э. *Оптика атмосферы. Рассеяние света молекулами и частицами* (М.: Мир, 1979).
2. Ван де Хюлст Г. *Рассеяние света малыми частицами* (М.: Иностранная литература, 1961).
3. Ньютон Р. *Теория рассеяния волн и частиц* (М.: Мир, 1969).
4. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М.: Мир, 1981, т. 1, 2).
5. Долин А.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **7** (12), 380 (1964).
6. Гурвич А.С., Покасов Вл.В. *Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана*, **8** (8), 878 (1972).
7. Wang Ting-i, Clifford S.F. *J. Opt. Soc. Am.*, **65** (8), 927 (1975).
8. Галахов В.Н., Ефремов А.В. и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана*, **12** (12), 1251 (1976).
9. Лукин И.П. *Квантовая электроника*, **6** (8), 1756 (1979).
10. Лукин И.П. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **24** (2), 144 (1981).
11. Боровой А.Г. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **25** (4), 391 (1982).
12. Миронов В.Л., Тузова С.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **27** (4), 535 (1984).
13. Mooradian G.C., Geller M., Stotts L.B., Stephens D.H., Krautwald R.A. *Appl. Opt.*, **18** (4), 429 (1979).
14. Coles Wm. A., Filice J. P., Frehlich R.G., Yadlowsky M. *Appl. Opt.*, **34** (12), 2089 (1995).
15. Кандидов В.П. *УФН*, **166** (12), 1309 (1996).
16. Frehlich R.G. *Appl. Opt.*, **39** (3), 393 (2000).
17. Кандидов В.П., Милицин В.О., Быков А.В., Приезжев А.В. *Квантовая электроника*, **36** (11), 1003 (2006).
18. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. *Оптика турбулентной атмосферы* (Л.: Гидрометеоиздат, 1988).