

Усиление обратного рассеяния лазерного излучения в среде с флуктуациями мнимой части диэлектрической проницаемости

Р.Х.Алмаев*, А.А.Суворов**

Рассмотрен эффект усиления обратного рассеяния по отношению к интенсивности отраженного от обычного зеркала лазерного излучения при распространении его в среде с флуктуациями как действительной (показателя преломления), так и мнимой (коэффициента ослабления или усиления) составляющих диэлектрической проницаемости. Получены формулы для коэффициента усиления интенсивности обратного рассеяния и дисперсии флуктуаций интенсивности отраженной волны, распространяющейся в случайно-неоднородной диссипативной (усиливающей) среде. Для области насыщения флуктуаций интенсивности излучения получены асимптотические выражения, учитывающие влияние флуктуаций показателей преломления и поглощения (усиления), а также их корреляций. Проанализирован вклад флуктуаций составляющих комплексной диэлектрической проницаемости и характерных пространственных масштабов задачи в коэффициент усиления интенсивности обратного рассеяния. Показано, что при некоррелированных флуктуациях действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости случайной среды коэффициент усиления интенсивности обратного рассеяния в области сильных флуктуаций больше, чем в прозрачной случайной среде. Получено также, что корреляция пульсаций действительной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости приводит к уменьшению эффекта усиления обратного рассеяния в поглощающей среде и к увеличению этого эффекта для усиливающей среды.

Ключевые слова: лазерное излучение, диэлектрическая проницаемость, флуктуации.

1. Введение

В ряде задач лазерной физики и статистической оптики важную роль в процессах взаимодействия излучения с веществом играют флуктуации мнимой составляющей диэлектрической проницаемости, которые приводят к случайному изменению не только амплитудных (случайное ослабление или случайное усиление), но и фазовых характеристик волны. Так, например, для активной среды He–Cd-лазера с накачкой осколками деления ядер урана характерным является возникновение значительных пульсаций комплексной диэлектрической проницаемости ϵ [1], что вызывает увеличение расходимости генерируемого пучка излучения [2].

В рентгеновском лазере весьма существенное влияние на энергетические характеристики и пространственную когерентность усиленного спонтанного излучения оказывают случайные неоднородности диэлектрической проницаемости ϵ , обусловленные мелкомасштабными неустойчивостями лазерной плазмы [3, 4]. Флуктуации мнимой составляющей диэлектрической проницаемости среды необходимо также учитывать и в задачах распространения радиоволн в атмосфере и лазерного излучения в просветляемом капельном аэрозоле (см., напр., [5, 6]).

Интересной особенностью взаимодействия излучения со случайной ослабляющей (усиливающей) средой является невозможность компенсации с помощью зеркала ОВФ флуктуаций фазы отраженной волны, индуцированных пульсациями мнимой части ϵ среды [7]. Этот факт необходимо учитывать при разработке систем адаптивной оптики, работающих в средах с флуктуациями как действительной, так и мнимой части ϵ . Следует отметить также, что при исследовании распространения в атмосфере излучения с длинами волн вблизи линий поглощения неучет флуктуаций мнимой составляющей ϵ может привести к существенным ошибкам. Более того, как было показано в [8, 9], даже относительно малые пульсации коэффициента ослабления турбулентной среды вызывают значительные изменения в поведении дисперсии флуктуаций интенсивности излучения на протяженных трассах (в области насыщения флуктуаций интенсивности).

До настоящего времени основное внимание при исследовании распространения волн в средах со случайным ослаблением (усилением) уделялось переносу излучения по прямым трассам [2–6, 8–11]. Однако, как известно (см., напр., [12, 13] и ссылки в них), распространение волн по локационным трассам имеет свою специфику, связанную с двойным прохождением сигнала по коррелированным случайным неоднородностям (на прямом и обратном пути). Для прозрачных турбулентных сред, где единственным источником хаотизации волны являются флуктуации действительной составляющей ϵ , эффекты, сопровождающие локационное распространение, исследованы довольно подробно на основе классической теории волн в случайных средах [14–16]. Однако для поглощающих (усиливающих) случайных сред работ такого рода прак-

*Институт экспериментальной метеорологии, Россия, 249020 Обнинск Калужской обл., просп. Ленина, 82; эл. почта: skr@iem.obninsk.ru

**ГНЦ РФ – Физико-энергетический институт, 249020 Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1; эл. почта: suvorov@ippe.rssi.ru

тически нет, и поэтому представляет интерес изучить влияние на характеристики локационного сигнала пульсаций мнимой части ε и их корреляций с флуктуациями действительной составляющей ε .

В настоящей работе рассматриваются особенности проявления одного из эффектов, присущих локационным задачам, так называемого эффекта усиления обратного рассеяния по отношению к интенсивности отраженного от обычного зеркала излучения при его распространении в турбулентной среде с флуктуациями как действительной ($\tilde{\varepsilon}_R$), так и мнимой ($\tilde{\varepsilon}_{Im}$), составляющих ε . Далее для определенности будем считать среду распространения случайно-ослабляющей и конкретные результаты получим именно для этого случая. Обобщение полученных результатов на случайно-усиливающую среду проведем посредством замены знака у $\tilde{\varepsilon}_{Im}$.

2. Общие положения теории

Считаем, что пучок лазерного излучения распространяется в положительном направлении оси z от источника, находящегося в плоскости $z = 0$. Зеркало с заданным распределением коэффициента отражения расположено в плоскости $z = L$, а приемник отраженного сигнала – в той же плоскости, что и источник ($z = 0$). Распространение пучка излучения в ослабляющей турбулентной среде как для прямой ($U_+(\rho, z)$), так и для отраженной ($U_-(\rho, z)$) волны будем описывать с помощью известного параболического уравнения квазиоптики для комплексной амплитуды волны (см., напр., [13])

$$\pm 2ik \frac{\partial U_{\pm}}{\partial z} + \Delta_{\perp} U_{\pm} + k^2 \Delta \varepsilon U_{\pm} = 0 \quad (1)$$

со следующими граничными условиями: в плоскости источника $U_+(\rho, z)|_{z=0} = U_0(\rho)$ и в плоскости отражения $U_-(\rho, z)|_{z=L} = f(\rho)U_+(\rho, L)$. Здесь k – волновое число; $\rho = \{x, y\}$ – радиус-вектор в плоскости $z = \text{const}$; Δ_{\perp} – оператор Лапласа по переменным x, y ; $f(\rho)$ – коэффициент отражения зеркала (в общем случае комплексный); $\Delta \varepsilon = (\varepsilon - \varepsilon_{0R})/\varepsilon_{0R} = i\tilde{\varepsilon}_{Im} + \tilde{\varepsilon}$ – относительное изменение диэлектрической проницаемости среды; ε_{0R} – средняя действительная составляющая ε (для оптического излучения в газовой среде $\varepsilon_{0R} \approx 1$); $\tilde{\varepsilon}_{Im}$ – средняя мнимая часть ε ; $\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}_R + i\tilde{\varepsilon}_{Im}$ – случайная составляющая диэлектрической проницаемости среды.

Для задач локационного переноса решение уравнений (1), используя принцип Гюйгенса–Кирхгофа, удобно представить в интегральной форме:

$$U_+(\rho, z) = \int d^2 \rho' U_0(\rho') G_+(\rho, z; \rho', 0), \quad (2)$$

$$U_-(\rho, z) = \iint d^2 \rho' d^2 \rho'' f(\rho'') G_-(\rho, 0; \rho', L) \times U_0(\rho') G_+(\rho'', L; \rho', 0), \quad (3)$$

где $G_{\pm}(\rho, z; \rho', z')$ – функция Грина уравнения (1) для прямой (+) и отраженной (–) волн.

Выражение для комплексной амплитуды отраженной волны, записанное в форме (3), позволяет составить в интегральном виде различные мультипликативные комбинации из комплексных амплитуд, а также (после усреднения по ансамблю реализаций) различные статистические моменты амплитуды локационного сигнала.

Для выявления эффектов, связанных с двойным прохождением локационного сигнала через среду с коррелированными неоднородностями на прямом и обратном пути, обычно используются величины, составленные из отношения выбранной характеристики волны для локационной трассы и той же характеристики для прямой трассы такой же протяженности. В данной работе для анализа усиления обратного рассеяния в поглощающей случайной среде выбран коэффициент усиления по отношению к средней интенсивности:

$$\bar{N}(L) = \frac{\langle I_-(\rho, 0) \rangle}{\langle I_+(\rho, 2L) \rangle}, \quad (4)$$

где $\langle I_-(\rho, 0) \rangle$ – средняя интенсивность отраженного лазерного пучка, прошедшего трассу от источника ($z = 0$) до зеркала ($z = L$), и после отражения – от зеркала ($z = L$) до приемника ($z = 0$); $\langle I_+(\rho, 2L) \rangle$ – средняя интенсивность излучения, прошедшего прямую трассу протяженностью $2L$ от того же источника ($z = 0$) до приемника в плоскости $z = 2L$; угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций случайного поля ε .

Входящие в (4) величины $\langle I_- \rangle$, $\langle I_+ \rangle$ записываются в интегральной форме с помощью выражений (2), (3) для U_- , U_+ и выражений, комплексно-сопряженных им. При этом использование принципа взаимности, обобщенного на случай поглощающих сред, позволяет исключить зависимость $\langle I_- \rangle$ от функции Грина отраженной волны. В итоге для $\langle I_+ \rangle$ и $\langle I_- \rangle$ получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \langle I_+(\rho, 2L) \rangle &= \frac{c}{8\pi} \langle U_+(\rho, 2L) U_+^*(\rho, 2L) \rangle \\ (5) \quad &= \frac{c}{8\pi} \iint d^2 \rho' d^2 \rho'' \Gamma_{20}(\rho', \rho'') \langle G_2(\rho, 2L | \rho', 0; \rho'', 0) \rangle, \\ \langle I_-(\rho, 0) \rangle &= \frac{c}{8\pi} \langle U_-(\rho, 0) U_-^*(\rho, 0) \rangle \\ &= \frac{c}{8\pi} \iiint d^2 \rho' d^2 \rho'' d^2 t' d^2 t'' \Gamma_{20}(\rho', t') f(\rho'') f^*(t'') \\ &\quad \times \langle G_4(\rho'', L; t'', L | \rho, 0; \rho', 0; t', 0) \rangle, \quad (6) \end{aligned}$$

где $\Gamma_{20}(\rho, \rho'') = U_0(\rho') U_0^*(\rho'')$ – функция когерентности источника;

$$\begin{aligned} \langle G_2(\rho, 2L | \rho', 0; \rho'', 0) \rangle &= \langle G_+(\rho, 2L; \rho', 0) \\ &\quad \times G_+^*(\rho, 2L; \rho'', 0) \rangle; \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle G_4(\rho'', L; t'', L | \rho, 0; \rho', 0; t', 0) \rangle &= \langle G_+(\rho'', L; \rho, 0) \\ &\quad \times G_+^*(\rho'', L; \rho', 0) G_+^*(t'', L; \rho, 0) G_+(t'', L; t', 0) \rangle. \quad (8) \end{aligned}$$

Из (4)–(8) видно, что коэффициент усиления, записанный с учетом указанных выражений, зависит от распределения комплексной амплитуды источника излучения U_0 , и для его расчета необходимо найти статистические моменты функции Грина G_+ .

Как уже отмечалось во Введении, влияние даже относительно малых пульсаций ослабления особенно заметно

на протяженных трассах, когда реализуется насыщение флуктуаций интенсивности. Именно такая ситуация и будет исследоваться в данной работе. Для расчета статистических моментов волны (как прямой, так и отраженной) в области насыщения флуктуаций интенсивности излучения эффективным является представление функции Грина G_+ в форме фейнмановского интеграла по траекториям:

$$G_+(\boldsymbol{\rho}, z; \boldsymbol{\rho}', z') = \int_{\boldsymbol{\rho}'}^{\boldsymbol{\rho}} D^2 v(\xi) \exp \left\{ \frac{ik}{2} \int_z^z d\xi \left[\dot{v}^2(\xi) + \Delta \varepsilon(v(\xi), \xi) \right] \right\}, \quad (9)$$

где $\int D^2 v(\xi)$ означает функциональное интегрирование по $v(\xi)$; $\dot{v} = dv/d\xi$; интегрирование ведется по всем траекториям, начинающимся в точке $(\boldsymbol{\rho}', z')$ и заканчивающимся в точке $(\boldsymbol{\rho}, z)$. Приведенное представление для функции Грина будет в дальнейшем использовано при получении конкретных результатов.

3. Решение задачи

Рассмотрим особенности двойного прохождения лазерного пучка по среде с коррелированными случайными неоднородностями комплексной диэлектрической проницаемости в режиме сферической волны, когда отражение осуществляется «точечным» зеркалом. Физически такая ситуация реализуется при расположении зеркала радиусом l в дальней зоне дифракции по отношению к приемнику и источнику излучения ($ka^2/L \ll 1$, $kl^2/L \ll 1$, где a – радиус апертуры источника), а также при условии малости размеров зеркала и апертуры источника по сравнению с радиусом когерентности ρ_c волны.

С целью исключения влияния отражающих характеристик зеркала (для создания эквивалентных условий распространения прямой и отраженной волн) на усиление обратного рассеяния будем считать, что входящая в формулу (4) интенсивность $\langle I_+(0, 2L) \rangle$ излучения, прошедшего прямую трассу протяженностью $2L$, формируется следующим образом: сигнал от источника доходит до экрана в плоскости $z = L$, который вносит в него амплитудно-фазовые изменения с комплексной амплитудой f_0 , аналогичные изменениям, вносимым зеркалом в отраженный сигнал, и далее распространяется до приемника прямого сигнала, расположенного в плоскости $z = 2L$. Тогда, полагая, что случайные неоднородности среды на участках трассы $(0, L)$ и $(L, 2L)$ некоррелированы, и исходя из (5)–(8), можно записать:

$$\langle I_-(\boldsymbol{\rho}, 0) \rangle = \left(4\pi^2 a^2 l^2 |f_0|^2 \right)^2 \times I_0 \langle |G_+(0, L; \boldsymbol{\rho}, 0)|^2 |G_+(0, L; 0, 0)|^2 \rangle, \quad (10)$$

$$\langle I_+(\boldsymbol{\rho}, 2L) \rangle = \left(4\pi^2 a^2 l^2 |f_0|^2 \right)^2 \times I_0 \langle |G_+(0, 2L; \boldsymbol{\rho}, L)|^2 |G_+(0, L; 0, 0)|^2 \rangle, \quad (11)$$

где I_0 – интенсивность источника излучения. Выражения (10), (11) показывают, что интенсивность отраженной волны пропорциональна корреляционной функции интенсивности сферической волны – четвертому статистическому моменту функции G_+ , а интенсивность прямой волны пропорциональна произведению средних интенсивностей сферической волны – произведению вторых статис-

тических моментов функции G_+ .

Будем считать, что случайные неоднородности среды статистически-однородны и изотропны, являются оптически мягкими и их характерные масштабы, с одной стороны, много больше длины волны излучения, а с другой стороны, значительно меньше протяженности трассы. В этом случае при вычислении статистических моментов интенсивности сферической волны, определяющих $\langle I_- \rangle$ и $\langle I_+ \rangle$, применимо приближение марковского случайного процесса для флуктуаций ε (см., напр., [17]). Воспользовавшись для вычисления четвертого момента функции G_+ асимптотическим методом [18] и «кумулянтным» методом решения волновых задач [7] и опуская промежуточные выкладки, для $\langle I_-(\boldsymbol{\rho}, 0) \rangle$ в интересующей нас области насыщения получим

$$\langle I_-(\boldsymbol{\rho}, 0) \rangle = 2 \langle I_+(0, 2L) \rangle e^{\gamma^2(L)} \text{ при } \rho \ll \rho_c, \quad (12)$$

$$\langle I_-(\boldsymbol{\rho}, 0) \rangle = \langle I_+(0, 2L) \rangle \text{ при } \rho \gg \rho_c, \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma^2(L) = & \pi k^2 L \int_0^1 d\xi \int d^2 q \left\{ \Phi_-(q) \left[1 - \cos \left(\frac{q^2 L}{k} \xi(1 - \xi) \right) \right] \right. \\ & \left. - 2\Phi_{\text{RIm}}(q) \sin \left[\frac{q^2 L}{k} \xi(1 - \xi) \right] \right\} \\ & \times \exp \left\{ -\frac{k^2 L}{2} \left[\int_0^\xi d\eta D_+ \left(\frac{qL}{k} \eta(1 - \xi) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_0^{1-\xi} d\eta D_+ \left(\frac{qL}{k} \xi \eta \right) \right] \right\} + 2\pi k^2 L \int_0^1 d\xi \int d^2 q \Phi_{\text{Im}}(q) \\ & \times \exp \left\{ -\frac{k^2 L}{2} \left[\int_0^\xi d\eta D_+ \left(\frac{qL}{k} \eta(1 - \xi) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_0^{1-\xi} d\eta D_+ \left(\frac{qL}{k} \xi \eta \right) \right] \right\}; \end{aligned} \quad (14)$$

$\Phi_{\text{R}}, \Phi_{\text{Im}}, \Phi_{\text{RIm}}$ – соответственно спектры флуктуаций действительной и мнимой составляющих ε , а также их корреляций; $\Phi_-(q) = \Phi_{\text{R}}(q) - \Phi_{\text{Im}}(q)$; $D_+(\mathbf{r}) = D_{\text{R}}(\mathbf{r}) + D_{\text{Im}}(\mathbf{r})$; $D_{\text{R}}, D_{\text{Im}}$ – структурные функции флуктуаций действительной и мнимой составляющих диэлектрической проницаемости среды:

$$D_x(\mathbf{r}) = 2\pi \int d^2 q \Phi_x(1 - \cos \mathbf{q}\mathbf{r}).$$

Выражения (12), (13) позволяют записать для коэффициента усиления обратного рассеяния (4) следующие соотношения:

$$\bar{N}(L) = 2e^{\gamma^2(L)} \text{ при } \rho \ll \rho_c, \quad (15)$$

$$\bar{N}(L) = 1 \text{ при } \rho \gg \rho_c. \quad (16)$$

Из выражений (15), (16) следует, что интенсивность отраженной волны превышает интенсивность волны, прошедшей двойную трассу без отражения, в приосевой области пучка – на расстояниях от его центра, меньших радиуса когерентности волны. Поскольку при сильных флуктуациях интенсивности радиус когерентности совпадает с наименьшим масштабом корреляций пульсаций интенсивности излучения [18], то в области $\rho < \rho_c$ в

результате коррелированности случайных изменений интенсивности прямой и отраженной волн проявляется усиление обратного рассеяния (см., напр., [12]).

Возникновение усиления обратного рассеяния при локационном распространении в поглощающей (усиливающей) случайной среде достаточно наглядно можно проиллюстрировать с помощью следующей упрощенной модели. Пусть из точки $\rho = 0, z = 0$ в положительном направлении оси z распространяется сферическая волна, которая в точке $\rho = 0, z = L$ изотропно рассеивается с амплитудой рассеяния f_0 . Сравним среднюю интенсивность волны в случае ее распространения по двум трассам – локационной, по которой волна проходит от источника до рассеивателя, рассеивается назад и принимается в точке $\rho = 0, z = 0$, и прямой, по которой сферическая волна доходит до рассеивателя, затем от него направляется вперед и принимается в точке $\rho = 0, z = 2L$.

Будем считать, что случайные изменения действительной и мнимой частей ε некоррелированы и пренебрежем влиянием неоднородности $\tilde{\varepsilon}_{\text{Im}}$ по поперечным координатам на характеристики волны. Учтем также, что в силу δ -коррелированности на участках трассы $0, L$ и $L, 2L$ флуктуации ε статистически независимы. В этом случае для средних интенсивностей рассеянной назад ($\langle I_{s-} \rangle$) и вперед ($\langle I_{s+} \rangle$) волн в точках приема получим

$$\langle I_{s-} \rangle = |f_0|^2 \langle I_s^2(L, 0) \rangle \langle e^{-2\tilde{\tau}(L, 0)} \rangle e^{-2\tilde{\tau}},$$

$$\langle I_{s+} \rangle = |f_0|^2 \langle I_s(2L, L) \rangle \langle e^{-\tilde{\tau}(2L, L)} \rangle \langle I_s(L, 0) \rangle \langle e^{-\tilde{\tau}(L, 0)} \rangle e^{-2\tilde{\tau}},$$

где $I_s(z_1, z_0)$ – интенсивность в точке $\rho = 0, z = z_1$ сферической волны, источник которой расположен в точке $\rho = 0, z = z_0$ в среде без флуктуаций мнимой части ε ; $\tilde{\tau}$ – средняя оптическая толщина трассы протяженностью L ; $\tilde{\tau}(z_1, z_0)$ – флуктуации оптической толщины трассы на участке от z_1 до z_0 . Считая, что флуктуации ε статистически-однородны и их свойства одинаковы на обоих участках трассы, для коэффициента усиления обратного рассеяния \bar{N} (4) получим

$$\bar{N} = \frac{\langle I_s^2(L, 0) \rangle \langle e^{-2\tilde{\tau}(L, 0)} \rangle}{\langle I_s(L, 0) \rangle^2 \langle e^{-\tilde{\tau}(L, 0)} \rangle^2} > 1. \quad (17)$$

Заметим, что оценка $\bar{N} > 1$ получается из известного соотношения между статистическими моментами случайной величины $\langle t^2 \rangle > \langle t \rangle^2$. При этом в рамках рассматриваемой упрощенной модели вклад в усиление обратного рассеяния вносят независимо друг от друга флуктуации действительной (множитель $\langle I_s^2 \rangle / \langle I \rangle^2 > 1$) и мнимой (множитель $\langle \exp(-2\tilde{\tau}) \rangle / \langle \exp(-\tilde{\tau}) \rangle^2 > 1$) составляющих ε .

4. Обсуждение результатов

Вернемся теперь к исходной задаче и проанализируем выражение (16), которое можно также записать в другом виде:

$$\bar{N}(L) = 1 + \sigma_I^2(L), \quad \rho \ll \rho_c, \quad (18)$$

где σ_I^2 – относительная дисперсия флуктуаций интенсивности сферической волны, распространяющейся без отражения в ослабляющей случайной среде по трассе протяженностью L , в области насыщения. При записи соотношения (18) использованы формулы (10)–(12) и опре-

деление относительной дисперсии случайной величины.

Исследуем распространение пучка лазерного излучения в среде, компоненты флуктуаций диэлектрической проницаемости которой описываются спектром автокорреляций и корреляций вида

$$\Phi_x(q) = 0.033 C_x^2 (q_0^2 + q^2)^{-11/6} \exp(-q^2/q_m^2), \quad (19)$$

где C_x^2 – структурная постоянная флуктуаций действительной части ε (при $\alpha = \text{R}$), пульсаций мнимой части ε (при $\alpha = \text{Im}$) и их корреляций (при $\alpha = \text{RIm}$ или ImR ; $C_{\text{ImR}}^2 = C_{\text{RIm}}^2$); $q_0 = 2\pi/L_0$; L_0 – внешний масштаб турбулентности; $q_m = 5.92/l_m$; l_m – внутренний масштаб турбулентности. Спектр вида (19) характерен для сред с развитой турбулентностью и применяется, например, при исследовании распространения волн в турбулентной атмосфере [14, 15].

Из (14), (15), (18) следует, что коэффициент усиления обратного рассеяния в диссипативной случайной среде зависит от флуктуаций как действительной, так и мнимой составляющих ε , а также от их корреляций. При этом зависимость от параметров задачи (длины L , модуля пульсаций ε и т. д.) вклада флуктуаций составляющих диэлектрической проницаемости и их корреляций в коэффициент усиления обратного рассеяния различна. Анализ интегралов по пространственным частотам в (14) показывает, что подынтегральные выражения ограничены как масштабами флуктуаций ε , так и масштабом $q_c \sim k\rho_c/L$.

С увеличением длины трассы (либо модуля флуктуаций диэлектрической проницаемости среды) радиус когерентности уменьшается, что, в свою очередь, приводит к уменьшению масштаба q_c , который ограничивает подынтегральные функции со стороны высоких частот (поскольку в средах с развитой турбулентностью $q_c \ll q_m$). Это означает, что на зависимости коэффициента усиления обратного рассеяния от длины трассы в области сильных флуктуаций сказывается соотношение между масштабами q_0 и q_c .

Таким образом, если в прозрачной турбулентной среде с увеличением протяженности трассы $\bar{N}(L)$ монотонно стремится к двум (см., напр., [13]), а соотношение между q_0 и q_c влияет только на скорость насыщения $\bar{N}(L)$, то в диссипативной случайной среде имеет место крайне немонотонная зависимость коэффициента усиления обратного рассеяния от L при $q_0 \leq q_c$, и асимптотически монотонное насыщение $\bar{N} \rightarrow 2$ происходит лишь при $q_0 \gg q_c$. Следовательно, при $\varepsilon_{\text{Im}} \neq 0$ поведение $\bar{N}(L)$ существенно отличается от поведения этой величины в прозрачной случайной среде. При этом относительное усиление обратного рассеяния существенно зависит как от степени корреляций флуктуаций мнимой и действительной составляющих ε , так и от знака ε_{Im} .

В случае, когда $\tilde{\varepsilon}_{\text{R}}$ и $\tilde{\varepsilon}_{\text{Im}}$ некоррелированы, величина σ_I^2 в области насыщения при $q_0 \leq q_c$ превышает относительную дисперсию флуктуаций интенсивности для прозрачной среды [9], и в соответствии с (18) можно заключить, что в этой ситуации $\bar{N}(L) > \bar{N}(L)|_{\varepsilon_{\text{Im}}=0}$. При этом последнее неравенство справедливо как для ослабляющих, так и для усиливающих сред. Таким образом, в случайной среде с некоррелированными пульсациями ε_{R} и ε_{Im} усиление обратного рассеяния более значительно, чем в прозрачной среде.

Наличие корреляционной связи $\tilde{\varepsilon}_{\text{R}}$ с $\tilde{\varepsilon}_{\text{Im}}$ привносит свои особенности в поведение $\bar{N}(L)$, и в этом случае срав-

нительное усиление обратного рассеяния различно для поглощающих и усиливающих сред. Так, для поглощающих сред корреляционное слагаемое входит в γ^2 с отрицательным знаком (см. (14)), и это обстоятельство при положительной корреляции $\tilde{\varepsilon}_R$ с $\tilde{\varepsilon}_{Im}$ приводит к уменьшению коэффициента $\bar{N}(L)$ с увеличением протяженности трассы или $\langle |\tilde{\varepsilon}_R| \rangle$. В результате при определенных значениях параметров задачи может выполняться неравенство $\bar{N}(L) < 2$, т. е. усиление обратного рассеяния в поглощающей случайной среде будет меньше, чем в прозрачной среде. Иная ситуация реализуется в усиливающей случайной среде. В ней положительные корреляции $\tilde{\varepsilon}_R$ с $\tilde{\varepsilon}_{Im}$ приводят к увеличению $\bar{N}(L)$ (по сравнению как с прозрачной средой, так и со средой без корреляций $\tilde{\varepsilon}_R$ и $\tilde{\varepsilon}_{Im}$), тем большему, чем больше протяженность трассы или амплитуда флуктуаций ε .

Качественно картину действия пульсаций действительной и мнимой составляющих ε , а также их корреляций на флуктуации интенсивности волны можно представить с помощью модели взаимодействия излучения со случайной неоднородностью, предложенной В.И. Татарским в монографии [14] для описания распространения волны в прозрачной турбулентной атмосфере. В соответствии с этой моделью случайная неоднородность ε_R (вихрь) в прозрачной среде представляется в виде сферической линзы радиусом l с диэлектрической проницаемостью, отличной от среднего значения $\bar{\varepsilon}_R$ среды на $\pm \delta\varepsilon_R$: $\varepsilon_R = \bar{\varepsilon}_R \pm \delta\varepsilon_R$. В отсутствие случайной линзы поток излучения, проходящий через площадку радиусом l , сохраняется, и интенсивность волны в пределах площадки (в том числе в центре) постоянна и равна, скажем, I_0 .

Теперь представим себе, что на пути волны возникает случайная сферическая линза радиусом l с $\varepsilon_R = \bar{\varepsilon}_R \pm \delta\varepsilon_R$. В зависимости от знака $\delta\varepsilon_R$ эта линза будет фокусировать (или дефокусировать) излучение, и его интенсивность за линзой (на ее оси) будет больше (меньше), чем I_0 : $I = I_0 \pm \delta I$. Так наглядно можно представить картину возникновения флуктуаций интенсивности в прозрачной случайной среде. Эта модель, перенесенная на ансамбль вихрей, позволила автору [14] качественно объяснить поведение флуктуаций интенсивности волны в турбулентной атмосфере как в приближении геометрической оптики, так и с учетом дифракции на вихрях и даже в области сильных флуктуаций.

Используем теперь предложенный подход для качественного объяснения воздействия пульсаций комплексной диэлектрической проницаемости среды на излучение, распространяющееся в поглощающей или усиливающей случайной среде. Можно считать, что в среде с некоррелированными пульсациями ε_R и ε_{Im} независимо возникают случайные линзы, обусловленные пульсациями ε_R , и ослабляющие (усиливающие) сферические неоднородности (вихри), обусловленные пульсациями ε_{Im} . При этом вихри с пульсациями ε_R , как и прежде, вызывают флуктуации волны за счет ее фокусировки (дефокусировки). Вихри же с пульсациями ε_{Im} приводят к флуктуациям интенсивности излучения в результате дополнительного поглощения (усиления) в неоднородности. В ситуации, когда пульсации ε_R и ε_{Im} некоррелированы, вклад их в флуктуации излучения независим и аддитивен.

Иное дело, когда случайные изменения ε_R и ε_{Im} коррелированы. Рассмотрим подробнее наиболее часто встречающиеся в реальных условиях среды, в которых случайное увеличение (уменьшение) ε_R сопровождается одно-

временным увеличением (уменьшением) ε_{Im} . Например, это среды, где пульсации ε_R и ε_{Im} обусловлены пульсациями плотности среды. Если рассматриваемая среда является поглощающей, то, например, одновременное увеличение ε_R и ε_{Im} приводит, с одной стороны, к увеличению интенсивности волны за вихрем в результате подфокусировки и, с другой стороны, к уменьшению интенсивности за счет дополнительного поглощения в вихре, т. е. эти механизмы работают по отношению к изменению интенсивности в противофазе.

Таким образом, коррелированное локальное изменение ε_R и ε_{Im} в поглощающих средах приводит к уменьшению флуктуаций интенсивности волны по сравнению со случаем, когда ε_R и ε_{Im} некоррелированы. Наоборот, для усиливающей случайной среды одновременное увеличение (уменьшение) ε_R и ε_{Im} вызывает увеличение (уменьшение) интенсивности излучения за неоднородностью, т. е. увеличение хаотизации излучения по сравнению со случаем среды с некоррелированными флуктуациями ε_R и ε_{Im} . Разумеется, что количественное выражение этих эффектов будет зависеть от многих факторов, таких как распределение вихрей по размерам (спектры флуктуаций ε_R и ε_{Im}), параметры излучения, реализация условий слабых или сильных флуктуаций, параметры отражателя для локационных задач и пр.

Для иллюстрации вышеприведенного анализа, на рис.1, 2 представлены результаты расчета зависимости \bar{N} от β_R (где $\beta_R^2 = 0.31 C_R^2 k^{7/6} L^{11/6}$ – относительная дисперсия слабых флуктуаций интенсивности плоской волны – безразмерный параметр, характеризующий условия распространения излучения в турбулентной среде со спектром вида (19) (см., напр., [14])) при разных значениях параметра $\delta = \langle \tilde{\varepsilon}_{Im}^2 \rangle / \langle \tilde{\varepsilon}_R^2 \rangle$, а также коэффициента корреляций $b_{RIm} = \langle \tilde{\varepsilon}_R \tilde{\varepsilon}_{Im} \rangle / (\langle \tilde{\varepsilon}_R^2 \rangle \langle \tilde{\varepsilon}_{Im}^2 \rangle)^{1/2}$ пульсаций действительной и мнимой частей ε среды. На рис.1, 2 отражена ситуация, когда коэффициент усиления обратного рассеяния в среде с пульсациями мнимой части ε существенно отличается от аналогичной величины для прозрачной турбулентной среды. В этом случае выражение (15) для \bar{N} имеет следующий вид:

$$\bar{N}(L) = 2 \exp [1.4\beta_R^{-4/5}(L) - 3.87b_{RIm}\delta^{1/2}\beta_R^{8/5}(L) + 0.11\delta\beta_R^{10/11}(kL_0^2)\beta_R^{12/11}(L) - 0.62\delta\beta_R^4(L)]. \quad (20)$$

Как следует из (20), параметрами, моделирующими условия локационного распространения пучка излуче-

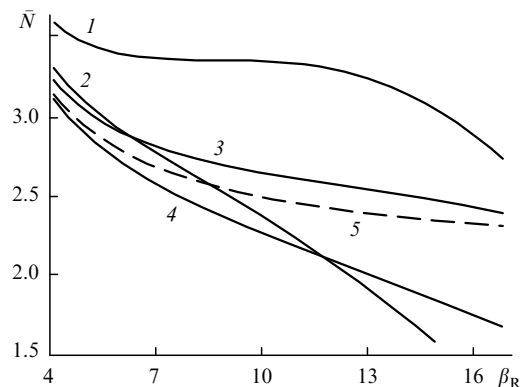


Рис.1. Зависимости коэффициента усиления обратного рассеяния средней интенсивности отраженной волны в диссипативной случайной среде от β_R при $\delta = 5 \cdot 10^{-6}$ (1, 2), 10^{-6} (3, 4) и 0 (5), а также $b_{RIm} = 0$ (1, 3) и 1.0 (2, 4).

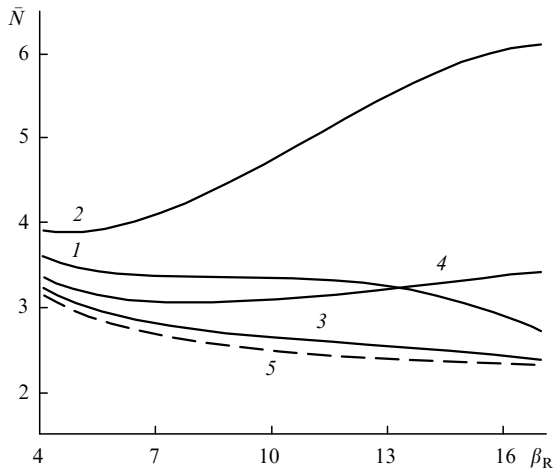


Рис.2. Зависимости коэффициента усиления обратного рассеяния средней интенсивности отраженной волны в усиливающей случайной среде от β_R при $\delta = 5 \cdot 10^{-6}$ (1, 2), 10^{-6} (3, 4) и 0 (5), а также $b_{Rim} = 0$ (1, 3) и 1.0 (2, 4).

ния, являются коэффициент корреляций b_{Rim} , относительная дисперсия флуктуаций мнимой части диэлектрической проницаемости δ , параметр $\beta_R(L)$ на произвольной длине L и он же на длине kL_0^2 . Представленные на рис.1, 2 результаты расчета получены для $\beta_R(kL_0^2) = 1.56 \cdot 10^5$. Такая ситуация, в частности, реализуется в турбулентной атмосфере для лазерного излучения видимого диапазона длин волн при $C_R^2 = 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$, $L_0 = 5 \text{ м}$.

Как видно из рис. 1, 2, в отличие от случая прозрачной случайной среды, когда \bar{N} монотонно уменьшается с ростом β_R (кривые 5 на обоих рисунках), в среде с флуктуациями комплексной диэлектрической проницаемости характер изменения коэффициента усиления обратного рассеяния с ростом β_R неоднозначен и сильно зависит как от степени корреляционной связи $\tilde{\epsilon}_R$ с $\tilde{\epsilon}_{Im}$ (коэффициента корреляции $b_{Rim} = \langle \tilde{\epsilon}_R \tilde{\epsilon}_{Im} \rangle (\langle \tilde{\epsilon}_R^2 \rangle \langle \tilde{\epsilon}_{Im}^2 \rangle)^{1/2}$) так и от знака мнимой части ϵ . В отсутствие корреляций между $\tilde{\epsilon}_R$ и $\tilde{\epsilon}_{Im}$ (при $b_{Rim} = 0$) величина \bar{N} ведет себя одинаково для поглощающей и усиливающей сред (кривые 1, 3 на рис.1, 2).

Как уже отмечалось, влияние на поведение \bar{N} корреляционного слагаемого в выражении (14) зависит от знака мнимой части ϵ . В случае поглощающей среды величина \bar{N} быстро падает с ростом β_R и при определенных значениях β_R становится меньше $\bar{N}(L)_{\epsilon_{Im}=0}$ (кривые 2, 4 на рис.1). В случае же усиливающей среды коэффициент \bar{N} растет с увеличением β_R и может существенно превышать $\bar{N}(L)_{\epsilon_{Im}=0}$ (кривые 2, 4 на рис.2).

В заключение приведем выражения для относительной дисперсии флуктуаций интенсивности отраженной волны в случайной среде с пульсациями мнимой части ϵ :

$$\sigma_{Iref}^2(L) \Big|_{\rho \ll \rho_c} = 6e^{4\gamma^2(L)} - 1, \quad (21)$$

$$\sigma_{Iref}^2(L) \Big|_{\rho \gg \rho_c} = 4e^{2\gamma^2(L)} - 1. \quad (22)$$

Из приведенных выражений следует, что, как и в случае с коэффициентом усиления, величина σ_{Iref}^2 в поглощающей случайной среде определяется флуктуациями действительной и мнимой составляющих ϵ , а также их корреля-

циями. Кроме того, отраженное строго назад ($\rho = 0$) излучение имеет более значительные пульсации интенсивности, чем излучение, отраженное за пределы области ($\rho < \rho_c$). Сравнение (21) с величиной $\sigma_I^2(2L) \geq 2$ на прямой трассе показывает, что влияние флуктуаций мнимой части ϵ на дисперсию флуктуаций локационного сигнала более значительно, чем на $\sigma_I^2(2L)$.

5. Заключение

Прежде всего подчеркнем, что влияние даже относительно слабых флуктуаций мнимой части ϵ на распространение лазерного излучения по локационной трассе в области насыщения может оказаться при определенных условиях весьма существенным. (Этот вывод вполне согласуется с результатами исследований влияния пульсаций поглощения на статистические характеристики электромагнитной волны при распространении по трассе без отражения, выполненных ранее [8, 9] авторами настоящей работы.) В поглощающей (усиливающей) среде усиление обратного рассеяния имеет место, и оно может быть больше, чем в прозрачной случайной среде. При этом, когда пульсации мнимой и действительной составляющих ϵ некоррелированы, усиление обратного рассеяния одинаково (при одинаковых моделирующих параметрах) как для поглощающих, так и для усиливающих сред. Наличие же корреляционной связи флуктуаций ϵ_R и ϵ_{Im} приводит к уменьшению усиления обратного рассеяния для поглощающей случайной среды и к его увеличению для усиливающей случайной среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 98-02-17220).

1. Будник А.П., Добровольская И.В. *Квантовая электроника*, **24**, 506 (1997).
2. Будник А.П., Добровольская И.В., Кацура О.Н., Козел С.В. В сб. *Избранные труды ФЭИ 1996* (Обнинск, изд-е ГНЦ РФ – Физико-энергетический ин-т, 1997, с. 83).
3. Стариков А.Ф. *Квантовая электроника*, **21**, 343 (1994).
4. Гурвич А.С. *Радиотехника и электроника*, **13**, 1923 (1968).
5. Алмаев Р.Х., Семенов Л.П., Слесарев А.Г. *Квантовая электроника*, **9**, 1565 (1982).
6. Стариков А.Ф. *Квантовая электроника*, **23**, 205 (1996).
7. Алмаев Р.Х., Суворов А.А. *Квантовая электроника*, **20**, 874 (1993).
8. Алмаев Р.Х., Суворов А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **52**, 718 (1990).
9. Алмаев Р.Х., Суворов А.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **34**, 671 (1991).
10. Almaev R.Kh., Semenov L.P., Suvorov A.A. *Waves in Random Media*, **6**, 87 (1996).
11. Almaev R.Kh., Suvorov A.A. *Waves in Random Media*, **6**, 171 (1996).
12. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. *УФН*, **137**, 501 (1982).
13. Банах В.А., Миронов В.Л. *Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере* (Новосибирск, Наука, 1986).
14. Татарский В. И. *Распространение волн в турбулентной атмосфере* (М., Наука, 1967).
15. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. *Лазерное излучение в турбулентной атмосфере* (М., Наука, 1976).
16. Исмару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М., Мир, 1981, т.1, 2).
17. Рыгов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля* (М., Наука, 1978, ч. II).
18. Заворотный В.У., Клячкин В.И., Татарский В.И. *ЖЭТФ*, **73**, 481 (1977).