

Ю.Н. Коломиец, С.С. Лебедев, Л.П. Семенов

## ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Методами численного моделирования рассмотрена задача о ВКР в случайно-неоднородной среде. Показано, что рассеяние на флуктуациях показателя преломления в случайно-неоднородной среде может оказывать существенное влияние на ВКР как в режиме заданного поля накачки, так и в режиме истощения пучка накачки. Для лазерного излучения с длины волны 1,06 мкм, распространяющегося в турбулентной атмосфере, такое влияние может быть существенным уже на трассах в несколько сотен метров.

При распространении пучка интенсивного лазерного излучения в атмосфере может возникнуть вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) [1]. При этом в зависимости от интенсивности излучения, длины волны и т. д. ВКР оказывает заметное влияние на пучок на трассах от нескольких сотен метров до десятков километров. Как известно, на лазерный пучок в атмосфере сильное влияние оказывают случайные флуктуации диэлектрической проницаемости, вызванные турбулентным движением воздуха. Поэтому для оценки влияния ВКР на распространение пучка интенсивного лазерного излучения представляет интерес задача о ВКР в случайно-неоднородной среде. В данной статье эта задача исследована методами численного моделирования для стационарного ВКР гауссовских пучков накачки.

Пусть на границу случайно-неоднородной среды падает гауссовский пучок лазерного излучения (излучения накачки) интенсивности  $I = I_0 e^{-r/a^2}$ , где  $a$  – характерный размер пучка. Уравнения квазиоптики для комплексной амплитуды накачки  $E_p$  и стоксового излучения  $E_s$  с учетом ВКР в случайно-неоднородной среде имеют вид

$$\left( 2 i k_p \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + k_p^2 \frac{2\tilde{n}}{n_0} \right) E_p = - i k_p g \frac{\omega_p}{\omega_s} |E_s|^2 E_p, \quad (1)$$

$$\left( 2 i k_s \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + k_s^2 \frac{2\tilde{n}}{n_0} \right) E_s = - i k_s g |E_p|^2 E_s, \quad (2)$$

где  $\omega_p$ ,  $k_p$  – частота и волновое число накачки, а  $\omega_s$ ,  $k_s$  – стоксового излучения;  $\tilde{n}$  – случайная составляющая показателя преломления  $n = n_0 + \tilde{n}$ , обусловленная турбулентными флуктуациями параметров среды;  $g$  – коэффициент усиления ВКР;  $\Delta_{\perp}$  – лапласиан по поперечным координатам.

Комплексная амплитуда стоксового излучения на границе случайно-неоднородной среды задается в виде  $\delta$ -коррелированного по поперечным координатам случайного поля, обусловленного спонтанным комбинационным рассеянием и флуктуациями стоксового поля на границе [2].

Уравнения (1), (2) решались численно методом расщепления по физическим факторам [4], при этом случайно-неоднородная среда представлялась в виде последовательности случайных фазовых экранов [3, 4]. Для фиксированной последовательности случайных фазовых экранов производились численные расчеты и усреднение интересующих нас физических величин (интенсивностей и мощностей накачки и стоксового излучения) по ансамблю реализаций случайной стоксовой затравки на входе в среду. Поскольку в атмосфере характерное время, перестройки поля показателя преломления вследствие турбулентности намного превышает характерное время поперечной релаксации  $T$  комбинационно-активных переходов и длительности лазерных импульсов, для которых в настоящее время может наблюдаться ВКР в атмосфере, то упомянутое выше усреднение эквивалентно усреднению по времени за про-

межутков, много меньший времени перестройки поля показателя преломления, но много больший  $T$ , или усреднению за время импульса. В результате такого усреднения получалась одна реализация соответствующей случайной величины. Эта реализация определялась конкретной реализацией случайного поля показателя преломления (конкретным набором случайных фазовых экранов). Производя такие расчеты для различных наборов случайных фазовых экранов, получим различные реализации интересующих нас величин, которые в дальнейшем используются для определения статистических свойств этих величин.

При расчетах флуктуации показателя преломления выбирались с кармановским спектром:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2), \quad (3)$$

где  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ ,  $L_0$  – внешний масштаб турбулентности,  $\kappa_m = 2\pi/l_0$ ,  $l_0$  – внутренний масштаб турбулентности,  $C_n^2$  – структурная характеристика флуктуации показателя преломления.

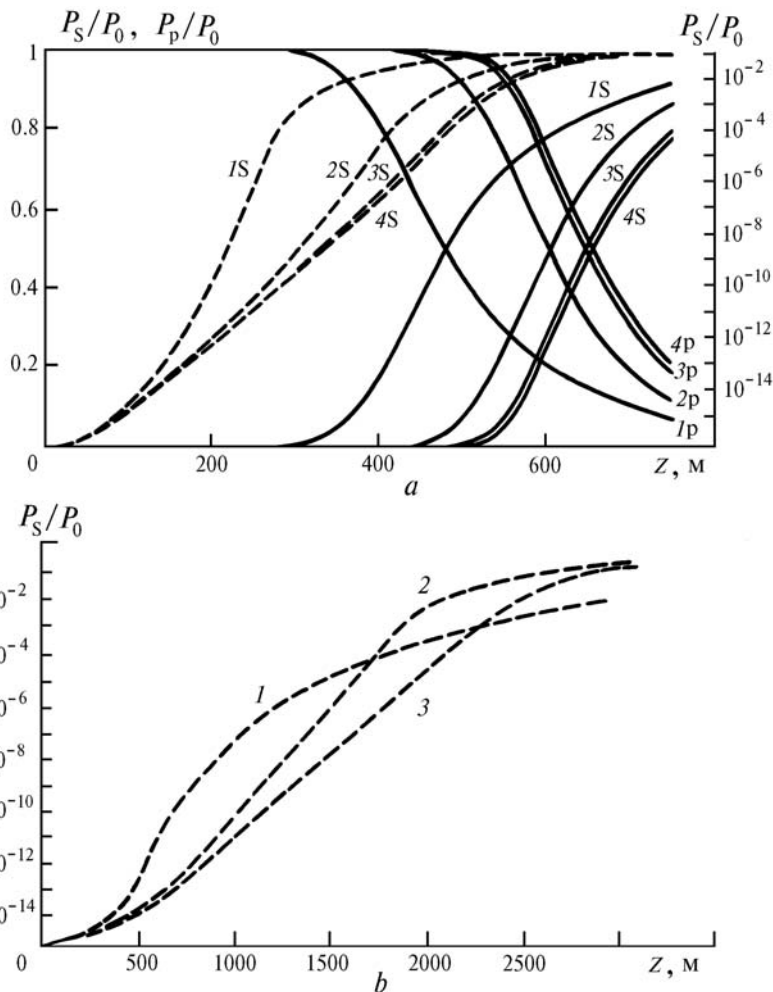


Рис. 1,  $a$  – зависимость средней мощности пучка накачки  $P_p$  (кривые с индексом  $p$ ) и стоксового пучка  $P_s$  (индекс  $s$ ) от продольной координаты  $z$  для различных значений  $C_n^2$  в линейном (сплошные) и логарифмическом (штриховые линии) масштабах. Кривая 1 –  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ ; 2 –  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ ; 3 –  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ ; 4 –  $C_n^2 = 10^{-18} \text{ см}^{-2/3}$ ;  $b$  – зависимость средней мощности стоксового пучка  $P_s$  от продольной координаты  $z$  для различных значений  $C_n^2$  при  $P_0 = 2,5 \cdot 10^8$  Вт. Кривая 1 –  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ , 2 –  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ , 3 –  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$

Расчеты производились для внутреннего масштаба турбулентности  $l_0 = 0,9$  см, характерного размера пучка  $a = 5$  см и длины волны излучения  $\lambda = 1,06$  мкм. Коэффициент усиления

ВКР принимался равным  $g = 2,5 \cdot 10^{-12}$  см/Вт. Структурная характеристика флуктуации показателя преломления  $C_n^2$  варьировалась от  $10^{-17}$  до  $10^{-14}$  см $^{-2/3}$ . Эти значения являются наиболее характерными для приземного слоя атмосферы.

На рис. 1, а изображены графики зависимости средней мощности стоксового пучка  $P_S$  и пучка накачки  $P_p$  от продольной координаты  $z$  для различных значений структурной характеристики флуктуации показателя преломления  $C_n^2$ . Мощность накачки на входе в среду  $P_0 = 10^9$  Вт. Мощность  $P_S$  представлена на графике как в линейном, так и в логарифмическом масштабе. Из рисунка видно, что наблюдается существенная зависимость мощности стоксового пучка от  $C_n^2$  как на участке, где реализуется режим ВКР в заданном поле накачки ( $P_S \ll P_p$ ), так и на участке, где наблюдается истощение пучка накачки. Причем с ростом  $C_n^2$  увеличивается мощность стоксовой компоненты для любого значения продольной координаты. Такая зависимость от  $C_n^2$  наблюдается в случае, когда уменьшение средней интенсивности пучка накачки, вследствие рассеяния на турбулентных флуктуациях показателя преломления на расстоянии, на котором происходит перекачка заметной доли энергии в стоксов пучок, незначительно. На рис. 1, б представлены зависимости  $P_S$  от  $z$  для различных  $C_n^2$  для случая, когда последнее условие может нарушаться. На начальном участке трассы, где изменение средой интенсивности накачки незначительно, зависимость такая же, как и в предыдущем случае: с ростом  $C_n^2$  величина  $P_S$  растет. Вместе с тем для больших значений  $C_n^2$  ( $C_n^2 = 10^{-14}$  см $^{-2/3}$ ) в дальнейшем происходит резкое уменьшение скорости роста мощности стоксовой компоненты, обусловленное уменьшением интенсивности накачки, и на некотором расстоянии от начала трассы  $P_S$  для  $C_n^2 = 10^{-14}$  см $^{-2/3}$  становится меньше, чем для  $C_n^2 = 10^{-15}$  см $^{-2/3}$ .

На рис. 2 приведены функции распределения  $f(P_S)$  случайной величины  $P_S$  для  $P_0 = 10^9$  Вт,  $C_n^2 = 10^{-15}$  см $^{-2/3}$  и различных значений продольной координаты ( $\int f(P_S) dP_S = 1$ ).

Видно, что с ростом  $z$  изменяется как среднее значение  $P_S$  и ее дисперсия, так и форма функции распределения: в начале трассы наиболее вероятное значение  $P_S$  порядка или много больше квадратного корня из дисперсии  $(\sigma_{pS})^{1/2}$ . Затем функция распределения имеет резкий спад при нулевом  $P_S = 0$ , наиболее вероятное значение  $P_S$  меньше квадратного корня из дисперсии  $(\sigma_{pS})^{1/2}$ , и далее, после перекачки энергии в стоксов пучок функция распределения имеет такую же форму, что и в начале трассы. Расчеты, проведенные для  $P_0 = 10^9$  Вт и различных значений  $C_n^2$  от  $10^{-17}$  до  $10^{-14}$  см $^{-2/3}$ , показали, что такое поведение функции распределения сохраняется при всех  $C_n^2$ .

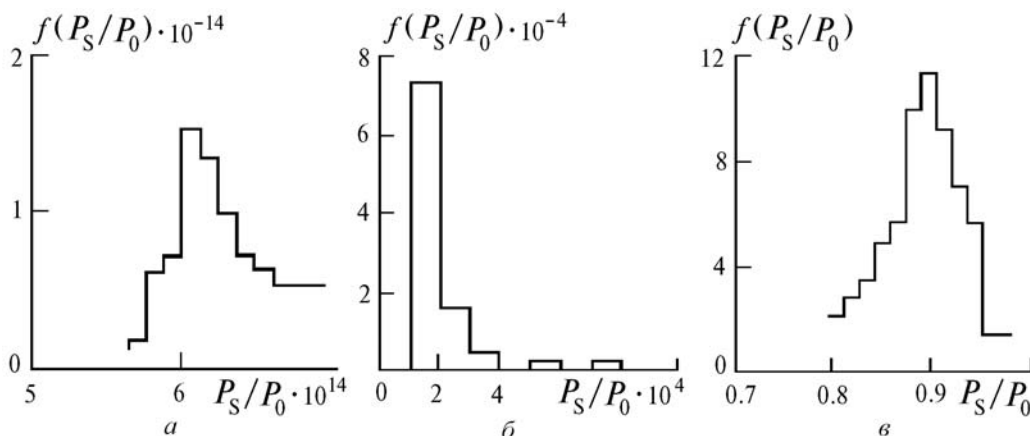


Рис. 2. Функции распределения энергии стоксового пучка  $P_S$  для различных значений продольной координаты  $z$ : а  $- z = 125$  м; б  $- z = 375$  м; в  $- z = 750$  м

Для оценки нижней границы длины трассы, для которой влияние ВКР на распространение пучка интенсивного лазерного излучения может быть существенным, удобно ввести величину  $z_{\text{пор}}$  – значение длины трассы, на которой в стоксову компоненту перекачивается заметная доля энергии из пучка накачки (в наших расчетах 1%). Для ВКР в случайной среде  $z_{\text{пор}}$  является случайной величиной. На рис. 3 приведены функции распределения  $F(z_{\text{пор}})$  этой случайной величины для мощности накачки  $10^9$  Вт и для различных значений  $C$  ( $\int F(z_{\text{пор}}) dz_{\text{пор}} = 1$ ). Видно, что с ростом  $C_n^2$  среднее значение  $z_{\text{пор}}$  уменьшается, дисперсия увеличивается. Существенных же изменений формы функции распределения не наблюдается.

Расчеты показали, что интенсивность стоксовой компоненты  $I_s$  на оси также зависит от  $C_n^2$  как в режиме заданного поля накачки, так и в режиме истощения пучка накачки (см. рис. 4). Функция распределения для интенсивности стоксовой компоненты претерпевает такие же качественные изменения, что и функция распределения для мощности стоксового пучка. Резкое уменьшение интенсивности стоксового излучения на оси на участке, где  $I_s > I_p$ , обусловлено большой расходимостью полученного в результате ВКР стоксового пучка.

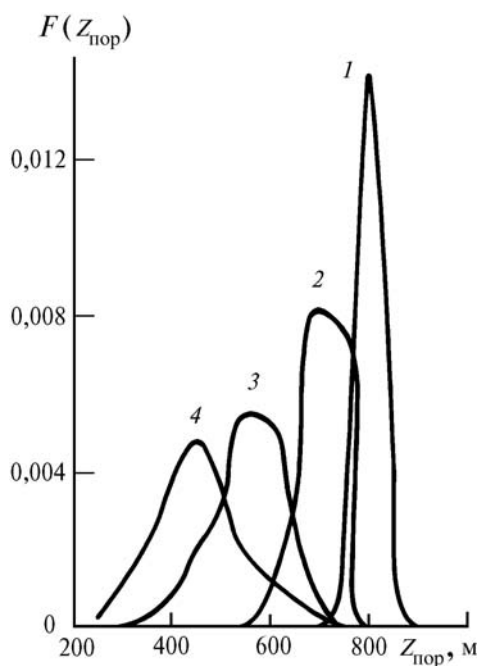


Рис. 3. Функции распределения для величины  $z_{\text{пор}}$ : кривая 1 –  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ ; 2 –  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ ; 3 –  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ ; 4 –  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$

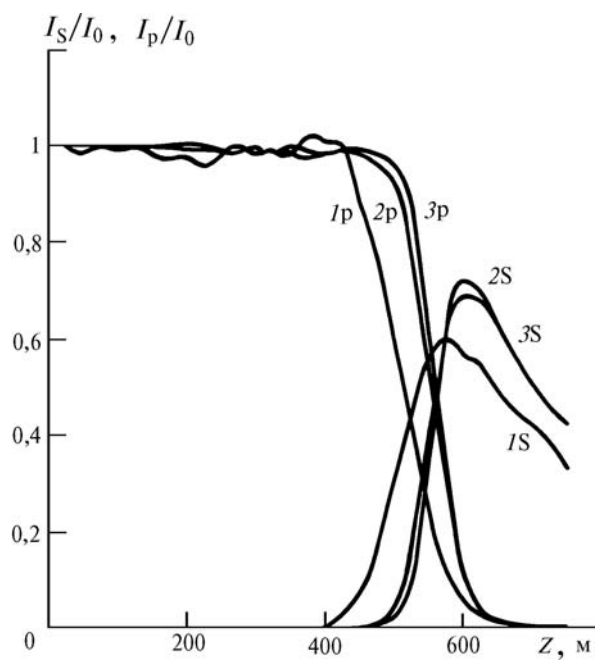


Рис. 4. Зависимость средней интенсивности накачки  $I_p$  (кривые с индексом  $p$ ) и стоксового излучения  $I_s$  (индекс  $s$ ) на оси пучка от продольной координаты  $z$  для различных значений  $C_n^2$ : кривая 1 –  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ ; 2 –  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ ; 3 –  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$

Воздействие попутного ВКР на пучок интенсивного лазерного излучения сводится к перекачке энергии в стоксову компоненту. Расходимость пучка при этом увеличивается. В результате прохождения через случайно-неоднородную среду также происходит увеличение расходимости пучка. Поэтому представляет интерес вопрос: каким образом ВКР влияет на характеристики направленности пучка в случайно-неоднородной среде. Для ответа на этот вопрос были произведены расчеты для трех случаев: 1)  $C_n^2 = 0$ ,  $P_i = 2,5 \cdot 10^9$  Вт, 2)  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ ,  $P_i = 10^7$  Вт, 3)  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$ ,  $P_i = 2,5 \cdot 10^9$  Вт. При расчетах определялись значения  $K = P_d/P$  – доли мощности пучка, распространяющегося в фиксированный угол  $\Theta = 4 \text{ k}_l a$  на расстоянии от начала трассы, достаточном для полной перекачки энергии в стоксов пучок для случаев 1 и 3. Первый случай соответствует ВКР в однородной среде. Параметр  $K = 0,2$  и определяется только ВКР. Во втором случае ВКР не оказывает заметного влияния на пучок. Параметр  $K$

определяется только рассеянием в случайно-неоднородной среде и равен  $K = 0,2$ . В третьем случае существенно влияние как ВКР, так и случайно-неоднородной среды. В этом случае  $K = 0,04$ . Таким образом, в случае, когда существенно влияние и ВКР, и рассеяния в случайно-неоднородной среде, эти два эффекта «взаимодействуют» друг с другом.

Приведенные результаты расчетов показывают, что флуктуации показателя преломления среды, обусловленные ее турбулентностью, могут оказывать влияние на процесс ВКР и на распространение пучка интенсивного лазерного излучения в атмосфере в условиях ВКР. Причем это влияние может быть существенным уже на трассах длиной в несколько сотен метров.

1. Hennesian M.A., Swift C.D., Murray J.R. //Opt. Lett. 1985. V. 10. № 11. P. 565.
2. Бетин А.Д., Пасманик А.Г. //Квантовая электроника. 1973. № 4 (16). С. 60.
3. Кандидов В.П., Леденев В.И. //Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 4. С. 873–877.
4. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. //Appl. Phys. 1976. V. 10. P. 129.

Научно-производственное объединение «Тайфун»,  
Обнинск

Поступила в редакцию  
22 октября 1993 г.

**Yu.N. Kolomiets, S.S. Lebedev, L.P. Semenov. Stimulated Raman Scattering in a Randomly Inhomogeneous Medium.**

The problem on stimulated Raman scattering (SRS) in a randomly inhomogeneous medium is considered, using numerical simultaneous techniques. Scattering by fluctuations of the refractive index in a randomly inhomogeneous medium are shown to make essential influence on SRS both in conditions of present pump field and pumping beam depletion. For laser radiation at  $1.06 \mu\text{m}$  propagating in a turbulent atmosphere this influence can become significant even at paths of several hundred meters long.