

Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования

И.Н. Смалихо*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 23.03.2012 г.

Предложен алгоритм расчета коэффициента усиления обратного рассеяния (УОР) лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования, позволяющий получать результаты для условий, при которых известные аналитические методы расчета неприменимы. С использованием этого алгоритма проведен численный анализ коэффициента УОР для различных турбулентных условий распространения лазерного излучения в атмосфере.

Ключевые слова: лидар, турбулентность, усиление обратного рассеяния; lidar, turbulence, backscatter amplification.

Введение

При оптической локации рассеивающего объема по моностатической схеме в турбулентной атмосфере волны, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях, получают искажения амплитуды и фазы на одних и тех же случайных неоднородностях показателя преломления воздуха, т.е. имеет место корреляция встречных волн. Вследствие этого, в частности, средняя интенсивность рассеянного излучения на оптической оси может превышать соответствующую величину в отсутствие турбулентности на трассе распространения. Впервые эффект усиления обратного рассеяния (УОР) на телах, находящихся в случайно-неоднородной среде, был обнаружен в теоретических исследованиях, результаты которых опубликованы в [1]. В работе [2] явление УОР получило экспериментальное подтверждение.

Результаты теоретических исследований УОР и других эффектов, связанных с корреляцией встречных волн, на локационных трассах в турбулентной среде представлены, в частности, в обзоре [3] и монографии [4]. Аналитические расчеты средней мощности рассеянного излучения, детектируемого приемной системой, возможны лишь с использованием приближенных методов в зависимости от турбулентных условий распространения оптической волны. В работе [5] в предположении слабых флуктуаций интенсивности лазерного пучка проведены расчеты коэффициента УОР (отношение

средней мощности излучения, рассеянного в турбулентной атмосфере на аэрозольных частицах и молекулах, к средней мощности рассеянного излучения в отсутствие турбулентности или корреляции встречных волн) с использованием метода Рыгова—Обухова (МРО) и предложена концепция лидара на основе УОР (см. также [6, 7]) для измерения структурной характеристики показателя преломления воздуха C_n^2 . В [8] для условий сильных флуктуаций интенсивности получена аналитическая формула для средней мощности обратнорассеянного в атмосфере оптического излучения, на основе которой проведен анализ УОР.

Расчеты коэффициента УОР для условий, не соответствующих ни слабым, ни сильным (насыщенным) флуктуациям интенсивности излучения, возможны лишь с использованием численного моделирования распространения волны на локационной трассе в турбулентной атмосфере. В настоящее время широко применяется численное моделирование распространения лазерного пучка на прямой трассе в турбулентной атмосфере с использованием метода расщепления по физическим факторам [9–13].

На основе такого подхода в работах [14–16] предложены алгоритмы расчета средней мощности когерентно детектируемого обратнорассеянного лазерного излучения, в которых моделируется распространение зондирующего и эквивалентного опорного пучков на одной и той же трассе, а затем произведение их интенсивностей интегрируется в плоскости рассеяния. С использованием численного моделирования в [17] проведен анализ распределения средней интенсивности излучения, об-

* Игорь Николаевич Смалихо (smalikho@iao.ru).

ратнорассеянного в турбулентной атмосфере, в плоскости изображения рассеивающего слоя. В настоящей статье предложен алгоритм расчета коэффициента УОР с использованием численного моделирования распространения оптической волны на локационной трассе. Представлены результаты расчета коэффициента УОР для различных турбулентных условий распространения лазерного пучка.

Рассмотрим следующую схему оптической локации. Гауссов коллимированный лазерный пучок импульсного излучения распространяется в турбулентной атмосфере вдоль оси x . Рассеянное аэрозольными частицами и молекулами воздуха излучение в слое на расстоянии $x = L \gg c\tau_p/2$, где c – скорость света и τ_p – длительность лазерного импульса, проходит через приемную апертуру телескопа в плоскости $x = 0$, фокусируется на чувствительную площадку фотоприемника и детектируется. При этом оптические оси лазерного пучка и телескопа совмещены.

Обозначим через $I_s(\gamma)$ угловое распределение интенсивности рассеянного назад лазерного излучения, усредненной по ансамблю реализаций случайного расположения рассеивателей и амплитуд рассеяния, где

$$\gamma = \{\gamma_z, \gamma_y\} = \{z''/f, y''/f\}, \quad \rho'' = \{z'', y''\}$$

– радиус-вектор в плоскости приема и f – фокусное расстояние телескопа. Для рассматриваемой оптической схемы в предположении, что масштаб продольной корреляции интенсивности лазерного пучка значительно превышает толщину слоя рассеяния, можно получить следующее выражение [17]:

$$I_s(\gamma) = \frac{cE_p\beta_\pi T_A^2}{2\pi a_0^2 f^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho I_1^N(L, \rho) I_2^N(L, \rho; \gamma), \quad (1)$$

где E_p – энергия лазерного импульса; β_π – коэффициент обратного рассеяния; a_0 – начальный радиус лазерного пучка (в плоскости $x = 0$);

$T_A = \exp\left[-\int_0^L dx \beta_t(x)\right]$ – атмосферное пропускание;

β_t – коэффициент ослабления; $\rho = (x, y)$ – радиус-вектор в плоскости, поперечной оптической оси, на расстоянии $x = L$;

$$I_1^N(L, \rho) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \exp\left[-\frac{\rho'^2}{2a_0^2}\right] G(0, \rho'; L, \rho) \right|^2 \quad (2)$$

– нормированная интенсивность лазерного пучка; $\rho' = \{z', y'\}$ – радиус-вектор в плоскости $x = 0$;

$$I_2^N(L, \rho; \gamma) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \Pi(\rho') \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda} \gamma \cdot \rho'\right] G(0, \rho'; L, \rho) \right|^2 \quad (3)$$

– нормированная интенсивность эквивалентного (виртуального) пучка, распространяющегося от

плоскости $x = 0$ в атмосферу под углом $\gamma = |\gamma|$ к оптической оси x ; $j = \sqrt{-1}$; λ – длина оптической волны. В случае кольцевой апертуры телескопа $\Pi(\rho') = 1$ при $r_A \leq |\rho'| \leq R_A$ и $\Pi(\rho') = 0$ при $r_A > |\rho'| > R_A$, где r_A и R_A – внутренний и внешний радиусы апертуры телескопа соответственно. Будем считать, что выполняются условия $a_0 \ll r_A \ll R_A$. В (2) и (3) $G(0, \rho'; L, \rho)$ – функция Грина, описывающая распространение сферической волны из точки $\{0, \rho'\}$ в точку $\{L, \rho\}$, и наоборот.

Средняя мощность рассеянного излучения, детектируемого фотоприемником, представима в виде

$$\langle P(L) \rangle = \int_D d^2\rho'' \langle I_s(\rho''/f) \rangle \equiv f^2 \int_\Gamma d^2\gamma \langle I_s(\gamma) \rangle, \quad (4)$$

где интегрирование ведется по поверхности чувствительной площадки детектора. Будем считать, что, начиная с расстояния L_1 , в фокальной плоскости телескопа эффективная площадь пятна рассеяния значительно меньше площади чувствительной площадки (т.е. имеет место полный перехват прошедшего через апертуру телескопа рассеянного в атмосфере зондирующего излучения). Тогда для трассы длиной $L > L_1$ вместо (4) можно воспользоваться формулой

$$\langle P(L) \rangle = f^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\gamma \langle I_s(\gamma) \rangle. \quad (5)$$

Для мощности $P_0(L)$ обратнорассеянного излучения в отсутствие турбулентности ($C_n^2 = 0$) на трассе распространения из (1)–(3) и (5), положив

$$G(0, \rho'; L, \rho) = (j\lambda L)^{-1} \exp[-j\pi(\rho' - \rho)^2/(\lambda L)],$$

после вычисления входящих в эти формулы интегралов получаем хорошо известное лидарное уравнение

$$P_0(L) = \frac{cE_p\beta_\pi T_A^2 S_A}{2L^2}, \quad (6)$$

где $S_A = \pi(R_A^2 - r_A^2)$ – площадь апертуры телескопа. На основе (1)–(3) и (5) можно показать, что при бистатической схеме локации, когда нет корреляции встречных волн (т.е. I_1^N и I_2^N статистически независимы), средняя мощность рассеянного излучения описывается формулой (6) при любой интенсивности оптической турбулентности.

Из (1)–(3), (5) и (6) для коэффициента УОР, определяемого как $K_E(L) = \langle P(L) \rangle / P_0(L)$, имеем

$$K_E(L) = \frac{L^2}{\pi a_0^2 S_A} \int_{-\infty}^{+\infty} d\gamma_z \int_{-\infty}^{+\infty} d\gamma_y Q(\gamma_z, \gamma_y; L), \quad (7)$$

где

$$Q(\gamma_z, \gamma_y; L) \equiv Q(\gamma; L) = \left\langle \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho I_1^N(L, \rho) I_2^N(L, \rho; \gamma) \right\rangle. \quad (8)$$

В случае локально изотропной турбулентности функция $Q(\gamma; L)$ является симметричной относительно оптической оси, т.е. при фиксированном

расстоянии L она зависит лишь от $\gamma = |\gamma|$. Тогда $K_E(L)$ можно представить в виде

$$K_E(L) = \frac{2L^2}{a_0^2 S_A} \int_0^\infty d\gamma \gamma Q(\gamma, 0; L). \quad (9)$$

Таким образом, задача по расчету коэффициента УОР сводится к нахождению функции $Q(\gamma, 0; L)$ и вычислению однократного интеграла в (9). Найти аналитическое выражение для функции $Q(\gamma, 0; L)$ можно лишь для двух предельных случаев слабых и сильных флуктуаций интенсивности лазерного пучка, когда реализуются условия, соответственно, $\beta_0^2 \ll 1$ и $\beta_0^2 \gg 1$, где β_0^2 – параметр, характеризующий турбулентные условия распространения. В случае статистически однородной (горизонтальной) трассы и колмогоровского спектра флуктуаций показателя преломления $\beta_0^2 = 1,23C_n^2(2\pi/\lambda)^{7/6}L^{11/6}$ [18–20]. В настоящей статье для расчетов $K_E(L)$ на основе формул (9), (8), (2) и (3) при произвольных значениях β_0^2 используется алгоритм численного моделирования случайных реализаций интенсивностей $I_1^N(L, \rho)$ и $I_2^N(L, \rho; \gamma)$, описание которого дано в работе [17].

Расчеты коэффициента УОР проведены при следующих параметрах: $\lambda = 0,53$ мкм, $2a_0 = 0,7$ см и $2r_A = 2$ см. Диаметр телескопа $2R_A$ задавался равным 7,5; 15 и 30 см. Моделирование осуществлялось на двумерной расчетной сетке $[1024 \times 1024]$ с размером ячейки $h_{zy} = 3$ мм. Для каждой независимой реализации рассчитывалась случайная величина

$$\begin{aligned} \tilde{Q}(i\delta\gamma, 0; L) = \\ = h_{zy}^2 \sum_{n_z=0}^{N-1} \sum_{n_y=0}^{N-1} I_1^N(L, n_z h_{zy}, n_y h_{zy}) I_2^N(L, n_z h_{zy}, n_y h_{zy}; i\delta\gamma, 0), \end{aligned} \quad (10)$$

где $i = 1, 2, \dots, I$, $\delta\gamma = 3$ мкрад и $N = 1024$. Для приведенных выше параметров лазерного пучка и телескопа задание значения $I = 40$ позволяет корректно проводить вычисления коэффициента УОР в случае статистически однородной трассы длиной L от 3 до 10 км при $C_n^2 \leq 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. С использованием для каждого угла $i\delta\gamma$ по 200 независимых реализаций проводилось усреднение: $Q(i\delta\gamma, 0; L) = \langle \tilde{Q}(i\delta\gamma, 0; L) \rangle$. Затем в соответствии с (9) рассчитывался коэффициент УОР по формуле

$$K_E(L) = \frac{2L^2}{a_0^2 S_A} (\delta\gamma)^2 \sum_{i=1}^I i Q(i\delta\gamma, 0; L). \quad (11)$$

Сравнение результатов расчетов $K_E(L)$ по изложенному выше алгоритму и по формуле для $K_E(L)$, полученной в [5] с использованием МРО, показало удовлетворительное согласие при $\beta_0^2 < 1$. Условие применимости разработанного алгоритма имеет ограничение по параметру β_0^2 , так как с увеличением β_0^2 эффективная ширина лазерного (или

эквивалентного) пучка, начиная с определенного значения β_0^2 , превысит размер $h_{zy}N/2$ и численное моделирование распространения пучков станет невозможным. По этой причине не удастся провести сравнение результатов численного моделирования с результатами расчетов по приведенной в [8] асимптотической формуле, строго описывающей поведение $K_E(L)$ при очень больших β_0^2 .

На рис. 1 представлены результаты расчетов коэффициента УОР для случая статистически однородной трассы при различных диаметрах телескопа $2R_A$ и значениях структурной характеристики показателя преломления $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$, $C_n^2 = 10^{-15}$, $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15}$ и $C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, которым соответствуют на трассе длиной 10 км значения $\beta_0^2 = 1, 5, 25$ и 50.

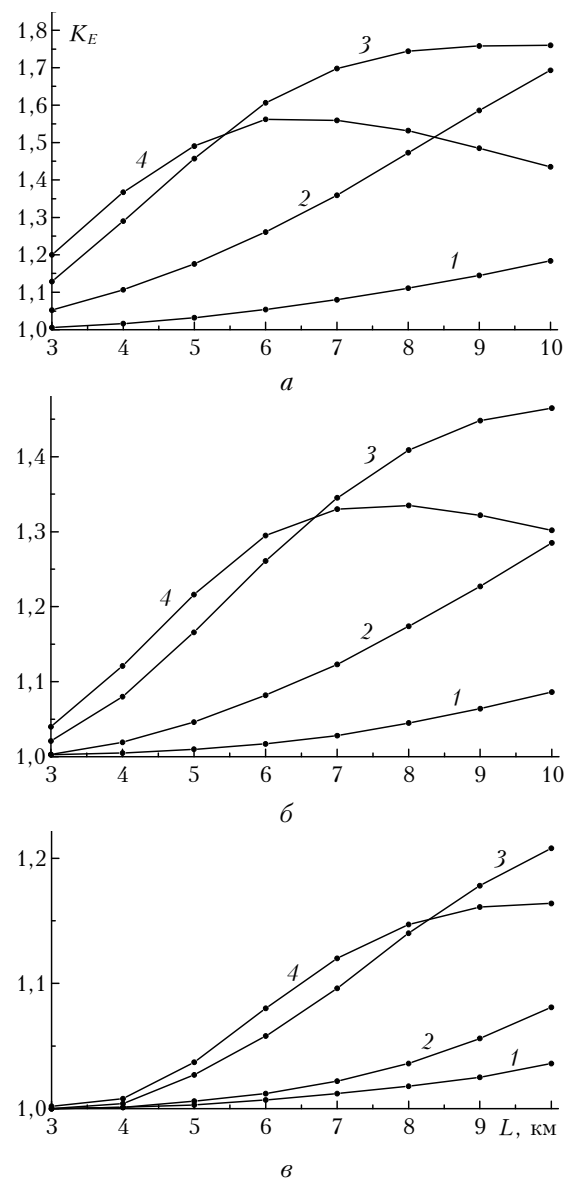


Рис. 1. Зависимость коэффициента УОР от длины трассы при диаметре телескопа 7,5 (а), 15 (б) и 30 см (в). $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-16}$ (1), 10^{-15} (2), $5 \cdot 10^{-15}$ (3) и $10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ (4)

Видно, что при фиксированных L и C_n^2 чем больше диаметр телескопа, тем меньше коэффициент УОР. Это объясняется тем, что с увеличением диаметра телескопа имеет место более сильное усреднение флуктуаций интенсивности рассеянного излучения, характерный масштаб которых определяется турбулентными условиями распространения. В частности, при $\beta_0^2 < 1$ такой масштаб порядка $\sqrt{\lambda L}$ [5]. В пределах рассматриваемых здесь значений L и C_n^2 , чем больше $2R_A$, тем на большем расстоянии L проявляет себя эффект усиления обратного рассеяния (когда, например, $K_E > 1,05$). Согласно результатам, представленным на рис. 1, величина $K_E - 1$ варьируется в широких пределах, достигая максимума 0,76 при $2R_A = 7,5$ см, $L = 10$ км и $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$.

Рассмотрим случай, когда лазерный пучок направлен строго вертикально вверх. Для расчетов $K_E(L)$ необходима информация о высотном ходе C_n^2 . Наиболее существенные изменения C_n^2 с высотой h имеют место в приземном и пограничном слое атмосферы [18–20]. В свободной атмосфере иногда наблюдаются слои с интенсивной турбулентностью. В частности, в работе [21] из данных эксперимента получены высотные профили $C_n^2(h)$, согласно которым слои толщиной не более 1 км с интенсивной турбулентностью находятся на высотах 8–9 км. Исходя из этого, воспользуемся простой моделью

$$C_n^2(h) = C_{n0}^2 \exp(-h/L_0) + C_{n1}^2 + C_{n2}^2 \exp\{-(h-h_2)/\Delta h\}^2, \quad (12)$$

где

$$C_{n0}^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}; \quad L_0 = 0,5 \text{ км}; \quad C_{n1}^2 = 10^{-17} \text{ м}^{-2/3}; \\ h_2 = 9 \text{ км и } \Delta h = 0,5 \text{ км}.$$

Параметр C_{n2}^2 будем варьировать в пределах от $5 \cdot 10^{-16}$ до $10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$.

Уменьшение диаметра приемной апертуры телескопа приводит, с одной стороны, к росту коэффициента УОР, а с другой — к уменьшению мощности излучения, детектируемого приемной системой и, соответственно, к падению отношения сигнал-шум. Эта проблема является наиболее существенной для вертикальных протяженных трасс измерения, поэтому для вертикальной трассы ограничимся значением $2R_A = 15$ см.

Как показали расчеты $K_E(L)$ с использованием модели, описываемой формулой (12), для высот $h \leq 8$ км величина $K_E(L)$ очень близка к единице. Профили $C_n^2(h)$ в интервале высот $6 \leq h \leq 12$ км для этой модели при различных C_{n2}^2 показаны на рис. 2, а.

Для этого же интервала на рис. 2, б представлены результаты расчета высотного хода коэффициента

УОР. Видно, что даже при $C_{n2}^2 = 5 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ имеет место эффект усиления обратного рассеяния, при этом значение $K_E(L)$ на высоте 12 км достигает 1,06. При $C_{n2}^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ $K_E(L)$ в точке максимума составляет примерно 1,5.

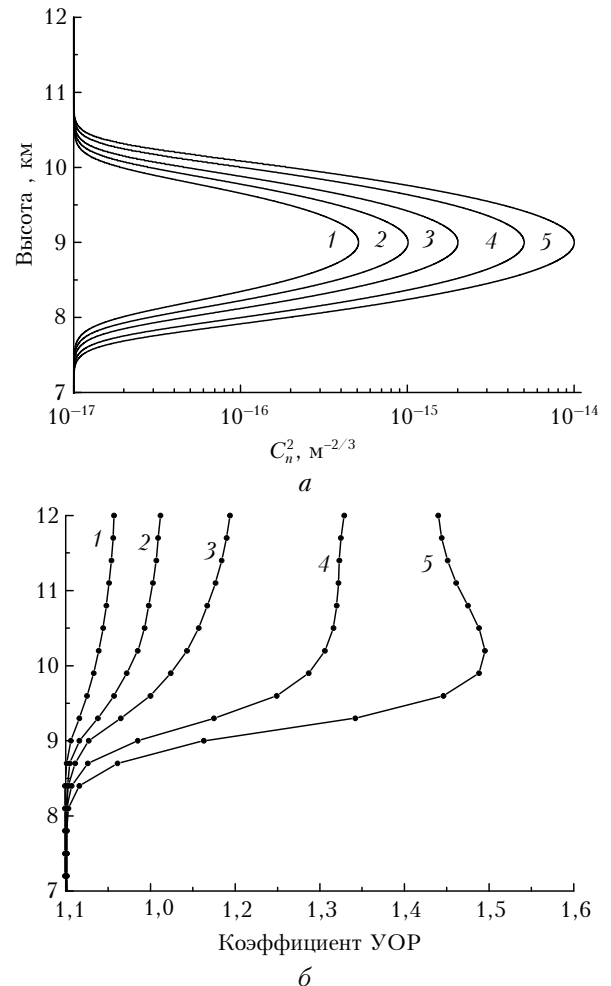


Рис. 2. Модельные высотные профили $C_n^2(h)$ (а) и соответствующие им высотные профили коэффициента УОР (б) при $C_{n2}^2 = 5 \cdot 10^{-16}$ (1); 10^{-15} (2); $2 \cdot 10^{-15}$ (3); $5 \cdot 10^{-15}$ (4) и $10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ (5)

В заключение следует отметить, что предложенный алгоритм расчета коэффициента УОР позволяет получать результаты для условий, зачастую реализующихся на практике, но при которых приближенные аналитические методы расчета «не работают». Применение этого алгоритма могло бы быть полезным при разработке лидара, предназначенного для зондирования атмосферной турбулентности на основе эффекта УОР [5–7], и оптимизации параметров такого лидара для реальных атмосферных условий.

Автор благодарит А.С. Гурвича за возможность ознакомления со статьей [5] до ее опубликования и В.А. Банаха за обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты N 10-05-00208, 11-08-98017-р-сибирь, 12-05-00332.

1. *Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 1973. Т. 16, № 7. С. 1064–1070.
2. *Гурвич А.С., Кашкаров С.С.* К вопросу об усилении рассеяния в турбулентной среде // Изв. вузов. Радиофиз. 1977. Т. 20, № 5. С. 794–796.
3. *Кравцов Ю.А., Саичев А.И.* Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах // Успехи физ. наук. Т. 137, N 3. С. 502–527.
4. *Банах В.А., Миронов В.Л.* Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 173 с.
5. *Гурвич А.С.* Лидарное зондирование турбулентности, основанное на эффекте УОР // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2013 (в печати).
6. *Гурвич А.С.* Лидар. Заявка на полезную модель №2011150933/28 с приоритетом от 15.12.2011. Решение Федеральной службы по интеллектуальной собственности о выдаче патента от 20.01.2012.
7. *Афанасьев А.Л., Гурвич А.С., Ростов А.П.* Экспериментальное исследование эффекта усиления обратного рассеяния в турбулентной атмосфере // XVIII Междунар. симпоз. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Иркутск, 2012.
8. *Банах В.А.* Усиление средней мощности рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оптической турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 10.
9. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
10. *Frehlich R.* Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 3. P. 393–397.
11. *Belmonte A.* Feasibility study for the simulation of beam propagation: consideration of coherent lidar performance // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 30. P. 5426–5445.
12. *Банах В.А., Смалихо И.Н., Фалищ А.В.* Эффективность метода субгармоник в задачах компьютерного моделирования распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 10. С. 848–851.
13. *Коняев П.А., Тартаковский Е.А., Филимонов Г.А.* Численное моделирование распространения оптических волн с использованием технологий параллельного программирования // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 5. С. 359–365.
14. *Belmonte A., Rye B.J.* Heterodyne lidar returns in the turbulent atmosphere: performance evaluation of simulated systems // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 15. P. 2401–2411.
15. *Frehlich R.G.* Effect of refractive turbulence on ground-based verification of coherent Doppler lidar performance // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 24. P. 4237–4246.
16. *Banakh V.A., Smalikho I.N., Werner Ch.* Numerical simulation of effect of refractive turbulence on the statistics of a coherent lidar return in the atmosphere // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 30. P. 5403–5414.
17. *Банах В.А., Смалихо И.Н.* Определение оптической турбулентности по обратному атмосферному рассеянию лазерного излучения // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 4. С. 300–307.
18. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
19. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
20. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 5. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 272 с.
21. *Zilberman A., Kopeika N.S.* Lidar measurements of atmospheric turbulence profiles // SPIE Proc. of XVI Free-Space Laser Communication Technologies. Bellingham, WA. 2004. V. 5338. P. 288–297.

I.N. Smalikho. Calculation of the effect of amplification of backscatter of laser radiation, propagating in the turbulent atmosphere, with the use of numerical simulation.

An algorithm of calculation of the coefficient of backscatter amplification (BSA) of laser radiation, propagating in the turbulent atmosphere, with the use of numerical simulation has been offered. This method allows one to obtain results for conditions when known analytical methods of the calculation can not be used. With the use of this algorithm, a numerical analysis of BSA for various turbulent conditions of laser radiation propagation in the atmosphere has been conducted.