

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 353.361:551.6:621.371

Аэрозольный лидар для исследования усиления обратного атмосферного рассеяния.

I. Компьютерное моделирование

В.А. Банах, И.А. Разенков, И.Н. Смалихо*

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

Поступила в редакцию 25.07.2014 г.

Представлены результаты компьютерного моделирования работы аэрозольного лидара с двумя приемными каналами для исследования эффекта усиления мощности обратно рассеянного в атмосфере излучения. Моделирование осуществлено с учетом несоосности приема рассеянного излучения в одном из приемных каналов. Определены требования к параметрам приемопередающей оптики лидара и геометрии измерительных трасс, обеспечивающие регистрацию эффекта усиления мощности обратно рассеянного излучения. Показано, что при небольших приемных апертурах коэффициент усиления мощности сигнала обратного атмосферного рассеяния на трассах протяженностью более 1 км может достигать значений, превышающих 1,4.

Ключевые слова: усиление обратного рассеяния, турбулентная атмосфера, несоосный прием; backscatter amplification, turbulent atmosphere, non-axial receiving.

Введение

Известно, что на трассах с отражением в случайно-неоднородных средах средняя интенсивность отраженной волны в направлении «строго назад» на источник может превышать интенсивность отраженной волны в той же точке в однородной среде [1–4]. Возрастание средней интенсивности отраженной волны в строго обратном направлении в случайной среде по сравнению с интенсивностью отраженной волны в однородной среде, получившее название эффекта усиления обратного рассеяния (УОР) [1, 2], обусловлено корреляцией прямой и обратной волн, проходящих при распространении одни и те же случайные неоднородности среды.

В [4] отмечается, что при моностатической схеме приема за счет УОР возможно увеличение не только средней интенсивности, но и средней мощности отраженной волны по сравнению с бистатической схемой приема, если соответствующим образом подобрать размеры фотоприемника, устанавливаемого в фокальной плоскости приемопередающего телескопа. В [5, 6], где обсуждаются результаты численных исследований влияния оптической турбулентности на работу когерентных доплеровских ветровых лидаров, показано, что и при когерентном приеме может происходить увеличение мощности эхосигнала лидара за счет корреляции зондирующего и рассеянного излучения.

В [7, 8] А.С. Гурвич провел анализ мощности обратно рассеянной в турбулентной атмосфере сферической волны для режима слабых флуктуаций интенсивности и предложил использовать эффект усиления обратного рассеяния для лидарного измерения интенсивности оптической турбулентности. В [9] представлены первые результаты экспериментальных исследований усиления мощности обратно рассеянного в атмосфере лазерного излучения с использованием лидарной схемы, предложенной в [8]. Результаты теоретических исследований усиления мощности обратно рассеянного в атмосфере оптического излучения представлены также в работах [10–12].

В [13] предложена схема построения аэрозольного лидара для регистрации усиления мощности сигнала обратного атмосферного рассеяния. В отличие от [8, 9], где оптическая схема лидарного устройства включает два передающих канала и один приемный, в [13] предложено использовать один передающий канал и два приемных. Один из приемных каналов совмещен с передающим каналом, приемник второго канала смещен в поперечной плоскости относительно оси первого приемопередающего канала на расстояние, на котором эхосигналы, регистрируемые в обоих каналах, становятся некоррелированными. Приемный канал, совмещенный с передающим, будем называть соосным, второй приемный канал, приемник которого смещен относительно оси зондирующего пучка, — несоосным. Отношение мощностей эхосигналов, регистрируемых в соосном и несоосном приемных каналах, определяет величину усиления мощности обратного атмосферного рассеяния, возникающего за счет корреляции зондирующего

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Игорь Александрович Разенков (lidaroff@iao.ru); Игорь Николаевич Смалихо (smalikh@iao.ru).

и рассеянного излучения, проходящих на пути до рассеивающего объема и обратно одни и те же неоднородности среды.

В теоретических исследованиях усиления мощности сигнала обратного атмосферного рассеяния [7, 10–12] рассматривалась только соосная схема приема рассеянного излучения, так как анализ проводился для конструкции лидара [8] с одним приемным каналом. В схеме [13] используются два приемных канала, один из которых – несоосный. Поэтому при разработке аэрозольного лидара с двумя приемными каналами, выборе параметров приемопередающей оптики лидара, интерпретации получаемых с помощью этого лидара экспериментальных данных важен учет несоосности приема эхосигнала. В настоящей статье представлены результаты моделирования работы лидара с двумя приемными каналами с учетом несоосности приема рассеянного излучения.

1. Расчетные соотношения

Пусть лазерное импульсное излучение распространяется в атмосфере вдоль оси x декартовой системы координат $\{x, \mathbf{p}\}$, где $\mathbf{p} = \{z, y\}$ – радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Рассеянное назад излучение проходит через две приемные апертуры, фокусируется на чувствительные площадки фотодетекторов и детектируется при одинаковых углах поля зрения приемников (рис. 1).

Распределение интенсивности I_i обратного рассеянного в атмосфере импульсного лазерного излучения, усредненной по микрофизическим параметрам рассеивающей среды, в фокальной плоскости i -го ($i = 1, 2$) приемника по угловым координатам $\boldsymbol{\gamma} = \{z''/f, y''/f\}$ представимо в виде [11]:

$$I_i(\boldsymbol{\gamma}) = \frac{cE_P\beta_\pi T_a^2}{2\pi a_0^2 f^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho I_P(x, \mathbf{p}) I_{iE}(x, \mathbf{p}; \boldsymbol{\gamma}), \quad (1)$$

где c – скорость света; E_P – энергия зондирующего лазерного импульса; β_π – коэффициент обратного

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

пускание; β_t – коэффициент ослабления; a_0 – радиус зондирующего пучка на выходе из телескопа (в плоскости $x = 0$); f – фокусное расстояние приемного телескопа и $d^2\rho \equiv dzdy$; $I_P(x, \mathbf{p})$ – нормированная интенсивность зондирующего лазерного пучка на расстоянии $x = ct/2$ (t – время распространения света от телескопа до плоскости x и обратно), описываемая в случае гауссова пучка формулой

$$I_P(x, \mathbf{p}) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \exp\left[-\frac{\rho'^2}{2a_0^2} - j\frac{k\rho'^2}{2F_P}\right] G(0, \mathbf{p}'; x, \mathbf{p}) \right|^2; \quad (2)$$

$j = \sqrt{-1}$; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина оптической волны; F_P^{-1} – начальная кривизна волнового фронта зондирующего пучка; $I_{iE}(x, \mathbf{p}; \boldsymbol{\gamma})$ – нормированная интенсивность i -го ($i = 1, 2$) эквивалентного пучка, которая в соответствии с показанной на рис. 1 геометрией описывается выражением

$$I_{iE}(x, \mathbf{p}; \boldsymbol{\gamma}) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \Pi_t(\rho') \exp\left[-j\frac{k\rho'^2}{2F_E} - jk[\boldsymbol{\gamma} + (i-1)\boldsymbol{\alpha}]\boldsymbol{\rho}'\right] \times \right. \\ \left. \times G(0, \mathbf{p}'; x, \mathbf{p} - (i-1)\mathbf{p}_0) \right|^2. \quad (3)$$

В (3) $\boldsymbol{\gamma} = |\boldsymbol{\gamma}|$ – угол между направлениями распространения эквивалентного и зондирующего пучков;

$\Pi_t(\rho') = \begin{cases} 1 & \text{при } |\rho'| \leq a_t \\ 0 & \text{при } |\rho'| > a_t \end{cases}$ – функция зрачка приемной

апертуры; $2a_t$ – диаметр апертуры; $F_E^{-1} = f^{-1} - l^{-1}$ – начальная кривизна волнового фронта эквивалентного пучка, l – расстояние между плоскостями входной апертуры и приема (в фокальной плоскости $F_E = \infty$ и в плоскости резкого изображения объекта

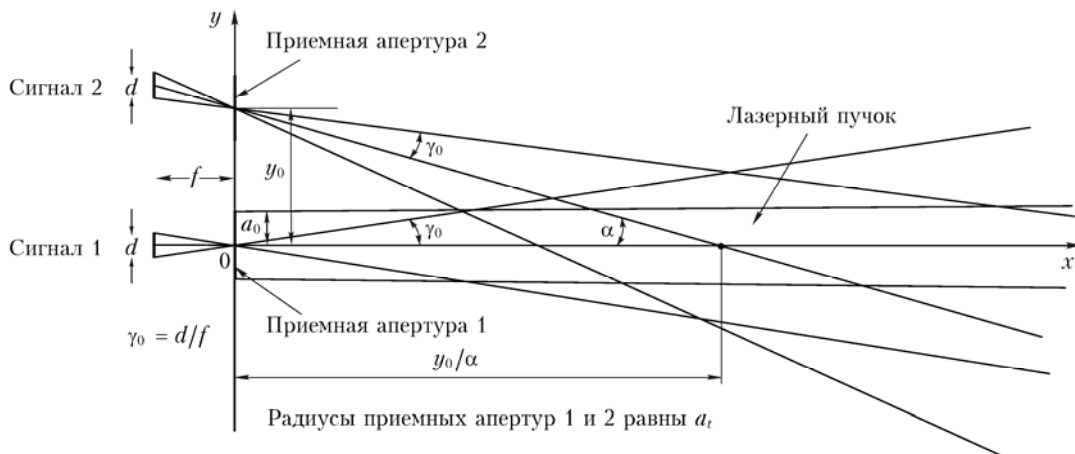


Рис. 1. Геометрия эксперимента

на расстоянии x от лидача $F_E = x$; $\alpha = \{0, \alpha\}$, α – угол между оптическими осями приемников 1 и 2; $\rho_0 = \{0, y_0\}$, y_0 – расстояние между центрами приемных апертур 1 и 2. В формулах (2) и (3) $G(0, \rho'; x, \rho)$ – функция Грина, описывающая распространение сферической волны из точки $\{0, \rho'\}$ в точку $\{x, \rho\}$ и обратно.

Согласно рис. 1 i -й приемник регистрирует мощность рассеянного излучения

$$P_i = f^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\gamma \Pi_d(\gamma) I_i(\gamma), \quad (4)$$

где

$$\Pi_d(\gamma) = \begin{cases} 1 & \text{при } |\gamma| \leq \gamma_0/2, \\ 0 & \text{при } |\gamma| > \gamma_0/2, \end{cases}$$

$\gamma_0 = d/f$ – угол поля зрения приемника (для первого и второго приемников углы поля зрения одинаковые) и d – диаметр полевой диафрагмы.

Принимаемый сигнал P_1 представляет собой мощность рассеянного в атмосфере лазерного излучения, проходящего в прямом и обратном направлении через одни и те же турбулентные неоднородности показателя преломления воздуха, что приводит к корреляции встречных волн и обуславливает проявление эффекта усиления обратного рассеяния [1–4]. Второй приемник регистрирует мощность рассеянного лазерного излучения P_2 при его прохождении в обратном направлении вне оси зондирующего пучка (см. рис. 1) и, если расстояние между оптическими осями второго приемника и зондирующего пучка (или первого приемника) y_0 значительно превосходит характерный масштаб r_l пространственной корреляции турбулентных флуктуаций интенсивности рассеянной назад волны, то прямая и обратная волны не коррелируют, соответственно нет и эффекта УОР.

При выполнении условия $y_0 \gg r_l$ для мощности принимаемого излучения коэффициент УОР определяется по формуле [7]:

$$K_E = \langle P_1 \rangle / \langle P_2 \rangle, \quad (5)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций. Коэффициент усиления K_E показывает, насколько средняя мощность рассеянного назад излучения возрастает за счет корреляции встречных волн. Из (1) и (4) для средней мощности $\langle P_i \rangle$ ($i = 1, 2$) имеем

$$\langle P_i \rangle = \frac{cE_P \beta_\pi T_a^2}{2\pi a_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\gamma \Pi_d(\gamma) \times \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho \langle I_P(x, \rho) I_{iE}(x, \rho; \gamma) \rangle. \quad (6)$$

Эквивалентный пучок соответствует обратно рассеянному излучению в пределах приемной апертуры. Поэтому с учетом условия $y_0 \gg r_l$ для средней мощности $\langle P_2 \rangle$ в формуле (6) можно положить

$\langle I_P(x, \rho) I_{2E}(x, \rho; \gamma) \rangle \approx \langle I_P(x, \rho) \rangle \langle I_{2E}(x, \rho; \gamma) \rangle$. Тогда при достаточно большом угле поля зрения приемника γ_0 , когда имеет место полный перехват обратно рассеянного излучения, прошедшего через приемную апертуру, для $\langle P_2 \rangle$ удастся, положив $\Pi_d(\gamma) = 1$, провести интегрирование по углам γ и координатам ρ и прийти к известному лидарному уравнению

$$\langle P_2 \rangle = \frac{cE_P \beta_\pi T_a^2 S_A}{2x^2} \quad (7)$$

($S_A = \pi a_t^2$ – площадь приемной апертуры). Из (7) следует, что вне зависимости от интенсивности атмосферной турбулентности средняя мощность $\langle P_2 \rangle$ обратно рассеянного излучения, измеряемая приемником при бистатической схеме локации (см. рис.1), такая же, как и в отсутствие турбулентности, когда $P_2 = P_1$. Наличие турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха на трассе распространения оптической волны в прямом и обратном направлениях обуславливает превышение коэффициента УОР ($K_E \geq 1$). При этом коэффициент УОР может быть рассчитан по формуле

$$K_E = \frac{x^2}{\pi a_0^2 S_A} \int_{-\infty}^{+\infty} d\gamma_z \int_{-\infty}^{+\infty} d\gamma_y Q(\gamma_z, \gamma_y; x), \quad (8)$$

где

$$Q(\gamma_z, \gamma_y; x) \equiv Q(\gamma; x) = \left\langle \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho I_P(x, \rho) I_{1E}(x, \rho; \gamma) \right\rangle.$$

Для геометрии эксперимента, показанной на рис. 1, оптические оси зондирующего пучка и второго приемника пересекаются под углом α на расстоянии y_0/α от лидача. Очевидно, что даже при очень большом угле поля зрения приемника γ_0 не на всех расстояниях от лидача будет иметь место полный перехват рассеянного лазерного излучения. Для определения области зондирования, в которой можно пренебречь геометрическим фактором, проведем расчеты отношения мощностей $R = P_2/P_1$, измеряемых первым и вторым приемником, при отсутствии турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха (пренебречь геометрическим фактором, вызванным несовпадением оптических осей, можно, когда $R \approx 1$). В этом случае функция Грина задается выражением [14]:

$$G(0, \rho'; x, \rho) = \frac{k}{2\pi j x} \exp\left[j \frac{k}{2x} (\rho - \rho')^2\right] \quad (9)$$

и согласно (1)–(4), (9) мощность P_i представима в виде

$$P_i = \frac{cE_P \beta_\pi T_a^2}{2\pi a_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\gamma \Pi_d(\gamma) \times \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho I_P(x, \rho) I_{0E}(x, \rho + [\gamma + (i-1)\alpha]x). \quad (10)$$

Здесь

$$I_{0E}(x, \mathbf{\rho}) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho' \Pi_t(\rho') \exp \left[-j \frac{k \rho'^2}{2F_E} \right] G(0, \rho'; x, \mathbf{\rho}) \right|^2 \quad (11)$$

— нормированная интенсивность эквивалентного пучка, распространяющегося вдоль оптической оси зондирующего пучка в однородной атмосфере, когда функция Грина описывается формулой (9).

С учетом соотношений

$$\tilde{I}_P(x, \mathbf{\kappa}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho I_P(x, \mathbf{\rho}) \exp[-2\pi j \mathbf{\kappa} \mathbf{\rho}], \quad (12)$$

$$I_P(x, \mathbf{\rho}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \kappa \tilde{I}_P(x, \mathbf{\kappa}) \exp[2\pi j \mathbf{\kappa} \mathbf{\rho}], \quad (13)$$

$$\tilde{I}_{0E}(x, \mathbf{\kappa}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho I_{0E}(x, \mathbf{\rho}) \exp[-2\pi j \mathbf{\kappa} \mathbf{\rho}], \quad (14)$$

$$I_{0E}(x, \mathbf{\rho}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \kappa \tilde{I}_{0E}(x, \mathbf{\kappa}) \exp[2\pi j \mathbf{\kappa} \mathbf{\rho}] \quad (15)$$

и симметрии распределений интенсивностей пучков относительно их осей из (10) получаем

$$P_i = \frac{c E_P \beta_{\pi} T_a^2}{a_0^2} \left(\frac{\gamma_0}{2} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \kappa \tilde{I}_P(x, \mathbf{\kappa}) \tilde{I}_{0E}(x, \mathbf{\kappa}) \times \cos[2\pi(i-1)\alpha x \kappa] \frac{J_1(\pi x |\kappa| \gamma_0)}{\pi x |\kappa| \gamma_0}, \quad (16)$$

где $J_1(\xi)$ — функция Бесселя первого порядка.

2. Результаты численного расчета

На основе (2), (11), (12), (14) и (16) мы провели численные расчеты мощностей P_1 , P_2 и их отношения $R = P_2/P_1$ с использованием двумерного быстрого преобразования Фурье, задав следующие параметры: $\lambda = 0,53$ мкм, $F_P = F_E = \infty$, $2a_t = 2a_0 = 4$ см и $y_0/\alpha = 1$ км. Результаты расчетов мощностей P_1 и P_2 , нормированных на максимальные значения, и отношения $R = P_2/P_1$ при $y_0 = 25$ см и $\alpha = 250$ мкрад представлены на рис. 2–4.

Результаты расчетов мощности P_2 , нормированной на максимальное значение, и отношения $R = P_2/P_1$ при $y_0 = 10$ см и $\alpha = 100$ мкрад приведены на рис. 5 и 6.

Согласно данным рис. 4 и 6, мощности рассеянного в атмосфере лазерного излучения, измеряемые первым и вторым приемником, примерно равны ($P_2 \approx P_1$, когда разница мощностей не превышает 1%) даже при угле поля зрения приемника $\gamma_0 = 700$ мкрад, начиная лишь с расстояния примерно 500 м и больше при $y_0 = 25$ см и $\alpha = 250$ мкрад (см. рис. 4) и 300 м и больше при $y_0 = 10$ см и $\alpha = 100$ мкрад (см. рис. 6). Уменьшение угла поля зрения γ_0 может привести к тому, что условие $P_2 \approx P_1$

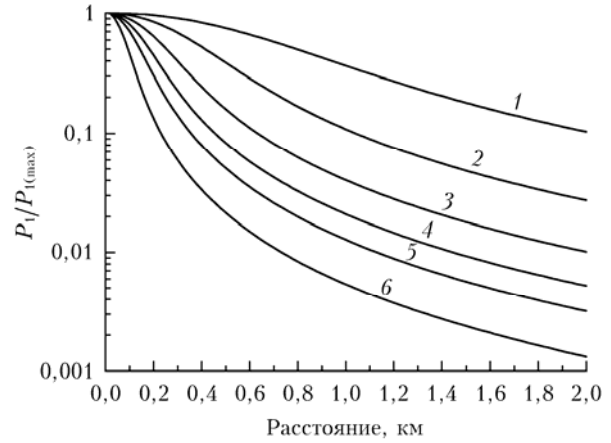


Рис. 2. Зависимость нормированной мощности обратно рассеянного излучения, детектируемого первым приемником при углах поля зрения $\gamma_0 = 70, 150, 250, 350, 450$ и 700 мкрад, от расстояния x (кривые 1–6 соответственно)

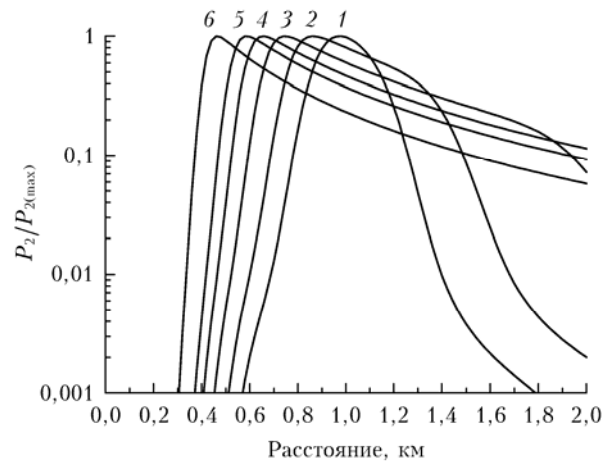


Рис. 3. Зависимость нормированной мощности обратно рассеянного излучения, детектируемого вторым приемником при $y_0 = 25$ см и $\alpha = 250$ мкрад для углов поля зрения $\gamma_0 = 70, 150, 250, 350, 450$ и 700 мкрад, от расстояния x

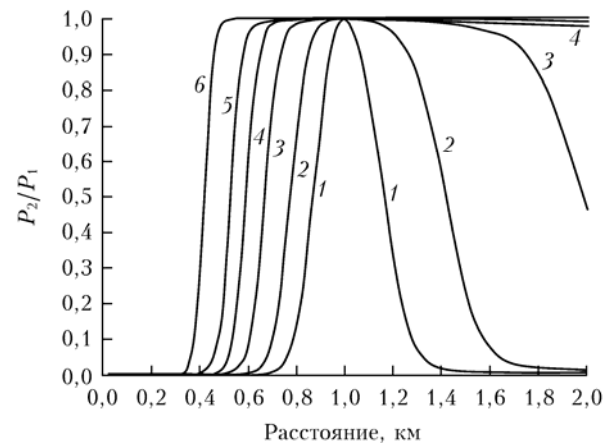


Рис. 4. Зависимость отношения мощностей обратно рассеянного излучения, детектируемого вторым и первым приемниками (P_2/P_1) при $y_0 = 25$ см и $\alpha = 250$ мкрад для углов поля зрения $\gamma_0 = 70, 150, 250, 350, 450$ и 700 мкрад, от расстояния x

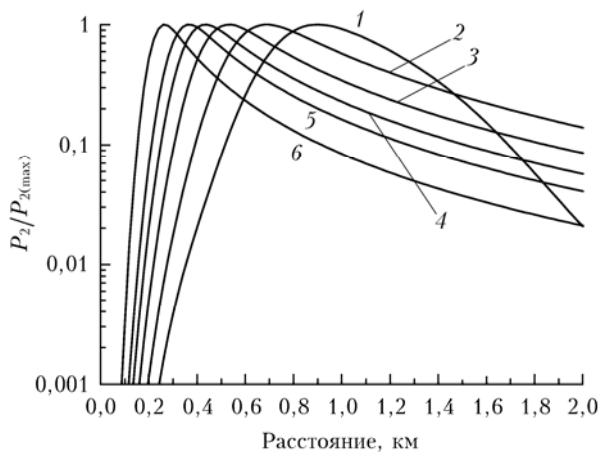


Рис. 5. Зависимость нормированной мощности обратно рассеянного излучения, детектируемого вторым приемником при $y_0 = 10$ см и $\alpha = 100$ мкрад для углов поля зрения $\gamma_0 = 70, 150, 250, 350, 450$ и 700 мкрад, от расстояния x

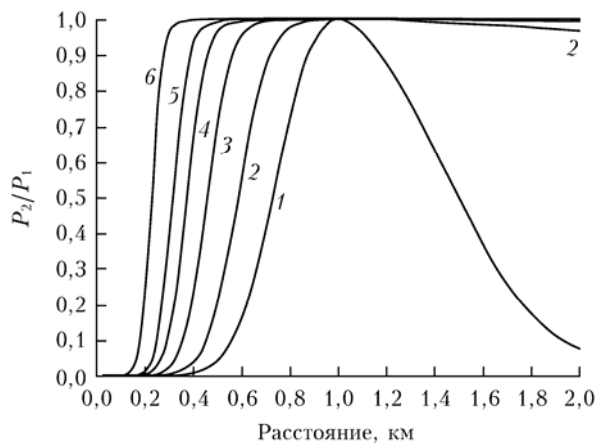


Рис. 6. Зависимость отношения мощностей обратно рассеянного излучения, детектируемого вторым и первым приемниками (P_2/P_1) при $y_0 = 10$ см и $\alpha = 100$ мкрад для углов поля зрения $\gamma_0 = 70, 150, 250, 350, 450$ и 700 мкрад, от расстояния x

не будет выполняться, так как нет полного перехвата вторым приемником (при полном перехвате первым приемником) рассеянного лазерного излучения на расстояниях, превышающих y_0/α , из-за частичного выхода рассеивающего объема за пределы поля зрения приемника. При $y_0 = 10$ см в некоторых случаях условие $y_0 \gg r_l$ может не выполняться. Поэтому в эксперименте лучше задавать $y_0 = 25$ см. При этом, согласно данным, приведенным на рис. 4, угол поля зрения приемника γ_0 должен быть не меньше 350 мкрад (при $\gamma_0 = 350$ мкрад отношение $P_2/P_1 \approx 1$ для расстояний $x \geq 700$ м).

Таким образом, можно выбрать такой угол поля зрения, при котором, начиная с определенного расстояния x , в отсутствие турбулентности отношение $P_2/P_1 \approx 1$ и уже не требуется учитывать геометрический фактор при измерении коэффициента УОР $K_E = \langle P_1 \rangle / \langle P_2 \rangle$ в турбулентной атмосфере. Описание алгоритма численного моделирования локационного распространения лазерного излучения в турбулент-

ной атмосфере, используемого при расчетах коэффициента УОР для предложенной в [13] схемы лидара, дано в работе [11]. Возможности современных персональных компьютеров не позволяют напрямую воспользоваться алгоритмом [11] для схемы эксперимента на рис. 1. Поэтому будем считать, что на расстоянии $x \geq 500$ м имеет место полный перехват изображения зондируемого объема, так что в отсутствие турбулентности $P_1 = P_2$. Соответственно, средняя мощность рассеянного сигнала $\langle P_2 \rangle$ описывается формулой (7), а для расчетов K_E можно воспользоваться формулой (8). Осевая симметрия углового распределения средней интенсивности рассеянного излучения в плоскости приема позволяет в (8) после соответствующей замены переменных интегрирования и вычисления интеграла по одной из новых переменных прийти к более простой формуле [11]:

$$K_E = \frac{2x^2}{a_0^2 S_A} \int_0^\infty d\gamma \gamma Q(\gamma, 0; x). \quad (17)$$

Численное моделирование распространения эквивалентного пучка под углом γ к оптической оси и зондирующего пучка вдоль оптической оси в турбулентной атмосфере [моделирование случайных реализаций $I_P(x, z, y)$ и $I_{IE}(x, z, y; \gamma, 0)$] осуществлялось с использованием метода расщепления по физическим факторам [15–17] при задании следующих параметров: $\lambda = 0,53$ мкм; $F_P = F_E = 1$ км; $a_0 = a_t = 1,5; 2,5$ и 5 см; $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15}; 10^{-14}; 5 \cdot 10^{-14}; 10^{-13}$ и $5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$. Структурная характеристика турбулентных пульсаций показателя преломления C_n^2 задавалась постоянной вдоль трассы распространения, так что параметр $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 (2\pi/\lambda)^{7/6} x^{11/6}$, характеризующий турбулентные условия распространения оптического излучения, для расстояния $x = 1$ км принимал значения $\beta_0^2 = 0,384; 0,696; 3,48; 6,96$ и $34,8$. Только в двух первых случаях выполняется условие слабых флуктуаций интенсивности ($\beta_0^2 < 1$).

Рис. 7 демонстрирует результаты расчета коэффициента УОР в зависимости от расстояния x при $a_0 = a_t = 2,5$ и 5 см и различных C_n^2 . Согласно данным на рис. 7, на трассах протяженностью до 1 км при диаметре телескопа $2a_t$ не менее 5 см коэффициент УОР не превышает $1,2$. На трассах протяженностью от 500 м до 1 км коэффициент K_E монотонно растет с увеличением длины трассы. В случае $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ происходит замедление роста K_E из-за уменьшения характерного масштаба корреляции флуктуаций интенсивности r_l .

На рис. 8 представлены результаты расчета K_E при $a_0 = a_t = 1,5$ см и различных C_n^2 . Видно, что вследствие меньшего усредняющего действия приемной апертуры [4] коэффициент УОР на трассе протяженностью 1 км может достигать значений, близких $1,4$. Экстраполяция кривых на большие расстояния x указывает на то, что при $a_t = 1,5$ см коэффициент УОР может достигать значений, близких 2 (см. рис. 8).

В таблице приведены результаты расчета K_E при различных $a_0 = a_t$ и C_n^2 на расстоянии $x = 1$ км.

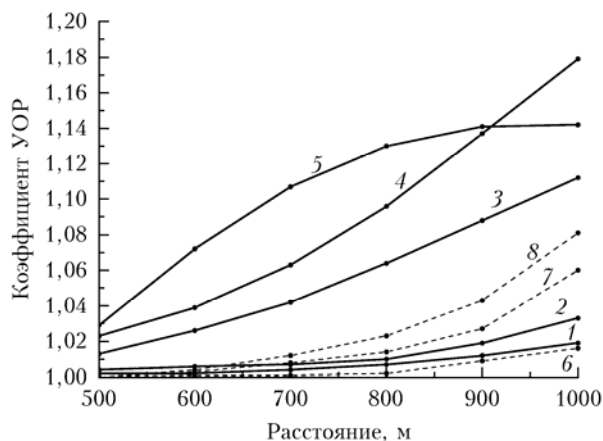


Рис. 7. Коэффициент УОР на однородной трассе ($C_n^2 = \text{const}$) при фокусировке лазерного пучка ($\lambda = 0,53$ мкм) на расстоянии 1 км с начальным радиусом $a_0 = 2,5$ (кривые 1–5) и 5 см (6–8) и с такими же радиусами приемной апертуры телескопа $a_t = a_0$: $a_t = 2,5$ (кривые 1–5) и 5 см (6–8). $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15}$ (1); 10^{-14} (2 и 6); $5 \cdot 10^{-14}$ (3 и 7); 10^{-13} (4 и 8); $5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ (кривая 5)

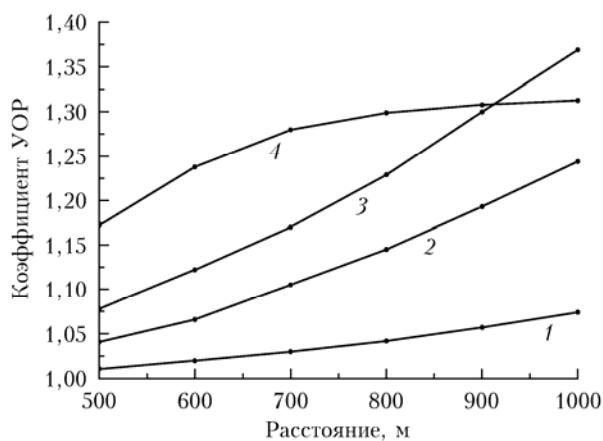


Рис. 8. Коэффициент УОР на однородной трассе ($C_n^2 = \text{const}$) при фокусировке лазерного пучка ($\lambda = 0,53$ мкм) на расстоянии 1 км с начальным радиусом $a_0 = 1,5$ см и с такими же радиусами приемной апертуры телескопа $a_t = a_0$ при $C_n^2 = 10^{-14}$ (1); $5 \cdot 10^{-14}$ (2); 10^{-13} (3) и $5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ (кривая 4)

Коэффициент УОР на статистически однородной трассе длиной 1 км

$a_0 = a_t$, см	C_n^2 , $\text{м}^{-2/3}$	K_E
1,5	10^{-14}	1,074
	$5 \cdot 10^{-14}$	1,250
	10^{-13}	1,375
	$5 \cdot 10^{-13}$	1,313
2,5	10^{-14}	1,033
	$5 \cdot 10^{-14}$	1,112
	10^{-13}	1,180
5	$5 \cdot 10^{-13}$	1,143
	10^{-14}	1,016
	$5 \cdot 10^{-14}$	1,057
	10^{-13}	1,080
	$5 \cdot 10^{-13}$	1,053

Из данных таблицы следует, что для заметного проявления эффекта УОР (когда $K_E - 1 \geq 0,1$) при умеренной и сильной турбулентности (когда $C_n^2 > 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$) на трассе 1 км диаметр приемной апертуры $2a_t$ не должен превышать 3 см.

Заключение

Проведенное компьютерное моделирование работы лидара с двумя приемными каналами показывает, что для регистрации эффекта усиления мощности обратного атмосферного рассеяния на основе конструкции лидара, предложенной в [13], необходимо выполнение ряда требований, накладываемых на геометрию зондирования и параметры приемопередающей оптики.

В частности, угол поля зрения приемников в обоих каналах должен быть достаточно большим, чтобы обеспечить полный перехват изображения объема зондирования в приемной плоскости телескопа. Размеры приемных и передающей апертур не должны превышать 3–4 см, чтобы обеспечить возможность регистрации эффекта УОР. Наконец, несоосность одного из приемных каналов накладывает ограничение на минимальное расстояние, начиная с которого возможно корректное определение коэффициента УОР.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 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. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах // Успехи физ. наук. 1982. Т. 137, вып. 3. С. 502–527.
3. Гурвич А.С., Кашкаров С.С. К вопросу об усилении рассеяния в турбулентной среде // Изв. вузов. Радиофиз. 1977. Т. 20, № 5. С. 794–796.
4. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 173 с.
5. Vanakh V.A., Smalikhov 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 33. P. 5403–5414.
6. Банах В.А., Смалихо И.Н. Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
7. Гурвич А.С. Лидарное зондирование турбулентности, основанное на эффекте УОР // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.
8. Гурвич А.С. Лидар. Патент на полезную модель № 116245. Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 20 мая 2012 г.
9. Афанасьев А.Л., Гурвич А.С., Ростов А.П. Экспериментальное исследование эффекта усиления обратного рассеяния в турбулентной атмосфере // XVIII Междунар. симпозиум. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» [Электронный ресурс – 1CD-ROM]. Иркутск, 2012.
10. Банах В.А. Усиление средней мощности обратно рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оп-

- тической турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 10. С. 857–862.
11. *Смалихо И.Н.* Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 796–800.
 12. *Воробьев В.В., Виноградов А.Г.* Влияние фоновой турбулентности в лидарных исследованиях турбулентности ясного неба // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 12. С. 1015–1022.
 13. *Разенков И.А., Банах В.А., Грицута А.Н., Надеев А.И.* Макет двухканального турбулентного лидара с афокальным приемопередающим телескопом // XIX Междунар. симпоз. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы»: Сб. трудов [Электронный ресурс – 1 CD-ROM]. ISBN 978-5-94458-138-9. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. С. С268–С271.
 14. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
 15. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.
 16. *Frehlich R.* Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 3. P. 393–397.
 17. *Банах В.А., Смалихо И.Н., Фалиц 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.

V.A. Banakh, I.A. Razenkov, I.N. Smalikho. Aerosol lidar for study of the backscatter amplification in the atmosphere. Part I. Computer simulation.

The results of numerical simulation of operation of an aerosol lidar with two receiving channels for study the effect of amplification of radiation power backscattered in the atmosphere are presented. Simulation was performed with consideration for location of one of the receivers apart from the probing beam axis. Requirements on the parameters of the lidar transceiver and probing path geometry for sufficient registration of the backscattered radiation power amplification effect were defined. It is shown that for path length more than 1 km and small receiving apertures the amplification coefficient for the backscattered radiation power can exceed 1.4.