

В.А. Банах, Ю.Н. Пономарев, И.Н. Смалихо, К.М. Фирсов, Д.Д. Малюта, Г.А. Поляков

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ МНОГОВОЛНОВОГО ДИСТАНЦИОННОГО ГАЗОАНАЛИЗАТОРА НА ОСНОВЕ NH<sub>3</sub>-ЛАЗЕРА

*Институт оптики атмосферы, г. Томск*

Поступила в редакцию 1.07.99 г.

Методом статистических испытаний выполнено моделирование работы многоволнового дистанционного газоанализатора на основе NH<sub>3</sub>-лазера с оптической накачкой. Для приземных трасс с концевым отражателем исследованы потенциальные возможности такого газоанализатора и проанализированы основные источники погрешностей при работе в турбулентной атмосфере.

### Введение

В настоящее время во многих странах активно ведется разработка дистанционных лазерных газоанализаторов и лидаров дифференциального поглощения для мониторинга газового состава атмосферы [1, 2].

Аналитические лазерные системы на основе импульсно-периодических лазеров, перестраиваемых по длинам волн в среднем ИК-диапазоне, перспективны для дистанционного обнаружения и определения количественного содержания различных загрязняющих атмосферу молекулярных соединений на ppm и ppb уровнях.

Из совокупности спектроскопических явлений – резонансное поглощение, комбинационное рассеяние, лазерно-индуцированная флуоресценция – в ИК-диапазоне наибольшими значениями сечения взаимодействия с излучением характеризуется резонансное поглощение. Это определяет высокую чувствительность лазерных методов, использующих такой эффект.

Использование в дистанционных газоанализаторах многоволновых молекулярных газовых лазеров (CO<sub>2</sub>, HF, DF, CO, NH<sub>3</sub> и др.) дает возможность дистанционного определения концентраций одновременно нескольких типов примесей в атмосфере, даже в условиях неполного перехвата пучка на трассе с концевым отражателем.

Оптически накачиваемый NH<sub>3</sub>-лазер обеспечивает одновременную генерацию на большом количестве длин волн (~ 10 ÷ 30) в виде коллинеарного пучка, тем самым он обеспечивает возможность измерения нескольких молекулярных компонент воздуха в области 11 – 14 мкм, включая пары отравляющих веществ и выбросы ядерных производств [3].

Современные представления о процессах взаимодействия лазерного излучения с атмосферой, имеющаяся спектроскопическая информация и развитые численные методы позволяют выполнить моделирование работы многоволнового дистанционного газоанализатора (или лидара) в реальной турбулентной атмосфере, содержащей аэрозольную компоненту и совокупность определяемых примесных газов. В серии численных экспериментов возможно не только детально исследовать все факторы, которые влияют на энергетические характеристики зондирующего лазерного пучка, но и провести оптимизацию конструкции измерителя и методики решения обратной зада-

чи, т.е. методики восстановления счетной концентрации определяемых газов.

Методом статистических испытаний нами выполнено моделирование работы дистанционного газоанализатора на основе NH<sub>3</sub>-лазера на трассах длиной до 4 км с концевым отражателем (зеркало, тополишень) с учетом поглощения и рассеяния молекулами и аэрозолем, а также турбулентных искажений пучка. Выполнены оценки потенциальных возможностей такого газоанализатора и проанализированы основные источники погрешностей.

### Принцип работы и схема многоволнового дистанционного газоанализатора

Принципиальное отличие дистанционного газоанализатора с NH<sub>3</sub>-лазером от наиболее распространенных систем с CO<sub>2</sub>-лазерами состоит в том, что генерация NH<sub>3</sub>-лазера происходит сразу на большом числе переходов (до 30) и сравнение интенсивностей в начале и в конце измерительной трассы для каждой из длин волн должно производиться также одновременно. Спектр интенсивности излучения, посылаемого на трассу, контролируется полихроматором дифракционного типа. После прохождения зондируемого объема и отражения от концевого отражателя топографического объекта (или за счет рассеяния на частицах атмосферного аэрозоля) излучение собирается приемным телескопом и анализируется тем же полихроматором. После анализа спектра значений пропускания на каждой длине волны определяются состав примесей и их концентрация по трассе.

Схема дистанционного газоанализатора на трассе с отражателем приведена на рис. 1 с соответствующими обозначениями. Основные характеристики NH<sub>3</sub>-лазера таковы:

- мощность излучения – 1 кВт;
- длительность импульса генерации 300 нс – 1 мкс;
- спектральная ширина отдельной линии излучения не превосходит 150 МГц;
- угловая расходимость излучения  $5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-4}$  рад.

Лазерное излучение на выходе из исследуемого атмосферного объема собиралось телескопом Кассегрена и фокусировалось на входную щель дифракционного полихроматора. Линейка фотодетекторов располагалась в плоскости выходной щели и регистрировала весь спектр излучения

и изменение интенсивности каждой из линий в результате ослабления на трассе.

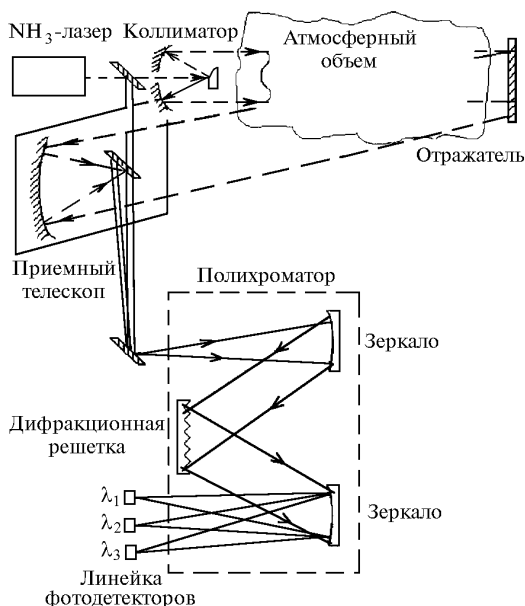


Рис. 1. Приемная система  $\text{NH}_3$ -лидара

Управление спектром генерации лазера осуществляется за счет варьирования давления и состава рабочей смеси [3]. Интенсивность отдельных линий генерации зависит от пропорций между концентрациями молекул  $\text{NH}_3$  и  $\text{N}_2$ . С увеличением содержания  $\text{N}_2$  в смеси уменьшается интенсивность генерации в длинноволновой части спектра и возрастает в коротковолновой.

Численное моделирование проводилось для следующих условий:

*Состав многокомпонентной газовой среды:*  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{HNO}_3$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  при концентрациях  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , типичных для стандартной атмосферы на приземных трассах.

*Параметры трассы зондирования:* горизонтальная, длиной 2 км от приемопередающего телескопа до отражателя (т.е. полная длина 4 км); распределение газовых компонент задавалось однородным или для одной из них рассматривался случай, когда по длине трассы имелась область резко повышенной концентрации с продольным размером 50 – 100 м. Флуктуации концентрации поглощающих веществ вдоль трассы определялись случайными флуктуациями температуры и давления, в том числе с учетом влияния турбулентности на трассе.

*Приемная оптика* включает телескоп Кассегрена (диаметр 30 см, фокусное расстояние 2 м) и дифракционный полихроматор. Геометрическая схема приемной системы показана на рис. 2. В рассматриваемом телескопе объектив служит апертурной диафрагмой кольцевого типа. В данном случае свойства объектива как дифракционно ограниченной системы определяются функцией зрачка  $P_t(z, y)$ , которая, исходя из технического устройства объектива Кассегрена, может быть представлена

$$P_t(z, y) = \begin{cases} 1, & r_0 \leq r \leq a_r \\ 0, & r_0 > r > a_r \end{cases} \quad (1)$$

где  $r = (z^2 + y^2)^{1/2}$ ;  $a_r = 15$  см – внешний радиус;  $r_0$  – внутренний радиус, определяемый размером зеркала на входе

в телескоп. В представленных ниже расчетах  $r_0 = 5$  см. Входная щель полихроматора расположена вертикально в фокальной плоскости телескопа. Передаточная функция щели определяется выражением

$$P_s(z, y) = P_s(y) = \begin{cases} 1, & |y| \leq r_s/2 \\ 0, & |y| > r_s/2 \end{cases} \quad (2)$$

где  $r_s$  – ширина щели.

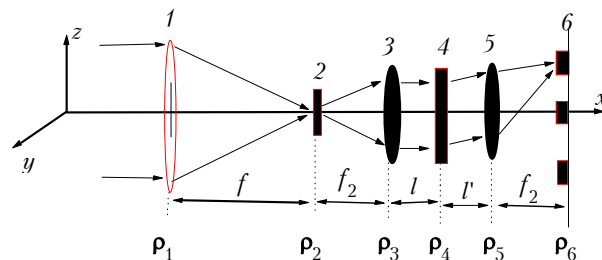


Рис. 2. Оптическая схема приемной системы

Коллимирующая линза с фокусным расстоянием  $f_2 = 50$  см расположена за щелью на расстоянии  $f_2$ . Дифракционная решетка (100 штр./мм) имеет размер  $100 \times 100$  мм и располагается под углом  $\theta_0$  к оптической оси. Угол между оптической осью линзы, собирающей излучение, отраженное решеткой, и нормалью к плоскости решетки обозначен через  $\theta_1$ . Согласно [4] угол  $\theta$ , соответствующий максимуму интенсивности первого порядка рассеянного решеткой излучения плоской волны с длиной волны  $\lambda_0$ , определяется выражением

$$\sin\theta_0 + \sin\theta = \lambda_0/d, \quad (3)$$

где  $d$  – период решетки.

При  $\theta_0 = \theta$  получим

$$\theta_0 = \arcsin(\lambda_0/2d). \quad (4)$$

Для  $d = 10$  мкм и  $\lambda_0 = 14$  мкм  $\theta_0 = 44,43^\circ$ , а для  $\lambda_0 = 11$  мкм  $\theta_0 = 33,37^\circ$ .

В выбранной схеме передаточная функция решетки для падающего излучения с произвольной длиной волны  $\lambda$  может быть записана в виде

$$P_d(z, y) = P_d(y) = \exp\left\{-2\pi j \frac{2\sin\theta_0}{\lambda} y\right\} \sum_{l=-n}^n Q(y + ld), \quad (5)$$

где

$$Q(y) = \begin{cases} 1, & |y| \leq d/4 \\ 0, & |y| > d/4 \end{cases}$$

$N = 2n + 1$  – число штрихов.

Согласно обозначениям, приведенным на рис. 2, расстояние между плоскостью коллимирующей линзы 3 и дифракционной решеткой –  $l$ , между дифракционной решеткой и плоскостью линзы 5 –  $l'$ , а фокусное расстояние этой линзы, расположенной за дифракционной решеткой,  $f_2 = 50$  см. Линейка фотоприемников расположена в фокальной плоскости линзы 5.

**Алгоритм расчета распределения интенсивности  
в плоскостях оптических элементов  
приемной системы**

Обозначим через  $\rho_i = \{z_i, y_i\}$  координаты в плоскости оптических элементов схемы (рис. 2),  $i = 1, 2, \dots, 6$ . Комплексная амплитуда поля световой волны с длиной волны  $\lambda$  в  $i$ -й плоскости обозначена как  $E_i(\rho_i)$ .

Величина  $E_1(\rho_1)$  описывает распределение комплексной амплитуды поля волны, прошедшей через атмосферный канал, в плоскости объектива телескопа;  $E_2(\rho_2)$  – амплитуда поля на входной щели полихроматора:

$$E_2(\rho_2) = \frac{k}{2\pi j f} \int d^2 \rho_1 E_1(\rho_1) P_s(\rho_1) \exp \left\{ -j \frac{k}{2f} \rho_1^2 + j \frac{k}{2f} (\rho_1 - \rho_2)^2 \right\}. \quad (6)$$

В плоскости линзы 3 комплексная амплитуда поля описывается выражением

$$E_3(\rho_3) = \frac{k}{2\pi j f_2} \int d^2 \rho_2 E_2(\rho_2) P_s(\rho_2) \exp \left\{ j \frac{k}{2f_2} (\rho_2 - \rho_3)^2 \right\}. \quad (7)$$

Предполагается, что диаметр линзы 3 больше, чем поперечный размер светового пучка. В этом случае  $E_4(\rho_4)$  и  $E_3(\rho_3)$  связаны между собой соотношением

$$E_4(\rho_4) = \frac{k}{2\pi j l} \int d^2 \rho_3 E_3(\rho_3) \exp \left\{ -j \frac{k}{2f_2} \rho_3^2 + j \frac{k}{2l} (\rho_3 - \rho_4)^2 \right\}. \quad (8)$$

После дифракционной решетки распределение амплитуды поля в плоскости линзы 5 описывается выражением

$$E_5(\rho_5) = \frac{k}{2\pi j l'} \int d^2 \rho_4 E_4(\rho_4) P_d(\rho_4) \exp \left\{ j \frac{k}{2l'} (\rho_4 - \rho_5)^2 \right\}. \quad (9)$$

И наконец, в плоскости выходной щели (линейки фотодетекторов) оно имеет вид

$$E_6(\rho_6) = \frac{k}{2\pi j f_2} \int d^2 \rho_5 E_5(\rho_5) \exp \left\{ -j \frac{k}{2f_2} \rho_5^2 + j \frac{k}{2f_2} (\rho_5 - \rho_6)^2 \right\}. \quad (10)$$

Мгновенное распределение интенсивностей пучка в плоскости входной щели ( $\rho_2$ ), дифракционной решетки ( $\rho_4$ ) и линейки фотодетекторов ( $\rho_6$ ) моделировалось по следующей схеме. Полагая  $l = f_2 + f_2^2/f$  и используя (6)–(10), получим для интенсивностей  $I_i(\rho_i) = |E_i(\rho_i)|^2$  следующие выражения:

$$I_2(\rho_2) = |A(\rho_2)|^2, \quad (11)$$

где

$$A(\rho_2) = \frac{1}{j\lambda f} \int d^2 \rho_1 E_1(\rho_1) P_s(\rho_1) \exp \left\{ -2\pi j \frac{\rho_2 \rho_1}{\lambda f} \right\}; \quad (12)$$

$$I_4(\rho_4) = |E_4(\rho_4)|^2; \quad (13)$$

$$E_4(\rho_4) = \frac{1}{j\lambda f_2} \int d^2 \rho_2 A(\rho_2) P_s(\rho_2) \exp \left\{ -2\pi j \frac{\rho_4 \rho_2}{\lambda f_2} \right\} \quad (14)$$

и

$$I_6(\rho_6) = |B(\rho_6)|^2, \quad (15)$$

где

$$B(\rho_6) = \frac{1}{j\lambda f_2} \int d^2 \rho_4 E_4(\rho_4) P_d(\rho_4) \exp \left\{ -2\pi j \frac{\rho_6 \rho_4}{\lambda f_2} \right\}. \quad (16)$$

Анализ (1)–(16) показывает, что в отсутствие входной щели ( $P_s(\rho_2) \equiv 1$ ) интенсивность в плоскости линейки детекторов

$$I_6(\rho_6) = I_2(-\rho_6) P_s(-\rho_6). \quad (17)$$

Вследствие дифракции на решетке максимумы интенсивностей лазерного пучка с различными длинами волн становятся пространственно разрешенными.

Используя формулы (2), (5) и (14), можно упростить выражение (16):

$$B(z_6, y_6) = \frac{1}{j\lambda f_2} \int_{-rs/2}^{rs/2} dy_2 A(-z_6, y_2) \frac{d}{2} \operatorname{sinc} \left( \frac{\pi}{2} \xi \right) \frac{\sin(N\pi\xi)}{\sin(\pi\xi)}, \quad (18)$$

где  $\operatorname{sinc}(x) = \sin x/x$ ;

$$\xi = \frac{d}{\lambda} \left( \frac{y_6 + y_2}{f_2} \right) + 2\sin\theta_0.$$

В предельном случае очень узкой щели  $r_s \rightarrow 0$  в (18) мы можем положить  $A(-z_6, y_2) \approx A(-z_6, 0)$ ,  $\xi \approx (y_6/f_2 + 2\sin\theta_0)d/\lambda$  и получить

$$I_6(z_6, y_6) = \frac{I_2(-z_6, 0)}{(\lambda f_2)^2} \left( \frac{r_s d}{2} \right)^2 \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{\pi}{2} \eta \right) \frac{\sin^2(N\pi\eta)}{\sin^2(\pi\eta)}, \quad (19)$$

где  $\eta = (y_6/f_2 + 2\sin\theta_0)d/\lambda$ .

Положение дифракционных максимумов определяется из уравнения  $\eta = 1$ , откуда следует, что

$$y_6 = f_2 [\lambda/d - 2\sin\theta_0]. \quad (20)$$

Принимая во внимание (4), последнее равенство можем представить в виде

$$y_6 = f_2 (\lambda - \lambda_0)/d. \quad (21)$$

Следовательно, для  $\lambda = \lambda_0$  максимум интенсивности совпадает с оптической осью ( $y_6 = 0$ ).

Оценим расстояние  $d_p$  между двумя максимумами интенсивности, соответствующими двум длинам волн, отстающим друг от друга на частотный интервал  $\Delta\nu = 0,3 \text{ см}^{-1}$ , считая  $\lambda = 14 \text{ мкм}$ , а  $\lambda_0 < \lambda$ . После подстановки соотношения  $\lambda - \lambda_0 = \lambda [1 - (1 + \lambda\Delta\nu/10^4)^{-1}]$  в (21) получим  $d_p = 0,3 \text{ мм}$ . Размер пятна для лазерного пучка с длиной волны  $\lambda$  равен  $f_2\lambda/L_d$  (где  $L_d = Nd = 10 \text{ см}$  – размер дифракционной решетки). Для  $\lambda = 14 \text{ мкм}$  этот размер равен  $0,07 \text{ мм}$ . Следовательно, детекторы с приемной площадкой  $0,15 \times 0,15 \text{ мм}$  пригодны для хорошего разрешения пиков интенсивности полихроматором с рассматриваемыми характеристиками.

Несложно оценить размер пятна в плоскости входной щели в отсутствие турбулентности на атмосферной трассе. Он равен 0,075 мм. Отсюда следует, что для уменьшения энергетических потерь ширина входной щели не должна быть меньше 0,15 мм. Такие размеры входной щели и единичного фотодетектора в линейке гарантируют хорошее разрешение и минимальные энергетические потери в условиях очень слабой турбулентности. Очевидно, что при усилении турбулентности размер пятна на входной щели увеличивается и возрастание энергетических потерь при ширине щели 0,15 мм неизбежно.

Распространение пучка NH<sub>3</sub>-лазера в атмосфере с турбулентностью выполнено далее методами численного моделирования. Формулы (11)–(16), описывающие мгновенное распределение интенсивности лазерного излучения в фокальной плоскости телескопа (на входной щели) и на дифракционной решетке, позволяют применить для численного моделирования метод быстрого Фурье-преобразования. При расчете поля в плоскости объектива телескопа на входной щели и в плоскости решетки использовался различный шаг сетки Δh. Рассчитываемый сигнал S(λ) нормировался на его соответствующую величину в отсутствие турбулентности:

$$S(\lambda) = \frac{\int_{-D/2}^{D/2} \int_{-D/2}^{D/2} dz_6 dy_6 I_6(z_6, y_6 - y_m(\lambda))}{\int_{-D/2}^{D/2} \int_{-D/2}^{D/2} dz_6 dy_6 I_6^0(z_6, y_6 - y_m(\lambda))}, \quad (22)$$

где  $y_m(\lambda) = f_2(\lambda - \lambda_0)/d$  и  $I_6^0(z_6, y_6)$  – распределение интенсивности излучения на линейке фотоприемников в отсутствие турбулентности.

В серии численных экспериментов получены данные о мгновенных распределениях интенсивности в плоскости объектива и фокальной плоскости телескопа на дифракционной решетке и линейке фотоприемников. При проведении расчетов ширина входной щели варьировалась от 0,1 до 1 мм. Длины волн лазерного излучения, генерируемые одновременно,  $\lambda_1 = 14$ ;  $\lambda_2 = 13,99412$ ;  $\lambda_3 = 13,98825$  и  $\lambda_4 = 13,98238$  мкм удовлетворяли условию  $\lambda_{i+1} - \lambda_i \approx 0,006$  мкм ( $\Delta\nu \approx 0,3$  см<sup>-1</sup>).

### Моделирование распространения лазерного пучка в турбулентной атмосфере

Чтобы рассчитать случайное распределение комплексной амплитуды лазерного пучка на трассе в турбулентной атмосфере, использовался алгоритм случайных фазовых экранов, детальное изложение сути которого содержится, например, в [5]. Идея метода состоит в том, что атмосферная трасса длиной x делится на N<sub>x</sub> слоев толщиной Δx каждый. На входе в каждый из слоев располагается случайный фазовый экран, через который проходит пучок, испытывая фазовое возмущение, т.е. комплексная амплитуда пучка E(x<sub>i</sub>, ρ) домножается на exp{jψ(x<sub>i</sub>, ρ)}, где ψ – случайная фаза; x<sub>i</sub> = iΔx, i = 0, ..., N<sub>x</sub> - 1, а ρ = {z, y} – координата в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка.

Далее дифракция пучка внутри каждого слоя рассчитывается методом быстрого Фурье-преобразования

$$E(x_{i+1}, \rho) = F^{-1} \left\{ \exp \left[ -j \frac{(2\pi)^2 \Delta x}{2k} \kappa^2 \right] F \left[ E(x_i, \rho) e^{j\psi} \right] \right\}, \quad (23)$$

где F и F<sup>-1</sup> соответствуют прямому и обратному Фурье-преобразованию; k = 2π/λ – волновое число.

При этом использовалась модель Кармана [6–8] для спектра мощности фазовых флуктуаций волны, прошедшей через турбулентный слой толщиной Δx:

$$\Phi_\psi(\kappa) = \sigma_\psi^2 0,265226 \frac{(8,42L_n)^2}{[1 + (8,42L_n)^2 \kappa^2]^{11/6}}, \quad (24)$$

где

$$\sigma_\psi^2 = 1,273 C_n^2 L_n^{5/3} k^2 \Delta x \quad (25)$$

– дисперсия флуктуаций фазы волны; C<sub>n</sub><sup>2</sup> – структурная характеристика показателя преломления; L<sub>n</sub> – внешний масштаб турбулентности.

Задавая начальное распределение поля в лазерном пучке E(0, ρ), параметры среды C<sub>n</sub><sup>2</sup> и L<sub>n</sub>, можно численно моделировать случайное распределение интенсивности лазерного пучка по приземной трассе длиной x = N<sub>x</sub>Δx. Усреднение по ансамблю случайных реализаций позволяет рассчитывать различные статистические характеристики лазерного пучка. Этот подход легко обобщается на случай распространения в турбулентной среде многоволнового лазерного пучка. Для этого случая центры площадок фотодетекторов должны быть разнесены на 0,3 мм.

На рис. 3 и 4 показан вид случайного распределения интенсивностей для атмосферного канала без турбулентности, когда C<sub>n</sub><sup>2</sup> = 0 (рис. 3) и для случая сильной турбулентности, когда C<sub>n</sub><sup>2</sup> = 10<sup>-12</sup> м<sup>-2/3</sup> (рис. 4).

Рис. 3,а, 4,а соответствуют ширине щели полихроматора r<sub>s</sub> = 0,45 мм; рис. 3,б, 4,б – r<sub>s</sub> = 0,15 мм.

Рис. 5 воспроизводит картину распределения интенсивности на линейке детекторов при различных значениях C<sub>n</sub><sup>2</sup> и ширинах входной щели 0,45 и 0,15 мм.

Область, занятая приемной площадкой фотодетектора (150 × 150 мкм), также указана. Из совокупности рисунков видно, что щель шириной 0,45 мм не обеспечивает разрешения пучков с частотой, отстоящей на 0,3 см<sup>-1</sup>, тогда как узкая щель 0,15 мм обеспечивает прием элементом линейки фотоприемников излучения на одной из заданных длин волн.

При увеличении разности частот в пучке до Δν = 30 см<sup>-1</sup> (например, для набора длин волн λ<sub>1</sub> = 14, λ<sub>2</sub> = 13,4357, λ<sub>3</sub> = 12,9151, λ<sub>4</sub> = 12,4334 мкм) максимумы интенсивностей, соответствующие этим длинам волн, разнесены в плоскости линейки фотоприемников на 30 мм при ширине входной щели 0,15 мкм. Для данного случая форма распределения интенсивностей для частот, разнесенных на 30 см<sup>-1</sup>, заметно различается (рис. 6), тогда как для такой же турбулентности на трассе форма интенсивностей, отстоящих друг от друга на 0,3 см<sup>-1</sup>, идентична (см. рис. 5). На рис. 7 приведен пример расчета сигнала на фотоприемнике для четырех длин волн, отстоящих друг от друга на 30 см<sup>-1</sup>. Из данного рисунка видно, что турбулентные искажения лазерного пучка могут приводить к заметным спектральным трендам.

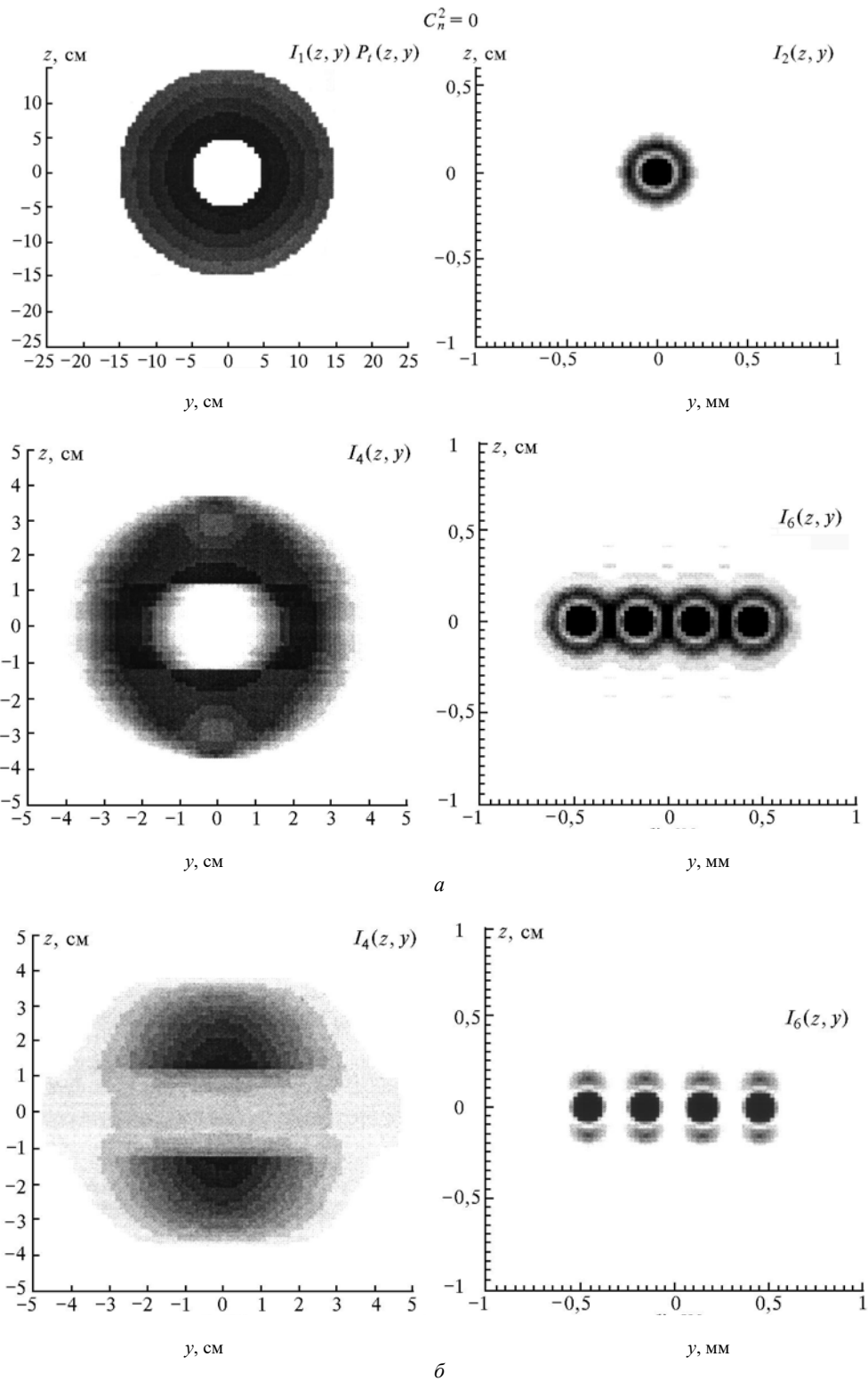


Рис. 3. Распределение интенсивности пучка в приемной  $I_1$  и фокальной  $I_2$  плоскостях телескопа, на дифракционной решетке  $I_4$  и в плоскости детекторов  $I_6$  при размере щели 0,45 мм (а) и 0,15 мм (б) в отсутствие турбулентности ( $C_n^2 = 0$ )

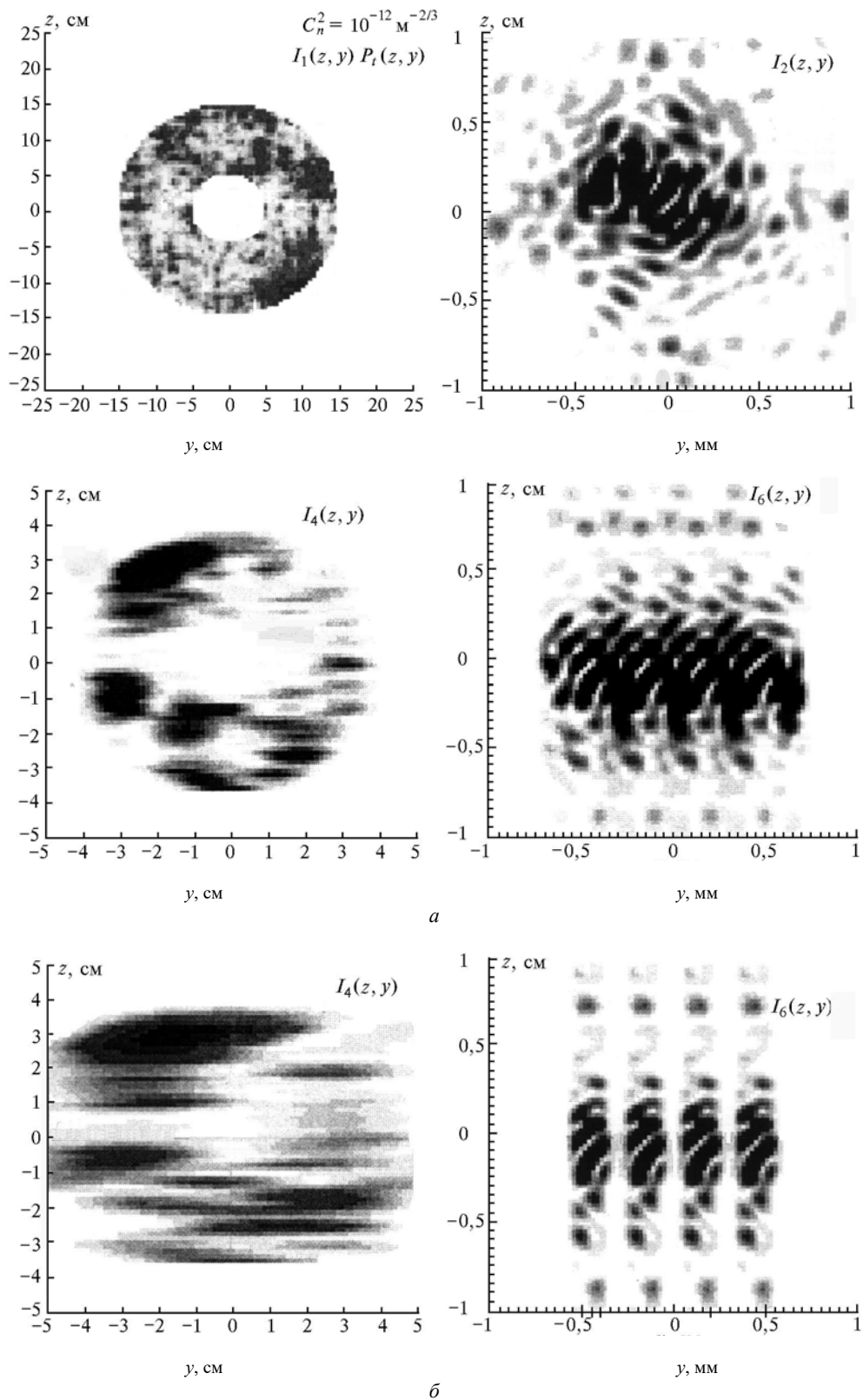


Рис. 4. Мгновенные распределения интенсивности пучка, соответствующие распределениям на рис. 3, но при  $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$  (сильная турбулентность)

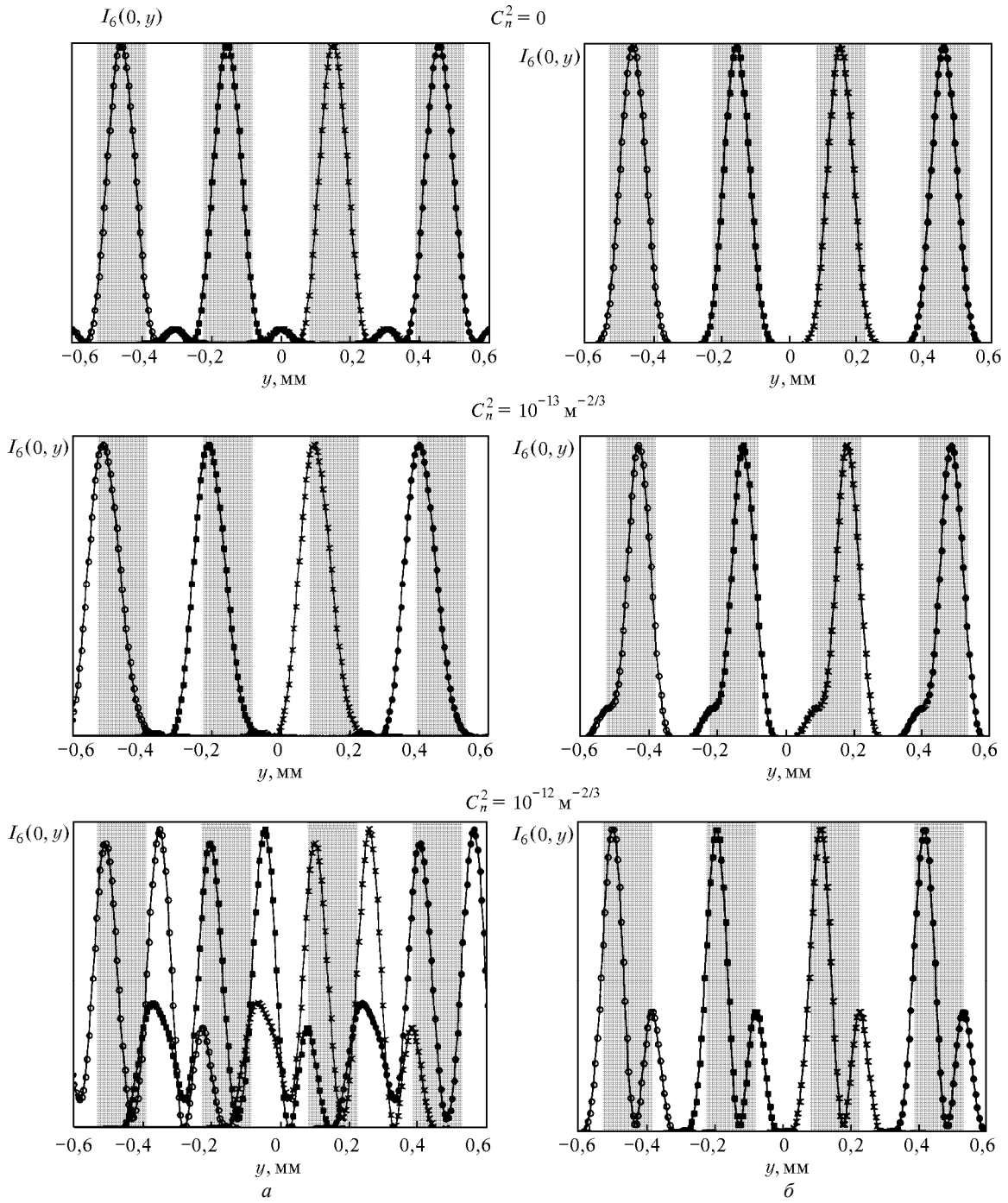


Рис. 5. Мгновенные распределения интенсивности  $I_6(0, y)$  в плоскости детекторов при  $C_n^2 = 0$ ,  $C_n^2 = 10^{-3} \text{ м}^{-2/3}$  и  $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ ; размер щели 0,45 мм (а) и 0,15 мм (б)

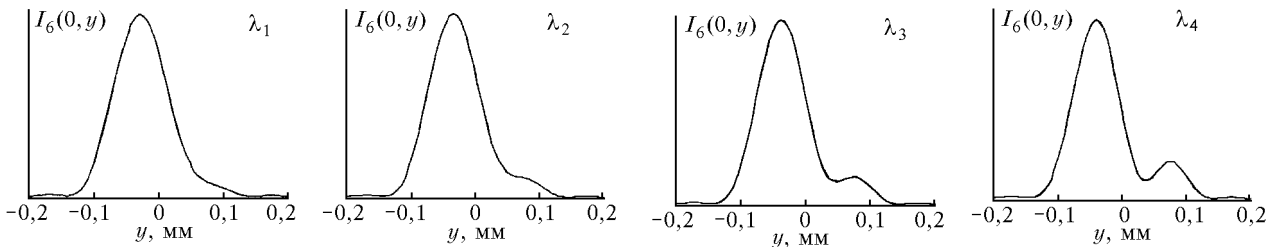


Рис. 6. Мгновенные распределения интенсивности  $I_6(0, y)$  в плоскости детекторов при  $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$  и частотном разnose  $30 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda_1 = 14 \text{ мкм}$ )

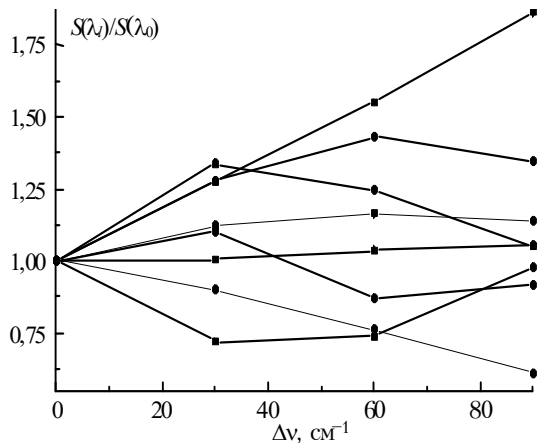


Рис. 7. Спектральная зависимость сигнала фотоприемника при сильной турбулентности ( $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ ) на трассе длиной 4 км

### Статистический анализ результатов влияния турбулентности на искажение лазерного пучка на горизонтальной трассе

Для большей наглядности и удобства представления и обсуждения результатов статистического анализа влияния турбулентности на прохождение лазерного пучка по атмосферной трассе введем (по аналогии с оптической толщиной) следующую величину – логарифмический коэффициент потерь (ЛКП)  $\tau_i^p = -\ln(T_i^p)$  для  $i$ -й длины волны. В табл. 1 приведены данные о средних значениях ЛКП для использованного набора длин волн при различных длинах выборки. Выборки для разных длин волн с одинаковым параметром  $C_n^2$  проверялись на однородность по критерию Колмогорова – Смирнова. Результаты проверки показали, что выборки для разных длин волн неразличимы. Единственное исключение составили две выборки длиной  $N = 800$  с  $\lambda = 14$  и  $12,4334 \text{ мкм}$  ( $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ), между которыми есть слабое различие. Это позволяет сделать вывод о том, что в случае умеренной турбулентности первые и вторые моменты распределения флуктуации интенсивности имеют слабую спектральную зависимость, а в случае сильной турбулентности на частотном интервале до  $90 \text{ см}^{-1}$  спектральной зависимостью ЛПК можно пренебречь.

Таблица 1

Дескриптивная статистика $\tau_i^p$ , $N$ – длина выборки					
Длина волны, мкм	Среднее	Min	Max	С.к.о.*	Стандартное отклонение
$C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ ( $N = 800$ )					
14	6,16	3,33	10,10	1,17	0,04
13,4357	6,18	3,35	10,75	1,17	0,04
12,91513	6,20	3,37	10,54	1,15	0,04
12,4334	6,21	3,42	10,81	1,15	0,04
$C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ( $N = 800$ )					
14	3,67	2,78	5,58	0,47	0,02
13,4357	3,68	2,77	5,70	0,48	0,02
12,9151	3,71	2,78	5,82	0,50	0,02
12,4334	3,73	2,78	5,94	0,52	0,02
$C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ ( $N = 200$ )					
14	3,45	3,08	3,92	0,14	0,01
13,4357	3,45	3,08	3,92	0,14	0,01
12,9151	3,45	3,08	3,91	0,14	0,01
12,4334	3,45	3,08	3,90	0,14	0,01

\* Среднеквадратическое отклонение.

Для определения типа распределения ЛПК были построены гистограммы и по критерию  $\chi^2$  проверено, какому из трех типов распределений (нормальному, логнормальному или гамма-распределению) удовлетворяет статистика ЛПК. Оказалось, что в случае сильной ( $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ ) и слабой ( $C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ ) турбулентности статистика ЛПК описывается нормальным распределением для всех  $\lambda_i$ .

В промежуточном случае умеренной турбулентности ( $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ) ни один из упомянутых типов распределения не описывают статистику ЛКП (рис. 8). Рассчитанная плотность распределения ЛКП оказалась асимметричнее, чем в случае логнормального и гамма-распределения для всех тестируемых длин волн.

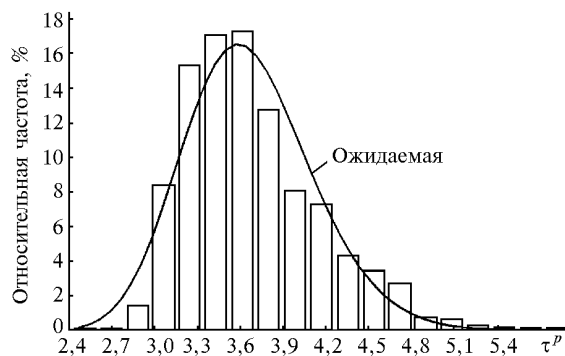


Рис. 8. Плотность распределения величины  $\tau_i^p = -\ln(T_i^p)$  ( $\lambda_1 = 14 \text{ мкм}$ ,  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ). Коэффициент асимметрии =  $0,94 \pm 0,09$ , коэффициент эксцесса =  $0,76 \pm 0,17$

В табл. 2 приведены результаты расчетов коэффициентов корреляции между коэффициентами потерь на разных длинах волн  $R^p(\lambda_m, \lambda_n)$ , а в табл. 3 в разные моменты времени  $R^p(t_m, t_n)$  на длине волны  $14 \text{ мкм}$  для серии лазерных импульсов, следующих друг за другом с частотой  $10 \text{ Гц}$ , и при скорости ветра, равной  $0,5 \text{ м/с}$ . Эти результаты будут справедливы для любой последовательности импульсов при выполнении условия  $l = 0, 5, 10, 15 \text{ см}$  соответственно, где  $l = v/f$  ( $v$  – скорость ветра;  $f$  – частота следования импульсов излучения).

Таблица 2

$R^p(\lambda_m, \lambda_n)$					
$C_n^2, \text{ м}^{-2/3}$		$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	$\lambda_4$
$10^{-14}$	$\lambda_1$	1,000	1,000	0,999	0,997
	$\lambda_2$	1,000	1,000	1,000	0,999
	$\lambda_3$	0,999	1,000	1,000	1,000
	$\lambda_4$	0,997	,999	1,000	1,000
$10^{-13}$	$\lambda_1$	1,000	0,999	0,996	0,992
	$\lambda_2$	0,999	1,000	0,999	0,997
	$\lambda_3$	0,996	0,999	1,000	0,999
	$\lambda_4$	0,992	0,997	0,999	1,000
$10^{-12}$	$\lambda_1$	1,000	0,994	0,980	0,963
	$\lambda_2$	0,994	1,000	0,993	0,980
	$\lambda_3$	0,980	0,993	1,000	0,994
	$\lambda_4$	0,963	0,980	0,994	1,000



Таблица 3

 $R^p(t_m, t_n)$  для  $\lambda = 14$  мкм

$C_n^2, \text{м}^{-2/3}$		$t_1 = 0$	$t_2 = 5$	$t_3 = 10$	$t_4 = 15$
$10^{-13}$	$t_1$	1,000	0,751	0,361	0,167
	$t_2$	0,751	1,000	0,789	0,456
	$t_3$	0,361	0,789	1,000	0,765
	$t_4$	0,167	0,456	0,765	1,000
$10^{-12}$	$t_1$	1,000	0,710	0,345	0,150
	$t_2$	0,710	1,000	0,757	0,383
	$t_3$	0,345	0,757	1,000	0,720
	$t_4$	0,150	0,383	0,720	1,000

Из табл. 2 и 3 видно, что коэффициенты корреляции между ЛПК для различных моментов времени существенно меньше, чем для различных длин волн. Поэтому при решении обратной задачи по определению мгновенных концентраций газов учет временных флуктуаций ЛПК не приведет к ее улучшению.

#### Статистическое описание характеристик молекулярного поглощения

Из перечня молекулярных газов, для которых проводилось моделирование работы дистанционного газоанализатора, два компонента –  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$  – являются мешающими газами. Они всегда присутствуют на трассе зондирования, и коэффициенты поглощения этих газов могут случайно изменяться во времени и в пространстве из-за случайных флуктуаций температуры и их парциального давления. Чтобы обеспечить полное статистическое описание коэффициентов поглощения излучения  $\text{NH}_3$ -лазера этими газами, необходимо иметь ряды многолетних наблюдений за метеопараметрами для заданного района измерений. Данные по средним значениям температуры и давления, а также дисперсиям этих величин включены в климатические среднезональные модели, такие как, например, модель AFGL [9] или модель Института оптики атмосферы СО РАН [10]. Однако в рамках какой-либо одной модели для заданного региона возможны значительные отклонения от ситуации, описываемой среднезональной моделью.

Сопоставление средних значений температуры и влажности по модели ИОА с данными 10-летнего ряда наблюдений (1961–1970 гг.) на метеостанции г. Новосибирска показало, что средние значения этих параметров близки для летних условий, тогда как соответствующие средние значения для зимы лучше совпадают с данными субарктической модели AFGL.

Среднеквадратические отклонения температуры удовлетворительно описываются моделью ИОА, а среднеквадратические отклонения влажности по этой модели вдвое превосходят таковые по данным метеостанции г. Новосибирска (табл. 4). Эта ситуация обусловлена глобальным характером среднезональных моделей в любой их версии. При проектировании и эксплуатации трассовых газоанализаторов предпочтительнее использовать региональные модели как более адекватные метеоситуациям на территории работы газоанализатора.

Статистические характеристики оптической толщи, обусловленной молекулярным поглощением водяного пара и углекислого газа, были просчитаны для летних и

зимних условий по данным метеостанции г. Новосибирска. Для каждой реализации температуры и влажности проводился прямым методом расчет оптической толщи для всех 35 длин волн, на которых может излучать  $\text{NH}_3$ -лазер. Вариациями концентрации  $\text{CO}_2$  мы пренебрегали, так как изменения коэффициента поглощения  $\text{CO}_2$  за счет вариаций температуры существенно больше, чем за счет вариаций концентрации [11, 12]. Кроме того, наибольший интерес представляют летние условия, для которых поглощение углекислым газом существенно меньше поглощения водяным паром.

Таблица 4

#### Сопоставление среднезональных метеомоделей с данными наблюдений на метеостанции г. Новосибирска

Модель	$T, \text{К}$	С.к.о.	$P_{\text{H}_2\text{O}}, \text{мбар}$	С.к.о.
Лето средних широт, модель ИОА	292,0	7,3	15,6	6,1
Лето, Новосибирск	290,9	6,1	14,4	3,6
Зима, субарктическая модель AFGL	257,2	—	1,41	—
Зима, Новосибирск	255,0	10,2	1,51	1,2

Таблица 5

#### Лето. Deskриптивная статистика оптической толщи, обусловленная поглощением $\text{H}_2\text{O}$ и $\text{CO}_2$ на горизонтальной трассе длиной 4 км

№ п/п	$\lambda, \text{мкм}$	$\nu, \text{см}^{-1}$	Среднее	Min	Max	С.к.о.
1	13,1498	760,468	3,162	1,430	5,24	0,809
2	13,1459	760,693	2,674	0,980	4,88	0,836
3	13,1248	761,916	2,393	1,180	3,86	0,560
4	13,1123	762,643	1,293	0,330	2,63	0,484
5	13,0311	767,395	1,601	0,480	3,10	0,566
6	12,9716	770,915	1,388	0,408	2,73	0,492
7	12,9195	774,024	1,388	0,440	2,69	0,479
8	12,8789	776,464	2,011	0,656	3,77	0,671
9	12,8487	778,289	1,397	0,377	2,77	0,508
10	12,8112	780,567	1,293	0,374	2,55	0,461
11	12,6891	788,078	1,146	0,267	2,35	0,439
12	12,6306	791,728	2,318	1,280	3,55	0,477
13	12,5906	794,243	2,013	0,668	3,78	0,672
14	12,5607	796,134	6,364	2,480	10,90	1,818
15	12,5400	797,448	4,051	1,360	7,36	1,287
16	12,5278	798,225	4,125	1,620	7,16	1,192
17	12,3500	809,717	1,027	0,240	2,10	0,393
18	12,3107	812,301	0,967	0,234	1,98	0,367
19	12,2814	814,239	1,841	0,604	3,46	0,615
20	12,2610	815,594	1,124	0,358	2,17	0,386
21	12,2491	816,387	1,013	0,244	2,06	0,385
22	12,2451	816,653	0,948	0,214	1,96	0,367
23	12,0797	827,835	3,320	1,150	5,96	1,038
24	12,0791	827,876	2,339	0,820	4,24	0,740
25	12,0101	832,633	0,823	0,180	1,71	0,322
26	11,9902	834,014	0,823	0,179	1,71	0,322
27	11,7271	852,726	4,845	1,500	9,48	1,635
28	11,7158	853,548	1,147	0,349	2,20	0,400
29	11,5271	867,521	0,707	0,155	1,47	0,276
30	11,5245	867,717	0,707	0,155	1,47	0,276
31	11,4714	871,733	0,794	0,205	1,58	0,291
32	11,4604	872,570	0,682	0,153	1,41	0,264
33	11,0119	908,109	0,690	0,179	1,38	0,255
34	11,0111	908,174	0,669	0,170	1,34	0,248
35	11,0108	908,199	0,670	0,170	1,34	0,248

Результаты статистического анализа, приведенные в табл. 5, позволяют сделать ряд выводов. Поглощение излучения NH<sub>3</sub>-лазера водяным паром и углекислым газом на горизонтальной трассе может довольно сильно варьироваться. Так, например, среднее значение оптической толщи для летних условий может меняться в диапазоне 0,67–6,38, а максимальный разброс составит диапазон 0,17–10,90. Среднее значение оптической толщи для зимних условий меняется в диапазоне 0,30–0,635, а максимальный разброс от 0,001 до 2,16. Для зимних условий функция распределения оптической толщи удовлетворительно описывалась гамма-распределением, а для летних условий – функцией распределения нормального типа.

#### Анализ определения погрешностей восстановления концентрации газов при использовании дистанционного спектрометра на основе NH<sub>3</sub>-лазера

Задача определения общего содержания газа на горизонтальной трассе при многочастотном лазерном зондировании обычно сводится к линейному регрессионному анализу, когда концентрацию газов находят из решения системы линейных уравнений

$$y_i = y_0 + \sum_{j=1}^n k_{ij} x_j + \delta_i, \quad (26)$$

где  $y_i = \ln(I_i/I_{0i})$  – логарифм отношения интенсивности излучения, прошедшего среду, к интенсивности излучения, падающего на нее на длине волны  $\lambda_i$ ;  $k_{ij}$  – коэффициент поглощения  $j$ -го газа на  $i$ -й длине волны;  $x_j$  – искомая концентрация газа;  $y_0$  – константа.

Классический регрессионный анализ базируется на предположении, что погрешность  $\delta_i$  является случайной нормально распределенной величиной. Ее значения не коррелированы и имеют одинаковые дисперсии на разных длинах волн. Матрица коэффициентов поглощения неслучайна. Это означает, что ее элементы – известные числа, точно заданные исследователем, и, кроме того, ранг данной матрицы равен числу неизвестных.

Проведенный анализ показал, что для исследуемой схемы лидара к нарушениям вышеупомянутых условий приводят следующие факторы.

1. Неконтролируемые спектральные тренды, обусловленные аэрозольным ослаблением и турбулентными потерями, а также погрешность исходных спектроскопических данных могут приводить к зависимости погрешности от длины волны и корреляции между ними. Отклонение функции распределения коэффициента потерь от нормального типа может вызвать дополнительную неоднородность в данных.

2. Сильная изменчивость атмосферно-метеорологических условий на трассе, с одной стороны, и ограниченный динамический диапазон приемной системы – с другой, могут приводить к тому, что для отдельных длин волн прошедшее лазерное излучение, вследствие больших энергетических потерь на трассе, может стать сравнимым с уровнем шумов в приемнике. В то же самое время для других длин волн, где селективное поглощение мало, измеренный сигнал может оказаться вне линейного участка вольтовой характеристики регистрирующей системы. Все это будет приводить к появлению промахов при решении обратной задачи.

Для того чтобы реально описать процесс зондирования и решение обратной задачи, учитывалось энергетиче-

ское ослабление лазерного излучения на трассе, обусловленное молекулами воздуха (H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, HCN, HNO<sub>3</sub>), аэрозолем, турбулентными искажениями пучка и его неполным перехватом. В дополнение к этому были учтены спектроскопические погрешности, шумы фотоприемника и фоновое излучение атмосферы.

Спектр излучения лазера моделировался на основе данных, приведенных в [3] с уточненными значениями длин волн генерации на основе базы данных HITRAN-96 [13]. Его вид приведен на рис. 9.

Для описания аэрозольного ослабления использовались данные из работ [14, 15], которые являются обобщением длинных рядов натурных наблюдений за приземным аэрозолем. В этих работах для спектрального диапазона 8–12 мкм приведены средние и среднеквадратические отклонения коэффициентов аэрозольного ослабления для городской дымки (летние и зимние условия). Оптическая толщина, обусловленная аэрозольным ослаблением  $\tau_i^a$ , полагалась случайной величиной, задаваемой при помощи датчика случайных чисел и распределенной по логнормальному закону, средние и среднеквадратические значения соответствовали модели [14, 15] городской дымки.

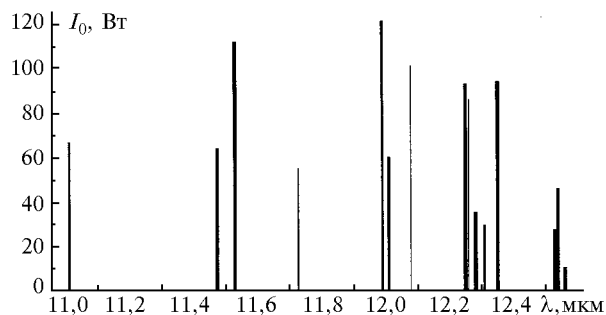


Рис. 9. Модельный спектр излучения NH<sub>3</sub>-лазера

В окне прозрачности 8–12 мкм одним из факторов, ослабляющих излучение NH<sub>3</sub>-лазера, является континуальное поглощение H<sub>2</sub>O. Несмотря на огромное количество работ, посвященных данной проблеме, следует констатировать, что неопределенности в количественных данных довольно значительны [16–19], особенно при низких концентрациях водяного пара. В связи с этим при решении обратной задачи предпочтительней использовать такие методики, которые позволяют исключить континуальное поглощение наряду с аэрозольным ослаблением.

Аэрозольное ослабление, континуальное поглощение H<sub>2</sub>O и турбулентные искажения лазерного пучка имеют спектральный ход, который в зависимости от условий распространения на трассе может меняться от нейтрального до монотонно возрастающего с ростом длины волны (рис. 10). Следует заметить, что при пониженных концентрациях паров воды могут также наблюдаться ситуации, когда с ростом длины волны оптическая толщина  $\tau$  убывает. Предсказать характер этой спектральной зависимости не представляется возможным. Вследствие этого при решении обратной задачи необходимо предусмотреть исключение данных трендов.

Спектроскопическая погрешность  $\Delta_i^s$  рассчитывалась по формуле

$$\Delta_i^s = \sum_{j=1}^n \delta_{ij} k_{ij} x_j, \quad (27)$$

где  $\delta_{ij}$  – нормально распределенная случайная величина, задаваемая при помощи датчика случайных чисел.

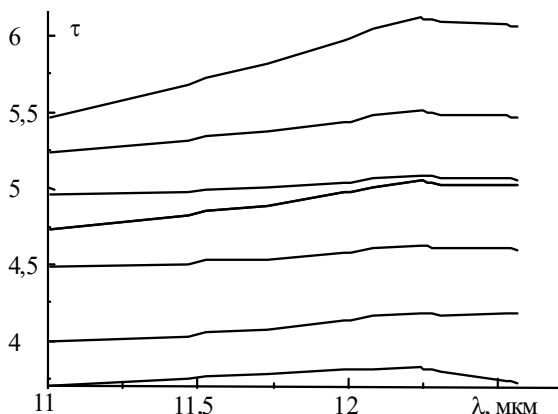


Рис. 10. Спектральный ход  $\tau$ , обусловленный совместным влиянием континуума  $H_2O$ , аэрозольным ослаблением (городская дымка), турбулентными потерями ( $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ ), неполным перехватом пучка и потерями приемной системы для летних условий

Погрешности расчета коэффициентов молекулярного поглощения  $CO_2$ , обусловленные неточностью априорной спектроскопической информации, были оценены на основе базы HITRAN по методике, описанной в [20], и лежат в интервале 5–8%.

Для анализа погрешностей коэффициентов поглощения  $H_2O$  и  $NH_3$  были сопоставлены расчетные данные с данными лабораторных измерений в области 8–12 мкм, полученные с использованием  $CO_2$ -лазера. Наибольшие отличия расчетных коэффициентов поглощения  $H_2O$  от экспериментальных [16–19] наблюдались на тех длинах волн, где селективное поглощение мало, поэтому можно сделать вывод о невысоком качестве спектроскопической информации для слабых линий. Поскольку спектр излучения  $NH_3$ -лазера попадает в область, где расположены более сильные линии поглощения  $H_2O$ , то для оценки относительной среднеквадратической погрешности расчета коэффициента селективного поглощения  $H_2O$  принята величина порядка 10%. Сопоставление экспериментально измеренных коэффициентов поглощения  $NH_3$  [21–24] с расчетами привело нас к выводам, аналогичным тем, которые были получены при анализе данных по  $H_2O$ . Для коэффициентов поглощения аммиака, превышающих  $1 \text{ атм}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , их относительная среднеквадратическая погрешность составляет примерно 10%.

Тепловые шумы фотоприемника задавались с помощью датчика случайных чисел при пороговом значении 1 мВт. При моделировании отбрасывались отсчеты на тех длинах волн, где величина сигнала не попадала в динамический диапазон приемной системы (сигнал-шум =  $10^4$ ). Полагалось, что минимальная величина сигнала, которую еще можно зарегистрировать, должна в два раза превышать уровень шумов.

Обратная задача решалась методом наименьших квадратов для двух схем: без коррекции спектрального тренда – модель, описываемая уравнением (26), и с коррекцией

$$y_i = y_0 + \beta (\lambda_i - \lambda_0) / \Delta\lambda + \sum_{j=1}^n k_{ij} x_j + \delta_i. \quad (28)$$

Неучет тренда дает смещенные решения. Его коррекция позволяет устранить это смещение, но приводит, как правило, к ухудшению матрицы плана и увеличению числа обусловленности. Спектроскопические погрешности также дают смещенное решение [25, 26], а возрастание числа обусловленности приводит к увеличению данного смещения. В связи с вышесказанным представляло интерес выявить условия, когда учет тренда улучшает решение, а когда нет.

В решении учитывалось семь параметров: концентрации газов, а также  $y_0$  и  $\beta$ , входящие в (28). Последние два параметра описывали суммарные потери на трассе, обусловленные неполным перехватом пучка, турбулентностью и континуальным поглощением. В силу того что моделирование проводилось для широкого диапазона изменений атмосферных условий на трассе, эти семь факторов были не всегда значимыми. Так, например, для зимних условий концентрация водяного пара мала и при решении обратной задачи в ряде случаев ее можно не учитывать.

Для каждой ситуации моделировался ряд длиной 200 с учетом и без учета спектроскопических погрешностей и вычислялись средние значения остаточной дисперсии  $D$  и восстановленных концентраций и их среднеквадратические отклонения, вычисленные по полученной выборке. Эти параметры позволяли интегрально оценить влияние спектроскопических погрешностей и совместного влияния турбулентных искажений, континуального поглощения  $H_2O$  и аэрозольного ослабления на точность решения обратной задачи.

Результаты численного моделирования восстановления концентраций газов представлены в табл. 6, 7, из которых видно, что наибольшее влияние на решение обратной задачи оказывают спектроскопические погрешности. Их учет приводит к значительному увеличению остаточной дисперсии  $D$ , и для рассматриваемой смеси газов в зимних условиях удается восстановить концентрацию только одного газа  $NH_3$ , а в летних условиях двух –  $NH_3$  и  $H_2O$ . В случае отсутствия спектроскопических погрешностей зимой восстанавливается концентрация двух газов:  $NH_3$  и  $HNO_3$ , а летом – четырех:  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $NH_3$  и  $HNO_3$ . Основной причиной того, что в зимних условиях определялась концентрация только одного газа, является низкая температура, которая приводит к низким значениям влажности, а также к уменьшению коэффициентов поглощения  $HNO_3$  и  $CO_2$ .

Учет или пренебрежение трендом при решении обратной задачи не меняли заметно величину остаточной дисперсии. Влияние тренда проявлялось главным образом на величине среднеквадратического отклонения восстановленных значений концентрации, и его учет позволял уменьшить это отклонение. Сопоставление табл. 6 и 7 позволяет сделать вывод, что определяющая роль в формировании тренда принадлежит континуальному поглощению  $H_2O$ .

Таблица 6

Зима, минимальное содержание H<sub>2</sub>O

$C_n^2$	Тренд**	$\Delta_s$	$N_g$	$C_0$ , атм	$C$ , атм	$\sigma_C$ , атм			
14	1	1	1*	-9,52E-05	-4,62E-04	1,0E-03			
$D = 3,12E-2$			2*	3,30E-04	6,69E-04	5,3E-03			
			3	5,00E-07	5,13E-07	7,0E-08			
			4*	5,00E-08	6,25E-08	6,9E-08			
			5*	1,70E-07	-9,55E-06	8,9E-05			
			14	1	0	1*	9,52E-05	-1,20E-04	1,4E-04
$D = 3,8E-04$			2*	3,30E-04	7,84E-04	3,3E-04			
			3	5,00E-07	5,17E-07	8,8E-09			
			4	5,00E-08	7,09E-08	1,2E-08			
			5*	1,70E-07	3,32E-06	8,2E-06			
			14	1	1	$D = 2,9E-2$			3
14	0	1	$D = 3,2E-2$						3
14	1	0				$D = 3,5E-3$			3
14	0	0	$D = 4,4E-3$						3
12	1	1				1*	9,52E-05	1,05E-04	9,1E-05
$D = 3,1E-2$			2*	3,30E-04	1,67E-03	4,2E-03			
			3	5,00E-07	5,29E-07	7,1E-08			
			4*	5,00E-08	5,84E-08	7,6E-08			
			5*	1,70E-07	4,42E-06	19, E-06			
			12	1	0	1*	9,52E-05	-1,37E-04	1,7E-04
$D = 2,7E-04$			2*	3,30E-04	8,05E-04	3,2E-04			
			3	5,00E-07	5,19E-07	1,2E-08			
			4	5,00E-08	7,23E-08	1,5E-08			
			5*	1,70E-07	-3,02E-06	6,6E-06			
			12	1	1	$D = 2,7E-2$			3
12	0	1	$D = 2,9E-2$						3
12	1	0				$D = 3,8E-3$			3
12	0	0	$D = 4,4E-3$						3

\* Концентрации данных газов восстановить не удается.  $N_g$  – номера газов (1 – H<sub>2</sub>O, 2 – CO<sub>2</sub>, 3 – NH<sub>3</sub>, 4 – HNO<sub>3</sub>, 5 – HCN).

\*\* 0 – тренд не учитывается, 1 – учитывается.  $\Delta_s$  – спектроскопическая погрешность, 0 – не учитывается, 1 – учитывается.  $C_0$  – исходные концентрации газов,  $C$  – восстановленные концентрации газов;  $\sigma_C$  – среднее квадратическое отклонение  $C$ ;  $D$  – среднее значение остаточной дисперсии для выборки.

Таблица 7

Лето, среднее содержание H<sub>2</sub>O

$C_n^2$	Тренд**	$\Delta_s$	$N_g$	$C_0$ , атм	$C$ , атм	$\sigma_C$ , атм
14	1	1	1	1,31E-02	1,31E-02	0,09E-02
$D = 6,8E-2$			2*	3,30E-04	3,63E-04	3,4E-04
			3	5,00E-07	4,75E-07	0,8E-08
			4*	5,00E-08	-1,03E-08	15, E-08
			5*	1,70E-07	4,42E-06	19, E-06
			14	1	0	1
$D = 2,7E-04$			2	3,30E-04	3,75E-04	2,2E-06
			3	5,00E-07	5,09E-07	2,9E-09
			4	5,00E-08	6,07E-08	7,5E-09
			5*	1,70E-07	2,01E-06	6,2E-07
			14	1	1	1
$D = 6,5E-2$			3	5,00E-07	4,71E-07	5,1E-08
			14	0	1	1
$D = 5,8E-2$			3	5,00E-07	4,77E-07	5,3E-08

14	1	0	1	1,31E-02	1,31E-02	3,4E-05
$D = 2,9E-3$			2	5,00E-07	4,88E-07	8,3E-10
14	0	0	1	1,31E-02	1,31E-02	3,3E-05
$D = 2,9E-3$			2	5,00E-07	4,81E-07	1,3E-09
13	1	1	1	1,31E-02	1,32E-02	9,8E-04
$D = 6,2E-02$			2*	3,30E-04	3,28E-04	3,4E-04
			3	5,00E-07	4,88E-07	8,2E-08
			4*	5,00E-08	1,93E-08	16,1E-08
			5*	1,70E-07	4,83E-06	19,6E-06
13	1	0	1	1,31E-02	1,31E-02	3,4E-05
$D = 2,7E-04$			2	3,30E-04	3,80E-04	3,0E-06
			3	5,00E-07	5,11E-07	2,4E-09
			4	5,00E-08	6,38E-08	6,0E-09
			5*	1,70E-07	2,02E-06	4,8E-07
13	1	1	1	1,31E-02	1,30E-02	8,1E-04
$D = 6,2E-02$			3	5,00E-07	4,67E-07	4,6E-08
13	0	1	1	1,31E-02	1,30E-02	8,6E-04
$D = 6,7E-2$			3	5,00E-07	4,67E-07	5,2E-08
13	1	0	1	1,31E-02	1,31E-02	2,9E-05
$D = 3,1E-3$			3	5,00E-07	4,89E-07	7,1E-10
13	0	0	1	1,31E-02	1,31E-02	3,0E-05
$D = 4,0E-3$			3	5,00E-07	4,75E-07	7,4E-09
12	1	1	1	1,31E-02	1,33E-02	4,9E-03
$D = 3,8E-2$			2*	3,30E-04	3,21E-04	3,5E-04
			3	5,00E-07	4,89E-07	8,1E-08
			4*	5,00E-08	2,32E-08	13,2E-08
			5*	1,70E-07	6,30E-06	58,6E-06
12	1	0	1	1,31E-02	1,30E-02	4,9E-03
$D = 3,9E-4$			2	3,30E-04	3,57E-04	5,7E-05
			3	5,00E-07	5,03E-07	3,7E-08
			4	5,00E-08	6,13E-08	3,1E-08
			5*	1,70E-07	-7,21E-06	67,1E-06
12	1	1	1	1,31E-02	1,33E-02	2,0E-03
$D = 3,8E-2$			3	5,00E-07	4,67E-07	5,2E-08
12	1	0	1	1,31E-02	1,34E-02	1,9E-04
$D = 3,6E-3$			3	5,00E-07	4,82E-07	1,3E-08
12	0	1	1	1,31E-02	1,32E-02	4,4E-03
$D = 4,7E-2$			3	5,00E-07	4,54E-07	5,4E-08
12	0	0	1	1,31E-02	1,35E-02	2,1E-03
$D = 9,7E-3$			3	5,00E-07	4,74E-07	2,2E-08

Пр и м е ч а н и е . Объяснения к табл. 7 см. в примечаниях к табл. 6.

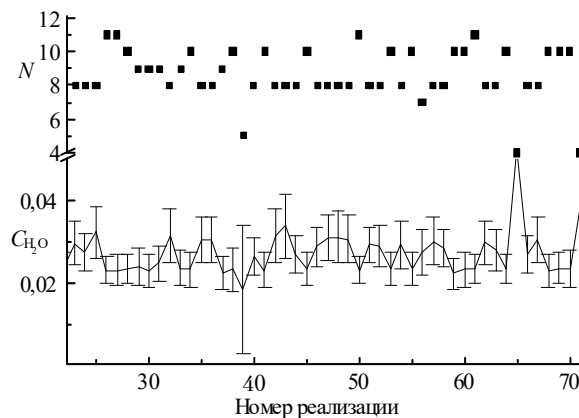


Рис. 11. Пример восстановления концентрации  $H_2O$  для летних условий ( $C_{H_2O} = 0,0232$  атм,  $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ ). Вертикальными линиями показаны 95%-е доверительные интервалы. В верхней части показано число уравнений (количество длин волн, на которых интенсивность прошедшего излучения превышает шум)

## Заключение

Ослабление излучения  $\text{NH}_3$ -лазера в реальной атмосфере на горизонтальной трассе длиной 4 км может довольно сильно варьироваться. Для летних условий максимальный разброс оптической толщи, обусловленной поглощением  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$ , составляет 0,17–10,90, а для логарифмического коэффициента потерь при  $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3} - 3,3-10,8$ . Для уверенной регистрации сигналов приемник должен иметь достаточно большой динамический диапазон.

Результаты, полученные при решении обратной задачи, позволяют сделать вывод, что учет спектрального тренда компенсирует турбулентные искажения пучка. Основным источником погрешностей является неточность спектроскопической информации, которая может приводить к заметному смещению решения относительно истинных значений концентраций газов. Есть две возможности повышения точности газоанализа. Первая и наиболее надежная – проводить высокоточные измерения коэффициентов молекулярного поглощения. Другая возможность – проводить измерения трассовым спектрометром на основе  $\text{NH}_3$ -лазера с набором калибровочных кювет, содержащих исследуемые газы с известной концентрацией и последующим использованием статистических методов, позволяющих выявить неоднородность в наблюдениях за счет спектроскопических погрешностей.

1. *Air monitoring by Spectroscopic techniques / A Wiley-intercience publication / Ed. by M.W. Sigrist. New York: John Wiley & Sons.Inc. 1993. 530 p.*
2. *Olafsson A., Phammerich M. Trace gas detection with IR gas lasers // Appl. Laser Spectr / Ed. by W. Demtroder. 1990. 403 p.*
3. *Баранов В.Ю., Бобков И.В., Дядькин А.П., Малюта Д.Д., Межевов В.С., Кузьменко В.А., Поляков Г.А., Пикульский С.В., Старостин А.Н., Хахалев А.А. Многоволновой аммиачный лидар. М., 1998. 49 с. (Препринт ТРИНИТИ – 0043–А).*
4. *Born M. and Wolf E. Principles of Optics. Pergamon press, 1965. 719 p.*
5. *Кандидов В.П. // Успехи физических наук. 1996. Т. 166. N 12. С. 1309–1338.*

### *V.A. Banakh, Yu.N. Ponomarev, I.N. Smalikhov, K.M. Firsov, D.D. Maluta, G.A. Polyakov. Simulation of Operation of Multiwave Remote Gas-analyzer Based on $\text{NH}_3$ -laser.*

Simulation of operation of multiwave remote gas-analyzer based on  $\text{NH}_3$ -laser pumped optically, is performed by statistical tests method. The potentialities of such gas-analyzer for ground paths with end reflector have been studied, and main sources of errors at operation in turbulent atmosphere have been analyzed.

6. *Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 586 с.*
7. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерная радиация в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 227 с.*
8. *Зуев В.Е., Банах В.А. Показов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 270 с.*
9. *Anderson G.P., Clough S.A., Kneizys F.X., Chetwynd J.H., and Shettle E.P. AFGL Atmospheric Constituent Profiles (0–120 km), 1986. AFGL-TR-86-0110. AD A175173.*
10. *Зуев В.Е., Комаров В.С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 264 с.*
11. *Макушкин Ю.С., Мицель А.А., Фирсов К.М. // Изв. АН СССР. Сер.ФАО. 1986. Т. 22. N 6. С. 595–599.*
12. *Мицель А.А., Фирсов К.М. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 5. С. 494–497.*
13. *Rothman L.S., Gamache R., Tipping R., Rinsland C., Smith M., Benner D., Malathy Devi V., Flaud J.M., Camy-Peyret C., Perrin A., Goldman A., Massie S., Brown L., and Toth R. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1992. V. 48. P. 469–507.*
14. *Пхалагов Ю.А., Ужегов В.Н., Щелканов Н.П. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 6. С. 720–726.*
15. *Ужегов В.Н., Пхалагов Ю.А., Щелканов Н.П. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 8. С. 1067–1076.*
16. *Щелканов Н.Н., Пхалагов Ю.А., Ужегов В.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 7. С. 681–687.*
17. *Арефьев В.Н., Погодаев В.Н., Сизов П.И. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. N 13. С. 496–502.*
18. *Roberts R.E., Selby J.E.A., Biberman L.M. // Appl. Opt. 1976. V. 15. N 9. P. 2085.*
19. *Clough S.A., Cneizys F.X., and Davis R.W. // Atmos. Res. 1989. V. 23. С. 229–241.*
20. *Фирсов К.М., Мицель А.А., Науменко О.В., Чеснокова Т.Ю. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. N 10. С. 1979–1990.*
21. *Shumate M.S., Menzies R.T., Margolis J.S., Rozengren L.-G. // Appl. Opt. V. 15. N 10. P. 2480–2488.*
22. *Арефьев В.Н., Вишератин К. Коэффициенты поглощения излучения  $\text{CO}_2$ -лазера аммиаком // Труды Института экспериментальной метеорологии. 1982. Вып. 12. С. 121–124.*
23. *Patty R.R., Ruswirm G.M., McClenny W.A. // Appl. Opt. 1974. 13. N 12. P. 2850–2854.*
24. *Brewer R.J., Bruce C.W. // Appl. Opt. 1978. V.17. N23. P.3746–3749.*
25. *Афуфи А., Эйзен С. Статистический анализ. Подход с использованием ЭВМ. М.: Мир, 1982. 488 с.*
26. *Вучков И., Бояджијева Л., Солаков Е. Прикладной линейный регрессионный анализ. М.: Финансы и статистика, 1987. С. 240.*