

# Оценка потенциальных возможностей широкополосного лидара для дистанционного зондирования молекулярной атмосферы

Г.М. Креков, М.М. Крекова, А.Я. Суханов\*

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

Поступила в редакцию 26.12.2008 г.

Обсуждаются результаты замкнутого численного эксперимента по лазерному зондированию концентрации водяного пара и малых газовых примесей в тропосферном слое атмосферы на основе новой гибридной технологии LIDAR-DOAS, использующей в качестве распределенного трассового отражателя атмосферный аэрозоль. Проведенные на основе метода Монте-Карло количественные оценки подтверждают перспективность подобного подхода, расширяющего возможности классической схемы дифференциальной оптической атмосферной спектроскопии (DOAS) в плане дистанционного контроля и локализации опасных антропогенных выбросов токсичных газов до высоты тропопаузы. Необходимость оценки сигналов обратного рассеяния с высоким спектральным разрешением на основе нестационарного уравнения переноса потребовала существенной модификации алгоритмов статистического моделирования. Использован новый метод локальной оценки потока, учитывающий селективное поглощение газовой атмосферы. Сочетание этого метода с генетическим алгоритмом решения обратной задачи восстановления профилей искоемых газовых компонентов тропосферы дает возможность строгого количественного прогноза эффективности разрабатываемых лидарных систем мониторинга окружающей среды.

*Ключевые слова:* лидарное зондирование, широкополосное излучение, генетический алгоритм.

## 1. Лидарные методы дифференциального поглощения

Теоретические основы метода дифференциально-го поглощения (DIAL – Differential Absorption Lidar) применительно к лидарным измерениям пространственного распределения влажности в атмосфере были сформулированы и реализованы на практике Schotland [1] в 1964 г. Идея метода состояла в пространственном дифференцировании отношения лидарных сигналов на двух близких длинах волн в окрестности одной из линий H<sub>2</sub>O. Идея оказалась применимой для зондирования любых составляющих молекулярной (а иногда и аэрозольной) атмосферы, обладающих селективным спектральным поглощением [2, 3]. К настоящему времени в мировой сети успешно функционируют более десятка стационарных лидарных станций [4]. Постоянно появляются новые методологические особенности в интерпретации лидарных сигналов в рамках DIAL-метода.

В работах [5, 6] выполнен сравнительный анализ помехоустойчивости используемых методик, в том числе для перспективного космического проекта зондирования [7]. Отмечается, что каноническая (elastic-

DIAL) схема зондирования дает адекватные результаты для ограниченного участка высот  $\Delta h \approx 10\div 40$  км, охватывающих стратосферу и верхнюю тропосферу в условиях безоблачной невозмущенной атмосферы, чаще в ночной период времени измерений. В условиях сплошной облачности измерения невозможны, наличие слабой облачности или аэрозольных инверсий приводит к неконтролируемому смещению результатов [7, 8]. Точностные характеристики DIAL-метода в применении к зондированию состава молекулярной атмосферы исследованы в целом ряде работ, в том числе в [5–11]. Установлено, что результирующая точность оценки концентрации газа определяется:

- а) флуктуациями полей сигнала и фона дневного (ночного) неба;
- б) спектральными, временными и пространственными вариациями обратного рассеяния и атмосферного пропускания;
- в) пространственной и временной изменчивостью температуры и давления;
- г) интерференцией близких линий поглощения сторонних газов;
- д) несовпадением диаграмм направленности излучения и приема и др.

Современные требования к работе лидарных комплексов включают необходимость рутинного функционирования в сложных условиях оптической погоды. Состояние атмосферы характеризуется присутствием

\* Георгий Михайлович Креков (gm@iao.ru); Маргарита Матвеевна Крекова (mmk@iao.ru); Александр Яковлевич Суханов.

около 80% облачности, в том числе визуально не контролируемой. В этих условиях, как отмечается в недавних работах [6, 11], в число реально значимых факторов необходимо добавлять активные помехи, вызванные фоном многократного рассеяния. Всесторонний анализ влияния многократного рассеяния путем решения нестационарного уравнения переноса методом Монте-Карло выполнен нами в работе [12]. Из него следует, что присутствие аэрозольных инверсий и незначительной облачности может приводить к существенному смещению оценок молекулярной концентрации. Расширение технологии DIAL в УФ- и ближний ИК-диапазоны, где расположены полосы молекулярного поглощения многих парниковых газов и полиароматических углеводородов, ограничено эффектами взаимной интерференции указанных соединений [13]. Другой недостаток DIAL-метода состоит в том, что он допускает дистанционный контроль только одной газовой составляющей атмосферы. От этого недостатка свободны методы дифференциальной оптической спектроскопии.

## 2. Методы дифференциальной оптической абсорбционной спектроскопии

Дифференциальная оптическая абсорбционная спектроскопия (Differential Optical Absorption Spectroscopy, или DOAS) является традиционным инструментом аналитической химии. В 70-х гг. XX в. методы DOAS впервые нашли применение в задачах атмосферной оптики [14–16]. Техника и алгоритмы дистанционного зондирования концентрации паров воды, озона и малых газовых примесей в тропосфере получили развитие в фундаментальных работах Platt et al. [16–20]. Сложившаяся к настоящему времени методология базируется на измерении спектров поглощения света от естественного (солнце, луна, звезды) или искусственного (прожектор, лазер, суперконтинуум) излучателей с широкополосным спектром при его прохождении через газовую и аэрозольную среду. Типичные атмосферные загрязнители и парниковые газы обладают характерными спектрами поглощения, позволяющими идентифицировать тип загрязнителя воздуха и его концентрацию. Существенным достоинством технологии DOAS в отличие от лидарных методов является возможность одновременного измерения нескольких атмосферных загрязнителей в режиме реального времени. Результаты измерений, как правило, в меньшей степени подвержены влиянию метеорологических условий, таких как дождь, туман и т.д.

Математический формализм методов DOAS основан на обращении закона Бугера–Ламберта для многокомпонентной рассеивающей и селективно поглощающей среды. Для однородного участка среды очевидна справедливость

$$\ln \left[ \frac{I_0(\lambda)A(\lambda)}{I(\lambda)} \right] = L\sigma(\lambda) =$$

$$= L \left[ \sigma_R(\lambda) + \sigma_M(\lambda) + \sum_j \alpha_j(\lambda) \right], \quad (1)$$

где  $I_0(\lambda)$  – начальная интенсивность зондирующего излучения;  $I(\lambda)$  – детектируемая интенсивность излучения, прошедшего участок среды протяженностью  $L$ ;  $A$  – спектральная функция пропускания излучающей системы;  $\sigma(\lambda)$  – коэффициент ослабления;  $\sigma_R, \sigma_M$  – соответственно коэффициенты молекулярного рассеяния и рассеяния Ми;  $\alpha_j$  – коэффициенты поглощения  $j$ -й газовой фракции среды.

В отличие от лабораторных экспериментов, интерпретация спектров поглощения  $\alpha_j(\lambda)$  в неконтролируемых условиях реальной атмосферы требует их предварительного выделения. Проблема определяется тем, что спектр излучения  $I(\lambda)$ , прошедшего атмосферную трассу, содержит отпечатки не только молекулярного поглощения, но в большей степени может трансформироваться за счет однократного и многократного рассеяния. Существующие методы решения указанной проблемы опираются на то физическое обстоятельство, что ослабление  $I(\lambda)$  за счет рассеяния Рэля и Ми и поглощения материалом аэрозольных частиц обладает значительно меньшей (низкочастотной) спектральной зависимостью, чем спектральное поглощение молекул газовой атмосферы. Это обстоятельство, впервые отмеченное Platt [16, 19], позволяет формально расщепить парциальные коэффициенты поглощения  $\alpha_j(\lambda)$  на две части:  $\alpha_j(\lambda) = \alpha_j^b(\lambda) + \alpha_j^d(\lambda)$ , где  $\alpha_j^b(\lambda)$  отвечает за низкочастотные изменения коэффициента поглощения;  $\alpha_j^d(\lambda)$  описывает высокочастотную селективную часть спектра. С учетом того, что коэффициенты  $\sigma_R(\lambda)$  и  $\sigma_M(\lambda)$  обладают слабой спектральной зависимостью, соотношение (1) преобразуется к виду

$$\tau(\lambda) = L \sum_j \alpha_j^d(\lambda) + B(\lambda), \quad (2)$$

где составляющая часть

$$B(\lambda) = L \left\{ \sum_j \alpha_j^b(\lambda) + \sigma_R(\lambda) + \sigma_M(\lambda) \right\} \quad (3)$$

характеризует медленно меняющуюся часть спектральной оптической толщины  $\tau(\lambda)$ .

Отделив эту часть, получаем возможность оценить дифференциальную оптическую толщину (экспериментальные значения)

$$\tau^d(\lambda) = L \sum_j \alpha_j^d(\lambda), \quad (4)$$

откуда, используя спектральную базу данных, например HITRAN [21], и адекватную процедуру подгонки, нетрудно получить искомые значения концентрации присутствующих газовых составляющих. Процесс фильтрации (3) представляет собой, вообще говоря, нетривиальную проблему, нашедшую отражение во многих исследованиях, см. обзорные работы [17, 20]. Очевидно, как отмечается, например,

в [23], простые процедуры сглаживания не могут привести к удовлетворительным результатам. Всесторонний сравнительный анализ эффективности различных методов интерпретации DOAS спектров выполнен в рамках интернациональной кампании по контролю загрязнения индустриального центра [24]. Результаты дают основание заключить, что наиболее адекватные результаты следуют при использовании двух методов компьютерной обработки. Первый, развитый в канонических работах [18, 22, 23], основан на представлении широкополосной части  $B(\lambda)$  в виде полинома невысокой степени  $N \leq 5$

$$B(\lambda_i) = \lambda_0 + \sum_{n=1}^N C_n i^n, \quad (5)$$

где  $i = 0, 1, 2, \dots, N_i$  – заданное количество конечных спектральных интервалов в дискретной схеме обработки. Второй метод фильтрации, получивший развитие в последние годы [24, 25], опирается на применение процедуры быстрого преобразования Фурье. Метод допускает аппаратную реализацию. По мнению авторов [25], метод Фурье-фильтрации предпочтительнее, если спектральное поведение функции  $I_0(\lambda)$  недостаточно гладкое. Таким образом, DOAS-методы позволяют осуществлять оперативный контроль инверсий газового состава атмосферы по комплексу составляющих, но не допускают пространственного разрешения снимаемой информации. Определенный прогресс в этом направлении связывается с использованием многолучевой системы DOAS [26, 27], однако масштаб разрешения по высоте при этом остается достаточно грубым. В недавней аналитической работе Platt [28] отмечается, что перспективы реального продвижения в развитии многоцелевых систем дистанционного мониторинга газового состава атмосферы связаны с конструктивным объединением лучших качеств систем лидарного зондирования и техники дифференциальной оптической спектроскопии. Для этого в настоящее время складываются благоприятные возможности, следующие из известных успехов в технологии фемтосекундных широкополосных лазерных систем [35].

### 3. Сочетание методов DOAS с принципами лидарного зондирования

#### 3.1. Предыстория вопроса. Метод Левенберга–Маркардта

Как отмечено выше, методы DOAS, как активные, так и пассивные, при всех их достоинствах не дают возможности мониторинга известных газовых примесей с разрешением по пространственной координате. Исторически концепция сочетания методологии DOAS с принципами лидарного зондирования была предложена [29] и развита [30–32] в работах сотрудников Кембриджского университета. В частности, в работах [29, 30] выполнены приближенные оценки чувствительности и помехоустойчивости ши-

рокополосных перспективных систем при зондировании вертикального распределения паров  $H_2O$ ,  $O_3$  и  $NO_2$  в нижней тропосфере.

Предполагалось, что подобная система включает в себя широкополосный импульсный источник излучения и детектор, допускающий регистрацию спектра обратно рассеянного излучения с высоким пространственным и спектральным разрешением. Технические требования к приемной системе широкополосного лидара, или DOAS-лидара, подробно анализируются в статье [31]. Очевидно, что использование традиционных в лидарной DIAL-технологии фотодиодных линеек неприемлемо ввиду медленного времени считывания. Поэтому авторами [31] предложена и реализована схема регистрации, сочетающая ПЗС-матрицу (CCD-device) со спектрометром высокого разрешения (менее 1 нм). Конструктивные особенности различных типов ПЗС-матриц детально изложены, например, в [33].

В кратком сообщении [34] приведены, по-видимому, первые пространственно-разрешенные спектры лидарных сигналов, полученных в известной полосе поглощения  $H_2O$  в районе 720 нм на горизонтальной трассе с расстояний 20, 250 и 450 м. В качестве широкополосного источника использовался лазер на красителе (Pyridine 2 в метаноле), накачиваемый лазером на парах меди (Oxford Laser Cu25, энергия в импульсе 50 мДж, частота следования 6 кГц). Ширина излучаемого спектра с центром на 725 нм не превышала 4 нм, что позволило охватить достаточное количество линий поглощения  $H_2O$  в области 4v колебательных обертонов. Результатов количественной интерпретации полученных сигналов авторы не приводят.

В работах [31, 32] использование для накачки лазера на красителе (Spectron SL4000B) 2-й гармоники более мощного Nd:YAG-лазера (150 мДж в импульсе) дало возможность поднять пространственный потолок зондирования паров  $H_2O$  до 4,5 км. Дифференциальные спектры поглощения, впервые полученные в реальной атмосфере, послужили основой для количественной оценки вертикального профиля отношения смеси водяного пара в приземной атмосфере.

В 1998 г. специалистами франко-германского научного коллектива [36, 38] проведен исторический натуральный эксперимент, в котором излучение мощного фемтосекундного лазера на Ti:Sa было направлено в атмосферу. На расстоянии нескольких десятков метров возник протяженный плазменный канал белого света, излучение которого было зарегистрировано с высоты более 12 км. Уже первые предварительные опыты показали, что новый когерентный источник широкополосного излучения открывает принципиально новые возможности исследования атмосферы.

Созданный в короткий срок мобильный вариант фемтосекундного лидара белого света «Teramobile» [37] позволил получить ряд уникальных результатов в плане комплексного зондирования аэрозольного и газового состава атмосферы. В частности, в работах [36, 37] представлены пространственно-разре-

шенные дифференциальные спектры пропускания для наиболее характерных полос H<sub>2</sub>O (725 и 830 нм) и O<sub>2</sub> (687 и 761 нм). Спектры сняты с помощью скоростного многоканального анализатора (Scientific Instrument) с разным высотным разрешением в интервале 0,15–1,1 км. В последующей работе [39] высотный потолок зондирования поднят до 4,5 км, а использование интенсифицированного образца ПЗС-матрицы (ICCD) позволило регистрировать спектры пропускания в более широком диапазоне 680–920 нм.

Авторы [31, 32] приводят исчерпывающее изложение используемой методологии решения обратной задачи восстановления  $m_{\text{H}_2\text{O}}(h)$  с применением спектральной базы данных HITRAN. В качестве базового метода подгонки используется известный алгоритм Левенберга–Маркардта [40], основанный на минимизации функции качества:

$$\chi^2(a) = \sum_{i,j} \left\{ \frac{y_{ij}^{\text{meas}} - y_i(x_j, a)}{\Delta_{ij}} \right\}^2, \quad (6)$$

где  $y_i(x_j, a)$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ;  $j = 1, 2, \dots, m$ ) – нелинейные модельные функции известных параметров  $x_j$  и неизвестных параметров  $a = \{a_k\}$ ,  $k = 1, 2, \dots, p$ ;  $y_{ij}^{\text{meas}}$  обозначает экспериментально измеренную величину функции  $y_i(x_j, a)$ ;  $\Delta_{ij}$  – стандартное отклонение измеряемой функции. При минимуме функции ее градиент, очевидно, равен нулю,  $\nabla \chi^2(a) = 0$ . В окрестности, близкой к минимуму,  $\chi^2(a)$  аппроксимируется квадратичной формой

$$\chi^2(a) \approx \gamma - da + \frac{1}{2} a \hat{D} a, \quad (7)$$

где  $\gamma$  – подходящая константа;  $d$  – вектор размерности  $p$ ;  $\hat{D}$  – матрица Гессе с элементами

$$D_{ki} = \frac{\partial^2 \chi^2(a)}{\partial a_k \partial a_i} = 2 \sum_{i,j} \frac{1}{\Delta_{ij}^2} \left\{ \frac{\partial y_i(x_j, a)}{\partial a_k} \frac{\partial y_i(x_j, a)}{\partial a_i} - \left[ y_{ij}^{\text{meas}} - y_i(x_j, a) \right] \frac{\partial y_i(x_j, a)}{\partial a_k \partial a_i} \right\}. \quad (8)$$

Из соотношения (7) непосредственно следует алгоритм оценки параметров  $a_{\text{min}} = \{a_k\}$ , которые минимизируют функцию  $\chi^2(a)$ :

$$a_{\text{min}} = a_{\text{current}} + D^{-1} \left[ -\nabla \chi^2(a_{\text{current}}) \right]. \quad (9)$$

Если функция качества недостаточно хорошо аппроксимируется квадратичной формой (7), то оценка (9) улучшается путем итераций

$$a_{\text{next}} = a_{\text{current}} - B \nabla \chi^2(a_{\text{current}}), \quad (10)$$

где  $B$ ,  $B \ll 1$  – эмпирическая константа, достаточно малая, чтобы не пропустить минимум  $\chi^2(a)$ . Трудоемкость многократного расчета обратных функций  $D^{-1}$ , входящих в (9), и неопределенность выбора эмпирической константы  $B$  снижают привлекательность используемого в [32] метода подгонки пара-

метров. В качестве альтернативы авторы предлагают новый статистический подход, основанный на методологии генетического поиска [40–42].

### 3.2. Методика восстановления профилей концентрации атмосферных газов и паров H<sub>2</sub>O в схеме зондирования LIDAR-DOAS с использованием генетического алгоритма

#### 3.2.1. Уравнение лазерной локации для широкополосного излучения

В нашей конкретной задаче исследуется возможность восстановления вертикальных профилей концентрации молекул атмосферных газов и паров воды на основе широкополосного импульсного излучения, покрывающего области селективного поглощения выбранных газов с использованием генетического алгоритма.

Предполагая дискретную по длине волны  $\lambda_i$  и по высоте  $h_j$  процедуру обработки спектральных сигналов обратного рассеяния  $I(\lambda_i, h_j)$  в схеме моностатического лидарного зондирования, уравнение лазерной локации в приближении однократного рассеяния можно записать в виде

$$I(\lambda_i, h_j) = \frac{A(\lambda_i) G(h_j) S \Delta h}{h_j^2} \times \int_{\lambda_i - \Delta \lambda / 2}^{\lambda_i + \Delta \lambda / 2} I_0(\lambda') f(\lambda_i, \lambda') \alpha_\pi(\lambda', h_j) \Theta(\lambda', h_j) d\lambda', \quad (11)$$

где

$$\Theta(\lambda', h_j) = \exp \left( -2 \int_0^{h_j} \sigma(\lambda', h') dh' \right)$$

– пропускание атмосферы до слоя  $h_j$ ;  $\sigma(\lambda', h')$  – коэффициент ослабления аэрозольно-газовой среды на длине волны  $\lambda'$  и на высоте  $h'$ ;  $\alpha_\pi(\lambda', h_j)$  – коэффициент обратного рассеяния;  $I_0(\lambda')$  – спектр излучения источника;  $A(\lambda_i)$  – квантовая эффективность приемника на длине волны  $\lambda_i$ ;  $f(\lambda_i, \lambda')$  – аппаратная функция приемника для длины волны  $\lambda_i$ , представляющая собой, например, гауссову функцию с единичной амплитудой;  $G(h_j)$  – геометрический фактор лидара;  $S$  – площадь приемного устройства (антенны или телескопа);  $\Delta \lambda$  – разрешающая способность приемника по спектру;  $\Delta h$  – частота дискретизации приема сигнала по высоте, например для CCD-камеры возможно обеспечить  $\Delta h = 1$  км.

В случае если спектральный интервал  $\Delta \lambda$  достаточно мал и функции обратного рассеяния и спектра излучения слабо зависят от длины волны в пределах этого интервала, то, опираясь на теорему Irvine [43], выражение (11) можно переписать в приближенном виде

$$I(\lambda_i, h_j) = I(\lambda_i) A(\lambda_i) G(h_j) \frac{S \Delta h}{h_j^2} \alpha_\pi(\lambda_i, h_j) \times$$

$$\times \int_{\lambda_i - \Delta\lambda/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda/2} f(\lambda_i, \lambda') \Theta(\lambda', h_j) d\lambda'. \quad (12)$$

Если  $\Delta\lambda$  достаточно велико и соответствующие функции от длины волны нельзя считать константами, то целесообразно применить процедуру линеаризации медленно осциллирующих функций в выражении (11). В простейшем случае линеаризованные значения коэффициентов обратного рассеяния можно представить как

$$\alpha_\pi(\lambda, \lambda_i, h_j) = a_i \lambda + b_i,$$

где

$$a_i = [\alpha_\pi(\lambda_i + \Delta\lambda/2, h_j) - \alpha_\pi(\lambda_i - \Delta\lambda/2, h_j)] / \Delta\lambda;$$

$$b_i = \alpha_\pi(\lambda_i + \Delta\lambda / 2, h_j) - a_i \lambda$$

– коэффициенты линеаризации.

В свою очередь линеаризованные спектры излучения источника можно записать следующим образом:

$$I(\lambda, \lambda_i) = c_i \lambda + d_i,$$

где

$$c_i = [I(\lambda_i + \Delta\lambda/2) - I(\lambda_i - \Delta\lambda/2)] / \Delta\lambda;$$

$$d_i = I(\lambda_i + \Delta\lambda/2) - c_i \lambda.$$

Обозначив также  $D(\lambda_i, h_j) = A(\lambda_i)G(h_j)S\Delta h/h_j^2$  – постоянный коэффициент на длине волны  $\lambda_i$  и высоте  $h_j$ , получим уравнение лазерной локации в упрощенном виде:

$$I(\lambda_i, h_j) = D(\lambda_i, h_j) \times$$

$$\times \int_{\lambda_i - \Delta\lambda/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda/2} (a_i \lambda' + b_i)(c_i \lambda' + d_i) f(\lambda_i, \lambda') \Theta(\lambda', h_j) d\lambda'. \quad (13)$$

С учетом (12) выражение для минимизируемого функционала DOAS, по которому будет определяться концентрация искомого газового компонента, в частности паров  $H_2O$ , можно записать в виде суммы квадратов разностей:

$$\sum_i^N \sum_j^M \left[ \frac{I(\lambda_i, h_j)}{I_{ref}(\lambda_i, h_j)} - \Theta_s(\lambda_i, h_j) \int_{\lambda - \Delta\lambda/2}^{\lambda + \Delta\lambda/2} f(\lambda', \lambda_i) \Theta_f(\lambda', h_j) d\lambda' \right]^2 \rightarrow \min, \quad (14)$$

где

$$\Theta_f(\lambda', h_j) = \exp \left[ -2\Delta h \left( \sum_{k=0}^j m_{H_2O}(h_k) \alpha(\lambda', h_k) \right) \right]$$

– пропускание на длине волны  $\lambda'$  для быстро осциллирующих по длине волны неизвестных компонентов (газов);

$$\Theta_s(\lambda_i, h_j) = \exp \left[ -2\Delta h \sum_{k=0}^j \sigma(\lambda_i, h_k) + \ln(\alpha_\pi(\lambda_i, h_j) \Delta h) \right]$$

– функция, учитывающая вклад медленно осциллирующих по длине волны неизвестных компонент, таких как молекулярное и аэрозольное рассеяние, а также рассеяние назад;  $I_{ref}(\lambda_i, h_j) = I_0(\lambda_i)K(h_j, \lambda_i)$ ,  $j = 1, \dots, N$  – относительный спектр;  $K(h_j, \lambda_i)$  – нормировочный коэффициент;  $m_{H_2O}(h_k)$  – парциальное давление  $H_2O$  на высоте  $h_k$ ;  $\Delta h$  – шаг высотной сетки;  $\alpha(\lambda', h_k)$  – коэффициент поглощения  $H_2O$  на длине волны  $\lambda'$  и высоте  $h_k$ ;  $\alpha_\pi(\lambda_i, h_j)$  – коэффициент обратного рассеяния назад.

Если шаг по длине волны достаточно большой и медленно осциллирующие функции изменяются на шаге значительно, то можно использовать форму записи (13) для вывода DOAS-выражения

$$\sum_i^N \sum_j^M \left[ \frac{I(\lambda_i, h_j)}{D(\lambda_i, h_j)} - \int_{\lambda_i - \Delta\lambda/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda/2} (a_i \lambda' + b_i) \times (c_i \lambda' + d_i) f(\lambda_i, \lambda') \Theta(\lambda', h_j) d\lambda' \right]^2 \rightarrow \min, \quad (15)$$

где

$$\Theta(\lambda', h_j) = \Theta_s(\lambda', h_j) \Theta_f(\lambda', h_j)$$

– пропускание атмосферы.

Нормировочный коэффициент  $K(h_j, \lambda_i)$  в уравнении (14) обусловлен в основном квадратичным расхождением светового пучка, аппаратной функцией приемной системы и геометрическим фактором лидара, т.е. определится следующим выражением:

$$K(h_j, \lambda_i) = \frac{S}{h_j^2} G(h_j) A(\lambda_i).$$

Функции  $G(h_j)$  и  $A(\lambda_i)$  в принципе также можно внести под знак экспоненты в уравнении функции, учитывающей вклад медленно осциллирующих компонент:

$$\Theta_{ss}(\lambda', h_j) = \exp \left[ -2\Delta h \left( \sum_{k=0}^j \sigma(\lambda_i, h_k) \right) + \ln(\alpha_\pi(\lambda_i, h_j) G(h_j) A(\lambda_i) \Delta h) \right], \quad (16)$$

при этом коэффициент  $K(h_j) = S/h_j^2$ .

В случае, когда коэффициенты ослабления  $\sigma$  и обратного рассеяния  $\alpha_\pi$ , а также аппаратная функция и геометрический фактор неизвестны, удобно их представить в виде полинома  $n$ -й степени и выражение (14) переписать в виде

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \left[ \frac{I(\lambda_j, H_i)}{I_{ref}(\lambda_j, H_i)} - \right]$$

$$- \exp\left(\Pi_{n,i}(\lambda_j)\right) \int_{\lambda-\Delta\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} f(\lambda', \lambda_i) \Theta_f(\lambda', h_j) d\lambda' \Bigg]^2 \rightarrow \min, \quad (17)$$

где  $\Pi_{n,i}(\lambda_j)$  – полином  $n$ -й степени. В данном случае оказалось возможным ограничиться полиномом 3-й степени, т.е.  $\Pi_{3,i}(\lambda) = a_i + b_i\lambda + c_i\lambda^2 + d_i\lambda^3$ . Если вклад в поглощение вносят несколько газов, то можно определить их концентрацию. DOAS-выражение (17) преобразуется к виду

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \left( \frac{I(\lambda_j, H_i)}{I_{ref}(\lambda_j, H_i)} - \exp\left(\Pi_{n,i}(\lambda_j)\right) \int_{\lambda-\Delta\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} f(\lambda', \lambda_i) \Theta_{ff}(\lambda', h_j) d\lambda' \right)^2 \rightarrow \min, \quad (18)$$

где

$$\Theta_{ff}(\lambda', h_j) = \exp\left(-2\Delta h \sum_{k=0}^j \sum_g^{N_g} m_g(h_k) \alpha_g(\lambda', h_k)\right)$$

– пропускание атмосферными газами;  $N_g$  – число учитываемых газов;  $\alpha_g(\lambda', h_k)$  – коэффициент поглощения соответствующего газа;  $m_g(h_k)$  – концентрация данного газа.

После этого задача минимизации функционала (17) или (18) решается с помощью генетического алгоритма оптимизации. При этом функция ослабления, обусловленная рассеянием и поглощением на молекулах и аэрозолях, заменяется простой полиномиальной моделью малого порядка, где в качестве искомых параметров выступают коэффициенты полинома.

### 3.2.2. Генетический алгоритм

Генетический алгоритм представляет собой, как и ранее [35], стохастическую модель поиска, где в качестве искомых параметров выступают, в данном случае, значения концентрации газа или паров воды, а также коэффициенты разложения полинома  $\Pi_{n,i}(\lambda_j)$ . Генетический алгоритм [35, 41, 42] используется для минимизации функционалов вида (17) и (18). Поиск осуществляется по пространству концентраций газов на данной высоте, а также по пространству коэффициентов полинома третьей степени. Генетический алгоритм поиска минимума основан на моделировании процесса природной эволюции и относится к так называемым эволюционным методам поиска, поэтому при его описании используются термины, заимствованные из биологии.

При практической реализации данного метода используют операции, аналогами из живого мира которым служат мутация и скрещивание. Операции производятся над множеством решений (популяцией), и их результатом являются потомки (новые решения), которые также включаются в популяцию. Наряду с созданием потомков из популяции удаляются неприспособленные особи (худшие решения).

В результате многократного повторения данных операций в популяции останутся самые приспособленные особи, т.е. таким образом можно достичь оптимума.

Более строго, генетическим алгоритмом называется следующий объект  $GA(P^0, r, Fit, sl, cr, m, sc)$ , где  $P^0$  – начальная популяция;  $r$  – количество элементов в популяции;  $Fit$  – функция фитнеса (функция полезности), определяющая «пригодность» решения;  $sl$  – селекция решений для создания нового решения;  $cr$  – оператор кроссинговера, определяющий возможность получения нового решения;  $m$  – оператор мутации;  $sc$  – оператор отбора. Начальная популяция  $P^0$  – это множество начальных решений, принадлежащих пространству решений  $X \in D$ ;  $P^0$  генерируется случайным образом либо на основе априорных данных об искомом решении. Функция фитнеса определяется минимизируемым функционалом (17). Селекция экземпляров уже существующих решений осуществляется для получения нового экземпляра и включения его в исходную популяцию (выборку). Эмпирически, выбор для кроссинговера с большей вероятностью наилучших решений ускоряет процесс сходимости к глобальному минимуму. Например, в соответствии с вероятностью

$$p_k = \frac{1}{\sum_{i=1}^r Fit(X_i)}, \quad k = \overline{1, r} \quad (19)$$

выбирают первое и второе решения,  $k_1, k_2, k_1 \neq k_2$  или

$$p_k = \frac{1}{\sum_{i=1}^r \frac{1}{Fit(X_i)}}, \quad k = \overline{1, r}. \quad (20)$$

Другая стратегия может заключаться в равновероятном выборе тех решений, для которых  $Fit(X_k) < Fit_{cp}$ , где  $Fit_{cp}$  – среднее значение функции фитнеса. После выбора образующих решений (предков) над ними проводится операция кроссинговера для создания нового решения (потомка). Кроссинговер может проводиться с помощью перекombинаций элементов векторов решений предков или по следующей формуле:

$$x_i^n = x_{k_1,i}\lambda + x_{k_2,i}(1 - \xi),$$

где  $x_i^n$  –  $i$ -й элемент нового вектора решения;  $\xi$  – равномерно распределенная величина от 0 до 1;  $x_{k_1,i}, x_{k_2,i}$  – образующие решения. После того как новое решение создано, над ним проводится операция мутации, которая может осуществляться следующим образом:

$$x_i = x_i + \delta, \quad i \in [1, N],$$

где  $N$  – размерность вектора решения;  $\delta$  – случайное малое значение;  $i$  выбираются из указанного диапазона, при этом вероятность изменения большего числа элементов мала. Другой способ задания оператора мутации можно описать как

$$x_i = \min_i + (\max_i - \min_i)\xi,$$

где  $x_i \in [\min_i, \max_i]$ . Решение после этой операции добавляется в популяцию. Далее осуществляются отбор хороших решений или отбрасывание худших из популяции; данный процесс может происходить над одним или сразу несколькими решениями. Например, по условию  $Fit(X_k) < Fit_{cp}$  все решения отбрасываются, после чего создается новое множество решений с помощью кроссинговера и мутации, также отбор решений может быть осуществлен в соответствии с вероятностью

$$p_k = \frac{Fit(X_k)}{\sum_{i=1}^r Fit(X_i)}. \quad (21)$$

Если в задаче восстановления профилей концентрации газов по спектрам дифференциального поглощения аппаратную функцию взять для простоты в виде прямоугольной функции, то функция фитнеса будет представлена в следующем виде:

$$Fit(\bar{p}) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \left[ \frac{I(\lambda_j, H_i)}{I_{ref}(\lambda_j, H_i)} - \exp(\Pi_{n,i}(\lambda_j)) \times \int_{\lambda-\Delta\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} \exp\left(-2\Delta h \sum_{k=0}^j \sum_g^{N_g} m_g(h_k) \alpha_g(\lambda', h_k)\right) d\lambda' \right]^2, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{p} = & [m_1(h_1) \dots m_1(h_{N_1}), \dots, m_{N_g}(h_1) \dots m_{N_g}(h_{N_g}); \\ & a(h_1) \dots a(h_{N_1}); b(h_1) \dots b(h_{N_1}); \\ & c(h_1) \dots c(h_{N_1}); d(h_1) \dots d(h_{N_1})]. \end{aligned}$$

Реализованный нами алгоритм в целом можно описать следующим образом. Для каждого искомого параметра устанавливается диапазон поиска. Диапазон может быть задан исходя из наших знаний о модельных распределениях профилей соответствующих газовых составляющих, а также о профилях аэрозольного ослабления, геометрическом факторе лидача и аппаратной функции прибора.

На первом этапе определяется начальная выборка векторов решений, значениям параметров каждого возможного решения  $\bar{p}$  из выборки присваиваются случайные значения из соответствующего диапазона. Для каждого решения рассчитывается функция фитнеса (22). Чем меньше значение функционала (более высокая точность определения параметров), тем лучше решение. В массиве решений выбираются два или более решений, производится операция кроссинговера (скрещивания). Затем осуществляется операция мутации, изменения одного или более параметров потомка на малую величину, либо полное изменение нескольких из параметров. После того как образован потомок, определяется, лучше ли он самой неприспособленной в популяции особи, и если это так, то неприспособленная особь удаляется из популяции и заменяется потомком. Опера-

ции повторяются до тех пор, пока не будет получено приемлемое решение.

Одно из основных преимуществ генетического алгоритма состоит в том, что он не требует вычисления производных. Недостатком генетического алгоритма является его достаточно медленная сходимость, что затрудняет его использование в режиме реального времени. Для оценки эффективности работы генетического алгоритма восстановления концентрации молекул атмосферных газов и паров воды с учетом возможных помех в реальной атмосфере выполнен замкнутый численный эксперимент по широкополосному лазерному зондированию селективно поглощающей атмосферы. Процесс переноса широкополосного излучения в дисперсных средах с селективным поглощением формально не удовлетворяет каноническому уравнению переноса, поэтому алгоритмы статистического моделирования потребовали определенной коррекции.

## 4. Численный эксперимент по широкополосному лазерному зондированию селективно поглощающей атмосферы

### 4.1. Математическая модель численного эксперимента

При реализации генетического алгоритма решения обратной задачи восстановления вертикальных профилей концентрации атмосферных газов, включая пары  $H_2O$ , на основе реальных данных широкополосного лазерного зондирования функция фитнеса изменит свое содержание:

$$Fit(\bar{p}) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \left\{ \frac{\hat{I}(\lambda_i, h_j)}{I_{ref}(\lambda_i, h_j)} - \exp[\Pi_{n,i}(\lambda_i)] \times \int_{\lambda-\Delta\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} \exp\left[-2\Delta h \sum_{k=0}^j \sum_g^{N_g} m_g(h_k) \alpha_g(\lambda', h_k)\right] d\lambda' \right\}^2. \quad (23)$$

Изменение состоит в том, что вместо сигнала однократного рассеяния  $I(\lambda_i, h_j)$ , удовлетворяющего уравнению лазерной локации (11), в уравнении (11) появляется величина полного сигнала обратного рассеяния  $\hat{I}(\lambda_i, h_j)$ , включающего в условиях натурального эксперимента пассивные фоны земной атмосферы и активные помехи многократного рассеяния. Пассивные фоны легко учитываются [44], и мы оставляем их пока в стороне. Формирование  $\hat{I}(\lambda_i, h_j)$  подчиняется нестационарному уравнению переноса излучения в граничных и начальных условиях, отображающих схему реального эксперимента. В 3D-пространстве неоднородной аэрозольно-газовой среды нестационарное уравнение переноса принимает вид

$$\left[ c^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \nabla + \sigma(\mathbf{r}, \lambda) \right] I_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) =$$

$$= \frac{1}{4} \pi \int_{4\pi} G(\mathbf{r}, \lambda, \Omega, \Omega) I_\lambda(\mathbf{r}, \Omega, t) d\Omega + S_\lambda(\mathbf{r}, \Omega, t), \quad (24)$$

где  $S_\lambda(\mathbf{r}, \Omega, t)$  – функция источника;  $I_\lambda(\mathbf{r}, \Omega, t)$  – интенсивность на длине волны  $\lambda$  в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\Omega$  в момент времени  $t$ ;  $G(\mathbf{r}, \Omega, \Omega)$  – объемный коэффициент направленного упругого светорассеяния.

Уравнение переноса (24) записано в скалярном приближении, т.е. без учета поляризационных эффектов. Тем не менее его строгое аналитическое решение не достигнуто. Среди численных методов наиболее рациональным является метод Монте-Карло. Хотя данный метод не требует строгой записи уравнения переноса, построение эффективных весовых алгоритмов метода [45] основано на преобразованиях интегрального уравнения переноса, адекватного исходной задаче.

Преобразование нестационарного уравнения (24), содержащего спектральную зависимость оцениваемых функционалов, в интегральную форму приведено в [45], где показано, что оно сохраняет свою каноническую форму Фредгольма 2-го рода. На основании этого в работе [46] предложена модификация локальной оценки потока в области детектора конечных размеров, учитывающая немонохроматичность принимаемого оптического сигнала. Опуская промежуточные выкладки, изложенные в [46], статистическую оценку спектрального потока  $\hat{I}(\lambda_i, \mathbf{r}^*)$  в области заданного локализованного детектора  $\mathbf{r}^* \in D$  приведем к виду

$$\hat{I}(\lambda_i, \mathbf{r}^*) = MO \sum_{n=0}^N q_n \frac{\exp[-\tau_a(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}^*)] g(\mu^*, \mathbf{r}) \Theta_{\Delta\lambda}^*(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}^*, \Delta\lambda)}{2\pi |\mathbf{r}_n - \mathbf{r}^*|^2}, \quad (25)$$

где  $MO$  – символ математического ожидания; функция пропускания

$$\Theta_{\Delta\lambda}^*(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}^*, \Delta\lambda) = (\Delta\lambda)^{-1} \int_{\Delta\lambda} \exp\left\{-\int_0^{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}^*|} \alpha_g(\lambda, \mathbf{r}') d\mathbf{r}'\right\} d\lambda; \quad (26)$$

$g(\mu, \mathbf{r}^*)$  – нормированная на единицу индикатриса рассеяния;  $\mu = \cos(\theta)$ ,  $\theta$  – угол рассеяния;  $\tau_a(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}^*) = \int_0^l \sigma_M(\mathbf{r}_n, l') dl'$  – оптическая длина отрезка  $l = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$ .

Спектральное поглощение по пробегам фотонов между очередными случайными столкновениями  $\{\mathbf{r}_n\}$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , учитывается преобразованием статистических весов

$$q_{n+1} = q_n \Theta_{\Delta\lambda}^n(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n+1}, \Delta\lambda), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (27)$$

где

$$\Theta_{\Delta\lambda}^n(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_{n+1}, \Delta\lambda) = (\Delta\lambda)^{-1} \int_{\Delta\lambda} \exp\left\{-\int_0^{|\mathbf{r}_{n+1} - \mathbf{r}_n|} \alpha_g(\lambda, \mathbf{r}') d\mathbf{r}'\right\} d\lambda. \quad (28)$$

Расчет спектральных функций пропускания (26) и (28) выполняется на основе ускоренного алгоритма прямого счета *line-by-line* [46, 47]. Кроме того, для дальнейшего упрощения расчетной процедуры можно воспользоваться тем обстоятельством, что реальные значения оптических толщин в (25) имеют порядок  $10^{-2}$  и коэффициенты поглощения в (26), (28) можно заменить средним значением. Действительно, если для малых оптических толщ разложить пропускание в ряд Маклорена и учесть несколько членов ряда

$$\Theta_{\Delta\lambda}(\lambda, H) = \int_{\lambda - \Delta\lambda}^{\lambda + \Delta\lambda} \exp\left[-\int_0^H \alpha_g(h, \lambda') dh\right] d\lambda' = \int_{\lambda - \Delta\lambda}^{\lambda + \Delta\lambda} \left\{ 1 - \int_0^H \alpha_g(h, \lambda') dh + \frac{\left[-\int_0^H \alpha_g(h, \lambda') dh\right]^2}{2!} + \dots \right. \\ \left. \dots + \frac{\left[-\int_0^H \alpha_g(h, \lambda') dh\right]^n}{n!} \right\} d\lambda'. \quad (29)$$

Для оптических толщ порядка 0,01 достаточно учета одного члена ряда (29), для остальных случаев можно увеличивать число членов ряда до 3–4. В первом члене ряда можно заменить пределы интегрирования и рассчитать усредненное значение по длинам волн для коэффициента поглощения. В остальных членах ряда можно сделать допущение, что трасса однородная, и вынести коэффициент поглощения, усреднив его с соответствующей степенью члена ряда. В случае высокого разрешения приемной системы (0,05 нм) интегралы пропускания можно брать напрямую.

## 4.2. Результаты модельных оценок

Для оценки потенциальных возможностей предложенного алгоритма обработки сигналов широкополосного лазерного зондирования концентрации паров воды и малых газовых примесей в атмосфере выполнен численный эксперимент по лазерному зондированию концентрации паров  $H_2O$  в тропосфере Земли. Зондирование паров  $H_2O$  возможно в диапазоне 712–735 нм, поскольку участок спектра совпадает с излучением широкополосного Ti:Sa-лазера [48] и содержит заметную полосу поглощения водяного пара. Содержание численного эксперимента состояло в имитации методом Монте-Карло сигналов обратного рассеяния, разрешенных по пространству и длине волны с высоким спектральным разрешением. Граничные условия задачи соответствовали конструктиву реального широкополосного лидара, созданного специалистами франко-германского научного



коллектива [36–39]. Геометрическая схема зондирования близка к моностатической, т.е. обеспечивает полное перекрытие углов поля зрения излучателя и приемного телескопа до нижней границы зондируемого объема. Последовательность ультракоротких импульсов (длительностью  $t_i = 70$  фс, частотой  $f = 10$  Гц, энергией  $\sim 350$  мДж и длиной волны  $\lambda = 793$  нм) создает на расстоянии  $z = 30 \div 70$  м цилиндрический филамент диаметром  $\sim 50$  мм. Он является источником направленного в конусе «белого» света (суперконтинуума). Угол расходимости излучения суперконтинуума по известным оценкам лежит в пределах  $2\varphi_s = 1 \div 30$  мрад; углы приема также задаются как параметры  $2\varphi_d = 2; 10; 20; 35$  мрад.

Пространственно-разрешенные дифференциальные спектры пропускания для наиболее характерной полосы паров  $H_2O$  (725 нм) рассчитывались для 400 опорных длин волн. Спектральная разрешающая способность приемника являлась параметром задачи и задавалась в пределах 0,5 нм.

Для проведения расчетов методом Монте-Карло были сформированы входные данные, содержащие коэффициенты аэрозольного ослабления и рассеяния, а также индикатрисы рассеяния; высотная сетка была взята с шагом 0,1 км от 0 до 12 км, сетка по длинам волн – с шагом 0,01 нм. В качестве исходных данных для моделирования использовалась оптическая аэрозольная модель [49], в качестве газовой атмосферной модели – банк спектроскопических данных HITRAN-2004 [21], включающий все поглощающие газы в данном диапазоне длин волн. Кроме воды в данном диапазоне длин волн линия поглощения имеет гидроокисел OH, но его вклад в поглощение, как и других газов, достаточно мал.

На рис. 1 приведен пример расчетов сигналов локационного рассеяния в указанной полосе поглощения паров  $H_2O$  с разрешением по высоте и по спектру длин волн. Расчеты выполнены с применением модификации локальной оценки (25) со спектральным разрешением приемной системы  $\Delta\lambda = 0,05$  нм. Параметры аэрозольного светорассеяния соответствовали *среднециклической модели* континентального аэрозоля [49]. Спектральные сигналы обратного рассеяния скорректированы на квадрат расстояния по трассе зондирования. Влияние многократного рассеяния минимально, не превышает нескольких процентов, несмотря на достаточно широкий, по сравнению с типовыми лидарами, угол приема, который в данном примере составлял  $2\varphi_d = 20$  мрад.

Можно отметить, что в условиях средней замутненности тропосферного слоя спектральные сигналы сохраняют свою информативность до высот 7–8 км. Это подтверждается результатами обращения полученных спектральных сигналов относительно заданного модельного профиля концентрации паров  $H_2O$ . Они показаны на рис. 2 в единицах парциального давления. Очевидно хорошее качество восстановления, что не в последнюю очередь связано с высокой устойчивостью выбранного генетического метода решения обратной задачи.

Другой пример связан с задачей зондирования вертикального профиля концентрации диоксида азота

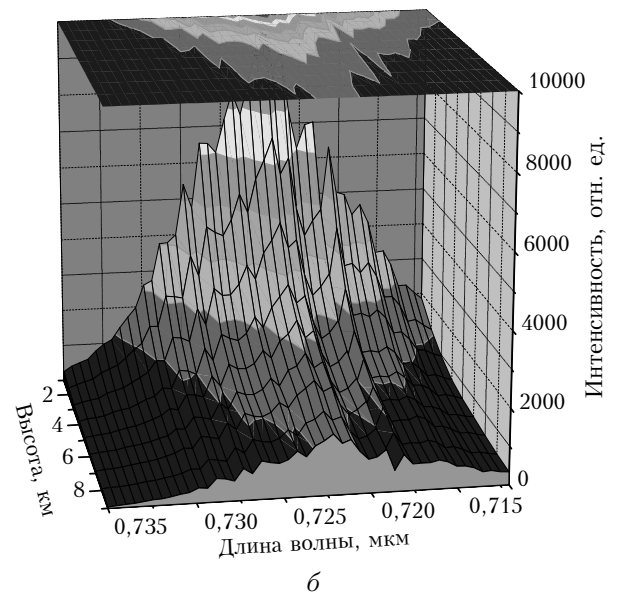
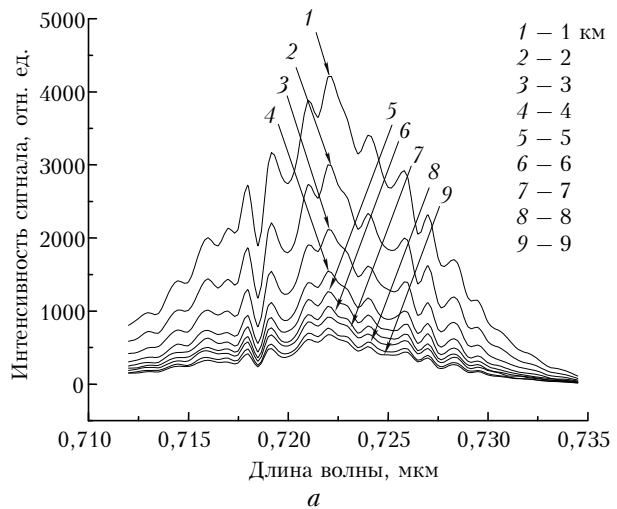


Рис. 1. Пример расчета методом Монте-Карло сигналов широкополосного локационного рассеяния в заданной полосе поглощения паров  $H_2O$  с указанным разрешением по высоте. Сигналы рассчитаны при спектральном разрешении приемной системы 0,05 нм в двумерном (а) и трехмерном (б) представлении

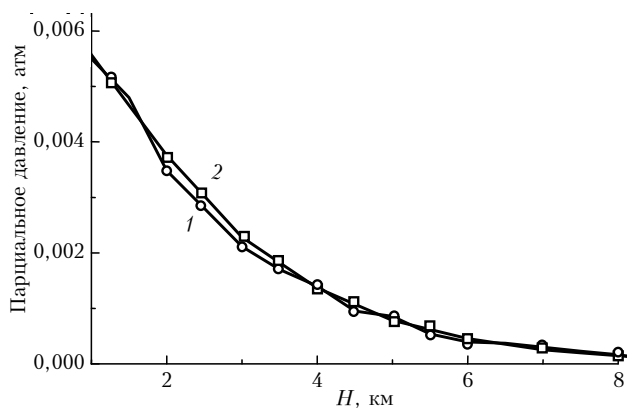


Рис. 2. Восстановленный (кривая 1) и модельный (кривая 2) профили концентрации паров  $H_2O$  в тропосферном слое атмосферы

в тропосфере. Диоксид азота  $\text{NO}_2$  занимает особое место в ряду малых газовых составляющих атмосферы, ввиду его активной роли в фотохимических процессах, приводящих к деструкции озона, образованию вторичного аэрозоля (нитрат натрия) и др. [3].

Сам по себе диоксид азота является токсикантом, значительные превышения его фонового уровня могут нанести серьезный ущерб здоровью населения. Естественные источники  $\text{NO}_2$  — продукты вторичного метаболизма микроорганизмов в почве и поверхностном слое океана. Антропогенные выбросы диоксида азота, связанные с работой тепловых двигателей и электростанций, в настоящее время в 5–7 раз превышают фоновые показатели, что делает проблему оперативного мониторинга количества  $\text{NO}_2$  в пограничном слое атмосферы чрезвычайно актуальной.

Для восстановления профиля концентрации  $\text{NO}_2$  с учетом помехи многократного рассеяния был применен тот же алгоритм генетического поиска. Спектральной областью, наиболее информативной относительно  $\text{NO}_2$ , считается [19, 31] участок спектра в ближней УФ-области 400–450 нм. Спектральный континуум в этом диапазоне с «хорошей», т.е. гладкой куполообразной, огибающей может быть реализован, например, путем смещения основных гармоник:  $\text{Ti:Sapphire}+\text{Nd:YAG}$ -лазеров [48]. Коэффициенты спектрального поглощения для данного участка длин волн, согласно [21], приведены на рис. 3.

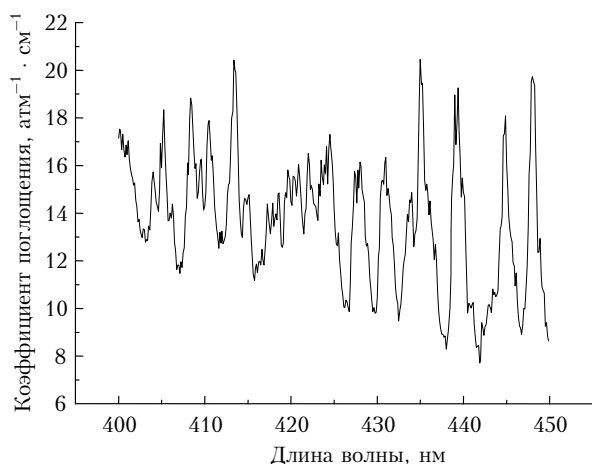


Рис. 3. Коэффициенты поглощения  $\text{NO}_2$  в ближнем УФ-участке спектра по данным [21]

Особенность коэффициентов поглощения в данном диапазоне состоит в том, что не существует области, где значения поглощения близки или равны нулю. Это может привести к смещенной оценке вклада аэрозольного и молекулярного рассеяния в полученный сигнал с помощью полинома, т.е. профиль концентрации будет завышать реальное значение профиля за счет того, что профиль полинома будет занижен, или занижать, если профиль полинома будет завышен. Результаты восстановления априори заданных профилей  $\text{NO}_2$  при разных максимальных уровнях концентрации у поверхности Земли (20 и 2 ppb) приведены на рис. 4.

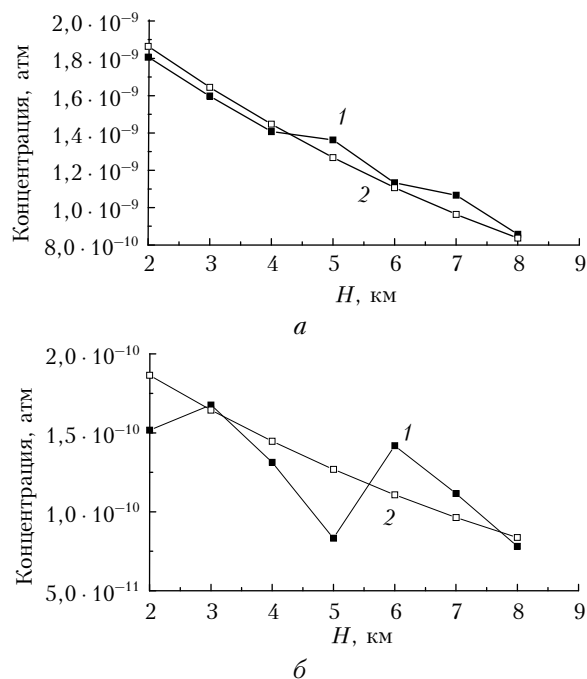


Рис. 4. Восстановленный (1) и модельный (2) профили  $\text{NO}_2$  при уровне концентрации  $\text{NO}_2$ , достигающей 20 ppb (а) и 2 ppb (б)

Они иллюстрируют тот факт, что при использованных в постановке данной задачи допущениях гибридная схема зондирования LIDAR-DOAS позволяет получить непротиворечивые данные о вертикальном распределении малых газов с разрешением не хуже 1 км. Очевидно, что при низких концентрациях  $\text{NO}_2$  точность восстановления заметно падает, что накладывает достаточно высокие требования на качество приемной и излучающей систем.

В целом, следует отметить, что скорость работы алгоритма восстановления во многом зависит от ширины диапазона длин волн, выбранного для зондирования, а также от разрешения приемной системы. Точность восстановления также сильно зависит от формы спектра излучения, если спектр излучения имеет высокочастотные особенности, которые не могут быть учтены сплайном третьего порядка или не были учтены в референтном спектре, что может приводить к ошибкам в восстановленном профиле. В данном численном эксперименте полагалось, что спектральное поведение излучения широкополосного источника известно точно.

## Заключение

Результаты замкнутого численного эксперимента по лазерному зондированию атмосферы показали перспективность использования гибридной технологии LIDAR-DOAS для контроля концентрации водяного пара и малых газовых примесей в тропосферном слое, используя в качестве распределенного трассового отражателя атмосферный аэрозоль. Приведенные количественные оценки, выполненные с помощью нового стохастического алгоритма генетического поиска,

подтверждают возможность дистанционного контроля и локализации опасных антропогенных выбросов токсичных газов с пространственным разрешением не хуже 1 км до высоты тропопаузы.

Оценка сигналов обратного рассеяния с высоким спектральным разрешением на основе нестационарного уравнения переноса требует применения прецизионных алгоритмов расчетов. В теории методов Монте-Карло таким алгоритмом считается *метод локальной оценки потоков*. Сочетание этого алгоритма с высокоточным расчетом функций пропускания атмосферных газов на основе техники LBL, выполненное в данной статье, дает возможность строгого количественного прогноза эффективности разрабатываемых лидарных систем мониторинга окружающей среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 07-01-00509, 09-01-00698, 09-05-00738 и 09-07-00477).

1. Schotland R.M. The detection of the vertical profile of atmospheric gases by means of a ground-based optical radar // Proc. Third Symp. on Remote Sensing of the Environment. Michigan: Ann. Arbor. USA, 1964. P. 215–224.
2. Zuev V.E. Laser Beam in the Atmosphere. Plenum. Publ. Corp. N. Y., 1981. 345 p.
3. Gibson A.J., Thomas L. Ultraviolet laser sounding of the troposphere and lower stratosphere // Nature (Gr. Brit.). 1975. V. 256. N 5578. P. 561–563.
4. Mattias V., Bosenberg J., Frendenthaler V., Amadeo A., Balis D., Chaikovskiy A. Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 1. Instruments // Appl. Opt. 2004. V. 43. P. 961–976.
5. Godin S., Carswell A.I., Donovan D.P., Claude H., Steibrecht W. Ozone differential absorption lidar algorithm intercomparison // Appl. Opt. 1999. V. 38. N 30. P. 6225–6236.
6. Fiorani L., Durieux E. Comparison among error calculations in differential absorption lidar measurements // Opt. and Laser Technol. 2001. V. 33. P. 371–377.
7. Uchino O., McCormic M.P., Swisler T.J., McMaster L.R. Error analysis of DIAL measurements of ozone by Shuttle eximer lidar // Appl. Opt. 1986. V. 25. N 21. P. 3946–3951.
8. Browell E.V., Ismail S., Shipley T. UV DIAL measurements of O<sub>3</sub> profiles in regions of spatially inhomogeneous aerosols // Appl. Opt. 1985. V. 24. P. 2827–2836.
9. Kovalev V.A., McElroy J.L. Differential absorption lidar measurement of vertical ozone profiles in the troposphere that contains aerosol layers with strong backscattering gradients // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 8393–8401.
10. Костко О.К., Портасов В.С., Хамматов В.У., Чаянова Э.А. Применение лазеров для определения состава атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 216 с.
11. Lazzarotto B., Frioud M., Larcheveque G. Ozone and water-vapor measurements by Raman lidar in the planetary layers: error sources and field measurements // Appl. Opt. 2001. V. 40. N 18. P. 2985–2997.
12. Креков Г.М., Крекова М.М. Об эффективности методов колебательно-вращательной рамановской спектроскопии при лазерном зондировании облачной атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18. № 5. С. 471–481.
13. Walmsley H.L., O'Connor S.J. The accuracy and sensitivity of infrared differential absorption lidar measurements of hydrocarbon emissions from process units // Pure and Appl. Opt. A. 1998. V. 7. P. 907–925.
14. Noxon J.F. Nitrogen Dioxide in the Stratosphere and Troposphere measured by Ground-based Absorption Spectroscopy // Science. 1975. V. 189. P. 547–549.
15. Noxon J.F., Whipple E.C., Hyde R.S. Stratospheric NO<sub>2</sub>. 1. Observational method and behavior at Midlatitudes // J. Geophys. Res. C. 1979. V. 84. Is. 8. P. 5047–5076.
16. Platt U., Perner D., Patz H.W. Simultaneous measurement of atmospheric CH<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub> and NO<sub>2</sub> by differential optical absorption // J. Geophys. Res. C. 1979. V. 84. Is. 10. P. 6329–6335.
17. Platt U. Monitoring by Spectroscopic Techniques. N.Y.: John Wiley & Sons, 1994. 245 p.
18. Platt U., Perner D. Direct Measurements of Atmospheric CH<sub>2</sub>O, HNO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, NO<sub>2</sub>, and SO<sub>2</sub> by differential optical absorption in the near UV // J. Geophys. Res. C. 1980. V. 85. Is. 12. P. 7453–7458.
19. Platt U. Differential Optical Absorption Spectroscopy // Air Monitoring Encyclopedia of Analytical Chemistry / Ed. R.A. Meyers. Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 2000. P. 1936–1959.
20. Platt U., Perner D. Measurements of Atmospheric Trace Gases by Long Path Differential UV/visible Absorption Spectroscopy // Optical and Laser Remote Sensing / D.K. Killinger and A. Mooradian (Eds.). N.Y.: Springer-Verlag, 1983. P. 95–105.
21. Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A., Benner C.D., Birk M., Brown L.R., Carleer M.R., Chackerian C., Chance Jr.K., Coudert L.H., Dana V., Devi V.M., Flaud J.-M., Gamache R.R., Goldman A., Hartmann J.-M., Jucks K.W., Maki A.G., Mandin J.Y., Massie S.T., Orphal J., Perrin A., Rinsland C.R., Smith M.A.H., Tennyson J., Tolchenov R.N., Toth R.A., Vander Auwera J., Varanas P., Wagner G. The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer. 2005. V. 96. P. 139–204.
22. Plane J.M.C., Smith N. Atmospheric monitoring by differential optical absorption spectroscopy // Spectroscopy in Environmental Science / R.J.H. Clark and R.E. Hester, Eds. Chichester: Wiley, 1995. P. 223–262.
23. Stutz J., Platt U. Numerical analysis and estimation of the statistical error of differential optical absorption spectroscopy measurements with least-squares methods // Appl. Opt. 1996. V. 35. P. 41–6053.
24. Vandaele A.C., Tsoulis A., Carleer M., Colinb R. UV Fourier transform measurements of tropospheric O<sub>3</sub>, NO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, benzene, and toluene // Environ. Pollut. 2002. V. 116. P. 193–201.
25. Vandaele A.C., Carleer M. Development of Fourier transform spectrometry for UV-visible DOAS measurements of tropospheric minor constituents // Appl. Opt. 1999. V. 38. P. 2630–2639.
26. Pundt, Mettendorf K.U. Multibeam long-path differential optical absorption spectroscopy instrument: a device for simultaneous measurements along multiple light paths // Appl. Opt. 2005. V. 44. P. 4985–4994.
27. Haonninger G., von Friedeburg C., Platt U. Multi axis differential optical absorption spectroscopy (MAX-DOAS) // Atmos. Chem. and Phys. 2004. V. 4. P. 231–254.
28. Platt U. Air Pollution Monitoring Systems – Past–Present–Future // Advanced Environmental Monitoring / Eds. Y.J. Kim and U. Platt. Springer, 2008. P. 3–20.
29. Jones R.L. A novel ranging UV-visible spectrometer for remote sensing of the troposphere // SPIE Opt. Methods Atmos. Chem. 1992. V. 15. P. 393–402.
30. Strong K., Jones R.L. Remote measurements of profiles of atmospheric constituents with UV-visible ranging spectrometer // Appl. Opt. 1995. V. 34. P. 6223–6235.
31. Povey I.M., South A.M., Hill C., Freshwater R.A., Jones R.L. A broadband lidar for measurement of tropospheric constituents profiles from the ground // J. Geophys. Res. D. 1998. V. 103. Is. 3. P. 3369–3380.

32. *South A.M., Povey I.M., Jones R.L.* Broadband lidar measurement of tropospheric water vapor profiles // *J. Geophys. Res. D.* 1998. V. 103. Is. 23. P. 31191–31202.
33. *CCD Image Sensors in Deep-Ultraviolet.* Berlin; Heidelberg: Springer, 2006. 287 p.
34. *Douard M., Bacis R., Rambaldini P., Wolf J.P.* Fourier-transform lidar // *Opt. Lett.* 1995. V. 20. P. 2140–2142.
35. *Креков Г.М., Крекова М.М., Суханов А.Я.* Оценка эффективности использования перспективных лидаров белого света для зондирования микрофизических параметров слоистой облачности: 1. Аналитический обзор // *Оптика атмосф. и океана.* 2009. Т. 22. (В печати).
36. *Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S.* Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses // *Appl. Phys. B.* 2000. V. 71. P. 573–580.
37. *Wille H., Rodrigues M., Kasparian J.* Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2002. V. 20. P. 183–190.
38. *Wöste L., Wedekind C., Wille H., Rairoux P., Stein B., Werner C., Niedermeier S., Ronneberger F., Schillinger H., Sauerbrey R.* Femtosecond atmospheric lamp // *Laser und Optoelektronik.* 1997. V. 29. P. 51–53.
39. *Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Salmon J.Yu., Wille H., Wolf G.P., Franco M., Mysyrowicz A., Wöste L.* White-light filaments for atmospheric analysis // *Science.* 2003. V. 301. P. 61–64.
40. *Schwarz H.R.* Numerische Mathematik. Stuttgart; Willey, 1988. 345 p.
41. *Lienert B.R., Porter J.N., Sharma S.K.* Repetitive genetic inversion of optical extinction data // *Appl. Opt.* 2001. V. 40. P. 3476–3482.
42. *Mera N.S., Elliott L., Ingham D.B.* A multi-population genetic algorithm approach for solving ill-posed problems // *Comput. Mechanics.* 2004. V. 33. P. 254–262.
43. *Irvine W.M.* The formation of absorption bands and the distribution of photon optical paths in scattering atmosphere // *Bull. Astron. Inst. Nether.* 1964. V. 17. P. 266–279.
44. *Зуев В.Е., Кабанов М.В.* Перенос оптических сигналов в земной атмосфере. М.: Сов. радио, 1977. 368 с.
45. *Михайлов Г.А.* Оптимизация весовых методов Монте-Карло. М.: Наука, 1987. 237 с.
46. *Креков Г.М.* Метод локальной оценки потока в задачах широкополосного лазерного зондирования // *Оптика атмосф. и океана.* 2009. Т. 22. (В печати).
47. *Мицель А.А., Фирсов К.М., Фомин Б.А.* Перенос оптического излучения в молекулярной атмосфере. Томск: Изд-во STT, 2001. 443 с.
48. *Dell'Aglio M., Kholodnykh A., Lassandro R., De Pascuale O.* Development of a Ti:Sapphire DIAL system for pollutant monitoring and meteorological applications // *Opt. and Lasers Eng.* 2002. V. 37. P. 233–244.
49. *Зуев В.Е., Креков Г.М.* Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 256 с.

*G.M. Krekov, M.M. Krekova, A.Ya. Sukhanov.* **Broadband lidar potentiality estimate for remote sensing of the molecular atmosphere.**

The paper discusses the results of the closed numerical experiment on laser sensing of the concentration of water vapor and trace gases in the tropospheric layer of the atmosphere based on a new hybrid technology LIDAR-DOAS, which uses the atmospheric aerosol as the distributed route reflector. Quantitative estimations, made on a basis of the Monte-Carlo method, confirm the perspectives of such an approach extending the capabilities of the classical scheme of differential optical atmospheric spectroscopy (DOAS) in the form of remote control and localization of dangerous anthropogenic emissions of toxic gases up to the tropopause altitude. Because of the need for estimating the lidar returns with high spectral resolution based on the transient transfer equation, a considerable modification of statistical modeling algorithms was required. In the paper a new method of local estimating of the flux was used, taking into account the selective absorption of gaseous atmosphere. A combination of this method with the genetic algorithm of the solution of inverse problem of profile reconstruction of the required gas tropospheric components provides the means for rigid quantitative prediction of the efficiency of developed lidar systems of the environmental monitoring.