

Г.М. Креков, М.М. Крекова

Об эффективности методов колебательно-вращательной рамановской спектроскопии при лазерном зондировании облачной атмосферы

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 7.02.2005 г.

В рамках численного эксперимента, выполненного методом Монте-Карло, исследована эффективность колебательно-вращательной рамановской спектроскопии (КВРС) при лазерном зондировании температуры и влажности в реальной атмосфере. В реальной многокомпонентной атмосфере основным источником активных помех, ограничивающим потенциальные возможности лидара, становится фон многократного рассеяния лазерного сигнала на аэрозольных и облачных частицах. В условиях сплошной облачности нижнего и среднего ярусов Раман-лидар не применим. Актуальным представляется оценить границы применимости рамановского зондирования в присутствии аэрозольных инверсий и невидимых глазом перистых облаков верхнего яруса.

Выполнены и приведены оценки возможного смещения вертикальных профилей температуры, влажности и отношения смеси паров H_2O за счет помехи многократного рассеяния в канале регистрации для схемы наземного и орбитального зондирования. Граничные условия задачи соответствовали прототипам наиболее эффективно действующих лидаров Европейской лидарной сети, использующих сигналы чисто вращательного и колебательно-вращательного рамановского рассеяния, индуцируемого излучением импульсного Nd:YAG-лазера на длине волны 532,25 нм. Оценки подтверждают перспективность применения методов КВРС для зондирования температуры в условиях слабой облачности в интервале высот $2 \div 20$ км, в то же время ошибки восстановления профилей водяного пара достигают $10 \div 15\%$.

Введение

В настоящее время в качестве одного из методов, обеспечивающих оперативную информацию о состоянии земной атмосферы, является дистанционное лазерное зондирование. Традиционная техника лазерного зондирования основана на интерпретации пространственно-разрешенного сигнала упругого рассеяния исследуемой среды на одной или нескольких частотах оптического диапазона длин волн [1].

В последнее десятилетие определилась закономерная тенденция использования широкого спектра линейных и нелинейных процессов, приводящих к переизлучению материалом зондируемой среды на других частотах, так называемых трансспектральных процессов [2–4]. В данной статье акцентируется внимание на анализе помехоустойчивости оптических лазерных локаторов, использующих рамановские сигналы для зондирования атмосферы, так называемых Раман-лидаров [5]. Раман-лидар, при эффективном применении, позволяет получать регулярную информацию о пространственном распределении большинства базовых параметров атмосферы, необходимых для анализа и прогноза состояния воздушного бассейна до уровня перистой облачности.

Систематические результаты накапливаются и анализируются в рамках деятельности Европей-

ской аэрозольной лидарной сети (EARLINET) [6] и Сибирской лидарной станции [7]. Эти результаты касаются, в первую очередь, изучения долгопериодных временных рядов вертикальных профилей влажности, температуры и концентрации озона. Анализ этих данных позволяет судить о влиянии динамики сильных атмосферных фронтов [8], выбросов вулканических извержений [9], выбросов техногенного происхождения [10] и других аномальных воздействий, нарушающих равновесие экосистемы. Сочетание Раман-лидара с многочастотными лидарами упругого рассеяния [11, 12] дает возможность получать информацию о вертикальных вариациях микроструктуры атмосферного аэрозоля как фонового, так и антропогенного характера.

Особый класс обратных задач оптического зондирования возникает при рамановской диагностике указанных выше параметров в условиях облачной атмосферы. Сплошная облачность нижнего яруса не оставляет надежд на успешное применение Раман-лидаров. В то же время оптически тонкие перистые облака являются предметом возрастающего интереса специалистов в области как пассивного, так и активного зондирования [13]. Причина состоит в том, что перистые облака, даже визуально не видимые, играют важную роль в процессах формирования радиационного режима планеты [14] и являются источником активных помех для космических средств оптического зондирования [15].

В свою очередь процессы формирования и микрофизические свойства перистых облаков в значительной степени обусловлены динамикой температурной стратификации тропосферы и нижней стратосферы [16].

В связи с этим поставлена задача количественно оценить эффективность методов рамановской спектроскопии при лазерном зондировании двух основных взаимосвязанных метеорологических параметров атмосферы — температуры и влажности в условиях повышенной замутненности приземной атмосферы и перистой облачности в районе тропопаузы.

Рамановское зондирование вертикальных профилей температуры

К настоящему времени методы измерения температурных профилей $T(h)$ средствами лазерного зондирования весьма разнообразны. Достаточно полный сравнительный анализ их эффективности содержится в [7, 15, 17, 18]. В последнее десятилетие на ведущих станциях высотного лазерного зондирования [7, 12, 19], включая Европейскую сеть [6], предпочтение отдается методам вращательной рамановской спектроскопии ввиду существенно больших величин сечений обратного рассеяния. Стоявшие ранее проблемы выделения полезных сигналов в области O - и S -ветвей чисто вращательного рамановского спектра (ВРС) вблизи возбуждающей частоты успешно решаются в рамках новых конструктивных решений [19–21]. В свою очередь методы, использующие ВРС рассеяния, могут опираться: а) на сравнение частотных сдвигов максимума интенсивности полосы ВРС, б) анализ профиля огибающей наблюдаемой полосы, в) анализ отношения интенсивностей стоксова и антистоксова компонентов ВРС и пр. В частности, в наших ранних исследованиях [22, 23], нашедших отражение в аппаратных разработках Центральной аэрологической обсерватории [24], предложен метод разделения молекулярной и аэрозольной компонент рассеяния и восстановления профиля температуры с использованием сигналов в серии линий ВРС и сигнала упругого рассеяния на возбуждающей частоте. Метод основан на итерационном алгоритме решения возникающей системы уравнений лазерной локации. Проведенные оценки показали возможность восстановления $T(h)$ по сигналу ВРС молекулярного азота с возбуждением на 3-й гармонике лидара на рубине ($\lambda_0 = 694,3$ нм). Параллельно в Институте оптики атмосферы [25, 26] был развит и конструктивно реализован метод, предложенный Куни [27]. На потенциальных возможностях этого метода, использующего отношение интенсивностей обратного рассеяния в двух спектральных полосах ВРС с противоположной температурной зависимостью, мы и остановимся далее.

Обычно для определения вращательной температуры газа T используется интенсивность линий только O - и S -ветвей колебательных полос $\nu \rightarrow \nu$ для однокомпонентных газов и $\nu \rightarrow \nu + 1$ для мно-

гокомпонентных газовых смесей (ν — колебательное квантовое число). Правила отбора для переходов рамановского рассеяния двухатомных и линейных молекул типа атмосферного азота имеют вид:

$$\Delta\nu = 0, \pm 1 \text{ и } \Delta J = 0, \pm 2,$$

где J — вращательное квантовое число. Согласно теории поляризуемости Плачека [17, 28, 29] дифференциальное сечение спонтанного рамановского рассеяния назад для колебательно-вращательных переходов O и S определяется следующим выражением:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{(2\pi)^4}{45} \frac{b^2(\nu_0 - \nu)^4}{1 - \exp(-h\nu c/kT)} g(45\alpha_0^2 + 7\gamma_0^2), \quad (1)$$

где ν_0, ν — соответственно возбуждающая и смещенная частоты; b — амплитуда колебания молекулы $b = h/(8\pi^2\nu c)$; g — степень вырождения; α_0^2 и γ_0^2 — изотропная (средняя) и анизотропная части производной тензора поляризуемости. Другие символы имеют их общепринятое физическое значение. Для чисто ВРС форма сечения (1) упрощается за счет того, что множитель

$$\frac{b^2 g}{1 - \exp(-h\nu c/kT)} \approx 1 \quad (2)$$

и практически совпадает с рассеянием Кабанна—Рэля. При этом α_0^2 и γ_0^2 записываются для $\Delta\nu = 0$.

Таким образом, интегральное по полосе сечение чисто ВРС не имеет информации о градиенте температуры. В то же время интенсивность отдельных линий ВРС существенно зависит от T . Из [29, 30], например, следует, что относительная интенсивность линий нормированного ВРС

$$I_R(J, T) = C \nu_j^4 q_j S_j F_\gamma(m) \times \exp\left\{-\frac{hc}{kT} [B_j J(J+1) - D_j J^2(J+1)^2]\right\}, \quad (3)$$

где C — константа нормировки;

$$\nu_j = \nu_0 \pm 4B_j(J+3/2)$$

— частота линий ВРС; q_j — статистический вес, обусловленный ядерным спином; B_j и D_j — эффективные вращательные постоянные; $F_\gamma(m)$ — фактор колебательно-вращательного взаимодействия для матричного элемента поляризуемости [30], в котором $m = 2J + 3$ для S -ветви и $m = -2J + 1$ для O -ветви; S_j — коэффициент Планка—Теллера, имеющий вид

$$\begin{cases} S_{J \rightarrow J+2} = \frac{3(J+1)(J+2)}{2(2J+1)(2J+3)}, \\ S_{J \rightarrow J-2} = \frac{3J(J+1)}{2(2J+1)(2J-1)}. \end{cases} \quad (4)$$

В работе [30] показано, что выражение (4), содержащее зависимость от T , можно упростить, положив $F_\gamma(m) = 1$ и $D_j = 0$. Для ВРС N_2 и O_2 это

приводит к ошибке в пределах $1 \div 3$ К. При этом допущении процедура определения T сводится к измерению интенсивностей линий, например S -ветви с $J = 0 \div J_{\max}$ или $J = 0, 2, 4, \dots, J_{\max}$, и решению возникающей системы уравнений вида (3). На практике реализация подобных измерений накладывает нереальные требования к спектральному разрешению и точности калибровки. При тех же допущениях более рационально, как отмечается в ряде работ [19–21], принять в качестве измеряемых функционалов отношение интенсивностей обратного рассеяния для двух разрешенных переходов, например J_1 и J_2 . Расположены они в участках S - или O -ветвей чисто ВРС с разным знаком градиента dI/dT , т.е. в области малых и больших квантовых чисел J . В этом случае мы приходим к простой функциональной зависимости от температуры в виде

$$R(T) = \frac{I_R(J_1, T)}{I_R(J_2, T)} = \exp\left[\frac{\gamma}{T} + \chi\right], \quad (5)$$

где

$$\chi = \ln S_f(J_1) - \ln S_f(J_2); \quad \gamma = E_f(J_2) - E_f(J_1)/k;$$

E_f – вращательная энергия, которая аппроксимируется [20] выражением $E_f = J(J + 1)hcB_f$. При аппаратурной реализации подобного подхода средствами лазерного зондирования отношение (5) будет соответствовать отношению сигналов обратного рамановского рассеяния в двух заданных спектральных участках $\Delta\nu_1$ и $\Delta\nu_2$, т.е.

$$R(T, h) = \frac{P(h, \Delta\nu_1)}{P(h, \Delta\nu_2)}, \quad (6)$$

где h – дальность зондирования.

Значения принимаемых сигналов $P(h, \Delta\nu)$ должны соответствовать закону однократного рассеяния, т.е. удовлетворять в определенном приближении уравнению лазерной локации, включающему температурную зависимость [5, 22]:

$$P(h, \nu) = P(\nu_0)C_R(h)\frac{\beta_R(h, \nu)}{h^2} \times \exp\left\{-\int_0^h [\sigma(h', \nu_0) + \sigma(h', \nu)] dh'\right\}, \quad (7)$$

где $P(h, \Delta\nu)$ – мощность, принимаемая с расстояния h на рамановской частоте ν ; $P(\nu_0)$ – излучаемая мощность лида; $C_R(h)$ – аппаратурный множитель, включающий функцию перекрытия; σ – полный коэффициент атмосферной экстинкции соответственно на частотах упругого (ν_0) и неупругого (ν) рассеяния, км^{-1} ; β_R – коэффициент обратного рамановского рассеяния, км^{-1} . Приближенный характер (7) состоит в следующем. Если в атмосферном канале зондирования содержится N_X , см^{-3} , молекул вида X и мы осуществляем детектирование в малом конечном спектральном интервале $\Delta\nu$, то

$$\beta_R[h, \Delta\nu, T(h)] = N_X(h) \int_{\Delta\nu} \frac{d\sigma_R[\nu', T]}{d\Omega} \xi(\nu') d\nu' = N_X(h) F_R[T(h)] \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \xi(\nu_X), \quad (8)$$

где

$$F_R[T(h)] = \frac{\int [d\sigma_R[\nu', T(h)]/d\Omega] \xi(\nu') d\nu'}{[d\sigma_R/d\Omega] \xi(\nu_X)}; \quad (9)$$

$\xi(\nu)$ – эффективность пропускания селективного фильтра в пределах полосы $\Delta\nu$ на частоте $\nu \in \Delta\nu$, ν_X – частота ВРС молекул вида X . В [5] показано, что включающая температурную зависимость функция $F_R[T(h)]$ при оптимальном выборе полосы пропускания фильтра практически неизменна в интервале высот $h = 0,5 \div 15$ км для молекул O_2 , N_2 и H_2O . Следовательно, в практических приложениях допустимо считать в уравнении (8) $\beta_R(h) \approx N_X(h) \frac{d\sigma_R}{d\Omega}$.

Модельные оценки $T(h)$ в условиях фона многократного рассеяния

Оценка вертикального профиля температуры по сигналу ВРС обратного рассеяния непосредственно следует из соотношения (5):

$$T_0(h) = \frac{\gamma}{\ln R_0(h) - \chi}. \quad (10)$$

Подразумевается, что

$$R_0(h) = P_0(h, \nu_1) / P_0(h, \nu_2),$$

где $P_0(h, \nu_1)$ и $P_0(h, \nu_2)$ – сигналы однократного рассеяния, а атмосферное пропускание в каналах зондирования на частотах ВРС ν_1 и ν_2 строго одинаково. В условиях реальной атмосферы, и тем более облачной, оба эти условия требуют критического анализа. Эффекты вторичного упругого рассеяния на рабочих частотах ν_1 и ν_2 приведут к тому, что на детектор будет приходиться излучение, интенсивность которого определяется решением полного уравнения переноса в граничных условиях, отражающих схему эксперимента. Тогда уравнение (10) примет вид для профиля температуры, смещенного за счет помехи многократного рассеяния:

$$T(h) = \frac{\gamma}{\ln [R_0(h)\eta(h)] - \chi}, \quad (11)$$

где

$$\eta(h) = \frac{I(h, \nu_1)/I(h, \nu_2)}{I_0(h, \nu_1)/I_0(h, \nu_2)}; \quad (12)$$

$I_0(h, \nu)$ и $I(h, \nu)$ – решение уравнения переноса для интенсивности сигнала однократного и полного (с учетом всех кратностей упругого взаимодействия

фотона) рассеяния на смещенной рамановской частоте ν .

В данном численном эксперименте оценки временной развертки сигналов $I(h, \nu_1)$ и $I(h, \nu_2)$ рассчитываются для моностатической схемы зондирования рамановского лидара, работающего на длине волны излучения $\lambda_0 = 532,25$ нм (2-я гармоника лазера Nd:YAG). Полный угол расходимости источника $\varphi_t = 0,1$ мрад, а полный угол поля зрения приемного телескопа варьировался в пределах $\varphi_d = 0,2 \div 1$ мрад. Предполагалось также, что интерференционный фильтр приемной системы вырезает участки спектра в окрестностях $\lambda_1 = 529,25$ и $\lambda_2 = 531,35$ нм. Перечисленные параметры наземного лидара близко соответствуют параметрам одного из лидаров Европейской сети [6, 20]. Для орбитального варианта расчетов [32] параметры приемопередающей системы лидара предполагались теми же самыми.

Оптические характеристики атмосферы в модельных расчетах являются кусочно-постоянными функциями высоты h . Атмосфера разбита на n_h слоев с неравномерным шагом $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$, $i = 1, 2, \dots, n_h$ (более частый шаг в пределах облака). В каждом слое Δh_i задаются модельные значения коэффициентов оптического молекулярного и аэрозольного взаимодействия и индикатриса рассеяния по данным [1, 33], температуры, отношения смеси и парциального давления паров H_2O по данным [34]. Оптические характеристики облака, состоящего из хаотически ориентированных гексагональных столбиков средних размеров, содержатся в [35].

Строгий подход к проблеме переноса рамановского излучения в мутной атмосфере связан с решением многогруппового уравнения переноса. Особенности такого решения методом Монте-Карло обсуждались нами ранее [4]. Отмечено, что близость спектральных интервалов $\Delta\nu_1$ и $\Delta\nu_2$, в которых строится оценка искомых функционалов от решения уравнения переноса, безусловно, требует использования методов коррелированной выборки [4, 36].

В целом, расчеты рамановского сигнала в условиях облачной атмосферы, учитывающие многократное рассеяние, немногочисленны [4, 37–40], а результаты весьма противоречивы. Ряд известных нам модельных оценок приведен на рис. 1 в форме фактора многократного рассеяния

$$F_M(h) = \frac{P^{MS}(h)}{P^{SS}(h)}, \quad (13)$$

где $P^{SS}(h)$ – сигнал однократного неупругого рамановского рассеяния, $P^{MS}(h)$ – многократно рассеянный компонент сигнала, обусловленный всеми типами взаимодействия. Большинство расчетов, включая и наши тестовые, выполнены для наземного лидара с углом расходимости источника $\varphi_t = 0,1$ мрад и полным углом приема $\varphi_d = 0,4$ мрад. Оценки получены для общедоступной модели облака C1 [41], расположенного на высоте $h_0 = 5$ км, толщиной $\Delta h = 200$ м и с оптической плотностью $\sigma = 10$ км⁻¹.

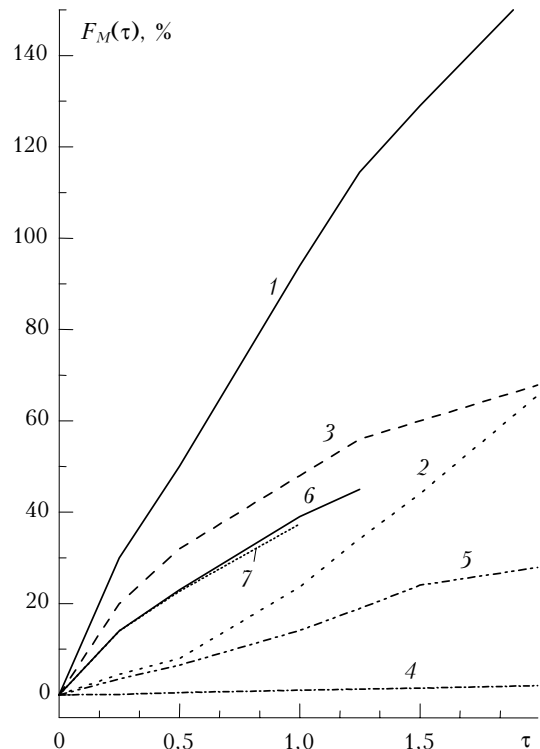


Рис. 1. Сопоставление тестовых расчетов фактора многократного рассеяния $F_M(\tau)$ с данными других авторов: 1, 2 – результаты [37] и наши расчеты для модели облака C1 на высоте 5 км ($\lambda_0 = 308$ нм, $\sigma = 10$ км⁻¹); 3, 4, 5 – результаты [38], [40] и наши расчеты для той же модели облачности ($\lambda_0 = 532$ нм); 6, 7 – результаты [39] и наши для модели кристаллического облака на высоте $h = 7 \div 10$ км ($\lambda_0 = 355$ нм, $\sigma = 0,6$ км⁻¹)

Из данных, показанных на рис. 1, видно, что фактор $F_M(\tau)$ по различным оценкам колеблется в весьма широких пределах. Максимальные значения (кривая 1) получены с использованием приближенного аналитического метода автором [37] для $\lambda_0 = 308$ нм. Самые низкие значения $F_M(\tau)$ получены в расчетах [38], выполненных методом Монте-Карло (кривая 4) для длины волны $\lambda_0 = 532$ нм, относительная добавка многократного рассеяния не превышает 2% по всей трассе зондирования. Кривая 3 построена по данным работы [40], в которой расчет выполнен для $\lambda_0 = 532$ нм.

Наши оценки занимают промежуточное положение. Кривые 2 и 5 рассчитаны соответственно для $\lambda_0 = 308$ и 532 нм, количественное поведение полученных нами зависимостей $F_M(\tau)$ не выходит за пределы подобных результатов [42], а также полученных для случая упругого рассеяния и обобщенных в [43]. Наиболее близки к нашим оценкам (кривая 7) результаты Рейхардта [40] (кривая 6), полученные для модели кристаллического облака на $\lambda_0 = 355$ нм.

Одной из возможных причин расхождения результатов, показанных на рис. 1, является то обстоятельство, что многие авторы не учитывают различия между рэлеевской и рамановской индикатрисами рассеяния. Другие возможные причины, опре-

деляющие особенности искажения рамановского сигнала в условиях фона многократного рассеяния, подробно обсуждаются в работе [4].

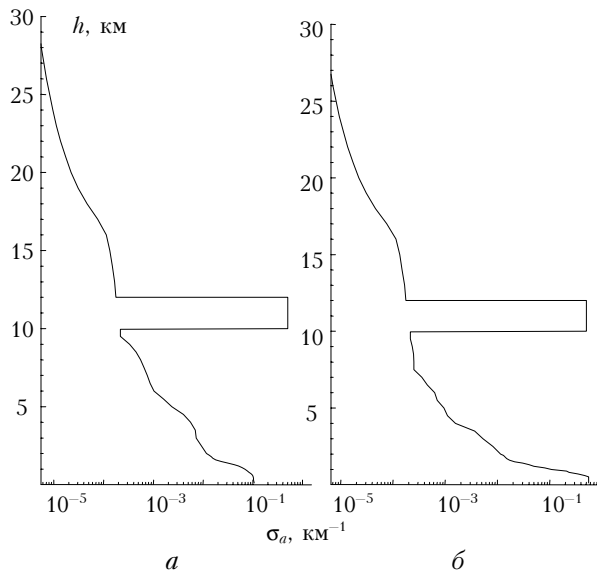


Рис. 2. Профили аэрозольных коэффициентов ослабления, используемые в модельных расчетах. Аэрозольный профиль $\sigma_a(h)$ в подоблачном слое атмосферы соответствует: фоновой модели [33] (а); туману (б)

Далее обсуждается влияние фонового компонента в рамановском сигнале при зондировании атмосферы в присутствии оптически тонких кристаллических облаков на восстановление профиля температуры. Рассматриваются различные варианты оптического состояния подоблачной атмосферы и кристаллического облака.

На рис. 2 приведены профили коэффициентов аэрозольного и облачного ослабления в 30-км слое атмосферы, используемые нами в расчетных

оценках. Рассматриваются два варианта подоблачной атмосферы: фоновый аэрозоль [33] и туман со спадающим по высоте профилем. Спектральный ход коэффициентов аэрозольного ослабления $\sigma_a(\nu)$ в видимой области спектра по данным [33] удовлетворительно аппроксимируется законом Ангстрема

$$\sigma_a(\nu) = \sigma_a(\nu_0) \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^{-\gamma_A} \quad (14)$$

с индексом цветности $\gamma_A \approx 1,0$. Для простоты подобную зависимость мы предполагаем и для спектрального хода коэффициента обратного аэрозольного рассеяния. Хотя неоднозначность подобного предположения требует дополнительных исследований.

Слой перистой облачности располагается в интервале высот 10–12 км над поверхностью Земли. На рис. 3 показаны результаты статистического моделирования, определяющего границы возможного смещения профилей температуры за счет помехи многократного рассеяния в рамановском канале на длинах волн $\lambda_1 = 530,3$ и $\lambda_2 = 535,1$ нм [44].

Расчеты выполнены для набора полных углов приема $\varphi_d = 0,2; 0,4; 0,6; 1,0$ мрад.

На рис. 3,а показана в абсолютных единицах погрешность $\Delta T(h)$ восстановления профиля температуры $T(h)$ для состояния чистой атмосферы в подоблачном слое. В качестве оптической модели облака использовались характеристики, рассчитанные для небольших гексагональных столбиков с размерами 50/10 мкм [35]. Необходимо заметить, что смещение восстановленного профиля температуры относительно модельного происходит только за счет разницы в уровнях сигналов, в том числе и их фоновых составляющих, регистрируемых в каналах на λ_1 и λ_2 .

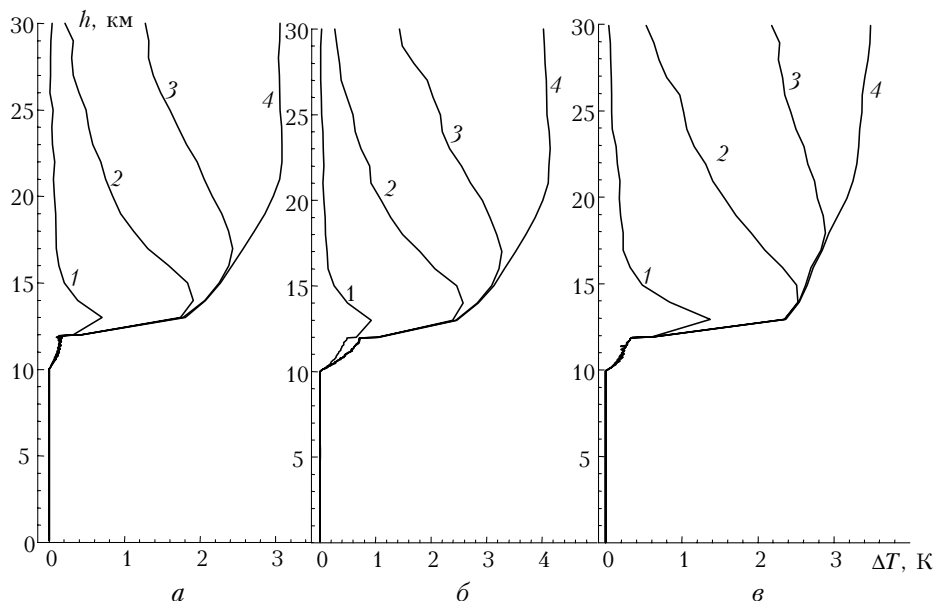


Рис. 3. Абсолютная ошибка восстановления профиля температуры $T(h)$ для различных оптических ситуаций: а – расчет $\Delta T(h)$ по $\sigma_a(h)$, соответствующим рис. 2,а; б – рис. 2,б; в – $\sigma_a(h)$ рис. 2,а, но индикатриса рассеяния облака полидисперсная. Оптическая толщина облака $\Delta\tau_{c1} = 0,5$. Кривые 1–4 рассчитаны для углов $\varphi_d = 0,2; 0,4; 0,6$ и $1,0$ мрад

Качественное поведение $\Delta T(h)$ согласуется с видом функции $F_M(h)$ (см. [4, рис. 3]). Погрешность восстановления $T(h)$, включая облачный слой, составляет менее $0,1^\circ$. За пределами облака величина $\Delta T(h)$ возрастает и достигает максимума на расстояниях, сопоставимых с его протяженностью. Это соответствует особенностям формирования максимума $F_M(h)$, связанного с сильным эффектом последствия конечного облачного слоя на формирование временной развертки сигнала. С увеличением апертуры φ_d погрешность восстановления $T(h)$ быстро нарастает и достигает порядка $2-3^\circ$ за пределами облачного слоя. Для углов $\varphi_d < 1$ мрад имеется тенденция спада величины $\Delta T(h)$ к верхней границе зондируемого слоя атмосферы.

На рис. 3,б приведен пример расчета $\Delta T(h)$ при наличии в подоблачном слое тумана (оптические свойства его соответствуют данным рис. 2,б). Наличие тумана приводит к росту ошибки восстановления температуры в облачном слое до $\sim 0,5-1^\circ$ в зависимости от апертуры приема. Погрешность $\Delta T(h)$ несколько возрастает, по сравнению с предыдущим случаем, за пределами облака.

Заметное влияние оказывают на точность восстановления профиля температуры и изменения рассеивающих свойств в облачном слое. На рис. 3,в представлен пример расчета $\Delta T(h)$ для облачного слоя, который состоит из набора гексагональных столбиков и пластин различного размера и рассеивающие свойства которого описываются средневзвешенной индикатрисой рассеяния $g(\vartheta)$.

Расчет $g(\vartheta)$ для каждого типа частиц выполнен по методике, изложенной, например, в [35]. Она имеет более высокую степень асимметрии по сравнению с $g(\vartheta)$, используемой в расчетах, показанных на рис. 3,а,б. В этом случае также возрастает величина ошибки восстановления температуры $\Delta T(h)$ как в самом облаке, так и за его пределами. Это связано с более высоким уровнем многократно

рассеянной составляющей рамановского сигнала, которую обеспечивает высокая асимметрия индикатрисы рассеяния облачных частиц.

На рис. 4 представлена зависимость точности восстановления $T(h)$ от оптической плотности облачного слоя. В данном примере регистрация рамановского сигнала осуществляется в линиях антистоксовой компоненты на $\lambda_1 = 529,25$ и $\lambda_2 = 530,35$ нм [6, 20].

На рис. 4 результаты приведены для облачных слоев с оптической плотностью $\Delta\tau_{C1} = 0,2; 0,5$ и $1,0$ соответственно. Высокая точность восстановления $T(h)$ сохраняется до высот, включающих облачный слой. За пределами облака $\Delta T(h)$ достигает максимума, а далее происходит его монотонный спад. Уровень ошибки зависит, очевидно, как от размеров апертуры φ_d , так и от оптической плотности облачного слоя. При наличии оптически тонкого облака с $\Delta\tau_{C1} \sim 0,2$ максимальный уровень погрешности в зависимости от размеров апертуры приема изменяется в пределах от $0,1$ до 1° , для более плотного облака с $\Delta\tau_{C1} \sim 1$ — в пределах $0,5-1,5^\circ$. Сопоставляя результаты расчетов, иллюстрируемых рис. 3,а и 4,б, следует отметить, что точность восстановления профиля температуры, при аналогичных параметрах облачного слоя и одинаковых апертурах приема, определяющим образом зависит от выбора спектральных участков рамановского лидара. Так, при регистрации в двух линиях антистоксовых компонент ВРС ($\lambda_1 = 529,25$ и $\lambda_2 = 530,35$ нм) точность восстановления $T(h)$ практически в два раза выше, чем при регистрации в линиях антистоксовой ($\lambda_1 = 530,35$ нм) и стоксовой ($\lambda_2 = 534$ нм) компонент ВРС. Причина очевидна и заключается в различиях спектрального хода оптических характеристик рассеивающей среды.

Использование лидарных систем орбитального базирования входит в практику научных исследований, например [32], поэтому мы сочли уместным привести расчеты (рис. 5,б,г), выполненные для указанного типа лидара.

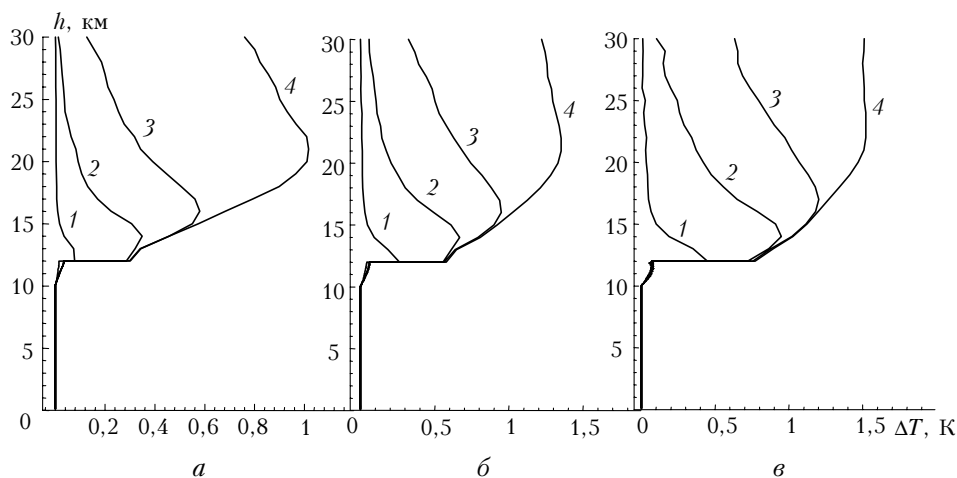


Рис. 4. Абсолютная ошибка восстановления $T(h)$ в линиях антистоксовой ветви сигнала на длинах волн $\lambda_1 = 529,25$ и $\lambda_2 = 530,35$ нм в зависимости от $\Delta\tau$ облачного слоя; а, б, в соответствуют 0,2; 0,5 и 1,0, кривые 1–4 — расчету для углов приема $\varphi_d = 0,2; 0,4; 0,6; 1,0$ мрад

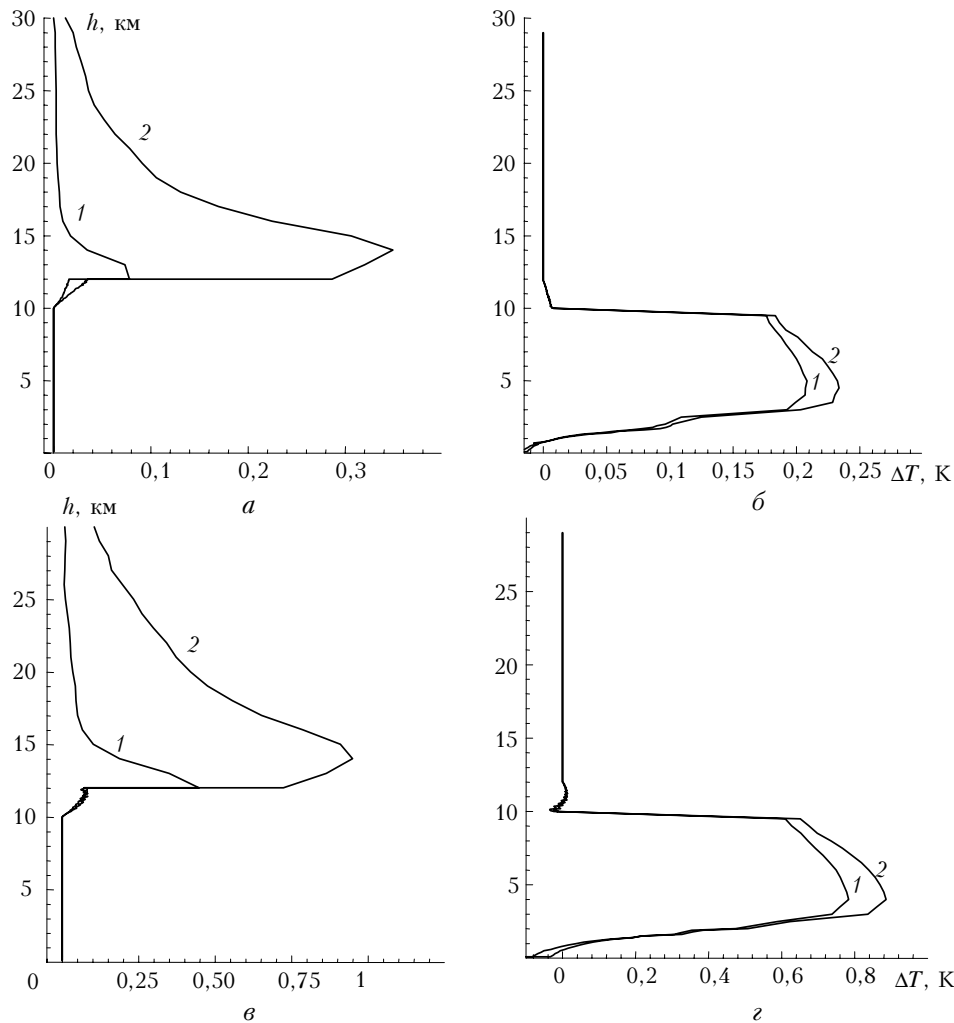


Рис. 5. Абсолютная ошибка $\Delta T(h)$ при зондировании (в линиях, указанных на рис. 4): а, в — наземным, б, г — орбитальным лидарами; а, б — $\Delta\tau_{C1} = 0,2$; в, г — $\Delta\tau_{C1} = 1,0$. Кривые 1, 2 рассчитаны для $\varphi_d = 0,2$ и $0,4$ мрад

Для удобства сопоставления с результатами, полученными для наземного лидара, данные рассчитаны для тех же оптико-геометрических параметров приема-передачи, которые были указаны на рис. 4, единственное отличие касается высоты расположения лидарной системы. Лидар удален от поверхности Земли на расстояние $H_0 = 700$ км, регистрируется сигнал, приходящий из 30-км приземного слоя атмосферы.

На рис. 5 представлены результаты расчетов для наземного (а, в) и орбитального (б, г) лидаров. Расчеты показывают, что при зондировании орбитальным лидаром точность восстановления профиля $T(h)$ для угла приема $\varphi_d = 0,4$ мрад практически одинакова в обеих схемах зондирования. Для угла $\varphi_d = 0,2$ мрад при наземной схеме зондирования $\Delta T(h)$ несколько ниже за пределами облачного слоя. В первом случае больший рассеивающий объем для орбитального лидара компенсируется меньшим уровнем самого однократно рассеянного рамановского сигнала в верхних слоях атмосферы. Для меньшего угла компенсация не достаточна, и погрешность восстановления $T(h)$ при зондировании

наземным лидаром несколько ниже, особенно при небольшой оптической плотности облачного слоя (в приведенном примере рис. 5, а, б $\Delta\tau_{C1} = 0,2$). При орбитальной схеме зондирования для уменьшения оптических размеров рассеивающего объема, как правило, предпочтительны небольшие углы приема порядка $0,1$ – $0,2$ мрад.

Оценки влияния других источников погрешности $\Delta T(h)$, например статистика квантовых шумов и др., нами не рассматриваются, так как они достаточно полно изложены в [5, 7, 15, 33, 49].

Модельные оценки вертикальных профилей влажности в условиях многократного рассеяния

Самыми ранними исследованиями пространственного распределения водяного пара в атмосфере, выполненными с использованием рамановских лидаров, были работы [45, 46]. Обстоятельный обзор современных методов и результатов лидарного зондирования вертикальных профилей влажности, включая рамановские методы, выполнен Вульфмайером

и Вальтером [47]. Сложившаяся методика извлечения информации о вертикальном распределении влажности основана, как правило, на количественной интерпретации сигналов обратного рассеяния паров H_2O , нормированных относительно подобных сигналов N_2 или O_2 . При этом неявно полагается, что все сигналы обусловлены однократным рассеянием, т.е. удовлетворяют уравнению локации вида (7). Отношение лидарных сигналов в допущении (7) на частотах выбранных колебательных переходов рамановского рассеяния молекул паров H_2O и, например, N_2 приводит к простой оценке отношения смеси паров H_2O , $m_{H_2O}(h)$, являющегося одной из важнейших характеристик состояния атмосферы [31]. Действительно:

$$\frac{P_{H_2O}(h, \nu_{H_2O})}{P_{N_2}(h, \nu_{N_2})} = C_R^* \frac{N_{H_2O}(h) \frac{d\sigma_R^{H_2O}}{d\Omega}}{N_{N_2}(h) \frac{d\sigma_R^{N_2}}{d\Omega}} \times \exp \left\{ - \int_0^h [\sigma(h', \nu_{H_2O}) - \sigma(h', \nu_{N_2})] dh' \right\}, \quad (15)$$

где C_R^* – аппаратная постоянная, учитывающая относительное пропускание и оптическую эффективность приемных каналов на частотах ν_{H_2O} и ν_{N_2} . По определению [31]:

$$m_{H_2O} = \frac{\mu_{H_2O}}{\mu_{N_2}} \frac{N_{H_2O}(h)}{N_{N_2}/0,78}, \quad (16)$$

где μ_{H_2O} , μ_{N_2} – молекулярный вес соответственно паров H_2O и сухого воздуха. Откуда с учетом (15) следует

$$m_{H_2O}(h) = K^* \frac{P_{H_2O}(h, \nu_{H_2O})}{P_{N_2}(h, \nu_{N_2})} \Delta\eta(h, \nu_{H_2O}, \nu_{N_2}), \quad (17)$$

где K^* – объединенная калибровочная константа, включающая отношение дифференциальных сечений рассеяния;

$$\Delta\eta(h, \nu_{H_2O}, \nu_{N_2}) = \exp \left\{ - \int_0^h [\sigma(h', \nu_{H_2O}, \nu_{N_2}) - \sigma(h', \nu_{N_2})] dh' \right\} \quad (18)$$

– разница в атмосферном пропускании на каналах регистрации ν_{H_2O} и ν_{N_2} , являющаяся слабо контролируемым источником дополнительной погрешности. Поскольку при натурных измерениях обычно полагается $\Delta\eta(h, \nu_{H_2O}, \nu_{N_2}) = 1$, то калибровочная константа K^* определяется для каждого конкретного лидара из сопутствующих измерений [48]. В нашем численном эксперименте она оценивается на основе модельного профиля $m_{H_2O}^*(h)$, например по данным [34]. При восстановлении вертикальных профилей $m_{H_2O}(h)$ влияние многократного рассея-

ния, как и выше, учитывается поправочным множителем вида (12). Кроме того, оценивается смещение $\Delta m_{H_2O}(h)$ за счет реально возможных вариаций значений $\Delta\eta(h, \nu_{H_2O}, \nu_{N_2})$ ввиду неизвестного спектрального поведения $\sigma(h, \nu)$.

Более употребительным метеорологическим параметром, характеризующим пространственное распределение водяного пара в атмосфере, является относительная влажность $f_\omega(h)$, величина которой, как известно [31], связана с распределением отношения смеси $m_{H_2O}(h)$ и температурой $T(h)$:

$$f_\omega(h) = \frac{p(h)m_{H_2O}(h)}{0,622 + m_{H_2O}(h)} \exp \left[- \frac{17,84T'(h)}{M_\omega + T'(h)} \right], \quad (19)$$

где

$$T'(h) = T(h) - 273 \text{ K};$$

$$M_\omega = \begin{cases} 245,4 & \text{при } T(h) < 273 \text{ K} \\ 234,2 & \text{при } T(h) > 273 \text{ K;} \end{cases} \quad (20)$$

$p(h)$ – парциальное давление паров H_2O . Зависимость $f_\omega(h)$ от окружающей температуры обуславливает вторичный источник погрешности, требующий учета.

Значения относительной ошибки при восстановлении вертикального распределения отношения смеси $\delta m_{H_2O}(h)$ в различных условиях зондирования показаны на рис. 6. Результаты приведены для апертуры приемного устройства $\phi_d = 0,2$ мрад. На рис. 6,а приведен профиль относительной погрешности $\delta m_{H_2O}(h)$ для состояния безоблачной атмосферы, аэрозольный профиль $\sigma_a(h)$ соответствует [33, рис. 2,а].

Уровень относительной ошибки к концу трассы зондирования достигает ~2,5%. Учитывая, что в указанной ситуации лидарный сигнал формируется практически только за счет однократного рассеяния [42], можно констатировать, что относительная погрешность восстановления $m_{H_2O}(h)$ определяется вариацией $\Delta\eta(h, \nu_{H_2O}, \nu_{N_2})$ по трассе зондирования. Рис. 6,б–г иллюстрирует влияние на точность восстановления $m_{H_2O}(h)$ присутствия в указанном выше интервале высот облачного слоя с оптической плотностью $\Delta\tau_{C1} = 0,2; 0,5; 1,0$ соответственно.

В присутствии облачного слоя относительная ошибка формируется уже за счет двух составляющих: присутствия в лидарном сигнале многократно рассеянной компоненты, а также вариаций $\Delta\eta(h, \nu_{H_2O}, \nu_{N_2})$ по трассе зондирования. Максимум $m_{H_2O}(h)$ достигается за пределами облачного слоя, изменяясь от 5 до 20% в зависимости от τ облака. Далее она снижается и, начиная с некоторых высот, в зависимости от оптической плотности облака, имеет достаточно стабильный характер.

Относительная погрешность восстановления относительной влажности $\delta f_\omega(h)$ представлена на рис. 7.

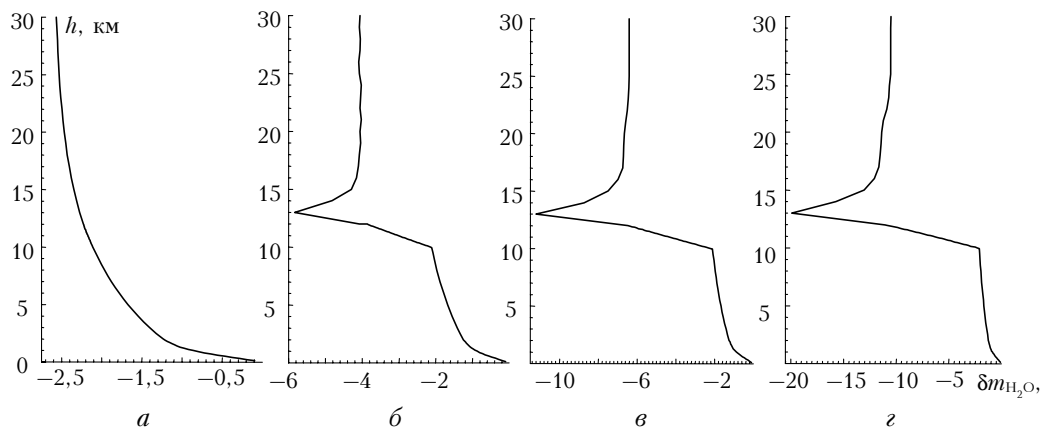


Рис. 6. Относительная ошибка восстановления отношения смеси $m_{H_2O}(h)$ в зависимости от оптической толщины облачного слоя $\Delta\tau_{Cl}$: $a - 0$; $б - 0,2$; $в - 0,5$ и $г - 1,0$. Расчет для угла приема $\varphi_d = 0,2$ мрад

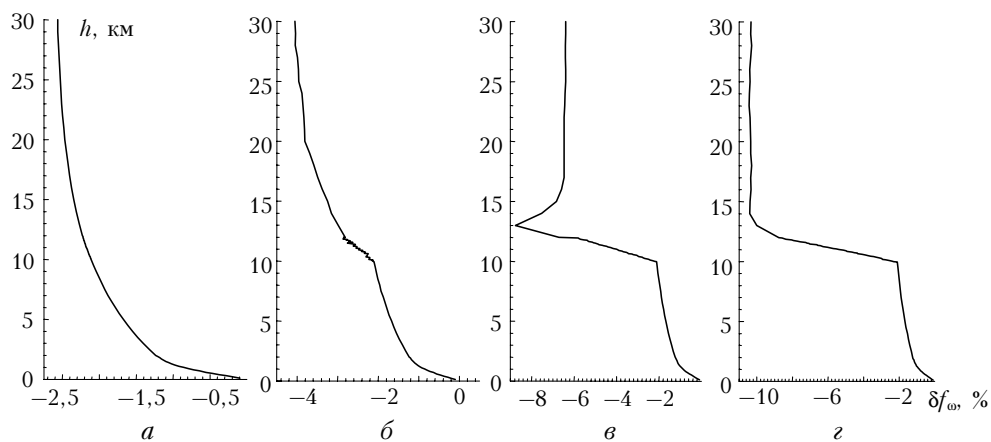


Рис. 7. Относительная ошибка восстановления $f_{\omega}(h)$ в зависимости от оптической толщины облачного слоя $\Delta\tau_{Cl}$: $a - 0$; $б - 0,2$; $в - 0,5$ и $г - 1,0$. Угол приема $\varphi_d = 0,2$ мрад

Расчет выполнен как для чистой атмосферы (рис. 7, a), так и для облачных слоев (рис. 7, $б-г$) с теми же оптическими плотностями, что и на рис. 6.

Профиль температуры $T(h)$, необходимый для восстановления относительной влажности, предварительно был восстановлен из результатов модельных расчетов рамановского зондирования в линиях антистоксовой на $\lambda = 530,3$ и стоксовой на $\lambda = 535,1$ нм ветвях сигнала. Точность восстановления $f_{\omega}(h)$ (рис. 7, a), как и при восстановлении отношения смеси, определяется только вариацией $\Delta\eta(h, \nu_{H_2O}, \nu_{N_2})$ по трассе зондирования. В данном случае несущественны как многократно рассеянная добавка в лидарном сигнале, так и смещение восстановленного профиля температуры от его модельного значения. В присутствии облачного слоя точность восстановления относительной влажности иллюстрируется рис. 7, $б-г$, из которого следует, что максимальная погрешность $\delta f_{\omega}(h)$ изменяется примерно от 3 до 10% с увеличением $\Delta\tau_{Cl}$ облачного слоя. Для более плотного облака ($\Delta\tau_{Cl} \sim 1$) достигнутое максимальное значение относительной ошибки сохраняется до конца трассы зондирования.

Следует отметить, что при восстановлении относительной влажности кроме вышеуказанных двух

источников погрешности присутствует еще третий, связанный с погрешностью восстановления температурного профиля $T(h)$. Сопоставление результатов расчетов $\delta f_{\omega}(h)$ для схемы наземного и орбитального Раман-лидаров представлено на рис. 8.

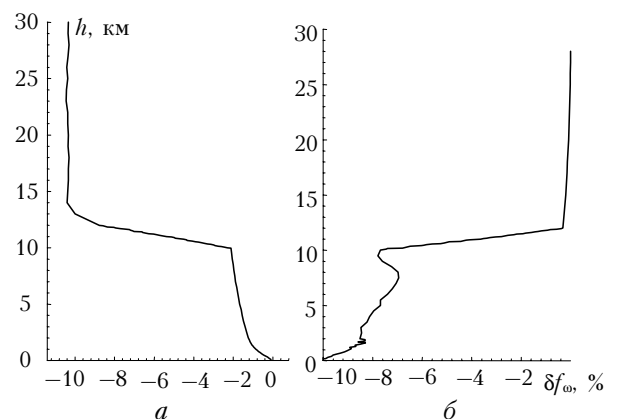


Рис. 8. Относительная ошибка восстановления $f_{\omega}(h)$ при зондировании наземным (a) и орбитальным ($б$) лидарами; $\Delta\tau_{Cl} = 1,0$; $\varphi_d = 0,2$ мрад

Очевидно, что уровень $\delta f_{\omega}(h)$ при орбитальной схеме зондирования близок к нулю на интервале

высот, начиная от верхней границы заданного слоя атмосферы и до высоты расположения облачного слоя. Несколько ниже она и на нижней границе облака. Причина очевидна и связана с малой оптической плотностью верхнего слоя атмосферы, способствующей поддержанию минимальных уровней всех типов погрешностей, определяющих точность восстановления $\delta f_{\omega}(h)$. За пределами облака $\delta f_{\omega}(h)$ достаточно быстро нарастает и достигает примерно того же уровня, что и за пределами облачного слоя при наземной схеме зондирования.

В недавней работе [50] приведены результаты экспериментальных измерений высотного распределения температуры и влажности с использованием КВРС. Результаты, полученные для легкой перистой облачности, находятся в хорошем количественном соответствии с приведенными выше оценками. Отклонения температуры $\Delta T(h)$ не выходят за пределы нескольких градусов, в то же время вариации относительной влажности $\delta f_{\omega}(h)$ в области аэрозольных инверсий достигают нескольких десятков процентов.

Заключение

Приведены результаты численных исследований границ применимости методов ВКРС для лидарного зондирования температуры и влажности в облачной атмосфере. Все известные методы ВКРС основываются на использовании сигналов однократного рассеяния $P^{SS}(h)$. Сущность численного эксперимента состояла в подстановке в известные формулы обращения «реальных» сигналов $P^{MS}(h)$, полученных путем точного решения адекватного уравнения переноса и определения возникающих смещений $\Delta T(h)$, $\delta m_{\text{H}_2\text{O}}(h)$ и $\delta f_{\omega}(h)$.

Полученные оценки возможных вариаций $\Delta T(h)$ и $\delta f_{\omega}(h)$ за счет помехи многократного рассеяния не противоречат известным (немногочисленным) данным экспериментальных измерений в условиях легкой облачности.

Отмечены особенности накопления ошибок восстановления метеопараметров в наземных и орбитальных схемах зондирования.

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН 1.4 СОРАН-10, при финансовой поддержке РФФИ (грант 03-05-64228).

1. Креков Г.М., Кавкьянов С.И., Крекова М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 185 с.
2. Поздняков Д.В., Ляковский А.В., Грассл Х., Петтерсон Л. Численное моделирование трансспектральных процессов (ТП) взаимодействия света с водной средой // Исслед. Земли из космоса. 2000. № 5. С. 3–15.
3. Sathyendranath S., Platt T. Ocean-color model incorporating transspectral processes // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 2216–2227.
4. Креков Г.М., Крекова М.М. Статистическое моделирование трансспектральных процессов при лазерном зондировании окружающей среды: I. Рамановское рассеяние // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 10. С. 845–853.

5. Whiteman D.N. Examination of traditional Raman lidar technique // Appl. Opt. 2003. V. 42. P. 2571–2608.
6. Pappalardo G., Amodea A., Pandolf M., Wandinger U., Ansmann A., Bosenberg J., Matthias V., Amiridis V. Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 3. Raman lidar algorithm for aerosol extinction, backscatter, and lidar ratio // Appl. Opt. 2004. V. 43. P. 5370–5385.
7. Зуев В.В., Ельников А.В., Бураков В.Д. Лазерное зондирование средней атмосферы. Томск: МГК «РАСКО», 2002. 352 с.
8. Melfi S.H., Whiteman D.N., Ferrare R.A. Observation of atmospheric fronts using Raman moisture measurements // J. Appl. Meteorol. 1989. V. 28. P. 789–806.
9. Ferrare R.A., Melfi S.H., Whiteman D.N., Evans K.D. Raman lidar measurements of Pinatubo aerosols over southeastern Kansas during November – December 1991 // Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. P. 1599–1602.
10. Меркурьев С.В., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лидар комбинационного рассеяния для зондирования молекул серосодержащих углеводородов в атмосфере // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. С. 45–49.
11. Muller D., Wandinger U., Ansmann A. Microphysical particle parameters from extinction and backscatter lidar data by inversion with regularization: simulation // Appl. Opt. 1999. V. 38. P. 2358–2368.
12. Ansmann A., Riebesell M., Weitkamp C., Voss E., Lachmann W., Michaelis W. Combined Raman elastic-backscatter lidar for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter, and lidar ratio // Appl. Opt. 1992. V. 55. P. 18–28.
13. Platt C.M.R., Austin R.T., Young S.A., Heumfeld A.J. LIRAD Observations of tropical Cirrus clouds in MCTEX, Part I-I // J. Atmos. Sci. 2002. V. 59. P. 3145–3173.
14. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective // Mon. Weather Rev. 1986. V. 114. P. 1167–1195.
15. Лазерное зондирование из космоса / Под ред. В.М. Захарова. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 150 с.
16. Heumfeld A.J., Platt C.M.R. A parametrization of the particle size spectrum of the ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content // J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. P. 846–855.
17. Лазерный контроль атмосферы / Под ред. Э.Д. Хинкли. М.: Мир, 1979. 416 с.
18. Зуев В.Е., Зуев В.В. Дистанционное оптическое зондирование атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1992. 232 с.
19. Vangham G., Wareing D.P., Pepler S.J., Thomas L., Mitev V. Atmospheric temperature measurements by rotational Raman scattering // Appl. Opt. 1993. V. 32. P. 2758–2764.
20. Behrendt A., Reichardt J. Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational Raman lidar by use of interference-filter-based polychromator // Appl. Opt. 2000. V. 39. P. 1372–1378.
21. Matiss I., Ansmann A., Althausen D., Jaenisch V., Wandinger U., Muller D., Arshinov Yu.F., Bobrovnikov S.M., Serikov I.B. Relative-humidity profiling in the troposphere with a Raman lidar // Appl. Opt. 2002. V. 41. P. 6451–6462.
22. Креков Г.М., Наац И.Э., Скоринов В.Н. К определению температурного профиля при лазерном зондировании атмосферы // Вопросы лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1976. С. 69–73.
23. Зуев В.Е., Креков Г.М., Наац И.Э., Скоринов В.Н. Разделение молекулярной и аэрозольной компонент

- рассеяния при лазерном зондировании атмосферы // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1975. Т. 11. С. 1326–1330.
24. *Захаров В.М., Костко О.К.* Метеорологическая лазерная локация. Л.: Гидрометеониздат, 1977. 222 с.
 25. *Аршинов Ю.Ф., Даничкин С.А.* Вращательные спектры СКР азота и кислорода и измерение температуры воздуха // Распространение оптических волн в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1975. С. 169–173.
 26. *Arshinov Ju.F., Bobrovnikov S.M., Zuev V.E., Mitev V.M.* Atmospheric temperature measurements using a pure rotational Raman lidar // Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 2984–2990.
 27. *Cooney J.* Measurements of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter // J. Appl. Meteorol. 1972. V. 11. P. 108–112.
 28. *Келих С.* Молекулярная нелинейная оптика. М.: Наука, 1981. 672 с.
 29. *Шреттер Х., Клекнер Х.* Сечения комбинационного рассеяния света в газах и жидкостях. М.: Мир, 1983. С. 154–202.
 30. *Булдаков М.А., Матросов И.И., Черепанов В.Н.* О точности определения вращательной температуры газа по спектрам комбинационного рассеяния // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16. С. 113–117.
 31. *Матвеев Л.Г.* Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1976. 639 с.
 32. *Couch R.H., Rowland C.W., Ellis K.S., Blythe M.P., Reagan C.P., Koch M.R.* Lidar in-space technology experiment (LITE): NASA's first in-space lidar system for atmospheric research // Opt. Eng. 1991. V. 30. P. 88–98.
 33. *Креков Г.М., Рахимов Р.Ф.* Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: Изд-во Томского филиала СО АН СССР, 1986. 294 с.
 34. *Зуев В.Е., Комаров В.С.* Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 264 с.
 35. *Креков Г.М., Крекова М.М., Ромашов Д.Н., Шаманаев В.С.* Поляризационная структура фона многократного рассеяния сигнала, отраженного облачными ледяными кристаллами // Изв. вузов. Физ. 2001. Т. 44. № 11. С. 56–66.
 36. *Monte Carlo methods in atmospheric Optics* / Ed. by G.I. Marchuk. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1980. 206 p.
 37. *Wandinger U.* Multiple-scattering influence on extinction and backscatter-coefficient measurements with Raman and high-spectral-resolution lidars // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 417–427.
 38. *Wengenmayer M., Cheng A.Y.S., Volger P., Opel U.G.* Raman lidar multiple scattering // Proc. SPIE. 2003. V. 5059. P. 200–211.
 39. *Reichardt J.* Error analysis of Raman differential absorption lidar ozone measurements in ice clouds // Appl. Opt. 2000. V. 39. P. 6058–6071.
 40. *Bruscaglioni P., Gai M., Ismaelli A.* Molecular lidar and Mie multiple scattering // Proc. of MUSCLE 10. Florence, Italy, 19–22 April. 1999. P. 206–212.
 41. *Deirmendjan D.* Electromagnetic scattering of spherical polydispersions. N Y.: American Elsevier Publ. Co, 1969. 166 p.
 42. *Matvienko G.G., Krekov G.M., Krekova M.M.* Taking account of multiple scattering of spaceborne lidar sensing of aerosol anomalies in the troposphere // Proc. of MUSCLE 10. Florence, Italy, 19–22 April. 1999. P. 157–164.
 43. *Bissonette L.R., Bruscaglioni P., Ismaelli A., Zaccanti G., Cohen A., Banayahy J., Kleiman M., Egert S., Flesia C., Starkov A.V.* LIDAR multiple scattering from clouds // J. Appl. Phys. B. 1995. V. 60. P. 355–362.
 44. *Ansmann A., Arshinov Yu., Bobrovnikov S., Mattis I., Serikov I., Wandinger U.* Double grating monochromator for a pure rotational Raman-lidar // Proc. SPIE. 1998. V. 3583. P. 491–497.
 45. *Melfi S.H., Lawrence J.D., McCormick M.P.* Observation of Raman scattering by water vapor in the atmosphere // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. P. 295–297.
 46. *Conney J.A.* Comparisons of water vapors profiles obtained by radiosonde and laser backscatter // J. Appl. Meteorol. 1970. V. 9. P. 182–184.
 47. *Wulfmeyer V., Walter C.* Future performance of ground-based and airborne water-vapor differential absorption lidar // Appl. Opt. 2001. V. 40. P. 5304–5336.
 48. *Sherlock V., Hauchecorne A., Lenoble J.* Methodology for the independent calibration of Raman backscatter water-vapor lidar systems // Appl. Opt. 1999. V. 38. P. 5816–5837.
 49. *Lasarotto B., Frioud M., Larchevegne G., Mitev V., Quaqlia P., Simeonov V.* Ozone and water-vapor measurements by Raman lidar in the planetary boundary layer: error sources and field measurements // Appl. Opt. 2001. V. 40. P. 2985–2997.
 50. *Marchese R., Girolomo P., Demoz B.B., Whiteman D.* UV Raman lidar measurements of atmospheric temperature / relative humidity during IHOP: measurements in presence of clouds // Papers presented at the 22-th Intern. Laser Radar Conf. 12–16 July, Matera, Italy. 2004. P. 455–458.

G.M. Krekov, M.M. Krekova. On the efficiency of methods of rotational-vibrational Raman spectroscopy in laser sensing of the cloudy atmosphere.

A Monte Carlo numerical experiment has been used to study the efficiency of rotational-vibrational Raman spectroscopy in laser sensing of temperature and humidity in the real atmosphere. In the real atmosphere, the main source of active noise, limiting the potential capabilities of a lidar, is multiple scattering of a laser signal at aerosol and cloud particles. Under the lower- and middle-level overcast conditions, the Raman lidar is inapplicable. An urgent problem is to estimate the limits of applicability of Raman sensing in the presence of aerosol inversions and invisible upper-level cirrus clouds. In this paper, we estimate possible shift of vertical profiles of temperature, humidity, and mixture ratio of H₂O vapor due to the multiple scattering noise in the recording channel for the cases of ground-based and orbital sensing. The boundary conditions of the problem corresponded to prototypes of the most efficient active lidars of the European lidar network, using the signals of purely rotational and rotational-vibrational Raman scattering induced by the pulsed Nd:YAG laser radiation at a wavelength of 532.25 nm. The estimates confirm the promises of applying the methods of rotational-vibrational Raman spectroscopy to sensing temperature in a height range of 2–20 km, while the errors in estimation of water vapor profiles achieve 10–15%.