

Влияние столкновительного уширения линий на точность измерения температуры тропосферы с помощью чисто вращательных Рамановских лидаров

В.В. Герасимов*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1
Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36*

Поступила в редакцию 3.09.2019 г.

С помощью численного моделирования оценено влияние столкновительного уширения линий на точность восстановления профилей температуры тропосферы (0–11 км) из сигналов чисто вращательных Рамановских лидаров. Моделирование проводилось для трех наборов спектральных фильтров с разными полосами пропускания в приемной системе лидара. В качестве источника исходящего лидарного сигнала рассматривался узкополосный лазер с длиной волны 532 нм. В работе представлен сравнительный анализ ошибок восстановления температуры (ошибок калибровки) с использованием девяти калибровочных функций. Для каждого набора фильтров определена калибровочная функция, восстанавливающая температуру тропосферы с наименьшими ошибками.

Ключевые слова: комбинационное рассеяние, лидар, уширение спектральных линий, калибровочная функция, температура тропосферы; Raman scattering, lidar, spectral line broadening, calibration function, tropospheric temperature.

Введение

Одним из эффективных дистанционных методов измерения температуры атмосферы является лидарный метод, основанный на использовании температурной зависимости интенсивности линий чисто вращательного спектра спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) света молекулами атмосферы (преимущественно N_2 и O_2) [1]. Лидар, основанный на данном методе, в отечественной научной литературе известен под названием СКР- или КР-лидар [2, 3], в зарубежной — как чисто вращательный Рамановский (ЧВР) лидар (pure rotational Raman lidar) [4, 5]. В описываемом методе температура T определяется из обратнорассеянных атмосферой лазерных сигналов по отношению интенсивностей $Q(T)$ двух участков ЧВР-спектра молекул N_2 и O_2 [6, 7]. Для выделения участков в антистоксовой и стоксовой ветвях ЧВР-спектра применяются полихроматоры на основе дифракционных решеток (ДР) [8–13]. Интерференционные фильтры (ИФ) [5, 14–17], волоконные решетки Брэгга [18] и интерферометры Фабри–Перо [19–22] используются для выделения участков или отдельных линий только в антистоксовой ветви. Поскольку в результате зондирования определяется отношение $Q(T)$, для получения температурного профиля $T(Q)$ из сигналов ЧВР-лидара такое отношение необходимо калибровать [23].

Для этого $Q(T)$ аппроксимируется некоторой калибровочной функцией $f_c(T)$, обычно выбираемой в виде полинома [1]. Коэффициенты функции $f_c(T)$ — калибровочные коэффициенты — определяются, например, методом наименьших квадратов с использованием значений $Q(T)$, измеренных с помощью лидара, и эталонного профиля температуры. В качестве эталонного профиля, как правило, выступает профиль температуры модели атмосферы или профиль, полученный с помощью радиозонда, запускаемого одновременно с лидарными измерениями.

Существует два основных способа повышения точности измерения температуры с помощью ЧВР-лидаров. Первый способ (инструментальный) направлен на совершенствование передающей и приемной систем лидара, а также системы регистрации сигналов. Например, подбор современных узкополосных ИФ [15–17] и ДР [11, 13] позволяет эффективно выделять полезный ЧВР-сигнал в лидарных каналах и подавлять в них паразитное упругое излучение, рассеянное назад молекулами и аэрозольными частицами атмосферы [24]. Оптимальное расположение полос пропускания ИФ и ДР в ЧВР-спектре молекул N_2 и O_2 также способствует подавлению паразитного сигнала [15, 25]. Мощные узкополосные лазеры, оптоволоконная оптика с низкими потерями при передаче и высокочувствительные фотоэлектронные умножители обеспечивают высокий уровень полезного сигнала. Использование приемных телескопов с узким полем зрения уменьшает фоновые помехи [3].

* Владислав Владимирович Герасимов (gvvsnake@mail.ru).

Второй способ (алгоритмический) направлен на улучшение алгоритма восстановления температурных профилей из исходных лидарных сигналов [2, 12, 13, 26, 27]. В [24] предложен метод корректировки паразитного упругого сигнала, попадающего в лидарные каналы от перистых облаков. Метод калибровки сигналов, обеспечивающий хорошую точность измерения температуры в условиях низкого отношения сигнал-шум, представлен в [26]. Различные калибровочные функции были предложены и применены к данным лидарного зондирования в [1, 4, 13, 14, 16, 23, 28–31].

Детальный анализ влияния ширины полос пропускания ИФ и положения их центров в спектре молекул N_2 и O_2 на точность измерения температуры с помощью ЧВР-лидаров был проведен в работе [25], авторами которой, однако, не учитывалось уширение линий ЧВР-спектра. С другой стороны, в [30, 31] столкновительное уширение линий было учтено, но только для одного набора ИФ.

В настоящем исследовании с помощью численного моделирования оценивается влияние столкновительного уширения линий на точность измерения температуры тропосферы для трех часто используемых на практике наборов ИФ с разными полосами пропускания. Профили температуры восстанавливаются с использованием девяти калибровочных функций. Отметим, что в работе не принимаются в расчет конструктивные особенности ЧВР-лидаров.

Калибровочные функции

Общая калибровочная функция

Из теоретических основ ЧВР-лидарного метода [1, 6, 7] следует, что простая температурная зави-

симость может быть получена только для отношения интенсивностей двух любых отдельных i -, k -й линий ЧВР-спектра молекул N_2 и/или O_2 :

$$Q^{\text{indiv}}(T) = \frac{I(J_i, T)}{I(J_k, T)} = \exp\left(\alpha + \frac{\beta}{T}\right). \quad (1)$$

Здесь J_i и J_k – вращательные квантовые числа начальных состояний ЧВР-переходов, соответствующих i -, k -й линиям; константы α и β точно определяются из теории. Логарифмируя (1), имеем

$$\ln Q^{\text{indiv}}(T) = \alpha + \frac{\beta}{T} \Leftrightarrow y = \alpha + \beta x, \quad (2)$$

где $x = 1/T$ – обратная температура; $y = \ln Q^{\text{indiv}}(T)$, тогда искомая температура легко вычисляется по отношению интенсивностей

$$T = \frac{\beta}{\ln Q^{\text{indiv}} - \alpha}. \quad (3)$$

На практике ИФ и ДР в приемной системе лидара выделяют два участка в ЧВР-спектре молекул N_2 и O_2 , каждый из которых содержит по несколько линий. Эти участки выбираются в двух лидарных каналах в антистоксовой и/или стоксовой ветвях ЧВР-спектра так, чтобы интенсивности попадающих в них линий имели противоположную температурную зависимость (рис. 1). А именно: в ближний к лазерной линии лидарный канал (далее – канал J_{low}) попадают линии спектра, соответствующие низким вращательным квантовым числам J_{low} начальных состояний ЧВР-переходов, в дальний канал (далее – канал J_{high}) – высоким вращательным квантовым

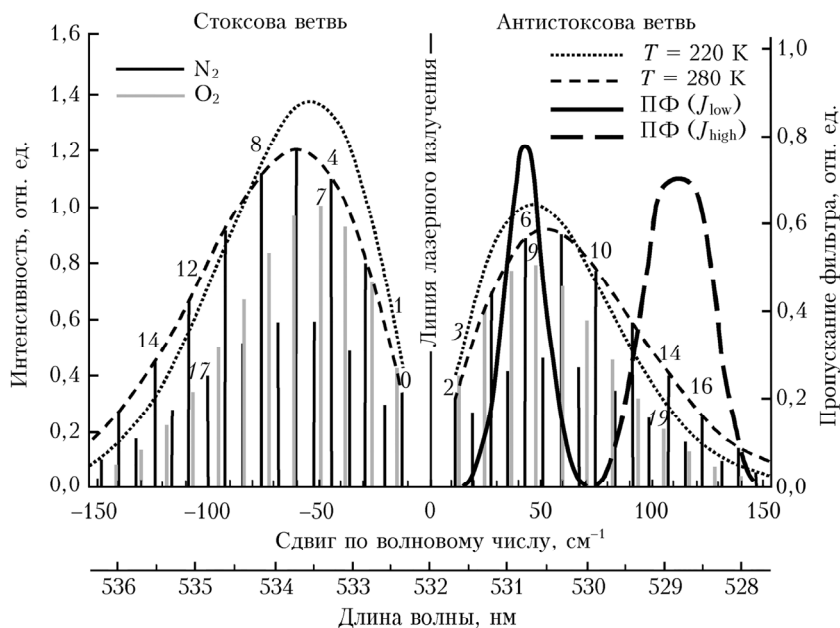


Рис. 1. Эквидистантные ЧВР-спектры линейных молекул N_2 и O_2 , соответствующие линии лазерного излучения 532 нм; функции пропускания фильтров (ПФ) лидарных каналов и огибающие линии ЧВР-спектра N_2 при двух разных температурах. Индексы над спектральными линиями (прямо – N_2 , курсив – O_2) обозначают вращательные квантовые числа J начальных состояний соответствующих ЧВР-переходов. Интенсивности всех линий нормированы на интенсивность линии N_2 с $J = 6$ в антистоксовой ветви при $T = 220$ К

числам J_{high} . В обеих ветвях ЧВР-спектра интенсивности линий N_2 с $J_{\text{low}} \leq 8$ ($J_{\text{low}} \leq 11$ для линий O_2) уменьшаются с ростом температуры и, наоборот, интенсивности линий N_2 с $J_{\text{low}} \geq 9$ ($J_{\text{low}} \geq 13$ для линий O_2) возрастают с ростом температуры. Выбор таких линий позволяет свести к минимуму перекрытие функций пропускания фильтров в лидарных каналах (см. рис. 1). Отметим, что в ЧВР-спектре O_2 существуют линии только с нечетными числами J [1]. В этом случае необходимо рассматривать следующее отношение:

$$Q^\Sigma(T) = \frac{I_{\text{low}}^\Sigma(T)}{I_{\text{high}}^\Sigma(T)} = \frac{\left[\sum_{J_i} \sum_{i=N_2, O_2} I_i(J_i, T) \right]_{\text{low}}}{\left[\sum_{J_i} \sum_{i=N_2, O_2} I_i(J_i, T) \right]_{\text{high}}}. \quad (4)$$

Здесь $I_i(J_i, T)$ – интенсивности отдельных ЧВР-линий, соответствующих вращательным квантовым числам J_i начальных состояний ЧВР-переходов в молекулах N_2 и O_2 ; $I_{\text{low}}^\Sigma(T)$, $I_{\text{high}}^\Sigma(T)$ – суммарные интенсивности линий, попадающих в соответствующие лидарные каналы J_{low} и J_{high} ; индексы low и high показывают, что суммирование интенсивностей в числителе и знаменателе (4) выполняется для указанных лидарных каналов (участков спектра).

Формула (4) представляет собой отношение сумм экспоненциальных выражений, которое не сводится к простой функции температуры. Поэтому, как было отмечено выше, отношение $Q^\Sigma(T)$ необходимо калибровать. В [23] была предложена простейшая (линейная по обратной температуре) калибровочная функция в виде (2), поэтому температура определяется из отношения лидарных сигналов Q^Σ аналогично (3):

$$T = \frac{B_0}{\ln Q^\Sigma - A_0}, \quad (5)$$

где A_0 и B_0 – калибровочные коэффициенты. Для уменьшения ошибок восстановления температуры в [4] была применена калибровка в виде полинома второго порядка по $1/T$:

$$\begin{aligned} \ln Q^\Sigma &\approx \ln f_c^\Sigma(T) = \\ &= A + \frac{B}{T} + \frac{C}{T^2} \Leftrightarrow y = A + Bx + Cx^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где A , B и C – калибровочные коэффициенты. Другие виды калибровок были предложены в [1, 13, 14, 28–31].

Уравнения (1)–(6) были получены в предположении, что ЧВР-линии молекул атмосферы не уширены, т.е. их профили описываются δ -функцией Дирака. В действительности ЧВР-линии уширяются как за счет эффекта Доплера, так и за счет столкновительных процессов. В первом случае ЧВР-линии имеют профиль Гаусса (или профиль нормального распределения). Во втором случае описываются профилем Лоренца (профилем распределения Коши). Реальный профиль линий описывается профилем Фойгта, который учитывает оба типа уширения [32, 33]. В тропосфере столкновительное уширение

преобладает над доплеровским (рис. 2), при этом крылья лоренцева профиля лежат выше крыльев гауссова профиля даже при одинаковой ширине линий [32]. Под шириной линии следует понимать полную ширину на полувысоте ее максимума (ПШПМ).

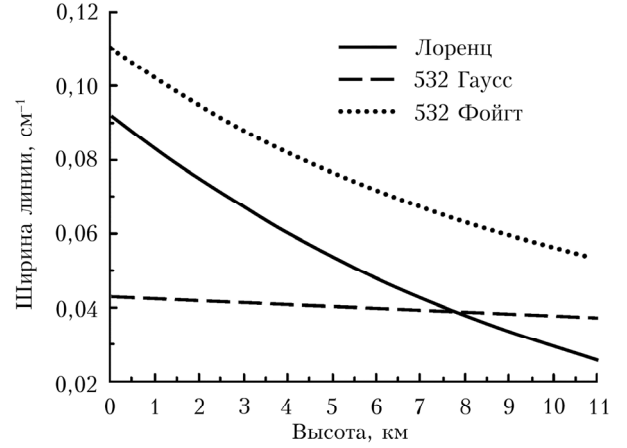


Рис. 2. ПШПМ профилей Гаусса, Лоренца и Фойгта, соответствующие ЧВР-линии N_2 с $J = 6$ в антистоксовой ветви. Зависимость температуры от высоты задается профилем температуры Американской стандартной атмосферы 1976 (the U.S. Standard Atmosphere 1976) [34]

Благодаря длинным лоренцевым крыльям профиля Фойгта [32] каждая j -я ЧВР-линия, находящаяся за пределами полос пропускания ИФ или ДР, дает паразитный вклад в оба лидарных канала (рис. 3). С другой стороны, столкновительное уширение любых i -, k -х ЧВР-линий, попадающих в лидарные каналы J_{low} и J_{high} соответственно, приводит как к паразитному вкладу в соседний лидарный канал, так и к потере полезного сигнала в обоих каналах. В [30] была получена калибровочная функция в общем аналитическом виде, учитывающая столкновительное уширение всех ЧВР-линий N_2 и O_2 :

$$\begin{aligned} \ln Q(T) &= \dots + \frac{\alpha_{-4}}{T^2} + \frac{\alpha_{-3}}{T\sqrt{T}} + \frac{\alpha_{-2}}{T} + \frac{\alpha_{-1}}{\sqrt{T}} + \\ &+ \alpha_0 + \alpha_1\sqrt{T} + \alpha_2T + \alpha_3T\sqrt{T} + \dots = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n T^{\frac{n}{2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

где α_n – калибровочные коэффициенты.

Функции восстановления температуры

Для получения профиля температуры из лидарных сигналов необходима не сама калибровочная функция, аппроксимирующая отношение $Q = Q(T)$, а функция восстановления температуры (ФВТ) $T = T(Q)$, выведенная из нее [13, 31]. В случае простых линейной (2) и квадратичной (6) калибровок соответствующие ФВТ получаются легко. При выборе полинома третьего порядка по $1/T$ [14] приходится решать кубическое уравнение, наличие и число вещественных корней которого зависят от знаков коэффициентов полинома. Из (7) видно, что общая калибровочная функция является рядом и не может

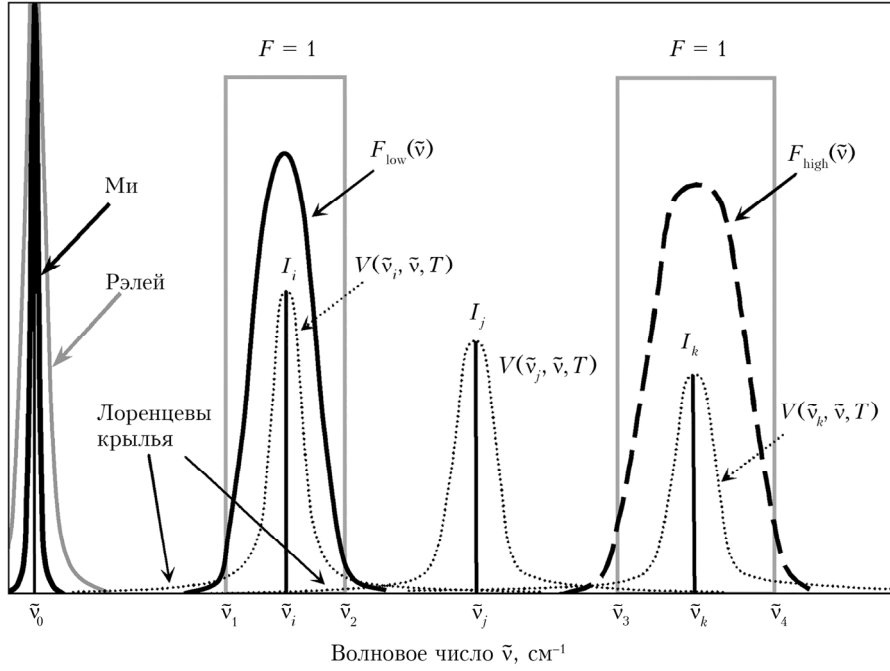


Рис. 3. Схематическое изображение (не в масштабе) профилей Фойгта уширенных i -, j -, k -й ЧВР-линий и функций пропускания $F_{\text{low}}(\tilde{\nu})$ и $F_{\text{high}}(\tilde{\nu})$ фильтров лидарных каналов, аппроксимированных прямоугольной функцией $F = 1$. Волновое число $\tilde{\nu}_0$ соответствует лазерной линии, интервалы $(\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2)$ и $(\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4)$ соответствуют полосам пропускания лидарных каналов J_{low} и J_{high}

напрямую использоваться в алгоритме восстановления профилей температуры. В [31] были рассмотрены девять частных случаев функции (7), каждый из которых в той или иной степени учитывает столкновительное уширение линий. Ниже приведены только требуемые для настоящего исследования нелинейные ФВТ без указания исходных калибровочных функций. Так как использование линейной калибровки (2) приводит к самым большим значениям ошибки восстановления температуры [1, 30], в нашей работе она не рассматривалась. Каждая i -я ФВТ и ее калибровочные коэффициенты A_i, B_i, C_i, \dots для удобства пронумерованы ($i = 1, 2, \dots, 9$) в соответствии с [31].

Рассмотрим ФВТ с тремя калибровочными коэффициентами. Первая функция (ФВТ 1) выводится из калибровочной функции (6), предложенной в [4]:

$$T = \frac{2C_1}{-B_1 + \sqrt{B_1^2 + 4C_1(\ln Q - A_1)}}. \quad (8)$$

ФВТ 2 соответствует калибровочной функции из [30]:

$$T = \frac{2B_2}{(\ln Q - A_2) + \sqrt{(\ln Q - A_2)^2 - 4B_2C_2}}. \quad (9)$$

ФВТ 3 была впервые применена в работе [29]:

$$T = \frac{C_3}{(\ln Q)^2 + B_3 \ln Q + A_3}. \quad (10)$$

ФВТ 4 соответствует калибровочной функции, впервые рассмотренной в [30]:

$$T = \frac{\ln Q}{B_4 (\ln Q)^2 + A_4 \ln Q + C_4}. \quad (11)$$

Две следующие функции (ФВТ 5 и 6) с тремя калибровочными коэффициентами были впервые использованы в [31]:

$$T = \left[\frac{2C_5}{-B_5 + \sqrt{B_5^2 + 4C_5(\ln Q - A_5)}} \right]^2, \quad (12)$$

$$T = \left[\frac{2B_6}{(\ln Q - A_6) + \sqrt{(\ln Q - A_6)^2 - 4B_6C_6}} \right]^2. \quad (13)$$

ФВТ 7, 8 и 9 с четырьмя калибровочными коэффициентами также были предложены в [31]:

$$T = \frac{D_7}{(\ln Q)^3 + C_7 (\ln Q)^2 + B_7 \ln Q + A_7}, \quad (14)$$

$$T = \frac{(\ln Q)^2}{B_8 (\ln Q)^3 + A_8 (\ln Q)^2 + C_8 \ln Q + D_8}, \quad (15)$$

$$T = \frac{\ln Q}{C_9 (\ln Q)^3 + B_9 (\ln Q)^2 + A_9 \ln Q + D_9}. \quad (16)$$

Исходные для ФВТ 1–9 калибровочные функции и формулы для расчета абсолютной и относительной

статистических ошибок восстановления температуры из лидарных измерений приведены в [31].

Методика численного моделирования

В этом разделе рассматривается ряд допущений, упрощающих численный расчет отношения интенсивностей $Q = Q(T)$ двух участков ЧВР-спектра молекул N_2 и O_2 .

Функции пропускания фильтров

Рассмотрим для определенности только антистоксову ветвь ЧВР-спектра молекул N_2 и O_2 . Из-за уширения ЧВР-линий и их вклада в сигналы, регистрируемые в обоих лидарных каналах, вместо отношения сигналов (4) следует записать [30]:

$$Q^{\text{all}}(T) = \frac{I_{\text{low}}^{\text{all}}(T)}{I_{\text{high}}^{\text{all}}(T)} = \frac{\sum_{J_i} \sum_{i=N_2, O_2} [I_i(J_i, T) X_{\text{low}}^i(\tilde{\nu}_i, T)]}{\sum_{J_i} \sum_{i=N_2, O_2} [I_i(J_i, T) X_{\text{high}}^i(\tilde{\nu}_i, T)]}. \quad (17)$$

Здесь суммирование проводится по всем вращательным квантовым числам J_i начальных состояний ЧВР-переходов в молекулах N_2 и O_2 ; $\tilde{\nu}_i = \tilde{\nu}(J_i)$ – волновое число i -й ЧВР-линии, соответствующей числу J_i ; $I_i(J_i, T)$ – интегральная интенсивность i -й отдельной уширенной линии; функции X_{low}^i и X_{high}^i описывают доли интенсивности $I_i(J_i, T)$, попадающие в лидарные каналы J_{low} и J_{high} соответственно; $I_{\text{low}}^{\text{all}}(T)$ и $I_{\text{high}}^{\text{all}}(T)$ – интегральные интенсивности, регистрируемые в лидарных каналах с вкладами от всех уширенных линий. Функции X_{low}^i и X_{high}^i определяются следующими выражениями:

$$X_{\text{low}}^i(\tilde{\nu}_i, T) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\text{low}}(\tilde{\nu}) V(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T) d\tilde{\nu}, \quad (18)$$

$$X_{\text{high}}^i(\tilde{\nu}_i, T) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\text{high}}(\tilde{\nu}) V(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T) d\tilde{\nu}, \quad (19)$$

где $F_{\text{low}}(\tilde{\nu})$ и $F_{\text{high}}(\tilde{\nu})$ – функции пропускания ИФ лидарных каналов J_{low} и J_{high} ; $V(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T)$ – профиль Фойгта i -й линии (рис. 3).

Существует несколько способов аппроксимации функции пропускания ИФ аналитической функцией. Например, $F_{\text{low}}(\tilde{\nu})$ и $F_{\text{high}}(\tilde{\nu})$ заменяются функцией Гаусса [28] или функцией, предложенной в [15, 25]. Однако это усложняет вычисление интегралов (18), (19) и, следовательно, отношения (17). Для численной оценки вклада в регистрируемые сигналы от уширенных ЧВР-линий функции пропускания ИФ и/или ДР можно аппроксимировать кусочно-постоянной (ступенчатой) функцией с любой наперед заданной точностью [30]. Для упрощения вычислений ступенчатую функцию можно заменить константой на интервале, на котором фильтр

пропускает основную часть обратнорассеянного сигнала (см. рис. 3). Например, в случае лидарного канала J_{low} имеем

$$F_{\text{low}}(\tilde{\nu}) = \begin{cases} 0, & \tilde{\nu} \leq \tilde{\nu}_1; \\ F = \text{const}, & \tilde{\nu} \in (\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2); \\ 0, & \tilde{\nu} \geq \tilde{\nu}_2, \end{cases} \quad (20)$$

где $(\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2)$ – полоса пропускания канала. Без потери общности также можно положить $F = 1$ для обеих функций пропускания, тогда вместо (18) и (19) получим

$$X_{\text{low}}^i(\tilde{\nu}_i, T) = \int_{\tilde{\nu}_1}^{\tilde{\nu}_2} V(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T) d\tilde{\nu}, \quad (21)$$

$$X_{\text{high}}^i(\tilde{\nu}_i, T) = \int_{\tilde{\nu}_3}^{\tilde{\nu}_4} V(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T) d\tilde{\nu}, \quad (22)$$

где $(\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4)$ – полоса пропускания канала J_{high} . Отметим, что в качестве полос пропускания лидарных каналов $(\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2)$ и $(\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4)$ можно рассматривать ПШПМ функций пропускания соответствующих ИФ.

Профили и ширины ЧВР-линий

Неоднородно уширенная только за счет эффекта Доплера i -я ЧВР-линия описывается профилем Гаусса (нормальным распределением)

$$G(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T) = \frac{1}{\gamma_G^i \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_i)^2}{2(\gamma_G^i)^2}\right]. \quad (23)$$

Здесь $\mu_i = \tilde{\nu}_i$ (см^{-1}) – математическое ожидание (волновое число максимума профиля i -й линии); γ_G^i (см^{-1}) – стандартное отклонение, определяемое уравнением

$$\gamma_G^i = \tilde{\nu}_i \sqrt{\frac{kT}{m_{\text{air}} c^2}} \quad (24)$$

(c – скорость света; m_{air} – средняя масса молекул воздуха; k – постоянная Больцмана). Соответствующая ПШПМ профиля Гаусса определяется выражением

$$\Delta\tilde{\nu}_{i,G}^{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \gamma_G^i. \quad (25)$$

Однородно уширенная только за счет столкновений i -я ЧВР-линия описывается профилем Лоренца, определенным для круговой частоты [32]:

$$L(\omega_i, \omega, T) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\gamma_L}{(\omega - \omega_i)^2 + \gamma_L^2}, \quad (26)$$

где ω – круговая частота (рад/с); γ_L – полуширина на полувывоте максимума (рад/с). Тогда ПШПМ профиля Лоренца (рад/с) определяется как

$$\Delta\omega_L^{\text{FWHM}} = 2\gamma_L. \quad (27)$$

После замены $\omega = 2\pi c\tilde{\nu}$ профиль Лоренца (26) можно выразить как функцию волнового числа

$$L(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\gamma_L / (2\pi c)}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_i)^2 + (\gamma_L / (2\pi c))^2} \quad (28)$$

с соответствующими полушириной $\gamma_L / (2\pi c)$ и ПППМ, выраженными в см^{-1} :

$$\Delta\tilde{\nu}_L^{\text{FWHM}} = \frac{\Delta\omega_L^{\text{FWHM}}}{2\pi c} = \frac{\gamma_L}{\pi c}, \quad (29)$$

где c — скорость света в $\text{см}/\text{с}$.

Для двухкомпонентного газа (к которому можно отнести воздух, состоящий на более чем 99% из молекул N_2 и O_2) формулу для численной оценки ПППМ (29) в см^{-1} можно записать в виде

$$\Delta\tilde{\nu}_L^{\text{FWHM}} = p_1^2 n_{\text{air}} d_1^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu_1 c^2}} + 2p_1 p_2 n_{\text{air}} d_{12}^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu_{12} c^2}} + p_2^2 n_{\text{air}} d_2^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu_2 c^2}}, \quad (30)$$

где $p_1 = 0,7809$ и $p_2 = 0,2095$ — вероятности обнаружить в гомосфере (0–100 км) молекулы N_2 и O_2 ; n_{air} — численная плотность молекул воздуха; d_1 , d_2 и $d_{12} = (d_1 + d_2)/2$ — эффективные оптические диаметры в столкновениях $\text{N}_2\text{--N}_2$, $\text{O}_2\text{--O}_2$ и $\text{N}_2\text{--O}_2$; $\mu_1 = m_1/2$, $\mu_2 = m_2/2$ и $\mu_{12} = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ — приведенные массы сталкивающихся молекул в столкновениях $\text{N}_2\text{--N}_2$, $\text{O}_2\text{--O}_2$ и $\text{N}_2\text{--O}_2$; m_1 и m_2 — массы молекул N_2 и O_2 соответственно.

Температурная зависимость эффективных оптических столкновительных диаметров описывается полуэмпирической формулой Сазерленда. Принимая в расчет только двойные столкновения молекул, для i -го атмосферного газа имеем [35]:

$$d_i^2(T) = d_{i,\infty}^2 \left(1 + \frac{\varphi_i}{RT} \right), \quad (31)$$

где константа $d_{i,\infty}$ — эффективный оптический столкновительный диаметр при $T \rightarrow \infty$; φ_i — константа, имеющая размерность энергия/моль; R — универсальная газовая постоянная.

Уширенная за счет эффекта Доплера и столкновений i -я ЧВР-линия описывается профилем Фойгта [32], который представляет собой свертку профилей Гаусса и Лоренца, и вычисляется только численно. Поэтому для аппроксимации профиля Фойгта часто используется функция псевдо-фойгта, т.е. линейная комбинация профилей Гаусса и Лоренца. Для определения ПППМ функции псевдо-фойгта (с точностью 0,02%) можно использовать приближенную формулу из [36]:

$$\Delta\tilde{\nu}_{i,V}^{\text{FWHM}} \approx 0,5346\Delta\tilde{\nu}_L^{\text{FWHM}} + \sqrt{(\Delta\tilde{\nu}_{i,G}^{\text{FWHM}})^2 + 0,2166(\Delta\tilde{\nu}_L^{\text{FWHM}})^2}. \quad (32)$$

Такое приближение дает нулевую ошибку для чисто гауссова профиля (при $\Delta\tilde{\nu}_L^{\text{FWHM}} = 0$) и 0,000305% для чисто лоренцева профиля (при $\Delta\tilde{\nu}_{i,G}^{\text{FWHM}} = 0$).

Так как в крыльях линий форма профиля Фойгта близка к лоренцевой [32] и границы полос пропускания фильтров находятся в крыльях ЧВР-линий (см. рис. 3), для описания формы линий можно использовать профиль Лоренца $L(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T)$ (28) вместо профиля Фойгта $V(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T)$. Следовательно, вместо формул (21) и (22) можно записать

$$X_{\text{low}}^i(\tilde{\nu}_i, T) = \int_{\tilde{\nu}_1}^{\tilde{\nu}_2} L(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T) d\tilde{\nu} = \frac{1}{\pi} \left[\arctg\left(\frac{\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_i}{\gamma_L / (2\pi c)}\right) - \arctg\left(\frac{\tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_i}{\gamma_L / (2\pi c)}\right) \right], \quad (33)$$

$$X_{\text{high}}^i(\tilde{\nu}_i, T) = \int_{\tilde{\nu}_3}^{\tilde{\nu}_4} L(\tilde{\nu}_i, \tilde{\nu}, T) d\tilde{\nu} = \frac{1}{\pi} \left[\arctg\left(\frac{\tilde{\nu}_4 - \tilde{\nu}_i}{\gamma_L / (2\pi c)}\right) - \arctg\left(\frac{\tilde{\nu}_3 - \tilde{\nu}_i}{\gamma_L / (2\pi c)}\right) \right]. \quad (34)$$

Данные интегралы выражаются аналитически и легко вычисляются. Тем не менее для более точного учета вклада уширенных ЧВР-линий в сигналы, регистрируемые в лидарных каналах, при вычислении (33) и (34) вместо полуширины $\gamma_L / (2\pi c)$ профиля Лоренца (28) использовалась полуширина функции псевдо-фойгта (32), т.е. $\Delta\tilde{\nu}_{i,V}^{\text{FWHM}} / 2$ [30].

Интенсивности ЧВР-линий

Интенсивность $I_i(J_i, T)$ отдельной обратнорассеянной ЧВР-линии может быть выражена в виде [6]:

$$I_i(J_i, T) = PL\beta_{\pi,i}(J_i, T) = PLn_i\sigma_{\pi,i}(J_i, T) = PLn_{\text{air}}p_i\sigma_{\pi,i}(J_i, T), \quad (35)$$

где P — средняя мощность излучения лазерного пучка; L — длина рассеивающего объема воздуха; $\beta_{\pi,i}(J_i, T)$ — сечение обратного рассеяния (коэффициент обратного рассеяния); $\sigma_{\pi,i}(J_i, T)$ — дифференциальное сечение обратного рассеяния; $n_i = p_i \cdot n_{\text{air}}$ — численная плотность молекул воздуха i -го сорта. Таким образом, подставляя (35) в формулу (17), для отношения интенсивностей имеем

$$Q(T) = \frac{\sum_{J_i} \sum_{i=\text{N}_2, \text{O}_2} [p_i\sigma_{\pi,i}(J_i, T)X_{\text{low}}^i(\tilde{\nu}_i, T)]}{\sum_{J_i} \sum_{i=\text{N}_2, \text{O}_2} [p_i\sigma_{\pi,i}(J_i, T)X_{\text{high}}^i(\tilde{\nu}_i, T)]}, \quad (36)$$

где функции $X_{\text{low}}^i(\tilde{\nu}_i, T)$ и $X_{\text{high}}^i(\tilde{\nu}_i, T)$ определяют, соответственно, формулами (33) и (34) с учетом замены $\gamma_L / (2\pi c) = \Delta\tilde{\nu}_{i,V}^{\text{FWHM}} / 2$.

Исходные данные моделирования

Для численного моделирования рассмотрены три набора ИФ с разными полосами пропускания, используемые на практике (рис. 4). Будем считать, что ИФ имеет узкую полосу пропускания, если $\Delta\tilde{\nu} \leq 25 \text{ см}^{-1}$, и широкую при $\Delta\tilde{\nu} > 40 \text{ см}^{-1}$. Набор 1 состоит из фильтров с широкими полосами пропускания в обоих каналах J_{low} и J_{high} [37–40], в наборе 2 фильтр канала J_{low} имеет узкую полосу пропускания, а фильтр канала J_{high} – широкую [4, 5, 41]. Набор 3 состоит из фильтров с узкими полосами пропускания в обоих каналах [11, 12, 42]. Спектральные интервалы полос пропускания фильтров ($\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$) и ($\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$), их ширины $\Delta\tilde{\nu}$ и ЧВР-линии N_2 и O_2 (с указанием чисел J), попадающие в каналы, приведены в таблице.

В качестве источника исходящего лидарного сигнала рассматривался лазер с узкой линией ($\sim 0,001 \text{ см}^{-1}$) и длиной волны 532 нм. Шириной такой лазерной линии можно пренебречь по сравнению с ширинами ЧВР-линий, уширенных как за счет эффекта Доплера, так и за счет столкновений (см. рис. 2). При расчете сигналов в лидарных каналах учитывались вклады от 56 ЧВР-линий N_2 и O_2 . В каждой из ветвей ЧВР-спектра бралось по 17 первых линий N_2 (с $J = 2-18$ в антистоксовой и $J = 0-16$ в стоксовой ветвях) и по 11 линий O_2 (с $J = 3, 5, \dots, 23$ в антистоксовой и $J = 1, 3, \dots, 21$

в стоксовой ветвях). Значения величин, необходимых для численной оценки ПШПМ профилей Гаусса (25), Лоренца (30) и функции псевдо-фойгта (32):

$$m_{\text{air}} = 4,81 \cdot 10^{-26} \text{ кг},$$

$$m_1 = 4,65 \cdot 10^{-26} \text{ кг},$$

$$m_2 = 5,31 \cdot 10^{-26} \text{ кг},$$

$$d_{1,\infty} = 3,51 \cdot 10^{-10} \text{ м},$$

$$d_{2,\infty} = 3,52 \cdot 10^{-10} \text{ м},$$

$$d_{12,\infty} \approx 3,515 \cdot 10^{-10} \text{ м} [43],$$

$$\phi_1/R = 105 \text{ К (в столкновениях } \text{N}_2\text{--N}_2\text{)},$$

$$\phi_2/R = 125 \text{ К (в столкновениях } \text{O}_2\text{--O}_2\text{)},$$

$$\phi_{12}/R = 115 \text{ К (в столкновениях } \text{N}_2\text{--O}_2\text{)} [35].$$

Профиль температуры Американской стандартной атмосферы 1976 [34] использовался в качестве эталонного профиля (рис. 5, а) для задания зависимости температуры от высоты в формулах (24), (30), (32)–(35) и при нахождении калибровочных коэффициентов ФВТ 1–9 с помощью метода наименьших квадратов. Формулы и все необходимые константы для расчета сечений $\sigma_{\pi,i}(J_i, T)$ ЧВР-линий можно найти в [1].

Результаты моделирования

На рис. 5, б показаны отношения интенсивностей $Q = Q(T)$ лидарных сигналов, рассчитанные для трех наборов ИФ (рис. 4) по формуле (36) при условиях и исходных данных, описанных выше. Для определения наилучшей ФВТ проводился срав-

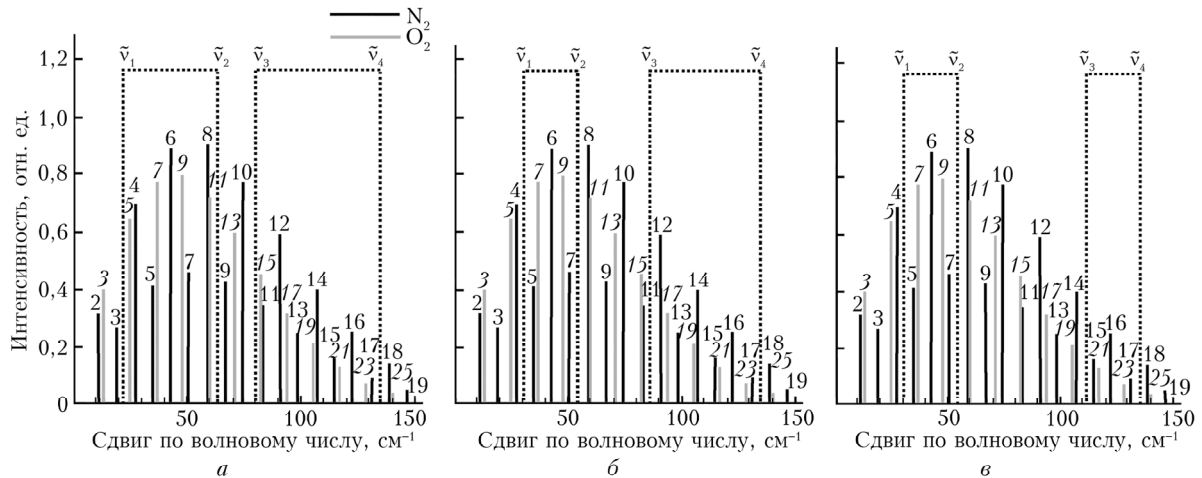


Рис. 4. Наборы 1 (а), 2 (б), 3 (в) ИФ с полосами пропускания ($\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$) и ($\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$) в лидарных каналах J_{low} и J_{high} . Набор 1 (а) имеет обе широкие полосы; в наборе 2 (б) полоса ($\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$) – узкая, полоса ($\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$) – широкая; в наборе 3 (в) обе полосы – узкие. Функция пропускания каждого ИФ $F = 1$. Индексы над спектральными линиями (курсив – O_2 , прямо – N_2) обозначают вращательные квантовые числа J начальных состояний соответствующих ЧВР-переходов; $T = 280 \text{ К}$

Параметры полос пропускания фильтров (ПШФ)

Параметр	Набор 1		Набор 2		Набор 3	
	($\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$)	($\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$)	($\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$)	($\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$)	($\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$)	($\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$)
ПШФ, см^{-1}	(23; 65)	(80; 135)	(30; 55)	(85; 135)	(30; 55)	(112; 137)
Ширина ПШФ $\Delta\tilde{\nu}$, см^{-1}	42	55	25	50	25	25
Линии N_2	5 линий $J = 4-8$	7 линий $J = 11-17$	3 линии $J = 5-7$	6 линий $J = 12-17$	3 линии $J = 5-7$	3 линии $J = 15-17$
Линии O_2	4 линии $J = 5, 7, 9, 11$	5 линий $J = 15, 17, 19, 21, 23$	2 линии $J = 7, 9$	4 линии $J = 17, 19, 21, 23$	2 линии $J = 7, 9$	2 линии $J = 21, 23$

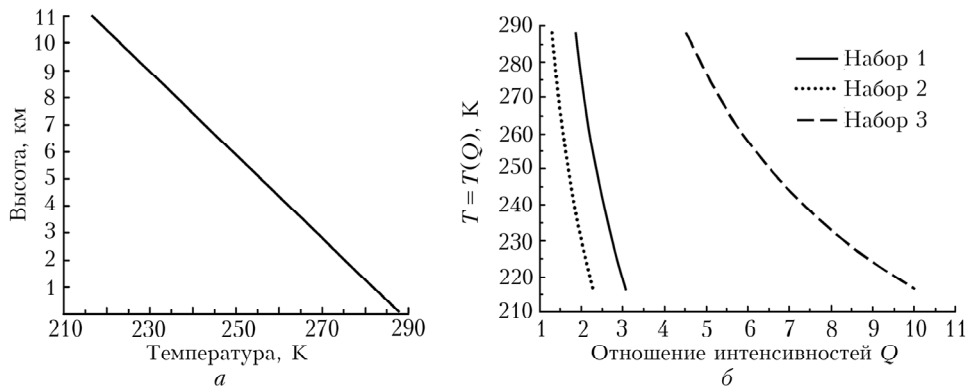


Рис. 5. Профиль температуры тропосферы (0–11 км) Американской стандартной атмосферы 1976 (а); отношения интенсивностей, рассчитанные для трех наборов ИФ (см. рис. 4) (б)

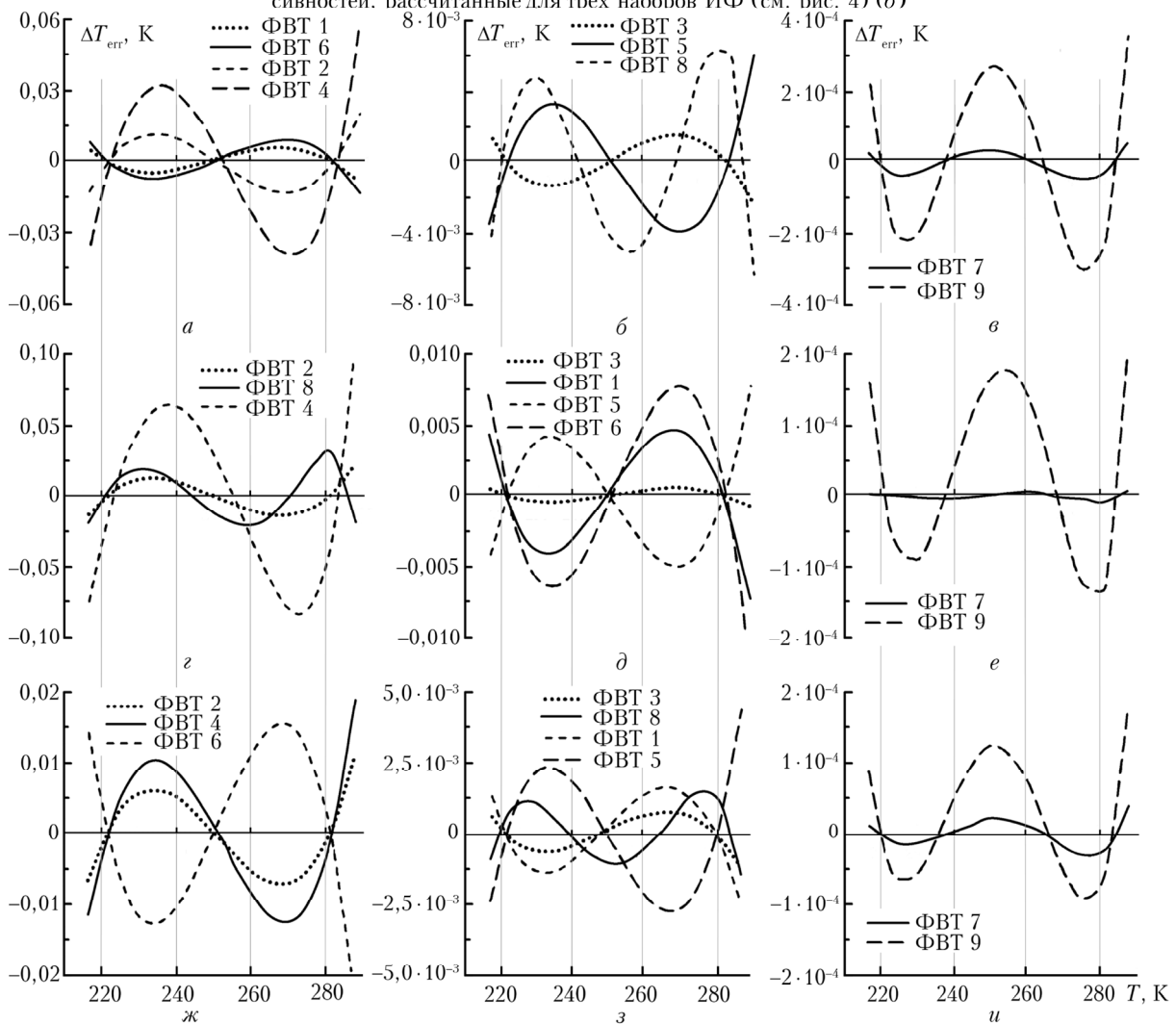


Рис. 6. Ошибки калибровки ΔT_{err} , полученные при восстановлении температуры тропосферы T с использованием ФВТ 1–9 для наборов ИФ 1 (а, б, в), 2 (г, д, е) и 3 (ж, з, и)

нительный анализ ошибок, возникающих при восстановлении температуры из полученных Q с использованием всех рассмотренных ФВТ 1–9. Очевидно, что наилучшей ФВТ будет считаться функция, восстанавливающая температуру с наименьшей максимальной ошибкой в высотном и температурном диапазонах в тропосфере. Под ошибкой восстановления

температуры (или ошибкой калибровки) ΔT_{err} понимается разность между значениями эталонного профиля температуры и профиля $T = T(Q)$, восстановленного из Q с помощью одной из ФВТ 1–9.

На рис. 6 для всех наборов фильтров приведены ошибки калибровки ΔT_{err} , возникающие при восстановлении температуры с использованием ФВТ 1–9.

Сравнительный анализ ΔT_{err} показывает, что во всех трех случаях существуют функции, использование которых для восстановления температуры предпочтительнее и приводит к меньшим ошибкам по сравнению с использованием остальных ФВТ. Среди функций с тремя калибровочными коэффициентами — это ФВТ 3, дающая ошибку по модулю $|\Delta T_{\text{err}}| < 2 \cdot 10^{-3}$ К для всех трех наборов ИФ (рис. 7, а). Среди функций с четырьмя калибровочными коэффициентами — это ФВТ 9 с $|\Delta T_{\text{err}}| < 4 \cdot 10^{-4}$ К (рис. 7, б) и ФВТ 7 с $|\Delta T_{\text{err}}| < 6 \cdot 10^{-5}$ К (рис. 7, в). Из рис. 6 и 7 следует, что с теоретической точки зрения ФВТ 7 наилучшим образом учитывает вклады от уширенных ЧВР-линий в сигналы, регистрируемые в лидарных каналах, и, следовательно, является наиболее подходящей функцией для восстановления температуры тропосферы. Эти выводы находятся в согласии с результатами, полученными в [31] как для модельных сигналов, так и для лидарных измерений температуры тропосферы с длиной волны лазера 355 нм.

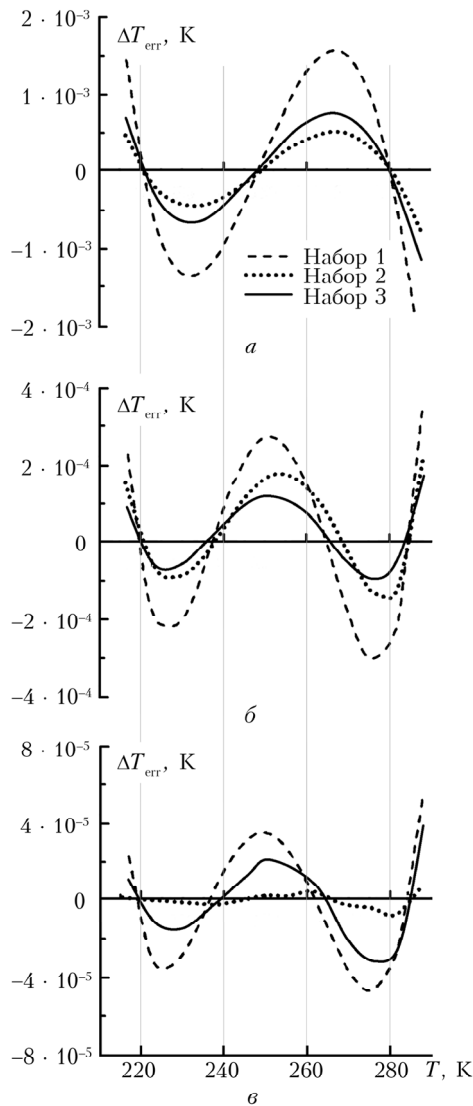


Рис. 7. Ошибки калибровки, полученные при восстановлении температуры тропосферы для трех наборов ИФ (рис. 4) при использовании ФВТ 3 (а), ФВТ 9 (б) и ФВТ 7 (в)

Сравнительный анализ ΔT_{err} для ФВТ 3, 7 и 9 (рис. 7) не позволяет однозначно определить наилучший вариант из исследованных наборов ширин фильтров лидарных каналов. Предварительно можно утверждать следующее: набор 1 ИФ с двумя широкими полосами пропускания приводит к большей ошибке $|\Delta T_{\text{err}}|$, чем наборы 2 и 3.

Таким образом, при лидарных измерениях температуры тропосферы с помощью ЧВР-лидаров можно рекомендовать к использованию ФВТ 3, 7 и 9 вне зависимости от ширин фильтров.

Заключение

С помощью численного моделирования рассчитаны отношения интенсивностей Q обратнорассеянных сигналов ЧВР-лидаров в тропосфере с учетом столкновительного уширения ЧВР-линий молекул N_2 и O_2 . Моделирование проведено для трех наборов спектральных фильтров с разными полосами пропускания. Длина волны исходящего лидарного сигнала равна 532 нм. В алгоритме восстановления профилей температуры из модельных лидарных сигналов использовалось девять нелинейных калибровочных функций (функций восстановления температуры). Определены ФВТ, восстанавливающие температуру тропосферы с наименьшими ошибками калибровки ΔT_{err} для каждого набора фильтров. Сравнительный анализ ΔT_{err} показал, что для всех трех наборов такой функцией является ФВТ 7 с $|\Delta T_{\text{err}}| < 6 \cdot 10^{-5}$ К (рис. 7); ФВТ 3 и 9 с ошибками калибровки, не превышающими величины $|\Delta T_{\text{err}}| = 2 \cdot 10^{-3}$ К и $|\Delta T_{\text{err}}| = 4 \cdot 10^{-4}$ К соответственно, также могут быть рекомендованы к использованию. Следует отметить, что окончательный вывод о наилучшей ФВТ для каждой конкретной лидарной системы может быть сделан после применения ФВТ 1–9 к данным реальных лидарных измерений.

Автор благодарит В.Л. Правдина за полезное обсуждение работы.

1. *Weitekamp C.* Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere // Springer Ser. in Opt. Sci. 2005. V. 102. 456 p.
2. *Бобровников С.М., Надев А.И.* Сравнение методов обработки сигнала при дистанционном измерении температуры по чисто вращательным спектрам комбинационного рассеяния // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 7. С. 580–584; *Bobrovnikov S.M., Nadeev A.I.* Comparison of signal processing methods in remote temperature measurements by pure rotational Raman spectra // Atmos. Ocean. Opt. 2010. V. 23, N 6. P. 523–527.
3. *Бобровников С.М., Горлов Е.В., Жарков В.И.* Многоапертурная приемопередающая система лидара с узким полем зрения и минимальной мертвой зоной зондирования // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 7. С. 551–558; *Bobrovnikov S.M., Gorlov E.V., Zharkov V.I.* A Multi-Aperture Transceiver System of a Lidar with Narrow Field of View and Minimal Dead Zone // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 6. P. 690–697.
4. *Behrendt A., Reichardt J.* Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational Raman lidar by use of an interference-filter-based polychromator // Appl. Opt. 2000. V. 39, N 9. P. 1372–1378.

5. *Achtert P., Khaplanov M., Khosrawi F., Gumbel J.* Pure rotational-Raman channels of the Esrange lidar for temperature and particle extinction measurements in the troposphere and lower stratosphere // *Atmos. Meas. Tech.* 2013. V. 6, N 1. P. 91–98.
6. *Penney C.M., Peters R.L.St., Lapp M.* Absolute rotational Raman cross sections for N₂, O₂, and CO₂ // *J. Opt. Soc. Am.* 1974. V. 64, N 5. P. 712–716.
7. *Cooney J.A.* Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter // *J. Appl. Meteorol.* 1972. V. 11, N 1. P. 108–112.
8. *Kim D., Cha H., Lee J., Bobronikov S.* Pure rotational Raman lidar for atmospheric temperature measurements // *J. Korean Phys. Soc.* 2001. V. 39, N 5. P. 838–841.
9. *Balin I., Serikov I., Bobrovnikov S., Simeonov V., Calpini B., Arshinov Y., van den Bergh H.* Simultaneous measurement of atmospheric temperature, humidity, and aerosol extinction and backscatter coefficients by a combined vibrational–pure-rotational Raman lidar // *Appl. Phys. B.* 2004. V. 79, N 6. P. 775–782.
10. *Chen S., Qiu Z., Zhang Y., Chen H., Wang Y.* A pure rotational Raman lidar using double-grating monochromator for temperature profile detection // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2011. V. 112, N 2. P. 304–309.
11. *Jia J., Yi F.* Atmospheric temperature measurements at altitudes of 5–30 km with a double-grating-based pure rotational Raman lidar // *Appl. Opt.* 2014. V. 53, N 24. P. 5330–5343.
12. *He J., Chen S., Zhang Y., Guo P., Chen H.* A novel calibration method for pure rotational Raman lidar temperature profiling // *J. Geophys. Res.: Atmos.* 2018. V. 123, N 19. P. 10925–10934.
13. *Zuev V.V., Gerasimov V.V., Pravdin V.L., Pavlinskiy A.V., Nakhtigalova D.P.* Tropospheric temperature measurements with the pure rotational Raman lidar technique using nonlinear calibration functions // *Atmos. Meas. Tech.* 2017. V. 10, N 1. P. 315–332.
14. *Di Girolamo P., Marchese R., Whiteman D.N., Demoz B.B.* Rotational Raman Lidar measurements of atmospheric temperature in the UV // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31, N 1. P. L01106.
15. *Radlach M., Behrendt A., Wulfmeyer V.* Scanning rotational Raman lidar at 355 nm for the measurement of tropospheric temperature fields // *Atmos. Chem. Phys.* 2008. V. 8, N 2. P. 159–169.
16. *Newsom R.K., Turner D.D., Goldsmith J.E.M.* Long-term evaluation of temperature profiles measured by an operational Raman lidar // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2013. V. 30, N 8. P. 1616–1634.
17. *Hammann E., Behrendt A., Le Mounier F., Wulfmeyer V.* Temperature profiling of the atmospheric boundary layer with rotational Raman lidar during the HD(CP)² Observational Prototype Experiment // *Atmos. Chem. Phys.* 2015. V. 15, N 5. P. 2867–2881.
18. *Mao J., Hu L., Hua D., Gao F., Wu M.* Pure rotational Raman lidar with fiber Bragg grating for temperature profiling of the atmospheric boundary layer // *Opt. Appl.* 2008. V. 38, N 4. P. 715–726.
19. *Arshinov Yu., Bobrovnikov S.* Use of a Fabry–Perot interferometer to isolate pure rotational Raman spectra of diatomic molecules // *Appl. Opt.* 1999. V. 38, N 21. P. 4635–4638.
20. *Arshinov Yu., Bobrovnikov S., Serikov I., Ansmann A., Wandinger U., Althausen D., Mattis I., Müller D.* Day-time operation of a pure rotational Raman lidar by use of a Fabry–Perot interferometer // *Appl. Opt.* 2005. V. 44, N 17. P. 3593–3603.
21. *Hauchecorne A., Keckhut P., Mariscal J.-F., d’Almeida E., Dahoo P.-R., Porteneuve J.* An innovative rotational Raman lidar to measure the temperature profile from the surface to 30 km altitude // *EPJ Web Conf.* 2016. V. 119. P. 06008. DOI: 10.1051/epjconf/201611906008.
22. *Weng M., Yi F., Liu F., Zhang Y., Pan X.* Single-line-extracted pure rotational Raman lidar to measure atmospheric temperature and aerosol profiles // *Opt. Express.* 2018. V. 26, N 21. P. 27555–27571.
23. *Arshinov Yu.F., Bobrovnikov S.M., Zuev V.E., Mittev V.M.* Atmospheric temperature measurements using a pure rotational Raman lidar // *Appl. Opt.* 1983. V. 22, N 19. P. 2984–2990.
24. *Behrendt A., Nakamura T., Onishi M., Baumgart R., Tsuda T.* Combined Raman lidar for the measurement of atmospheric temperature, water vapor, particle extinction coefficient, and particle backscatter coefficient // *Appl. Opt.* 2002. V. 41, N 36. P. 7657–7666.
25. *Hammann E., Behrendt A.* Parametrization of optimum filter passbands for rotational Raman temperature measurements // *Opt. Express.* 2015. V. 23, N 24. P. 30767–30782.
26. *Chen H., Chen S.Y., Zhang Y.C., Guo P., Chen H., Chen B.L.* Robust calibration method for pure rotational Raman lidar temperature measurement // *Opt. Express.* 2015. V. 23, N 16. P. 21232–21242.
27. *Yan Q., Wang Y., Gao T., Gao F., Di H., Song Y., Hua D.* Optimized retrieval method for atmospheric temperature profiling based on rotational Raman lidar // *Appl. Opt.* 2019. V. 58, N 19. P. 5170–5178.
28. *Nedelikovich D., Hauchecorne A., Chanin M.L.* Rotational Raman lidar to measure temperature from the ground to 30 km // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 1993. V. 31, N 1. P. 90–101.
29. *Lee III R.B.* Tropospheric temperature measurements using a rotational Raman lidar: Ph.D. dissertation. Hampton, Virginia: Hampton University, 2013. 112 p. URL: <https://pqdtopen.proquest.com/doc/1437652821.html?FMT=ABS> (last access: 23.08.2019).
30. *Gerasimov V.V., Zuev V.V.* Analytical calibration functions for the pure rotational Raman lidar technique // *Opt. Express.* 2016. V. 24, N 5. P. 5136–5151.
31. *Gerasimov V.V.* Comparative analysis of calibration functions in the pure rotational Raman lidar technique // *Appl. Phys. B.* 2018. V. 124, N 7. P. 134.
32. *Межерис П.М.* Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с; *Measures R.M.* Laser remote sensing, fundamentals and applications. Wiley, 1984. 510 p.
33. *Кочанов В.П.* Сравнение контуров спектральных линий в моделях сильных и слабых столкновений // *Оптика атмосф. и океана.* 2019. Т. 32, № 2. С. 87–95; *Kochanov V.P.* Comparison of Spectral Line Profiles in Hard and Soft Collision Models // *Atmos. Ocean. Opt.* 2019. V. 32, N 3. P. 257–265.
34. URL: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539.pdf> (last access: 23.08.2019).
35. *Курс физической химии*, Т. 2 / Я.И. Герасимов (ред.). М.: Химия, 1973. 624 с; *Gerasimov Y.I.* Course in Physical Chemistry. Khimiya, 1973. V. 2. 624 p. [in Russian].
36. *Olivero J.J., Longbothum R.L.* Empirical fits to the Voigt line width: A brief review // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1977. V. 17, N 2. P. 233–236.
37. *Li Y.J., Song S.L., Li F.Q., Cheng X.W., Chen Z.W., Liu L.M., Yang Y., Gong S.S.* High-precision measurements of lower atmospheric temperature based on pure rotational Raman lidar // *Chinese J. Geophys.* 2015. V. 58, N 4. P. 313–324.

38. Wu D., Wang Z., Wechsler P., Mahon N., Deng M., Glover B., Burkhart M., Kuestner W., Heesen B. Airborne compact rotational Raman lidar for temperature measurement // *Opt. Express*. 2016. V. 24, N 18. P. A1210–A1223.
39. Li Y.J., Lin X., Song S.L., Yang Y., Cheng X.W., Chen Z.W., Liu L.M., Xia Y., Xiong J., Gong S.S., Li F.Q. A combined rotational Raman–Rayleigh lidar for atmospheric temperature measurements over 5–80 km with self-calibration // *IEEE Trans. Geosci. Remote. Sens.* 2016. V. 54, N 12. P. 7055–7065.
40. Li Y.J., Lin X., Yang Y., Xia Y., Xiong J., Song S.L., Liu L.M., Chen Z.W., Cheng X.W., Li F.Q. Temperature characteristics at altitudes of 5–80 km with a self-calibrated Rayleigh-rotational Raman lidar: A summer case study // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2017. V. 188. P. 94–102.
41. Behrendt A., Nakamura T., Tsuda T. Combined temperature lidar for measurements in the troposphere, stratosphere, and mesosphere // *Appl. Opt.* 2004. V. 43, N 14. P. 2930–2939.
42. Su J., McCormick M.P., Wu Y.H., Lee III R.B., Lei L.Q., Liu Z.Y., Leavor K.R. Cloud temperature measurement using rotational Raman lidar // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 2013. V. 125. P. 45–50.
43. Бажулин П.А. Исследование вращательных и вращательно-колебательных спектров газов методом комбинационного рассеяния света // *Успехи физ. наук*. 1962. Т. 77, № 8. С. 639–648.

V.V. Gerasimov. The effect of collisional line broadening on the accuracy of tropospheric temperature measurements using pure rotational Raman lidars.

The effect of collisional line broadening on the accuracy of tropospheric (0–11 km) temperature retrievals from pure rotational Raman lidar raw signals is estimated via numerical simulation. The simulation was performed for three sets of spectral filters with different passbands in a lidar receiving system. A narrow-linewidth laser with a wavelength of 532 nm was considered as a lidar transmitter. A comparative analysis of temperature retrieval errors (calibration errors) produced by using nine calibration functions is presented. The calibration function retrieving tropospheric temperature with the least errors is determined for each set of filters.