

# Ошибки абсолютной калибровки чисто вращательных рамановских лидаров, вызванные столкновительным уширением линий

В.В. Герасимов<sup>✉\*</sup>

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.;  
после доработки 9.03.2022 г.;  
принята к печати 1.04.2022 г.

С помощью численного моделирования оценено влияние столкновительного уширения линий на точность измерения температуры тропосферы (0–11 км) чисто вращательными Рамановскими (ЧВР) лидарами при их абсолютной калибровке по спектроскопическим параметрам. Моделирование проводилось для пяти наборов спектральных фильтров (СФ) с разными полосами пропускания в блоке спектральной селекции лидара и длины волны источника лазерного излучения 355 нм. Показано, что при игнорировании уширения ЧВР-линий молекул  $N_2$  и  $O_2$  неустранимая ошибка абсолютной калибровки может достигать значений от 0,14 до 0,44 К в зависимости от набора СФ. При выделении только по одной ЧВР-линии в двух лидарных каналах (например, с помощью интерферометра Фабри–Перо) уширением линий можно пренебречь.

*Ключевые слова:* комбинационное рассеяние, лидар, уширение спектральных линий, калибровка лидара, температура тропосферы; Raman scattering, lidar, spectral line broadening, lidar calibration, tropospheric temperature.

## Введение

Наиболее эффективным лидаром для измерения температурных профилей является чисто вращательный рамановский (ЧВР) лидар [1]. Температура  $T$  определяется из рассеянных назад атмосферой лидарных сигналов по отношению интенсивностей  $Q$  двух участков ЧВР-спектра молекул  $N_2$  и  $O_2$  [2–4]. Спектральные фильтры (СФ) в двух каналах блока спектральной селекции лидара выделяют по несколько линий с низкими  $J_{low}$  и высокими  $J_{high}$  вращательными квантовыми числами из стоксовой, антистоксовой или обеих ветвей ЧВР-спектра этих молекул (далее – каналы  $J_{low}$  и  $J_{high}$ ) [5–14].  $Q(T)$  представляет собой трансцендентную функцию [1, 15], поэтому для извлечения температуры на практике  $Q(T)$  необходимо калибровать.

Существуют два способа калибровки отношения сигналов (калибровки ЧВР-лидара). В первом способе значения  $Q(T)$  вычисляются по спектроскопическим параметрам лидарной системы в заданном температурном интервале (абсолютная калибровка [16]). Зависимость  $Q(T)$  представляется в виде справочной таблицы или графика калибровочной кривой (калибровочной функции) [15–17]. Температура атмосферы восстанавливается путем сравнения значений

отношения сигналов (фотоотчетов или накоплений заряда), измеренных с помощью лидара, с данными таблицы или калибровочной кривой. Такая калибровка не требует сравнений с температурой, полученной другими приборами (например, радиозондами). Это является преимуществом при измерении температуры на высотах выше средней стратосферы (> 30–35 км), куда не долетают радиозонды.

Во втором способе значения логарифма отношения  $Q(T)$ , полученные из лидарных измерений, аппроксимируются простой аналитической калибровочной функцией (АКФ)  $f_c(T)$ , подбираемой из физических соображений [1]. Наиболее часто АКФ выбирается в виде линейной зависимости от обратной температуры  $x = 1/T$

$$\ln Q(T) \approx f_c(T) = A_0 + \frac{B_0}{T} \Leftrightarrow y = A_0 + B_0 x, \quad (1)$$

где  $A_0$  и  $B_0$  – калибровочные коэффициенты. Такой выбор основан на аналогичной температурной зависимости логарифма отношения интенсивностей двух отдельных линий ЧВР-спектра [4]. Коэффициенты АКФ определяются с помощью эталонных значений температуры  $T_{ref}$ , которые берутся из профиля температуры модели атмосферы или радиозонда. Численное моделирование показало, что использование АКФ (1) приводит к ошибке калибровки  $\sim \pm 1$  К [1]. Под ошибкой калибровки  $\Delta T_{err} = T_{ref} - T$  понимается разность между  $T_{ref}$  и значениями  $T$  профиля, восстановленного из  $Q(T)$  с помощью той

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

или иной АКФ. Использование полинома второго порядка с тремя калибровочными коэффициентами  $A_1$ ,  $B_1$  и  $C_1$  [6]:

$$f_c(T) = A_1 + \frac{B_1}{T} + \frac{C_1}{T^2} \Leftrightarrow y = A_1 + B_1x + C_1x^2 \quad (2)$$

уменьшает  $\Delta T_{\text{err}}$  до  $\pm 0,03$  К [1]. Преимущество такого способа – легкое извлечение значений температуры с помощью  $f_c(T)$  и отсутствие необходимости вычислять  $Q(T)$  по спектроскопическим параметрам лидара.

В обоих способах калибровки есть несколько источников ошибок. Спектральный сдвиг линии лазерного излучения, изменение ширины и смещение полос пропускания СФ относительно ЧВР-спектра  $N_2$  и  $O_2$  из-за их физической деградации со временем или термической нестабильности блоков спектральной селекции лидара приводят к изменению значений  $Q(T)$  при абсолютной калибровке [16, 17]. Современные элементы оптического тракта лидара и его термическая стабилизация позволяют уменьшить эту ошибку. Во втором способе ошибки измерения температуры вызывает  $1 - \sigma$  абсолютная статистическая погрешность, связанная с пуассоновской статистикой регистрируемых фотоотчетов [1]. Увеличение числа фотоотчетов за счет роста мощности лазера и апертуры приемного телескопа, а также сглаживание лидарных сигналов позволяют минимизировать эту погрешность.  $\Delta T_{\text{err}}$  также зависит от того, насколько точно выбранная АКФ  $f_c(T)$  описывает измеренные с помощью лидара значения  $Q(T)$ . Отметим, что  $1 - \sigma$  погрешность присутствует и при абсолютной калибровке, когда лидарные значения  $Q(T)$  сравниваются с табличными данными или калибровочной кривой для извлечения температуры.

В достаточно плотной тропосфере на точность калибровки влияет столкновительное уширение линий ЧВР-спектра  $N_2$  и  $O_2$ . Уширение линий, попадающих в полосы пропускания СФ, приводит к потере полезного сигнала, тогда как все линии за пределами СФ дают паразитный вклад в оба лидарных канала. При учете уширения линий в [18] была получена АКФ в общем виде

$$f_c(T) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n T^2, \quad (3)$$

где  $\alpha_n$  – калибровочные коэффициенты. Все нелинейные по  $1/T$  слагаемые ряда (3) возникают вследствие уширения линий и являются малыми поправками к линейной АКФ (1). Например, АКФ (2) – частный случай ряда (3), а нелинейное слагаемое  $C_1/T^2$  частично учитывает вклады от уширенных линий при калибровке лидара вторым способом. Другие частные случаи (3) рассмотрены в [19].

В настоящей работе с помощью численного моделирования исследуется влияние уширения линий на величину отношения сигналов  $Q(T)$  при абсолютной калибровке лидара и определяются соответствующие ошибки калибровки.

## Методика моделирования

Методика численного расчета  $Q(T)$  подробно описана в [20, 21]. Ниже представлены основные параметры модели. Для оценки влияния уширения линий на величину  $Q(T)$  в явном виде исключим влияние других источников ошибок при абсолютной калибровке. Будем полагать, что все элементы оптического тракта лидара термически стабилизированы и СФ полностью подавляют паразитный вклад от упругого рассеяния в лидарных каналах. В качестве источника исходящего лидарного сигнала используется лазер с узкой линией ( $\sim 0,001$  см<sup>-1</sup>) и длиной волны 355 нм. Также для определенности положим, что СФ выделяют линии только в антистоксовой ветви ЧВР-спектра молекул  $N_2$  и  $O_2$ .

Если пренебречь столкновительным уширением линий, температурная зависимость отношения интенсивностей определяется выражением [4]:

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

Здесь  $I_i(J_i, T)$  – интенсивности отдельных линий, соответствующих вращательным квантовым числам  $J_i$  начальных состояний ЧВР-переходов в молекулах  $N_2$  и  $O_2$ ;  $I_{\text{low}}^{\Sigma}(T)$  и  $I_{\text{high}}^{\Sigma}(T)$  – суммарные интенсивности линий, попадающих в каналы  $J_{\text{low}}$  и  $J_{\text{high}}$  соответственно. Полагая коэффициенты пропускания передающей и приемной оптики на длинах волн ЧВР-линий и квантовые эффективности фотоприемников одинаковыми, без потери общности отношение (4) можно переписать в виде

$$Q^{\Sigma}(T) = \frac{\left[ \sum_{J_i} \sum_{i=N_2, O_2} p_i \sigma_{\pi, i}(T, J_i) \right]_{\text{low}}}{\left[ \sum_{J_i} \sum_{i=N_2, O_2} p_i \sigma_{\pi, i}(T, J_i) \right]_{\text{high}}}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{\pi, i}(T, J_i)$  – дифференциальное сечение обратного рассеяния на длине волны  $\lambda_i = \lambda(J_i)$ ;  $p_i$  – относительное содержание молекул сорта  $i$  в воздухе ( $p_{N_2} = 0,7809$ ,  $p_{O_2} = 0,2095$ ).

Из-за уширения ЧВР-линий следует учесть вклады в сигналы, регистрируемые в обоих лидарных каналах, от всех линий. Поэтому вместо отношения сигналов (5) имеем [18, 21]:

$$Q^{\text{all}}(T) = \frac{I_{\text{low}}^{\text{all}}(T)}{I_{\text{high}}^{\text{all}}(T)} = \frac{\sum_{J_i} \sum_{i=N_2, O_2} \left[ p_i \sigma_{\pi, i}(T, J_i) X_{\text{low}}^i(\tilde{\nu}_i, T) \right]}{\sum_{J_i} \sum_{i=N_2, O_2} \left[ p_i \sigma_{\pi, i}(T, J_i) X_{\text{high}}^i(\tilde{\nu}_i, T) \right]}. \quad (6)$$

Здесь  $\tilde{\nu}_i = \tilde{\nu}(J_i)$  – волновое число  $i$ -й уширенной линии, соответствующей числу  $J_i$ ; функции  $X_{\text{low}}^i$  и  $X_{\text{high}}^i$  описывают доли интенсивности  $I_i(J_i, T)$ , попадающие в лидарные каналы  $J_{\text{low}}$  и  $J_{\text{high}}$  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.

В моделировании рассмотрено пять наборов СФ с разными полосами пропускания, наиболее часто используемые на практике (рис. 1). Для определенности считаем, что полоса пропускания фильтра (ППФ) является узкой при  $\Delta\tilde{\nu} \leq 25 \text{ см}^{-1}$  и широкой при  $\Delta\tilde{\nu} > 40 \text{ см}^{-1}$ . Набор 1 состоит из фильтров с широкими ППФ в обоих каналах [22–25], в наборе 2 фильтр канала  $J_{\text{low}}$  имеет узкую ППФ, а фильтр канала  $J_{\text{high}}$  – широкую [6, 26]. Наборы 3 и 4 состоят из фильтров с узкими ППФ в обоих каналах [12, 13, 27, 28], но с разными положениями в канале  $J_{\text{high}}$ . В наборе 5 в обоих каналах фильтры имеют сверхузкие ППФ, которые выделяют только по одной линии в ЧВР-спектре молекулы  $\text{N}_2$  с помощью интерферометра Фабри–Перо [29–31]. Функции пропускания всех СФ имеют прямоугольную форму и коэффициент пропускания  $F = 1$  [18, 21]. В спектральные интервалы ППФ ( $\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$ ) канала  $J_{\text{low}}$  и ( $\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$ ) канала  $J_{\text{high}}$  попадает подавляющая часть

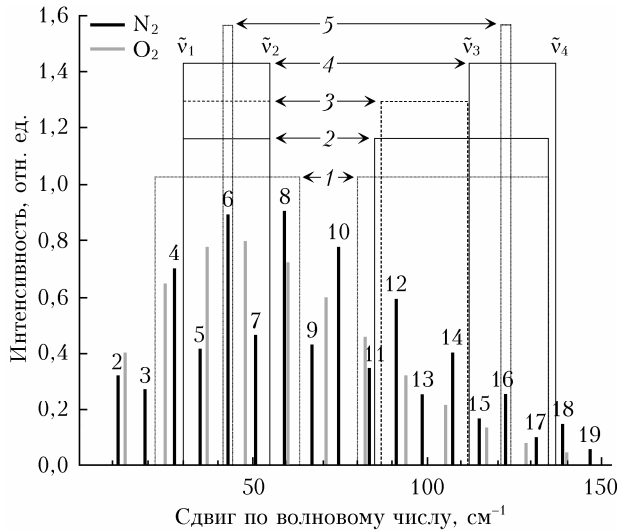


Рис. 1. Пять наборов СФ с полосами пропускания ( $\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$ ) и ( $\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$ ) в лидарных каналах  $J_{\text{low}}$  и  $J_{\text{high}}$  соответственно (номера показаны курсивом);  $F = 1$ . Индексы над спектральными линиями обозначают вращательные квантовые числа  $J$  начальных состояний соответствующих ЧВР-переходов в молекуле  $\text{N}_2$

регистрируемых сигналов. Номера линий, попадающих в ППФ ( $\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2$ ) и ( $\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4$ ) наборов 1–5 и  $\Delta\tilde{\nu}$  приведены в [21].

## Результаты моделирования и их анализ

Оценим влияние уширения линий на  $Q(T)$  и соответствующую ошибку калибровки  $\Delta T_{\text{err}}$  на примере набора СФ 1 (см. рис. 1). В табл. 1 приведены значения отношений сигналов  $Q^{\text{all}}$  и  $Q^{\Sigma}$ , рассчитанные по формулам (6) и (5) для 12 высот с интервалом в 1 км (0; 1; ...; 11 км). Температурные точки  $T_{\text{ref}}$  для вычисления  $Q^{\text{all}}$  и  $Q^{\Sigma}$  на этих высотах брались из профиля температуры модели «Американской стандартной атмосферы 1976» (the U.S. Standard Atmosphere 1976) [32]. Значения  $Q^{\text{all}}$  следует считать «истинными», поскольку они получены с учетом уширения линий, и поэтому наиболее точно характеризуют значения отношения сигналов, полученных при лидарных измерениях. Очевидно, что сигналы (фотоотсчеты) от уширенных линий регистрируются в лидарных каналах автоматически. Из данных табл. 1 видно, что значения  $Q^{\text{all}}$  и  $Q^{\Sigma}$  различаются незначительно: разность  $\Delta Q = Q^{\Sigma} - Q^{\text{all}}$  варьируется от 0,0026 до 0,0043 в интервале высот 0–11 км. Это соответствует их относительному различию  $\Delta Q/Q^{\Sigma} < 0,15\%$ .

Для установления изменений в температуре, соответствующих смещению значений  $Q^{\Sigma}$  относительно  $Q^{\text{all}}$ , воспользуемся линейной (1) и квадратичной (2) АКФ. Поскольку получать температуру с помощью калибровочной кривой (или извлекать из данных справочной таблицы) неудобно с практической точки зрения, при абсолютной калибровке также используются АКФ для аппроксимации логарифма отношения сигналов [15]. Температура определяется с помощью соответствующих обратных функций [4, 6]:

$$T = \frac{B_0}{\ln Q - A_0}, \quad (7)$$

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

Второе решение квадратного уравнения (2) со знаком «-» перед квадратным корнем в (8) приводит к физически некорректному результату.

Таблица 1

Отношения интенсивностей уширенных и неуширенных ЧВР-линий

Высота, км	$T_{\text{ref}}, \text{ К}$	Уширенные линии			Неуширенные линии		
		$Q^{\text{all}}$	$T(1), \text{ К}$	$T(2), \text{ К}$	$Q^{\Sigma}$	$T^*(1), \text{ К}$	$T^*(2), \text{ К}$
0	288,1500	1,86085	288,5711	288,1589	1,86349	288,8325	288,4192
1	281,6500	1,92929	281,8667	281,6508	1,93198	282,1160	281,8974
2	275,1500	2,00329	275,2026	275,1462	2,00605	275,4403	275,3799
3	268,6500	2,08353	268,5781	268,6444	2,08637	268,8044	268,8660
4	262,1500	2,17074	261,9925	262,1449	2,17368	262,2078	262,3553
5	255,6500	2,26582	255,4449	255,6469	2,26888	255,6495	255,8469
6	249,1500	2,36978	248,9345	249,1497	2,37297	249,1288	249,3403
7	242,6500	2,48381	242,4606	242,6526	2,48716	242,6448	242,8345
8	236,1500	2,60932	236,0221	236,1545	2,61286	236,1967	236,3287
9	229,6500	2,74797	229,6184	229,6546	2,75174	229,7836	229,8220
10	223,1500	2,90174	223,2484	223,1518	2,90577	223,4044	223,3132
11	216,6500	3,07299	216,9111	216,6447	3,07733	217,0583	216,8012

В табл. 2 приведены коэффициенты АКФ (1) и (2), определенные методом наименьших квадратов по 12 эталонным температурным точкам  $T_{\text{ref}}$  и значениям  $Q^{\text{all}}$  и  $Q^{\Sigma}$ . В табл. 1 представлены точки профиля  $T(1)$ , восстановленные из  $Q^{\text{all}}$  при использовании АКФ (1) с коэффициентами  $A_0$  и  $B_0$ . Ошибка калибровки  $\Delta T_{\text{err}} = T_{\text{ref}} - T(1)$  показана на рис. 2, *a* (кривая 1). Максимальное значение  $|T_{\text{ref}} - T(1)| = 0,42$  К. Точки профиля  $T^*(1)$  так же восстановлены из  $Q^{\text{all}}$ , но с помощью АКФ (1) с  $A_0^*$  и  $B_0^*$ . Коэффициенты  $A_0^*$  и  $B_0^*$  определены из значений  $Q^{\Sigma}$ , рассчитанных без учета уширения линий. Поэтому подстановка  $A_0^*$  и  $B_0^*$  вместо  $A_0$  и  $B_0$  в АКФ (1) позволяет определить смещение профиля температуры  $T^*(1)$  относительно  $T(1)$ , восстановленного из «истинных» значений  $Q^{\text{all}}$ . Ошибка калибровки  $\Delta T_{\text{err}}^* = T_{\text{ref}} - T^*(1)$  показана на рис. 2, *a* (кривая 2). В этом случае максимальное значение  $|T_{\text{ref}} - T^*(1)|$  увеличивается до 0,68 К. Разность ошибок калибровки  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  представлена на рис. 2, *a* кривой 3, из анализа которой следует, что восстановление температуры из отношения лидарных сигналов с помощью АКФ (1) с  $A_0^*$  и  $B_0^*$  приведет к занижению ее реальных значений на 0,26–0,15 К в интервале 0–11 км.

В табл. 1 также представлены точки профилей  $T(2)$  и  $T^*(2)$ , восстановленные из  $Q^{\text{all}}$  с помощью АКФ (2) с соответствующими калибровочными коэффициентами (табл. 2). Процедуры сравнения значений температуры на рис. 2, *a* и *b* при использовании АКФ (1) и (2) идентичны. Из рис. 2, *b* видно,

что использование АКФ (2) для определения температуры приводит к такой же разности ошибок калибровки  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$ , как и в случае АКФ (1): кривые 3 на рис. 2, *a* и *b* различаются менее чем на 0,01 К. Это значит, что ошибка  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  не зависит от выбора калибровочной функции и не может быть устранена ее подбором.

Таким образом, использование АКФ при абсолютной калибровке приводит к двум независимым ошибкам, вызванным уширением ЧВР-линий. Величина первой ошибки  $\Delta T_{\text{err}}$  зависит от того, насколько точно выбранная АКФ аппроксимирует значения рассчитанной калибровочной кривой. Вторая ошибка  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  вызвана смещением  $Q^{\Sigma}$  относительно «истинных» значений  $Q^{\text{all}}$ , учитывающих уширение линий. Суммарная ошибка описывается кривой  $\Delta T_{\text{err}}^*$ .

При рассмотрении наборов 2–5 ограничимся линейной АКФ (1). В случае набора 2 (см. рис. 1) разность  $\Delta Q = Q^{\Sigma} - Q^{\text{all}}$  меняется от 0,0035 до 0,0060 в интервале высот 0–11 км, что соответствует их относительной разности  $\Delta Q/Q^{\Sigma} < 0,27\%$ . На рис. 3, *a* показаны ошибки калибровки  $\Delta T_{\text{err}} = T_{\text{ref}} - T(1)$  (кривая 1) и  $\Delta T_{\text{err}}^* = T_{\text{ref}} - T^*(1)$  (кривая 2). Максимальные значения  $|\Delta T_{\text{err}}| = 0,42$  К и  $|\Delta T_{\text{err}}^*| = 0,86$  К. Разность ошибок калибровки  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  (кривая 3) показывает, что восстановление температуры из отношения лидарных сигналов с помощью любой АКФ с коэффициентами, определенными из данных  $T_{\text{ref}}$  и  $Q^{\Sigma}$  (например,  $A_0^*$  и  $B_0^*$  в случае линейной АКФ), приведет к неустраняемому занижению значений температуры на 0,44–0,24 К в интервале 0–11 км.

Таблица 2

Калибровочные коэффициенты

Параметры калибровки	$A_0$	$B_0, \text{К}$	$A_1$	$B_1, \text{К}$	$C_1, \text{К}^2$
$(T_{\text{ref}}, Q^{\text{all}})$	-0,8973292	438,1560521	-1,0865455	532,7808065	-11735,64323
Параметры калибровки	$A_0^*$	$B_0^*, \text{К}$	$A_1^*$	$B_1^*, \text{К}$	$C_1^*, \text{К}^2$
$(T_{\text{ref}}, Q^{\Sigma})$	-0,8959435	438,1527513	-1,0817878	531,0912456	-11526,50833

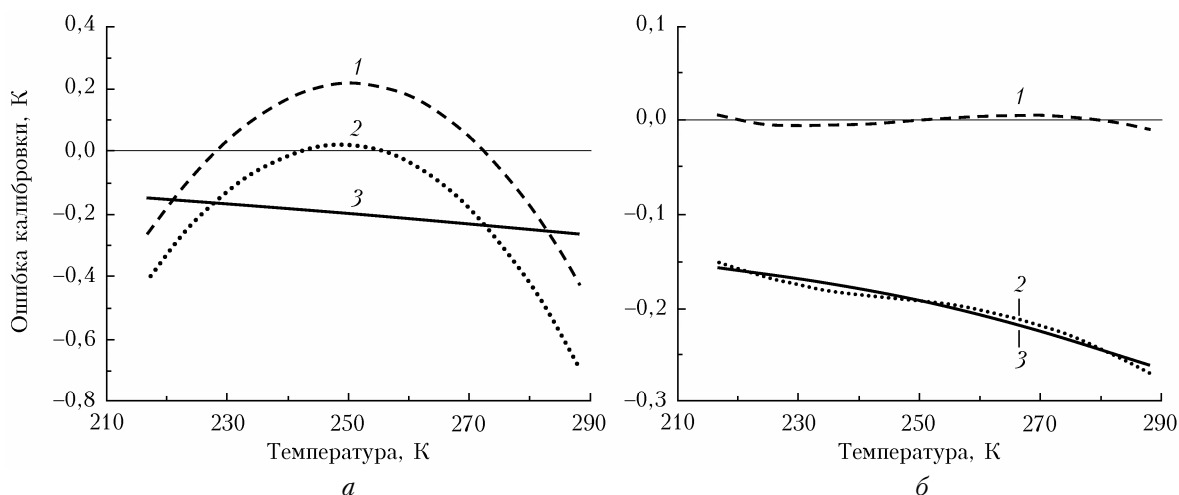


Рис. 2. Ошибки калибровки для набора 1 (см. описание в тексте): 1 –  $\Delta T_{\text{err}}$ , 2 –  $\Delta T_{\text{err}}^*$ , 3 –  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  при использовании АКФ (1) (*a*); 1 –  $\Delta T_{\text{err}}$ , 2 –  $\Delta T_{\text{err}}^*$ , 3 –  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  при использовании АКФ (2) (*b*)

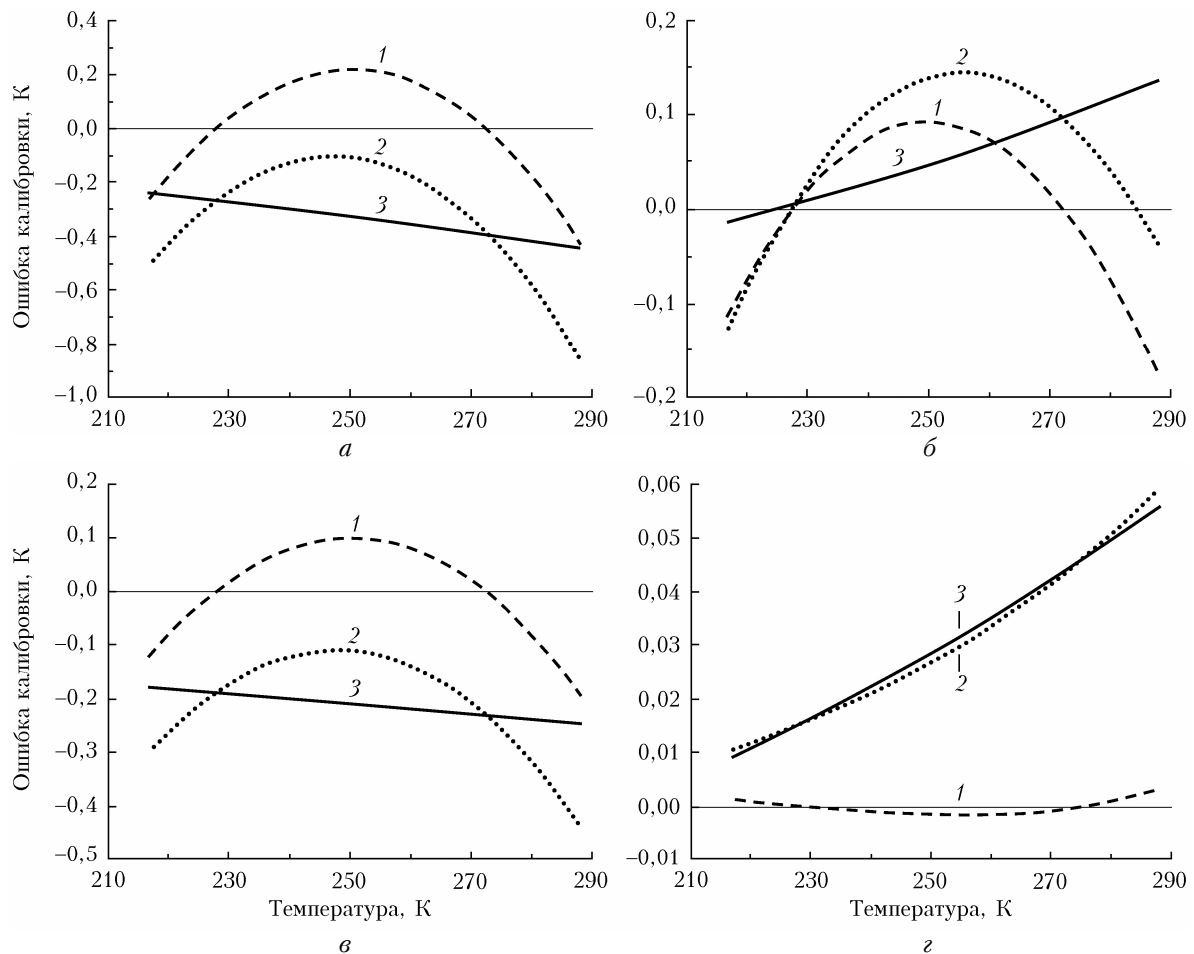


Рис. 3. То же, что на рис. 2, а, для наборов 2 (а); 3 (б); 4 (в); 5 (г)

Для набора 3 разность  $\Delta Q$  меняется от  $-0,0014$  до  $0,0002$  в интервале высот  $0-11$  км ( $|\Delta Q/Q^2| < 0,08\%$ ). Ошибки калибровки  $\Delta T_{\text{err}}$ ,  $\Delta T_{\text{err}}^*$  и их разность  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  представлены на рис. 3, б. Максимальные значения  $|\Delta T_{\text{err}}| = 0,17$  К и  $|\Delta T_{\text{err}}^*| = 0,14$  К. Использование  $A_0$  и  $B_0$  приведет к незначительному завышению температуры (до  $0,14$  К), измеренной около поверхности Земли. Аналогично для набора 4 имеем:  $\Delta Q \in (0,096; 0,0272)$ ,  $\Delta Q/Q^2 < 0,28\%$ , максимальные значения  $|\Delta T_{\text{err}}| = 0,19$  К и  $|\Delta T_{\text{err}}^*| = 0,44$  К (рис. 3, в). Из разности  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  следует, что измеряемая температура будет ниже реальной на  $0,24-0,18$  К в интервале  $0-11$  км. В случае набора 5:  $\Delta Q \in (-0,0016; -0,0011)$ ,  $|\Delta Q/Q^2| < 0,05\%$ , максимальные значения  $|\Delta T_{\text{err}}| = 0,003$  К и  $|\Delta T_{\text{err}}^*| = 0,06$  К (рис. 3, г). Разность  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$  (кривая 3) показывает, что измеряемая лидаром температура будет лишь незначительно превышать ее реальные значения (на  $0,06-0,01$  К в интервале  $0-11$  км).

Результаты моделирования  $Q^{\text{all}}$  для набора 5 близки к теоретическим значениям отношения интенсивностей двух отдельных ЧВР-линий. Спектральные фильтры с полосами пропускания  $(\tilde{\nu}_1; \tilde{\nu}_2) = (\tilde{\nu}_3; \tilde{\nu}_4) = 1,1$  см $^{-1}$ , выделяющими по одной ЧВР-линии  $N_2$  в обоих лидарных каналах с помощью интерферометра Фабри–Перо (см. рис. 1), почти

полностью отсекают паразитный сигнал от остальных линий. Поэтому уширение линий приводит к сравнительно малым значениям как ошибки  $\Delta T_{\text{err}}$ , зависящей от выбора АКФ, так и разности  $\Delta T_{\text{err}}^* - \Delta T_{\text{err}}$ , вызванной смещением значений  $Q^{\Sigma}$  относительно  $Q^{\text{all}}$ . Использование линейной (1) и квадратичной (2) АКФ приводит к ошибкам  $|\Delta T_{\text{err}}| < 3 \cdot 10^{-3}$  К и  $|\Delta T_{\text{err}}^*| < 7 \cdot 10^{-4}$  К соответственно [21] из-за малых, но ненулевых ширин полос пропускания СФ ( $1,1$  см $^{-1}$ ). Это полностью подтверждает выводы работ [18–21] об ответственности нелинейных по  $1/T$  слагаемых общей АКФ (3) за вклады от уширенных линий в регистрируемые лидарные сигналы. В противном случае применение АКФ (1) к отношению интенсивности двух линий (без учета ширин полос пропускания фильтров и уширения линий) дало бы  $|\Delta T_{\text{err}}| = 0$  К. Тем не менее уширение линий при абсолютной калибровке лидара можно не учитывать ввиду его малого влияния и вместо  $Q^{\text{all}}$  можно использовать  $Q^{\Sigma}$ .

Для определения значений коэффициентов  $A_0$  и  $B_0$  АКФ (1) достаточно решить систему из двух уравнений. Например, на краях интересующего нас высотного интервала ( $0$  и  $11$  км) можно взять два значения температуры и соответствующие им значения  $Q(T)$ . На рис. 4 кривая 1 показывает ошибку калибровки  $\Delta T_{\text{err}}$ , которая возникает при определении

$A_0$  и  $B_0$  методом наименьших квадратов с использованием 12 пар значений  $T_{\text{ref}}$  и  $Q^{\text{all}}$ , соответствующих высотам 0, 1, ..., 11 км (кривая 1). Максимальная ошибка  $|\Delta T_{\text{err}}| = 0,42$  К. Кривая 2 показывает значения  $\Delta T_{\text{err}}$  при определении  $A_0$  и  $B_0$  по двум парам значений ( $T_{\text{ref}}, Q^{\text{all}}$ ), взятым на высотах 0 и 11 км. Видно, что температура в этом случае восстанавливается с меньшими ошибками на краях интервала (0 и 11 км), однако максимальное значение  $|\Delta T_{\text{err}}|$  в середине интервала увеличивается до 0,55 К.

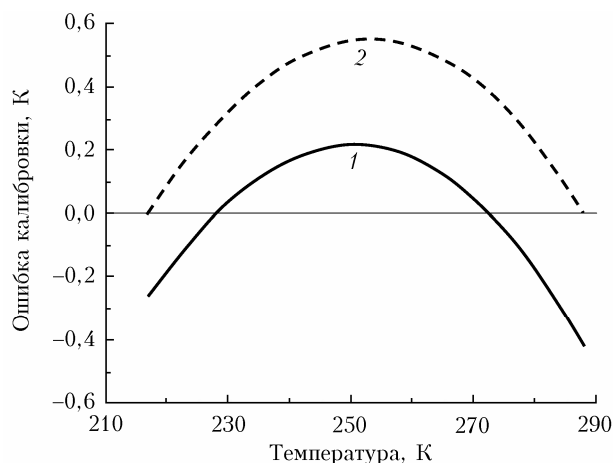


Рис. 4. Ошибка калибровки  $\Delta T_{\text{err}}$  для набора 1 при определении коэффициентов  $A_0$  и  $B_0$  АКФ (1): 1 – методом наименьших квадратов, 2 – по двум парам значений ( $T_{\text{ref}}, Q^{\text{all}}$ ), взятым на краях интервала 0–11 км

Таким образом, при использовании линейной АКФ (1) коэффициенты  $A_0$  и  $B_0$  предпочтительнее определять методом наименьших квадратов.

## Заключение

В работе с помощью численного моделирования исследовано влияние столкновительного уширения линий спектра молекул  $N_2$  и  $O_2$  на отношение интенсивностей  $Q$  обратнорассеянных сигналов ЧВР-лидаров в тропосфере (0–11 км) при абсолютной калибровке лидара и определены соответствующие ошибки калибровки. Моделирование проведено для пяти наборов СФ в блоке спектральной селекции лидара с разными полосами пропускания (рис. 1) и длины волны источника лазерного излучения 355 нм.

Результаты моделирования сводятся к следующему.

1. Уширение ЧВР-линий вызывает смещение значений отношения  $Q^{\Sigma}$ , рассчитанных без учета уширения, относительно «истинных» значений  $Q^{\text{all}}$ , учитывающих это уширение, на 0,08–0,28% для наборов СФ 1–4 с узкими и широкими полосами пропускания фильтров.

2. Ошибка абсолютной калибровки может достигать значений от 0,14 для набора 3 (см. рис. 3, б) до 0,44 К для набора 2 (см. рис. 3, а) при измерении температуры около поверхности Земли.

3. При использовании АКФ для аппроксимации калибровочной кривой, рассчитанной по спектро-

скопическим параметрам лидарной системы, уширение линий приводит ко второй ошибке калибровки, связанной с выбором АКФ. Первая ошибка калибровки, описанная в пункте 2, не зависит от выбора АКФ (см. рис. 2, а и б).

4. При использовании линейной АКФ (1) сумма модулей двух ошибок может достигать значений от 0,14 К для набора 3 (см. рис. 3, б) до 0,86 К для набора 2 (см. рис. 3, а).

5. В случае набора 5, полосы пропускания которого выделяют по одной ЧВР-линии  $N_2$  в обоих лидарных каналах с помощью интерферометра Фабри–Перо (см. рис. 1), сумма двух ошибок калибровки не превышает 0,06 К (см. рис. 3, з) в интервале 0–11 км, поэтому уширение линий можно не учитывать.

Таким образом, для увеличения точности измерения температуры тропосферы рекомендуется учитывать столкновительное уширение линий при абсолютной калибровке лидара. Первая ошибка калибровки устраняется расчетом отношения сигналов по формуле (6). Вторая ошибка может быть уменьшена за счет аппроксимации калибровочной кривой (или данных справочной таблицы) нелинейной АКФ [19, 21], например (2) вместо линейной АКФ (1).

**Благодарности.** Автор благодарит сотрудников Центра лазерного зондирования атмосферы ИОА СО РАН за полезное обсуждение работы.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

## Список литературы

1. Behrendt A. Temperature Measurements with Lidar // LIDAR: Range-resolved optical remote sensing of the atmosphere. New York: Springer, 2005. P. 273–306.
2. Penney C.M., Peters R.L.St., Lapp M. Absolute rotational Raman cross sections for  $N_2$ ,  $O_2$ , and  $CO_2$  // J. Opt. Soc. Amer. 1974. V. 64, N 5. P. 712–716.
3. Cooney J.A. Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter // J. Appl. Meteorol. 1972. V. 11, N 1. P. 108–112.
4. Arshinov Yu.F., Bobroznikov 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.
5. Liu F., Wang R., Yi F., Huang W., Ban C., Pan W., Wang Z., Hu H. Pure rotational Raman lidar for full-day troposphere temperature measurement at Zhongshan Station (69.37°S, 76.37°E), Antarctica // Opt. Express. 2021. V. 29, N 7. P. 10059–10076.
6. 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.
7. 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.
8. 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.
9. Hammann E., Behrendt A., Le Mounier F., Wulfmeyer V. Temperature profiling of the atmospheric boundary layer

- with rotational Raman lidar during the HD(CP)<sup>2</sup> Observational Prototype Experiment // *Atmos. Chem. Phys.* 2015. V. 15, N 5. P. 2867–2881.
10. Kim D., Cha H., Lee J., Bobrovnikov S. Pure rotational Raman lidar for atmospheric temperature measurements // *J. Korean Phys. Soc.* 2001. V. 39, N 5. P. 838–841.
  11. 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.
  12. 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.
  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. Ansmann A., Arshinov Y., Bobrovnikov S.M., Mattis I., Serikov I.B., Wandinger U. Double-grating monochromator for a pure rotational Raman lidar // *Proc. SPIE.* 1999. V. 3583. P. 491–497.
  15. Бобровников С.М., Надеев А.И. Сравнение методов обработки сигнала при дистанционном измерении температуры по чисто вращательным спектрам комбинационного рассеяния // *Оптика атмосф. 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.
  16. Vaughan G., Wareing D.P., Pepler S.J., Thomas L., Mitev V. Atmospheric temperature measurements made by rotational Raman scattering // *Appl. Opt.* 1993. V. 32, N 15. P. 2758–2764.
  17. Nedelikhovich 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.
  18. 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.
  19. 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.
  20. Герасимов В.В. Влияние столкновительного уширения линий на точность измерения температуры тропосферы с помощью чисто вращательных Рамановских лидаров // *Оптика атмосф. и океана.* 2020. Т. 33, № 1. С. 14–24; Gerasimov V.V. The effect of collisional line broadening on the accuracy of tropospheric temperature measurements using pure rotational Raman lidars // *Optika Atmosfery i Okeana.* 2020. V. 33, N 1. P. 14–24.
  21. Gerasimov V.V. A simulation comparison of calibration functions for different sets of spectral filter passbands in the traditional pure rotational Raman lidar technique // *Appl. Phys. B.* 2020. V. 126, N 11. P. 184.
  22. 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.
  23. 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.
  24. 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.
  25. 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.
  26. 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.
  27. 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.
  28. 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.
  29. 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.
  30. 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.
  31. Arshinov Yu., Bobrovnikov S., Serikov I., Ansmann A., Wandinger U., Althausen D., Mattis I., Müller D. Daytime operation of a pure rotational Raman lidar by use of a Fabry–Perot interferometer // *Appl. Opt.* 2005. V. 44, N 17. P. 3593–3603.
  32. URL: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539.pdf> (last access: 25.02.2022).

**V.V. Gerasimov. Errors of pure rotational Raman lidar absolute calibration due to collisional line broadening.**

The effect of collisional line broadening on the accuracy of tropospheric (0–11 km) temperature measurements with pure rotational Raman (PPR) lidars at their absolute calibration by spectroscopic parameters was estimated via numerical simulation. The simulation was performed for five sets of spectral filters (SF) with different passbands in a lidar spectral selection unit and an outgoing laser signal wavelength of 355 nm. It is shown that the unavoidable absolute calibration error can reach values from 0.14 to 0.44 K (depending on the SF set) when ignoring the N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub> PRR line broadening. The line broadening can be neglected if only one PRR line is extracted in each of the two lidar channels (for example, using a Fabry–Perot interferometer).