

УДК 551.46, 551.52

К.М. Фирсов, А.А. Мицель, О.В. Науменко, Т.Ю. Чеснокова

## ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ НА ТОЧНОСТЬ РАСЧЕТА УХОДЯЩЕЙ ТЕПЛОВОЙ РАДИАЦИИ В КАНАЛАХ РАДИОМЕТРА HIRS

Предложен новый метод параметризации уравнения переноса для расчета уходящей тепловой радиации, позволяющий минимизировать погрешности, связанные с учетом молекулярного поглощения. Проведен анализ погрешностей интенсивностей и полуширин спектральных линий, содержащихся в базе данных HITRAN-96 для молекул шести газов: H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub> и CO. Показано, что погрешности интегральных интенсивностей полос исследуемых газов лежат в основном в интервале 3 – 10%, а типичная погрешность полуширины сильных спектральных линий составляет 10%. Большая часть этих оценок была сделана путем суммирования погрешностей отдельных линий, вследствие этого они являются верхними оценками. Для ряда спектральных интервалов были обнаружены систематические отклонения интегральных интенсивностей полос. Проведенное моделирование показало, что основной вклад в погрешность интенсивности уходящей радиации, регистрируемой радиометром HIRS, дают систематические составляющие ошибки интегральной интенсивности полосы и полуширин линий.

### Введение

В настоящее время спутниковые данные не могут обеспечить надежные краткосрочные и среднесрочные прогнозы погоды, так как точность определения температуры низка, например, для радиометра HIRS погрешность составляет величину порядка 2,5° в слое толщиной 2 км, тогда как для надежных прогнозов требуется точность порядка 1° [1]. Основной причиной этого является низкое спектральное разрешение радиометров, установленных на спутниках. Однако следует заметить, что устранение этого недостатка еще не может гарантировать успех.

Не касаясь многочисленных проблем, связанных с неопределенностью аэрозольного состава атмосферы, облачностью, отметим лишь два фактора, которые являются весьма принципиальными и существенным образом влияют на точность решения обратной задачи по восстановлению параметров атмосферы, – это погрешности параметризации характеристик молекулярного поглощения и погрешности спектроскопической информации.

В данной статье разработан новый метод параметризации уравнения переноса, обеспечивающий точность расчета уходящей тепловой радиации, сопоставимую с прямым методом line-by-line, который фактически доведен до технологии и может быть легко воспроизведен для любого спектрального прибора с произвольной аппаратной функцией и произвольным спектральным разрешением. Описана методология и проведен анализ влияния точности параметров спектральных линий, содержащихся в базе данных HITRAN-96, на погрешности уходящего излучения.

### 1. Параметризация уравнения переноса излучения в безоблачной атмосфере Земли

Решение уравнения переноса монохроматического длинноволнового излучения в безоблачной нерассеивающей атмосфере имеет вид [2]

$$\begin{aligned} \hat{I}^{\uparrow}(v, z, \mu) = & \delta_v B_v(\theta_0) \exp \{-\mu \tau_v(z_0, z)\} + \\ & + \int_0^z B_v(\theta(z')) \frac{d[\exp \{-\mu \tau_v(z', z)\}]}{dz'} dz' + \\ & + 2(1 - \delta_v) \exp \{-\mu \tau_v(z_0, z)\} \times \\ & \times \int_0^z B_v(\theta(z')) \frac{dE_3(\tau_v(z', z_0))}{dz'} dz', \end{aligned} \quad (1)$$

где  $B_v(\theta(z))$  – функция Планка при температуре  $\theta$  на высоте  $z$ ;  $\delta_v$  – коэффициент излучения поверхности;  $\tau_v(z', z)$  – оптическая толщина слоя  $z' - z$  на частоте  $\nu$ ;  $\mu = \sec(\vartheta)$ ;  $\vartheta$  – зенитный угол трассы;

$$E_3(\tau) = \int_1^{\infty} \exp(-\mu\tau) \mu^{-3} d\mu. \quad (2)$$

Радиометр, установленный на спутнике, регистрирует интенсивность восходящего излучения в спектральном интервале, соответствующем полосе пропускания интерференционного светофильтра:

$$\hat{I}_n^{\uparrow}(z, \mu) = \int G(\nu') \hat{I}^{\uparrow}(\nu', z, \mu) d\nu'. \quad (3)$$

Формула (1) справедлива только при малых углах визирования со спутника. При больших углах в первых двух членах данного выражения необходимо учитывать кривизну земной атмосферы [3]. В этом случае величина  $\mu$  становится функцией трассы и для вычисления оптической толщи следует воспользоваться выражением

$$\tau(z, z') = \int_z^{z'} \mu(h) \alpha(h) dh, \quad (4)$$

где  $\alpha(h)$  – коэффициент поглощения, а

$$\mu(h) = \frac{(R+h)}{\sqrt{(R+H)^2 \cos^2 \varphi - (H-h)(2R+H+h)}}; \quad (5)$$

$R$  – радиус Земли;  $H$  – высота спутника над Землей;  $\varphi$  – угол визирования со спутника. В (5) не учитывается рефракция, так как ее вклад мал.

Вместо интенсивности уходящего излучения  $J_\nu(\mu)$  в каждом из каналов обычно вводят яркостную температуру  $T_j$ , являющуюся температурой абсолютно черного тела с излучением  $J_\nu(\mu)$ , мВт/(м<sup>2</sup>·ср·см<sup>-1</sup>):

$$J_\nu = \frac{1,1910659 \cdot 10^{-5} v^3}{[\exp(1,438833v/T_j) - 1]}; \quad (6)$$

Откуда

$$T_j = 1,43868 v / \ln [1,19057 \cdot 10^{-5} v^3 / J_\nu + 1],$$

где  $v$  – волновое число, см<sup>-1</sup>.

Расчет  $I_n^\uparrow(z, \mu)$  по формулам (1) – (6) – весьма трудоемкий процесс. Коэффициент поглощения является быстроосциллирующей функцией. Для описания формы контура отдельной линии на неоднородной трассе применяется, как правило, фойгтовский контур, который является сверткой доплеровского и лоренцевского контуров и содержит несобственный интеграл. Кроме того, при расчете коэффициентов поглощения необходимо проводить суммирование по большому числу спектральных линий (в полосах поглощения озона приходится учитывать до 10<sup>5</sup> линий). Несмотря на все усилия по разработке быстрых алгоритмов расчета характеристик молекулярного поглощения, использование прямых методов требует значительных затрат компьютерного времени и является неприемлемым для обработки данных спутникового зондирования.

Наиболее распространенным приемом повышения эффективности расчетов является параметризация функций пропускания. Для этого применяют два подхода. В том случае, когда спектральная ширина аппаратной функции достаточно мала и функцию Планка можно считать неизменной, выражения (1), (2) можно привести к виду

$$I_n^\uparrow(z, \mu) = \delta_\nu B_\nu(\theta_0) P_\nu(\mu, z, z_0) +$$

$$+ \int_0^z B_\nu(\theta(z')) \frac{d[P_\nu(\mu, z', z)]}{dz'} dz' + 2(1 - \delta_\nu) P_\nu(\mu, z, z_0) \times \\ \times \int_z^{z_\infty} B_\nu(\theta(z')) \frac{dE_3(\nu, z', z_0)}{dz'} dz'; \quad (7)$$

$$E_3(\nu, z', z) = \int_1^\infty P_\nu(\mu, z', z) \mu^{-3} d\mu; \quad (8)$$

$$P_\nu(z', z) = \int_{v-\Delta\nu/2}^{v+\Delta\nu/2} G(v) \exp(-\mu \tau_\nu) dv, \quad (9)$$

где  $\Delta\nu$  – спектральная ширина аппаратной функции.

Параметризация функций пропускания в виде (9) проводится, как правило, с использованием методов модельного представления спектров поглощения, которые могут приводить к значительным погрешностям, особенно в случае поглощения углекислым газом и озоном [4 – 6]. Для уменьшения этих погрешностей приходится отказываться от стандартного метода Куртиса – Годсона [7], что приводит к усложнению функциональной зависимости функции пропускания от метеопараметров. Эффективность параметризации в этом случае в значительной степени зависит от искусности исследователя. Так, например, в [8] приведены диаграммы рассеяния функций пропускания, рассчитанных на основе метода line-by-line и различными приближенными методами. Наибольший разброс наблюдается для метода полос, основанного на подгонке параметров к эталонным расчетам, а наименьший – для метода  $k$ -распределения, который наиболее близок к прямому методу счета.

Следует заметить, что метод  $k$ -распределения применялся до настоящего времени только для прямоугольных аппаратных функций. Поэтому в [8] спектральный интервал был разбит на подынтервалы, в которых аппаратную функцию можно считать неизменной, и интенсивность уходящего излучения можно было представить в виде

$$I = \sum_{i=1}^N G(v_i) I_i(0, \mu) \quad (10)$$

и пропускание каждого из подынтервалов определялось по формуле

$$P_i = \frac{1}{\Delta v_i} \int_{\Delta v} \exp(-\tau_\nu) dv. \quad (11)$$

Из (11) видно, что расчет функции пропускания в  $i$ -м спектральном интервале проводится для прямоугольной аппаратной функции. Данная схема параметризации хотя и обеспечивает, как правило, более высокую точность, но и приводит также к необосно-

ванно большому количеству параметров и, как следствие, к большим затратам компьютерного времени.

Ниже будет показано, что такой подход целесообразен только в том случае, если ширина аппаратной функции велика, так что функция Планка может претерпевать заметные изменения в рассматриваемом интервале. В противном случае к выражению (9) может быть применен подход, описанный в [9], который дает возможность представить функцию пропускания в виде

$$P = \int_0^1 \exp \{-\tau(g)\} dg. \quad (12)$$

Для вычисления  $\tau(g)$  были получены соотношения [10]:

$$g(\tau) = \int_{v_1}^{v_2} G(v) W(v) dv; \quad (13)$$

$$W(v) = \begin{cases} 1, & \tau(v) < \tau, \\ 0, & \tau(v) > \tau. \end{cases} \quad (14)$$

Способ расчета  $g(\tau)$  сводится к суммированию интервалов с весом  $G(v)$ , для которых выполняется условие  $\tau(v) < \tau$ . В результате этого получается монотонно возрастающая функция  $g(\tau)$ , обращая которую легко получить  $\tau(g)$ .

Соотношения (12)–(14) позволяют заменить быстроосциллирующую функцию  $\tau(v)$  на монотонную  $\tau(g)$ , но и только. Задача параметризации не решена, так как при изменении термодинамических параметров атмосферы необходимо по-новому проводить расчеты  $\tau(v)$  методом line-by-line, а затем вычислять  $\tau(g)$ . В этом смысле нет никакого выигрыша в сравнении с традиционным методом line-by-line, так как основные затраты компьютерного времени приходятся не на интегрирование по частоте, а на расчет  $\tau(v)$ . Для параметризации  $\tau(g)$  был использован метод  $c$ - $k$ -корреляции [11, 12]. Последний метод обеспечивает высокую точность и позволяет аппроксимировать оптическую толщину выражением

$$\tau(g, z, z') = \mu \int_z^{z'} K(g, p(h), T(h)) \rho(h) dh, \quad (15)$$

где  $K(g, p(h), T(h))$  – коэффициент поглощения на частоте  $g$  и высоте  $h$ ;  $\mu = 1/\cos \theta$ ,  $\theta$  – зенитный угол. Качественная интерпретация  $c$ - $k$ -корреляции приведена в [12], а численные оценки применимости  $c$ - $k$ -корреляции были сделаны в [11, 12]. Погрешность расчета функции пропускания, как правило, не превышала 1%. Исключения могут составлять ситуации, когда наблюдаются большие температурные градиенты (например, в пламенах).

Вследствие того что подинтегральное выражение в (12) является гладкой функцией (типичные зависимости коэффициентов поглощения от высоты и температуры приведены на рис. 1, 2), для вычисления интеграла использовались квадратуры Гаусса. Опыт показал, что использование 10 членов ряда обеспечивает погрешность не хуже 1%:

$$P_v(z, z') = \sum_{i=1}^n C_i \exp \left\{ -\mu \int_z^{z'} K(g_i, p(h), T(h)) \rho(h) dh \right\}. \quad (16)$$

Для расчета коэффициентов поглощения в диапазоне высот 0 – 100 км были выделены 36 уровней по давлению (от  $10^{-3}$  до  $10^4$  мбар) и 18 уровней по температуре, которые перекрывали диапазон от 160 до 330 К.

Перекрытие полос поглощения учитывалось наиболее простым и традиционным способом в виде произведения функций пропускания. Согласно нашим оценкам [13] погрешность такого приближения составляет обычно величину около 1% и лишь для случаев, когда ширина аппаратной функции невелика и селективное поглощение разными газами близко, может возрасти до 3%. Проведенный нами анализ показал, что для радиометра HIRS такие ситуации не реализуются.

Расчет коэффициентов молекулярного поглощения для каждого спектрального канала прибора HIRS-14 проводился прямым методом line-by-line, подробно изложенным в [14 – 16], на основе атласа спектральных линий HITRAN-96, описание которого дано в [17, 18]. Учитывалось поглощение основными атмосферными газами  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $N_2O$ ,  $CO$ ,  $CH_4$ , а также континуальное поглощение  $H_2O$  по данным [19], континуальное поглощение за кантом полосы 4,3 мкм  $CO_2$  [20], а также индуцированное давлением поглощение  $N_2$  [21].

Точность численного решения уравнения переноса зависит от используемых квадратур и числа узлов по высоте. Моделирование показало, что погрешность расчета радиационной температуры не превышает 0,1 К при вычислении коэффициента поглощения посредством линейной интерполяции заранее рассчитанных коэффициентов  $K(g_i, p_j, T_k)$  и последующего вычисления оптической толщины путем интегрирования их с использованием метода трапеций. Интегралы по высоте в (6) рассчитывались методом прямоугольников, с использованием приема, предложенного в работе [12], когда функция Планка полагалась в пределах одного слоя линейно меняющейся с высотой. Атмосфера разбивалась на слои согласно стандартной модели AFGL [22]. На границах каждого слоя были заданы температура, давление, концентрации поглощающих газов, а внутри слоя они непрерывно менялись. Для того чтобы проверить точность интегрирования по высоте, применялся стандартный прием: вводились дополнитель-

ные слои и проводился повторный расчет, который показал, что стандартная сетка высот обеспечивает достаточно хорошую точность (погрешность радиационной температуры не превышала 0,2 К).

## 2. Влияние погрешностей параметров спектральных линий на точность расчета длинноволнового излучения Земли

Многочисленные сопоставления экспериментально измеренных спектров поглощения атмосферных газов с расчетами line-by-line показывают, что в отдельных спектральных участках могут наблюдаться заметные расхождения, особенно в случае измерений с лазерными источниками излучения. Следует обратить внимание, что даже для хорошо изученных спектров поглощения водяного пара расхождения между экспериментальными данными разных авторов, а также и расчетными данными могут составлять десятки процентов, см., например, [23 – 27].

Основными источниками погрешностей расчета функций пропускания могут быть: неопределенность термодинамических параметров (температура, давление, концентрация газа); неточность задания формы контура линии, погрешности задания параметров линий (положение центра линии, сдвиг центра, интенсивность, полуширина, энергия нижнего уровня).

По нашему мнению, основным источником погрешностей является исходная спектроскопическая информация, содержащаяся в современных банках данных [17, 18], тогда как первые два фактора играют меньшую роль. Во-первых, современная экспериментальная техника обеспечивает высокую точность контроля термодинамических параметров, особенно в лабораторных условиях. Во-вторых, радиометр HIRS является прибором низкого спектрального разрешения, т.е. речь идет о широкополосных функциях пропускания, при расчете которых важно учесть главные особенности поведения контура линии в крыле, тогда как отклонения от дисперсионного контура вблизи центра линии за счет эффекта Дике, интерференции линий, неучета сдвига центра играют малую роль. Банки данных [17, 18] являются компиляциями, т.е. содержат информацию о расчетных и восстановленных из эксперимента параметрах спектральных линий, полученных разными авторами. Вследствие этого данная информация весьма неоднородна по своему качеству и наряду с современными высокоточными данными присутствуют параметры, полученные с низкой точностью.

На сегодняшний день нет работ, в которых был бы проведен последовательный анализ влияния неточности параметров линий на погрешность расчета широкополосных функций пропускания. Известно лишь несколько публикаций [28, 29], в которых рассматриваются отдельные аспекты этой проблемы. В [30] сформулирован наиболее логичный – статистический – подход к этой проблеме, однако он реали-

зован лишь для  $\text{CH}_4$ . Трудность решения данной проблемы связана с нехваткой данных о погрешностях спектроскопической информации, а порой и с полным их отсутствием. Так, например, среди тех газов, которые представляли для нас интерес, наиболее полная информация в базе данных HITRAN-96 содержится только для  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  и  $\text{CH}_4$  (известны среднеквадратические погрешности центров, интенсивностей и полуширин), тогда как для молекулы  $\text{O}_3$  такие данные имеются лишь для отдельных переходов, а для  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{N}_2\text{O}$  – вообще отсутствуют. В [30] было показано, что основной вклад в погрешность расчета характеристик молекулярного поглощения дают систематические погрешности интенсивностей и полуширин линий, поэтому основные усилия при анализе спектроскопической информации были сосредоточены на получении оценок погрешностей интегральной интенсивности полос, определяющих поглощение в каждом из каналов радиометра HIRS.

### 2.1. Анализ спектроскопической информации, содержащейся в базе данных HITRAN-96

Анализ проводился путем сопоставления значений интенсивностей и их погрешностей, содержащихся в базе HITRAN, с литературными данными (экспериментальными и расчетными). К сожалению, современные расчетные методы не чувствительны к систематическим ошибкам интенсивностей. Поэтому только в отдельных спектральных диапазонах для  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{O}_3$  были выявлены систематические погрешности в интенсивностях анализируемых линий, где удалось сопоставить их с экспериментальными данными. Для остальных спектральных диапазонов погрешности интенсивности определялась путем суммирования индивидуальных погрешностей линий. Поэтому полученные оценки в основном являются верхними.

Водяной пар и углекислый газ поглощают практически во всех спектральных каналах радиометра, поэтому основное внимание было уделено  $\text{H}_2\text{O}$ : в 1 – 7-м каналах (от 667 до 757  $\text{cm}^{-1}$ ) поглощение обусловлено чисто вращательными переходами  $\text{H}_2\text{O}$  в основном колебательном состоянии. Данные HITRAN-96 по интенсивностям в этом диапазоне повторяют компиляцию 1986 г. и представляют собой расчетные величины [17]. Новых данных для интенсивностей по этому диапазону не существует. Точность расчета чисто вращательных переходов обычно достаточно высока и может быть оценена в пределах 10%.

В каналах 8 – 20 поглощение обусловлено, в основном, переходами в полосе  $\text{H}_2\text{O}$  (010) – (000) [31, 32]. Интенсивности переходов в полосе (010) – (000) из базы данных могут отличаться от экспериментальных данных [31, 32] на 2 – 20%. Сравнение данных [31, 32] с недавними теоретическими исследованиями Куде [33] показало хорошее согласие, причем отклонения интенсивностей в полосе (010) – (000) явно носят случайный характер. Было выявлено, что

для горячих полос (020) – (010) [34], (100) – (010), (001) – (010) в базе HITRAN-96 используются старые данные, которые могут отличаться от экспериментальных на величину 20–45% (см. [35]). Интенсивности полосы (100) – (010) даны в HITRAN-96 с явным систематическим завышением до +45%, а для полосы (001) – (000) завышены на 10–20%. В этих условиях заключение о возможном систематическом сдвиге было сделано для каналов, где поглощение горячими полосами превышало 75% интегрального поглощения, – это 15–20-й каналы. По нашим оценкам, средняя систематическая погрешность может составлять 8–10%.

Для молекулы CO<sub>2</sub> в базе данных HITRAN есть информация о погрешностях в интенсивностях спектральных линий для всех исследуемых каналов, причем код ошибки, как правило, «6», что означает 2–5%, и, реже, «5», что означает 5–10%. В базе HITRAN для углекислого газа широко использовались расчетные данные, полученные по методу DND (Direct Numerical Diagonalization) [36]. Этот метод дает хорошее согласие с экспериментом и предсказание для низколежащих колебательных полос, однако для высоковозбужденных колебательных состояний, особенно в случае сильных резонансных взаимодействий, расчеты по DND могут давать погрешности в десятки процентов. В [37] показано, что отклонения расчетов DND от эксперимента для ряда полос в диапазоне 544–791 см<sup>-1</sup> могут достигать 7%. Для проверки данных HITRAN-96 были использованы экспериментальные результаты из работ [38–46], в которых точность приведенных значений варьировалась от 2 до 10%. В целом данные HITRAN отличаются от экспериментальных значений на 0 – 2% для сильных полос (каналы 1–4, 18-й) и до 10% для слабых полос. В некоторых случаях наблюдаемое отклонение от экспериментальных данных носило систематический характер.

Сравнение баз данных HITRAN-96 и GEISA-96 показало, что интенсивности линий для H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub> практически совпадают.

Информация по параметрам спектральных линий O<sub>3</sub> в базе данных HITRAN-96 для полосы 9,4 мкм практически вся взята из «Атласа спектральных параметров озона от микроволнового до среднего инфракрасного диапазона» 1990 г. [47]. Это расчетные результаты, и авторы [47] определяют их погрешность для основных полос соответствующей экспериментальной (4–10%). Колебательные полосы поглощения (001) – (000) с центром 1042,08398 и (100) – (000) с центром 1103,13728, исследованные в [48], дают основной вклад в поглощение в 10-м канале. Из подгонки к интенсивностям 350 линий поглощения восстановлены параметры дипольного момента для обеих полос, которые восстанавливают исходные данные

со средней точностью 6%. При этом, как и для полос (010) – (000) и (020) – (010), фактически были измерены относительные интенсивности, которые затем определенным образом нормировались, чтобы извлечь абсолютные значения. Авторы предупреждают, что при изменении условий нормировки все интенсивности должны быть скорректированы. С учетом возможного систематического сдвига точность абсолютных интенсивностей в исследуемом диапазоне, по-видимому, не превосходит 10%, что согласуется с оценками, приведенными в [49].

Для молекулы N<sub>2</sub>O в базе данных HITRAN нет оценок возможных погрешностей интенсивностей (все коды ошибок равны нулю). Сравнение интенсивностей линий из базы данных HITRAN-96 с данными [50–53] показало их вполне удовлетворительное согласие – от 1–2% для сильных линий до 5–10% для слабых линий. Сравнение данных проводилось выборочно, только для сильных линий, поскольку весь массив данных для N<sub>2</sub>O в HITRAN-96 содержит около 20000 линий.

Для CO и CH<sub>4</sub> оценки погрешностей интенсивностей были получены на основе базы данных HITRAN-96 путем суммирования индивидуальных погрешностей линий.

Полученные в результате анализа оценки случайных и систематических погрешностей интегрального поглощения в каналах HIRS для всех шести исследованных газов приведены в табл. 1, 2.

*Анализ погрешностей полуширин линий* проводился только для H<sub>2</sub>O, так как ситуация с полуширинами типична для всех молекул. Следует заметить, что экспериментальные данные о полуширинах ограничены и используются обычно для проверки теоретических моделей и отработки методик расчета. Поэтому база данных HITRAN-96 содержит только расчетные данные о полуширинах, полученные методом QFT [54]. Этот метод дает неплохое согласие с экспериментальными данными, погрешность расчета в среднем составляет примерно 10%.

Однако ряд тонких эффектов оказался неучтенным. Например, колебательная зависимость коэффициентов уширения обычно считается весьма слабой и в базе данных HITRAN не учитывается. Тем не менее она может быть значительной для определенного типа переходов, когда возбуждается изгибная колебательная мода, связанная с сильным центробежным эффектом. Для «узких» линий, соответствующих переходам между вращательными состояниями с большими значениями углового момента, необходимо учитывать влияние близкой части потенциала, искривления траектории при столкновении. Расчеты, проведенные методом Робера – Бонами [55], показали, что вклад этих эффектов может быть весьма существенным – до 50%.

Оценки погрешностей интегрального поглощения в каналах HIRS

Номер канала	V <sub>min</sub> , см <sup>-1</sup>	V <sub>max</sub> , см <sup>-1</sup>	Погрешность интегральной интенсивности, %									
			H <sub>2</sub> O		CO <sub>2</sub>		O <sub>3</sub>	N <sub>2</sub> O	CO	CH <sub>4</sub>		
			Σ	Σ <sub>c</sub>	Σ <sub>H</sub>	Σ	Σ <sub>c</sub>	Σ	Σ	Σ <sub>H</sub>	Σ <sub>H</sub>	
1	667,40	670,40	10		3,5	5	-2					
2	674,80	684,80	10		3,5	5	2					
3	684,10	696,10	10		3,5	3						
4	695,20	711,20	10		3,5	5	-2					
5	707,80	723,80	10		3,5	6						
6	725,10	741,10	10		3,5	7	-4					
7	741,10	757,10	10		3,5	10	-7					
8	788,80	804,80	12		3,6	10	-7					
9	882,60	917,60	15		3,7	11			6			
10	1017,40	1042,40	27		3,6	11		10	10			
11	1195,50	1255,50	8		3,5	10		10	6		3,5	
12	1344,30	1384,30	6		3,5	10			10		2,7	
13	1448,10	1528,10	5		0						7,9	
14	2176,70	2199,70	9		7,0	14	4		4	3,5		
15	2200,90	2223,90	13	8-10	6,4	9			4			
16	2230,60	2253,60	15	8-10	4,3	10			4			
17	2261,20	2284,20	16	8-10	3,7	13	-10		6			
18	2347,00	2370,00	17	8-10	3,5	4	+1				8,5	
19	2407,30	2435,30	18	8-10	3,5	10					7,7	
20	2482,50	2517,50	17	8-10	3,5	10					7,9	
21	2609,60	2709,60	2		3,5	10						

Примечания: Σ – экспертная оценка погрешности интегральной интенсивности, рассчитанная как сумма погрешностей отдельных линий; Σ<sub>c</sub> – систематическая погрешность интегральной интенсивности; Σ<sub>H</sub> – погрешность интегральной интенсивности, рассчитанная на основе данных HITRAN-96 как сумма погрешностей отдельных линий.

Таблица 2

Типичные погрешности интенсивностей спектральных линий в полосах поглощения метана

Интенсивность, см <sup>-1</sup> /(моль · см <sup>-2</sup> )	<10 <sup>-25</sup>	10 <sup>-23</sup>	10 <sup>-20</sup>	10 <sup>-20</sup>
Относительная погрешность интенсивности	≥20%	5-10%	2-5%	1-2%

Тем не менее для большинства сильных линий результаты различных расчетов неплохо согласуются как между собой, так и с результатами измерений, которые дают точность примерно 10% (наилучшие данные – 5%). Эту величину, по-видимому, и следует использовать как оценку погрешности расчета полуширин линий в атласе HITRAN. Отметим, что к аналогичному выводу пришли авторы работы [56].

2.2. Влияние случайных и систематических погрешностей параметров линий на точность расчета характеристик молекулярного поглощения

Данное исследование было проведено в предположении, что интенсивности и полуширины линий являются некоррелированными случайными величинами, которые описываются нормальным типом распределения и их среднее значение является несмещенным.

Коэффициент поглощения  $\alpha(v, z)$  был представлен в виде

$$\alpha(v, z) = \bar{\alpha}(v, z) + \sum_i \frac{\partial \alpha(v, z)}{\partial S_i} \Delta S_i + \sum_i \frac{\partial \alpha(v, z)}{\partial \gamma_i} \Delta \gamma_i, \quad (17)$$

где  $\Delta S_i, \Delta \gamma_i$  – погрешности интенсивности и полуширины;  $\bar{\alpha}(v, z)$  – коэффициент поглощения при средних значениях полуширины и интенсивности. В формуле (17) суммирование проводится по всем линиям, дающим вклад в коэффициент поглощения на частоте  $v$ . Так как  $S$  и  $\gamma$  – некоррелированные случайные величины, то среднеквадратическое отклонение легко вычислить:

$$\sigma_a^2(v, z) = \sum_i \left( \frac{\partial \alpha(v, z)}{\partial S_i} \right)^2 \sigma_s^2 + \sum_i \left( \frac{\partial \alpha(v, z)}{\partial \gamma_i} \right)^2 \sigma_g^2. \quad (18)$$

Коэффициент поглощения и оптическая толщина линейно связаны соотношением

$$\tau(v) = \alpha(v, z) L, \quad (19)$$

где  $L$  – длина трассы.

Так как полуширины и интенсивности описываются нормальным типом распределения, то для двух первых моментов спектрального пропускания можно получить выражения

$$\bar{P}(v) = \exp \left\{ -\bar{\tau}(v) + \frac{1}{2} \sigma_{\tau}^2 \right\};$$

$$\sigma_P^2 = \bar{P}(v) [\exp \{ \sigma_{\tau}^2 \} - 1], \quad (20)$$

где  $\sigma_{\tau} = \sigma_{\alpha} L$ .

Для широкополосной функции пропускания были получены аналогичные параметры:

$$\bar{P}_{\Delta v} = \frac{1}{\Delta v} \int_{v_0 - \Delta v/2}^{v_0 + \Delta v/2} \bar{P}(v') dv'; \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \sigma_P^2 &= \frac{1}{(\Delta v)^2} \iint_{\Delta v} [\overline{P(v') P(v'')} - \bar{P}(v') \bar{P}(v'')] dv' dv'' = \\ &= \frac{1}{(\Delta v)^2} \iint_{\Delta v} \bar{P}(v') \bar{P}(v'') \{ \exp[2R_{\tau\tau}(v', v'')] - 1 \} dv' dv''; \end{aligned} \quad (22)$$

$$R_{\tau\tau}(v', v'') = R_{\alpha\alpha}(v', v'') L^2; \quad (23)$$

$$\begin{aligned} R_{\alpha\alpha}(v', v'') &= \sum_i \frac{\partial \alpha(v', z)}{\partial S_i} \frac{\partial \alpha(v'', z)}{\partial S_i} \sigma_S^2 + \\ &+ \sum_i \frac{\partial \alpha(v', z)}{\partial \gamma_i} \frac{\partial \alpha(v'', z)}{\partial \gamma_i} \sigma_{\gamma}^2, \end{aligned} \quad (24)$$

где  $R_{\tau\tau}(v', v'')$  можно интерпретировать как коэффициент ковариации между  $\tau(v')$  и  $\tau(v'')$ . Из (22) следует, что величина  $\sigma_P$  существенным образом зависит от поведения коэффициента  $R_{\tau\tau}(v', v'')$ .

Полученные выражения сложны для анализа, поэтому была рассмотрена модельная ситуация для изолированной линии с лоренцевским контуром. В этом случае первые и вторые моменты распределений коэффициента поглощения примут вид

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}(v) &= \frac{\bar{S}}{\pi} \frac{\bar{\gamma}}{(v - v_0)^2 + \bar{\gamma}^2}; \\ \sigma_{\alpha}^2(v) &= \bar{\alpha}^2(v) \left[ \frac{\sigma_S^2}{S^2} + \frac{\sigma_{\gamma}^2}{\gamma^2} F^2(v) \right]; \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} R_{\alpha}(v, v') &= \bar{\alpha}(v) \bar{\alpha}(v') \left[ \frac{\sigma_S^2}{S^2} + \frac{\sigma_{\gamma}^2}{\gamma^2} F(v) F(v') \right], \\ F(v) &= \frac{(v - v_0)^2 - \gamma^2}{(v - v_0)^2 + \gamma^2}. \end{aligned} \quad (26)$$

Функция  $F(v) = -1$  вблизи центра ( $v = v_0$ ),  $F(v) = 1$  в крыле линии, и  $F(v) = 0$  при  $(v - v_0) = \gamma$ . Рассмотрим ситуацию, когда  $\sigma_S/S = \sigma_{\gamma}/\gamma = \delta$ , тогда коэффициент корреляции  $r_{\alpha}(v, v') = R_{\alpha}(v, v')/\sigma_{\alpha}(v) \sigma_{\alpha}(v')$  и средне-

квадратическое отклонение описывается следующим образом:

$$\begin{aligned} r_{\alpha}(0, v) &= \frac{1 - F(v)}{\sqrt{2} (1 + F^2(v))}; \\ \sigma_{\alpha}^2(v) &= \bar{\alpha}^2(v) \frac{\sigma_S^2}{S^2} [1 + F^2(v)]. \end{aligned} \quad (27)$$

Из последних соотношений следует, что коэффициент корреляции вблизи центра равен единице, при  $(v - v_0) = \gamma$  он равен  $(1/\sqrt{2})$ , а с увеличением расстройки частот быстро спадает до нуля. Поведение дисперсии коэффициента поглощения имеет более сложный характер, вследствие того что  $F^2(v)$  имеет минимум при  $(v - v_0) = \gamma$ . Типичное изменение коэффициента ковариации и среднеквадратического отклонения коэффициента поглощения приведено на рис. 1.

Из проведенного качественного рассмотрения следует, что погрешность функции пропускания, определяемая соотношением (22), будет существенно зависеть от величины спектрального интервала  $\Delta v$  (с увеличением  $\Delta v$  погрешность функции пропускания должна уменьшаться). Для того чтобы убедиться в правильности полученных выводов и оценить реальные погрешности, было проведено численное моделирование для полосы поглощения метана в области  $1000 - 1400 \text{ см}^{-1}$ , для которой в базе данных HITRAN-96 дана наиболее полная информация об интенсивностях и полуширинах. В табл. 2 приведены типичные погрешности интенсивностей линий.

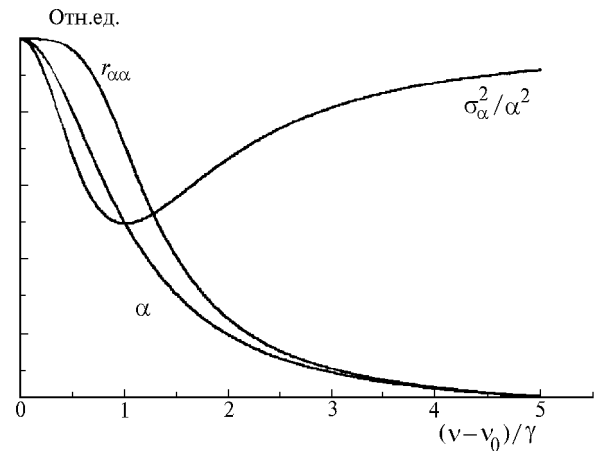


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента поглощения, среднеквадратического отклонения и коэффициента корреляции в случае изолированной линии

Из рис. 2 и 3 видно, что погрешности расчета коэффициентов поглощения и монохроматического пропускания могут быть весьма значительными и достигать десятков процентов. Численные расчеты показали, что максимальная погрешность функции пропускания с прямоугольной аппаратной функцией

шириной  $5 \text{ см}^{-1}$  (спектральный интервал тот же, что и на рис. 2,  $\nu_0 = 1302,5 \text{ см}^{-1}$ ) не превышала 1%. Таким образом, уже при спектральном разрешении  $5 \text{ см}^{-1}$  случайными погрешностями спектральных параметров линий можно пренебречь.

Следует заметить, что быстрое стремление к нулю погрешности функции пропускания с ростом  $\Delta\nu$  обусловлено двумя факторами. Во-первых, коэффициенты корреляции между коэффициентами поглощения при больших расстройках частот быстро стремятся к нулю и величина в фигурных скобках в (22) также становится мала. Фактически вклад в интеграл в (22) дает только узкий спектральный интервал. Во-вторых, в спектральных участках, где коэффициенты поглощения малы (см. рис. 2, 3), спектральное пропускание близко к единице и даже большие неопределенности в параметрах линий не приводят к заметным погрешностям в пропускании.

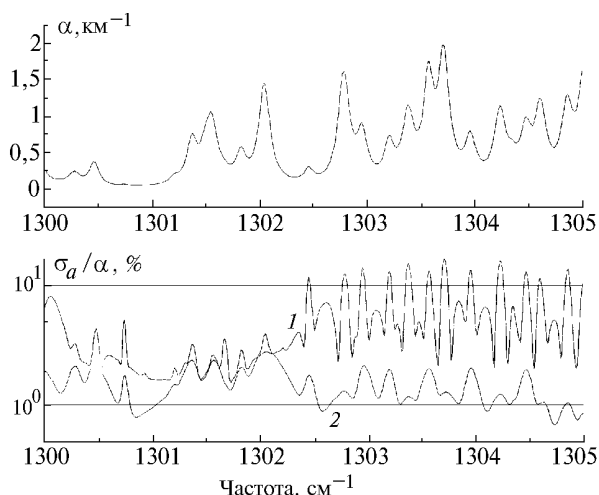


Рис. 2.  $\text{CH}_4$ . Спектральная зависимость коэффициента поглощения и его погрешности: 1 – учтены погрешности интенсивности и полуширины; 2 – учтены погрешности только интенсивности

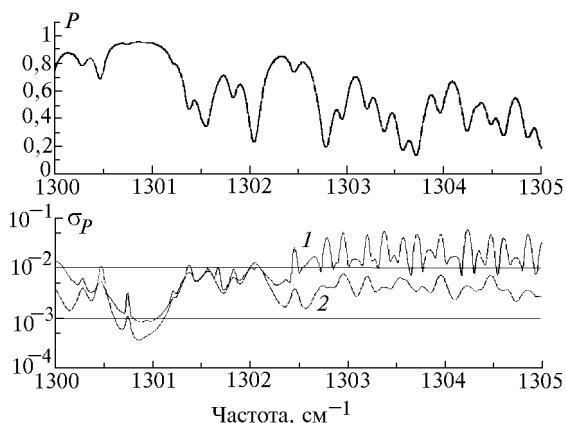


Рис. 3.  $\text{CH}_4$ . Спектральная зависимость спектрального пропускания и его погрешности: 1 – учтены погрешности интенсивности и полуширины; 2 – учтены погрешности только интенсивности

Совершенно иная ситуация в том случае, если имеются систематические погрешности в параметрах спектральных линий. На рис. 4, 5 показаны коэффициенты молекулярного поглощения  $\text{CO}_2$  и их погрешности для спектрального диапазона  $700 - 800 \text{ см}^{-1}$ , рассчитанные на основе базы данных HITRAN-96. Метод  $k$ -функций дает возможность наглядного представления их спектральной зависимости в пространстве кумулятивных частот. Систематические погрешности рассчитывались как разница в коэффициентах поглощения при учете погрешностей параметров линий и без их учета. Погрешности параметров линий учитывались путем увеличения интенсивности и полуширины на величину, соответствующую индексам ошибок, содержащихся в базе данных для каждой из них.

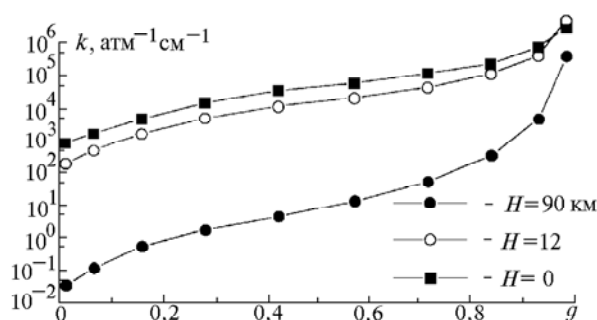


Рис. 4. Ход коэффициента поглощения  $\text{CO}_2$  в спектральном диапазоне  $700-800 \text{ см}^{-1}$

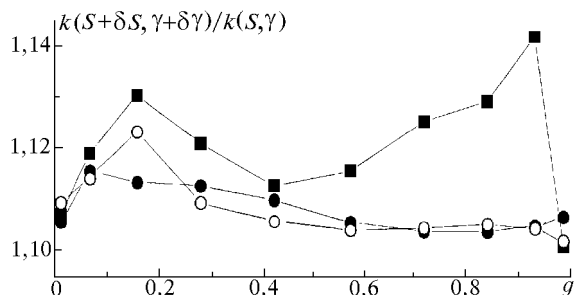


Рис. 5. Погрешность коэффициента поглощения  $\text{CO}_2$

Из анализа рис. 5 следует, что спектральная и высотная зависимости погрешности коэффициента поглощения слабо выражены, т.е. погрешности интенсивности уходящего излучения за счет неточности спектроскопической информации можно учесть достаточно просто, вводя постоянный множитель для коэффициента поглощения, который определяется величиной систематической погрешности интегральной интенсивности и полуширины. С помощью этого подхода были сделаны оценки возможных погрешностей интенсивности уходящего излучения для 19 каналов радиометра HIRS-14 (табл. 3, 4).

Согласно данным, представленным в табл. 1, погрешности интегральных интенсивностей полос лежат в интервале 5–10%. Вследствие того что эти оценки были сделаны путем суммирования погрешностей от-



дельных линий, они являются верхними оценками. Погрешность полуширин спектральных линий, равная 10 %, также является верхней оценкой. В силу выше-сказанного моделирование проводилось с одинаковой

суммарной погрешностью спектральных данных для H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, равной 10% для всех каналов радиометра, а для CO<sub>2</sub> – 8%. Для континуума водяного пара задавалась погрешность 5%.

Т а б л и ц а 3

**Погрешность интенсивности уходящего излучения, обусловленная неопределенностями спектроскопических данных. Зима полярных широт**

Номер канала	Центр, см <sup>-1</sup>	Радиационная температура, К	Погрешность радиационной температуры, К	Интенсивность, мВт/(м <sup>2</sup> · ср · см <sup>-1</sup> )	Погрешность интенсивности, мВт/(м <sup>2</sup> · ср · см <sup>-1</sup> )
1	668,90	222,75	0,21	48,032	0,197
2	679,36	217,30	0,04	42,035	0,038
3	689,63	217,26	0,01	41,018	0,013
4	703,56	223,71	0,46	45,443	0,430
5	714,50	231,49	0,65	51,819	0,648
6	732,28	241,15	0,63	59,998	0,693
7	749,64	248,93	0,39	66,768	0,463
8	898,67	257,16	0,00	57,016	0,004
9	1028,31	238,90	0,82	26,515	0,561
10	796,04	256,33	0,07	69,704	0,083
11	1360,95	245,85	0,48	10,434	0,160
12	1481,00	233,76	0,50	4,251	0,083
13	2191,32	249,15	0,48	0,400	0,010
14	2207,36	242,80	0,79	0,267	0,011
15	2236,39	235,69	0,89	0,157	0,008
16	2268,12	221,75	0,36	0,056	0,001
17	2420,24	254,13	0,24	0,189	0,002
18	2512,21	257,12	0,01	0,148	0,000
19	2647,91	257,09	0,01	0,081	0,000

Т а б л и ц а 4

**Погрешность интенсивности уходящего излучения, обусловленная неопределенностями спектроскопических данных. Лето средних широт**

Номер канала	Центр, см <sup>-1</sup>	Радиационная температура, К	Погрешность радиационной температуры, К	Интенсивность, мВт/(м <sup>2</sup> · ср · см <sup>-1</sup> )	Погрешность интенсивности, мВт/(м <sup>2</sup> · ср · см <sup>-1</sup> )
1	668,90	238,74	0,39	64,436	0,429
2	679,36	228,04	0,33	52,090	0,324
3	689,63	226,59	0,13	49,613	0,128
4	703,56	235,25	0,64	56,896	0,676
5	714,50	246,74	0,91	68,444	1,066
6	732,28	261,24	1,06	84,388	1,401
7	749,64	272,71	0,83	98,028	1,201
8	898,67	291,98	0,18	104,420	0,289
9	1028,31	268,88	1,23	53,013	1,333
10	796,04	287,05	0,42	113,262	0,668
11	1360,95	258,98	0,74	15,627	0,337
12	1481,00	242,48	0,57	5,902	0,121
13	2191,32	278,54	0,88	1,520	0,053
14	2207,36	269,30	1,30	0,967	0,054
15	2236,39	257,38	1,37	0,495	0,032
16	2268,12	235,75	0,68	0,135	0,005
17	2420,24	287,77	0,47	0,937	0,018
18	2512,21	293,80	0,03	0,856	0,001
19	2647,91	292,81	0,10	0,494	0,002

Результаты расчетов показали, что в тех каналах, где поглощение в атмосфере мало (например, канал 19), погрешности за счет спектральных данных также малы. В тех каналах, где сильное поглощение, погрешность выше. Однако максимальная погрешность наблюдается для тех каналов, где существен вклад континуума. Полученные результаты качественно согласуются с работой [57].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 96-15-98476.

1. Wu M.L.C., Chang L.A. // JGR. 1991. V. 96. N D5. P. 9227–9262.
2. Малевич М.С. Оптические исследования атмосферы со спутников. М.: Наука, 1973. 305 с.
3. Смоктий О.И. Моделирование полей излучения в задачах космической спектрофотометрии. Л.: Наука, 1986. С. 352.
4. Stephens G.L. Monthly weather review. 1984. V. 112. P. 826–867.
5. Розанов Е.В., Тимофеев Ю.М., Троценко А.Н. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО 1990. Т. 26. N 6. С. 602–606.
6. Wang W.-C., Shi G.-Yu. // Journ. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1988. V. 39. N 5. P. 387–397.
7. Chou M., Kouvaris L. // Journ. Geophys. Res. 1991. V. 96. N D5. P. 9003–9012.

8. *Tjemkes S.A., Holmiund K. and Schmetz J.* Proceedings of the International Radiation Symposium, IRS'96: Current Problems in Atmospheric Radiation. Fairbanks, Alaska, 19 – 24 August 1996. A. DEEPAK Publishing, 1997. A Division of Science and Technology Corporation. Hampton, Virginia, USA. P. 463–467.
9. *Творогов С.Д.* Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 3. С. 315–326.
10. *Firsov K.M., Mitsel A.A., Ponomarev Yu.N., Ptashnik I.V.* // JQSRT. V. 59. N 1. 1998. P. 203–218.
11. *Goody R., West R., Chen L., Crisp D.* // Journ. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1989. V. 42. № 6. P. 539–550.
12. *Lacis A., Oinas V.* // Journ. Geophys. Res. 1991. V. 96(D). № 5. P. 9027.
13. *Фирсов К.М., Чеснокова Т.Ю.* // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 4. С. 410–415.
14. *Мицель А.А., Пташник И.В., Фирсов К.М., Фомин Б.А.* // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 10. С. 1547–1551.
15. *Mitsel A.A., Firsov K.M.* // Journ. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1995. V. 54. P. 549–557.
16. *Firsov K.M., Kataev M.Yu., Mitsel A.A., Ponomarev Yu.N., Ptashnik I.V.* // J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1995. V. 54. №3. P. 559–572.
17. *Rothman L.S., Gamache R.R., Goldman A., Brown L.R., Toth R.A., Pickett H.M., Poynter R.L., Flaud J.-M., Camy-Peyret C., Barbe A., Husson N., Rinsland C.P. and Smith M.A.H.* // Appl. Opt. 1987. V. 26. P. 4058–4097.
18. *Rothman L.S., Gamache R.R., Tipping R.H., Rinsland C.P., Smith M.A.H., Benner D.C., Deori V.M., Flaud J.-M., Camy-Peyret C., Perrin A., Goldman A., Massie S.T., Brown L.R. and Toth R.A.* // Journ. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1992. V. 48. P. 469–507.
19. *Clough S.A., Cneizys F.X., and Davis R.W.* // Atmos. Res. 1989. V. 23. P. 229–241.
20. *Несмелова Л.И., Родимова О.Б., Творогов С.Д.* // Оптика атмосферы и океана. 1988. Т. 1. № 5. С. 3–18.
21. *Shapiro M.M., Gush H.P.* // Can. J. Physics. 1966. V. 44. P. 949.
22. *Anderson G.P., Clough S.A., Kneizys F.X., Chetwynd J.H., and Shettle E.P.* AFGL Atmospheric Constituent Profiles (0–120 km), AFGL – TR – 86 – 0110, AD A175173. 1986.
23. *Бондаренко С.Л., Долгий С.И., Зуев В.В., Катаев М.Ю., Мицель А.А., Пельмский О.А., Пташник И.В., Фирсов К.М., Шубин С.Ф.* // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. С. 576–587.
24. *Bregg S.L., Kelly J.D.* // Appl Opt. 1987. V. 26. № 3. P. 506–513.
25. *Мицель А.А., Руденко В.П., Сеница Л.Н., Солодов А.М.* // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 5. С. 43–47.
26. *Yamanouchi T., Tanaka M.* // Journ. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. 1985. V. 34. N 6. P. 463–472.
27. *Агеев Б.Г., Ивонин А.А., Мицель А.А., Несмелова Л.И., Пономарев Ю.Н., Руденко В.П., Сажина Н.Н., Сапожникова В.А., Серегин А.М., Сеницин Д.В., Творогов С.Д., Терлецкая С.В.* Исследование коэффициентов поглощения атмосферных газов на длинах волн генерации СО-лазера (Томский научный центр СО АН СССР / Препринт, № 65), 1989. С. 42.
28. *Pierluzzi J.H., Gibson G.A.* // Optical engineering. 1980. V. 19. № 4. P. 543–545.
29. *Hollweg H.-D.* // Proc. of the International Radiation Symposium, IRS'96: Current Problems in Atmospheric Radiation. Fairbanks, Alaska, 19 – 24 August 1996. A. DEEPAK Publishing, 1997. A Division of Science and Technology Corporation Hampton, Virginia, USA. P. 1011–1014.
30. *Фирсов К.М.* // Тез. Докл. IV Симпозиума «Оптика атмосферы и океана». Томск, 1997, 10 – 12 июня.
31. *Toth R.A.* // JOSA B. 1991. V. 8. № 11. P. 2236–2255.
32. *Rinsland C.P., Goldman A., Smith M.A.H., Devi V.M.* // Appl. Opt. 1991. V. 30. № 12. P. 1427–1438.
33. *Coudert L.H.* // J. Mol. Spectrosc. 1997. V. 181. P. 246–273.
34. *Toth R.A.* // JOSA B. 1993. V. 10. N 9. P. 1526–1544.
35. *Toth R.A.* // JOSA B. 1993. V. 10. N 11. P. 2006–2029.
36. *Rothman L.S., Watson R.B.* // J. Mol. Spectrosc. 1986. V. 119. P. 83.
37. *Johns J.W.C.* // JQSRT. 1992. V. 48. P. 567–572.
38. *Johns J.W.C. and Auwera J.V.* // J. Mol. Spectrosc. 1990. V. 140. P. 71–102.
39. *Dana V., Mandin J.-Y., Guelachvili G. et al.* // J. Mol. Spectrosc. 1992. V. 152. P. 328–341.
40. *Dana V., Hamdouni A., Watson R.B., and Rothman L.S.* // Appl. Opt. 1990. V. 29. P. 2474–2477.
41. *Johns J.W.C.* // J. Mol. Spectrosc. 1987. V. 125. P. 442–464.
42. *Johns J.W.C.* // J. Mol. Spectrosc. 1989. V. 134. P. 433–439.
43. *Rinsland C.P., Benner D.Ch., and Malathy Devi V.* // Appl. Opt. 1986. P. 1204–1214.
44. *Mandin J.-Y., Dana V., Allout M.-Y. et al.* // J. Mol. Spectrosc. 1995. V. 170. P. 604–607.
45. *Malathy Devi V., Rinsland C.P., and Benner D.Ch.* // Appl. Opt. 1984. V. 23. P. 4067–4075.
46. *Henry, Dahoo R., and Valentin A.* // Appl. Opt. 1986. V. 25. P. 3516–3518.
47. *Flaud J.-M., Camy-Peuret C., Rinsland C.P., Smith M.A.H., and Malathy Devi V.* Atlas of Ozone Spectral Parameters from Microwave to Medium Infrared. 1990. Academic Press, Orlando, FL.
48. *Flaud J.-M., Camy-Peuret C., Malathy Devi V., Rinsland C.P., and Smith M.A.H.* // J. Mol. Spectrosc. 1987. V. 124. P. 209–217.
49. *Иванов С.В., Панченко В.Я.* // УФН 1994. № 164. С. 725–742.
50. *Toth R.A.* // Appl. Opt. 1993. V. 32. N 36. P. 7326–7365.
51. *Azizi M.E., Rachet F., Henry A., Margottin-Maclou M., Valentin A.* // J. Mol. Spectrosc. 1994. V. 164. P. 180–195.
52. *Rachet F., Margottin-Maclou M., Azizi M.E., Henry A., Valentin A.* // J. Mol. Spectrosc. 1994. V. 164. P. 196–209.
53. *Rachet F., Margottin-Maclou M., Azizi M.E., Henry A., Valentin A.* // J. Mol. Spectrosc. 1994. V. 166. P. 79.
54. *Gamache R.R.* // Davies Appl. Opt. 1983. V. 22. P. 4013.
55. *Labani B., Bonamy J., Robert D. et al.* // J. Chem. Phys. 1986. V. 84. P. 4256.
56. *Gamache R.R., Hartman J.-M., Rosenmann L.* // JQSRT. 1994. V. 52. N 3. P. 481–499.
57. *Fourquart Y., Bonnel B.* Intercomparing Shortwave Radiation Codes for Climat Studies // Journ. Geophys. Res. 1991. V. 96. N D5. P. 8955–8968.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
8 июня 1998 г.

*K.M. Firsov, A.A. Mitsel, O.V. Naumenko, T.Yu. Chesnokova.* **Influence of Errors of Parametrization and Spectroscopic Information on Accuracy of Calculation of Outgoing Thermal Radiation in HIRS Radiometer Channels.**

New method for parametrization of transfer equation for outgoing thermal radiation calculation, allowing a minimization of errors connected with accounting for molecular absorption, is proposed. The errors have been analyzed for intensities and lines' halfwidths of molecules H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, and CO from the HITRAN-96 database. The errors of integral intensities for the gases under study are shown to fall into 3 – 10% interval, and the typical error for strong lines' halfwidths is 10%. The majority of these estimates are obtained by summing the errors for individual lines, so they represent the upper estimates. For a number of spectral ranges, the systematic deviations of the integral intensity of the bands were found. The conducted modeling has shown that the main contribution into the error of outgoing radiation, detected by the HIRS radiometer, is due to systematic components of the errors of integral intensity of the bands and lines' halfwidths.