

А.К. Городецкий

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ АТМОСФЕРЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Проведены измерения угловых распределений интенсивности теплового излучения системы «поверхность — атмосфера» в диапазоне спектра 9—18 мкм. Для разделения вкладов атмосферы и поверхности в уходящее излучение используется метод экстраполяции на нулевую воздушную массу. Собственное излучение атмосферы определяется с учетом как континуального, так и селективного поглощения атмосферными газами. Результаты измерений сопоставляются с модельными расчетами, выполненными с использованием атласа спектральных линий.

Спектрорадиометрические измерения в области окна прозрачности 11,1 мкм и в полосе поглощения водяным паром 18 мкм позволили определить оптическую толщину атмосферы и выделить вклад аэрозольного ослабления.

Задача определения оптической толщины атмосферы  $\tau_{\Delta v}$  в области спектра 8—13 мкм тесно связана с задачей термического зондирования системы «поверхность — атмосфера» и надежный учет вариаций  $\tau_{\Delta v}$  является условием удовлетворения точностных требований при определении параметров этой системы на уровне нижней границы атмосферы [1]. Однако учет изменчивости ослабления излучения в области спектра 8—13 мкм затруднен слабой изученностью закономерностей поглощения различными фракциями аэрозоля и, в первую очередь, субмикронной фракцией, оптически активной в этой области, а также сложностью его выделения из суммарного ослабления, в которое включается и поглощение водяным паром [2].

В частности, на основании предложенного для этой цели метода «минимальных точек» [3] был сделан вывод о том, что реализуемые в атмосфере минимальные эффективные поглощения, трактуемые как максимально возможные коэффициенты поглощения водяного пара, таковы, что их зависимость от парциального давления водяного пара  $e$  и температуры  $T$  незначительна. Этот вывод находится в противоречии с данными работ [4—7]. Одной из причин этого расхождения является то, что при измерении спектральной прозрачности по Солнцу на наклонных трассах функция пропускания  $P_v$  сопоставляется с интегральным содержанием водяного пара  $w^*$  во всем столбце атмосферы, а особенности вертикальной структуры  $P_v(\zeta)$ , где  $\zeta = p/p_0$  — нормированное давление, сглаживаются и выходят за пределы, доступные анализу.

Многочисленность зависимости оптической толщины  $\tau_v(\zeta)$  от атмосферы параметров при фиксировании лишь одного из них, например содержания водяного пара  $w(\zeta)$  приводит к неоднозначности  $\tau_v(\zeta)$  за счет вариаций других факторов, роль которых возрастает при уменьшении  $w(\zeta)$ .

Таким образом, для выявления области вариаций  $\tau_v$  в реальной атмосфере целесообразно проведение профильных измерений оптической толщины до высоты 3—5 км, так как для безоблачных условий характерно быстрое уменьшение  $w(\zeta)$  с высотой. В настоящей работе рассматривается методика и результаты определения оптической толщины  $\tau_{\Delta v}(\zeta)$  в интервале спектра 10—12 мкм и интегральной толщины  $\tau_{\Delta v}^*$  всего столба атмосферы, полученной с помощью измерений собственного теплового излучения в нисходящем  $I_{\Delta v}^{\downarrow}(\theta)$  и восходящем  $I_{\Delta v}^{\uparrow}(\theta)$  направлениях по самолетным, корабельным и спутниковым данным [8—11].

**Определение оптической толщины  $\tau_{\Delta v}$  по данным самолетных измерений.** Изучение закономерностей трансформации излучения в атмосфере по высоте осуществлялось с самолета ИЛ-14 в 1973—1980 гг. с помощью комплекса аппаратуры, в который входили радиометр на область спектра 10,5—12 мкм [8], нефелометр обратного рассеяния на область спектра 0,53 [12], измерители заборной температуры и влажности, а в одну из экспедиций также и оптический счетчик частиц АЗ-5 [2].

Интенсивность нисходящего  $I_v^{\downarrow}(t, \theta)$  и восходящего  $I_v^{\uparrow}(t, \theta)$  излучения на уровне  $t$  в направлении  $\theta$  представляется в виде

$$I_v^{\downarrow}(t, \theta) = \int_0^t B_v [T(\zeta)] \frac{d}{d\zeta} P_v(t, \zeta, \theta) d\zeta; \quad (1)$$

$$I_v^{\uparrow}(t, \theta) = B_v(T_s) P_v(t, 1, \theta) - \int_1^t B_v [T(\zeta)] \frac{d}{d\zeta} P_v(t, \zeta, \theta) d\zeta -$$

$$-r_v(\theta) P_v(t, 1, \theta) [B_v T_s] - T_v^\downarrow(1, \theta)]. \quad (2)$$

Здесь  $B_v[T(\zeta)]$  и  $B_v(T_s)$  — функция Планка при температуре воздуха  $T(\zeta)$  и поверхности  $T_s$  соответственно;  $P_v(t, \zeta, \theta)$  — функция пропускания между уровнями  $t$  и  $\zeta$ ;  $r_v(\theta)$  — коэффициент отражения поверхности.

Функция пропускания  $P_v(t, \zeta, \theta)$  определяется оптической толщиной континуального поглощения водяного пара  $m\tau_v^k(t, \zeta)$ , аэрозольного ослабления  $m\tau_v^a(t, \zeta)$  и селективного молекулярного поглощения  $\tau_v^c(t, \zeta, \theta) = \sum_i \alpha_i [m\tilde{u}_i(t, \zeta)]^{\beta_i}$ , где  $\alpha_i(v)$ ,  $\beta_i(v)$  — коэффициенты для  $i$ -го газа с приведенным содержанием  $\tilde{u}_i$ ,  $m = \sec\theta$ ,

$$P_v(t, \zeta, \theta) = \exp \left\{ -m\tau_v^k(t, \zeta) - m\tau_v^a(t, \zeta) - \sum_i \alpha_i [m\tilde{u}_i(t, \zeta)]^{\beta_i} \right\}. \quad (3)$$

Методика определения оптической толщины  $\tau_{\Delta v}(t, 0)$  или  $\tau_{\Delta v}(t, 1)$  заключается в измерении высотных профилей  $I_{\Delta v}^\downarrow(\zeta, \theta)$  или  $I_{\Delta v}^\uparrow(\zeta, \theta)$  при спуске или подъеме самолета. Из (1), (2) следует, что при преобладании поглощения, линейного по воздушной массе  $m = \sec\theta$  для случая  $r_{\Delta v}(\theta) = 0$ , изменению высоты  $\Delta z_j^{j+1}(\Delta\zeta)$  соответствует приращение оптической толщины

$$m\Delta\tau_{\Delta v}(\Delta z_j^{j+1}) = [I_{\Delta v}(z_{j+1}, \theta) - I_{\Delta v}(z_j, \theta)] / [B_{\Delta v}[T(\tilde{t})] - I_{\Delta v}(z_j, \theta)], \quad (4)$$

где  $I_{\Delta v}(z_j, \theta)$  принимает значения по (1) или (2) для измерений нисходящего или восходящего излучения соответственно, а  $T(\tilde{t})$  — температура слоя, которую принимают за среднюю температуру. При этом измерение  $\Delta\tau_{\Delta v}(t, 0)$  по (1) обладает преимуществом в том, что исключается влияние неоднородности поверхности  $B_{\Delta v}(T_s)$  и  $r_{\Delta v}(\theta)$ , а также облегчаются требования к диапазону изменения сигнала и линейности радиометра.

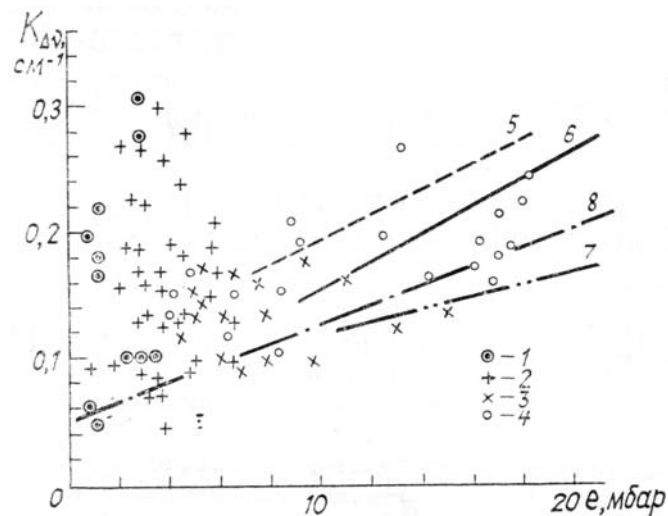


Рис. 1. Зависимость эффективного коэффициента поглощения  $\kappa_{\Delta v}$  от упругости водяного пара  $e$ . 1–3 — измерения с самолета при температуре воздуха ((1)  $-10 \pm 0^\circ\text{C}$ ; (2)  $0-10^\circ\text{C}$ ; (3)  $10-20^\circ\text{C}$ ; 4 — корабельные измерения); 5–6 — зависимость  $\kappa_{\Delta v}(e)$  по [4, 13] соответственно; 7 — область минимальных значений  $\kappa_{\Delta v}(e)$  по [13]; 8 — минимальные значения по настоящим данным с учетом погрешности  $\Delta\kappa = \pm 0,02 \text{ см}^{-1}$

Если значения  $\Delta\tau_{\Delta v}(\Delta z)$  сопоставлять с содержанием водяного пара  $\Delta w$ , то результаты измерений можно охарактеризовать эффективным коэффициентом поглощения  $\kappa_{\Delta v}^a = \Delta\tau_{\Delta v}(\Delta z) / \Delta w(\Delta z)$ . Зависимость  $\kappa_{\Delta v}^a$  от упругости водяного пара  $e$ , построенная для атмосферных слоев толщиной 0,5 км, показана на рис. 1. Там же приводятся значения  $\kappa_{\Delta v}^a$  определенные по корабельным измерениям  $I_{\Delta v}^\downarrow(1, \theta)$ , отнесенные к упругости  $e$ , взвешенной по атмосферному столбу. Из рис. 1 видно, что с учетом погрешности измерительных ошибок минимальные результаты могут быть аппроксимированы линейной зависимостью

$$\kappa_{\Delta v}^{(\min)}(e, T) = \kappa_{\Delta v}^{(1)}(T) + \kappa_{\Delta v}^{(2)}(T) \cdot e$$

со значениями  $\kappa_{\Delta v}^{(1)} = 0,05 \text{ см}^{-1}$  и  $\kappa_{\Delta v}^{(2)} = 7,5 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ . Эти значения относятся к диапазону температур  $T(\zeta)$  270–293°K для высот 0–3 км. Учет температурной зависимости  $-2\% \text{ K}^{-1}$  [4, 14–16] и приведение к температуре 296°K дает  $\kappa_{\Delta v}^{(1)}(296) = 0,025 \text{ см}^{-1}$ ,  $\kappa_{\Delta v}^{(2)} = 8,1 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ . Эти величины относятся к интервалу спектра 10,5–12 мкм и для их сопоставления с измерениями  $\kappa_v$  в микроокнах прозрачности шириной несколько  $\text{см}^{-1}$  необходимо вычесть селективное поглощение, оцениваемое для данного диапазона в 15–20 %, что дает  $\kappa_{\Delta v}^{(1)} = 0,02 \text{ см}^{-1}$ ,  $\kappa_{\Delta v}^{(2)} = 7,07 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ .

Значения коэффициентов  $\kappa_{\Delta v}^{(1)}$  и  $\kappa_{\Delta v}^{(2)}$  являются приближенными с оценкой ошибки  $\Delta\kappa_{\Delta v} = 0,02 \text{ см}^{-1}$ . Более строгий подход, требующий расчета селективного молекулярного поглощения для каждой измерительной реализации, приводится ниже.

Наиболее точным методом расчета оптической селективной толщи  $\tau_{\Delta v}^c$  является полинейный метод. Однако его применение к каждой конкретной метеоситуации вызывает значительное увеличение затрат машинного времени. Поэтому была рассчитана аппроксимационная зависимость оптической толщины  $\tau_{\Delta v}[\zeta, w(\zeta), T(\zeta)]$  от содержания основной поглощающей в «окне» прозрачности» компоненты – водяного пара  $w(\zeta)$ . Расчеты  $\tau_{\Delta v}^c$  выполнены для набора атмосферных моделей с использованием атласа спектральных линий [17, 18].

$$\tau_{\Delta v}[\zeta, w(\zeta), T(\zeta)] = \alpha_{\Delta v}[\zeta, w(1), T(\zeta)] \cdot [mw(\zeta)]^{\beta_{\Delta v}[\zeta, T(\zeta)]}. \quad (5)$$

Коэффициенты  $\alpha_{\Delta v}$ ,  $\beta_{\Delta v}$  имеют вид

$$\alpha_{\Delta v}[\zeta, w(1), T(\zeta)] = c_1 \left( \frac{T(\zeta)}{T_0} \right)^{c_2} \cdot \exp - \left[ c_3 + c_4 \frac{w(1) \cdot T(1)}{T_0} \right] \cdot (1 - \zeta);$$

$$\beta_{\Delta v}[\zeta, T(\zeta)] = c_5 \left( \frac{T_0}{T(\zeta)} \right)^{c_6} \cdot (1 - c_7 \sqrt{1 - \zeta}).$$

Для области спектра 10,5–11,5 мкм коэффициенты  $c_i$  равны  $c_1 = 0,0393$ ;  $c_2 = 5,488$ ;  $c_3 = 3,3$ ;  $c_4 = 0,6$ ;  $c_5 = 0,5676$ ;  $c_6 = 2,067$ ;  $c_7 = 0,64$ .

Показатель экспоненты  $w(1) \cdot T(1)/T_0$  является параметром, характеризующим «модель» атмосферы. Параметризация  $\tau_{\Delta v}$  в виде (5) позволяет рассчитывать селективное пропускание с ошибкой  $\sim 0,001$ .

Выражение для разности интенсивности нисходящего излучения  $\Delta I_{\Delta v}(\zeta_1, \zeta_2, m)$  между уровнями с приведенным давлением  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  с учетом как селективной функции пропускания  $P_{\Delta v}^c(\Delta\zeta, m) = P_{\Delta v}^c(\zeta + \Delta\zeta, m)/P_{\Delta v}^c(\zeta, m)$  так и континуального ослабления имеет вид

$$\Delta I_{\Delta v}(\zeta_1, \zeta_2, m) = \sum_{n=0}^N \tilde{c}_n [m \cdot \Delta w(\Delta\zeta) \cdot \kappa_{\Delta v}^6(\zeta)]^n. \quad (6)$$

Приведем значения  $c_n$  для первых членов (6), ограничиваясь  $N = 2$

$$\tilde{c}_0 = [B_{\Delta v}(T(\bar{\zeta})) - I_{\Delta v}(\zeta_1, m)] \cdot [1 - P_{\Delta v}^c(\Delta\zeta, m)];$$

$$\tilde{c}_1 = [B_{\Delta v}(T(\bar{\zeta})) - I_{\Delta v}(\zeta_1, m)] \cdot P_{\Delta v}^c(\Delta\zeta, m) - \frac{1}{2} B_{\Delta v}(T(\bar{\zeta})) [1 - P_{\Delta v}^c(\Delta\zeta, m)];$$

$$\tilde{c}_2 = -\frac{1}{2} [B_{\Delta v}(T(\bar{\zeta})) - I_{\Delta v}(\zeta_1, m)] \cdot P_{\Delta v}^c(\Delta\zeta, m) + B_{\Delta v}(T(\bar{\zeta})) [1 - P_{\Delta v}^c(\Delta\zeta, m)] \cdot \frac{1}{3!}.$$

Здесь  $\Delta\zeta = \zeta_2 - \zeta_1$ ;  $\Delta w(\Delta\zeta)$  – содержание водяного пара в слое  $\Delta\zeta$ ;  $\kappa_{\Delta v}^6(\zeta) = \kappa_{\Delta v}^6(\zeta, T, e)$  – коэффициент континуального бугеровского ослабления.

Оценка ошибки искомого коэффициента бугеровского ослабления  $\kappa_{\Delta v}^6(\zeta)$  может быть сделана на основе выражений (4, 6). Приведенное выше значение  $\Delta\kappa_{\Delta v} = 0,02 \text{ см}^{-1}$  соответствует ошибке измерения радиационной температуры  $\Delta T_r = 0,15 \text{ K}$  для значений  $I_{\Delta v}(\zeta_1, \zeta_2, m)$  в диапазоне воздушных масс  $m = 2-3$  и значений общего влагосодержания  $\Delta w \geq 0,1 \text{ см}$  в слое толщиной  $\Delta h = 0,5 \text{ км}$ , что является характерным для средних широт. Сопоставление выражений (4, 6) показывает, что с увеличением высоты измерений  $h > 3 \text{ км}$  и уменьшением влажности  $\Delta w(\Delta\zeta)$  роль селективного поглощения возрастает, вследствие чего для обеспечения необходимой точности  $\kappa_{\Delta v}(\zeta)$  с использованием (6) нужно согласовывать ошибки  $\Delta\kappa_{\Delta v}^6$  с ошибками  $\Delta T_r$  и увеличивать значение воздушной массы  $m = \sec \theta$  и  $\Delta\zeta$ .

Используя результаты послойных измерений  $\Delta I_{\Delta v}(\zeta_1, \zeta_2, m)$  и сопоставляя их с расчетными значениями интенсивности излучения для молекулярной газовой атмосферы  $\Delta I_{\Delta v}^r(\zeta_1, \zeta_2, m)$ , определяемыми по реальным профилям заборной температуры воздуха  $T(\zeta)$  и влажности для каждой реализации, можно определить остаточную оптическую толщину  $\Delta \tau_{\Delta v}^o(\Delta \zeta)$  в слое  $\Delta \zeta$  в виде [18]  $\Delta \tau_{\Delta v}^o(\Delta \zeta) = \Delta \tau_{\Delta v}(\Delta \zeta) - \Delta \tau_{\Delta v}^r(\Delta \zeta)$ , где  $\Delta \tau_{\Delta v}^r(\Delta \zeta)$  — оптическая толща ослабления молекулярными компонентами.

На рис. 2а приводится средний вертикальный профиль остаточной оптической толщины  $\Delta \tau_{\Delta v}^o(h)$  в области спектра 10,5–12 мкм для высот 0,1–3 км, полученный по данным измерений над Рыбинским водохранилищем и озером Балхаш в 1976 г. в безоблачных условиях, из которого видна слоистая структура  $\tau_{\Delta v}^o(h)$ , допускающая возможность интерпретации  $\tau_{\Delta v}^o$  как аэрозольного ослабления. Отметим, что область высот 2–2,5 км, на которую приходится один из максимумов  $\tau_{\Delta v}^o(h)$  для осеннего периода, в среднем соответствует уровню конденсации водяного пара в атмосфере. Вертикальные разрезы  $I_{\Delta v}^{\downarrow}(\zeta, \Theta)$  позволяют идентифицировать атмосферные слои, в которых наблюдается увеличение  $\kappa_{\Delta v}^{\downarrow}$ , коррелирующее с ростом коэффициента обратного рассеяния  $\sigma(0,53)$  и числом частиц  $n$ . На рис. 2б показан пример высотного хода  $\kappa_{\Delta v}^{\downarrow}(\zeta)$ , из которого видно существование аэрозольного слоя на высоте ~2 км, выделяемого по одновременному изменению  $\kappa_{\Delta v}^{\downarrow}(\zeta)$ ,  $\sigma(0,53)$  и  $n$ . По разности  $\Delta \tau_{\Delta v}^o(\Delta z)$  можно рассчитать объемный коэффициент ослабления  $\epsilon_{\Delta v}$ , характеризующий в основном аэрозольное ослабление в интервале спектра 10,5–12 мкм. Результаты расчетов, основывающиеся на данных, приведенных на рис. 1, показаны на рис. 3 в виде зависимости  $\epsilon_{\Delta v}$  от  $\sigma(0,53)$ . Из рис. 3 следует, что в диапазоне изменения  $5 \cdot 10^{-3} \leq \sigma(0,53) \leq 1 \cdot 10^{-1} \text{ км}^{-1}$  наблюдается близость значений  $\epsilon_{\Delta v}$  и  $\sigma(0,53)$  с точностью до коэффициента 2. Таким образом, измерения вертикальных профилей  $I_{\Delta v}^{\downarrow}(\zeta, \Theta)$  позволили разделить диапазоны изменения толщин  $\Delta \tau_{\Delta v}$  и значений коэффициентов  $\kappa_{\Delta v}$ , относящихся к влиянию водяного пара и аэрозоля.

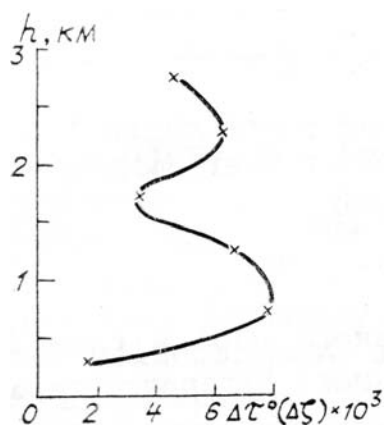


Рис. 2а. Средний высотный ход остаточной оптической толщины  $\tau_{\Delta v}^o(h)$  в области спектра 10,5–12 мкм по измерениям над Рыбинским водохранилищем и озером Балхаш в августе–октябре 1976 г.

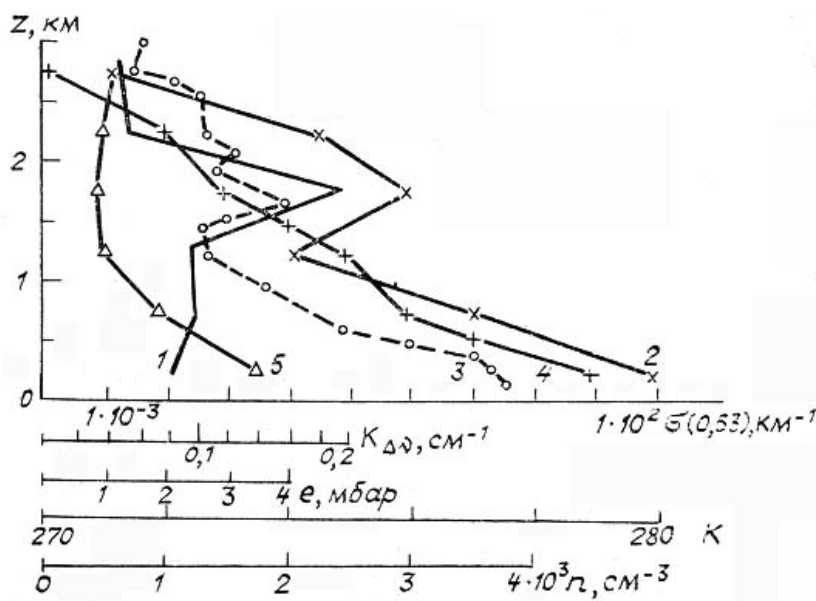


Рис. 2б. Вертикальное распределение значений коэффициентов  $\kappa_{\Delta v}(z)$  и  $\sigma(0,53)$  (20.09.76 г., Рыбинское водохранилище): 1 — зависимость  $\kappa_{\Delta v}(z)$  для области спектра 10,5–12 мкм. 2 — вертикальный ход коэффициента обратного рассеяния  $\sigma(0,53)$  на длине волны 0,53 мкм. 3 — концентрации частиц  $n$ . 4–5 — профили температуры  $T(z)$  и упругости водяного пара

**Восстановление оптической толщины по угловому распределению интенсивности излучения.** При известном высотном ходе температуры  $T(\zeta)$  и влажности  $\omega(\zeta)$  профиль аэрозольной оптической толщины  $\tau_{\Delta v}^a(\zeta)$  может быть определен из углового распределения  $I_{\Delta v}^{\downarrow}(m)$ . Функцию пропускания атмосферы  $P_{\Delta v}(\zeta, m)$  представим в виде

$$P_v(\zeta, m) = P_v^r(\zeta, m) \cdot P_v^a(\zeta, m),$$

где  $P_v^r(\zeta, m)$  — функция пропускания водяного пара и других газовых компонент;  $P_v^a(\zeta, m)$  — функция пропускания аэрозоля. Обозначим через  $\tilde{I}_v(m)$  и  $\bar{I}_v(m)$  измеренную интенсивность уходящего излучения и интенсивность, рассчитанную при известных профилях  $T(\zeta)$  и  $P_v^r(\zeta, m)$  соответственно. Тогда  $\tilde{I}_v(m) = \bar{I}_v(m) - \bar{I}_v(m)$ .

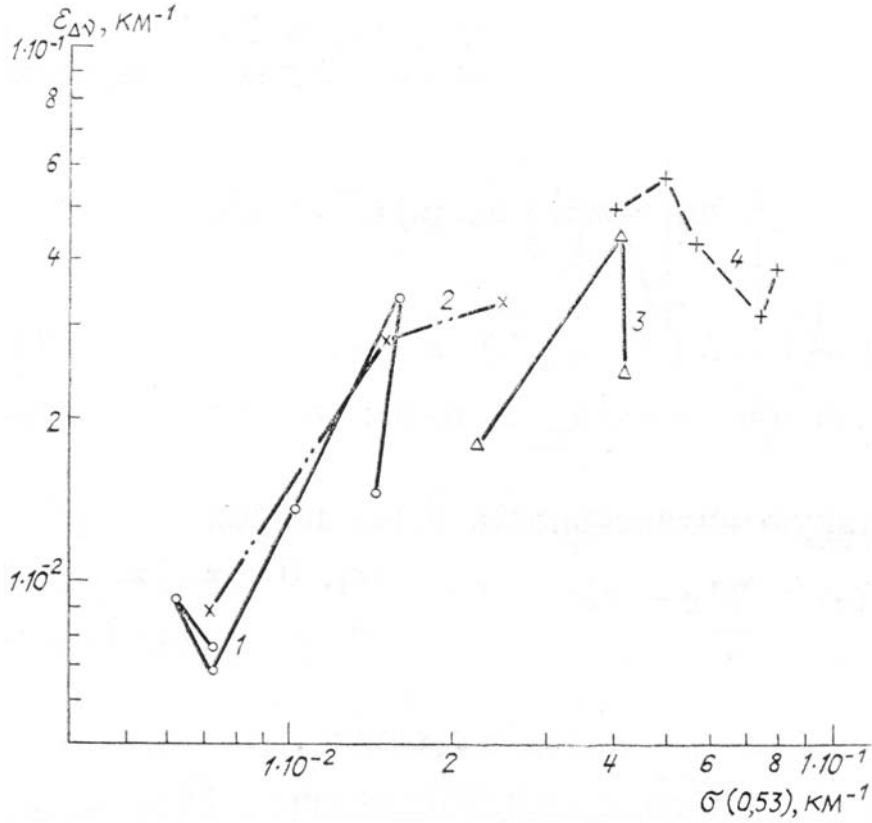


Рис. 3. Зависимость коэффициента аэрозольного ослабления  $\epsilon_{\Delta\nu}$  в области 10,5–12 мкм от  $\sigma(0,53)$ : 1–3 — по измерениям над Рыбинским водохранилищем за 10.09.76; 8.09.76 и 13.09.76 г. соответственно; 4 — то же в районе оз. Балхаш за 21.09.76 г.

При выполнении условия  $m\tau_v^a(\zeta) \ll 1$  и  $r_v = 0$  из (2) следует, что

$$\tilde{I}_v(m) = m \int_0^1 \frac{dB_v[T(\zeta)]}{d\zeta} P_v^r(\zeta, m) \tau_v^a(\zeta) d\zeta. \quad (7)$$

Измерения  $\tilde{I}_v(m)$ , проведенные со спутника «Космос-1151» в интервалах спектра 11,1 мкм под тремя зенитными углами 0,48 и 54°, были использованы для определения  $\tau_v^a(\zeta)$ . В систему уравнений (7) включалась также интенсивность  $I_v(\Theta = 0)$  на длине волны 12,9 мкм [10, 11]. Необходимый для решения (7) профиль температуры определялся по ближайшим радиозондовым данным, а профиль влажности  $w(\zeta)$  рассчитывался по измерениям в полосе водяного пара 18 мкм [19].

Решение формулы (7) соответствует минимуму функционала

$$F = \sum_{i,j} g_j [\tilde{I}_{v_j}^{\Delta}(m_i) - I_{v_j}^p(m_i)]^2, \quad (8)$$

где  $g_j = \Delta^2 / \sigma_j^2$  — весовая функция для  $j$ -го канала;  $\Delta$  — шаг квантования;  $\sigma_j^2$  — дисперсия ошибки в  $j$ -м канале,  $i = \overline{1,3}; j = 1, 2$ .

Поиск минимума  $F$  осуществляется с использованием положительности и монотонности  $\tau_v^a(\zeta)$  [20, 21].

Примеры определения  $\tau_v^a(\zeta)$  приводятся на рис. 4, из которого видно, что распределение  $\tau_v^a(\zeta)$  выявляет наличие ослабляющего слоя вблизи тропопаузы, что для рассматриваемых реализаций объясняется наличием слоев полупрозрачной перистой дымки или тонких облаков  $C_i$ , отмеченных по синоптическим наблюдениям.

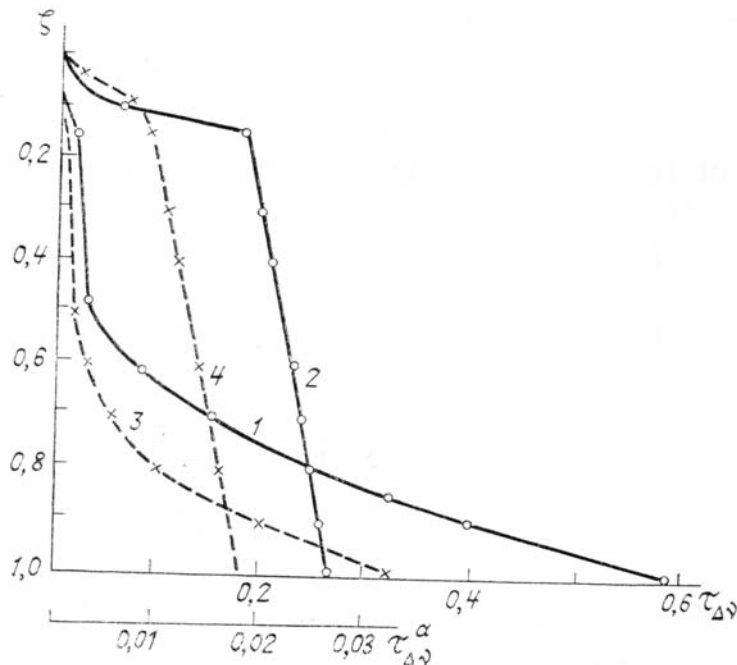


Рис. 4. Профиль суммарных и аэрозольных оптических толщин  $\tau_{\Delta v}$  и  $\tau_{\Delta v}^a$ : 1–3 – суммарные толщины за 18.07.80 и 1.04.80 г. в тропической зоне Индийского и Атлантического океанов соответственно; 2, 4 – профили аэрозольной толщи  $\tau_{\Delta v}^a$ , соответствующие профилям суммарной толщи  $\tau_{\Delta v}$  1 и 3

Второй подход к определению оптической толщины атмосферы состоит в аппроксимации  $B_v[T(\zeta)]$ .

Если известна температура поверхности  $T_s$  (методы ее определения описаны в [10, 11]), то в случае  $r_v = 0$  для бугеровской функции пропускания имеем

$$\hat{y}_v(m) = m\tau_v^* \int_0^1 \hat{b}_{\Delta v}(x) e^{-m\tau_v^* x} dx, \quad (9)$$

где  $\hat{y}_v(m) = 1 - I_v(m)/B_v(T_s)$ ,  $\hat{b}_v(x) = 1 - B_v(x)/B_v(T_s)$ ;

$\tau_v^*$  – интегральная оптическая толщина;  $\kappa = \tau/\tau^*$  – переменная интегрирования.

Нормированную интенсивность  $\hat{b}_v(\kappa)$  аппроксимируем в виде

$$\hat{b}_v(x) = \varphi_0(x) + \sum_{\kappa} c_{\kappa} \varphi_{\kappa}(x); \quad \varphi_0(x) = \begin{cases} c_1, & 0 \leq x \leq x_1 \\ c_1 (\ln x - \ln x_1), & x_1 < x \leq 1; \end{cases} \quad (10)$$

$$\varphi_{\kappa}(x) = c_{\kappa} \sin \kappa \pi x.$$

Представление  $\hat{b}_v(\kappa)$  в виде (10) обеспечивает аппроксимацию профилей  $\hat{b}_v(\kappa)$  как содержащих, так и не содержащих инверсии температуры  $T(\zeta)$ . Решение системы (9) для различных  $m_i$  находим как минимум функционала  $F(\tau_v^*)$

$$F(\tau_v^*) = \|\hat{y}^g(\tau_v^*, m) - \hat{y}^p(\tau_v^*, m)\|, \quad (11)$$

где индексы э и р относятся, так же как и в выражении (8), к экспериментальным и расчетным значениям. Поиск решения осуществляется при условии  $\hat{b}_v(\kappa) \geq 0$  и за решение принимается минимальное значение  $\tau_v^*$ , при котором выполняется соотношение

$$\| \hat{y}^{\varepsilon}(\tau_v^*, m) - \hat{y}^p(\tau_v^*, m) \| \leq \sigma_v.$$

Для проведения расчетов по описанному методу были выбраны реализации, для которых значения температуры поверхности океана  $T_0$ , восстановленные по угловому методу [10, 11], отличались от температуры  $T_s$  по судовым измерениям не более чем на  $0,5^\circ\text{K}$ . Определенные по (9)–(11) оптические толщины атмосферы  $\tau$  для области  $10,5\text{--}11,5\text{ мкм}$  сопоставлялись с оптической толщиной для области спектра  $18\text{--}19\text{ мкм}$  (рис. 5). Из рис. 5 видно, что значения отличаются в этих интервалах спектра на порядок.

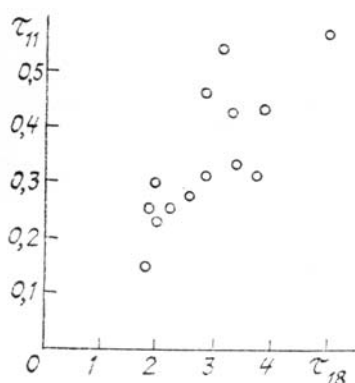


Рис. 5. Соотношение оптических толщин  $\tau_{\Delta v}$  в областях спектра 11,1 и 18–19 мкм

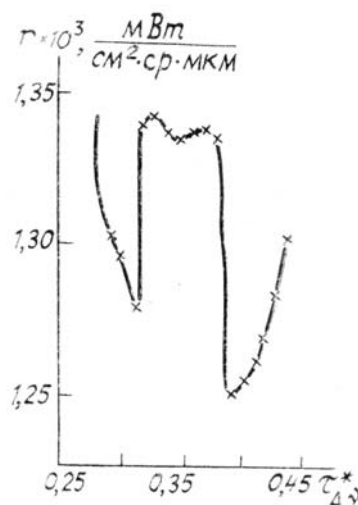


Рис. 6. Пример зависимости нормы невязки  $r$  от значения оптической толщины  $\tau_{\Delta v}^*$ . Измерения за 9.04.1980 г. в районе  $\varphi = 29,7^\circ\text{с.ш.}$ ,  $\lambda = 47,2^\circ\text{з.д.}$

На рис. 6 показан пример зависимости нормы невязки  $r = \| \hat{y}(\tau_v^*, m) - \hat{y}^p(\tau_v^*, m) \|$ , определяемой выражением (11), от оптической толщины  $\tau_v^*$ . Из рис. 6 виден осциллирующий характер поведения  $r(\tau_v^*)$ . Выбор критерия  $\tau_v^* = \tau_{v \min}^*$ , при котором  $r \leq \sigma_l$  отражает вероятностный характер решения, объясняется возможностью существования нескольких локальных минимумов решения задачи (11) и соответствует смыслу регуляризации при ограниченном числе направлений визирования  $m_i$  и ограниченном числе базисных функций  $\varphi_k$  в (10). Первый локальный минимум  $r = 1,27 \cdot 10^{-3} \text{ мВт/см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{мкм}$  при  $\tau_v^* = 0,31$  на рис. 6 соответствует невязке по радиационной температуре  $0,1 \text{ К}$ .

1. Сб. Физические аспекты дистанционного зондирования системы «океан–атмосфера». М.: Наука, 1981. 216 с.
2. Розенберг Г.В., Георгиевский Ю.С., Капустин В.Н. и др. //Изв. АН СССР. ФАО. Т. 13. № 11. С. 1185–1192.
3. Шукуров А.Х., Малкевич М.С., Чавро А.И. //Изв. АН СССР. ФАО. 1976. Т. 12. № 3. С. 264–271.
4. Bignell K. J. //Quart. J. Roy. Met. Soc. 1970. V. 96. № 409. P. 390–403.
5. Арефьев В.Н., Дианов-Клоков В.И., Сизов Н.И. //Труды ИЭМ. 1977. Вып. 7 (75). С. 109–128.
6. McCoy J. H., Rensh D. B., Long R. K. //Appl. Opt. 1969. V. 8. № 7. P. 1471.
7. Roberts R. E., Selby J. E. A., Viberman L. M. //Appl. Opt. 1976. V. 15. № 9. P. 2085–2090.
8. Орлов А.П., Бадаев В.В., Городецкий А.К., Малкевич М.С. //Изв. АН СССР. ФАО. 1976. Т. 12. № 7. С. 711–718.
9. Городецкий А.К. //Метеорологические исследования по программе Международного тропического эксперимента. М.: Наука, 1977. С. 25–37.
10. Малкевич М.С., Городецкий А.К. //Исследования Земли из космоса. 1985. № 5. С. 30–43.

11. Городецкий А.К., Кутуза Б.Г., Малкевич М.С., Петренко Б.З. // Исследования Земли из космоса. 1986. № 4. С. 3–10.
12. Городецкий А.К., Кузнецов И.С., Лысцев В.Е., Сячинов В.И. // Изв. АН СССР. ФАО. 1980. Т. 16. № 7. С. 705–711.
13. Platt C. M. R. // Geophys. Res. 1972. V. 77. № 9. P. 1597–1609.
14. Афонин С.В., Гендрин А.Г. // Информационно-программное обеспечение задач атмосферной оптики. Новосибирск: Наука, 1988. С. 38–65.
15. Гендрин А.Г., Телегин Г.В., Фомин В.В. // Спектроскопия атмосферных газов и распространение оптических волн. Томск: ИОА СО АН СССР. 1981. С. 12–24.
16. Пхалагов Ю.А., Ужegov В.Н. // Оптика атмосферы. Т. 1. № 7. 1988. С. 22–28.
17. Rothman L. S. // Appl. Opt. 1981. V. 20. № 5. P. 791–795.
18. Городецкий А.К., Мамедов Н.Г. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 10.
19. Малкевич М.С. Оптические исследования атмосферы со спутников. М.: Наука, 1973. 303 с.
20. Гончарский А.В., Леонов А.С., Ягола А.Г. // Вычисл. матем. и матем. физика. 1972. Т. 12. № 6. С. 1592–1594.
21. Бадаев В.В., Малкевич М.С. // Исследования Земли из космоса. 1981 № 4. С. 45–53.

Институт космических исследований  
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию  
13 июня 1988 г.

**A. K. Gorodetskii. Atmospheric Optical Depth Determination from Measurements of the Thermal Radiation Angular Distributions.**

The paper discusses the results of measurements of angular distributions of thermal radiation emitted by the Earth's surface-atmosphere system in the region 9 to 18  $\mu\text{m}$ . The separation of contributions from the atmosphere and Earth's surface into the outgoing radiation is made using the extrapolation to zero air mass. In determining the atmospheric emission spectra continuous and selective absorption by atmospheric gases is taken into account. Measurement results are compared with the model calculations made using Atlases of spectral lines.

Spectroradiometric data obtained in the transmission window of 11,1  $\mu\text{m}$  and within the water vapor absorption band at 18  $\mu\text{m}$  allowed the optical depth of the atmosphere to be determined and the contribution due to attenuation of radiation by aerosols be separated.