

$$\frac{d\Delta}{dt} = -\frac{d\Theta}{dt} + \gamma \frac{dh}{dt}; \quad (3)$$

$$\langle w'\Theta' \rangle_h = -c \langle w'\Theta' \rangle_0, \quad (4)$$

где h — высота слоя перемешивания; Δ — скачок температуры у основания инверсии; γ — вертикальный градиент потенциальной температуры Θ над слоем; $\langle w'\Theta' \rangle_0$ и $\langle w'\Theta' \rangle_h$ — средние турбулентные потоки тепла соответственно с поверхности и у основания инверсии; c — константа вовлечения.

Высокая скорость турбулентного перемешивания энтальпии, по мере поступления тепла в слой, обеспечивает реалистичность основной гипотезы модели, а именно параллельного сдвига профиля потенциальной температуры без изменения формы (рис. 1, б).

При решении системы (1–4) дневные вариации турбулентного потока тепла с поверхности аппроксимировались синусоидальной волной с минимумом в момент восхода солнца и максимумом в полдень:

$$\langle w'\Theta' \rangle_0 = B \sin[\omega(t-t_s)], \quad (5)$$

где t_s — время восхода Солнца; B — амплитуда колебания; ω — частота суточного цикла,

$$\omega = \pi/(24 - 2t_s), \quad (6)$$

Существенным моментом обсуждаемой модели является так называемая «проблема вовлечения», а именно вопрос об интенсивности вовлечения более теплых надынверсных слоев воздуха в структуру слоя перемешивания. В качестве простейшей гипотезы для замыкания системы уравнений (1–3) использовано соотношение (4), записанное на основе многочисленных эмпирических данных, постулирующее пропорциональность турбулентных потоков тепла у основания и на вершине слоя перемешивания. По данным натурных наблюдений численное значение константы c в (4) варьируется в зависимости от конкретной ситуации от 0 до 1. Однако основная статистика опубликованных значений c лежит в интервале 0,1–0,3. В наших модельных расчетах c полагалась равной 0,2.

Таким образом, при задании конкретных граничных условий, в том числе относительно начальных значений h_0 , Θ_0 и Δ_0 , модель позволяет прогнозировать дневные изменения высоты и потенциальной температуры, а также мощности инверсии $\Delta(t)$.

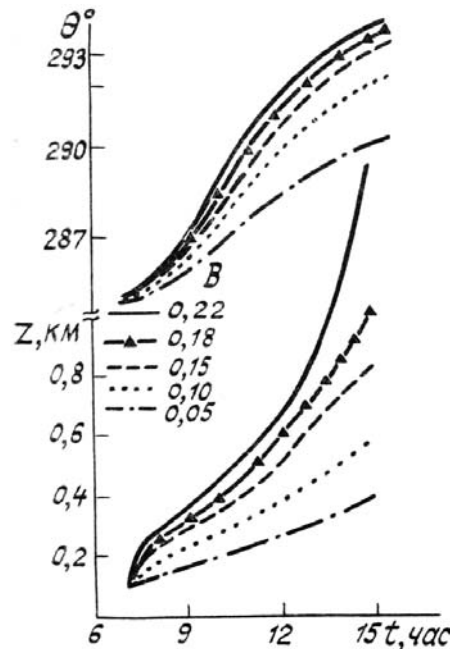


Рис. 2. Динамика изменения во времени высоты и потенциальной температуры слоя перемешивания при различных значениях амплитуды колебания турбулентного потока тепла

На рис. 2 представлены результаты модельных оценок, иллюстрирующие динамику изменения во времени $h(t)$, $\Theta(t)$ при различных значениях параметра B — амплитуды колебания $\langle w'\Theta' \rangle_0$. Обращает на себя внимание нелинейность обеих зависимостей, которая особенно ярко проявляется по мере возрастания интенсивности турбулентных потоков тепла.

Расчеты по модели (1–4) также показывают, что при достаточно интенсивном потоке тепла $B \sim 0,25–0,35$ град · м/с и соответствующих условиях вне слоя инверсия температуры в своем движении может достигать высот 2,5–3,0 км, что подтверждается из наблюдений для аридных климатических зон [7]. В связи с этим очевидна необходимость учета обменных процессов между СП и внешним тропосферным слоем.

В качестве первого приближения к реальным атмосферным условиям в работе рассмотрена модель процесса, когда развитие СП, как подслоя повышенной аэрозольной замутненности, происходит на фоне ординарного уровня содержания дисперсной фазы с экспоненциальным профилем интегральных признаков спектра размеров частиц. При этом апробированы данные, ранее использованные в [4] (табл. 2.6 а, стр. 39) в качестве исходных фоновой оптической модели.

Модель спектра размеров частиц атмосферной дымки

Если с высотой слоя перемешивания тесно связана вертикальная структура турбулентных потоков и процессы перераспределения дисперсной фазы в целом внутри стратификации, в том числе плотность заполнения, то с изменениями потенциальной температуры сопряжены локальные колебания относительной влажности.

В обоих случаях возникают деформации спектра размеров частиц атмосферной дымки. В первом случае они вызваны процессом, протекающим внутри самой дисперсной фазы, но затрагивающим состояние ее в целом по слою, а во втором — в результате локальных обменных процессов между аэрозольными частицами и средой-носителем.

Чтобы провести совместное моделирование обоих факторов, в основу развиваемого в статье подхода положена методика редуцированного описания спектра размеров аэрозольных частиц.

Фракционный метод определения дисперсного состава атмосферной дымки [4] позволяет использовать интегральные параметры спектра размеров V_i , S_i , N_i (суммарные объемы, сечения и счетные концентрации частиц отдельных фракций) в качестве предикторов локального оптико-микрофизического состояния аэрозольной фазы и тем самым заметно упростить подход к моделированию динамики трансформации ее дисперсной структуры $f(R, z, t)$ в рамках анализируемого процесса. Здесь R — радиус аэрозольных частиц; z — текущая высота над поверхностью; t — время.

Необходимые для прогноза оптических характеристик параметры R_i , b_i , $A \cdot M_i$ модели функции распределения аэрозольных частиц по размерам:

$$f(R) = AR^{-3} \sum_{i=1}^3 M_i \exp \{-b_i [\ln(R/R_i)]^2\}, \quad (7)$$

могут быть оценены исходя из профилей $N_i(z, t)$, $S_i(z, t)$, $V_i(z, t)$, с последовательным использованием цепочки соотношений [4]:

$$R_i = (3V_i)^{2/3} / [(4\pi N_i)^{1/6} \cdot S_i^{1/2}], \quad (8)$$

$$1/b_i = \ln [(4\pi N_i)^{2/3} \cdot (3V_i)^{4/3} / S_i^2], \quad (9)$$

$$F_i = A \cdot M_i = S_i / \sqrt{16\pi^3 / b_i}. \quad (10)$$

При моделировании пространственного перераспределения аэрозольная компонента рассматривалась как консервативная примесь, т. е. предполагалось, что процессы внутренней трансформации (взаимного коагуляционного укрупнения) за промежуток времени 7–10 ч, при ординарном уровне концентрации частиц, не успевают [5] внести существенных изменений в структуру спектра размеров. Увеличение аэрозольной массы за счет среды-носителя и прежде всего атмосферной влаги, учитывалось на втором этапе расчетного моделирования, при прогнозе характеристик светорассеяния, введением поправки, регламентирующей изменение интегральных признаков V_i , S_i , с ростом относительной влажности. При этом использовалась полуэмпирическая зависимость равновесного размера аэрозольной частицы от относительной влажности Кастена-Ханеля [6]:

$$R = R_0(1-Q)^{\varepsilon_i}, \quad (11)$$

где Q — величина относительной влажности воздуха; ε_i — параметр конденсационной активности данной фракции.

Методика прогноза вертикальной структуры дымки

Динамика трансформации структуры атмосферной дымки внутри неустойчивого СП моделировалась на основе прогноза совместного изменения профилей интегральных признаков спектра размеров

частиц из условия, что по мере дневного развития СП (его турбулентного режима) на каждом уровне достаточно быстро достигается динамическое равновесие между восходящими и нисходящими потоками аэрозольного вещества, по крайней мере для средних значений микрофизических параметров.

Причем квазиравновесный вертикальный профиль распределения аэрозольных частиц внутри слоя и соответствующие ему градиенты изменения средних значений интегральных признаков дисперсной структуры удовлетворяют динамическому равновесию потоков не только для счетной, но и объемной, а также и поверхностной концентраций частиц, оцениваемых для каждой отдельно взятой фракции.

Иными словами, условие баланса для потоков аэрозольного вещества

$$D(z) \frac{\partial \chi}{\partial z} + w_i(z, R_i) \chi = 0 \quad (12)$$

выполняется одновременно как для N_i , так и для S_i, V_i , здесь под $\chi(z)$ подразумевается среднее значение конкретно выбранного интегрального признака дисперсной структуры $f(R, z)$; $D(z)$ — профиль коэффициента турбулентной диффузии ($\text{м}^2/\text{с}$); $w_i(z)$ — средняя, т.е. отнесенная к характерному размеру частиц данной фракции, вертикальная составляющая скорости их упорядоченного движения ($\text{м}/\text{с}$).

Кроме того, на первом этапе численного моделирования $f(R, z, t)$ учитывалось лишь пространственное перераспределение аэрозолей (при сохранении квазиравновесного уровня их интегрального содержания в целом по слою).

Таким образом, в качестве граничных условий к уравнению (12) предполагалось, что:

$$\int_0^{h_i} \chi(z, t) dz = J_\chi = \text{const}, \quad (13)$$

где h_i — текущее значение высоты слоя перемешивания, а J_χ — интегральное содержание аэрозольных частиц в столбе воздуха единичного сечения внутри слоя, оцениваемое по конкретно выбранному признаку.

Это, в частности, предопределило заметное понижение оптической плотности дисперсной фазы на высотах, примыкающих к поверхности не только в результате прогревания слоя и уменьшения относительной влажности среды-носителя, но и понижения концентрации аэрозолей в результате «разжижения» мутности слоя по мере увеличения высоты СП.

Вертикальный профиль коэффициента турбулентной диффузии в модели задавался с поправкой на состояние устойчивости слоя, исходя из известного соотношения [8]:

$$D(z) = k u_* (1 - z/h_1)^2 / \Phi(z/L), \quad (14)$$

где k — постоянная Кармана; u_* — масштаб скорости трения в турбулентном потоке; $\Phi(z/L)$ — полуэмпирическая функция от безразмерного параметра устойчивости:

$$\xi = z/L = -k \langle w' \theta' \rangle / g (z + z_0) / \Theta u_*^3, \quad (15)$$

где

$$L = \Theta u_*^3 / k \langle w' \theta' \rangle / g \quad (16)$$

— характерный масштаб длины Монина-Обухова; g — ускорение силы тяжести; z_0 — параметр шероховатости подстилающей поверхности.

Оценки u_* в последующих расчетах проводились исходя из логарифмического закона изменения средней скорости ветра $u(z)$ в приземном слое [9]:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z + z_0}{z_0}. \quad (17)$$

В качестве подстилающей поверхности предполагался травяной покров с $z = 0,8$ см. За опорное значение и в (17) принималась средняя скорость ветра, измеренная на высоте $z = 3,0$ м.

Вид функции устойчивости $\Phi(\xi)$ согласно [8] зависит от области определения аргумента

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} 0,74 (1 - 9\xi)^{1,2}, & \xi \leq 0, \\ 0,74 (1 - 6,4\xi), & \xi > 0. \end{cases} \quad (18)$$

Скорость стоковского оседания аэрозолей в гравитационном поле, пропорциональная квадрату радиуса частицы [9], равна

$$w_s(R) = 2\rho g R^2 C_K / 9\eta, \quad (19)$$

где η — коэффициент вязкости среды; ρ — плотность аэрозольного вещества.

Предваряя последующее обсуждение других компонент $w_i(z)$, следует подчеркнуть, что именно квадратичная зависимость скорости стоковского оседания частиц в гравитационном поле Земли рассматривается в дальнейших модельных оценках как основная причина деформаций спектра $f(R, z, t)$, возникающих в результате пространственного перераспределения частиц дымки в СП.

Так как диапазон размеров частиц атмосферной дымки простирается от сотых долей до нескольких десятков микрона, а средняя длина свободного пробега молекул газа в приземном слое составляет $l = 0,07$ мкм, то при оценках w_s по формуле (18) необходимо учитывать поправку Каннингема C_K

$$C_K = 1 + \frac{l}{R} \left(1,257 + 0,4 \exp \left[-1,10 \frac{R}{l} \right] \right). \quad (20)$$

Кроме того, в рамках обсуждаемой методики, используя т.н. эффективную скорость сухого осаждения, в приземном слое ($z < L$) рассмотрено влияние процесса захвата аэрозолей из турбулентного потока различными препятствиями (элементами шероховатости подстилающей поверхности), что является важным механизмом стока дисперсной фазы в СП.

В расчетных оценках апробирована линейная зависимость скорости сухого осаждения от высоты:

$$w_d(z) = \begin{cases} \alpha_d (L - z), & z < L, \\ 0, & z \geq L. \end{cases} \quad (21)$$

Линейная зависимость использована и для аппроксимации высотного профиля скорости упорядоченного конвективного движения аэрозольных частиц под воздействием потоков тепла — восходящего с поверхности и нисходящего у основания инверсии

$$w_t(z) = \begin{cases} \alpha_t \langle w'\Theta' \rangle (z - h_0), & z < h_0, \\ 0, & z \geq h_0, \end{cases} \quad (22)$$

где $h_0 = 5 \cdot h_i / 6$ — высота нулевого потока тепла $\langle w'\Theta' \rangle$ в СП (см. рис. 1, в); α_t — коэффициент пропорциональности между величинами w_t и $\langle w'\Theta' \rangle$.

Таким образом, вертикальная составляющая скорости упорядоченного движения аэрозольных частиц в СП в модельных оценках определялась в виде суммы трех основных компонент:

$$w_i(z, R_i) = w_s(R_i) + w_d(z) + w_t(z). \quad (23)$$

При моделировании профиля абсолютной влажности по предлагаемой методике учитывалась лишь только компонента скорости $w_i(z)$.

Следует подчеркнуть, что поскольку величины турбулентного потока тепла $\langle w'\Theta' \rangle$ потенциальной температуры $\Theta(t)$, а также высота слоя $h(t)$ являются переменными во времени, то и профили $D(z)$, $w_i(z)$ в силу соотношений (13–23) также изменяются во времени. Таким образом, и интегральные признаки дисперсной структуры дымки N_i , S_i , V_i , оцениваемые исходя из уравнения (12), являются функциями двух переменных: высоты z и времени t .

Результаты численного моделирования

Процесс вовлечения более теплых надыверсных слоев воздуха в структуру (относительно холодного, рис. 1, б) СП является характерной особенностью механизма эволюции высоты инверсии. Это нашло отражение в достаточно сложной динамике поведения значений относительной влажности $Q(t)$ на различных высотах (рис. 3). Значения $Q(z, t)$ рассчитаны, исходя из профилей абсолютной влажности и температуры по формуле Магнуса [9].

Для высот, которые постоянно находились под инверсией температуры, характерно монотонное понижение $Q(t)$, вполне естественное для прогревающегося слоя. Динамика поведения $Q(z_j, t)$ для других высот отличается характерным скачком значения относительной влажности на этапе вовлечения данной стратификации в структуру СП.

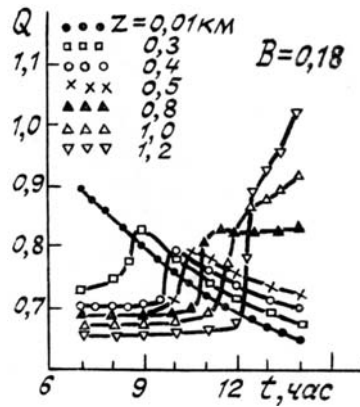


Рис. 3. Динамика изменения относительной влажности $Q(z, t)$ на различных высотах внутри СП

Ввиду большого числа варьируемых параметров модели всестороннее исследование механизма изменчивости состояния приземной дымки на основе предлагаемой методики превосходит объем отдельного сообщения. Поэтому в качестве первого приложения рассмотрим влияние фактора гравитационного оседания на пространственные деформации спектра размеров дисперсных частиц и, как следствие, профилей параметров аэрозольного светорассеяния.

R_i^*	w_s^{**}	R_i	w_s	R_i	w_s
0,027	2,0E—6	0,340	8,2E—5	1,887	2,1E—3
0,067	6,2E—6	0,742	3,5E—4	3,425	6,8E—3
0,106	1,2E—5	1,970	7,3E—4	4,615	1,2E—2

* R_i — в микрометрах;

** w_s — в метрах на секунду.

В таблице приведены вычисленные по формуле (18) значения $w_s(R)$, согласно которым значения w_s для частиц грубодисперсной фракции (5–6 колонки) превышают более чем в сто раз аналогичные значения для частиц аккумулятивной фракции (3–4 колонки) и более чем в тысячу раз — для фотохимической фракции (1–2 колонки).

Поэтому в модели при анализе эффекта гравитационного оседания аэрозолей рассмотрены деформации $f(R, z, t)$ не только первого порядка, связанные с расслоением профилей интегральных признаков между фракциями, но и второго, обусловленные расслоением моментов спектра внутри каждой отдельно взятой фракции, т.е. $N_i(z, t)$, $S_i(z, t)$, $V_i(z, t)$.

Это позволило теоретически выделить динамику изменения таких традиционных параметров спектра, как $R_i(z, t)$ и $b_i(z, t)$, характеризующих размер и ширину моды распределения частиц i -й фракции.

Интегральные признаки мелкодисперсной фракции дымки при существенных упорядоченных вертикальных потоках тепла с поверхности приобретают устойчивую тенденцию роста с высотой (рис. 4, а), в то время как концентрация частиц грубодисперсной фракции, в лучшем случае, может быть распределена по высоте внутри СП однородно.

Заметные деформации претерпевает и сам спектр размеров частиц. В частности, модальный радиус всех трех фракций с высотой устойчиво уменьшается. Для грубодисперсных аэрозолей, например, более чем на 20%. Изменяется при этом также и ширина моды распределения b_i от 1,6 до 2,1 (рис. 4, б, в). Вертикальный профиль параметров $F_i(z)$ более рельефно, чем исходные интегральные признаки $N_i(z)$, $S_i(z)$, $V_i(z)$, прописывает динамику изменения количественного содержания каждой фракции (рис. 4, г).

Отмеченные закономерности не разрушаются и при внесении случайных 50% отклонений в значения средних профилей интегральных признаков $N_i(z)$, $S_i(z)$, $V_i(z)$, рассчитанных на основе предлагаемой методики.

На рис. 4, д представлено несколько примеров спектра размеров аэрозольных частиц, иллюстрирующих изменения дисперсной структуры дымки по высоте.

Расчеты оптических характеристик на основе полученных модельных данных об изменениях микроструктуры дымки проводились с учетом поправки на состояние локальной относительной влажности среды, что усилило выраженность характерной стратификации параметров светорассеяния в подыверсной зоне (рис. 5, а).

Анализ спектральных зависимостей оптических характеристик, выполненный с использованием двух версий модели комплексного показателя преломления атмосферного аэрозоля [7], показывает

(рис. 5), что наиболее значительные изменения параметров светорассеяния происходят вблизи характерных полос поглощения аэрозольных соединений, особенно воды.

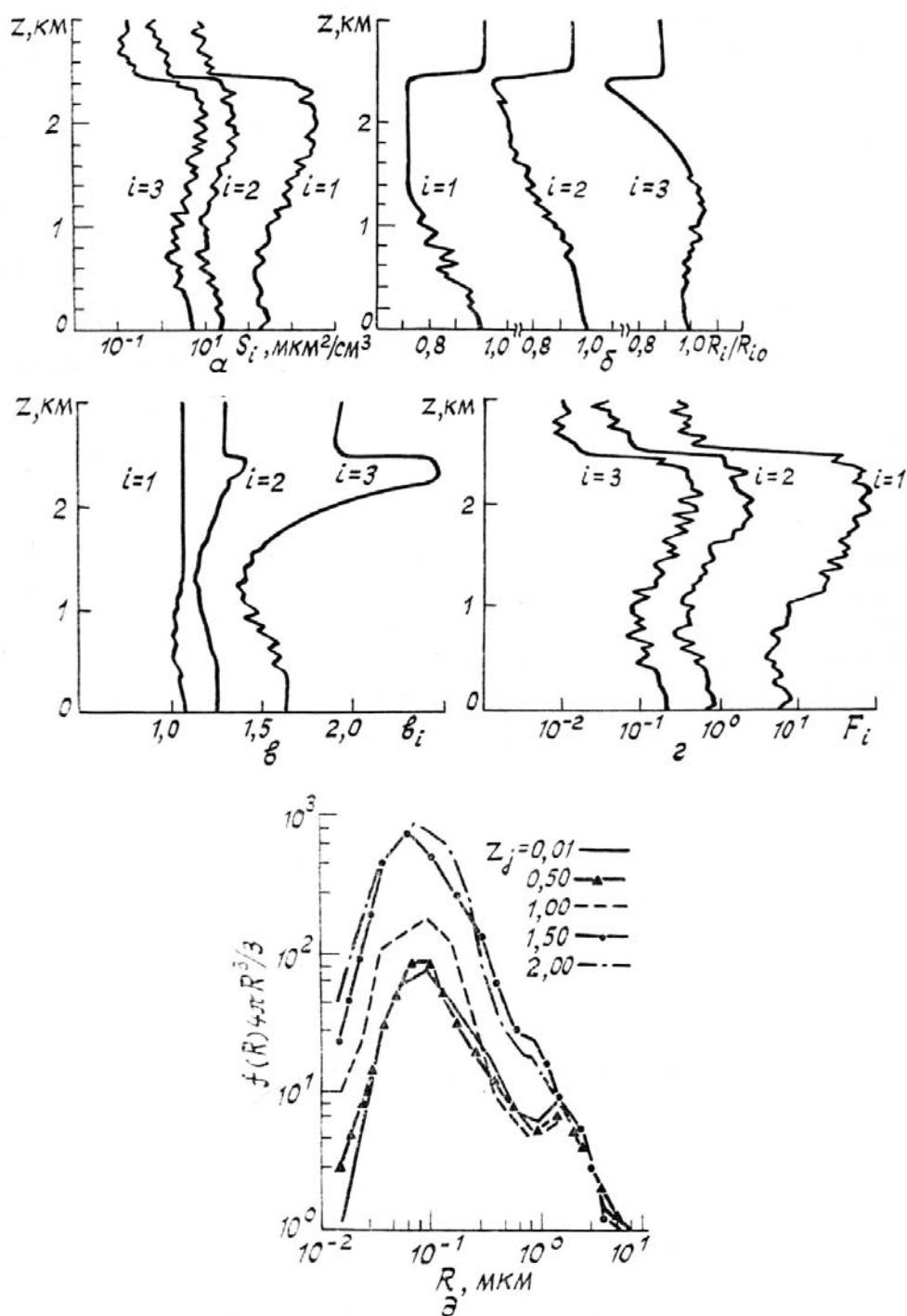


Рис. 4. Модельные вертикальные профили микрофизических параметров атмосферного аэрозоля в слое перемешивания: *a* – высотные профили интегрального сечения частиц трех фракций $S_i(z)$ $I = 1, 2, 3$; *б* – высотные профили модальных радиусов частиц каждой фракции $R_i(z)/R_i(z = 0)$; *в* – вертикальные профили параметров $b_i(z)$ модели (7); *г* – вертикальные профили параметров $F_i(z)$ модели (7); *д* – примеры модельных спектров $f(R, z_j, t)$ на различных высотах $z_j = 0,0; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0$ км, рассчитанных для $t = 14.00$ ч

Так, в частности, в подынервной зоне, где относительная влажность воздуха может в ряде ситуаций достигать точки росы и становится возможным рост аэрозольных частиц до характерных размеров капель водных туманов, коэффициент аэрозольного поглощения на длине волны $\lambda = 2,80$ мкм увеличивается более чем на три порядка от своего ординарного значения на поверхности. При этом (рис. 5, б) существенна и спектральная нерегулярность поведения коэффициента поглощения в близ-

лежащем диапазоне длин волн. Если у поверхности значение $\beta_a(\lambda = 2,8)$ выше чем $\beta_a(\lambda = 2,00)$ в десять раз, то в подыверсной зоне более чем в сто раз.

Сложная тенденция изменения оптических характеристик наблюдается и во времени. Прогревание слоя в дневные часы ведет к понижению относительной влажности в прилегающих к поверхности слоях атмосферы, что обуславливает монотонное уменьшение коэффициента аэрозольного ослабления на этих высотах. Тенденция накопления аэрозольного вещества в подыверсной зоне в сочетании с уже упомянутым ранее скачком относительной влажности на этапе вовлечения надыверсных слоев в структуру СП предопределяет существенную нерегулярность в поведении параметров аэрозольного светорассеяния на этих высотах.

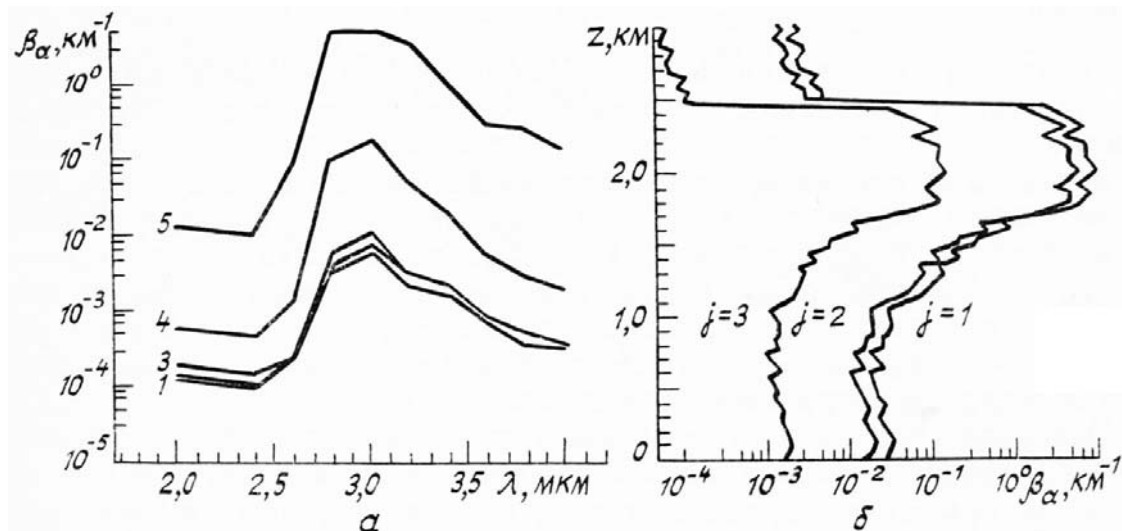


Рис. 5. Высотные трансформации параметров светорассеяния атмосферного аэрозоля в слое перемешивания: *a* – вертикальный профиль коэффициента поглощения $\beta_a(z, \lambda_j)$ для $\lambda_j = 3,2; 3,4; 3,6$ мкм; *б* – трансформация спектральной зависимости коэффициента поглощения внутри слоя по высоте для $z_j = 0,0; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0$ км

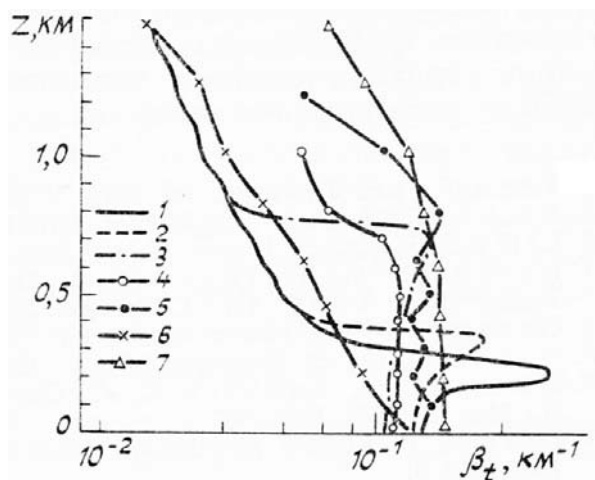


Рис. 6. Деформации вертикального профиля коэффициента аэрозольного ослабления для $\lambda = 0,53$ мкм, во времени: 1–3 модельные расчеты для $t_j = 8,00, 9,30, 12,30$ ч; 4, 5 – экспериментальные данные [12]; 6, 7 – ранее полученные модельные оценки [4]

Динамика трансформации вертикального профиля объемного коэффициента аэрозольного ослабления во времени, рассчитанного для $\lambda = 0,53$ мкм, при $B = 0,18$ град · м/с, представлена на рис. 6 в сравнении с экспериментальными данными (кривые 4, 5) [12] и ранее полученными модельными оценками [4] (кривые 6, 7). Рассчитанные данные хорошо иллюстрируют аномальное накопление аэрозольной фазы в подыверсной зоне утром и постепенное уменьшение оптической замутненности в приземном слое в последующие часы.

Результаты моделирования показывают, что темп и характер деформаций, испытываемых структурой приземной дымки, существенно зависят от входных параметров процесса: исходного профиля температуры $\Theta_0(z)$, потока тепла с поверхности $\langle w'\Theta' \rangle_0$, скорости трения u_* и т.д. Поэтому представ-

ленные в работе оценки иллюстрируют лишь наиболее общие закономерности развития состояния аэрозольной компоненты в слое перемешивания и не являются исчерпывающими.

Заклучение

Таким образом, развиваемая в работе методика модельного прогноза динамики поведения оптических свойств дисперсной компоненты приземного слоя атмосферы содержит три основных звена. Принципиально новым и в некотором смысле объединяющим или связующим звеном между моделью СП (1–6), описывающей развитие состояния среды-носителя и уравнениями (12–23), регламентирующими баланс потоков аэрозольной фазы внутри слоя и тем самым процесс перераспределения различных фракций по высоте, является модель редуцированного описания спектра размеров частиц атмосферной дымки (7–11) через интегральные признаки.

Очевидно, что на каждом уровне описания этих трех разномасштабных процессов использованы определенные концептуальные упрощения, которые предопределены тем, что при строгой формулировке каждого отдельного этапа общее решение проблемы наталкивается на значительные трудности при практической реализации.

В работе рассмотрено влияние фактора гравитационного оседания. Однако ясно, что предлагаемая методика моделирования может быть апробирована в совместных теоретико-экспериментальных исследованиях значимости других геофизических факторов. В частности, полезными для анализа региональных особенностей атмосферной дымки могут оказаться модельные оценки с учетом конкретных условий формирования турбулентного потока тепла $\langle w'\theta' \rangle$, интенсивность и суточные вариации которого, несомненно, зависят как от времени года, так и от типа климатической зоны.

1. Tennekes H. J. // *Atmos. Sci.* 1973. V. 30. P. 558–567.
2. Boll F. K. // *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 1960. V. 86. P. 483–494.
3. Lilly D. K. // *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 1968. V. 94. P. 292–309.
4. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: Изд-е ТФ СО АН СССР, 1986. 297 с.
5. Рахимов Р. Ф. // *Оптика атмосферы.* 1989. Т. 2. № 3. С. 259–266.
6. Hanel G. // *Adv. in Geophys.* 1976. V. 19. P. 73–188.
7. Ивлев Л. С., Андреев С. Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. Л.: Изд-во ЛГУ, 1986. 360 с.
8. Derr V. F. Remote sensing of troposphere. WPL ERL EED. Boulder. Colorado, 1972. 854 p.
9. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1976. 640 с.
10. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 200 с.
11. Goroch A., Burk S., Davidson K. L. // *Tellus*, 1980. V. 32. P. 245–250.
12. Балакирев В. В., Дябин Ю. О., Танташев М. В., Топорков Ю. Г. // V Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. (Тез. докл.). Томск: ИОА СО АН СССР, 1978. Ч. 1. С. 209–213.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
29 ноября 1989 г.

R. F. Rakhimov. Influence of the Gravitational Sedimentation on the Deformations of Particles Size-Spectrum and Profiles of Light Scattering Parameters in the Mixing Layer of the Atmosphere.

The paper presents a technique for numerical simulations of the aerosol light scattering parameters variability in the day-time mixing layer of the atmosphere. Some results of model estimations of the effect of gravitational sedimentation of particles on optical properties of the atmospheric hazes in the ground layer are also presented.