

Р.Ф. Рахимов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В АЭРОЗОЛЯХ ДЛЯ ПРОГНОЗА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОРАССЕЯНИЯ

Обсуждаются вопросы динамического моделирования вертикального изменения оптико-микрофизических свойств аэрозольной компоненты атмосферы и методология построения информационно-моделирующих систем по аэрозольному светорассеянию. Подробно рассмотрен вопрос о влиянии фактора гравитационного оседания на структуру аэрозольных аномалий при их турбулентном распылении на различных высотах атмосферы. Обоснован редуцированный подход к моделированию процесса коагуляционной трансформации спектра размеров частиц в контексте прогноза возможных изменений оптических свойств дымки.

1. Введение

Аэрозольная компонента, составляя по массе ничтожно малую долю [$\text{мкг}/\text{м}^3$], является одной из основных причин нестабильности оптической ситуации в атмосфере, решающим фактором трансформации световых сигналов. Как открытая подсистема с чрезвычайно развитой поверхностью, атмосферный аэрозоль в процессе непрерывного саморазвития и взаимодействия с различными геофизическими полями является важным климатообразующим фактором.

Разномасштабные по своей длительности циклы обновления дисперсной компоненты атмосферы в результате поступления в атмосферу новых порций аэрозолеобразующих соединений, а также их пространственное перераспределение всегда происходят на фоне уже существующих, без учета взаимодействия с которыми невозможно адекватное описание процесса в целом [1–5]. Охватить сразу весь спектр процессов, определяющих состояние дисперсной компоненты в атмосфере, практически невозможно. Очевидно, для успешного решения этой проблемы необходима изначальная проработка вопроса о фоновой составляющей этих процессов.

В [1] на основе систематизации и обобщения многолетних данных по микроструктуре для интервала высот 0–90 км были рассчитаны параметры светорассеяния для фоновой составляющей. Анализ содержания фоновой модели показал достаточно хорошую физическую достоверность полученных оценок и их адекватность реальным свойствам атмосферной дымки, что в дальнейшем позволило диагностику оптических свойств дымки для конкретной ситуации проводить в контексте оценки возможных отклонений от фоновой составляющей.

В частности, при построении модели, на основе эмпирических данных были проведены некоторые предварительные оценки возможных отклонений оптической погоды от фоновой вблизи индустриально развитых центров; для различных акваторий Мирового океана, в том числе с учетом влияния скорости ветра; для континента с градацией данных по относительной влажности. Представлена динамика оптических свойств стратосферного аэрозоля на этапе поствулканической релаксации. Однако, даже для этого небольшого набора типовых ситуаций объем числового материала достиг критически предельного для табличного представления.

Очевидно, для разработки динамических версий аэрозольных оптических моделей необходим другой подход к формированию информационных систем, чем в моделях [16–18], при котором данные по аэрозольному светорассеянию задавались бы не в окончательном виде, а моделировались пользователем оперативно, исходя из компактной базы данных с привлечением текущей информации.

В настоящей работе обобщены некоторые методические разработки проблемы моделирования аэрозольных процессов, определяющих пространственно-временное изменение оптических свойств дисперсной компоненты атмосферы.

2. Параметрическое определение микроструктуры атмосферного аэрозоля

В начале 70-х гг., в связи с признанием важной роли вторичных процессов в формировании тонкодисперсной фракции в атмосфере, коренную ломку претерпели и базисные положения

ния о природе аэрозольной компоненты. Стало понятным, что концепция аэрозоля как консервативной примеси явно не выдерживает критики [19–20].

Охватывая в своем многообразии шкалу размеров от молекулярных комплексов-кластеров в десятки ангстрем до пылевых образований в сотни микрон, аэрозоли образуют переходную зону между микро- и макромасштабами структурирования. Состояние аэрозольной фазы в атмосфере регулируется довольно сложной комбинацией обменных процессов как внутри ячейки аэрозольно-газофазной смеси на микромолекулярном уровне, так и между стратификациями и типовыми образованиями на мезомасштабном, включая предварительное фотохимическое формирование аэрозолеобразующих соединений в газовой фазе [11, 19, 20].

Благодаря гомогенной и гетерогенной нуклеации молекул, формируются молекулярные комплексы-кластеры [21], из которых вследствие коагуляционного укрупнения [22, 23] и конденсационного набухания формируются оптически значимые аэрозольные частицы. Кроме того, спектр размеров аэрозольных частиц трансформируется в результате притока новых частиц из первичных источников, гравитационного оседания, упорядоченного конвективного и адвективного переноса, турбулентной диффузии, т.е. процессов перемешивания и рассеяния.

Математически этот процесс может быть представлен в виде интегро-дифференциального уравнения, определяющего совокупное воздействие наиболее важных из упомянутых ранее факторов [8]

$$\frac{\partial n(v, \mathbf{R}, t)}{\partial t} + \nabla \mathbf{V} n(v, \mathbf{R}, t) + \frac{\partial \{I(v, t) n(v, \mathbf{R}, t)\}}{\partial v} = \nabla D \nabla n(v, \mathbf{R}, t) + \frac{1}{2} \int_0^v K(\tilde{v}, v - \tilde{v}) n(v, \mathbf{R}, t) n(v - \tilde{v}, \mathbf{R}, t) d\tilde{v} - \int_0^\infty K(\tilde{v}, v) n(v, \mathbf{R}, t) n(\tilde{v}, \mathbf{R}, t) d\tilde{v} - \nabla \mathbf{V}_g n(v, \mathbf{R}, t). \quad (1)$$

Первые два члена слева описывают изменение спектра размеров в результате упорядоченного (адвективного, конвективного) переноса частиц, в случае несжимаемого потока, второй член трансформируется в $\mathbf{V} \nabla n(v, \mathbf{R}, t)$, где \mathbf{V} – средняя скорость потока; v – объем частицы; \mathbf{R} – ее координаты; t – время. Влияние третьего члена слева определяется активностью процесса конденсационного роста частиц $I(v, t) = dv/dt$. Первый член справа обусловлен процессом турбулентного перемешивания, где D – коэффициент турбулентной диффузии. Следующие два интегральных члена описывают процесс коагуляционной трансформации дисперсной структуры аэрозолей, где $K(\tilde{v}, v)$ – определяет интенсивность коагуляционного объединения частиц и, наконец, последний член обусловлен воздействием различных силовых полей, например, гравитационного.

Используя уравнение (1), задачу прогноза динамических изменений спектра размеров аэрозольных частиц, без концептуального упрощения математической формулировки и разграничения сфер влияния различных факторов, трудно решать даже для локального объема. Поэтому методически обоснованная редукция модельных построений, предварительный анализ приоритетной значимости различных факторов – важные этапы разработки данной проблемы.

Попытки построить универсальную модель $n(r)$ для атмосферной дымки на основе гипотезы самосохранения формы $n(r)$ Фридландера [11, 25–28], предпринимавшиеся в [29–31], не принесли убедительных и однозначных результатов. Было показано, что для достижения в решении кинетического уравнения признаков автомодельности, т.е. спектра квазиравновесной формы

$$\frac{dN}{dr} = n(r, t) = \psi(t) \eta(r), \quad (2)$$

требуется временной интервал, измеряемый сутками, а потому необходим учет не только внутренних аэрозольно-газофазных обменных процессов, но и внешних синоптико-метеорологических – мезомасштабных. К. Юнге [32], отдавая предпочтение стохастической природе механизма формирования структуры атмосферной дымки, выдвинул альтернативную гипотезу, согласно которой регулярность формы спектра размеров является скорее результатом смешения аэрозолей, разнородных по своему происхождению, и его структура может быть представлена статистической суммой спектров, характеризующих непосредственно индивидуальные особенности первичных источников.

Наметившийся кризис теоретико-численных моделей дисперсной компоненты (косвенно сложившейся классификации ее типовых форм) был обусловлен назревшим, по мере накопления фактических данных, противоречием между относительно узкими рамками модельной концепции атмосферного аэрозоля, трактующей ее локальную структуру как однородную целостную смесь полидисперсных частиц, и теми широкими пределами вариаций реальных физико-химических качеств объекта.

Оценивая перспективы развития моделей атмосферной дымки, следует признать, что ни концепция Фридландера, пытавшегося утвердить доминирующую роль в формировании атмосферных аэрозолей за микропроцессами внутри дисперсной системы, ни концепция Юнге, рассматривающая специфические особенности микроструктуры дымки в большей степени результат взаимодействия региональных источников и внешних геофизических факторов, не в состоянии самостоятельно обеспечить физически обоснованное решение проблемы. В то же время механическое объединение обоих подходов ведет к сложной проблеме согласования процессов, различающихся по характерным временам развития.

Необходимость совместного учета обменных процессов, протекающих непосредственно в газодисперсной смеси, а также между ячейками аэрозольного поля, при возмущающем воздействии региональных геофизических факторов, выдвинула на первый план вопрос поиска обобщенных параметров, удобных для параметризации локальных и моделирования мезомасштабных изменений, и для использования их как предикторов оптических свойств атмосферного аэрозоля.

Использование счетной концентрации аэрозольных частиц $N(\text{см}^{-3})$ в качестве единственного критерия при оценке энергетических потерь излучения при распространении в аэрозольной атмосфере приводит к заметным ошибкам, поскольку эта величина не является исчерпывающим признаком замутненности среды, а точность ее регистрации зависит от разрешающей способности аппаратуры.

Как показывают модельные оценки [1], данные о количественном содержании аэрозольной фазы, представленные через три величины: счетную $N(\text{см}^{-3})$, поверхностную $S(\text{мкм}^2 \cdot \text{см}^{-3})$ и объемную $V(\text{мкм}^3 \cdot \text{см}^{-3})$ концентрации, содержат гораздо больше информации, необходимой для адекватного прогноза параметров аэрозольного светорассеяния.

В предлагаемом нами подходе мы отказались от относительно тесных рамок моноэлементного определения дисперсной структуры и перешли к пофракционному синтезу $f(r)$ по интегральным признакам, $\hat{Q}_i = \{N_i, S_i, V_i\}$, используя в качестве аппроксиманта параметрическую модель вида

$$f(r) = \frac{d\hat{Q}}{dr} = A R^{-\nu} \sum^k M_i \exp\{-b_i [\ln(r/r_i)]^2\}, \quad (3)$$

прототипом элементов которой является хорошо известное логнормальное распределение.

Как показывают оценки [1], использование вместо реально измеренной гистограммы спектра ее модельного аналога (3), восстановленного по интегральным признакам, приводит к погрешности в оценке ее оптического образа, не превышающей 10–15%.

В зависимости от содержания решаемой задачи для описания дисперсной структуры дымки применяется разнообразная номенклатура переменных, в частности, не только спектральное распределение счетной $n(r)$, но и поверхностной $s(r)$ или объемной $v(r)$ концентраций. Максимумы распределения по указанным признакам (модальные радиусы $r_i^{(n)}$) существенно разнесены по шкале размеров и могут быть оценены по интегральным признакам фракции при соответствующем выборе значений параметра ν по формуле

$$r_i^{(n)} = (3 V_i)^{(2\nu-4)/3} (4\pi N_i)^{(2\nu-7)/6} (S_i)^{(5-2\nu)/2}. \quad (4)$$

Другие параметры распределения (3) достаточно легко оцениваются в следующем виде:

$$1/b_i = \ln\{(3 V_i)^{2/3} (4\pi N_i)^{4/3} S_i^{-2}\}; \quad (5)$$

$$F_i^{(n)} = A M_i = (3 V_i)^{(3-\nu)(1-\nu)/3} (4\pi N_i)^{(\nu-3)(\nu-4)/6} S_i^{(1-\nu)(\nu-4)/2} \sqrt{16\pi^3/b_i}. \quad (6)$$

При селекции эмпирических данных по микроструктуре атмосферного аэрозоля метод фракционного синтеза результирующего спектра по интегральным признакам был использован для обоснования фоновой модели [1], что позволило привлечь результаты измерений, зачастую достаточно ограниченные в своем информационном содержании, полученные с применением аппаратуры различной функциональной направленности.

Другим достаточно важным фактором, регламентирующим изменчивость оптических свойств атмосферной дымки, являются оптические постоянные материала частиц.

В контексте обсуждаемой проблемы метод модельной оценки спектральной зависимости комплексного показателя преломления (КПП), основанный на априорном анализе спектров молярных коэффициентов поглощения $\kappa_j(\lambda)$ различных составляющих аэрозольного вещества, обладает тем важным достоинством, что позволяет более строго (в том числе и с учетом поведения $m(\lambda)$ вблизи полос поглощения аэрозольного вещества) расчетным путем конструировать синтетическую зависимость $\kappa(\lambda)$, исходя из конкретного химического состава, а значит, и учесть возможные колебания уровня влагосодержания в дисперсной фазе. Зная $\kappa(\lambda)$ в широком спектральном интервале и используя классические дисперсные соотношения Крамерса–Кронига, можно расчетным путем оценить спектральную зависимость действительной части КПП $\mu(\lambda)$ [3].

При прогнозе параметров аэрозольного светорассеяния оптические постоянные частиц различных фракций определялись отдельно, в частности, для аккумулятивной и грубодисперсной фракций в соответствии с первой и второй версиями синтетической модели КПП, разработанной Л.С. Ивлевым [3] применительно к химическому составу континентальной дымки. При анализе региональных особенностей для расчетов также привлекались данные для КПП сажи, минеральной пыли, силикатных, сульфатных и органических соединений [3, 33].

3. Коагуляционная трансформация спектра размеров

Моделирование кинетики коагуляционного развития спектра размеров частиц атмосферного аэрозоля проводилось исходя из интегро-дифференциального уравнения Смолуховского, дополненного членами, регламентирующими сток и генерацию новых частиц

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^x K(x, x-x') n(x-x', t) n(x', t) dx' - n(x, t) \int_0^\infty K(x, x') n(x', t) dx' + \gamma n_j(x) - \beta n(x, t), \quad (7)$$

где $K(x, x')$ – коэффициент коагуляции частиц с размерами x, x' ; $n(x, t)$ – спектр размеров частиц; $n_j(x)$ – спектр генерируемых источником частиц β – эффективная скорость стока частиц; γ – скорость генерации новых аэрозолей. Для сложных спектров решение (7) возможно лишь в рамках итерационных методов. Расщепляя же процесс коагуляции по подфракциям и интегрируя уравнение Смолуховского, опираясь на эффективное значение константы коагуляции

$$K = \frac{4kT}{3\eta} [1 + \exp(1/2 b_i) + l_0 C_k \{ \exp(1/4 b_i) + \exp(5/4 b_i) \} / r_i], \quad (8)$$

где k – постоянная Больцмана; T – температура; η – вязкость воздуха; l_0 – длина свободного пробега молекул; C_k – поправка Каннингема, можно перейти к системе дифференциальных уравнений для прогноза динамики изменения интегральных признаков спектра размеров [36]

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -\frac{K}{2} N_i^2 - \beta N_i + \gamma N_j; \quad (9)$$

$$\frac{\partial L_i}{\partial t} = -\beta L_i + \gamma L_j; \quad (10)$$

$$\frac{\partial W_i}{\partial t} = -\frac{K}{\pi} L_i^2 - \beta W_i + \gamma W_j, \quad (11)$$

где N_i, L_i, W_i – соответственно различные моменты функции распределения частиц по размерам $n(x, t)$.

Совместное решение (9)–(11) более удобно для оперативной оценки последствий активизации процесса при возникновении аномальных накоплений аэрозолей. Данный подход использован [36] для анализа процесса трансформации структуры дымовых аэрозолей. Сопоставление расчетных оценок с данными лабораторных измерений (рис. 1) позволило при анализе кинетики процесса термической возгонки дымовых аэрозолей получить заслуживающий внимания результат. Для взаимного соответствия теоретических оценок с эмпирическими данными необходимо предположение, согласно которому лишь каждое третье столкновение двух частиц закрепляется их объединением в одну.

Достоинством предлагаемого нами метода является то, что он позволяет проводить анализ процесса для нескольких гипотез относительно механизма коагуляционного объединения аэрозольных частиц в одну, поскольку этот вопрос из приведенных выше результатов по-прежнему остается открытым. Гипотезы об инвариантности суммарного объема и интегрального линейного размера дисперсной системы являются крайними вариантами среди них.

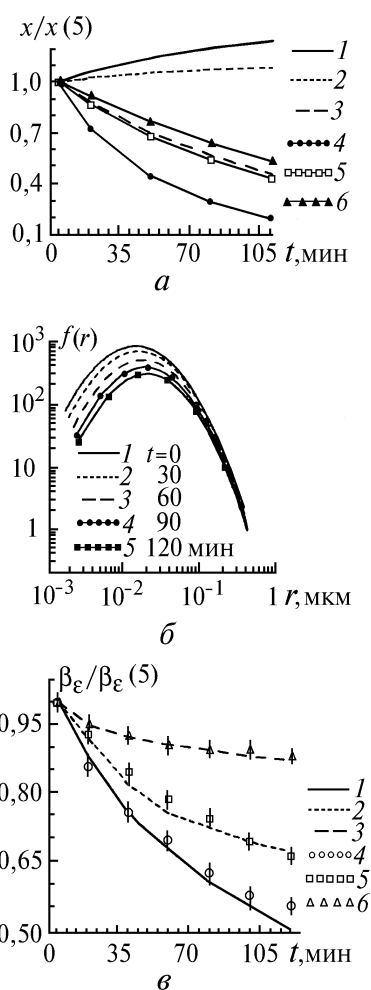


Рис. 1. Динамика коагуляционного изменения параметров спектра размеров, коэффициента ослабления β_ϵ дымовых аэрозолей в замкнутом объеме для длины волны $\lambda = 0,6943$ мкм. а – параметров спектра размеров: 1 – модального радиуса r_d ; 2 – ширины спектра b_d ; 3 – параметра f_d ; 4–6 интегральных признаков N_d, S_d, V_d ; б – формы спектра размеров; в – приведенных значений $\beta_\epsilon(t = 5 \text{ мин})$, рассчитанных соответственно для $0,007; 0,03; 0,22 \text{ м}^{-1}$; 4–6 данные лабораторных измерений [36]

Хотя последняя версия многим может показаться, на первый взгляд, маловероятной, однако не может быть отброшена, поскольку аэрозоли в атмосфере постоянно погружены в водяной пар, содержание которого по массе на несколько порядков превосходит аэрозольную фазу. Образование микрокапилляров при взаимном сцеплении может стимулировать процесс

гетерогенной микропорной конденсации влаги, обеспечивая тем самым увеличение массы аэрозольной компоненты.

4. Относительная влажность

Анализ расчетных данных в контексте однопараметрической модели изменчивости формы индикатрисы рассеяния Г.И. Горчакова, М.В. Свириденкова [37] и М.В. Панченко [38] показал, что теоретически прогнозируемые значения коэффициентов линейной регрессии: $\ln [g_a(\vartheta, \lambda)] = K(\vartheta, \lambda) \ln \beta_\varepsilon(\lambda) + \ln [C(\vartheta, \lambda)]$, где $g_a(\vartheta, \lambda)$ и $\beta_\varepsilon(\lambda)$ – нормированная индикатриса рассеяния и объемный коэффициент ослабления соответственно, хорошо согласуются с эмпирическими данными (рис. 2) [39].

Причина близости данных заключается не столько в однородности оптико-микрофизических свойств аэрозолей двух геофизически разнородных регионов (Подмосковья и Крыма), сколько в единообразном, а еще точнее, в доминирующем влиянии относительной влажности на механизм изменчивости состояния приземной дымки.

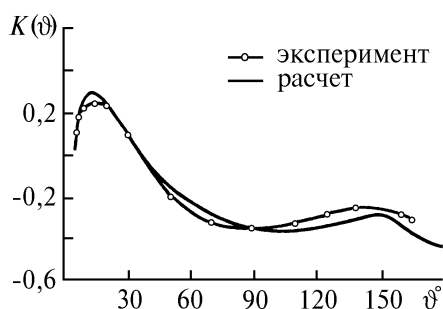


Рис. 2. Угловая зависимость коэффициента $K(\vartheta)$ регрессионной модели по эмпирическим данным [38] и теоретическим оценкам, полученным при моделировании изменчивости параметров светорассеяния атмосферной дымки с относительной влажностью

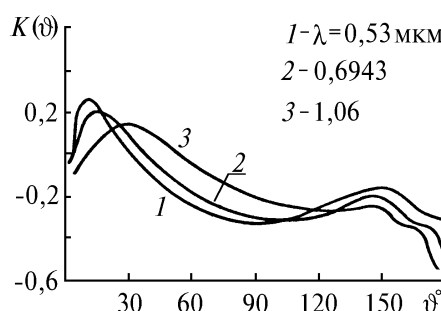


Рис. 3. Модельная экстраполяция угловой зависимости коэффициента $K(\vartheta)$ регрессионной модели на другие длины волн лазерного зондирования

Используя те же теоретические оценки, удалось экстраполировать эмпирически установленную (для длины волны 0,55 мкм) однопараметрическую модель на другие длины волн оптического зондирования 0,6943 и 1,06 мкм, и на локационные углы (рис. 3).

5. Вертикальная изменчивость параметров аэрозоля

При построении фоновой оптической модели была использована следующая высотная градация типовых состояний атмосферного аэрозоля [1] (рис. 4):

1. Слой активного турбулентного перемешивания (до высот 0–4 км);
2. Слой вовлечения частиц дымки в структуру облачных капель (3–14 км).
3. Слой длительной релаксации аномальных вулканогенных накоплений аэрозолеобразующих соединений (11–30 км);
4. Слой внедрения межпланетной пыли и продуктов сгорания метеорных осколков (25–90 км).

Для исследования механизма смешения разнородных аэрозолей необходимы конкретные численные оценки с учетом вариаций мощности и специфики физико-химического состава частиц, генерируемых различными источниками. Традиционные подходы, опирающиеся на строгое описание процессов в многофазных средах, наталкиваются на большие математические трудности.

При переносе аэрозольных частиц в атмосфере одновременно происходит как разрушение <старой> локальной подструктуры, так и синтез новой. Причем, несмотря на все разнообразие воздействий внутренних и внешних факторов, спектр размеров частиц атмосферной дымки все же обнаруживает замечательную устойчивость формы в среднем. Синтез <нового> спектра размеров аналогичного по форме исходному в значительной степени обусловлен спецификой механизма перемешивания разномасштабных турбулентных вихрей, несущих в себе целиком отдельные структурные элементы дисперсного состава дымки – фракции.

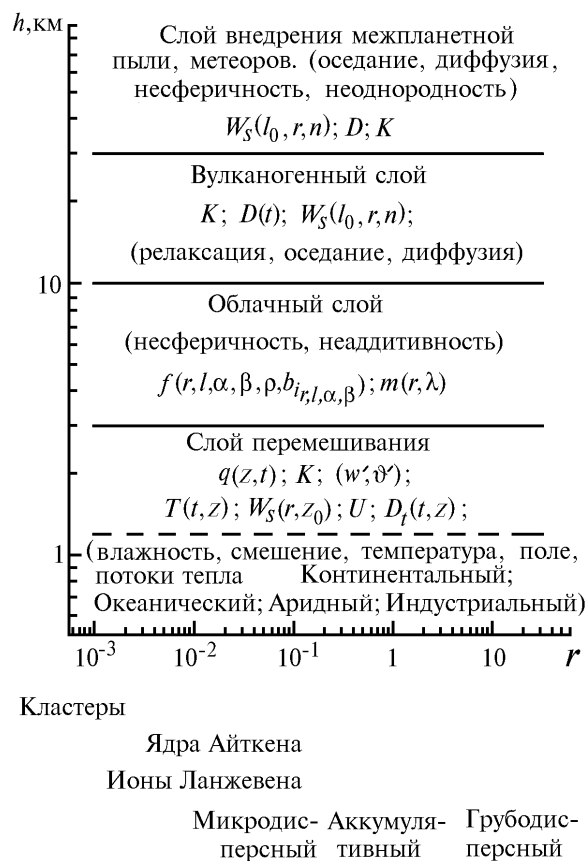


Рис. 4. Основные типы образований, определяющих развитие структуры аэрозольной компоненты по вертикали

В процессе гравитационного расслоения фракционной структуры аэрозолей по вертикали полидисперсность частиц является принципиальным моментом. В отличие от монодисперсной системы максимумы распределения счетной и объемной концентраций для полидисперсных аэрозольных частиц заметно разнесены по шкале размеров. Поэтому при диффузии частиц между ячейками аэрозольного поля активизируются дополнительные обменные процессы, более крупные и тяжелые частицы при оседании обгоняют мелкие и легкие, что на значительных пространственных масштабах адвекции ведет практически к обмену структурными элементами спектра размеров – подфракциями. И поскольку поправка Каннингема к скорости стоковского оседания аэрозольных частиц по высоте меняется на порядки, то для разных интервалов высот наблюдается своя специфика изменения спектра размеров.

6. Слой перемешивания

Типизация аэрозолей в приземном слое по основным источникам формирования: океанический, континентальный, аридный или промышленный без учета интенсивности турбулентного перемешивания, явно недостаточна. Обусловленные изменением относительной влажности суточные колебания температурного поля в слое помимо подвижности локального состояния аэрозольной фазы вызывают их непрерывное пространственное перераспределение.

Для прогноза дневного изменения оптических свойств аэрозолей вблизи подстилающей поверхности использована микрометеорологическая модель слоя перемешивания (СП) Лилля–Теннекса [34, 35] (структурные элементы модели СП показаны на рис. 5), на основе которой оценивались дневные изменения высоты инверсии, запирающей слой сверху, и средней температуры.

$$h \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \langle w' \vartheta' \rangle_0 - \langle w' \vartheta' \rangle_h; \quad (12)$$

$$\Delta \frac{\partial h}{\partial t} = - \langle w' \vartheta' \rangle_h ; \quad (13)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = - \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \gamma_e \frac{\partial h}{\partial t} ; \quad (14)$$

$$\langle w' \vartheta' \rangle_h = - c_B \langle w' \vartheta' \rangle_0 . \quad (15)$$

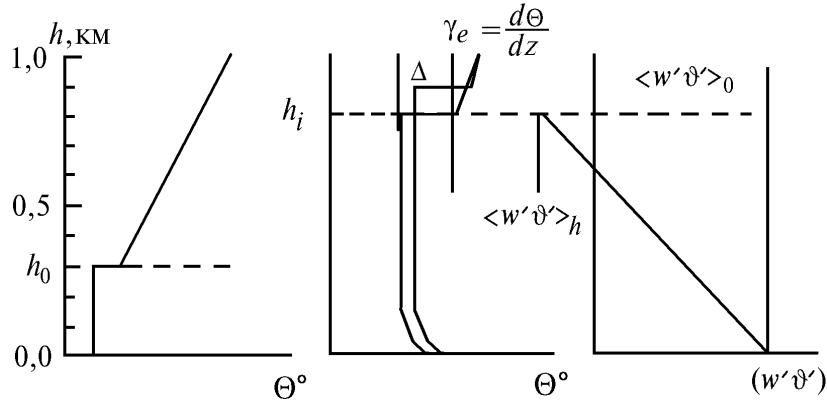


Рис. 5. Схематичное представление модели вертикального распределения потенциальной температуры и турбулентного потока тепла внутри и вне слоя перемешивания, Θ – потенциальная температура в слое

При решении системы (6)–(9) дневные вариации турбулентного потока тепла с поверхности аппроксимировались синусоидальной волной с минимумом в момент восхода солнца и максимумом в полдень

$$\langle w' \vartheta' \rangle_0 = B \sin[\omega (t - t_s)] , \quad (16)$$

где t_s – момент восхода солнца; B – амплитуда колебания; ω – частота суточного цикла, определяемая величиной

$$\omega = \pi / [2(12 - t_s)] .$$

Таким образом, при задании конкретных граничных условий, в том числе относительно начальных значений h_0 , Θ_0 , Δ_0 , модель позволяет прогнозировать дневные измерения высоты СП $h(t)$ – важного параметра, регулирующего сконцентрированность аэрозолей внутри слоя, прилегающего непосредственно к поверхности, средней по слою потенциальной температуры $\Theta(t)$, знание которой позволяет прогнозировать изменение относительной влажности, а также мощности инверсии $\Delta(t)$.

При моделировании параметров аэрозольного светорассеяния в СП учитывалось также воздействие таких факторов, как изменение относительной влажности, процесс коагуляционной трансформации аномальных накоплений тонкодисперсных аэрозолей, турбулентное перемешивание, гравитационное оседание на фоне конвективного и адвективного переноса.

7. Гравитационное оседание и конвективный вынос аэрозолей

Динамика трансформации микроструктуры 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 хотя бы для средних значений микрофизических параметров спектра.

Причем квазиравновесный профиль распределения аэрозольных частиц внутри слоя и соответствующие ему градиенты изменения средних значений интегральных признаков количества аэрозольного вещества по высоте обеспечивается для счетной, объемной, а также поверх-

ностной концентраций частиц для каждой отдельно взятой фракции. Иными словами, условие баланса потоков аэрозольного вещества

$$D(z) \frac{\partial \hat{Q}_i}{\partial z} + W(z, r_i) \hat{Q}_i = 0 \quad (17)$$

выполняется одновременно как для N_p , так и для S_p, V_i . Здесь под $\hat{Q}_i(z)$ подразумевается среднее значение конкретно выбранного интегрального признака дисперсной структуры $n(r, z)$; $D(z)$ – профиль коэффициента турбулентной диффузии ($\text{м}^2/\text{с}$); $W(z)$ – средняя, т.е. отнесенная к характерному размеру частиц данной фракции равнодействующая вертикальной составляющей скорости их упорядоченного движения ($\text{м}/\text{с}$).

Вертикальная составляющая скорости упорядоченного движения аэрозольных частиц вблизи подстилающей поверхности в общем случае есть сумма трех основных компонент:

$$W_i(z, r_i) = W_s(r_i) + W_d(z) + W_l(z), \quad (18)$$

где $W_s(r_i)$ – скорость стоковского оседания аэрозолей в гравитационном поле Земли, которая пропорциональна квадрату радиуса частицы

$$W_s(r) = 2\rho g r^2 C_k / (9\eta), \quad (19)$$

(η – коэффициент вязкости среды; ρ – плотность аэрозольного вещества) и является регулярной составляющей величины $W_l(z)$ и в пределах СП практически не меняется по высоте.

Кроме того, в приземном слое ($z < L$), в рамках предлагаемой модели, используя так называемую скорость сухого осаждения W_d , рассмотрен процесс захвата аэрозолей из турбулентного потока различными препятствиями (кроной кустарников и деревьев, травой, другими элементами шероховатости подстилающей поверхности), что является важной составляющей стока дисперсной фазы в пограничном слое.

В расчетных оценках использована линейная зависимость скорости сухого осаждения от высоты

$$W_d(z) = \begin{cases} \alpha_d (L - z), & \text{если } z < L, \\ 0, & \text{если } z \geq L. \end{cases} \quad (20)$$

Следуя ранее обсуждавшейся модели СП, для аппроксимации высотного профиля скорости упорядоченного конвективного движения аэрозольных частиц под воздействием потоков тепла – восходящего с поверхности и нисходящего у основания инверсии, также была использована линейная зависимость

$$W_l(z) = \begin{cases} \alpha_l < w' J' > (z - h), & \text{если } z < h_0, \\ 0, & \text{если } z \geq h_0, \end{cases} \quad (21)$$

где $h_0 = 5 h_i / 6$ – высота нулевого потока тепла $< w' \vartheta' >$ в СП (см. рис. 5, в); α_l – коэффициент пропорциональности между величинами W_l и $< w' \vartheta' >$.

Кроме того, на первом этапе численного моделирования $n(r, z, t)$ учитывалось лишь перераспределение аэрозолей по высоте, при условии сохранения квазиравновесного уровня их интегрального содержания в целом по слою.

$$\int_0^{h_i} Q_i(z, t) dz = J_{Q_i} = \text{const}. \quad (22)$$

Это, в частности, достаточно часто предопределяет 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 определяется с поправкой на состояние устойчивости слоя, исходя из известного соотношения [51]

$$D(z) = k u_* (1 - z/h_1) / \Phi(z/L), \quad (23)$$

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

$$\xi = z/L = -k < w' \vartheta' > g(z+z_0) / (\Theta u_*^3), \quad (24)$$

где

$$L = (\Theta u_*^3) / k < w' \vartheta' > g \quad (25)$$

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

Величина u_* в модельных расчетах оценивалась исходя из логарифмического закона изменения средней скорости ветра $u(z)$ в приземном слое [52],

$$u(z) = u_* / k \ln [(z+z_0)/z_0]. \quad (26)$$

Вид функции устойчивости $\Phi(\xi)$ согласно [51] зависит от области определения аргумента ξ

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} 0,74(1 - 9,0\xi), & \text{если } \xi \leq 0, \\ 0,74(1 - 6,4\xi), & \text{если } \xi > 0. \end{cases} \quad (27)$$

Варьируя в рамках модели граничные условия, можно рассмотреть достаточно широкое многообразие атмосферных ситуаций и изучить в деталях влияние наиболее важных факторов, определяющих высотную динамику изменения оптико-микрофизических свойств приземной дымки. Полученные в [40] результаты убеждают, что разработанный нами блок информационно-моделирующей системы (ИМС) по аэрозольному светорассеянию позволяет оценивать типологические особенности возможных отклонений оптической погоды в слое перемешивания в зависимости от спецификации подстилающей поверхности и источников формирования, с учетом своеобразия турбулентных потоков тепла в различных климатических зонах.

8. Адвекция аэрозолей

В модели помимо раздела, посвященного анализу механизма формирования вертикальной структуры аэрозолей в СП, рассмотрены также пространственные деформации их спектра размеров при адвекции над неоднородной подстилающей поверхностью в турбулированном воздушном потоке. Это необходимо для анализа таких аномальных отклонений оптической погоды, как пыльные бури, а также для методической проработки вопросов технологического контроля чистоты воздушного бассейна вблизи карьерных разработок.

Исходной математической основой соответствующего блока ИМС является уравнение турбулентной диффузии [41]

$$U(z) \frac{\partial \hat{Q}_i(x, z)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} D(z) \frac{\partial \hat{Q}_i(x, z)}{\partial z} - W_i(r_i) \frac{\partial \hat{Q}_i(x, z)}{\partial z}, \quad (28)$$

где вектор-параметр $\hat{Q}_i = \{V_i, S_i, N_i\}$ оценивается в точке с координатами x, z .

Теоретические оценки влияния средней скорости потока, интенсивности перемешивания, степени однородности распределения их по вертикали в набегающем воздушном потоке показывают, что воздействие фактора гравитационного оседания существенно для частиц грубодисперсной фракции, в то время как аэрозольные частицы микродисперсной и аккумулятивной фракции переносятся практически без каких-либо качественных изменений спектра,

уменьшаясь только количественно вследствие рассеяния [41]. Выяснилось также, что вследствие полидисперсности при адвекции между ячейками аэрозольного поля возникают дополнительные процессы обмена структурными элементами спектра размеров, не учитывавшиеся ранее в работах данного направления другими авторами. Могут возникать характерные зоны пространственно-спектрального накопления среднedisперсных аэрозолей (рис. 6), которые при конвективной неустойчивости приземного слоя и малой гигроскопичности частиц создают предпосылки к формированию так называемых неконденсационных облаков.

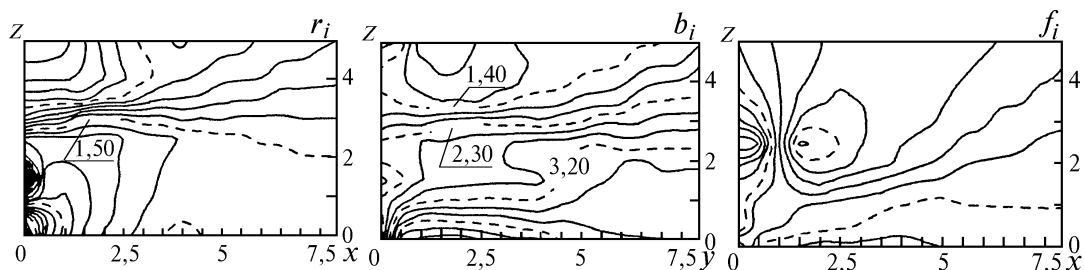


Рис. 6. Изолинии пространственного изменения параметров спектра размеров грубодисперсной фракции над однородной подстилающей поверхностью при $\beta = 0,1$ м; $U_0 = 0,18$ м/с; $D_0 = 0,005$ м²/с; $W_d = 0$ м/с. Координаты x, z даны в условных единицах, максимальные значения которых соответственно равны $x_{\max} = 4$ км; $z_{\max} = 50$ м

Наконец, в данном блоке заложена возможность анализа влияния удельной плотности материала частиц на дисперсный состав грубодисперсных аэрозолей и механизм формирования пространственной структуры аэрозольных полей.

9. Слой внутриоблачного вымывания

В своем движении ячейки аэрозольно-газовой смеси, проникая в облачный слой 2–10 км, активно включаются в процессы фазовых превращений атмосферной влаги, где отклонения оптических свойств атмосферы от фоновых аномально велики. Поэтому в модели этот слой атмосферы представлен блоком, обеспечивающим оценку оптических свойств облаков различной морфологической структуры: как жидко-капельных, так и кристаллических.

Активное участие частиц атмосферной дымки в роли центров конденсации в процессах облакообразования приводит к нарушению диэлектрической однородности капель и изменению оптических свойств, что и было исследовано в рамках лабораторного эксперимента в камере искусственных туманов. Расчеты показали, что данным измерений, полученным на ранней стадии формирования туманов, лучше соответствуют теоретические оценки для капель с инородными включениями. В данных измерений, полученных через 5–6 ч, эти нерегулярности исчезают и становятся близкими модельным оценкам для однородных капель, что объясняется процессами постепенного вымывания крупных капель и растворения гигроскопических ядер [42].

Зависимость оптических свойств облаков и туманов от стадии формирования убеждает в необходимости дополнения современных оптических моделей облаков данными, соответствующими более сложным морфологическим структурам.

На основе модельных оценок предложено новое объяснение так называемому эффекту <серости облаков>, отмеченному Г.В. Розенбергом по результатам спутниковых измерений отражательной способности облаков [43].

Попытки объяснить эффект Вискомбе [44] возможным недоучетом вклада очень крупных капель не принесли убедительных результатов: поправка составила лишь 2–3%, что мало для объяснения явления даже с учетом многих кратностей рассеяния. Нами же было показано, что вклад частиц дымки в поглощение облаков существенно увеличивается (на 12–13%, рис. 7) если они являются инородными включениями капель, а не аддитивной добавкой в межкапельном пространстве. Оценки были получены для модели капель с терхслойной диэлектрической структурой, разброс значений обусловлен положением поглощающего слоя внутри капли [45].

Специфика формирования фазового состава облаков верхнего яруса предполагает наличие в них кристаллических аэрозольных структур и как следствие анизотропию оптических свойств. В связи с этим некоторые оптические эффекты светорассеяния, возникающие при

взаимодействии с перистыми облаками, не могут быть интерпретированы в рамках моделей, основанных на теории Ми. В [46] на основе приближения для конечных цилиндров, полученного для дальней зоны по точному решению для бесконечного цилиндра в ближней, выполнен анализ светорассеивающих свойств облаков верхнего яруса с учетом фактора несферичности.

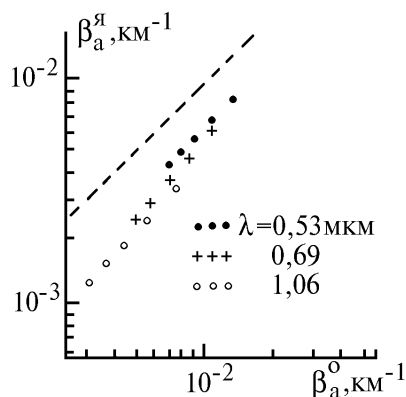


Рис. 7. Диаграмма сопоставления расчетных оценок коэффициента поглощения частиц атмосферной дымки в составе облачных капель β_a^o и самостоятельно в межкапельном пространстве β_a^y без оболочки конденсируемой влаги

Анализ проблемы вне гипотезы сферической симметрии формы аэрозольных частиц ведет к резкому расширению списка исходных параметров задачи. Возникает проблема сведения численных оценок, полученных для различных систем координат, в единую, связанную с плоскостью рассеяния [46]. Сопоставление наших оценок с аналогичными результатами, полученными для вытянутых сфероидов, подтвердило обоснованность применения развиваемого нами подхода к анализу светорассеивающих свойств кристаллических структур [47].

Рассмотрены основные особенности формирования оптико-локационных характеристик перистых облаков [47–48]. Показано, что даже относительно мелкие аэрозольные частицы не могут быть игнорированы при прогнозе изменений поляризационных характеристик рассеянного излучения. При азимутальной симметрии распределения осей вытянутости по направлениям мелкие частицы при увеличении мнимой части КПП начинают заметно изменять состояние поляризации исходного излучения. При наличии же преимущественной ориентации деполаризация заметно уменьшается, но в то же время происходит существенная переполаризация исходного состояния (например, линейной в эллиптическую) [47].

10. Моделирование поствулканической релаксации стратосферного слоя

Интенсивное вымывание аэрозолеобразующих соединений внутри облачного слоя играет роль мощного фильтра. Их внедрение в стратосферный слой 12–30 км происходит лишь в эпизодах вулканогенных выбросов (примерно 50% времени он находится в состоянии релаксации из возмущенного состояния в равновесно-фоновое), играя важную роль в формировании планетарного альбедо. Оценки радиационного эффекта на основе модели индивидуального события полезны как стандарт, используемый в анализе климатообразующих процессов на основе повторяемости и интенсивности аномальных выносов вещества в стратосферу.

Не отрицая значимости на начальном этапе вулканических воздействий процессов внутриаэрозольного синтеза аэрозолей через цепочки гетеромолекулярных фазовых превращений сернистых и азотосодержащих соединений, при каталитическом участии прорвавшихся через облачный слой и тропопазу паров воды, в защищаемом нами подходе акцент сделан на анализе более длительной стадии коагуляционно-седиментационного смешения аэрозольных аномалий, разнородных по времени и высоте начальной локализации, так как наиболее существенные изменения оптического состояния слоя в глобальном масштабе происходят именно на стадии релаксации. Своеобразие процесса предопределяется заметным уменьшением плотности и вязкости воздуха. Поправка Каннингема к скорости стоковского оседания аэрозольных частиц возрастает на порядки. Диффузное расплывание и оседание эруптивного облака – доминирующие факторы в эволюции оптических свойств стратосферного слоя.

В качестве исходной математической основы модели, описывающей изменение структуры эруптивного облака, в [49] была использована система уравнений для интегральных признаков

$$\frac{\partial \hat{Q}_i(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} D(z) \frac{\partial \hat{Q}_i(z, t)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} [W_{Q_i}(z, t) \hat{Q}_i(z, t)], \quad (29)$$

где \hat{Q}_i – рассчитывается для высоты z в момент времени t ; W_{Q_i} – средняя скорость стоковского оседания частиц i -й фракции, оцениваемая для каждого уравнения по модальному радиусу функции плотности распределения соответствующего интегрального признака по спектру размеров.

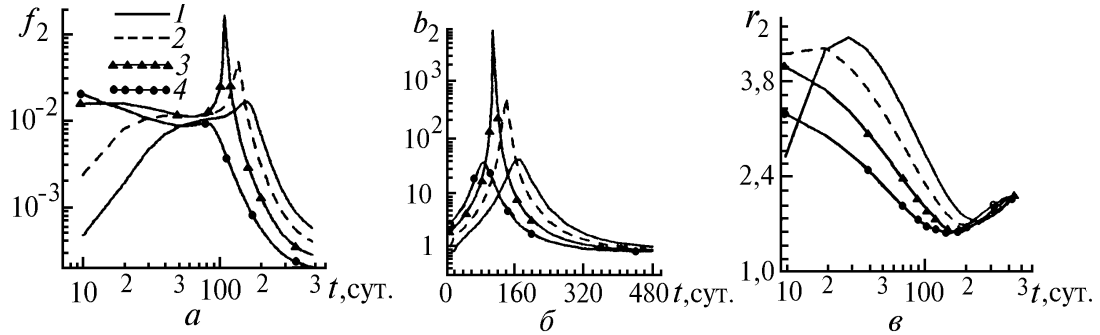


Рис. 8. Изменение параметров спектра размеров (f) грубодисперсной фракции во времени. Кривые 1–4 соответствуют $z = 23; 24; 25$ и 26 км

Причем в модельных оценках [49] выявилась интересная закономерность. Так, в частности, при слабом турбулентном перемешивании $D(z) \sim 0,1 - 0,3$ м²/с (что характерно для летнего сезона) в эволюции состава грубодисперсной фракции обнаруживается достаточно неожиданная тенденция к монодисперсизации (рис. 8). Этот слой – неустойчивый и на последующих этапах процесса постепенно размывается [50]. Изменения дисперсного состава аккумулятивной фракции в значительной степени обусловлены процессом взаимного смешения фоновых и <аномальных> частиц. Аномальный слой частиц аккумулятивной фракции может сохраняться в течение двух лет, слой же грубодисперсных аэрозолей – немногим более полугода.

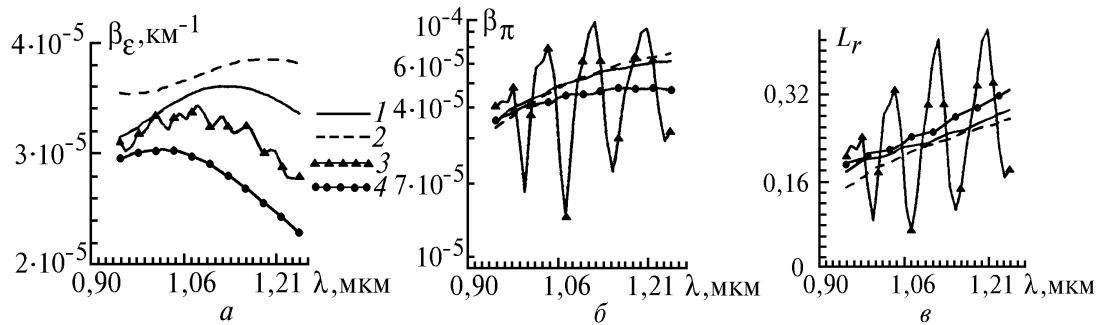


Рис. 9. Спектральное поведение параметров аэрозольного светорассеяния: a – коэффициента ослабления; b – коэффициента обратного рассеяния; v – лидарного отношения на высоте 25 км. Кривые 1–4 соответствуют $t = 95, 105, 115$ и 125 сут

Анализ оптических проявлений эффекта монодисперсизации показал [50], в частности, что лидарное отношение для данного слоя на спектральном интервале 40–50 нм может колебаться в пределах 110–150% от среднего значения. Эффект монодисперсизации и возникновение тонкой структуры в спектральном изменении коэффициента обратного рассеяния $\beta\pi(\lambda)$ (рис. 9) могут быть использованы для лидарной индикации диэлектрических свойств материала частиц и, в конечном счете, их химического состава. Рассмотрено влияние таких факторов, как интенсивности турбулентного перемешивания, исходного спектра размеров, одновременности начала процессов на различных высотах.

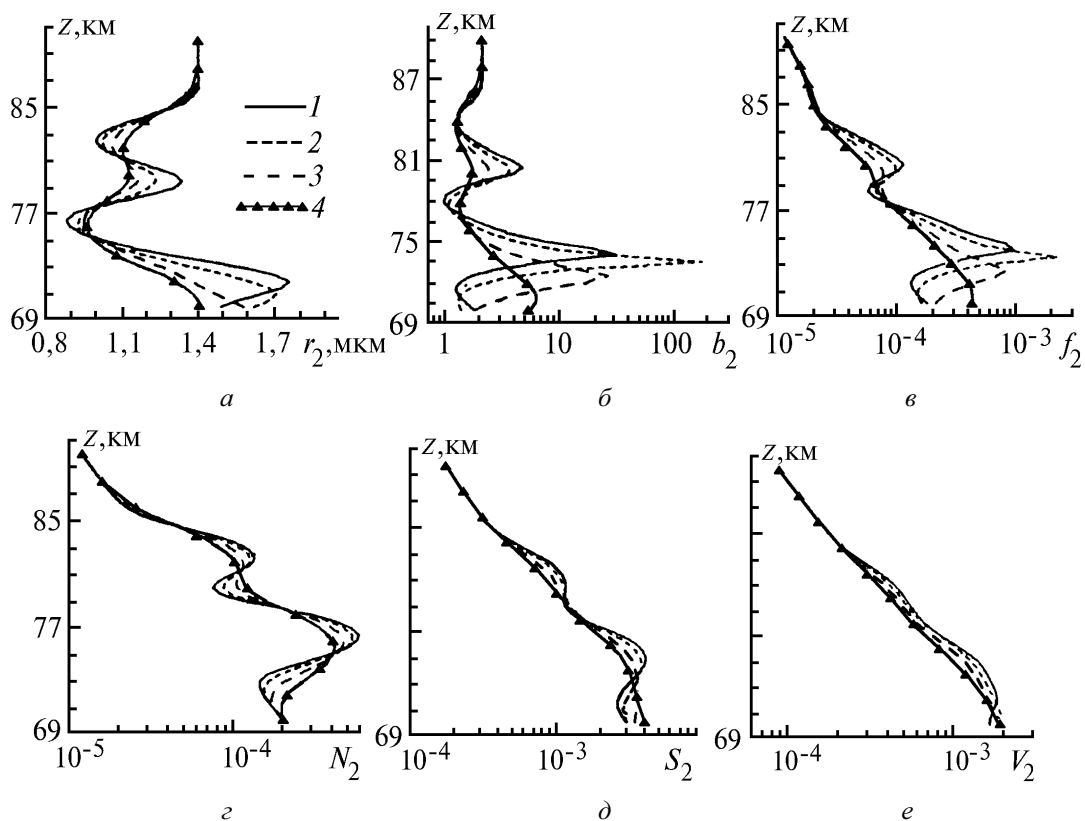


Рис. 10. Деформации вертикальных профилей параметров микроструктуры аккумулятивной фракции мезосферного аэрозоля при $D = 3 \text{ м}^2/\text{с}$: *a* – модального радиуса r_2 ; *b* – параметра дисперсности b_2 ; *в* – параметра f_2 ; *г* – счетной концентрации N_2 ; *д* – поверхности S_2 ; *е* – объема V_2 . Кривые 1–4 соответствуют $t = 2, 9; 3, 5; 4, 7; 6, 6$ сут

11. Гравитационное оседание и турбулентное распыливание аэрозольных аномалий на высотах мезосферы

В отличие от стратосферного слоя фактический материал о природе мезосферных аэрозолей крайне ограничен. Помимо существенной неоднозначности оценок мощности притока межпланетной пыли [6] практически не исследован вопрос о стоках и механизме трансформации аэрозольного вещества в слое. Седиментационная нестационарность состояния аэрозолей в слое усугубляется довольно интенсивным турбулентным перемешиванием $D \sim 3 - 50 \text{ м}^2/\text{с}$. Крупные частицы космической пыли и микрометеоры при внедрении в атмосферу планеты в результате резкого торможения и перехода кинетической энергии в тепловую испытывают не только испарение вещества, но и фрагментацию структуры, что ведет к накоплению вблизи высот торможения (80–110 км) мелких частиц размером $\sim 100 \text{ \AA}$ и более. Изменение оптико-микрофизических свойств аэрозольных частиц космогенного происхождения было исследовано также на основе модели диффузионно-седиментационного распыливания спорадически возникающих аномальных накоплений (рис. 10). Эпизодически появляющиеся в районе мезопаузы серебристые облака многими специалистами связываются с процессом обволакивания мелких гематитных ядер оболочкой загрязненного льда. Поэтому при моделировании оптических свойств помимо пространственных изменений спектра размеров учитывалась также возможная неоднородная диэлектрическая структура частиц и их несферичность. В частности, деполаризующие свойства мезосферных аэрозолей оценивались в приближении частиц вытянутой игольчатой формы с химическим составом, близким гематитным осколкам и загрязненному льду.

12. Заключение

В заключение необходимо подчеркнуть, что представленные в работе результаты показывают, что темп и характер деформаций, испытываемых структурой атмосферных аэрозолей,

существенно зависят от входных параметров процессов. Поэтому ввиду большого числа варьируемых параметров модели всестороннее исследование различных факторов изменчивости состояния аэрозолей в различных атмосферных ситуациях необходимо проводить с привлечением конкретной информации с последовательным анализом влияния каждого из них.

И наконец, необходимо отметить, что предлагаемый в работе подход к формированию структуры ИМС вполне сочетается с возможностями средних по быстродействию персональных ЭВМ и позволяет в течение 3–5 мин получать данные с учетом фракционной разнородности и несферичности аэрозолей как по высоте, так и по времени, а также представляет гибкие возможности для планирования натурного эксперимента и интерпретации результатов измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94–05–16463–а).

1. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: ТФ СО РАН СССР, 1986. 295 с.
2. Асатуров М. Л., Будыко М. И., Винников К. Я. и др. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
3. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. Л.: Изд-во ЛГУ, 1982. 370 с.
4. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 224 с.
5. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 200 с.
6. Лебединец В. Н. Аэрозоль верхней атмосферы и космическая пыль. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 272 с.
7. Розенберг Г. В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. N 1. С. 21–35.
8. Химия нижней атмосферы / Под ред. С. Расула. М.: Мир, 1976. 408 с.
9. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы. // М.: Мир, 1965. 424 с.
10. Cadle R. D., Grams G. W. // Rev. Geophys. Space Phys. 1975. V. 13. P. 475.
11. Friedlander S. K. Smoke Dust and Haze: Fundamentals of Aerosol Behaviour. Wiley Interscience. New York, 1977. 386 p.
12. Hofmann D. J., Rosen J. M. // Papers of 18th Gen. Assem IUGG Humburg 1983. Laramie, 1983. P. 1–50.
13. Rosen J. M., Krome N. T., Hofmann D. J. // Bull. Amtr. Meteorol. Soc. 1976. V. 57. P. 225–228.
14. Turco R. P., Toon O. B., Whitten R. C. et al. // Planet Space Sci. 1982. V. 30. P. 1147–1181.
15. Whitby K. T., Clark W. E. et al. // Atmospheric Environ. 1975. V. 9. P. 463–482.
16. McClatchey R. A., Fenn R. W., Selby J. A. E. et al. // Report AFCRL-71-0279, AFCRL Bedford, Mass, 1971. 98 p.
17. Toon O. B., Pollack J. B. // J. Appl. Met. 1976. V. 15. P. 225–246.
18. Kneizys F. X., Shettle E. P., Gallery W. O. et al. // Envir. Res. Papers/ AFRCL-TR-83-0187. 1983. N 697. 233 p.
19. Розенберг Г. В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. N 3. С. 241–254.
20. Розенберг Г. В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. N 1. С. 21–235.
21. Kiang C. S., Middleton P. // Geophys. Res. Lett. 1977. V. 4. N 1. P. 17–20.
22. Смирнов В. И. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1977. Т. 13. N 3. С. 274–286.
23. Hidy G. M. // J. Colloid Sci. 1965. V. 20. P. 123–144.
24. Middleton P. and Brock J. // J. Coll. and Interf. Sci. 1976. V. 54. N 2. P. 249–264.
25. Friedlander S. K. // J. Meteorology. 1960. V. 17. P. 479–483.
26. Friedlander S. K. // J. Meteorology. 1961. V. 18. P. 753–759.
27. Friedlander S. K., Wang G. S. // J. Coll. and Interf. Sci. 1966. V. 2. P. 126–132.
28. Friedlander S. K., Pasceri R. E. // J. Atmos. Sci. 1965. V. 22, N 5. P. 571–576.
29. Lai F. S., Friedlander S. K., Pich J., Hidy G. M. // J. Coll. and Interface Sci. 1972. V. 39. N 2. P. 395–405.
30. Pich J., Friedlander S. K., Lai F. S. // J. Aeros. Sci. 1970. V. 1. P. 115–126.
31. Wang C. S., Friedlander S. K. // J. Coll. and Interf. Sci. 1967. V. 24. P. 170–179.
32. Junge C. E. // J. Atmos. Sci. 1969. V. 26. P. 603–608.
33. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
34. Lille D. K. // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 1968. V. 94. P. 292–309.
35. Tennekes J. // Atmos. Sci. 1973. V. 30. P. 558–567.
36. Рахимов Р. Ф. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 3. С. 259–266.
37. Горчаков Г. И., Свириденков М. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. Т. 15. N 1. С. 53–60.
38. Панченко М. В., Фадеев В. Я. // В кн.: Исследование атмосферного аэрозоля методами лазерного зондирования. Новосибирск: Наука, 1980. С. 202–210.
39. Рахимов Р. Ф. Численное моделирование оптико-микрофизических свойств атмосферного аэрозоля. Дисс. . . канд. -физ. мат. наук. Томск, 1982. 263 с.
40. Рахимов Р. Ф. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 4. С. 339–348.
41. Рахимов Р. Ф. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 5. С. 522–529.
42. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф., Савельев Б. А., Фадеев В. Я. // Изв. вузов СССР. Физика. 1976. N 1. С. 128–131.
43. Розенберг Г. В., Малкевич М. С., Сячинов В. И. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1974. Т. 10. N 1. С. 14–24.

44. Wiscombe W., Welch R.M., Hall W.D. // J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. N 8. P. 1336–1355.
45. Ипполитов И.И., Креков Г.М., Лопасова Т.А., Рахимов Р.Ф. // Оптико-метеорологические исследования земной атмосферы. Новосибирск:Наука, 1987. С. 53–63.
46. Рахимов Р.Ф., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 10. С. 1011–1016.
47. Рахимов Р.Ф., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы. 1992. Т. 5. N 5. С. 451–456.
48. Рахимов Р.Ф., Ромашов Д.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 7. С. 686–690.
49. Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 6. С. 645–652.
50. Рахимов Р.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 5. С. 451–456.
51. Derr V.F. Remote sensing of troposphere WPL ERL EED. Boulder, Colorado, 1972. 854 p.
52. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.:Гидрометеиздат, 1976. 640 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
25 декабря 1994 г.

R. F. Rakhimov. Simulation of Processes in Aerosols for Forecasting Vertical Variability of Light Scattering Parameters.

Some problems of dynamical simulation of vertical variability of optical microphysical properties of an atmospheric aerosol component is discussed in the paper along with methodology of the informative simulating systems constructing for aerosol light scattering. An influence of the gravitational settling factor on the structure of aerosol anomalies when turbulent blooming at different heights is examined in detail. A reduced approach to simulating the process of coagulating transformation of the particles size spectrum is justified in the context of forecasting possible variations of optical properties of fume.